Acta GEODAETICA, GEOPHYSICA et MONTANISTICA

ACADEMIAE SCIENTIARUM HUNGARICAE

ADIUVANTIBUS
L. EGYED †
J. ZAMBÓ
REDIGIT
A. TÁRCZY-HORNOCH

AKADÉMIAI KIADÓ, BUDAPEST

TOMUS 6
FASCICULI 1–2
1971

ACTA GEODAETICA, GEOPHYSICA et MONTANISTICA

Academiae Scientiarum Hungaricae

A Magyar Tudományos Akadémia Föld- és Bányászati Tudományok Osztályának folyóirata

Szerkesztőség: Budapest V., Münnich Ferenc utca 7.
Kiadja az Akadémiai Kiadó, Budapest V., Alkotmány utca 21.

Az *Acta Geodaetica, Geophysica et Montanistica* eredeti tanulmányokat közöl a föld- és bányászati tudományok tárgyköréből, angol, német, francia vagy orosz nyelven. Félévenként jelenik meg, évi egy, kb. 400—500 oldalas kötetet alkotva.

Megrendelhető az Akadémiai Kiadónál (Bp. V., Alkotmány utca 21.), a külföld részére pedig a Kultúra Könyv- és Hírlap Külkereskedelmi Vállalatnál (Bp. I., Fő utca 32.).

Acta Geodaetica, Geophysica et Montanistica is a semiannual review of the Hungarian Academy of Sciences, publishing papers—in English, German, French or Russian—on geodesy, geophysics and mining.

Editorial Office: Budapest V., Münnich Ferenc utca 7.

The subscription rate is $ 16.00 per year.

Orders may be placed with Kultura Trading Co. for Books and Newspapers (Budapest 62, P.O.B. 149) or with its representatives abroad, listed on p. 4 of the cover.

ACTA GEODAETICA, GEOPHYSICA et MONTANISTICA

ACADEMIAE SCIENTIARUM HUNGARICAE

ADIUVANTIBUS

L. EGYED†, J. ZAMBÓ

REDIGIT

A. TÁRCZY-HORNOCH

TOMUS 6

AKADÉMIAI KIADÓ, BUDAPEST
1971

ACTA GEODAETICA, GEOPHYSICA et MONTANISTICA

ACADEMIAE SCIENTIARUM HUNGARICAE

ADIUVANTIBUS

G. BARTA, J. ZAMBÓ

REDIGIT

A. TÁRCZY-HORNOCH

TOMUS 6

AKADÉMIAI KIADÓ, BUDAPEST
1971

INDEX

Memorial (L. Egyed) 3
Эгерер, Ф.: Расчет полупроводниковых скваженных приборов для температурного зондирования — *Egerer, F.:* The projection of semiconduction temperature-profiling bore-hole instruments 5
Halmos, F.: Investigation of the correlation of measurements with the gyrotheodolite — *Халмош, Ф.:* Исследование корреляции измерений гиротеодолитами 15
Le Minh Triet: Some properties of the sudden commencement of geomagnetic storms — *Ле Мин Чиет:* Некоторые свойства внезапного начала геомагнитных бурь 29
Gózon, J.: The role and position of brown-coal opencast operation in the coal-mining of Hungary — *Гозон, Й.:* Определение главных технических параметров горных машин для открытых работ 45
Steiner, F.: Die Rolle der Polynomdarstellungen in der Lösung geophysikalischer Probleme. — The role of polynomial expansions in the solution of geophysical problems — *Штейнер, Ф.:* Роль составления полиномов в решении геофизических проблем 63
Märcz, F.: Ionospheric absorption and geomagnetic activity — *Мерц, Ф.:* Ионосферное поглощение и активность магнитного поля Земли 83
Bisztricsány, E.: Investigations on the dispersion of the surface waves — *Бистричань, Э.:* Дисперсионные отклонения поверхностных волн 95
Takács, E.: The role of the vertical pulsations of the magnetic field in magnetotelluric measurements — *Такач, Э.:* Роль вертикальных пульсаций магнитного поля в магнитотеллурических измерениях для исследования строений 99
Bisztricsány, E.: Investigations on surface waves near the epicentre — *Бистричань, Э.:* Исследование поверхностних сейсмических волн вблизи от эпицентра землетрасения 111
Meskó, A.: Velocities of *P*- and *S*- waves at depths between 50 and 600 kilometers — *Мешко, А.:* Скорость распространения волн *P* и *Ф* на глубинах от 50 до 600 км 117
Tarján, I.—Debreczeni, E.: Untersuchungen über das ökonomische Arbeiten preßluftverbrauchender Geräte im Bergbau und Möglichkeiten zur Verbesserung der Energieübertragung durch Preßluft vor Ort — Investigation on the economical function of equipments using compressed air and the possibilities of the development of the energy-transmission of compressed air on working places in mines — *Тарян, И.—Дебрецени, Э.:* Исследование экономичной работы абонентов на сжатом воздухе и возможности развития передачи энергии сжатым воздухом на рабочем месте в горном деле 127
Cz. Miletits, J.: On the latitude dependence of Pc-type pulsations — *Ц. Милетитш, Ј.:* О зависимости пульсаций типа Pc от широты 141
Tamás, L.: The role of the fitting plane-systems in vertical designing — *Тамаш, Л.:* Роль выравнивающих плоскостей при вертикальной планировке местности 155
Zambó, J.: Über die Abbauwürdigkeit — On the problem of mineability — *Замбо, Я.:* О вопросе пригодности месторождений для разработки 163
Tárczy-Hornoch, A.: Zur Ausgleichung der Streckeneinschnitte — To the adjustement of trilateration — *Тарци-Хорнох, А.:* К уравниваю линейной привязки точек 175

Hazay, I.: Ausgleichung eines Triangulationsnetzes durch Messung sämtlicher Winkel und Seiten — Adjustment of triangulation networks with all angles and sides measured — *Хазаи, И.:* Уравнивание сети триангуляции, определенной измерением всех ее углов и сторон 187
Szádeczky-Kardoss, E.: Mechanismus des »oceanic spreading« im Lichte von Hochdruckexperimenten — The mechanism of ocean-floor spreading as disclosed by high pressure experiments — *Садецки-Кардош, Э.:* Механизм «oceanic spreading» в отражении опытов при больших давлениях 203
Адам, А.—Вере, Й.: О первых результатах электромагнитных синхронных записей КАПГ — *Ádám, A.—Verő, J.:* On the first results of the synchronous electromagnetic measurements of the KAPG 223

Recensiones

Hazay, I.: Adjusting calculations in surveying. — *A. Tárczy-Hornoch* 235
Thompson, E. H.: Introduction to the algebra of matrices with some applications. — *J. Somogy* 235
Jacobs, J. A.: Geomagnetic micropulsations. — *J. Verő* 236
Roederer, J. G.: Dynamics of geomagnetically trapped radiation. — *J. Verő* 236

Correctio

Fanselau, G.: Testverfahren zur Deutung geophysikalischer Meßprofile (*Tomus* 4, 3—4, *pp.* 397—413, 1969) 238

Abd Eldayem, M. M.—Facsinay, L.: A new method for calculating the second vertical derivative of gravity — *Абдэлдаем, М. М.—Фачинай, Л.:* Новый метод для определения второй вертикальной производной гравитации 237
Egerer, F.: Investigation of certain problems concerning the determination of the average heat-conductivity of boreholes — *Эгерер, Ф.:* Исследование некоторых вопросов, связанных с определением средней теплопроводности буровых скважин 255
Le Minh Triet: Remarques sur la signification physique de la structure macroscopique des orages magnétiques — Remarks on the physical meaning of macroscopic structure of magnétic stroms — *Ле Минь Чиет:* Некоторые замечания о физическом значении макроскопической структуры магнитных бурь 263
Bencze, P.—Holló, L.: A study of the dependence of correlation between the occurrence of sporadic E and geomagnetic activity on period at middle latitudes — *Бенце, П.—Холло, Л.:* Исследование зависимости отпериода корреляции между частотой спородического слоя Е и геомагнитной активностю 271
Halmos, F.—Kádár, I.—Karsay, F.: Die Automatisierung der geodätischen Satellitenbeobachtungen und Auswertungen — Automatization of satellite observations and evaluations for geodetical use — *Халмош, Ф.—Кадар, И.—Каршаи, Ф.:* Автоматизация геодезических спутниковых наблюдений и анализов 279
Verő, J.: Vormittag-Nachmittag-Asymmetrie in der erdmagnetischen Pulsationen — Asymmetry in respect of local noon in the activity of geomagnetic micropulsations — *Верэ, Й.:* Утренне-вечерняя асимметрия в активности геомагнитных пульсаций 305
Märcz, F.: Ionospheric absorption around sunrise and sunser. Seasonal variations — *Мерц, Ф.:* Поглашение в нижней ионосфере окало восход и захода солнца .. 319
Rösler, R.—Oelsner, K.: Die inverse Filterung gravimetrischer Messungen — The inverse filtering of gravimetric measurements — *Резлер, Р.—Елснер, К.:* Обратное фильтрование гравиметрических измерений 327
Грейм, И. А.—Сарвин, А. А.: Маркшейдерский тахеометр ПВД — *Greim, I. A. — Sarvin, A. A.:* PVD tacheometer for mine surveying 345
Tarján, G.: Mass impact in the field of crushing and pelletizing — *Тарян, Г.:* Массовый удар в области пробления 355

Tarján, G.: Contribution to the kinematics of tumbling mills — *Тарян, Г.:* Добавка к кинематике шаровых мельниц 377
Schröder W. Results and problems of noctilucent cloud investigation *Шредер, В.:* Результаты и проблемы изучения серебристых облаков 389
Kovács, F.: Die Ermittlung der optimalen Produktionskapazität zur Beurteilung der Abbauwürdigkeit von Mineralrohstoffen — Determination of the optimal production capacity at the qualification of mineability of mineral occurrences — *Ковач, Ф.:* Определение оптимальной производственной мощности при оценке благонадежности полезных ископаемых 395
Zambó, I.: Vergleich der Falschwetterverluste bei zentraler und bei diagonaler Bewetterung — A comparison of air losses in case of central and diagonal ventilation — *Замбо, Й.:* Сравнение уходов воздуха при центральной и диагональной вентиляции 405
Schmieder, A.: Paramètres hydrauliques des roches aquifères principales à eaux karstiques du Massif central hongrois de la Transdanubie et les possibilités des pronostic du débit d'eau — Hydraulical parameters of the main karstic aquifers in the Hungarian Transdanubian Central Mountains and possibilities for the prognostics of the discharge — *Шмидер, А.:* Гидравлические параметры храняющих главные карстовые воды пород задунайских средневенгерских гор в возможности прогноза притока воды 429
Schmidt P.: Zu Fragen der Erdbebenprognose — To the Problem of Earthquake Prognosis. Technical Information about the Most Important International Literature in the Years 1960 to 1969 — *Шмидт, П.:* К вопросу прогноза землетрясений. Информация о международной специалной литературе в 1960—69 гг. 449
Fournier, H. G.—Ádám, A.—De Miguel, L.—Sanclement, E.: Proposal for a first Upper Mantle magnetotelluric E—W profile across Europe — *Фурнье, Х. Г.—Адам, А.—де Мигэл, Л.—Санклэмэнт, Е.:* Предложение относительно магнитотеллурического профиля в Верхней Мантии, протянувшегося через Европу в направлении в—З. 459

Recensiones

Egyed, L.: Die Erdbeben und die Erde — *A. Tárczy-Hornoch* 479
Kastner, H.: Statik des Tunnel- und Stollenbaues (auf der Grundlage geomechanischer Erkenntnisse) — *R. Richter* 479
Schmidt, P.: Zur Geschichte der Geologie, Geophysik, Mineralogie und Paläontologie — *Á. Tárczy-Hornoch* 480

MEMORIAL



Professor László EGYED, member of the scientific editorial board of the Acta Geodaetica, Geophysica et Montanistica passed away suddenly on July 11, 1970.

Professor EGYED was born in Fogaras, on February 12, 1914. He attended Budapest University and received his Ph. D. there in 1938. He was afterwards lecturer in mathematics at the same University. From 1940 to 1948 he was geophysicist at the Hungarian—American Oil Company. From 1947 to 1950 he was senior lecturer in geophysics at the Budapest University and in 1951 he was charged to organize the Department for Geophysics there and he became the first head of this Department. In 1953 he received the D. Sc. degree, in 1960 he was elected corresponding member of the Hungarian Academy of Sciences. Shortly before his death he became ordinary member of the Academy of Sciences. In 1956 he was appointed professor of geophysics, in 1957 he was awarded the highest Hungarian state prize, the Kossuth-prize.

He was author of three books and more than 100 scientific papers. His main scientific work is connected with the Physics of the Earth. He developed a dynamic theory of the Earth's interior involving slow expansion. He was a well-known propagator of this theory.

He took part in many national and international scientific organizations, he was the Hungarian delegate in IQSY and COSPAR. He was also member of several Hungarian and international organizations.

Professor EGYED will be long remembered by his many friends and pupils and by his colleagues, who lost in him a devoted man of science and a warm, friendly person.

A. TÁRCZY-HORNOCH

Acta Geodaet., Geophys. et Montanist. Acad. Sci. Hung., Tomus 6 (1—2), pp. 5—14 (1971)

РАСЧЕТ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СКВАЖЕННЫХ ПРИБОРОВ ДЛЯ ТЕМПЕРАТУРНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

Ф. ЭГЕРЕР

ТРУДОВАЯ КОММУНА ГОРНОГО ДЕЛА ВАН, МИШКОЛЬЦ, ИНСТИТУТСКИЙ ГОРОДОК

[Поступила 3 октября 1968 г.]

В статье излагается теория расчета полупроводниковых скваженных приборов с линейной характеристикой «сопротивление-температура» при глубинных бурениях в геофизике и приводится конкретный пример, исходя из результатов измерений. Описанным способом в соответствии с потребностями можно расширить линеаризованный температурный интервал.

Введение

В температурном зондировании глубинных бурений уже раньше применяли термисторные зонды, но они, несмотря на их точность измерения температуры 0,01 °С, в широкой мере не распространились. Причиной этого, помимо конструкционных ошибок отдельных приборов, в основном явились два обстоятельства. Во-первых, верхний предел измерения температуры был около 80—100 °С, а во-вторых, в зависимости от температуры приборы дали экспоненциальный, не линейный сигнал [1].

Первую проблему, т. е. технологию производства полупроводников, можем считать уже решенной. Вторая проблема, т. е. обеспечение линейной характеристики сопротивления-температуры с учетом требуемой точности тоже может быть решена, а именно: при помощи температуро-зависимого линеаризующего блока, встроенного в электрическую цепь измерительной системы.

Теоретические основы

При температурном зондировании скважен поступаем правильно, если измерительный мост, содержащий и чувствительные элементы, полностью располагаем в скваженном приборе. В этом случае изменения сопротивлений в кабелях, вызванные температурой, складываются с изменением измерительного блока или блока питания. Поскольку последние имеют большое сопротивление, то изменением сопротивления в кабелях можем пренебречь. Способ обеспечения линейной характеристики сопротивления-температуры линеаризацией внутри измерительного моста [7] не удевлетворяет ни точности глубинного геофизического бурения (0,01 °С), ни потребностям, предъявленным к интервалу измерений.

Предположим, что без линеаризующего элемента напряжение на регистрирующем гальванометре выражается уравнением

$$U_i = U_i[R_k;\ R_{nt}(T);\ R_i;\ R_b;\ I], \tag{1}$$

содержащим все электрические данные моста. В выражении (1) R_k ($k = 1, 2, 3$) есть нзависимые от температуры сопротивления моста. R_{nt} — сопротивление термисторов ($n = 1\ ; 2$); R_i — внутреннее сопротивление индикатора — гальнометра; R_b — внутреннее сопротивление блока питания, T — температура, I — ток питающей электрической цепи. Пусть имеет U_i любую функциальную связь с переменными. Ищем функцию, описывающую изменение температуры (ϱ_i, ϱ_b) сопротивления, включаемого последовательно с R_i (линеаризация измерительного контура) или с R_b (линеаризация питающей цепи) таким образом, чтобы измеренное U_i на температуре измерения удовлетворяло условию, указанному нами. Линеаризующие элементы в обоих случаях расположены в скваженном приборе, и всегда имеют практически температуру, на которой производится измерение. В случае линеаризации измерительной цепи:

$$U_{ii} = U_{ri}[R_{ki};\ R_{nt}(T);\ (R_i + \varrho_i);\ R_{bi};\ I]. \tag{2}$$

При линеаризации питающей цепи:

$$U_{ib} = U_{ib}[R_{ki};\ R_{nt}(T);\ (R_b + \varrho_b);\ I]. \tag{3}$$

Из уравнений (2) и (3) нужно найти ϱ_b и ϱ_i.

В случае измерения абсолютного значения температуры U_{ii} или U_{ib} находятся в линейной связи с T, если

$$\frac{\partial U_{ii}}{\partial T} = k_i \tag{4}$$

или

$$\frac{\partial U_{ib}}{\partial T} = k_b, \tag{5}$$

где k_i и k_b — постоянные, получаемые по функциям (2) или (3) точке T_0, назначенной на основании требуемого интервала и точности измерений, где $\varrho_i = \varrho_{i0}$ и $\varrho_b = \varrho_{b0}$.

Пусть в случае выражений (4) и (5) имеется та же требуемая точность. Тогда

$$k_i = k_b = k. \tag{6}$$

Из (4) получим:

$$k = \left(\frac{\partial U_{ii}}{\partial T}\right)_{T_0}. \tag{7}$$

Интергированием получим, например, из выражения (4)

$$U_{ii} = \left(\frac{\partial U_{ii}}{\partial T}\right)_{T_0} \cdot T + C. \tag{8}$$

Постоянная C может быть вычислениа из условый $T = T_0$; $\varrho_i = \varrho_{i0}$ следовательно:

$$C = U_{iiT_0} - \left(\frac{\partial U_{ii}}{\partial T}\right)_{T_0} \cdot T_0.$$

Выражение (8) в окончательном виде:

$$U_{ii} = \left(\frac{\partial U_{ii}}{\partial T}\right)_{T_0} (T - T_0) + U_{iiT_0}. \tag{9}$$

Аналогично на основании (5) имеем:

$$U_{ib} = \left(\frac{\partial U_{ib}}{\partial T}\right)_{T_0} (T - T_0) + U_{ibT_0}. \tag{10}$$

В принципе желательно выполнение условия $\varrho_0 = 0$, но нет такого температуро-чувствительного элемента (например термистор), на котором при действительных значениях T_0 можно осуществить это, поэтому на практике предлагается следующий способ. При условии $\varrho_0 = 0$ вычисляется ϱ. Потом выберем узел, который лучше всего подходит к характеристике зависимости сопротивления ϱ_0 от температуры, и сопротивлению этого на месте T_0, рассматриваем ϱ_0; потом приведенный способ повторяется. Одним-двумя приближениями и способ итерации уже дает надежный результат.

Применяя предыдущий ход мыслей в случаях градиентного или аномального зондов, если T есть средняя температура двух чувствительных элементов, приходим к следующему (температура двух чувствительных элементов с введением переменной τ будет $T - \tau$ и $T + \tau$)

$$\frac{\partial U_{ii}}{\partial T} = 0 \qquad (11) \qquad\qquad \frac{\partial U_{ib}}{\partial T} = 0 \qquad (12)$$

При этом

$$U_{ii} = U_{ii0} \quad (13) \qquad\qquad U_{ib} = U_{ib0} \qquad (14)$$

где $U_{ii0} = U_{ii\,T=T_0}$; и, аналогично, $U_{ib0} = U_{ib\,T=T_0}$; при произвольном τ. А из уравнений (13) и (14) уже можем вычислить ϱ_i и ϱ_b.

При практическом осуществлении измерительных приборов необходимо обеспечить высокую стабильность тока или напряжения.

Поскольку в практике каротажа внутреннее сопротивление блоков питания велико, стабильность тока в 1—2% сравнительно легко обеспечить. Теперь для случая стабильности тока приводим два примера.

Расчет линеаризующего блока при градиентном зонде

На рис. 1 показана схема простого термоградиентного зонда. Пусть $\varrho + R_i = R'_i$. Законы Кирхгрофа напишем так:

$$1.\ I - I_1 - I_2 = 0$$

$$2.\ I_1 - I_i - I_3 = 0$$

$$3.\ I_3 + I_4 - I = 0$$

$$\text{I.}\ -U + I_2R_2 + RI_4 = 0$$

$$\text{II.}\ -(R'_i + \varrho_v)I_i + RI_3 - RI_4 = 0$$

$$\text{III.}\ R_1I_i + (R'_i + \varrho_v)I_i - R_2I_2 = 0,$$

где R_1 и R_2 — сопротивления термисторов, R — независимое от температуры сопротивление, R_i — сопротивление индикатора, I — ток, протекающий в

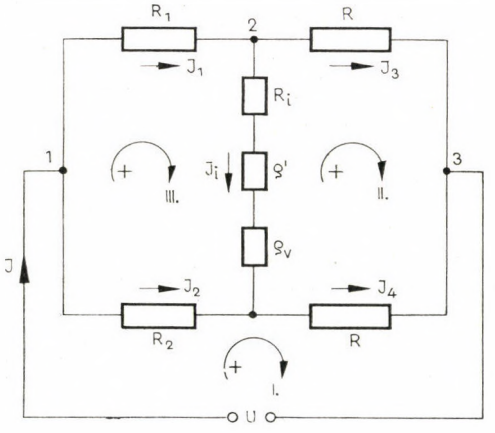


Рис. 1

главной цепи, U — питающее напряжение, $I_1;\ I_2;\ I_3;\ I_4$ — токи, протекающие в промежуточных цепях, I_i — ток индикатора, $\varrho_i = \varrho' + \varrho_v$ — сопротивление температуро-линеаризующего блока в целесообразно для последующих выводов развитом виде.

Из решения уравнений Кирхгофа получаем:

$$I_i = \frac{R(R_1 - R_2)}{(R_1 + R_2)(2R + R'_i + \varrho_v) + 2R(R'_i + \varrho_v)} I, \tag{15}$$

отсюда напряжение индикатора равно

$$U_{ii} = \frac{RR_i(R_1 - R_2)}{(R_1 + R_2)(2R + R_i' + \varrho_v) + 2R(R_i' + \varrho_v)} I.$$

Пусть $U_{ii}/I = \Phi$, тогда условие (4) примет вид:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial T} = k' \tag{16}$$

Линеаризующий блок значительно упрощается, если на место неизвестного ϱ_v сопротивления подсоединять т. н. «слепой мост»:

$$\varrho_v = \frac{2R(R_1 + R_2)}{2R + R_1 + R_2}, \tag{17}$$

так как по тщательной лабораторной выверке характеристики «сопротивление-температура» сравнительно небольшого числа (нескольких десятков) термисторов можно выбрать четыре, удовлетворящие практическим требованиям, термистора, характеристики которых практически одинаковы, или же при помощи маленьких поправочных температурно-независимых сопротивлений могут быть исправлены. И так, $R_1 + R_2 = 2R_t$ и с использованием зависимости (17) функция Φ примет вид:

$$\Phi = \frac{(R_1 - R_2)RR_i}{2R_t(4R + R_i') + 2RR_i' e^{-\frac{B}{T}}}, \tag{18}$$

где вторым членом знаменателя хорошо подобранными термисторами можно пренебречь, и где $R_1 = A_1 e^{B_1/T-\tau}$ и $R_2 = A_2 e^{B_2/T-\tau}$; A_1 и A_2 — сопротивление термисторов при температуре $T = \infty$, а B_1 и B_2 — энергические постоянные. По сказанному $A_1 \simeq A_2$ и $B_1 \simeq B_2$.

С учетом того, что $\tau \ll T$ (τ несколько °C) и применяя соотношение

$$\frac{1}{T} \cdot \frac{1}{1 + \frac{\tau}{T}} \simeq \frac{1}{T}\left(1 \mp \frac{\tau}{T}\right),$$

выражение (18) имеет вид:

$$\Phi = \frac{RR_i sh \frac{B\tau}{T^2}}{4R + R\tau}. \tag{19}$$

Но при малых значениях

$$sh \frac{B\tau}{T^2} \simeq \frac{B\tau}{T^2},$$

поэтому

$$\Phi \simeq \frac{RR_i B\tau}{T^2(4R + R_i + \varrho')} . \tag{20}$$

На основании соотношения (13):

$$\frac{B\tau}{T^2(4R + R_i + \varrho')} = \frac{B\tau}{T_0^2(4R + R_i + \varrho_0')} ,$$

или

$$\varrho' = \left(\frac{T_0^2}{T^2} - 1\right)(4R + R_i) + \frac{T_0^2}{T^2}\varrho_0' . \tag{21}$$

Этим можно доказать и то, что функция становится линейной относительно τ, т. к. заменяя выражение (21) в (20), получим:

$$\Phi = \frac{RR_i B\tau}{T_0^2(4R + R_i + \varrho_0')} , \tag{22}$$

и, следовательно, и U_{ii} зависит линейно от τ. Условие работы линеаризующего блока (ϱ') на средней температуре технически легко осуществимо, с разбитием ϱ' на две части.

Подставив значения R_1 и R_2 в функцию U_{ii} и, с учетом того, что практически

$$\frac{B\tau}{T^2} \sim 0,$$

поэтому

$$ch\frac{B\tau}{T^2} \sim 1 ; \qquad sh\frac{B\tau}{T^2} \sim \frac{B\tau}{T^2}$$

в случае $\varrho_0' = 0$ получим:

$$U_{ii} = \frac{ARR_i \dfrac{B\tau}{T^2} I}{A(2R + R_i) + RR_i e^{-\frac{B}{T}}} . \tag{23}$$

Выражение $\Phi(T)/\tau$ в случае одной пары термисторов с измеренной характеристикой изображено на рис. 2 при данных $T_0 = 333$ °K; $B = 3960$ °K; $A = 0{,}185$ ом; $B_i = 6$ ком и $R = 1$ ком (кривая α). Также на рис. 2 показана функция Φ/τ с использованием указанного выше «слепого моста» (кривая β). С включением линеаризующего члена, состоящегося из термисторов Тунгсрам-типа 2 TT 1,5 и 2 TT 0,6 получим кривую γ. Сопротивление линеаризующего члена 2,3 ком на 20 °C. Принципиальная схема, следовательно, принимает вид, показанный на рис. 3.

Не вызывает сомнения, что процесс линеаризации портит чувствительность термисторного зонда, но даже и так изменяемость сопротивления больше, чем у инструментов с проволочным сопротивлением. Это хорошо видно, если сравнение проводить на основе постоянной прибора c °C/ом, часто применяемой для характеристики чувствительности тепловых зондов. Понятие постоянной прибора c C°/ом приведено в литературе [1, 2].

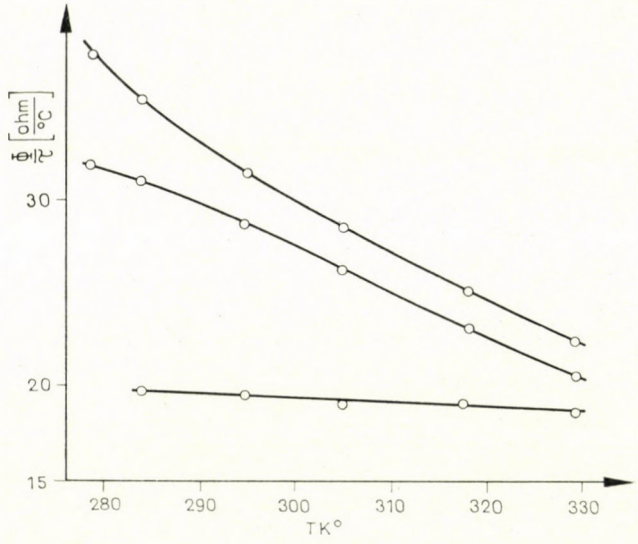


Рис. 2

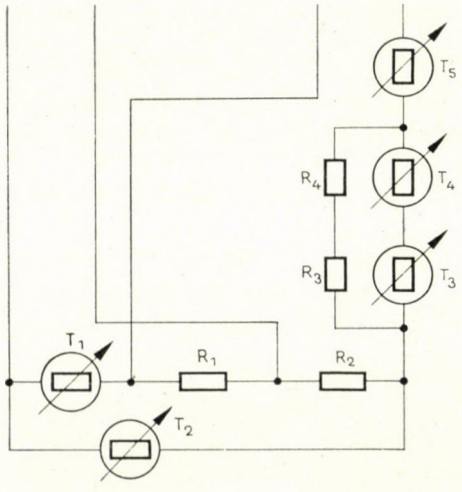


Рис. 3

Между напряжением, током питания и разностью температур имеется следующая связь:

$$\Delta U_{ii} = \frac{\Delta\tau}{c} I .$$

Прибор тем лучше, чем меньше c. Вообще у приборов с проволочным сопротивлением c около 2—3, например у советского ЕТС 2. С учетом кривой γ на рис. 2 для значения c получается 0,1 °С/ом, что в 20 раз лучше, чем у указанного типа приборов. Учитывая, что в термисторной установке значение c может быть уменьшено до 0,02 °С/ом, то полупроводниковые линеаризованные зонды могут быть в 100 раз чувствительнее, чем считанный до сих пор весьма чувствительным прибор.

Следует отметить, что качество моста зависит и от выбора пары термисторов, поэтому последнее следует проводить с большой тщательностью. Литературы и в этом направлении много, например [3, 4, 5].

Расчет линеаризующего блока при абсолютном зонде

В этом случае $R_2 = R$ и $R_1 = R_T$, следовательно, функция напряжения индикатора примет вид:

$$U_{ii} = \frac{(R_T - R)RR_i}{(R_T + R)(2R + R_i'' + \varrho_v') + 2R(R_i'' + \varrho_v')} I \tag{24}$$

и сопротивление «слепого моста»:

$$\varrho_v' = \frac{2R(R_T + R)}{R_T + 2R} . \tag{25}$$

и

$$R_i'' = R_i + \varrho''$$

и так

$$\Phi = \frac{U_{ii}}{I} = \frac{RR_i(R_T - R)}{(R_T + R)(4R + R_i'')} . \tag{26}$$

[Подобным соотношению (18) пренебрежением.] На основании выражения (8) и условий при $T = T_0$ T_0 $R_{T_0} = R$ R, $(U_{ii})_{T_0} = 0$ и $\varrho'' = \varrho_0'' = 0$ можем написать

$$\frac{(R_T - R)R_iR}{(R_T + R)(4R + R_i + \varrho'')} = k'(T - T_0), \tag{27}$$

откуда при абсолютном зонде для линеаризующего члена получим функцию

$$\varrho'' = \frac{(R_T - R)RR_i}{k'(T - T_0)(R_T + R)} - (4R + R_i) \tag{28}$$

(здесь k' — коэффициент пропорциональности, ом/°С).

Выбрав $T_0 = 297{,}3$ °К на основе (7) определяется значение $k' = 10{,}1$ ом/°С; при значениях $R = 10^3$ ом и $R_i = 6 \cdot 10^3$ ом на рис. 4 изображены зависимости (26) (кривая α); (27), поправленная «слепым мостом» (кривая β); и зависимость, поправленная линеаризующим членом (кривая γ) для

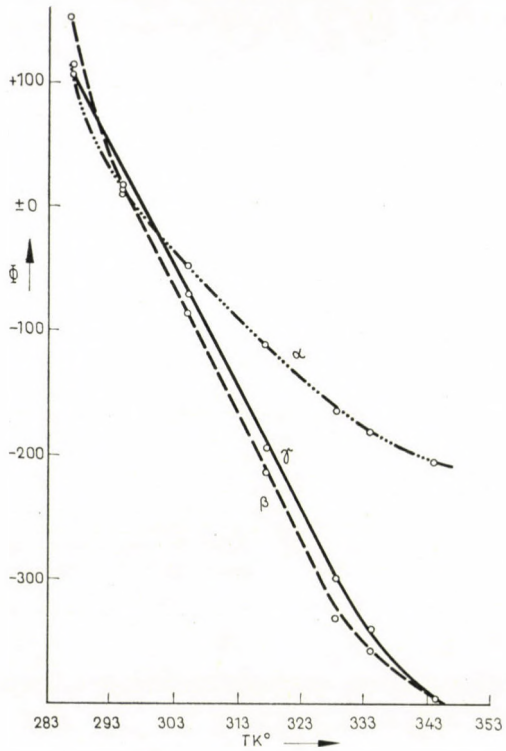


Рис. 4

моста, содержащего термистор типа 2 ТТ 1,5 с измеренной характеристикой «сопротивление-температура».

Хорошо видно, что линейность характеристики обеспечена, чувствительность близка К 100 ом/°С, что на порядки выше значений проволочных сопротивлений.

Выводы

Из вычислений и приведенных результатов измерений ясно, что для глубинной скважины в геофизических целях можно изготовить такой термоградиентный зонд, чувствительность которого 10—15 ом/°С; и абсолютный зонд с чувствительностью 100—150 ом/°С, характеристика «сопротивление-

температура» которых с практической точки зрения линейная. А это значит, что становится возможным дальнейшее расширение известной области применения [1; 6] различных типов термометров.

ЛИТЕРАТУРА

1. Позин, А. З.: Дифференциальная термометрия газовых и нефтяных скважин. Издательство «Недра» Москва 1964.
2. Комаров, С. Г.: Техника промысловой геофизики. Гостехиздат, Москва 1967.
3. Aslan, E.: Thermistor Bead matching for temperature Compensated RF power thermistor mounts. *JEEE Transactions on Instrumentation and Measurement.* 3 (1967), 192—196.
4. Волошин, И. Ф.: Электрические цепи постоянно тока с термисторами. Издательство АН БССР. Минск 1962.
5. Шашков, А. Г.: Терморезисторы и их применение. «Энергия», Москва 1967.
6. Kunz, K. S.—Tixier, M. P.: Temperature surveys in gas producing wells. *J. of Petroleum Technology.* 204 (1955), 111—119.
7. Richards, J. S. C.: Sensitive thermistor thermometer. *Electronic. Engineering* 39 (1967), 674—676.

THE PROJECTION OF SEMI-CONDUCTIVE TEMPERATURE-PROFILING BORE-HOLE-INSTRUMENTS

F. EGERER

SUMMARY

The paper deals with the projecting theory of the semi-conductive bore-hole instruments with a linear resistance-temperature characteristic, used in deep-bore geophysics, and shows a concrete example based on measuring results. By means of the described method the linearized temperature interval can be extended as required by deep-bore geophysics.

Acta Geodaet., Geophys. et Montanist. Acad. Sci. Hung., Tomus 6 (1—2), pp. 15—28 (1971)

INVESTIGATION OF THE CORRELATION OF MEASUREMENTS WITH THE GYROTHEODOLITE

F. HALMOS

CAND. TECHN. (GEOD.) SCI.
GEODETICAL RESEARCH LABORATORY OF THE HUNGARIAN ACADEMY OF SCIENCES, SOPRON

[Manuscript received December 30, 1968]

The present paper deals with some problems of the analysis of variances and of the correlation analysis from the point of view of the theory of errors. The method given is a valuable tool for the determination of the characteristic precision data of gyrotheodolites, as well as for the analysis of systematic and random errors in a given station point. The results of the variance and correlation analyses are tabulated for the gyrotheodolite MOM in different arrangements of the measurement. In advantageous arrangement the correlation is less than 0,2; thus it must not be taken into account.

Experimental geodetical measurements aim not only at a determination of the unknown values and their accuracy, but also at a determination of the distribution of the measured values in order to see whether systematic errors occur, etc. For these investigations the methods of mathematical statistics give adequate help. Thus the determination of systematic error elements is rendered possible among others by the analysis of variances; while the question of dependence or independence can be solved using correlations. It must be, however, mentioned that in certain cases, when utilizing mathematical statistics, precaution must be preserved. These methods suppose whatever great errors (if with very small probability), further they are adopted to the conditions of taking samples (estimations), where the dispersion can be substantially greater than the systematic and random errors of geodetical measurements.

The aim of the present paper is to investigate the appearance of systematic errors in gyrotheodolite measurements, as well as to determine the correlation between measurements.

Summary of methods to determine the True North with gyrotheodolites

It is known that the azimuth (A) can be expressed by the azimuth determining value read on the horizontal circle of the gyrotheodolite (N_0), the reading of the bearing (I), the correction of the band (ΔN_0) and the instrumental constant Δ as (Fig. 1):

$$A = I - (N_0 + \Delta N_0) + \Delta. \tag{1}$$

The value of N_0 can be found on its turn by several methods which shall not be treated here (see e.g. [1]). Depending on the chosen method of the determination of single azimuths, the interdependence, i.e. the correlation of the azimuth values also changes. Some results in this connection were treated in [2] and [3]. It is obvious that if two azimuths are determined

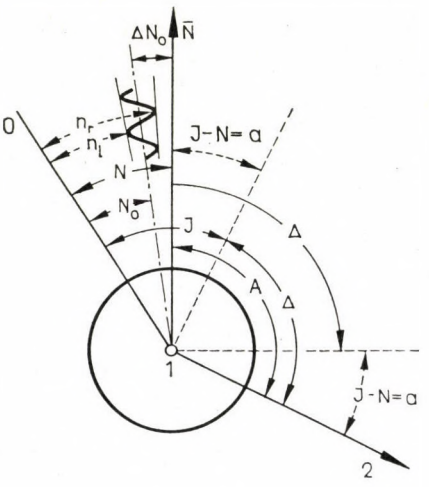


Fig. 1

using the same values of the gyroscopic orientation $N = N_0 + \Delta N_0$ and of the instrumental constant Δ, then they cannot be independent. In this case the independent element of the measurements is only I. Such measurements give correlation factors — according to [6, pp. 142—143] — near to unity [4, 5]. That means that in the further investigations these values cannot be treated as independent ones. It would be, however, exaggerated to suppose that all azimuths determined with gyrotheodolites are highly correlated or interdependent.

In accordance with the different measurement methods the correlation changes, too. In the knowledge of the methodical aspects of the measurements the following cases can be distinguished:

a) Determination of several azimuths, or several bearings using the same gyrotheodolite True North determination. E.g. in case of two directions:

$$A_1 = I_1 - (N_0 + \Delta N_0) + \Delta \tag{2}$$

$$A_2 = I_2 - (N_0 + \Delta N_0) + \Delta.$$

b) The determination of bearings from one point with independent starts:

$$A_1 = I_1 - (N_0 + \Delta N_0)_1 + \Delta \tag{3}$$
$$A_2 = I_2 - (N_0 + \Delta N_0)_2 + \Delta.$$

In these formulae the instrumental constant is common. From the point of view of the correlation this latter configuration is more advantageous than configuration *a*, but it does not take advantage of the double measurement at both directions.

c) If the instrumental constant is independent, too, then the azimuths measured at the same point, or in several points are:

$$A_1 = I_1 - (N_0 + \Delta N_0)_1 + \Delta_{\mathrm{I}} \tag{4}$$
$$A_2 = I_2 - (N_0 + \Delta N_0)_2 + \Delta_{\mathrm{II}}.$$

In this case the independence would be perfect perhaps with the exception of the effect of a possible error in the torsion constant of the band. This error is, however, according to prior investigations small and can be neglected.

d) Let us examine the correlation of azimuths determined for the same direction several times:

$$A_1^{(1)} = I_1^{(1)} - (N_0 + \Delta N_0)_1^{(1)} + \Delta \tag{5}$$
$$A_1^{(2)} = I_1^{(2)} - (N_0 + \Delta N_0)_1^{(2)} + \Delta.$$

If the measurements are carried out by repeated turning back, then one has again case *c*. If the azimuth and counter-azimuth of a direction are determined at both end-points with the same instrument, then formulae (5) are to be used. If the investigations are carried out for the same direction, then one has case *b*.

Use of the variance analysis in the examination of gyrotheodolite measurements

The mathematical side of the problem is well known from the theory of mathematical statistics [see e.g. 6, 7], and the problem is treated in recent years often in the geodesy, too [8, 9, 10]. Here only some of the problems will be mentioned for the purposes of the present investigation.

The true error of a measurement (ε) is composed of random (ε'), systematic (α_j) and constant (α_0) elements. If the measurements are carried out in series in order to separate the different elements of the error, then the error function can be described as:

$$\varepsilon_{ij} = \varepsilon'_{ij} + \alpha_i + \alpha_0 \tag{6}$$

where i means the serial number, j the number of the measurement within the series. α_i represents that term the determination of which is the aim of the division of the measurements into series according to a previously fixed plan in order to separate certain effects with the aid of the variance analysis or by the theory of errors. Such investigations are carried out with gyrotheodolites if the increase of the accuracy through consideration of the torsion correction of the band, the role of the situation of the zero point in the accuracy, the advantages and disadvantages of measurements in a single station in respect of the measurements with several returns, the effect of the stability of the frequency and voltage of the feeding current are examined. If α_0 plays a role in all measurements then its determination is impossible. By the way, this term does not appear in the result of gyrotheodolite measurements, since if it is contained in calibration and in measurements both, it has no effect on the computed azimuth values.

Let us suppose that m series are measured with n measurements each. Thus one has $m \cdot n = N$ measurements with equal weights, and it is to be decided whether random, or random and systematical errors appear in the measurements. For this purpose first the so-called inner mean square error is computed, then from the difference between the means of the series the so-called outer mean square error. The common evaluation of all measurements gives the so-called total error that shall be used in the following, too.

It is known that the most probable value is the average of the measured values (in the j-th series e.g. x_j), its weight being the number of the measurements in this series. In the evaluation of the series the α_i value in Eq. (6) can be taken zero. The values of the corrections determined as described earlier give only the so-called inner mean square error, which characterizes the series and contains only random errors. The mean square error is given by the corrections with respect to the mean of the series as:

$$\mu_B^2 = \frac{[v'_{ij}v'_{ij}]_{i=1,\,j=1}^{m,n}}{N - m}. \tag{8}$$

In order to get a value of μ_B as characteristic as possible, it is advantageous to calculate all square sums from the deviations relative to the series mean.

Now the question arises which is the most favourable number of measurements in a series. The values deduced from the variance analysis shall be characteristic for the inner errors of the measurements only if the number of the measurements is much greater than usual in geodesy. Using the mean square error defined earlier, the required number of measurements can be computed from the formula of the confidence interval:

$$n = \left(\lambda \frac{\mu_B}{\varepsilon}\right)^2 \tag{9}$$

where λ can be taken from tables, corresponding to the probabilities $P = 1 - p_0$ [6, 7, pp. 420—421]. E.g. for $p_0 = 0{,}05$, i.e. 5 per cent $\lambda = 1{,}96$. μ_B is the mean square error of a single measurement, ε the confidence interval of the unknown value to be deduced. For $P = 0{,}90$ one has $\lambda = 1{,}65$, so $\mu_B = \pm 10''$ and for $\varepsilon = 5''$ one gets $n = 11$.

If the number of repetitions in a series is sufficiently large, then it can be supposed that the differences of the series means result mainly from systematic errors. The effects which can be examined so are distributed into two groups.

α) Errors which increase or decrease monotonically the value to be measured (e.g. the effect of the rising or decreasing temperature or that of the changing frequency on the instrumental constant). These effects are introduced into the calculations as unknowns.

β) To the second group belong errors, the sign and magnitudes of which change in the single measurement series. Such an effect is e.g. in case of gyro-theodolites the effect of gusts at the instrumental constant. Thus the value of α_j can be taken in Eq. (6) constant as long as a single series is carried out; superposed on it random errors may appear. By repeated measurement series α_j also can vary. For the determination of errors which are in a single station systematic, but which, in the whole, can be supposed random, and for the calculation of the mean square error to be expected it is needed to carry out several series of experimental measurements and to evaluate these measurements in a block. The values of the errors calculated so are real only if there is a sufficient number of series and the effects varying in each series are with good approximation normally distributed.

If the mean of all measurements is computed and the corrections of the measurements (v_{ij}) are calculated from this, then the sum of the squares of the corrections gives the so-called total error, which contains the errors inside the individual series as well as the differences between the series (μ_T):

$$\mu_T^2 = \frac{[v_{ij} v_{ij}]_{i=1,\,j=1}^{m,\,n}}{N - 1} \,. \tag{10}$$

It can be proved that the sum of the squares of the corrections characterizing the difference between series $[v_i'' \, v_i'']_{i=1}^{m}$ [6; p. 242] can be expressed as follows:

$$[v_i'' \, v_i'']_{i=1}^{m} = \{[v_{ij} v_{ij}] - [v_{ij}' v_{ij}']\} \tag{11}$$

and so:

$$\mu_K^2 = \frac{n[v_i'' v_i'']_{i=1}^{m}}{m - 1} \,. \tag{12}$$

Thus μ_K expresses similarly to the mean square error the changes between the series resulting from different effects. This value is generally denoted as

the mean square error characterizing the outer effects [8]. It is advisable to examine the distribution of the measurements before further computations (testing the normality of the distribution).

In the case when one-sided errors are considered, a smaller number of series is sufficient. To obtain data of satisfactory accuracy, however, the number of the series must be even in this case more than five. If the number of measurements inside a series is sufficiently large (e.g. $n > 20$), then taking into account their mean square error, the differences of the average values give the uncertainty of the systematic errors.

To decide whether the differing values μ_B and μ_T in the measurement series result from systematic errors, there is another possibility in addition to the examination of the zero hypothesis (i.e. the so-called t-test, when the difference of the average values and the mean square errors obtained are investigated together), the so-called Fisher-test. When using the latter it is more advantageous to use the method described in [11] instead of the method commonly adopted in the literature, as the former takes all measurements into account:

$$F_{(P,\, N-m,\, N-1)} = \frac{\mu_B^2}{\mu_T^2} = \frac{[V'_{ij}V'_{ij}](N-1)}{[V_{ij}V_{ij}](N-m)} \tag{13}$$

where the value of F can be taken from tables according to the probability P, and the number of surplus measurements $N - m$ and $N - 1$ [6, 7]. The value of the quotient settles the question about the fulfilment of the investigated condition, or about the probability level at which the changes between the measurement series can be accepted as resulting from random or systematic errors (the tables at the end of this paper contain in addition to the values of F the admissible values of these).

Further possible tests are the χ^2 — and the Kolmogorov-tests [6]. The confidence intervals can be determined in function of the mean square errors and of the surplus measurements for the differences of the mean values and the definitive mean (e.g. t-test). Thus a possibility is given to decide whether the differences can result from random errors at the given probability level, or the effect of systematic errors must be suspected. It is always profitable to perform several investigations on the measurements for the determination of certain features.

For the qualification of the variances between the series the following formula can also be used:

$$\gamma_\alpha^2 = \frac{N-1}{N-m}(\mu_T^2 - \mu_B^2) \tag{14}$$

where the notations are already known. This value must be nearly equal to the value of μ_K^2 already determined.

If several kinds of effects are to be determined, then the multiple analysis of variances is used. The method of computation is similar to the method already treated. In this case the results of the measurements (o_{ij}) are grouped according to not only one, but according to two or several aspects. The most simple case of these arises if only two effects are to be demonstrated. The results of the measurements are grouped not only in horizontal direction (the single series are written in horizontal rows) (x_i), but also in the vertical sense (x_j). The computations are in this case identical with the case previously treated. Contrary to the opinion in [6, pp. 249—254] it is more advantageous to carry out the computations for the two groupings separately. Thus in the computation of the so-called outer mean errors of the effects the sums of the squares of the corrections corresponding to their own variances are used. The method of least squares gives no reason to give the same value to two different corrections.

Such an analysis of variances can be made in investigations of gyro-theodolite measurements, too. For example if the results of measurements in a given place are compared to the results of measurements after transport, or if the effect of the instrumental constant and of the band correction are examined together, or the inner and outer accuracy of several instruments is tested at the same time.

The correlation of the measurement results can be deduced from the computed values of the variance analysis. Let us suppose to have m measurement series each with n measurements, which are to be used for the determination of the values of an unknown X and of an unknown Y. If the empirical correlation between the X and Y values is to be determined for the same instrument under the same circumstances, then the following formula must be used [7, p. 265]:

$$r_{xy} = \frac{\mu_{xy(1)}}{\mu_{x(1)}\mu_{y(1)}} . \tag{15}$$

Here $\mu_{x(1)}$ $\mu_{y(1)}$ means the mean square error of the single measurement, $\mu_{xy(1)}$ is a quantity characterizing the interdependence,

$$\mu_{xy(1)} = \frac{[v_{xij}v_{yij}]_{i=1,\,j=1}^{m,\,n}}{mn - n}$$

$$\mu_{x(1)} = \sqrt{\frac{[v_x v_x]}{mn - m}}, \qquad \mu_{y(1)} = \sqrt{\frac{[v_y v_y]}{mn - m}} . \tag{16}$$

It is known that the measure of the correlation lies between $+1$ and -1. As the results of the measurements are burdened with errors, it is obvious

that the correlation deduced from these results is reliable only between certain limits. According to [6, p. 272]:

$$\mu_r = \frac{1 - r_{xy}^2}{\sqrt{mn - m}} .$$

The mean square error of the correlation factor can be determined from its multiple computation, too. If the value of the correlation is less than 0,2, then it must not be generally taken into account, as its value is less than the mean square error. In function of the probability the confidence interval of the correlation can be found from the table of the Student-distribution ($\pm t \cdot \mu_r$).

As it was shown, the formulae of the variance analysis known from mathematical statistics can be reduced to the known formulae of the theory of errors and the method of least squares, respectively.

Results of the measurements and computations

Let us examine how the quoted methods can be used for the analysis of the characteristic sources of errors in gyrotheodolite measurements and for the analysis of the correlation between measurements.

1. In a given station n measurements are made with repeated returns (m times) for the determination of the instrumental constant or for that of the azimuth. With the aid of the variance analysis the inner mean error of the station can be computed, while the outer mean error can be expressed by means of the differences between the series and of the so-called total error.

This latter thus shows the errors which result from the transport, shaking and other effects. The results of the measurements are tabulated at the end of this paper (Table 1). The precision data of the MOM gyrotheodolites summarized in Table 2 are in general characteristic for the reliability to be expected. It can be seen that the errors resulting from transport, shaking and other effects are relatively moderate, it is, however, clear that the error at a given station is only a part of the total error. Under the zero hypothesis, the Fisher-test proves that the measurements at a station within a series are burdened with a systematic error characteristic for the station (Table 2, t and F-test).

If the average values in Table 2 are computed also for vertical columns (x_{ij}), then, picking out a certain value from each series of the measurements, one gets an average value, which should not differ significantly, if there were a sufficiently large number of series and the measurements were as a whole free from systematic errors.

Table 2 shows that the correlation in case of repeated returns is rather low (r is 0,1 to 0,2 for the gyrotheodolites Gi-B and Gi-C). The common element is here the instrumental constant which can change during transport. It can be stated that in case of such measurements the independence is guaranteed on a rather high level.

Table I

m \ n		Number of measurements (n)					Mean value
		1	2	.	.	n	
Number of series (m)	1	o_{11}	o_{12}	.	.	o_{1n}	$X_{1\cdot}$
	2	o_{21}	o_{22}	.	.	o_{2n}	$X_{2\cdot}$
	.	.	.	.	.	.	.
	.	.	.	.	.	.	.
	.	.	.	.	.	.	.
	m	o_{m1}	o_{m2}	.	.	o_{mn}	$X_{n\cdot}$
Mean value		$X_{\cdot 1}$	$X_{\cdot 2}$	.	.	$X_{\cdot n}$	X

Table II

Number of measurements	MOM Gi-B1	MOM Gi-B2	MOM Gi-C2
	$m = 10, \quad n = 10$ (repeated three times)	$m = 10, \quad n = 10$ (repeated three times)	$m = 6, \quad n = 6$ (repeated three times)
μ_B	$\pm 3{,}9 - \pm 5{,}6''$	$\pm 3{,}2 - \pm 5{,}5''$	$\pm 8{,}5 - \pm 12{,}4''$
μ_K	$\pm 2{,}8 - \pm 6{,}0''$	$\pm 2{,}8 - \pm 5{,}0''$	$\pm 6{,}8 - \pm 11{,}5''$
μ_T	$\pm 8 - \pm 13''$	$\pm 7 - \pm 12''$	$\pm 16 - \pm 22''$
Maximal deviation inside the series (cases I, II, III)	$12''; \ 17''; \ 14''$	$11''; \ 10''; \ 13''$	$35''; \ 30''; \ 29''$
Maximal deviation between the series means (cases I, II, III)	$6''; \ 7''; \ 9''$	$7''; \ 5''; \ 6''$	$10''; \ 12''; \ 17''$
Comparison of the mean values with maximal deviations: $t^{\text{allowed}}_{(n_1,n_2,P=99{,}7\%)} = \frac{3{,}42}{3{,}89}$ resp.	3,76	3,52	2,45
$\mu_{xy(1)}$ Cases I, II, III	$-4{,}92; \ -3{,}96; \ +2{,}68$	$-4{,}82; \ +3{,}65; \ +2{,}49$	$+3{,}84; \ 5{,}62; \ 4{,}31$
r ; $\pm\mu_r$	0,15—0,28; $\pm$0,15	0,06—0,23; $\pm$0,15	0,12—0,21; $\pm$0,13
$t\mu_r \quad (P = 95\%)$	($\pm$) 0,30	($\pm$) 0,30	($\pm$) 0,26
$F^{\text{allowed}}_{(N-m,N-1,P=99{,}7\%)} = 2{,}00$	2,35; 1,82; 1,90	1,45; 2,01; 1,69	1,95; 2,27; 2,16
γ_α	($\pm$) 2—5″	($\pm$) 2—4″	($\pm$) 5—8″

If between the determinations of the azimuths calibration measurements are carried out then the correlation between the measurements can be neglected similarly to the previous case. If the directions are deduced from the results of the calibration measurements, then the variances, mean square errors and correlations, summarized in Table 3 can be deduced with the help of the

Table III

	MOM Gi-B1
Number of measurements	$m = 10, n = 6$ (five times)
μ_B	$\pm 2{,}5'' - \pm 5{,}8''$
μ_T	$\pm 5{,}5'' - \pm 22{,}6''$
$\mu_{xy(1)}$	0,15—3,6
$r \pm \mu_r$	0,02—0,18 $\pm$ 0,10
Maximal deviation from the astronomical azimuth	28″

Table IVa

	m \ n	1	2	3	.	n	
A (direction)	1	o_{11}	o_{12}	o_{13}		o_{1n}	$X_{\cdot 1}$
B (direction)		μ_{11}	μ_{12}	μ_{13}		μ_{1n}	$Y_{\cdot 1}$
A	2	o_{21}	o_{22}	o_{23}		o_{2n}	$X_{\cdot 2}$
B		μ_{21}	μ_{22}	μ_{23}		μ_{2n}	$Y_{\cdot 2}$
A	.						$X_{\cdot\cdot}$
B							$Y_{\cdot\cdot}$
A	m	o_{m1}	o_{m2}	o_{m3}		o_{mn}	$X_{\cdot m}$
B		μ_{m1}	μ_{m2}	μ_{m3}		μ_{mn}	$Y_{\cdot m}$
A		$X_{1\cdot}$	$X_{2\cdot}$	$X_{3\cdot}$		$X_{n\cdot}$	X
B		$Y_{1\cdot}$	$Y_{2\cdot}$	$Y_{3\cdot}$		$Y_{n\cdot}$	Y

astronomically determined azimuths of the directions (based on the deviations from these astronomical azimuths). The correlation is so small that it can be neglected and the measurements are thus independent.

If two directions are determined at the same station using only one True North, the correlation is rather high even in the case of several returns (e.g. in case of the arrangement of the measurements like in (2)). These nvestigations are summarized in Tables 4*a* and 4*b*. The disadvantageous

propagation of errors and the correlation resulting from it can be significantly decreased by increasing the number of the intermediate orientations [12].

In the following the correlation of measurements made one after another at the same station are tested (i.e., the instrument was not transported or shaken between the measurements). The results are tabulated in Table 5.

Table IVb

	MOM Gi-B2
Number of measurements	$m = 10, \quad n = 6$
$r_{(A,B)}$; $\pm \mu_r$	$\lvert 0{,}53 \rvert - \lvert 0{,}8 \rvert$; $\pm 0{,}12$
$r - t\mu_r < r < r + t\mu_r$ ($P = 95\%$)	$\lvert 0{,}3 \rvert < r < \lvert 0{,}9 \rvert$
For direction A $F^{\text{allowed}}_{(N-m,N-1,P=95\%)} = 1{,}55$	2,56
For direction B $F^{\text{allowed}}_{(N-m,N-1,P=95\%)} = 1{,}55$	2,22

Table V

	MOM Gi-B2
Number of measurements	$n = 100$
r_{ij} ; $\pm \mu_r$	$\lvert 0{,}35 \rvert - \lvert 0{,}57 \rvert$; $\pm 0{,}15$
$r - t\mu_r < r < r + t\mu_r$ ($P = 95\%$)	$\lvert 0{,}2 \rvert - \lvert 0{,}7 \rvert$
Maximal deviation from the astronomical azimuth	22″
μ_T	$\pm 10{,}3''$

Table VI

Zero point value	MOM Gi-B2			
	Number of measurements	Mean square error of a measurement in respect of astronomical azimuth	μ_B	$r \pm \mu_r$
0— 5″	25	± 8,3″	±3,8″	0,22±0,08
5—10″	32	±10,6″	±4,5″	0,16±0,12
10—15″	27	± 9,5″	±5,6″	0,25±0,17
15—20″	22	±12,1″	±2,9″	0,19±0,20
20—30″	18	± 9,5″	±6,2″	0,28±0,11
30—40″	15	±11,8″	±5,8″	0,26±0,21
40—60″	10	±12,3″	±5,1	0,32±0,18

The correlation lies in that case between 0,4 and 0,6, so the results of the measurements are not independent. (The instrumental constant does not change, and the effect of this is in all cases zero). The investigations are carried out by the determination of azimuths of known bearings by gyrotheodolite. The error of one measurement is computed from the difference

Table VII

Difference of the zero point before and after measurements	MOM Gi-B2	
	Number of measurements	Mean square error of a measurement in respect of the astronomical azimuth ($\approx \mu_T$)
0— 3″	70	± 8,2″
3— 5″	51	± 7,6″
5— 8″	22	± 9,5″
8—10″	19	±10,3″
10—15″	15	±12,1″
15—20″	5	±13,8″

of the astronomically determined azimuths and of the azimuths, determined with gyrotheodolites.

2. The relation between the value of the zero point correction and the reliability of the azimuth determinations was also investigated. The results of the measurements are grouped according to the value of the zero point correction, and its effect on the value of the azimuth was computed (Table 6). The data of the table show that the reliability of the measurements are up to a certain value of the zero point correction insensitive to its variation, but at a zero point correction more than 7 or 8 scale units (35 to 40″) its effect is already appreciable (Gi-B1, Gi-B2). In row 4 of Table 6 the mean square error of ±2,9″ is somewhat striking, but the general conclusion is not influenced by it. In practice the instruments are regulated for the zero point, and so large correction terms do not occur.

The latter result no longer holds if the measurement data are examined in function of the zero point correction (Table 7). If the results of the measurements are examined in function of the change of the zero point correction between beginning and end of the measurement, then it is found that the accuracy of the measurements decreases in function of increasing differences. The change of the zero point can originate from several sources: thermal effect, mechanical stress, desarrestation without appropriate precaution etc. The latter must be particularly taken care of. According to investigations

on several hundreds of Gi-B2 gyrotheodolites, the difference of zero point before and after measurements is less than one or two scale units.

*

Based on the results of investigations with a rather great number of instruments it is clear that the so-called inner (at a given station) and outer (return measurements) mean square error is rather varying. For the gyrotheodolite MOM Gi-B2 the data of Table 3 can be accepted. The correlation is rather small for measurements at different stations or at a given station but after return (the measurements are in this case practically independent). The correlation exceeds the value of 0,5 to 0,6 only in case of measurements at a station with common True North. If such measurements are processed further, this condition must be taken into account.

The azimuth values determined several times at a given station are burdened with systematic errors. The method of least squares enables the computation of systematic error if it is introduced as an unknown. As it occurs together with several other kinds of errors in the function, the reality of the value determined must always be checked. The most suitable solution is to separate the systematic effects before using the method of least squares.

REFERENCES

1. Halmos, F.: Giroteodolitos azimut-meghatározások módszertani és pontossági vizsgálata (Methodologic study and investigation of accuracy of gyrotheodolite azimuth-measurements). *Geodézia és Kartográfia*, 1968, 7—19.
2. Halmos, F.: Giroteodolit mérések hibaelméleti és statisztikai vizsgálata különös tekintettel a MOM Gi-B1 műszerre (Statistical and error theory investigations of gyrotheodolite measurements with special reference to the gyrotheodolite MOM Gi-B1). Publication of the ÁFTH Műszaki Fejlesztési Főosztály, Budapest, 1964.
3. Halmos, F.: Prüfung der Kreiseltheodolite mit besonderer Hinsicht auf ihre geodätische Anwendung. ÁFTH Műszaki Fejlesztési Főosztály, Budapest, 1965.
4. Grafarend, E.: Fehlertheoretische Untersuchungen und chronometrische Meßverfahren beim Einsatz von Aufsatzkreiseln. München, 1967, 29—30.
5. Halmos, F.—Verőné-HeténYi, M.: Hátrametszés közvetlen tájékozással, különös tekintettel a giroteodolitok alkalmazására (Resection by direct bearing with special reference to the application of gyrotheodolites). *Geodézia és Kartográfia*, 1966, 336—341.
6. Smirnov, N. W.—Dunin-Barkowski, I. W.: Mathematische Statistik in der Technik. VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin, 1963.
7. Fisher, R. A.: Statistical Methods for Research Workers. Oliver and Boyd, London, 1958.
8. Wolf, H.: Die Beurteilung der "äußeren" und "inneren" Meßgenauigkeit als ein statistisches Problem. *Acta Geod., Geoph. et Mont. Hung.*, 1966, 215—223.
9. Höpcke, W.: Systematischer Fehler und Korrelation. Grossman Festschrift, Stuttgart, 1967, 132—143.
10. Schildhauer, E.: Ein Verfahren zur Prüfung der Normalität einer Verteilung von Zufallsgrößen. *Z. f. Vermessungswesen*, 1968, 126—135.
11. Halmos, F.: A szórásanalízis néhány időszerű kérdése a geodéziában (Some actual problems of the analysis of variances in geodesy). *Geodézia és Kartográfia*, 1967, 180—185.
12. Halmos, F.: A kölcsönös függőség kérdése a sokszögelések hibavizsgálatában (Question of mutual dependence in the error investigation of traversing). *Geodézia és Kartográfia*, 1969, 192—198.

ИССЛЕДОВАНИЕ КОРРЕЛЯЦИИ ИЗМЕРЕНИЙ ГИРОТЕОДОЛИТАМИ

Ф. ХАЛМОШ

РЕЗЮМЕ

Автор рассматривает некоторые проблемы дисперсионного анализа и корреляционного вычисления с точки зрения теории ошибок. Указанный метод дает полезную основу для определения характерных точностных показателей гиротеодолитов, для исследования и анализа случайных и систематических ошибок в точке стояния.

Результаты дисперсионных и корреляционных исследований, полученные на основе разных порядков измерений с гиротеодолитами МОМ, приведены в таблице. При выгодном расположении измерений корреляция меньше чем 0,2 то есть ее можем не учитывать.

Acta Geodaet., Geophys. et Montanist. Acad. Sci. Hung., Tomus 6 (1—2), pp. 29—43 (1971)

SOME PROPERTIES OF THE SUDDEN COMMENCEMENT OF GEOMAGNETIC STORMS

LE MINH TRIET*

HUNGARIAN GEOPHYSICAL INSTITUTE R. EÖTVÖS, BUDAPEST

[Manuscript received October 8, 1968]

Having exposed the conditions of the propagation of hydromagnetic waves in the upper atmosphere, the correlation between the amplitude and rise time of the sudden commencement of geomagnetic storms is studied on the basis of magnetohydrodynamic shock-waves' equations. Observations at different magnetic observatories prove the accuracy of the theoretically obtained expression. Finally it is shown that the difference of starting times of magnetic storms is a consequence of the propagation mechanism of hydromagnetic waves in the geomagnetic field.

It is generally accepted that geomagnetic storms occur in consequence of the interaction between the solar corpuscular streams and the magnetosphere. In spite of great advances in the study of the occurrence mechanism of geomagnetic storms, the theory on the whole subject of geomagnetic storms is still far from being solved. Generally, geomagnetic storms can be distinguished according to their commencement and are usually separated into *sc* and *gc* storms.

The purpose of the present paper is to study some properties of the sudden commencement of geomagnetic storms on the basis of magnetohydrodynamics.

I. Conditions for the propagation of hydromagnetic waves in the upper atmosphere

The geomagnetic disturbances observed on the Earth's surface doubtlessly depend on physical factors acting on the propagation of hydromagnetic waves in the upper atmosphere. Hence, before considering the properties connected with the occurrence of geomagnetic storms, we have to discuss the conditions of propagation of hydromagnetic waves in the upper atmosphere.

It is certain that the sources of various magnetic variations and disturbances are to be found in the upper atmosphere, which plays a very important part in the appearance of magnetic variations on the surface of the Earth.

* Present address: Laboratory of Geophysics 39, Tranhung Dao, Hanoi, Democratic Republic of Vietnam.

The upper atmosphere, from the electrodynamics viewpoint, can be considered as an ionized gas; its lower boundary is at a height of 60 to 80 km; its outer limit can be estimated on the basis of the interaction between the solar wind and the geomagnetic field. The geomagnetic field in the first approximation can be regarded as a field of a magnetic dipole. If the moment of the magnetic dipole is M, the intensity of the geomagnetic field is determined by the following expression:

$$H = \frac{M}{r^3}(1 + 3\sin^2\varphi)^{1/2} \tag{1}$$

where r is the distance from the centre of the Earth, φ is the magnetic latitude of an observation point. Further denoting the average velocity and the number density of the solar wind by v and n, respectively, the outer limit of the upper atmosphere is estimated by the formula:

$$\frac{H_{li}}{8\pi} = \frac{1}{2}mnv^2 \tag{2}$$

where H_{li} is the density of the geomagnetic field at the outer limit of the upper atmosphere, and m is the mass of a proton. We assume that the solar corpuscular stream consists of hydrogen ions and its velocity vector is perpendicular to the magnetic lines of force in the equatorial plane. Besides, from measurements of artificial satellites and rockets it is known that $n \approx 5$ cm^{-3} and $v \approx 5 \cdot 10^7$ cm sec^{-1}. Under these conditions the outer limit of the upper atmosphere is about 10R on the day side of the Earth, R being the mean radius of the Earth. The outer limit on the night side extends to 30—40R. The outer limit is not a geometric surface, but a transition layer where the geomagnetic fluctuations occur and propagate downwards.

In an ionosphere study the upper atmosphere may be divided into two parts:

— the ionosphere consisting of the layers D, E and F, which are between 60 and 500 km,

— the magnetosphere, which is lying over 500 km. In a physical sense there is no discontinuous boundary between the magnetosphere and the ionosphere, because the density of the ionized gas gradually changes with height. In the region over layer F_2 the upper atmosphere can be considered as a fully ionized gas [1].

At present it is known that during geomagnetic storms low-frequency oscillations arise at the outer limit of the magnetosphere and propagate towards the Earth's surface by means of hydromagnetic waves. Therefore, the question arises about the influence of the upper atmosphere on the propagation of hydromagnetic waves.

The upper atmosphere, in reality, is a gas ionized by the solar radiation and so the laws of plasmaphysics are to be used in the study of conditions for the propagation of hydromagnetic waves. The conditions are as follows [2]:

$$\omega \ll \nu \tag{3}$$

$$\omega_H \ll \nu$$

where ω is the wave frequency, ω_H the gyromagnetic frequency and ν is the collisional frequency of ions or electrons. In addition, in case of low-frequency waves the displacement current is very small as compared with the conduction current [3] and thus it is negligible in the study of hydromagnetic oscillations. The conductivity of the ionized gas is independent of the frequency of oscillations.

Based on these conditions we shall examine the magnetohydrodynamic properties of the upper atmosphere, i.e., the conditions of propagation of hydromagnetic waves. Observations show that the gas pressure is very low in the magnetosphere and collisions of ions and electrons are negligible. Hence, the electric conductivity of the magnetosphere along the magnetic lines of force is infinite. In this case the geomagnetic field is frozen into the magnetosphere [4], in other words, the magnetic lines of force are moving together with the magnetospheric plasma. Except for the transition layer F_2 lying between the magnetosphere and the ionosphere, the conductivity of the ionosphere becomes finite on account of the influence of neutral atoms existing in the ionosphere. The ionospheric conductivity is given in the following expression [5]:

$$T = \begin{pmatrix} \sigma & -\sigma_2 & 0 \\ \sigma_2 & \sigma_1 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_0 \end{pmatrix} \tag{4}$$

where

$$\sigma_0 = \left(\frac{n_e}{m_e \nu_e} + \frac{n_i}{m_i \nu_i} \right) e^2$$

$$\sigma_1 = \left[\frac{n_e}{m_e \nu_e} \left(\frac{\nu_e^2}{\nu_e^2 + \omega_e^2} \right) + \frac{n_i}{m_i \nu_i} \left(\frac{\nu_i^2}{\nu_i^2 + \omega_i^2} \right) \right] e^2$$

$$\sigma_2 = \left[\frac{n_e}{m_e \nu_e} \left(\frac{\omega_e \nu_e}{\nu_e^2 + \omega_e^2} \right) + \frac{n_i}{m_i \nu_i} \left(\frac{\omega_i \nu_i}{\nu_i^2 + \omega_i^2} \right) \right] e^2.$$

In these expressions n, m, and ν denote the concentration, density and collisional frequency; $\omega = eH/mc$ the gyromagnetic frequency.

The ionospheric finite conductivity, in general, causes the dispersion and attenuation of hydromagnetic waves in the process of propagation.

It is known that the velocity of hydromagnetic waves is determined by:

$$v = \frac{H}{\sqrt{4\pi\varrho}} \tag{5}$$

In the equatorial plane the distribution of hydromagnetic velocity as a function of height is shown in Fig. 1. In the expression (5) H is the intensity of

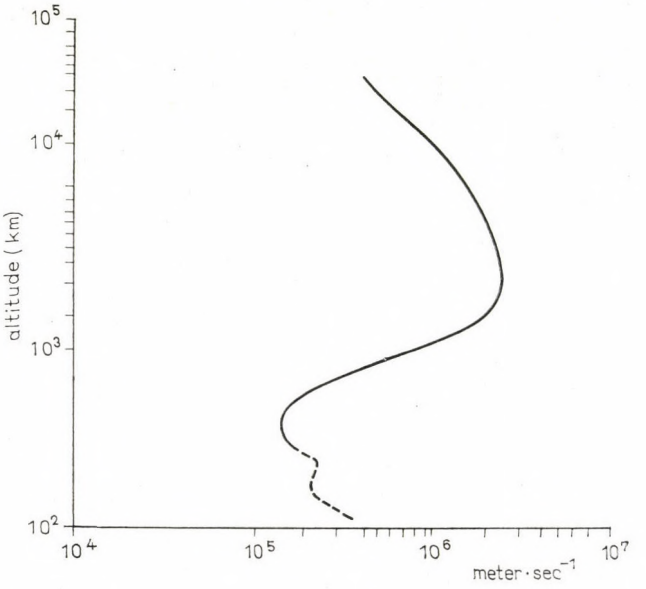


Fig. 1. Hydromagnetic wave velocity variation with height in the equatorial plane (after [12])

the geomagnetic field in the upper atmosphere, ϱ the mass density which changes with height, i.e.

$$\varrho = \varrho_i + \varrho_e.$$

In the case of great periods, e.g. $T \sim 10^5$ sec:

$$\varrho = \varrho_i + \varrho_e + \varrho_n$$

where ϱ_n is the mass density of neutral atoms. From Fig. 1 it is apparent that the hydromagnetic waves propagate with maximum velocity in layer F. It is necessary to remark that because of the influence of inhomogeneities in the ionosphere the velocity of hydromagnetic waves can suddenly change. In some cases the sudden variation of velocity exerts an influence on the structure of disturbance commencement.

In the lower ionosphere the hydromagnetic waves attenuate and can be converted into electromagnetic waves, as in the case of the diffusion of

a magnetic field in a metal medium [1]. On the Earth's surface, therefore, we can observe the components of electromagnetic waves resulting from hydromagnetic waves.

In the study of short-period variations it is usually assumed that the source of such electromagnetic waves is in the region *E*. Naturally, the altitude of the source of electromagnetic waves depends on the frequencies of geomagnetic fluctuations. During the initial phase of a magnetic storm and a magnetic bay disturbance it is very probable that the ionospheric current systems are at about 100—120 km.

II. Interaction between the solar corpuscular streams and the magnetosphere: the occurrence of magnetic storms

At present it is generally assumed that the macroscopic character of geomagnetic storms can be explained by the interaction of the solar corpuscular streams and the magnetosphere. Observations indicate that magnetic storms arise after the blaze of great chromospheric eruptions. From this fact we can conclude that the solar corpuscular stream consists of fully ionized gas similar to the solar corona, i.e. composed of positive hydrogen ions and free electrons. In general, the corpuscular radiation of the Sun can be divided into three main groups [6]:

a) the continuous flux- (solar wind) — arising from undisturbed regions of the Sun. The velocity of the solar wind is of an order of several hundred km sec^{-1}. Probably the permanent polar disturbances are caused by the action of the solar wind,

b) the quasi-stable flux issuing from the activity zone of the Sun. This corpuscular radiation produces the magnetic storms of type *M*,

c) the corpuscular stream arising from chromospheric eruptions. According to results obtained from observations we can suggest that the magnetic storms of *sc* type occur as a consequence of the interaction between this corpuscular radiation and the magnetosphere. The average velocity of the solar corpuscular stream is of the order of 1000 km sec^{-1}.

In the last few years it was determined that the intensity of the interplanetary magnetic field is about 5—10 γ, and the number density of the solar corpuscular stream is 5—10 protons per cm^3. In this case the magnetic Mach-number is:

$$M = \frac{v}{v_s} \gg 1 \tag{6}$$

where v_s is the velocity of magneto-acoustic waves propagating in the solar corpuscular stream. For this reason it can be proved that the magnetic storms of type *sc* occur by the interaction between the magnetosphere and the

magnetohydrodynamic shock waves which arrive from the interplanetary space into the Earth's environment.

Now, we shall examine a simplified model of the interaction between the magnetosphere and the hydromagnetic shock waves (Fig. 2).

In this model we regard the solar corpuscular stream as a piston and assume that at the boundary of the magnetosphere the geomagnetic field is

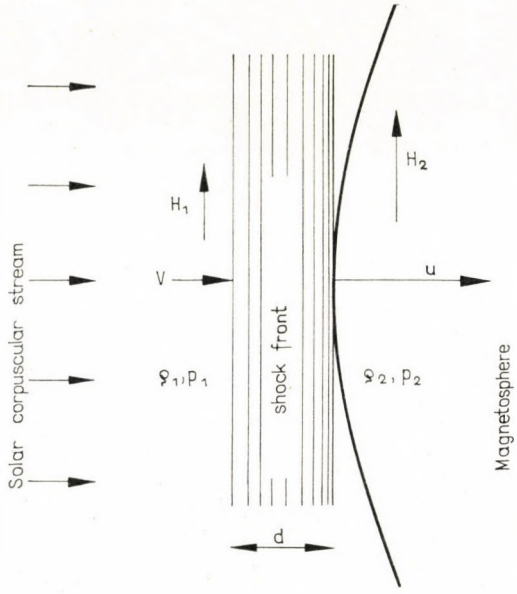


Fig. 2. Model of the interaction between the solar corpuscular stream and the magnetosphere

constant and parallel to the pressure surface of the piston. Thus, the equations of magnetohydrodynamic shock waves are as follows:

$$\left.\begin{aligned} \varrho_1 u &= \varrho_2 (u - v) && \text{law of mass conservation} \\ \varrho_1 u^2 + \frac{H_1^2}{8\pi} &= \varrho_2 (u - v)^2 + \frac{H_2^2}{8\pi} && \text{conservation of impulse} \\ H_1 u &= H_2 (u - v) && \text{conservation of magnetic flux} \end{aligned}\right\} \quad (7)$$

where ϱ_1 means the density of the quiet region, H_1 the intensity of magnetic field in the quiet region; H_2 the disturbed field, ϱ_2 the density of the disturbed region, v the velocity of the solar corpuscular stream and u is the velocity of shock wave.

The outer part of the magnetosphere may be regarded as a rarefied plasma, therefore, the gas pressure is negligible as compared to the magnetic pressure.

Introducing the notation

$$x = \frac{\varrho_2}{\varrho_1} = \frac{H_2}{H_1} = \frac{u}{u - v} \tag{8}$$

we obtain

$$(x + 1)(x - 1)^2 = 2x \frac{v^2}{v_a^2} \tag{9}$$

where v_a is the Alfvén-velocity in the undisturbed region. At a distance of 8—10 R where the interaction takes place, v_a is about 100 km sec^{-1}, while $v \approx 1000$—1500 km sec^{-1}. In this case the solution of equation (8) is:

$$x \approx \sqrt{2} \frac{v}{v_a} \tag{10}$$

and then

$$H_2 \approx H_1 \sqrt{2} \frac{v}{v_a} \tag{11}$$

Consequently, the change in the geomagnetic field at the boundary of the magnetosphere is determined by:

$$\Delta H = H_1(\sqrt{2}\, v - v_a)/v_a \approx H_1 \sqrt{2} \frac{v}{v_a} \tag{12}$$

The increase of the magnetic field propagates downwards by means of hydromagnetic waves and can be observed on the Earth's surface in the form of a sudden commencement of magnetic storm.

It is known that in case of rarefied or collisionless plasma it is usual to use the Larmor-radius instead of the free path for the estimation of the thickness of shock front.

From hydrodynamics is obtained:

$$d = A \frac{M}{M^2 - 1}$$

where d is the thickness of a shock wave front, A is a constant given in Larmor-radius.

From the interaction model the Δt time required for the increase of the magnetic field at the boundary of the magnetosphere may be estimated by:

$$\Delta t = \frac{d}{v_h} \approx \frac{d}{v} \tag{13}$$

where v_h is the propagation velocity of magnetic fluctuations in the shock front. Naturally, Δt is closely connected with the *sc* rise time of the sudden

commencement of magnetic storms. In reality, the rise time depends on the following facts [7]:

1. the front thickness of the hydromagnetic shock waves produced in the solar corpuscular stream,

2. the time of interaction between the shock wave and the magnetosphere (in actual fact, the limit of magnetosphere is not a plane, but rather a spheric surface, and the interaction does not take place simultaneously),

3. the inertia of the magnetosphere and the extension of the shock wave front.

If we assume that in the occurrence mechanism of the geomagnetic storms of type *sc*, the first fact plays the most essential part, then the rise time of the sudden commencement *sc* is estimated by the approximate expression:

$$\Delta t = \frac{A v_a}{v^2} . \tag{14}$$

From formulae (12) and (14) we obtain

$$\Delta H = \frac{H_1 \sqrt{2} \cdot \sqrt{A v_a}}{v_a \sqrt{\Delta t}} = \frac{C}{\sqrt{\Delta t}} \tag{15}$$

where C is a constant parameter depending on the place of interaction between the solar corpuscular stream and the magnetosphere. In other words, C depends on the velocity of the solar corpuscular stream and the density at the magnetosphere boundary, as well as it depends on the intensity of the magnetic field at the limit of the magnetosphere.

III. Correlation between the amplitude and rise time of the sudden commencement of magnetic storms

In the preceding section we have shown that the ΔH amplitude and the Δt rise time of the sudden commencement of a magnetic storm are connected by the expression (15). On the basis of the geometrical form of the magnetosphere and the propagation paths of hydromagnetic waves DESSLER et al. have also shown that the correlation between ΔH and Δt is negative, i.e., ΔH decreases with increasing Δt.

Now we shall examine this correlation on the basis of observatory data. From the data of the Batavia observatory [8] it can be shown that the amplitude of the starting impulse of magnetic storms is approximately in inverse ratio to the rise time. Returning to this question, Japanese geophysists [9] pointed out that in low latitudes there is a close relationship between ΔH and Δt of magnetic storms observed during the IGY and IGC.

In Figure 3 one can see that the data of magnetic storms recorded at the magnetic stations Apia and Honolulu agree well with the graph according to formula (15). In mean latitudes the correlation is more complicated. Fig. 4 shows this correlation at the Tihany Observatory. The scattering of points lying close to the two smoothed curves and to the origin of co-ordinate system

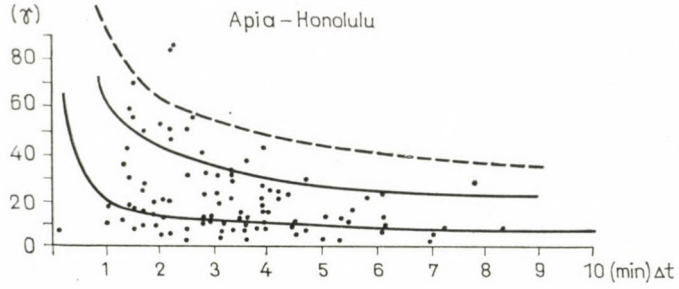


Fig. 3. Curves characterizing the correlation between ΔH and Δt at the Observatories Honolulu ($\varphi = 21°19$ N, $\lambda = 202°00$ E) and Apia ($\varphi = 13°48$ S, $\lambda = 188°14$ E)

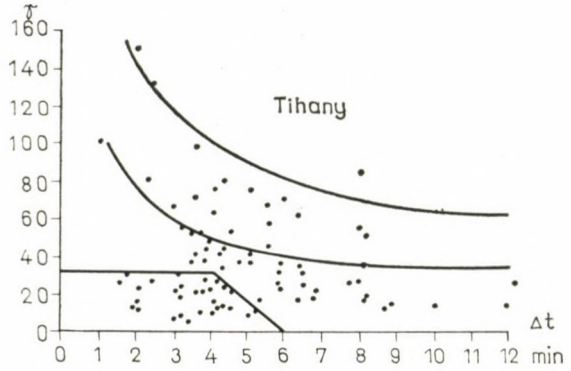


Fig. 4. Two curves corresponding to the correlation between ΔH and Δt at the Tihany Observatory ($\varphi = 46°54$ N, $\lambda = 17°53$ E)

proves that at Tihany or generally in mean latitudes in the occurrence mechanism of magnetic storms several complicated effects are intermingled, but the general character of the tendency in the correlation between ΔH and Δt remains. This empiric statement allows to infer a relation similar to formula (15).

The further we go northwards, the more intricate picture we get of the $\Delta H - \Delta t$ correlation.

At the Budkov Observatory the correlation is so complicated, that we could hardly recognize the general tendency observed at other stations (Fig. 5). Perhaps, because of this complexity BOUŠAK [10] assumed that in mean

latitudes there should be a positive correlation between ΔH and Δt. Such a complicated relation can be found also at the Niemegk Observatory (Fig. 6).

As discussed above, geomagnetic storms occur as a consequence of the interaction between the solar corpuscular stream and the magnetosphere,

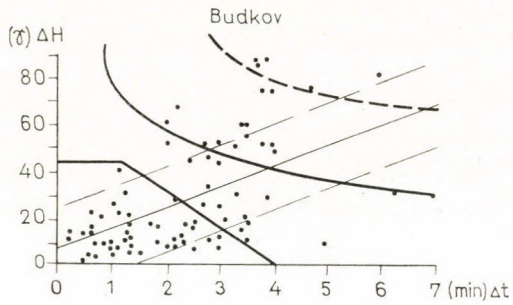


Fig. 5. The tendency of the $\Delta H - \Delta t$ correlation at the Budkov Observatory ($\varphi = 49°04$ N, $\lambda = 14°01$ E)

and the collision of the solar plasma with the geomagnetic field takes place near the equatorial zone, where $\frac{H^2}{8\pi}$ is minimum. Since the magnetohydro-

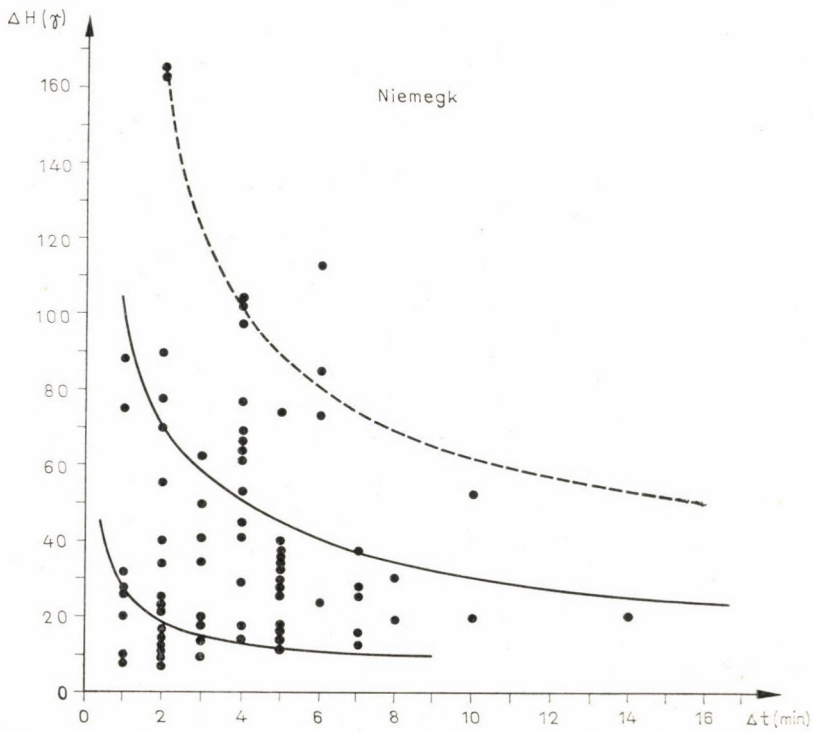


Fig. 6. The $\Delta H - \Delta t$ relation at the Niemegk Observatory ($\varphi = 52°04$ N, $\lambda = 12°40$ E)

dynamic waves appear in that zone and are refracted towards the equator it is to be expected that during magnetic storms the fluctuations manifest themselves most distinctly in zone near the magnetic equator.

At low latitudes the sudden commencement of magnetic storms is indeed clearly observable and the correlation between ΔH and Δt is clearly shown in Fig. 3. It is evident that the two smoothed curves correspond to the expression (15).

In Fig. 4 plotted according the data of the Tihany Observatory we can see the two distinct curves. As to the Budkov and Niemegk Observatories in spite of the complication of the $\Delta H - \Delta t$ relationship we can draw two obscure curves which are somewhat in accordance with the relation $\Delta H = \frac{C}{\sqrt{\Delta t}}$. Naturally, in mean latitudes the polar magnetic effect of the penetration of charged particles greatly influences, and even disturbs the general tendency deduced in the previous paragraph.

In high latitudes, especially in polar regions, the magnetic phenomena appear still more intricately. Observations indicate that the electrically charged particles coming from the outer radiation belts penetrate into the polar ionosphere (at the height of about 130 km) and give rise to magnetic effects. These magnetic effects undoubtedly influence the occurrence of magnetic disturbances. Thus, in consequence of the presence of charged particles in polar regions and in high latitudes, the character of geomagnetic disturbances is changeable.

Besides, the $\Delta H - \Delta t$ correlation observed on the Earth's surface thus also depends on the propagation of hydromagnetic waves in the ionosphere, and the anomalies and inhomogeneities of the ionosphere, as well as the reflection of hydromagnetic waves, etc., can influence the $\Delta H - \Delta t$ correlation. On account of these factors the sudden commencement of a magnetic storm will be observed at different points of time at different stations.

The above-stated discussion shows that the amplitude and rise time of the sudden commencement of magnetic storms depend on the position of interaction between the solar plasma and the magnetosphere. On the basis of this conclusion we can explain the appearance of several graphs characterizing the correlation of ΔH and Δt. It is obvious that the position of interaction is a function of the velocities of the solar corpuscular streams. Hence, the existence of the two curves shows that the velocities of the solar corpuscular streams can be separated into two main groups. Based on the observations of solar eruptions and the commencement times of magnetic storms BOUŠKA [10] found that the average linear velocities of solar corpuscular streams can be divided into two groups, namely from 600 to 1000 km sec^{-1} and from 1200 to 1800 km sec^{-1}.

The question about the connection between the velocities of charged particles coming from the Sun and the auroral phenomena accompanied by magnetic storms can be raised in this paper. It has long been known that the frequency of aurorae is fairly regularly changed by magnetic latitudes. On the basis of observations on aurorae, LANGE—HESSE showed that the aurorae can be observed the most often in two zones (50—55° and 65—70°) [11]. Accepting the fact that aurorae are caused by charged particles starting off the Sun we can assume that there is a causal relationship between the two main groups of velocities and the presence of the two zones of aurorae. Though the two velocity groups are discernible, the difference of velocities is not too great and for this reason the overlap of the scattered points on Figures 3—6 is understandable. Of course, this problem requires more detailed investigations.

IV. Simultaneity of the sudden commencement of magnetic storms

Based on the mechanism for propagation of hydromagnetic waves, we can determine the local differences of the starting times of magnetic storms. The propagation paths of hydromagnetic waves in the equatorial plane are shown in Fig. 7.

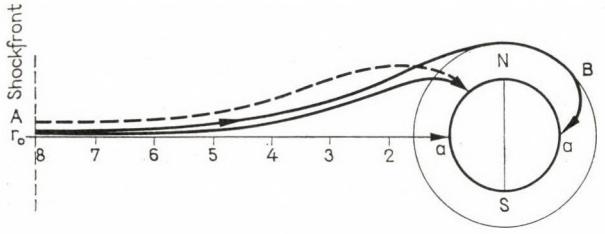


Fig. 7. Propagation mechanism of magnetic fluctuations in the equatorial plane (r_0 is the distance of the shock front from the Earth's centre)

According to the calculated data of hydromagnetic velocity we are able to determine the propagation time of hydromagnetic waves from the day side to the night side of the Earth. From Fig. 7 it is evident that on the day side the propagation time of hydromagnetic fluctuations coming to the Earth's surface is:

$$t_1 = \int_a^{r_0} \frac{\sqrt{4\pi\varrho}}{H}\, dz$$

where r_0 means the distance from the Earth's centre to the interaction place of magnetic fluctuations, and a the height of the lower ionosphere.

If magnetic storms arise at a distance of 8—10 R, then according to the calculations of DESSLER et al. [12] the propagation time is:

$$t_1 \approx 194 \text{ sec.}$$

The time required for the propagation to the night side is:

$$t_2 = \int_{(A)}^{(B)} \frac{ds}{v} + \int_{(B)}^{(a)} \frac{dz}{v}.$$

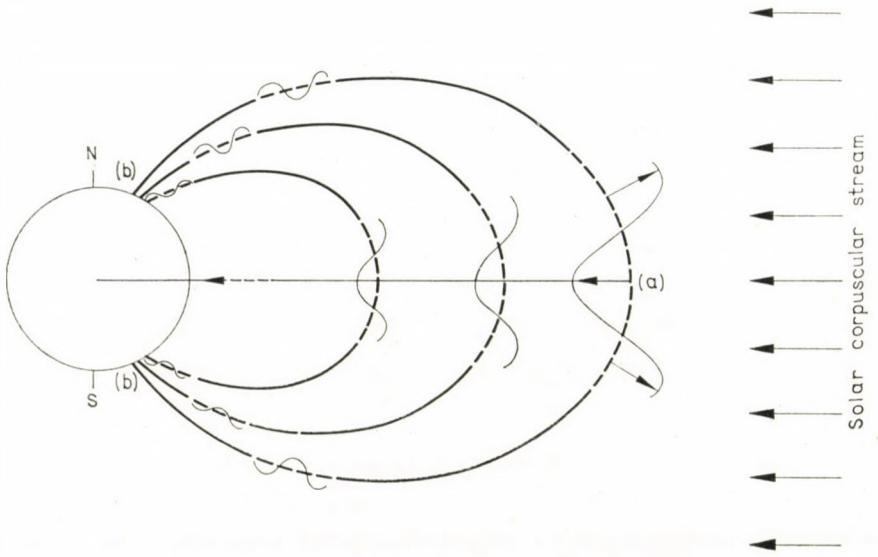


Fig. 8. Propagation of magnetic fluctuations in the meridian plane (the arrows indicate the direction of the solar corpuscular stream)

The calculated difference of the starting times of magnetic storms on the day side and the night side is:

$$t = t_2 - t_1 = 10 \text{ sec.} \tag{16}$$

As is well known, magnetic fluctuations propagate with Alfvén-velocity towards high latitudes. Fig. 8 shows the propagation path of fluctuations on the day side. The propagation time of fluctuations is as follows:

$$T_1 = \int_{(a)}^{(b)} \frac{ds}{v_a}.$$

If along the lines of force of the geomagnetic field v_a does not change (indeed, the density of the magnetospheric plasma slowly increases along the

lines of force toward the poles [13]), in case of a magnetic dipole field, T_1 is determined by the following expression:

$$T_1 = \frac{r_0}{v_a}\int_0^{\varphi_0} ds = \frac{r_0}{v_a}\int_0^{\varphi_0} \cos\varphi\sqrt{1+3\sin^2\varphi}\,d\varphi =$$

$$= \frac{r_0}{v_a}\left\{\frac{\sin\varphi}{2}\sqrt{1+3\sin^2\varphi} + \frac{1}{2\sqrt{3}}\ln\left(\sqrt{3}\sin\varphi + \sqrt{1+3\sin^2\varphi}\right)\right\}\Bigg|_0^{\varphi_0} \qquad (17)$$

where $\varphi_0 \approx 70°$, i.e., the geographical latitude of the geomagnetic pole. Consequently,

$$T_1 \approx 1{,}26\,\frac{r_0}{v_a}. \qquad (18)$$

At the magnetosphere boundary (at about 8 R) the intensity of the magnetic field is 70 γ and the number density of charged particles is about 5—10 cm^{-3}. Thus, the local ALFVÉN's velocity is about 500 km sec^{-1}. As a result we have:

$$T_1 \approx 130 \text{ sec}. \qquad (19)$$

Comparing formulae (16) and (19) we may draw the conclusion that owing to the propagation mechanism of geomagnetic fluctuations the geomagnetic storms occur earlier in high latitudes than in low latitudes. According to the above-calculated result the maximum difference of sudden commencements of magnetic storms over the whole Earth is:

$$T = 64 + 10 = 74 \text{ sec} \qquad (20)$$

and this value is in accordance with the observations published in [14], which show that the difference is about 1 minute.

Accepting the fact that magnetic micropulsations propagate from the magnetospheric boundary by means of hydromagnetic waves, we can employ the above-described mechanism for magnetic pulsations. In the region near the equator pulsations propagate perpendicularly to the magnetic lines of force, i.e., by the aid of magneto-acoustic waves, while in high latitudes magnetic pulsations are spreading along the magnetic lines of force. From the propagation mechanism the conclusion can be drawn that on the night side and in equatorial regions the pulsations appear later than in other zones. It is probable that we can determine this time-difference with the aid of quickrun records.

REFERENCES

1. Piddington, J. H.: The transmission of geomagnetic disturbances through the atmosphere and interplanetary space. *Geophys. J.*, 2 (1959), 173.
2. Гинзбург, В. Л.: Распространение электромагнитных волн в плазме. Физматгиз, Москва 1960.
3. Denisse, J. F.: Introduction à l'électrodynamique des plasmas. In "Géophysique extérieure" edited by C. De Witt, New York 1963.
4. Gold, T.: Motions in the magnetosphere. *J. Geophys. Res.* 64 (1959), 1219.
5. Maeda, K.—Kato, S.: Electrodynamics of ionosphere. *Space Sci. Rev.* 5 (1966), 57.
6. Мустель, Э. Р.: Солнечные корпускулярные потоки и геомагнетизм. *Астрон. Журнал*, 41 (1964), 777.
7. Atsuhiro, N.: Interpretation of ssc rise time. *Rep. Ionos. Space Res. Japan* 20 (1966), 42.
8. Chapman, S.—Bartels, J.: Geomagnetism. 296 Oxford 1940.
9. Maeda, H. et al.: A study of solar terrestrial relationships during IGY and IGC. *Annales de Géophysique.* 18 (1962), 305.
10. Bouška, J.: Commencement of geomagnetic storms. *Travaux géophysiques* Prague, 9 (1963), 363.
11. Lange, J.—Hesse, G.: Neuere Erkenntnisse über das Polarlicht. Beobachtungen im IGJ. *Umschau* 61 (1961), 339.
12. Dessler, A. J. et al.: Geomagnetic storm sudden commencement rise time. *J. Geophys. Res.* 65 (1960), 2715.
13. Dowden, R. L.: A theoretical model of electron density distribution along a geomagnetic line of force in the exosphere. *J. Atmos. Terr. Phys.* 20 (1961), 122.
14. William, V. L.: The simultaneity of sudden commencements of magnetic storms. *J. Geophys. Res.* 65 (1960), 85.

НЕКОТОРЫЕ СВОЙСТВА ВНЕЗАПНОГО НАЧАЛА ГЕОМАГНИТНЫХ БУРЬ

ЛЕ МИН ЧЕТ

РЕЗЮМЕ

Изложив условия распространения магнито-гидродинамических волн в верхней атмосфере изучается связь между амплитудой и нарастающем временем внезапного начала геомагнитных бурь на основе уравнений магнито-гидродинамических ударных волн. Наблюдения в различных обсерваториях показывают правильность соотношения, получаемого теоретически. Наконец показывается, что разница между начальными временами магнитных бурь является следствием распространения гидромалнитных волн в геомагнитном поле.

Acta Geodaet., Geophys. et Montanist. Acad. Sci. Hung., Tomus 6 (1—2), pp. 45—61 (1971)

THE ROLE AND POSITION OF BROWN-COAL OPENCAST OPERATION IN THE COAL-MINING OF HUNGARY

J. GÓZON

CAND. TECHN. SCI.

UNIVERSITY FOR THE HEAVY INDUSTRY, MISKOLC

[Manuscript received February 13, 1969]

In the present study, the so-called "figures of merit" of continuous-operation excavators used in open-work exploitation of multi-seam brown-coal deposits are investigated. In the knowledge of the main characteristics of bucket-chain and bucket-wheel excavators, it is possible — according those described in the paper — to develop the appropriate line of machines of a given open-work mine.

During the past half century a large-scale world-wide development took place in mining, including the production of both metallic and non-metallic minerals. The progress of mining has been especially vast in the field of opencast mining, where the economy and productivity of operations can be better ensured, on account of the use of heavy-duty machines, than in underground mining hindered by restricted space and other conditions. The importance of open-work is mainly growing in brown-coal and lignite mining. Today, nearly 75% of the brown-coal produced in order to meet the energy demand is furnished by open-work mining. This is a general tendency in those countries where the conditions are favourable for open work. As examples of this kind, the socialist countries with an annual average production increase of 20—45%, —the USA and the German Federative Republic with 8,1% and 5,7%, respectively may be mentioned.

In Hungary, opencast coal-mining had a lesser importance than in technically more advanced countries. The production of out-of-date small-size open works, started in 1952 in Oroszlány and Tatabánya and continued later in the basins of Borsod, Mátra and Nógrád, did not exceed 1,5% of the total production of the country. Even during the period of maximum production of such small-size open-works works—in the years 1963–64 —the production rate of opencast mining, as compared to the total production of coal, did not surpass 7%. The open-work work at Ecséd, started in 1957, wich was provided with relatively more up-to-date cutting, conveying and stacking machines, produced some daily 5000 tons already. In the field of open-work development in Hungary, a new phase began with the planning of the open work of Visonta. Since 1960, there is a real possibility for increasing the rate of power coal to 30% in opencast mining, with a new technology regarded today as the most up-to-date [1].

Due to the constantly growing competition between the individual energy-sources, the utilization of low heating-value coals for power-generation shows a growing tendency all over the world. Our coal-occurrences discovered or prospected for until now (Visonta, Nagyréde, Bükkábrány, etc.) may promote the expansion of opencast mining with their favourable conditions.

According to data at disposal, it can be stated that the concentration of open work mine plants is ever increasing. In our days, open-work production of 15–20 million t/year is not rare, and even this value is not the upper limit. The high production volume opens a possibility for the use of high- or ultrahigh-output open-work machines. In other words: the exploitation of the coal-deposits mentioned, resp. the stripping of the corresponding overburden simply cannot be realized without such machines.

The development of open-work machines

It follows from the above-said, that a vast development had to occur also in the construction of open-work cutting, loading, conveying and dumping machines. In the production of shovel-loader excavators and draglines equally suitable for stripping and winning, the Soviet Union and the USA are leading. The capacity of the bucket of the largest cyclic-operation excavators attains 140 m^3, with a corresponding boom of 65 = 100 m. In the production of bucket-chain excavators, the GDR occupies the first place. The largest such excavator of the world was made in the same country: the theoretical excavation output of the excavator Type Es 3150, calculated for loose volume, attains, under favourable circumstances, even a value of 7800 m^3/h. The rapid development of the bucket-wheel excavators took place, so to say, within two decades. The bucket-wheel excavator Type Sch Rs 5200, produced and used in the GFR, can be regarded already as a technical peak.

The theoretical excavation output of the bucket-wheel and bucket-chain excavators (Q_W and Q_C) is shown in Fig. 1 as function of the bucket volume (q). In the same figure, also the variations of the ratio of both technical characteristics (Q_C/Q_W) can be seen.

Another important characteristic of continuous-operation excavating machines, the total output of the built-in electric motors (ΣN) can be seen in Fig. 2 as a function of the bucket-volume. According to the above-mentioned characteristics, the application field of both types of excavators can be delineated.

Also the open-work haulage equipment have been developed together with the winning-loading machines. In railroad-transportation, the realization of higher wagon capacity (400 m^3) and the use of locomotives with higher hauling power, — in belt-conveying, the higher belt speed (5–7 m/s) and the use of supporting string rollers prove the develop-

ment experienced in dumping machines, mainly the realization, resp. modernization of direct re-loading techniques and cantilever belt dumping are ensured.

The capacity of the machines wich will be used in open works to be started in the next years cannot approach the foreign peaks, on account of

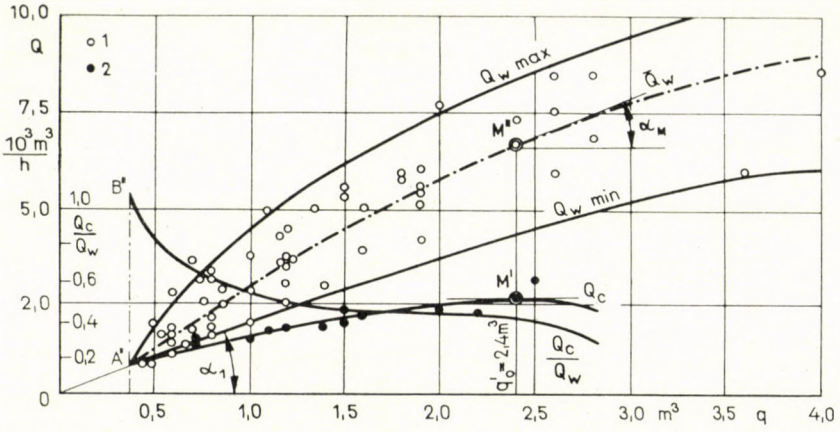


Fig. 1

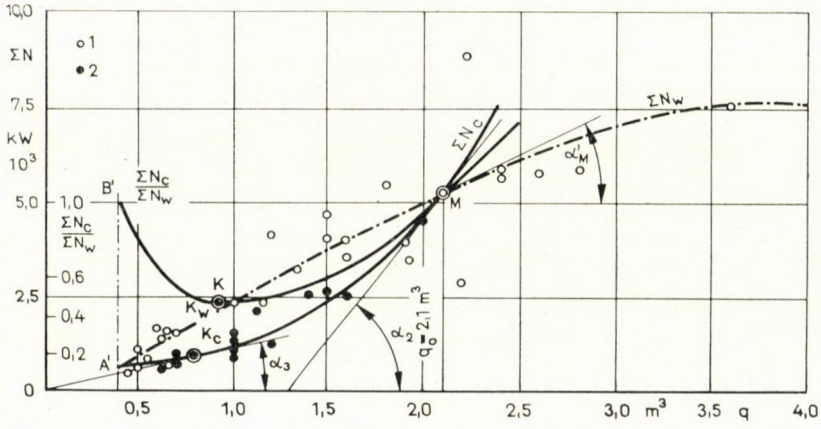


Fig. 2

our own conditions, but we must strive, according to our possibilities, to employ up-to-date and suitably economical types. The present comprehensive study contains those technological considerations and methods, which are necessary for the proper choice of the machinery of open works, for the incorporation of such units in the line of machines, for the control computations needed in production and for modifications.

Figures of merit, determinable from the technical characteristics

For the purposes of a detailed analysis of the economical character of winning machines used in open mines, as investigated in a certain production process, so-called "figures of merit" can be formed from the main technical characteristics of excavators. Accordingly, the attainable excavation output of an excavator—as an element of a given line of machines—, respectively the expectable economical result can be brought into connection in a reliable way.

When forming a figure of merit of excavators from the technical characteristics with the aid of some mathematical combination, the due consideration of the principal characteristics having an influence upon the construction and operation of the excavators must be ensured—in a proportion according to their roles. With the aid of the individual characteristics of excavators, it is possible to form the factors needed for the solution of certain problems of detail. The resulting figure of merit, serving for the general characterization, can be formed, however, solely on the basis of the series of these partial factors, arranged according to an independent variable allowing a mathematical treatment.

For the determination of the figures of merit of bucket-chain excavators, distinction must be made between the main machine types and their application possibilities. According to the above-said, the bucket-chain excavators are either caterpillar-type or mounted on carriages moving on rails and may be constructed with a rigid or a rotating upper frame. It makes a further difference whether we deal with constructions with a single portal or with a double one, or what is the way of connection with the conveying system. The latter, e.g., may be—with bucket-chain excavators moving on rails, — a railroad and rubber belt conveying, resp. conveying-dumping bridge, while caterpillar-type tucket-chain excavators may be combined with railroad-transportation or with belt-conveying.

In the earlier literature, the operative mass of open-work single-purpose machines (G), their theoretical excavation output (Q), the total height (H) comprising excavation height (H_k) and excavation depth (H_M) are held for the most important parameters to be investigated. According to more up-to-date literary data [2], only those figures of merit being combinations of several characteristics may be accepted.

Among the factors influencing the economical operation of open-work winning machines, the most important are:

1. Actual work-site excavation output (Q_{eff}).

2. Cost factors: amortization ratio, power costs, expenditure on wages, the costs of reparations by own means and as paid work, material and other costs.

3. Time- and machinery-exploitation of the excavators (η_T and η_M).
4. Technological conditions.
5. Operative mass or weight of the excavator (G).
6. Number and skill of the operation personnel.

From the factors enumerated specific indices can be formed, if necessary in the course of treatment.

Current figures of merit of open-work machines

One of the most widely used indices is the weight-factor formed from the ratio of operative weight (G) or mass and the theoretical excavation output (Q):

$$\vartheta_G = \frac{G}{Q} = f_1(q) \,.$$

For bucket-chain excavators, the so-called Gärtner-factor is used:

$$\lambda_1 = \frac{G}{Q \cdot H} = f_2(q) \,.$$

Comparing these factors, one gets

$$\vartheta_G = \lambda_1 \cdot H = f_1(q).$$

The Hollweg-factor takes into account the square-roof of the combined height of upward-, resp. downward-cutting (H), i.e.:

$$\lambda_2 = \frac{G}{Q \cdot \sqrt{H}} = f_3(q);$$

its relation to the weight factor being:

$$\vartheta_G = \lambda_2 \cdot \sqrt{H} \,.$$

A figure of merit to be found in Soviet literature is the Melnikov-index:

$$\nu = \frac{G}{H \cdot \sqrt{G \cdot P}} = f_4(q) \,,$$

where P = the tractive force arisen in the chain, and q = bucket volume.

For the comparison of bucket-chain excavators produced in the GDR in the Lauchhammer works, the following factor is used:

$$\varphi = \frac{G \cdot p}{Q \cdot G_1 \cdot H \cdot L_M \cdot L_R} = f_5(q) \,.$$

In this expression,

G_1 = specific cutting force (line value),
L_M = length of the ladder (at $\alpha = 45°$),
L_R = span of the belt carriage,
p = specific bottom pressure.

Complementary factors for investigations based on the figures of merit

For a general characterization of individual machines, the weight factor (ϑ_G) is no longer sufficient; even here it is mentioned since it played an important role in earlier comparative investigations. It must be noted that most of the figures of merit enumerated are suitable for the investigation of bucket-chain excavators only; for a comparison with bucket-wheel excavators, they must be somewhat modified. There is an important difference, in the first place, between the winning-side characteristics of upward-, resp. downward-cutting, since e.g. the laws concerning the cutting force are different in these two cases. Moreover, distinction must be made between excavation height and excavation depth. Also the interpretation of theoretical excavation output is different: in the GDR, a loading coefficient $k_T = 1{,}5$ is taken into consideration, while elsewhere $k_T = 1{,}0$.

On account of these reasons, certain complementary factors are needed in investigations based on figures of merit, besides those discussed above. We suggest the introduction of the specific excavation output, given by the following expression as a function of the bucket volume:

$$\vartheta_Q = \frac{Q}{q} = f_6(q) .$$

When judging open-work excavators, the specific excavation output has been considered as constant. According to investigations carried out by the author (Fig. 3) the specific excavation output of cell-wheel excavators (A), not up-to-date any more, and of the up-to-date cell-less wheel excavators (B) varies in function of the bucket volume, corresponding to curves with definite extreme values. In the figure the straight lines $\eta_v = \text{const.}$, characteristic for the relation of the actual peripheral speed of the bucket-wheel to the critical one, further the straight lines of constant wheel-revolution (n_w) and the curves of the cutting speed (v_w) are presented. A relationship between the latter is established by the diameter (D_w) of the bucket-wheel. It can be seen from the figure that a specific excavation output of $\vartheta_Q = 3000\ \text{h}^{-1}$ is obtained when the bucket-volume is $q = 2{,}8\ \text{m}^3$, at a cutting speed of $v_w = 3{,}5\ \text{m/s}$. If the diameter of the bucket-wheel is $D_w = 7{,}5\ \text{m}$, then $\eta_v = 98\%$. This would mean an unpermissibly high load for the driving mechanism of

the bucket-wheel. In case of the same wheel revolution—$n_w = 8{,}9$ min^{-1} — and of a wheel diameter of 12,5 m, the actual peripheral speed of the bucket-wheel will be merely 82,5% of the critical peripheral speed of 5,8 m/s.

According to Fig. 3, it can be seen that the constructional shaping of the bucket-wheel in itself is not sufficient for a reliable classification of this

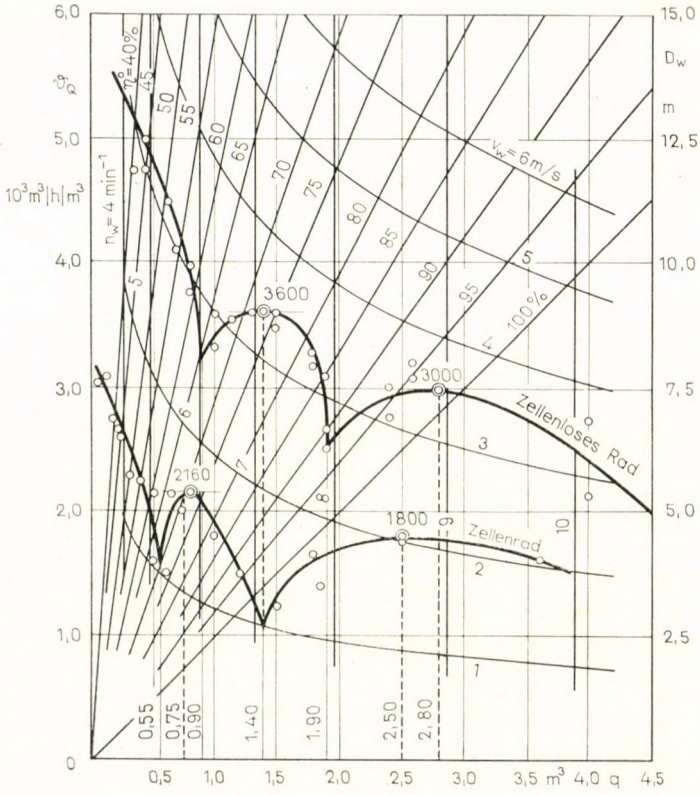


Fig. 3

large group of open-work winning-loading machines. Instead of this, we suggest to class excavators produced by the individual machine-factories in the same group. The corresponding investigations will be discussed later in this paper.

It follows from the expression

$$Q = q \cdot n = f_7(q),$$

permitting a determination of the theoretical excavation output, that it eliminates the error of the differences in the value of the loading coefficient assumed in the calculation of the theoretical excavation output, when the

nominal discharge figure (n), surely present among the technical characteristics of excavators, is investigated in function of the bucket-volume.

In order to show the variations of the nominal discharge index $n = f(q)$ versus bucket volume, figures 4—8 have been drawn. Here, the minimum and maximum discharge figures have been separated, since the bucket-wheel is provided, in most of the excavators, with two-speed gears.

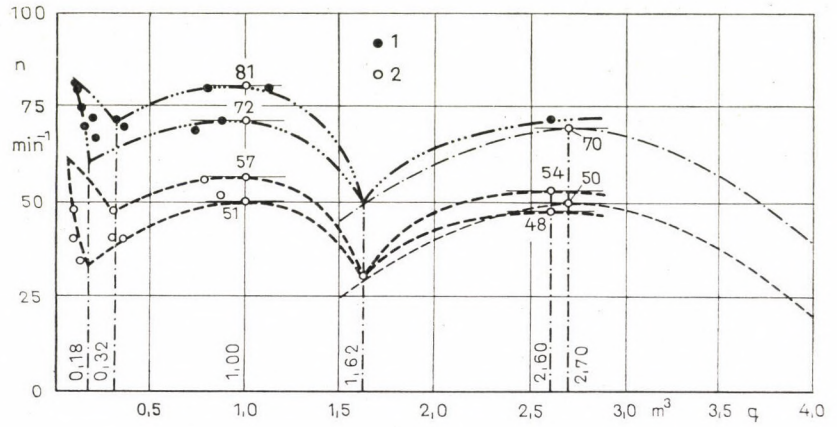


Fig. 4

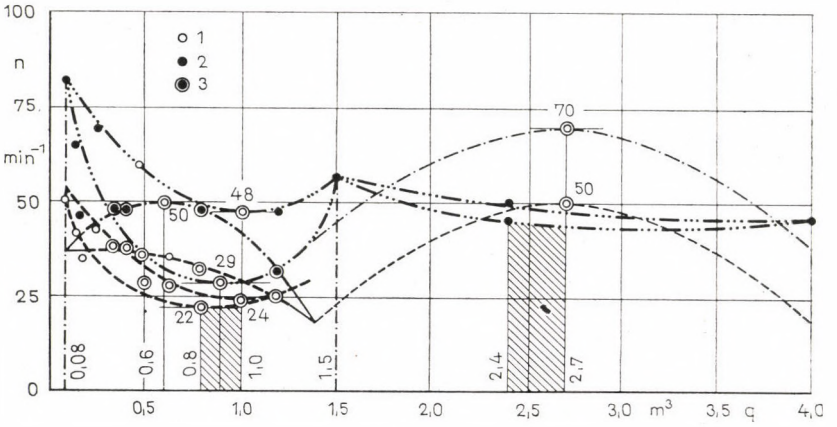


Fig. 5

According to the division corresponding to the above-said, we have presented in Fig. 4 the nominal discharge figures of the bucket-wheel excavators produced in the Soviet Union, Czechoslovakia and in the USA. By Fig. 5, the nominal discharge figure of the bucket-wheel excavators produced in

the GDR,—by Fig. 6, that of the bucket-wheel excavators of Orenstein-Koppel,—by Fig. 7, that of such excavators of the DEMAG, and by Fig. 8, that of bucket-wheel excavators of Krupp are characterized. Besides, we have drawn in in these figures the smoothing curves obtained for types with a

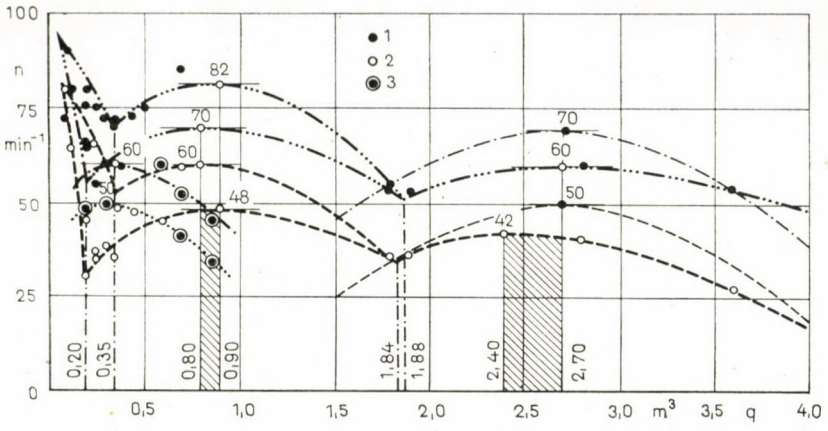


Fig. 6

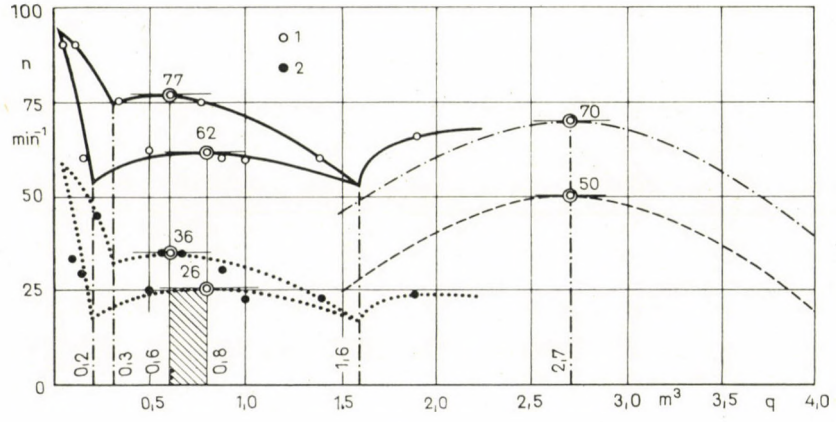


Fig. 7

bucket volume greater than 1,5 m^3, under consideration of the data of all excavators.

It is clearly seen from the figures that the machines with low, medium and high output can be unequivocally separated in each group. The highest values of the nominal discharge figures attain, for the medium output excavators, 80—82 min^{-1}. As for the bucket-wheel excavators operating with variable boom, the division into the three groups mentioned is not suitable (see Figs 5, 6 and 8!).

In the analysis of the power consumption of excavators — or in the preliminary calculations related to the operative conditions of winning machines to be suggested for new open works under planning — it is advan-

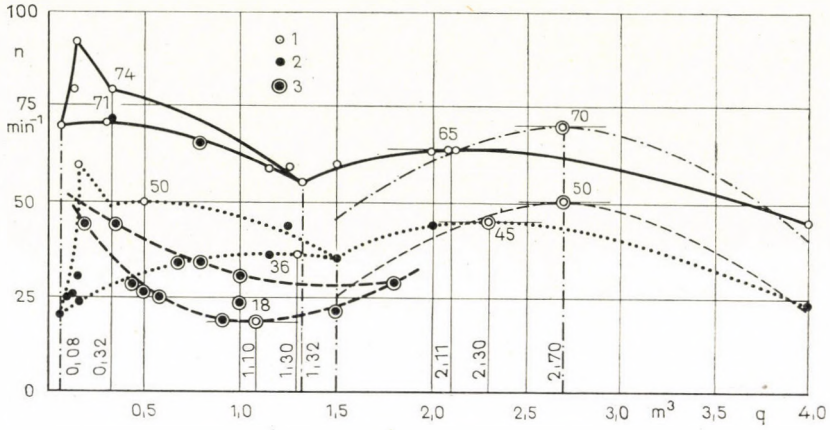


Fig. 8

tageous to use the electrical power factor given for the excavation capacity by the expression

$$\vartheta_N = \frac{\Sigma N}{Q} = f_8(q),$$

resp. the specific electrical power used earlier for the comparison of motors only, computable for the weight of the excavator from the relation

$$\vartheta_{NG} = \frac{\Sigma N}{G} = f_9(q).$$

The data related to the specific energy utilizable — or standing at disposal — for the winning operation can be obtained from the output of the driving motor of the winning unit:

$$\vartheta_{M(T)} = \frac{N_{M(T)}}{Q} = f_{10}(q),$$

where the indexes M and T refer to the driving motor of the bucket-chain, resp. of the bucket-wheel.

The conclusions derived from the figures of merit of the excavators may be regarded as real only if one tries to choose, with the aid of the main basic technical features of the individual types — among others, of the weight of the excavator, of the excavation height and depth, of the built-in electrical power, of the specific bottom pressure, etc. — such winning machines

which correspond to the technical conditions of surface mining and create optimum operative conditions. For this purpose, the extreme values of the relations obtained from the main characteristics must be sought for; or — if there is no such possibility, on account of the great number of data — graphical investigations must be carried out and the types favourable for us — with characteristics nearly identical with the extreme values — must be determined from these. Then it will be sufficient to carry out the further investigations using the data of the machines chosen, and to design the desired line of machines accordingly.

Investigation of the main technical characteristics of bucket-chain, resp. bucket-wheel excavators

The computation procedures elaborated in connection with the dependence of the weight of excavators with several buckets on the constructional data and on the theoretical excavation output characterize the open-work machines, nearly without exception, with large errors. Most of the computational procedures incorporate the factors influencing the weight of the excavator only linearly in the relation suggested, and this results in improper correlation indexes at the end of the computation. In the statistical computations carried out by researchers of the Ukrainian Scientific Research and Planning Institute [3], power functions have been applied. Let us mention some of the relations obtained from these computations:

The weight of bucket-chain excavators can be calculated from the theoretical excavation output (Q) and from the excavation depth (H_M) with the following formula:

$$G_{MLK} = Q^{1{,}52} \cdot H \cdot K_V = Q^{1{,}52} \cdot L_M \cdot K'_V,$$

where L_M = the length of the bucket-ladder and of the granding piece in m,

K'_V = coefficient depending on the type of the excavator; $K'_V = f_{11}(Q)$.

For practical calculations, the use of the weight factor of Vinicky,

$$\vartheta_v = K_v \cdot H\sqrt{Q} = K'_v \cdot L_M \cdot \sqrt{Q} = f_{12}(q)$$

is sufficient. The factor depending on the type of the excavator can be determined with the aid of the empirical relation [4]

$$K_v = \frac{A}{Q} + B\,.$$

The values of the factors in this expression are summarized in Table 1.

Table 1

The values of the factors for determination of the coefficient K_v

Type of the excavator	A	$10^4 \cdot B$
Railed, upward- and downward- cutting, with rotating frame (*Ds*)	0,75	0,64
Railed, upward-cutting, with rigid upper frame (*D*)	0,53	0,20
Caterpillar, with rotating upper frame (*Rs*)	0,85	0,30

The weight of the bucket-wheel excavators, further the theoretical excavation height (H_K) and the length of the boom (L_T) are related. Vinicky suggested the approximate relation [3]:

$$G_{MT} = L_T^{1,02} = f_{13}(q)\,.$$

According to the investigations by Feibig, M. and Kramer, K. [5], it can be stated that the diminution of the load of the bucket-wheel has a diminution of the excavator weight as a consequence. The empirical formula suggested by them is:

$$G_{MT} = (l_v \cdot G_1)^{0{,}42+\varepsilon 6} = f_{14}(q).$$

In this expression, l_v is the total length of the cutting edge of all buckets in cut.

According to the suggestion of the Ukrainian Scientific Research and Planning Institute [4], the weight of the bucket-wheel excavators can be calculated from the expression:

$$G_{MT} = K''_V \cdot H_K^{1,4} \cdot \sqrt{Q \cdot l_v \cdot G_1} = f_{15}(q)\,.$$

This latter expression unites the earlier relations presented. The value of the factor depending on the constructional build-up of the excavators (K''_V) can be obtained from the formula

$$K''_V = \frac{C}{Q + D} + E\,,$$

using the data of Table 2.

Figs 9—13, illustrating the variation of the main specific indexes —specific excavation output, performance- and weight-factor—of the bucket-wheel excavators were prepared by using the technical characteristics published by the most important foreign firms fabricating open-work single-

Table 2

Data for determination of the coefficient K''_V

Type of the excavator	*C*	*D*	*E*
Upward and downward cutting, with fixed boom	200	400	0,0358
Upward cutting excavator, with variable boom	139	400	0,0554
Upward cutting, without variable boom	125	400	0,0385

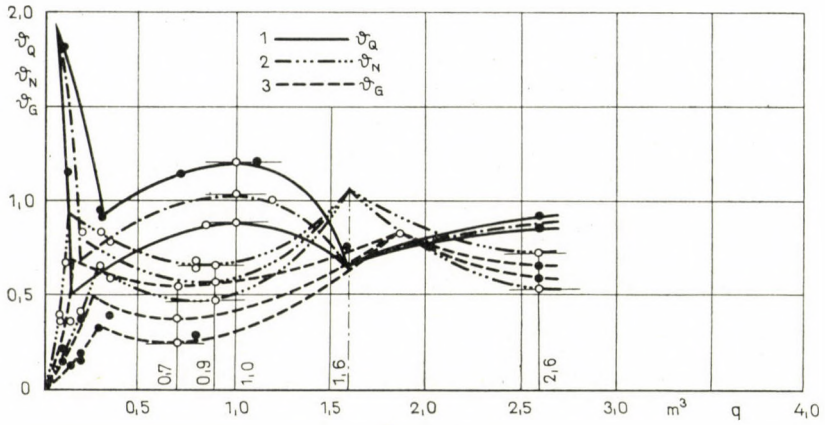


Fig. 9

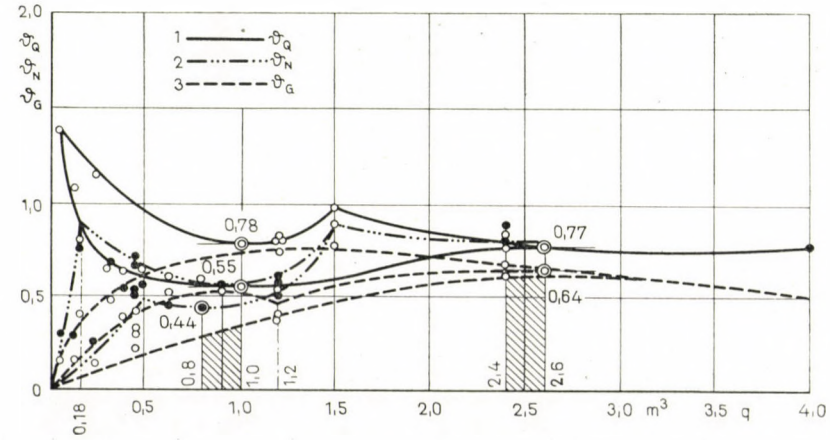


Fig. 10

purpose machines — winning, dumping and auxiliary equipments (DEMAG-Lauchhammer, Orenstein-Koppel LMG, Krupp-Werke, Dimitrow-Werke, Magdeburg-Buckau, Gaar-Wood, CATERPILLAR, etc. [6, 7]).

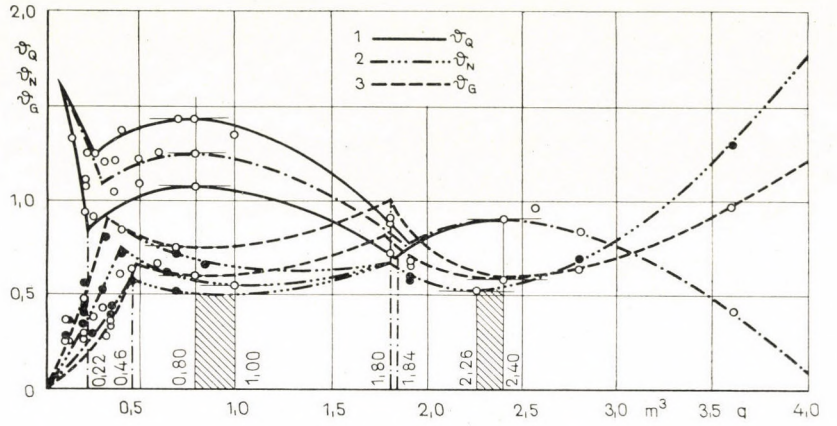


Fig. 11

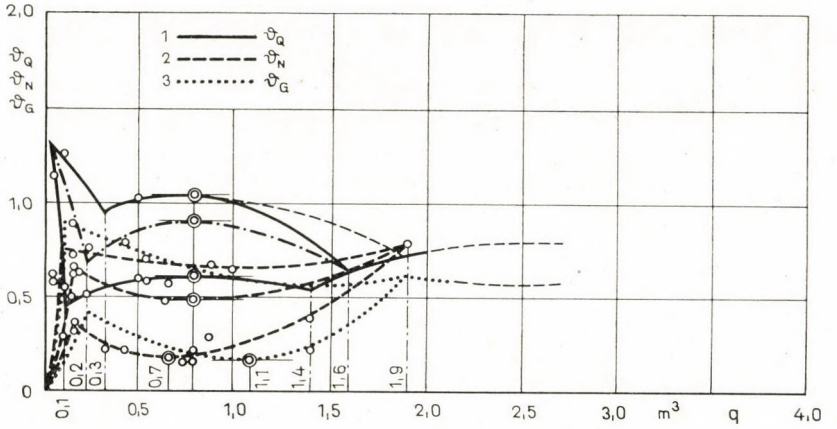


Fig. 12

The most important characteristics of winning organism of bucket-wheel excavators are presented in Fig. 14. The specific cutting force — i.e. the cutting force (P_V) belonging to a unit length of the cutting edge (kN/cm) — may vary, with the GDR-fabricated excavators, within the band indicated. According to the force applicable on the periphery of the bucket-wheel (P_k), the bucket-wheel excavators can be divided into two groups. The power of

the electrical motor driving the wheel (N_w) varies accordingly, as proved by the slopes indicated by α_2 and α_3. The initial part of the output-curve is characterized by a straight line of a very small slope (α_1).

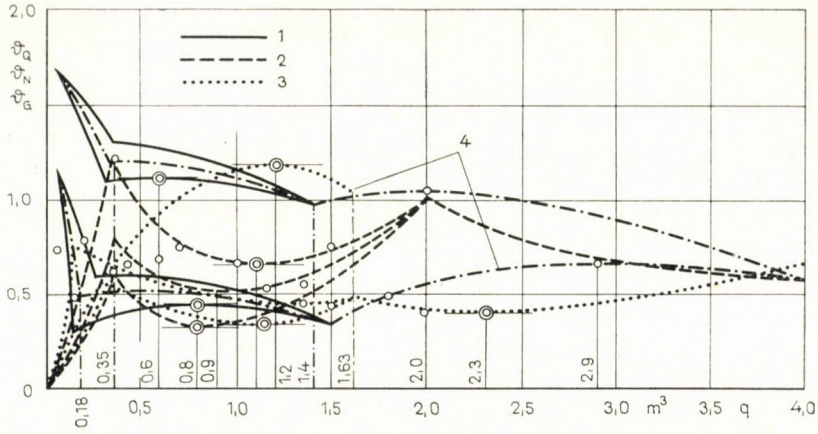


Fig. 13

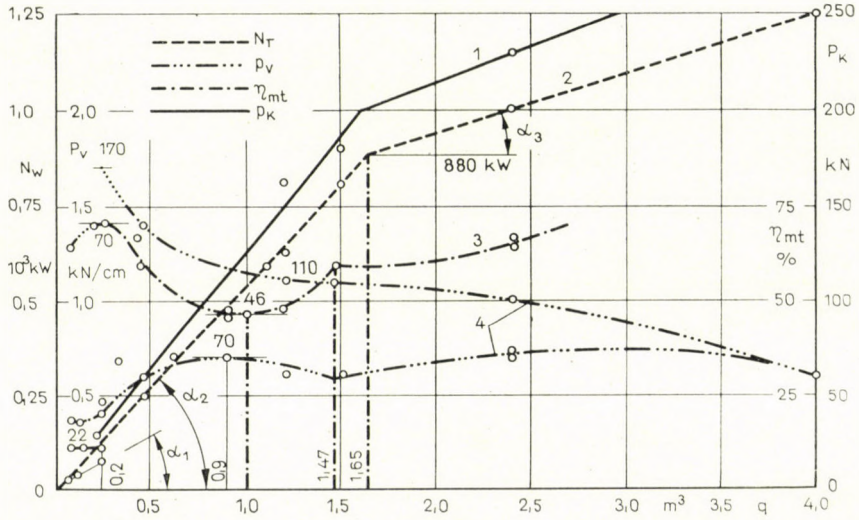


Fig. 14

The data mentioned served as a base for the calculation of the degree of utilization (η_{mt}) of the bucket-wheel motor, referred to a permanent load, and shown as a function of the bucket-volume.

Conclusions

On the basis of the figures presented, the following statements can be made:

1. The bucket-wheel excavators can be divided, according to the bucket-volume, into three groups:

a) low-capacity machines: $q < 0.55$ m^3,

b) medium-capacity machines: 0.60 m$^3 \leq q \leq 1{,}50$ m^3, and

c) high-capacity machines: $q > 2{,}0$ m^3.

2. The curves of the specific excavation output — $\vartheta_Q(q)$ — show, for medium- and high-capacity machines, a well perceptible maximum.

3. The curves characterizing the specific power consumption — $\vartheta_N(q)$ — further the curves of the weight factor — $\vartheta_G(q)$ — show, in the case of the above-mentioned machines, a definite minimum.

4. The places of extreme values read off from the above-mentioned specific characteristics coincide within a certain band.

5. Further technical characteristics of the open-work winning-loading machines chosen according to the extreme values of the specific indexes discussed must be investigated, in order to decide whether they satisfy the technological conditions.

6. For further investigations only data of excavators satisfying every condition must be considered. Final decision for assembling the desired line of machines has to be made with the aid of alternatives.

REFERENCES

1. HALÁSZ, T.: The importance of the lignite openworks in Hungarian mining. *Hungarian Journal of Mining and Metallurgy, Mining.* 8 (1968), 451—456.
2. WETZEL, A.: Betrachtungen über Gütekennziffern für Eimerkettenbagger. *Bergbautechnik* 1 (1967), 19—23.
3. Винцкий, К. Е.: Технологические предпосылки обоснования параметров роторных экскаваторов с повышенным усилием резания. *Горные машины* 5, (1963).
4. Аксенов, В. П.—Пинчук, А. Н.—Чернявский, А. Г.: Методика определения веса роторных и цепных экскаваторов, Технология открытых горных работ. *Техника,* Киев 1966. 37—43.
5. FEIBIG, M.—KRAMER, K.: Schneidkraft- und Leistungsmessungen am Schaufelradbagger *Hebezeuge und Fördermittel.* (1. 1963).
6. Гозон, Й.: Исследование технологических условий развития открытой угледобыни на буроугольных месторождениях Венгерской Народной Республики, Канд. дисс. Москва. 1967. 286.
7. GÓZON, J.: Kapazitätsuntersuchung an Tagebaugewinnungsmaschinen im Lignit-Tagebau Visonta. III. Konferenz der Lehrstühle für Bergbaumaschinen und Fördertechnik. Miskolc, 1968.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГЛАВНЫХ ТЕХНИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ГОРНЫХ МАШИН ДЛЯ ОТКРЫТЫХ РАБОТ

Й. ГОЗОН

РЕЗЮМЕ

Статья занимается с качественными показателями многочерпоковах цепных и роторных экскаваторов, работающих при разработке сложноструктурных многопластовых лигнитных месторождений с открытым способом. Рядом изложения и оценки характерных показателей, использованных до сых пор в практике, автором предлагается применение более пригодных качественных параметров, облегчающих технический и технологический анализ карьерных экскаваторов непрерывного действия. После исследования основных конструкционных данных современных горных машин для карьеров в статье показываются примеры, касающихся изменения удельной производительности, весового коэффициента и удельной электрической мощности двигателей роторных экскаваторов в зависимости от емкости ковша.

Acta Geodaet., Geophys. et Montanist. Acad. Sci. Hung. Tomus 6 (1—2), pp. 63—81 (1971)

DIE ROLLE DER POLYNOMDARSTELLUNGEN IN DER LÖSUNG GEOPHYSIKALISCHER PROBLEME

F. STEINER

KANDIDAT DER TECHNISCHEN WISSENSCHAFTEN (GEOPHYSIK)
TECHNISCHE UNIVERSITÄT FÜR SCHWERINDUSTRIE, MISKOLC

[Eingegangen am 23. März 1969]

Wird eine beliebige, von N Veränderlichen abhängige (durch Messungen oder Berechnungen gewonnene) Datenreihe (die innerhalb einer angegebenen Genauigkeit irgendeine geophysikalische Größe vollständig charakterisiert) nach den Partialbereichen der N Veränderlichen mit Polynomen ausgedrückt, so gewinnt man nicht nur streng genommene rechentechnische Vorteile; man kann auch die Lösung einzelner Probleme erreichen. In der Arbeit werden Beispiele aus der Gravimetrie gezeigt. Nach Behandlung der Probleme der bei gegebener Forschungstiefe benötigten Meßpunktdichte (1.A) und des genauen Kreismittels (1.**B**), wird (in 2) ein Verfahren besprochen, das es im Falle von beliebigen Dichtekontrastflächen und Dichteverteilungen ermöglicht, jegliche Transformierte irgendeines Gravitationseffektes mit Rechenautomaten rentabel zu berechnen.

Die ständig steigende Qualität der geophysikalischen Interpretation kann technisch nur durch die ständig anwachsende Menge der Rechenarbeit erreicht werden. Es ist daher notwendig, überall, wo die Wahl frei steht, im Interesse der Rentabilität (oder sogar der Durchführbarkeit der Aufgabe) mit *Polynomausdrücken* zu rechnen, da diese mit den gegenwärtigen Rechenmaschinen im allgemeinen binnen kürzester Zeit berechenbar sind. Wird aber eine beliebige, von N Veränderlichen abhängige (durch Messungen oder Berechnungen gewonnene) Datenreihe (die innerhalb einer angegebenen Genauigkeit irgendeine geophysikalische Größe vollständig charakterisiert) nach den Partialbereichen der N Veränderlichen mit Polynomen ausgedrückt, so gewinnt man nicht nur streng genommene rechentechnische Vorteile, sondern man kann dadurch auch die Lösung einzelner Probleme erreichen. Als Beispiel befassen wir uns zunächst mit der Problematik der Polynomdarstellung gravimetrischer Meßdatensysteme, bzw. mit Fragen, die dadurch beantwortet werden können.

1

1. A — In den annähernd gleichmäßig verteilten Punkten des begrenzten Bereiches G der Ebene $z = 0$ seien die gemessenen Werte einer gravimetrischen Größe angegeben, die von einem sich in dem Halbraum $z > 0$ befindenden Störkörper verursacht wird. Einfachheitshalber werden wir uns im weiteren auf die Differenzen der Derivierten U_z des vom Störkörper verursachten Gravitationspotentials U, d. h., auf die Bouguer-Anomalien g_i beschränken;

den folgenden ähnliche Gedankengänge können jedoch für jegliche Gravitationsgröße angewendet werden.

Es ist offensichtlich, daß die Werte g_i das Anomaliebild $g(x, y)$ eines sich unterhalb der Tiefe z_0 befindenden Störkörpers (innerhalb einer angegebenen Fehlergrenze) vollständig nur von der Dichte und Verteilung der Punkte (x_i, y_i) abhängig charakterisieren können. Es stellt sich daher die Frage, welche durchschnittliche Stationsentfernung bei der gegebenen Tiefe z_0 (und bei gegebener Fehlergrenze) anzuwenden sei.

Die Bedingung, wonach $g(x, y)$ durch die Werte g_i vollständig charakterisiert sein sollen, kann auch so abgefaßt werden, daß $g(x, y)$ in keinem beliebig ausgewählten Punkt (x, y) des betrachteten begrenzten Bereiches G mit einem bedeutend größeren Fehler behaftet sein darf als in den Punkten (x_i, y_i). Daher muß zunächst eine Methode bestimmt werden, die auf Grund der Werte g_i den Wert $g(x, y)$ in jedem beliebigen Punkt (x, y) angibt.

Da die Methode eher einfach und handlich als elegant sein soll, scheint es zweckmäßig, $g(x, y)$ nach Partialbereichen des Bereiches G mit Polynomen nicht zu hoher Ordnung anzunähern. Polynome zweiter Ordnung sind die niedrigsten, mit denen bereits eine Krümmung der Fläche $g(x, y)$ erfaßt werden kann. Im ersten Teil der Arbeit werden daher im weiteren die Polynome der Form

$$P(x, y) = ax^2 + by^2 + cxy + dx + ey + f \tag{1}$$

behandelt.

Bevor der Gedankengang fortgesetzt wird, sei hier kurz darauf hingewiesen, daß schon bei der Auswahl der Art der Annäherung die physikalische Seite des Problems nicht außer acht gelassen werden darf. Wenn z. B. im *ganzen* Bereich G (d. h. auf der gegebenen Karte) die Annäherung durch ein *einziges* Polynom höherer (dritter, vierter oder fünfter) Ordnung erfolgt — und vorausgesetzt, daß auch für die Werte g der angrenzenden Randgebiete (wo eine Extrapolation benötigt wird) die aus demselben Polynom berechenbaren Werte angenommen werden — so würde das, laut Ausdruck (17) aus [5], die erhebliche physikalische Beschränkung bedeuten, daß für das Gebiet das Postulat $g_{zz} = 0$ gestellt wird. Wenn nämlich $g(x, y)$ durch ein Polynom fünfter oder niedrigerer Ordnung beschrieben werden kann [4], so ergibt die Interpolation an der Fläche (Res) überall den Wert Null, wodurch der Integrand im Ausdruck (17) aus [5] und dadurch auch g_{zz} gleich Null sein wird.

Eine zweckmäßige Einteilung in quadratische Partialbereiche (sowie die Polynomform (1)) vorausgesetzt, soll nun untersucht werden, in welchem Maß der wirkliche Wert $g(x, y)$ bei der Quadratseitenlänge S und bei z_0 angenähert werden kann; das ist auch gleichzeitig ein Maß dafür, wie $g(x, y)$ durch die Werte g_i bestimmt wird.

Zunächst muß eingesehen werden, daß es genügt, die Berechnungen auf den Effekt der Punktmenge $g^{(P)}(x, y)$ zu beschränken. Wenn nämlich für

eine sich im Tiefenniveau T befindende beliebige positive Punktmenge gültig ist, daß die Abweichung $\delta g^{(P)}$ von der Annäherung zweiter Ordnung des Wertes $g^{(P)}$ bei beliebigem i prozentual unter dem Grenzwert t bleibt, d. h.:

$$\frac{|\delta g_i^{(P)}|}{g_i^{(P)}} \leq t \tag{2}$$

so ist das für das aus n Punkten bestehende System ebenfalls gültig. Dazu müssen nur folgende einfache Umformungen vorgenommen werden:

$$\frac{\left|\sum_{i=1}^{n} \delta g_i^{(P)}\right|}{\sum_{i=1}^{n} g_i^{(P)}} \leq \frac{\sum_{i=1}^{n} |\delta g_i^{(P)}|}{\sum_{i=1}^{n} g_i^{(P)}} = \frac{|\delta g_1^{(P)}| + |\delta g_2^{(P)}| + \ldots + |\delta g_n^{(P)}|}{\sum_{i=1}^{n} g_i^{(P)}} \leq \tag{3}$$

$$\leq \frac{t \cdot g_1^{(P)} + t \cdot g_2^{(P)} + \ldots + t \cdot g_n^{(P)}}{\sum_{i=1}^{n} g_i^{(P)}} = \frac{t \cdot \sum_{i=1}^{n} g_i^{(P)}}{\sum_{i=1}^{n} g_i^{(P)}} = t .$$

Die Aufgabe reduzierte sich nun darauf, die durch Polynome der Form (1) gewonnenen Annäherungen des auf das Gravimeter ausgeübten Einflusses der in Gedanken im Punkt (0, 0, T) vorgestellten Punktmenge in den quadratischen Partialbereichen von verschiedener Lage und Seitenlänge S zu untersuchen.

Zunächst soll die befolgte annähernde Rechentechnik beschrieben werden. Das behandelte beliebige Quadrat mit der Seitenlänge S wurde mit einem 5×5 Quadratnetz bedeckt; für die Eckpunkte wurden die Werte $g^{(P)}(x, y)$ berechnet.

Von diesen Werten ausgehend wurden die Koeffizienten des sich nach dem Prinzip der kleinsten Quadrate am besten annähernden Polynoms zweiter Ordnung bestimmt. Für die Eckpunkte wurden die prozentualen Abweichungen Δ zwischen den wirklichen und den annähernden Werten gebildet. Obwohl die Bestimmung der Werte Δ nur für relativ wenige (25) Punkte erfolgte, wurde nicht bloß ein einziger durchschnittlicher Fehler angegeben, sondern drei: 100%, 80% und 50%. (Darunter ist der Abweichungswert Δ zu verstehen, der für die gegebene Prozent, z. B. 80% sämtlicher Punkte der kleinste oberste Grenzwert der Abweichungen ist.) Die geringe Schwankung der erhaltenen Kurven weist darauf hin, daß dieses Verfahren trotz der geringen Anzahl der Punkte begründet war.

Die gewonnenen Ergebnisse werden in Abb. 1 gezeigt. Die im doppelten logarithmischen Maßstab aufgetragenen Ergebnisse beziehen sich auf den Fall, wo der Punkt (0, 0) der Mittelpunkt des Quadrates mit Seitenlänge S ist, d. h., das Quadrat symmetrisch über dem Störkörper liegt. Zieht man eine in identischer Tiefe T liegende Punktmenge in Betracht, so nimmt die

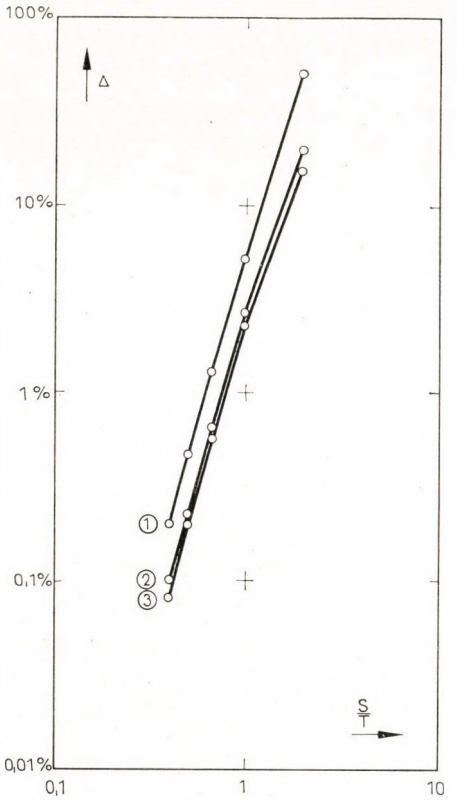


Abb. 1. Die an der Oberfläche genommene prozentuale Abweichung Δ des von einer sich in der Tiefe T befindenden Punktmenge stammenden gravimetrischen Effektes von der Annäherung zweiter Ordnung, die für das über der Punktmenge (in der Ebene $z = 0$) symmetrisch liegende Quadrat mit Seitenlänge S berechnet worden ist. Kurve 1 zeigt den maximalen Fehler, Kurve 2 den Fehler von 80%, Kurve 3 den (»wahrscheinlichen«) Fehler von 50%

Genauigkeit der Annäherung zweiter Ordnung mit wachsendem S überraschend schnell ab. Wie der Abb. 1 entnehmbar ist, erhöht sich der prozentuale Fehler nach der dritten Potenz der Zunahme von S/T unabhängig davon, welche Fehlerdefinition angenommen worden ist.

Der Wert von S ist in irgendeiner Weise der gegenseitigen Durchschnittsentfernung der benachbarten Punkte (x_i, y_i) immer proportional, denn wird die Quadratseite S als geeigneter Kennwert zur beliebigen Verteilung irgendwelcher k-zähliger Meßpunkte der Partialbereiche betrachtet, so wird

z. B. bei einer Verdoppelung der Dimensionen (und so auch der durchschnittlichen Stationsentfernung) die geeignete Seitenlänge des Quadrates $2S$ sein (falls dieselben Gesichtspunkte in Betracht gezogen worden sind). Man gelangt daher zu dem Ergebnis, daß (in den am meisten in Betracht kommenden Fehlerbereichen) *der lineare Zuwachs der durchschnittlichen Entfernung der Meß-*

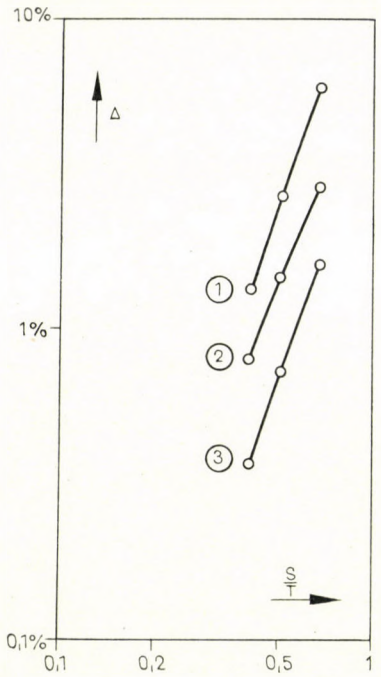


Abb. 2. Die an der Oberfläche genommene prozentuale Abweichung Δ des von der sich im Punkt $(0, 0, T)$ befindenden Punktmenge stammenden gravimetrischen Effektes von der für ein fixes Quadrat berechneten Annäherung zweiter Ordnung. Den Mittelpunkt des Quadrates gibt der Punkt $(5, 0, 0)$; die Seitenlänge beträgt $S = 4$ Einheiten. Die Seiten sind zu den Koordinatenachsen parallel. Kurve 1 zeigt den maximalen Fehler, Kurve 2 den Fehler von 80%, Kurve 3 den (»wahrscheinlichen«) Fehler von 50%

stationen die (prozentuale) Unsicherheit der Bestimmung der Anomaliefläche annähernd nach der dritten Potenz vergrößert.

Die Absolutwerte der Abb. 1 können nicht als maßgebend betrachtet werden, da bei einer symmetrischen Lage über dem Störkörper die Annäherung durch die Polynomform (1) besonders günstig ist. In Abb. 2 werden daher im Falle eines an die Seite der Anomalie der Punktmenge gestellten fixen Quadrates die prozentualen Abweichungen Δ als Funktion von S/T gezeigt; wie ersichtlich, sind die Fehler die mehrfachen der Δ-Werte, die in Abb. 1 zu den entsprechenden S/T Werten gehören. Im Zusammenhang mit der Abb. 2 muß noch bemerkt werden, daß der Anstieg des Fehlers auch hier

nach der dritten Potenz erfolgt; die auf Grund der Abb. 1 gestellte Behauptung kann daher als allgemeingültig betrachtet werden.

Über die Absolutwerte werden weitere Informationen in Abb. 3 gegeben, wo bei $S = 0{,}4 \cdot T$ die prozentualen Abweichungswerte Δ als Funktion der Entfernung A des Quadratmittelpunktes vom Nullpunkt des Koordinaten-

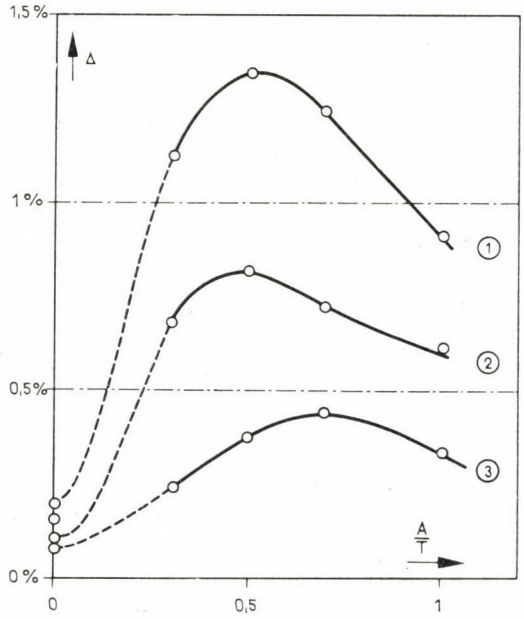


Abb. 3. Die an der Oberfläche genommene Abweichung des von der sich im Punkt $(0, 0, T)$ befindenden Punktmenge verursachten gravimetrischen Effektes von der Annäherung zweiter Ordnung, die für das (sich in der Ebene $z = 0$ befindende) Quadrat mit der Seitenlänge $0{,}4T$ berechnet worden ist. Der Mittelpunkt des Quadrates ist der jeweilige Punkt $(A, 0, 0)$. Die Seiten des Quadrates sind zu den Koordinatenachsen parallel. Von den Kurven zeigt 1 den maximalen, 2 den 80%igen, 3 den 50%igen (oder »wahrscheinlichen«) Fehler

systems (bzw. als Funktion der auf T bezogenen A/T-Werte) in linearem Maßstab angegeben sind. Die maximalen Abweichungswerte ergeben sich um $A/T = 0{,}5$ (in Abb. 2 wird daher der Anstieg des Fehlers unter den die maximalen Abweichungen ergebenden Verhältnissen gezeigt).

An der Stelle in Abb. 3, die die größten Fehler angibt, liegt die Mehrzahl der Abweichungen unter 1%; sie ist nur in einigen Fällen größer als 1%, aber auch dann kleiner als 1,5%. Es gibt Fälle, in denen die durch die Fehler des Instrumentes und der Korrektionsberechnung bestimmte Meßgenauigkeit mit bedeutend kleineren prozentualen Fehlern als diese Werte charakterisiert werden kann. Falls diese Werte unseren Ansprüchen entsprechen, so kann über die erforderliche Dichte der Meßpunkte Information gewonnen werden.

In den Partialbereichen wird das Polynom der Form (1) durch seine Koeffizienten, d. h. durch 6 Daten definiert. Um die Aufgabe der Bestimmung

der Koeffizienten überhaupt zu definieren, benötigt man mindestens 6 g_i-Werte, d. h. für je einen Partialbereich mindestens 6 Meßpunkte. (Bekanntlich kann diese Zahl von der geometrischen Lage der Punkte abhängend auch dann zu gering sein, wenn man gleichzeitig mit der Polynombildung — auf Grund der Theorie der kleinsten Quadrate oder der größten Reziprokwerte [7] — keine Glättung durchführen will.)

Im Falle der gegebenen Fehlerverhältnisse (Abb. 3) war die Größe des Partialbereiches gleich einem Quadrat mit Seitenlänge $0{,}4 \cdot T$; mit dem Minimum von 6 Punkten berechnet, gehört zu einem Punkt das Sechstel des $0{,}16 \cdot T^2$ großen Gebietes, d. h. ein $0{,}026 \cdot T^2$ großes Gebiet. Die durchschnittliche Stationsentfernung wird offensichtlich dessen Quadratwurzel, $0{,}163 \cdot T$ sein. Bei minimaler Erhöhung der Zahlenwerte kann das Ergebnis der unter gegebenen Bedingungen durchgeführten Gedankengänge folgenderweise zusammengefaßt werden: *Will man, daß die überwiegende Mehrheit der Punkte der Bouguer-Anomaliefläche mit einem Fehler von ungefähr* 0,5% *bestimmt sein soll (wobei an einigen Punkten auch ein Fehler um* 1% *zugelassen wird), dann darf die durchschnittliche Stationsentfernung des (ziemlich gleichmäßigen) Meßpunktnetzes nicht größer als ein Sechstel der Tiefe des Störkörpers sein. Benutzt man eine größere (bzw. kleinere) durchschnittliche Stationsentfernung, so wird der Fehler annähernd nach der dritten Potenz größer (bzw. kleiner) werden.*

Unsere Ergebnisse stehen mit der allgemeinen Praxis in Widerspruch: dort benutzt man meistens eine größere durchschnittliche Stationsentfernung. Nach dem Obengesagten kann daher behauptet werden, daß die nach der allgemeinen Praxis gewonnenen Meßergebnisse für eine genauere Analyse (z. B. zur Anwendung der allgemeinen quantitativen Analyse [6]) um so weniger geeignet sind, je weniger das gewünschte Verhältnis zwischen der Tiefe des Störkörpers und der durchschnittlichen Stationsentfernung eingehalten wird. Die Genauigkeit der gravimetrischen Messungen wird derzeit viel mehr von der Dichte der Meßpunkte als von der Genauigkeit der Anomaliewerte an den einzelnen Punkten bestimmt. Es ist bedenkenswert: wenn durch ungeeignete Meßpunktdichte ein großer Fehler zugelassen wird, so besteht die Gefahr, daß die in der Gravimetrie schon grundsätzlich verborgene Mehrdeutigkeit sich dermaßen vergrößert, daß auch im Besitz der zur eindeutigen Lösung prinzipiell ausreichenden geologischen und anderen geophysikalischen Informationen keine eindeutige Lösung gewonnen werden kann. Mit anderen Worten: durch die Anwendung zu großer Stationsentfernungen wird auf eine verläßliche quantitative Interpretation der gravimetrischen Meßergebnisse schon im voraus verzichtet.

1.B — Es sei die Anomaliefläche $g(x, y)$ im gesagten Sinn mit einer vorgeschriebenen Genauigkeit durch das Datensystem g_i *vollständig* definiert. Weiter seien auch die die Anomaliefläche charakterisierenden Polynome der Form (1), die bei den Gedankengängen in 1.A angewendet worden sind,

(durch die Methode der kleinsten Quadrate oder der größten Reziprokwerte) für die einzelnen quadratischen Partialbereiche bestimmt.

Durch die Polynomkoeffizienten ist ein jeder Punkt der Anomaliefläche (innerhalb der gegebenen Genauigkeit) vollständig bestimmt, daher ist es nicht notwendig, an einem aus diskreten Punkten bestehenden System (wie z. B. das Quadratnetz) festzuhalten. Infolgedessen werden die Gedankengänge, die an den Umstand gebunden sind, daß die Anomaliewerte nur in den diskreten Punkten der Ebene $z = 0$ bekannt sind, von einem gewissen Gesichtspunkt aus an Interesse immer mehr verlieren.

Als konkretes Beispiel sei an die Berechnung der Richtungsabhängigkeit der Transformationsmethoden erinnert [1]. (Am Ende dieser beachtenswerten Arbeit befaßt sich der Verfasser mit der Bestimmung einer Koeffizientenreihe, die zur Hervorhebung des Effektes der in verschiedenen Richtungen ausgedehnten Strukturen dienen soll, was das erste originelle Ergebnis der Anwendung der Filtertheorie in der Gravimetrie bedeutet.) Obwohl es seit mehr als einem Jahrzehnt bekannt ist (z. B. aus [3]), daß zur Gewinnung verläßlicher Kreisdurchschnitte allgemein mindestens sechs Punkte nötig sind (und dementsprechend wurden bereits in [4] zwecks verläßlicher Ergebnisse Transformationen vorgeschlagen, bei denen die Berechnung der Kreisdruchschnitte aus je 8 Punkten erfolgt), wird in [1], vom Gesichtspunkt der Richtungsabhängigkeit aus, die Untersuchung einer Reihe von Methoden auf Grund einer Formel durchgeführt, bei der die Bestimmung des Kreisdurchschnittes aus vier Punkten erfolgt. Meiner bescheidenen Meinung nach ist es im Zeitalter der leistungsfähigen Rechenautomaten etwas unzutreffend, bei einer Untersuchung von Methoden sich nur auf die Berechnung solcher Formeln zu beschränken, die wegen ihrer für handliche Bearbeitung (oder für Maschinen mit sehr kleiner Leistung) abgeleiteten Beschaffenheit notwendigerweise nur annähernd sein können. Meines Erachtens ist es richtiger, die gegebenen Methoden auf das heutige meßtechnische Niveau gestellt zu untersuchen, d. h. z. B., wenn eine Methode auf die Kreisdurchschnitte abgeleitet worden war, und seinerzeit der Übergang vom Kreisdurchschnitt auf den Durchschnitt der Punkte nur aus rechentechnischer Notwendigkeit (als letzter Schritt der Ableitung) erfolgte, so muß diese Methode heute so angewendet (und dementsprechend auch untersucht) werden, daß man den jetzt schon überflüssigen letzten Schritt der Ableitung wegläßt und die genauen Kreisdurchschnitte benutzt. Auf diese Weise werden bei unseren Untersuchungen die denkerischen Werte der Forschungsarbeiten der Autoren bewahrt. (Der Verfasser dieser Arbeit untersuchte z. B. in [8] in diesem Sinn den Auflösungsbereich gewisser Transformationsmethoden in seitlicher Richtung.) Die Untersuchung der Annäherungsformeln ist natürlich ebenfalls notwendig, da sie zur richtigen Interpretation der auf Grund dieser Formeln schon angefertigten Karten einen Beitrag leisten.

Die Gesagten erläuterten die Auswirkungen der Berechenbarkeit der genauen Kreisdurchschnitte. Daraus ergibt sich aber bloß, daß die Berechnung der genauen Kreisdurchschnitte möglich ist (da die Anomaliefläche in jedem Punkt (x, y) bekannt ist), deren Technik jedoch noch nicht. Sie verursacht aber keine Schwierigkeiten, da die Anomalieflächen für die Partialbereiche in der einfachen Form von Polynomen zweiter Ordnung angegeben sind.

Stellt man sich die aneinander anschließenden quadratischen Partialbereiche sowie den Kreis mit beliebigem Mittelpunkt und Radius auf der Ebene $z = 0$ vor, so sind folgende Fälle möglich: *a)* der Partialbereich enthält den Kreis vollständig; *b)* der Bogen des Kreises überquert den Partialbereich; *c)* der Partialbereich enthält mehrere Bogenteile des Kreises. Es ist offensichtlich genügend für den Fall *b*, d. h. für einen einzigen mit beliebigem r und φ_1, φ_2 charakterisierten Bogen, den zur Berechnung des Kreisdurchschnittes benötigten Integralwert anzugeben, da in dessen Besitz jeder beliebige Kreisdurchschnitt berechnet werden kann. Das Integral von 0 bis 2π benötigt dann die dem Fall *b* entsprechende Berechnung so oft, wie die Zahl der Bogen des durch die Partialbereichgrenzen aufgeteilten Kreises ist. Das auf einen einzigen Kreisbogen berechnete Integral gestaltet sich im Falle des Polynoms der Form (1) wie folgt:

$$\int_{\varphi_1}^{\varphi_2} (ar^2 \cos^2\varphi + br^2 \sin^2\varphi + cr^2 \sin\varphi\cos\varphi + dr\cos\varphi +$$

$$+ er\sin\varphi + f)\, d\varphi = ar^2\left[\frac{1}{2}\sin\varphi\cos\varphi + \frac{\varphi}{2}\right]_{\varphi_1}^{\varphi_2} +$$

$$+ br^2\left[\frac{\varphi}{2} - \frac{1}{2}\sin\varphi\cos\varphi\right]_{\varphi_1}^{\varphi_2} + cr^2\left[-\frac{1}{2}\cos^2\varphi\right]_{\varphi_1}^{\varphi_2} +$$

$$+ dr\,[\sin\varphi]_{\varphi_1}^{\varphi_2} + er\,[-\cos\varphi]_{\varphi_1}^{\varphi_2} + f\,[\varphi]_{\varphi_1}^{\varphi_2} = \tag{4}$$

$$= \left(\frac{ar^2}{2} + \frac{br^2}{2} + f\right)(\varphi_2 - \varphi_1) + \left(\frac{ar^2}{4} - \frac{br^2}{4}\right)(\sin 2\varphi_2 - \sin 2\varphi_1) -$$

$$- \frac{cr^2}{2}(\cos^2\varphi_2 - \cos^2\varphi_1) + dr\,(\sin\varphi_2 - \sin\varphi_1) -$$

$$- er\,(\cos\varphi_2 - \cos\varphi_1)\,.$$

(Das kann unmittelbar oder aus [2] eingesehen werden.)

Die Explizitform (4) ermöglicht auch praktisch die Berechnung der genauen Kreisdurchschnitte. Die gegenseitige Anpassung der einzelnen Partialbereiche wurde bisher und wird auch im zweiten Teil der Arbeit nicht eingehender behandelt, da es sich in beiden Fällen um eine Integration handelt. Bei der Bestimmung von ableitungsartigen Größen kann es notwendig sein, diese Frage separat zu untersuchen.

Es soll noch auf den Gedanken hingewiesen werden, wonach die Anomaliefläche für die Partialbereiche mit Polynomen nach r, φ ausgedrückt werden sollen. Dann würde das Integral von φ_1 bis φ_2 ein Polynom von r, φ_1, φ_2 sein. Es bedeutet dabei einen sehr großen Nachteil, daß hier die Bestimmung der Koeffizienten nach den Kreismittelpunkten durchgeführt werden müßte.

Ähnlich dem Zusammenhang (4) bekommt man im Falle eines Polynoms beliebiger Ordnung von x und y ebenfalls eine Explizitform (s. z. B. die Formeln 331.4—5, 331.7—8 und 331.10 in [2]). Es kann daher folgende Folgerung gezogen werden: *Wird für die Partialbereiche die Anomaliefläche durch Polynome ausgedrückt, so können die genauen Kreisdurchschnitte mit Hilfe von Explizitformeln berechnet werden, wodurch die für Kreisdurchschnitte abgeleiteten Methoden in ihrer ursprünglichen Form angewendet werden können.* Die Form neuer, von irgendeinem Gesichtspunkt aus vorteilhafterer Transformationen kann sich im Grenzfall als

$$\int_0^{r_0} \bar{g}(r) \cdot \varrho(r) dr$$

gestalten, das durch die Gewichtsfunktion $\varrho = \varrho(r)$ mit einer Veränderlichen gebildet wird. Hier bedeutet $\bar{g}(r)$ den Kreisdurchschnitt, r_0 den Radius, von dem ausgehend bei größeren Radien r, $\varrho(r) = 0$ sein wird.

2

Es wird immer aktueller, eine quantitative Methode auszuarbeiten, mit der die in der gravimetrischen Rohstofferkundung liegenden Möglichkeiten unter beliebigen geologischen Verhältnissen rentabel ausgenützt werden können. Die dazu benötigten Voraussetzungen (wie z. B. die unbedingte Notwendigkeit, daß neben den gravimetrischen Daten auch ergänzende Daten vorhanden sein müssen, wurden bereits in [6] erwogen, daher werden sie in dieser Arbeit nicht behandelt. Soviel sei jedoch auch hier bemerkt, daß wegen der Notwendigkeit des Besitzes weiterer Daten die zu entwickelnde Methode unter viel allgemeineren Verhältnissen anwendbar sein muß, als es an sich allein durch die gravimetrische Forschung begründet wäre. Hierfür ein Beispiel: eine die Ergebnisse von mehreren Meßmethoden *simultan* auswertende Methode (was nach unserer Ansicht in der Richtung des Fortschritts liegt) kann mit einem Gleichungssystem mit mehreren Unbekannten in Parallele gestellt werden. Vorausgesetzt, daß dieses Gleichungssystem die Unbekannten mit genügender Genauigkeit definiert, können diese ohne weiteres berechnet werden. Betrachtet man jedoch die einzelnen Gleichungen gesondert, so

könnte man sagen, daß die Bestimmung der Unbekannten aus einer einzigen Gleichung eine Reihe von Bedingungen erfordert, d. h., die Lösung wird unverläßlich, mehrdeutig (»ambigous«), und daher wäre eine Steigerung der Bestimmungsgenauigkeit der Koeffizienten über ein Minimalniveau hinaus illusorisch. Würden solche Erwägungen bei jeder Gleichung in Betracht gezogen, so würde wegen der Unsicherheit der Koeffizienten vielleicht auch das *Gleichungssystem* für die Unbekannten keine richtigen Werte geben. Wegen der durch obige Analogie geschilderten Gefahren muß bei der Ausarbeitung der einzelnen Auswertungsmethoden, in diesem Fall bei der quantitativen gravimetrischen Interpretation, die Anwendbarkeit unter den möglichst allgemeinsten Verhältnissen sowie die Gesichtspunkte der maximalen Einbeziehung anderer Daten betont werden.

Unter den gangbaren Wegen der quantitativen Interpretation scheinen für eine Anwendung unter beliebigen Verhältnissen bis jetzt allein die Methoden vom Typ »trial and error« geeignet zu sein. Der elementare Schritt der Methode »trial and error« ist im wesentlichen die Bestimmung des Effektes eines gegebenen Störkörpers. Die auf die Störkörperform bezogene Allgemeinheit der Methode »trial and error« hängt in überwiegendem Maße davon ab, inwieweit diese Berechnungen des Effektes für beliebige Störkörper durchgeführt werden können. Der erste Schritt ist daher unbedingt der, daß die Möglichkeit zur rentablen Berechnung des Effektes für beliebige Störkörper geschaffen wird, wodurch auch gleich jene Konzeption der allgemeinen quantitativen Methode [6] zur Geltung kommt, wonach möglicherweise nicht nur die gemessenen, sondern auch die transformierten Werte einer quantitativen Auswertung unterzogen werden sollen.

Es bedeutet keinerlei theoretische Schwierigkeit, den letzteren Gesichtspunkt in Betracht zu ziehen. Mathematisch kann nämlich jedes an der Oberfläche gewonnene gravimetrische Meßergebnis als das mit der Gewichtsfunktion $\varrho[(x - x'), (y - y'), z]$ gebildete Integral der Dichteverteilung $\sigma(x, y, z)$ ausgedrückt werden. (Im Falle gravimetrischer Messungen wird z. B. $\varrho = Kz\,[(x - x')^2 + (y - y')^2 + z^2]^{-3/2}$ sein.) Die Berechnung der transformierten Werte erfolgt durch die Integration der Gewichtsfunktion mit zwei Veränderlichen (oder mit der Form, wie in den letzten Zeilen des Abschnittes 1 erwähnt). Erwägt man, in welcher Weise der Wert der elementaren Masse $dm = \sigma(x, y, z)dx\,dy\,dz$ den sich für einen Punkt der festgelegten Ebene ($z = 0$) ergebenden Wert irgendeiner (gemessenen oder durch Transformation erhaltenen) Gravitationsgröße beeinflußt, so ergibt sich, daß jedes dm mit einer Größe multipliziert werden muß, die einzig und allein von $(x - x')$, $(y - y')$ und z abhängig ist. Bei der Bestimmung eines Störkörpers müssen daher Integrale der Form:

$$\int\int\int \sigma(x, y, z) \cdot \varrho[(x - x'), (y - y'), z]\,dx\,dy\,dz \qquad (5)$$

berechnet werden unabhängig davon, ob es sich um transformierte Werte handelt oder nicht. (Man könnte das auch als die Filterung eines dreidimensionalen Datensystems bezeichnen.)

Die Gewichtsfunktion $\varrho[(x-x'),(y-y'),z]$ wird (falls es sich um transformierte Werte handelt) durch die Transformation in der Ebene $z=0$ sowie durch die Angabe der Art der Ausgangsdaten vollständig definiert. Man denke nicht, daß bei der Angabe der zweifachen Transformation durch eine einzige Gewichtsfunktion ihre Form $\varrho[(x-x'),(y-y'),z]$ notwendigerweise sehr kompliziert wird; bildet man aus gravimetrischen Meßergebnissen z. B. die Werte g_{zz}, so gestaltet sich die Gewichtsfunktion als

$$\varrho = K\left\{6z^3 - 9z[(x-x')^2+(y-y')^2]\right\}\cdot[(x-x')^2+(y-y')^2+z^2]^{-7/2}$$

(wo K ebenso wie früher die Gravitationskonstante bedeutet). (Die Anwendung der ϱ — Funktion von g_{zz} kann unter gewissen Bedingungen gegenüber der Anwendung von g rechentechnische Vorteile bedeuten, worüber ein Beispiel bereits in [10] gegeben worden ist. Die die sog. theoretischen Operationen herstellenden Transformationen (in der Ebene $z=0$) haben gegenüber den anderen Transformationen auch ohnedies den Vorteil, daß ihre Funktion $\varrho[(x-x'),(y-y'),z]$ in einfacher Explizitform angegeben werden kann.)

Bevor die praktische Berechnung von (5) besprochen wird, soll darauf hingewiesen werden, daß für uns eigentlich das Verhalten von $\varrho[(x-x'),(y-y'),z]$ von Interesse ist, da die unmittelbare Verbindung zwischen der Dichteverteilung und der fraglichen Gravitationsgröße dadurch hergestellt wird. Will man das Verhalten der durch Transformation erhaltenen Gravitationsgrößen erfahren, dann ist folglich die Untersuchung jener Transformation, die an den Werten durchgeführt werden sollen, die aus $\varrho(x,y,z)$ durch die Integration gemäß einer Gewichtsfunktion, z. B. gemäß

$$\varrho = K\cdot z\cdot[(x-x')^2+(y-y')^2+z^2]^{-3/2}$$

(wie es bei gravimetrischen Messungen erfolgt), erhalten worden sind, allein *nicht genügend.* (Bei den Untersuchungen in [8] ist dieser Gesichtspunkt bereits zur Geltung gekommen.)

Eigentlich ist es nur für $\varrho[(x-x'),(y-y'),z]$ richtig, (z. B. auf Grund der Anschaulichkeit) Bedingungen zu stellen; falls solche für die Transformationen der Ergebnisse gravimetrischer Messungen gestellt werden, so ist zu kontrollieren was das in bezug auf $\varrho[(x-x'),(y-y'),z]$ bedeutet. Der offenkundige Weg der Abbildung einer weiteren, aus irgendeinem Gesichtspunkt vorteilhaften Transformation in der Ebene $z=0$ ist daher der, daß man gewisse, den erwähnten Gesichtspunkt zur Geltung bringende Eigenschaften festlegt und danach untersucht, ob neben der angegebenen fixen

Gewichtsfunktion (im Falle gravimetrischer Messungen hat sie die schon öfters zitierte Form $K \cdot z(x^2 + y^2 + z^2)^{-3/2}$) eine Transformation in der Ebene $z = 0$ zu finden ist, und wenn ja, welche ihre Form sein wird, bei der man als Endresultat die mit der gegebenen Gewichtsfunktion $\varrho[(x - x'), (y - y'), z]$ gebildeten Integralwerte von $\sigma(x, y, z)$ erhält.

Es ist möglich, daß diese theoretischen Untersuchungen auch dadurch eine praktische Hilfe erhalten werden — im Falle gegebener σ- und ϱ-Werte ist aber zur Berechnung des Effektes unbedingt notwendig, eine möglichst rentable Berechnungsmethode der Integrale der Form (5) zu suchen. Im folgenden wird sich ergeben, daß dieses Ziel durch die Anwendung der Annäherung mit Polynomen (je Raumbereich) erreicht werden kann.

Daß die Anwendung der Polynomannäherung im Falle der Dichteverteilung auf der Hand liegt, bedarf am wenigsten einer Erläuterung, da die immer besser werdenden Annäherungen der wirklichen Verteilung auf jeden Fall mit irgendeiner Funktion willkürlicher Form angegeben wird; wegen ihrer schnellsten Berechenbarkeit ist es jedoch am zweckmäßigsten, diese Funktion einfach als Polynom zu wählen. Offensichtlich ist das nur im Falle kontinuierlicher Dichteveränderungen richtig; bei sprungartigen Dichteveränderungen können jedoch die Dichtekontrastflächen zweckmäßig aus polynomförmigen Teilen zusammengestellt werden.

Auf den ersten Blick scheint vielleicht die Bildung der Funktion $\varrho[(x - x'), (y - y'), z]$ durch Polynome weniger auf der Hand liegend, besonders, wenn es sich um eine einfache Explizitform handelt. Im Interesse der einfachen Durchführung der Integration ist es auch hier schon zweckmäßig, auf die Polynomannäherung je Raumbereich überzugehen — geschweige daß es Fälle gibt, bei denen nicht nur die Form von ϱ die Suche nach einer primitiven Funktion unmöglich macht, sondern auch die Berechnung der ϱ-Werte selbst sehr langwierig ist. Im weiteren soll also ϱ als durch Polynom-Koeffizientenreihen für die Raumbereiche angegeben betrachtet werden; die Koeffizienten können am zweckmäßigsten (ein für allemal) so berechnet werden, daß die ϱ-Werte für ein räumliches Punktnetz berechnet und die Koeffizienten der annähernden Polynome mit Hilfe der Methode der kleinsten Quadrate für die Raumbereiche bestimmt werden. Die angenommene Ordnung und die Größe des Raumbereiches stehen allerdings (bei gegebener Genauigkeit) in enger Verbindung miteinander. Im Einzelfall wird nach praktischen Gesichtspunkten entschieden, welche der beiden im voraus festgelegt werden soll; wird der Bereich festgelegt, so muß die Ausgleichung bei immer höherer Ordnung durchgeführt werden, bis die erforderte Genauigkeit erreicht wird. Bei der Bestimmung bzw. Angabe der Polynomannäherung für ϱ und für σ, ebenso wie für die Kontrastflächen, ist es zweckmäßig, die Grenzen der Bereiche in der Form von $x_1 \leq x \leq x_2$, $y_1 \leq y \leq y_2$ und $z_1 \leq z \leq z_2$ bzw. $x_1 \leq x \leq x_2$ und $y_1 \leq y \leq y_2$ zu bestimmen.

In Abb. 4 wird eine die allgemeine Behandlungsweise erfordernde einfache zweidimensionale Dichteverteilung veranschaulicht, während die Fälle *a*, *b*, *c* und *d* der Abb. 5 Figuren zeigen, deren obere und untere Grenzflächen Dichtekontrastflächen sind und ihre seitlichen Flächen parallel zu den Koordinatenflächen liegen. Eine beliebige Dichteverteilung zerfällt nämlich in die

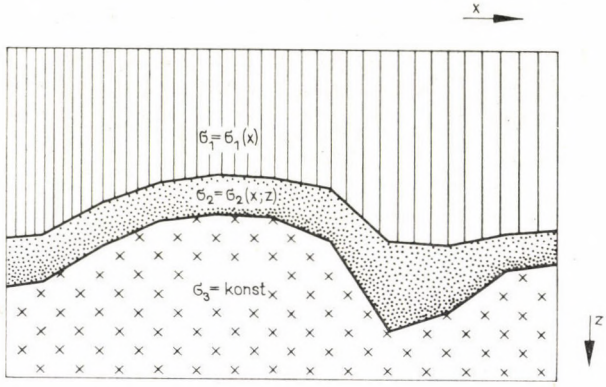


Abb. 4. Ein einfaches zweidimensionales Beispiel, das für die in der Arbeit behandelte allgemeine Dichteverteilung die Berechenbarkeit der gravimetrischen Effekte beansprucht. Die Dichte der oberen Schicht verändert sich in seitlicher Richtung; die der mittleren verändert sich von dem auf der Sohle angenommenen konstanten Wert bis zur oberen Grenze dieser Schicht

in der Abb. 5 ersichtlichen Figuren je nachdem, in welchem Raumbereich die Bedingung befriedigt wird, daß sowohl ϱ und σ wie auch die obere $h^{(s)}$ und die untere $h^{(s+1)}$ Grenzfläche durch je ein Polynom beschrieben werden kann. Die den Auskeilungen von Schichten entsprechenden Fälle (*e* und *f*) von Abb. 5, denen ähnliche meistens nur in kleinem Prozentsatz des betrachteten vollständigen Raumes vorhanden sind, können mit den anderen Fällen beliebig gut angenähert werden, wenn die Aufteilung nach x, y weiter verfeinert wird, weshalb diese Fälle einfachheitshalber nicht überdacht werden (obwohl die Fälle *e* und *f* ähnlich den folgenden, jedoch etwas langwieriger behandelt werden können).

Jeder der Fälle *a*, *b*, *c* und *d* der Abb. 5 bedeutet einen Raumbereich, der oben und unten durch irgendwelche mit Polynomen beschreibbare Kontrastflächen (genauer mit Flächen der underivierbaren Dichteveränderungen), an seinen Seiten durch die mit den Koordinatenebenen parallelen Ebenen begrenzt wird. Innerhalb so eines Raumteiles verändert sich die Dichte auf eine durch Polynome beschreibbare Weise. Aus solchen Elementen kann ein beliebiger Störkörper zusammengestellt werden, und im Falle einer beliebigen Gravitationsgröße wird der Effekt gleich der Summe der Effekte der einzelnen Elemente sein. Daher genügt es, die Berechnung eines einzigen solchen Elementes zu besprechen.

Als erster Schritt wird das Polynom von σ oder ϱ derweise umgestaltet, daß die Polynomkoeffizienten sich auf dasselbe Koordinatensystem beziehen. Durch diese Operation wird natürlich weder der Polynomcharakter, noch die Ordnung geändert.

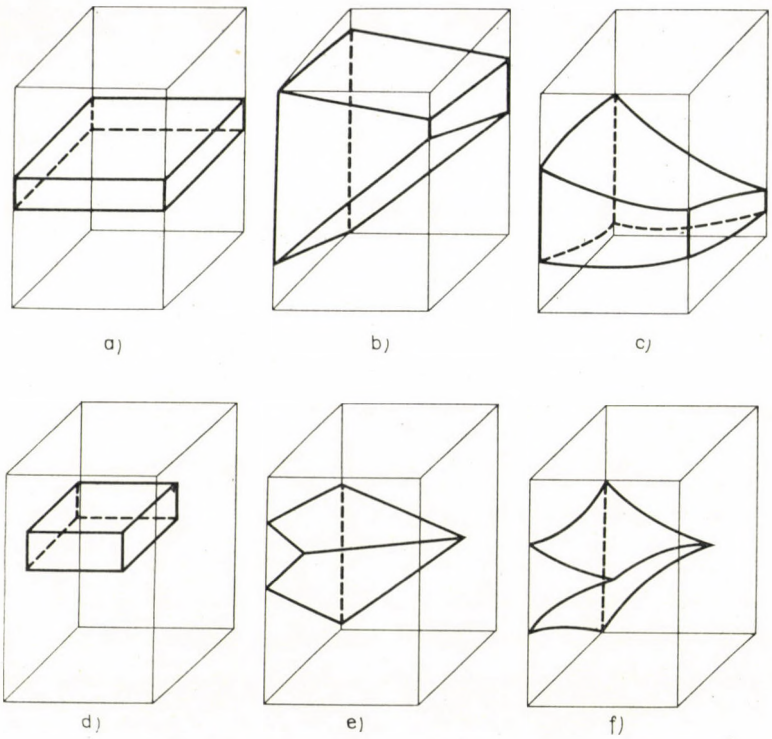


Abb. 5. Einige Beispiele über die Allgemeinheit der Volumenformen, für welche eine beliebige Gravitationsgröße mit Hilfe der in der Arbeit gegebenen Methode berechnet werden kann

Die gegebenen Polynome lauten also:

$$\varrho(x,y,z) = \sum_{i,j,k=0}^{p} \varrho_{i,j,k} \cdot x^i \cdot y^j \cdot z^k , \tag{6}$$

$$\sigma(x,y,z) = \sum_{l,m,n=0}^{q} \sigma_{l,m,n} \cdot x^l \cdot y^m \cdot z^n , \tag{7}$$

$$h^{(s)}(x,y) = \sum_{t,u=0}^{r_s} h_{t,u}^{(s)} \cdot x^t \cdot y^u , \tag{8}$$

$$h^{(s+1)}(x,y) = \sum_{v,w=0}^{r_{s+1}} h_{v,w}^{(s+1)} \cdot x^v \cdot y^w . \tag{9}$$

Der Integrand I des zu lösendes Integrals (5) ist daher ein Polynom der Ordnung $(p + q)$:

$$I(x, y, z) = \sum_{i,j,k=0}^{p} \sum_{l,m,n=0}^{q} \varrho_{i,j,k} \cdot \sigma_{l,m,n} \cdot x^{i+l} \cdot y^{j+m} \cdot z^{k+n} \tag{10}$$

Das dreifache Integral von (5) wird bei der Berechnung mit Hilfe des Fubinischen Satzes auf drei nacheinander durchzuführende einfache Integrale zurückgeführt:

$$\iiint I \, dx \, dy \, dz = \int_{x_1}^{x_2} \left[\int_{y_1}^{y_2} \left(\int_{h^{(s)}(x,y)}^{h^{(s+1)}(x,y)} I(x, y, z) \, dz \right) dy \right] dx . \tag{11}$$

Die primitive Funktion des inneren Integrals lautet:

$$\sum_{i,j,k=0}^{p} \sum_{l,m,n=0}^{q} \frac{1}{k + n + 1} \varrho_{i,j,k} \cdot \sigma_{l,m,n} \cdot x^{i+l} \cdot y^{j+m} \cdot z^{k+n+1} . \tag{12}$$

Durch Einsetzung der Grenzen tritt an Stelle von z^{k+n+1}

$$\left(\sum_{\nu,w=0}^{r_{s+1}} h_{\nu,w}^{(s+1)} \cdot x^{\nu} \cdot y^{w} \right)^{k+n+1} , \tag{13}$$

und danach:

$$\left(\sum_{t,u=0}^{r_s} h_{t,u}^{(s)} \cdot x^{t} \cdot y^{u} \right)^{k+n+1} . \tag{14}$$

Durch Bildung der Differenzen der so gewonnenen Ausdrücke ist die innere Integration vollständig durchgeführt.

Wenn jetzt die Ausdrücke (13) und (14) nach dem Polynomsatz umgestaltet werden, der bekanntlich die Form

$$(a_1 + a_2 + \ldots + a_\mu)^{\varkappa} = \sum \frac{\varkappa!}{\nu_1! \cdot \nu_2! \ldots \nu_\mu!} a_1^{\nu_1} \cdot a_2^{\nu_2} \cdot \ldots \cdot a_\mu^{\nu_\mu}$$

hat (wo ν positive runde Zahlen sind, $\varkappa$ deren Summe ist, und die Summation für jede mögliche ν-Reihe durchzuführen ist), so tritt an die Stelle der Potenz von Summen die Summe von Potenzen, und nach der Multiplikation ergibt das Resultat der inneren Integration ein Polynom von x und y. Die Integration nach y kann also leicht durchgeführt werden; durch die Einsetzung der gegebenen Grenzen von y_1 und y_2 ergibt sich ein Polynom, das die Potenzen von x enthält und dessen Integration schon offenkundig kein Problem bedeutet.

Das Ergebnis dieses Gedankenganges ist daher, daß *eine beliebige Gravitationsgröße auch im Falle einer beliebigen Dichteverteilung aus explizite gegebenen Ausdrücken* (die nur eine endliche, gut definierte Anzahl von Grundoperationen enthalten) *berechnet werden kann, falls die die Gravitationsgröße*

charakterisierende Gewichtsfunktion, Dichteverteilung und die Koeffizienten der Polynomannäherung der Grenzflächen (für die Partialbereiche) *gegeben sind.* Die Explizitformeln für die gegebenen Ordnungen p, q, r_s, r_{s+1} können auf Grund des obenerwähnten sofort gewonnen werden.

Als Abschluß seien unsere Ergebnisse nach verschiedenen Gesichtspunkten etwas eingehender erwogen.

1. *Die Methode ermöglicht in rentabler Weise die direkte Bestimmung der beliebig gemessenen Gravitationseffekte* (g, g_x, g_y usw.) *eines gegebenen Störkörpers sowie die direkte Bestimmung einer beliebig berechneten linearen Transformation dieser Effekte* (g_{zz}, g_{xz} usw.; ELKINS, ROSENBACH, Oberflächeninterpolation usw.; CONSTANTINESCU—BOTEZATU usw.). Die direkte Bestimmung bedeutet soviel, daß es zur Berechnung der zum gegebenen Störkörper gehörenden transformierten Werte (z. B. nach der Oberflächeninterpolation) nicht nötig ist, als ersten Schritt für irgendein Punktnetz ϱ-Werte (oder andere, primär gemessene Gravitationswerte) zu berechnen und daraus die transformierten Werte zu bestimmen. Bei der Anwendung der Methode werden die für die Partialbereiche ein für allemal bestimmten Koeffizienten des Annäherungspolynoms der Gravitationsfunktion benutzt, die die fragliche Gravitationsgröße charakterisiert. Der viel Zeitaufwand erfordernde Teil der Arbeit muß daher (für eine gegebene Genauigkeit) nur einmal durchgeführt werden. (Die Koeffizientensysteme der Polynome, die das Resultat einer Berechnung sind, werden zwar in der äußeren Memorie des Computers gelagert, es ist aber wünschenswert, daß die operative Memorie die Koeffizientensysteme von mindestens zwei Gravitationsgrößen nebst Rechnungsprogramm und allen (gravimetrischen und anderen) Ausgangsdaten ohne Schwierigkeit enthalten könne.)

2. *Durch die Methode wird die Berechnung einer beliebigen Gravitationsgröße für einen beliebigen Störkörper ermöglicht.* Dem Verfasser ist außer der oben geschilderten keine Berechnungsmethode bekannt, die bei beliebigem Störkörper (oder auch direkt nur bei der Berechnung von g) so wenig Rechenzeit benötigen würde, daß die Methode in ein größeres Störkörper-Bestimmungsprogramm vom Typ »trial and error« eingebaut werden könnte, wo eine einzige Störkörper-Bestimmung für die Vielzahl von (annähernden) Störkörpern die Berechnung deren Effekte erfordert.

3. Sowohl 1. wie auch 2. hebt die Rolle der vorgeschlagenen Methode auf dem Gebiet der praktischen Verwirklichung der Konzeption der allgemeinen quantitativen Methode aus [6] hervor. Dabei bedeutet aber die beliebige Art des Störkörpers, daß man insofern *zu einer allgemeineren Abfassung der allgemeinen quantitativen Methode gelangt ist*, daß in der Gleichung (3) in [6] für die kleinen Raumbereiche eine konstante Dichte angenommen wurde. Die jetzt festgelegte Allgemeinheit entspricht im wesentlichen dem, als ob in der Gleichung (3) von [6] die als Ergebnis der dortigen Raumaufteilung gewon-

nenen und mit konstanter Dichte angenommenen Raumbereiche infinitesimal klein wären.

4. Eine vollkommene Allgemeinheit ist allerdings nur dann nicht überflüssig, wenn das gravimetrische Meßmaterial eine ausreichende Genauigkeit besitzt (die Dichte der Meßpunkte ausreichend ist) und auch genügend weitere Ausgangsdaten vorhanden sind. Wenn aber der Störkörper nur in Raumteile aufgeteilt wird, die mit den Koordinatenebenen parallelen Flächen begrenzt sind, d. h. *auch im Falle der einfachsten Annäherung können die Vorteile der Polynomdarstellung genossen werden, da die Größe der Partialbereiche auch innerhalb der Störkörperbestimmungen des Typs »trial and error« beliebig gewählt werden kann*, während in [6] die auf die Einheitsdichte der einzelnen Raumteile bezogenen Gravitationseffekte streng genommen nur bei einer einzigen Einteilung als im voraus berechnet angenommen worden sind. Die buchstäbliche Anwendung des Vorschlages aus [6] bedeutet nicht nur ein umfangreiches Datensystem für eine nicht zu grobe Einteilung, auch zur Verfeinerung der gegebenen Einteilung ist keine Möglichkeit vorhanden.

5. Die hier erläuterte Methode zur schnellen Bestimmung des beliebigen Gravitationseffektes eines beliebigen Störkörpers ist unserer Ansicht nach vom Gesichtspunkt der allgemeinen quantitativen Methode aus wichtig. Gleichzeitig können jedoch — sozusagen als Nebenprodukte — *für die Fälle zahlreicher typischer Störkörper auch im Falle transformierter Werte theoretische Kurvenreihen leicht berechnet werden.* So bietet sich bei Messungen, bei denen die Dichte der Meßpunkte oder andere Umstände das zur begründeten Anwendung der allgemeinen quantitativen Methode erforderliche Niveau nicht erreicht, die Möglichkeit, mit Hilfe von theoretischen Kurven eine annähernde Interpretation nicht nur der direkt gemessenen, sondern auch der transformierten Werte durchzuführen. Das kann im gegebenen Fall die Bedingung des Erfolges sein, da — wie in [8] bereits gezeigt — das Volumen, dessen Effekt sich im Wert der Gravitationsgröße widerspiegelt, bei einigen Transformationen (auch in seitlicher Richtung) bedeutend kleiner ist als z. B. im Falle der auf das Gravimeter direkt ausgeübten Wirkung.

6. Das erläuterte Verfahren kann eo ipso ein Mittel zur genauen und schnellen praktischen Lösung der »Stripping«-Methode sein.

Die der Gravitationslehre entnommenen zwei Beispiele erwecken den Gedanken, ob die Anwendung der Polynomdarstellung in anderen Bereichen der Geophysik nicht auch zur Lösung der Probleme führen könnte. Der Verfasser ist überzeugt, daß eine solche Untersuchung für die verschiedenen Gebiete der Geophysik eine dankbare Aufgabe wäre, um so mehr, da im Falle einer nicht zu groben Annäherung der geologischen Verhältnisse deren Beschreibung mit Formeln die Anwendung der Polynome für die Partialbereiche sowieso offenkundig macht. Die obengesagten können auf den Geomagnetismus nach minimaler Umgestaltung übertragen werden.

SCHRIFTTUM

1. FULLER, B. D.: Two-dimensional frequency analysis and design of grid operators. *Mining Geophysics*, 2, 658. — Tulsa, Oklahoma, *Soc. Explor. Geophys.*, 1967.
2. GRÖBNER—HOFREITER: Integraltafel I. Wien, Springer-Vlg., 1961.
3. ROSENBACH, O.: Prinzipielle Bemerkungen zur Theorie und Praxis der Methode der zweiten Ableitung bei der Interpretation gravimetrischer Meßergebnisse. *Geophysical Prospecting*, 5 (1957), 165.
4. STEINER, F.: Über einige Methoden der »sekundären« gravimetrischen Auswertung. *Geofisica Pura e Applicata*, 56 (1963), 5—15.
5. STEINER, F.: Untersuchungen über fiktive g_{zz}-Anomalien und über die Möglichkeit deren Beseitigung. *Pure and Applied Geophysics*, 66 (1967), 5—15.
6. STEINER, F.: Die Zielsetzung einer allgemeinen quantitativen Methode in der Gravimetrie. *Pure and Applied Geophysics*, 73 (1969), 5—18.
7. STEINER, F.: Bouguer-térképek elemzése. (Analyse von Bouguer-Karten.) — Dissertation. Miskolc, 1965.
8. STEINER, F.: Gravitációs térképek transzformációs eljárásainak objektív vizsgálati módszerei. (Über objektive Untersuchungsmethoden der Transformationsverfahren gravimetrischer Karten.) *Magyar Geofizika*, 10 (1969), 128—134.
9. STEINER, F.: Die praktische Anwendung einer theoretisch gegebenen nonlinearen Methode auf dem Wege der maschinellen Rechnungen. *Acta Geod. Geophys. Mont. Hung.*, 4 (1969), 359—370.
10. STEINER, F.: Untersuchungen über die prinzipiellen Möglichkeiten einer allgemeinen quantitativen Methode, ausgehend von g_{zz}. *Acta Geod. Geophys. Mont. Hung.*, 3 (1968), 11—22.

THE ROLE OF POLYNOMIAL EXPANSIONS IN THE SOLUTION OF GEOPHYSICAL PROBLEMS

F. STEINER

SUMMARY

The presentation of a system of (measured or computed) data, depending on N variables and fully characterising a geophysical quantity to a given accuracy, in the form of polynomials in sections with N variables enables the solution of some intricate problems in addition to advantages in computation. The paper gives examples of the gravity survey: the required density of points for a given depth of survey (1,**A**), as well as the determination of the accurate circular mean (1,**B**) are dealt with, then a method is described that allows the calculation of any transformed function of gravity for any shaped surfaces of density contrasts, among which any distribution density is allowed.

РОЛЬ СОСТАВЛЕНИЯ ПОЛИНОМОВ В РЕШЕНИИ ГЕОФИЗИЧЕСКИХ ПРОБЛЕМ

Ф. ШТЕЙНЕР

РЕЗЮМЕ

Составление полиномов по интервалам изменения *Ц* из произвольной (измерительной или расчетной) системы данных, (которая в пределах данной точности полностью характеризует некоторую геофизическую величину), зависящей от *Ц* переменных, дает выгоду не только с точки зрения вычислительной техники, но и может привести к решению некоторых проблем. В статье приводятся примеры из области гравитации; после изложения необходимой густоты точек в случае данной глубины исследований (1. Ч) и точного расчета кругового среднего (1. *Ь*) излагается метод, позволяющий экономичное машинное вычисление любой трансформированной составляющей произвольного гравитационного влияния при произвольных соприкасающихся поверхностях двух пород с разной плотностью (допуская при этом любое распределение плотности и между последними).

Acta Geodaet., Geophys. et Montanist. Acad. Sci. Hung., Tomus 6 (1—2), pp. 83—93 (1971)

IONOSPHERIC ABSORPTION AND GEOMAGNETIC ACTIVITY

F. MÄRCZ

GEOPHYSICAL RESEARCH LABORATORY OF THE HUNGARIAN ACADEMY OF SCIENCES

[Manuscript received March 24, 1969]

The dependence of ionospheric absorption of radio waves on the magnetic activity has been studied using observations made at middle latitudes in Europe. Cross-correlation and superposed epoch analyses have been carried out with absorption data of three observatories (Nagycenk, Průhonice and Kühlungsborn) measured at l.f. and m.f. by the *A*3 method, and magnetic data of two observatories (Nagycenk, Niemegk), respectively. The analyses show that there is a positive correlation between the magnetic activity and successive ionospheric night absorption. It depends on the geographic latitude. An after-effect occurs in the latitude of the Nagycenk Observatory, too. Noon absorption measured in Kühlungsborn shows a dependence on magnetic activity only at m.f. Noon absorption data derived from 3,86 MHz *A*1 measurements (Juliusruh) also indicate an effect.

1. Introduction

Several previous articles [1, 2, 3] reported that ionospheric absorption measurements have been carried out at the observatory of Nagycenk since 1966. Field strength records were made according to the *A*3 method by using the radio transmitters Československo (272 kHz) and Budapest (539 kHz). The present paper deals with various analyses — partly based on these measurements — aimed at the study of relations between middle latitude ionospheric absorption of l. f. and m. f. radio waves, and geomagnetic activity, respectively. There are numerous reports on similar investigations, e.g. [4, 5, 6], but considerable uncertainties have also arisen in some questions listed by Bourne and Hewitt [7]. Therefore, it is deemed desirable to examine that problem henceforward.

The following questions are considered as the mainspring of our investigations:

1. Does any relation exist between geomagnetic activity and absorption measured at Nagycenk?

2. If there were any relations, should a comparative study be undertaken by means of absorption data measured at other mid-latitude observatories in the same period, too?

3. Does the so-called storm after-effect appear in the absorption data at the latitudes of our transmission paths?

4. What informations are obtained of the relationship between ionospheric absorption and magnetic activity by using both daytime and night absorption data?

5. What differences can be observed in the phenomenon depending on the frequencies of radio waves?

2. Results

2.1. *Cross-correlation analysis*

At first the night absorption data measured at 539 kHz (transmitter Budapest) in Nagycenk and the daily sums of Nagycenk magnetic character figures were analysed by cross-correlation. The night absorption was determined between the time of a solar zenith angle $\chi = 100°$ and 2300 GMT, for each day. The indices of magnetic activity used in this investigation are the daily sums of declination (M_D) and horizontal intensity (M_H) character figures, respectively [8]. The data were taken from 20 February to 31 December, 1966. A study of the whole 1966 material was not possible because of some failures in absorption measurements before 20 February. After that date lacking absorption data were replaced by monthly mean values; only few replacements were necessary.

Computing the cross-correlation function, lags of $+1 \ldots +10$ days, and $-1 \ldots -10$ days were used, respectively. (The numbers indicate a lag of absorption data in respect to magnetic indices.) To compare Nagycenk absorption data with those of other observatories the cross-correlation functions have also been determined by means of absorption data of Průhonice [9] and Kühlungsborn [10], and magnetic indices of Nagycenk [8], respectively. (In Section 2.4. it will be shown that the use either of the Nagycenk sums, or of the Niemegk magnetic indices can be chosen arbitrarily.)

Fig. 1 shows the cross-correlation functions in succession of increasing geographic latitude of the reflection point:

Nagycenk—Budapest 539 kHz (47,5°N)
Průhonice—Československo 272 kHz (49,6°N)
Kühlungsborn—Deutschlandsender 185 kHz (53,4°N)
Kühlungsborn—Decca Zeven 129 kHz (53,7°N)
Kühlungsborn—Kalundborg 245 kHz (54,9°N)
Kühlungsborn—Hörby 1178 kHz (55,0°N).

The largest positive correlation factors occur here in almost all curves on "day 0", i.e. when absorption data and magnetic indices are not shifted. Absorption data on succeeding days, however, similarly show positive correlations. It may be assumed that the storm after-effects are revealed hereby. It is also evident that the periods of positive correlation are of different dura-

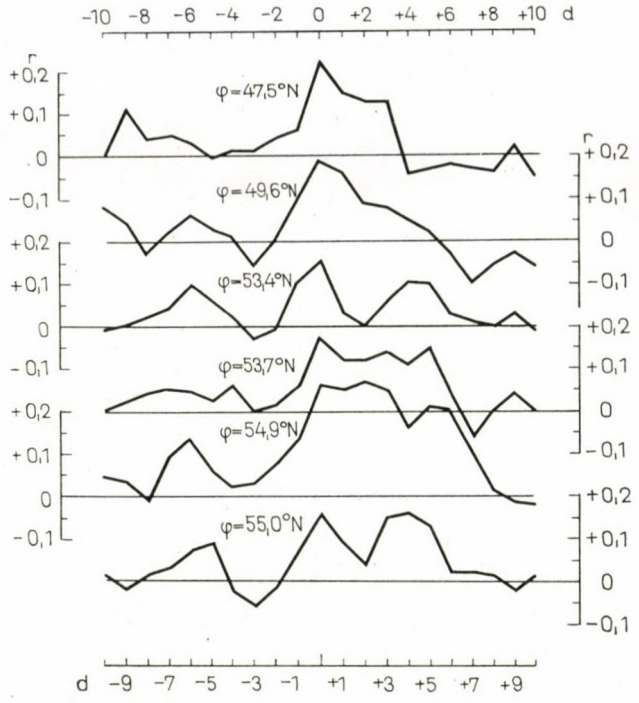


Fig. 1. Cross-correlation function (r) depending on geographic latitude [lags (d) in days]

tion in the interval between lags "0" and "+ 10" on the curves presented. These periods are shorter on the first two curves than on the other ones, thus permitting a division into two groups. The difference is clearly shown in Fig. 2 where *a)* represents the mean correlation factors calculated from data of the first two curves, and *b)* shows the mean correlation factors from the rest of the curves. The latter ones were determined from data measured at Kühlungsborn—in latitudes of about from 6° to 8° higher than those of the reflection points of the Nagycenk and the Průhonice transmission paths.

It follows from the figures that a connexion can exist between the magnetic activity of a given day and ionospheric absorption on succeeding days under certain circumstances even in the lower latitudes examined. However, it lasts about twice longer in the higher latitudes involved.

2.2. *Superposed epoch analysis*

Another analysis was carried out to examine the relationship between radio wave absorption and magnetic activity by the superposed epoch method. Night absorption data of three observatories (Nagycenk, Průhonice and Küh-

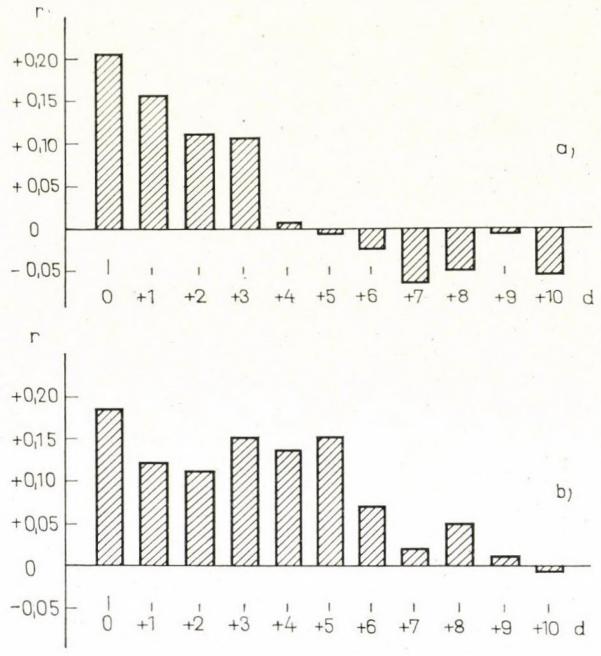


Fig. 2. Mean correlation factors *a)* of the two southern, and *b)* of the four northern transmission paths, for the period between lags "0" and "+10"

lungsborn) [8, 9, 10] were arranged according to geomagnetic activity indices (A_k) of the Niemegk Observatory [11]. The Průhonice and the Kühlungsborn absorption data are derived from measurements carried out on the same oblique transmission paths, as presented in Section 2.1., both in 1966 and in 1967. The Nagycenk data of 539 kHz (Budapest) were available only from 1966. Since 1967 the absorption was derived from field records of the sky-wave of radio transmitter Československo ($f = 272$ kHz; geogr. latitude of the reflection point: 48,4°N).

In the analysis using magnetic indices as key days, the daily value of geomagnetic activity was arbitrarily required to be twofold or more than the actual monthly average. This occured in 19 cases in 1966 and in 22 cases in 1967. In Fig. 3 numbers on the dashed lines indicate the average absorption and the average magnetic activity, respectively, calculated from data of the three days preceding key days. Differences (ΔL_N and ΔA_k) are shown between these values, and the means of absorption as well as magnetic activity on key days (0) and the succeeding ten days (+1 . . . +10).

In both years the results indicate an increase in absorption on key days at every station. It is also evident that magnetic activity returns to the prestorm level about on day +2 (an exception is day +5 in 1966), but increased

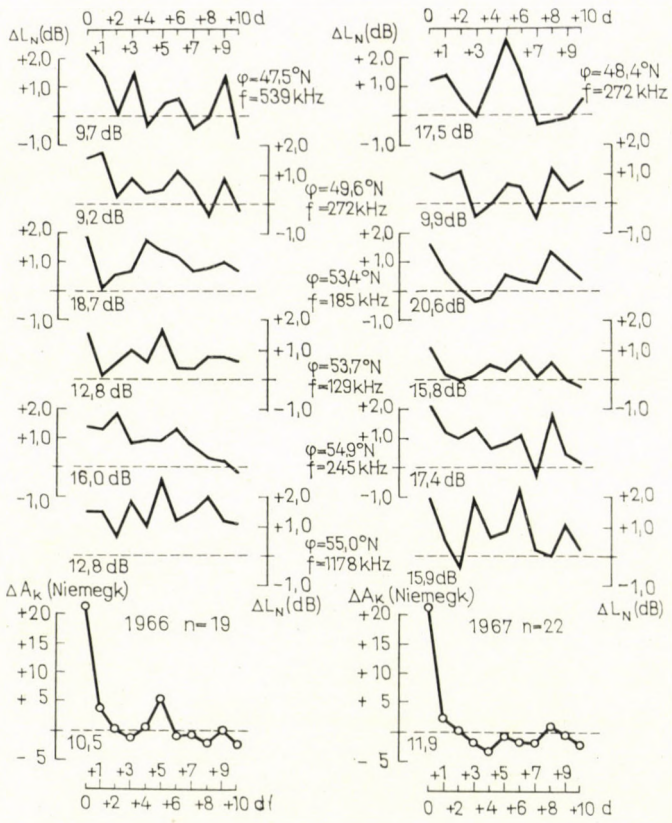


Fig. 3. Storm after-effects in night absorption measured on different transmission paths in 1966 and 1967

absorption lasts longer in almost all cases. The so-called storm after-effect appears even at latitudes as low as those of the reflection points of the Nagycenk—Budapest, Nagycenk—Československo and Průhonice—Československo transmission paths. The duration of the effect, however, is longer in higher latitudes. These results are in accord with Section 2.1. The maxima of absorption occur on key days in about fifty per cent of the cases, but they appear in some cases even 5–6 days after the key days. There are some differences between the 1966 and the 1967 results, too. In the northernmost latitudes the effect is more significant in 1966 than in 1967.

2.3. *Night and noon absorption*

The most complete material of absorption was available from Kühlungsborn where it was also measured at noon. Thus, it was possible to check the behaviour of night and noon absorption data, respectively, in relation to

magnetic activity. A superposed epoch analysis was performed on the night and noon absorption data of 1964, 1965 and 1966 [10]. Data were available for four frequencies (1178 kHz, 245 kHz, 185 kHz and 129 kHz) in the night and for three frequencies at noon (there are no data at 129 kHz). The criteria for selecting key days—on the basis of magnetic activity indices (A_k) of the

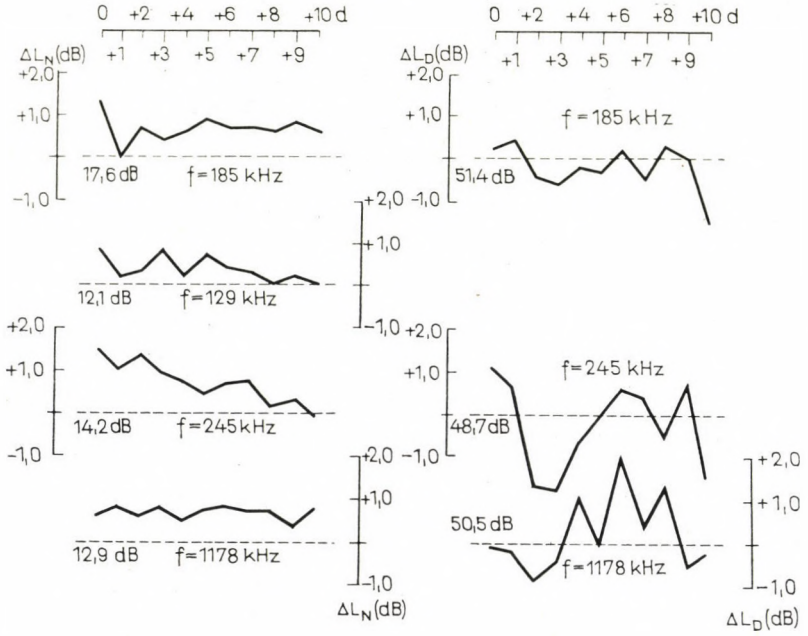


Fig. 4. Three years' averages of night and noon absorption measured at four different frequencies in Kühlungsborn on and after selected key days

Niemegk Observatory [11]—and the whole examination procedure were the same, as discussed in the previous section.

Fig. 4 shows the differences between absorption on and after selected key days, and the three days pre-storm average level, respectively (dashed lines)—both for night (ΔL_N) and noon (ΔL_D). There are distinct storm after-effects at all frequencies in the night. This appears most clearly at 245 kHz with a maximum on the key day. Noon data of the same frequency do not reveal a clear after-effect, but show quite large variations around the pre-storm level. There is no effect at 185 kHz either, but in spite of large fluctuations an increase can be seen in absorption at 1178 kHz ($f_{\text{ekv.}} = 735$ kHz) between the days +4 and +8.

An attempt was made to check this increase at noon absorption at a higher frequency. The Juliusruh (54°38′N; 13°23′E) absorption data derived from 3.86 MHz $A1$ measurements of 1964 and 1965 were analysed by the super-

posed epoch method, using the magnetic activity indices (A_k) of the Niemegk Observatory [11] for the selection of key days. Three-hourly values of absorption centered on noon have been averaged for key days and for the succeeding ten days. The differences (ΔL_D) between these values and a three days pre-storm noon average (dashed line) are shown in Fig. 5.

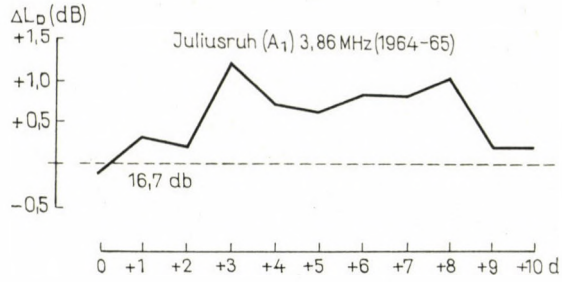


Fig. 5. Storm after-effect in noon absorption derived from $A1$ measurements of Juliusruh

There is a clear increase in absorption starting on day +3 and lasting six days. That might indicate that towards higher frequencies the storm after-effect could reveal itself even at noon.

2.4. *Individual events*

To demonstrate the variations in absorption during a rather disturbed period of geomagnetic activity an individual event is shown on Fig. 6. The period chosen begins ten days before the first storm (14 March) and ends ten days after the last storm. The curves show the changes of magnetic activity represented by activity indices of the Nagycenk (solid line) and the Niemegk (dashed line) Observatories, as well as the variations in night absorption derived from measurements at the Nagycenk—Budapest (539 kHz), Průhonice—Československo (272 kHz), and the Kühlungsborn—Kalundborg (245 kHz) transmission paths.

As was expected, the magnetic activity indices of Niemegk (A_k) and the sums of the Nagycenk character figures ($M_D + M_H$) show quite identical changes during the whole period. That fact justifies the arbitrary use either of the Niemegk indices, or of the Nagycenk sums to characterize geomagnetic activity.

The 539 kHz absorption data are the most conspicious ones showing fluctuations similar to the magnetic data from about 21 March almost to the end of the period. The greatest night absorption occurs on 23 March, when magnetic activity reaches its peak value, and there are well expressed simul-

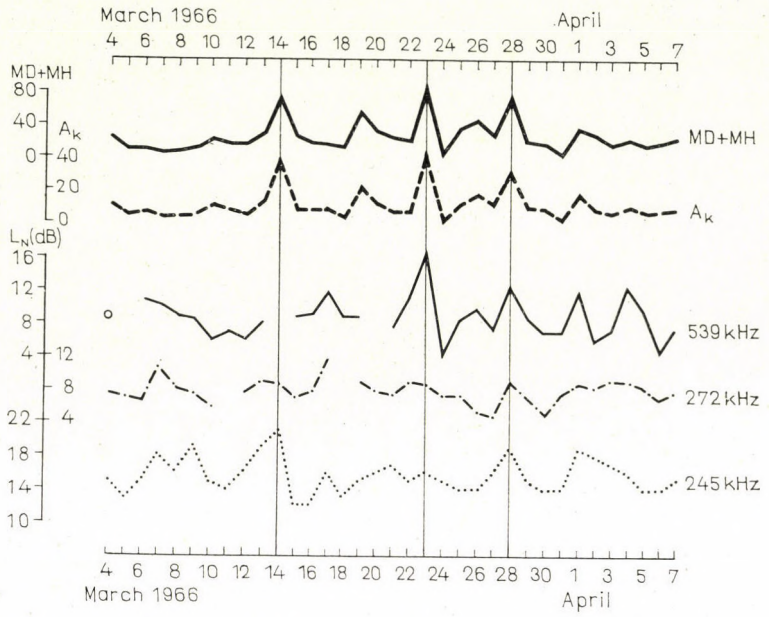


Fig. 6. Magnetic activity indices of Nagycenk ($M_D + M_H$) and Niemegk (A_k), and night absorption measured on the Nagycenk—Budapest (539 kHz), Průhonice-Československo (272 kHz) and Kühlungsborn—Kalundborg (245 kHz) transmission paths during the period from 4 March to 7 April, 1966

taneous maxima on 28 March, too. In early April the magnetic activity decreases to its normal level, while absorption still shows large fluctuations.

Absorption at 272 kHz seems to be increased after the 14 March and the 28 March events. There are clear absorption peaks at 245 kHz on 14 and 28 March, as well as an increase of the absorption level appears some days after the 28 March storm.

All these point at the fact that in an individual event there is a large variety in the association of different absorption data with magnetic activity; and what is more, absorption measured in the same latitude and at the same frequency is affected in a different way even during a series of magnetic disturbances.

Fig. 7 presents another event. The Nagycenk indices for magnetic activity ($M_D + M_H$) reach their peak values on 30 August, and 4 September, 1966. Night absorption data here had been measured at the same frequencies as in Fig. 6. Despite a lack of two values at 539 kHz and two longer breaks in the Průhonice data, quite clear increases can be seen at each frequency during and after the magnetic storms. The most significant after-effect appears at 245 kHz with an absorption increase of about 6 dB above the pre-storm level. Dashed lines represent the pre- and post-storm level, respectively, thin solid lines indicate the mean storm level.

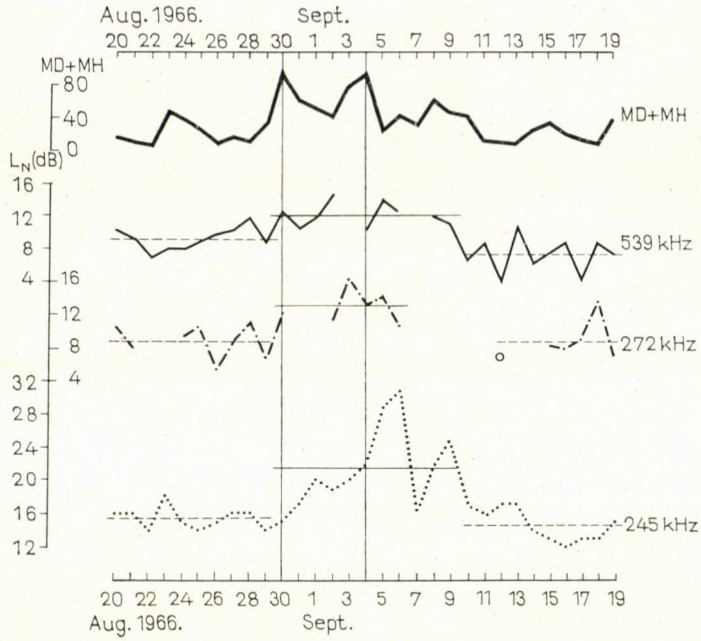


Fig. 7. Magnetic activity indices of Nagycenk ($M_D + M_H$) and night absorption measured on the Nagycenk—Budapest (539 kHz), Průhonice—Československo (272 kHz) and Kühlungsborn—Kalundborg (245 kHz) transmission paths during the period from 20 Aug. to 19 Sept. 1966

3. Discussion

The results of the study allow the following explanations to the questions listed in Section 1.

First of all it can be ascertained that on the average the night absorption measured at Nagycenk and magnetic activity are correlated. That fact was confirmed both by the cross-correlation and by the superposed epoch analysis.

A relationship between magnetic activity and night absorption resulted from the data of each station included in the tests, however, there are some differences in their appearances. There can be no doubt that on the whole an increase in magnetic activity is associated with a period of higher than average absorption.

The storm after-effects are generally "well-developed" in the northernmost latitudes ($\varphi \geq 53°$N) as shown e.g. in [5, 7] and thus expected. The after-effect, however, has also been revealed in lower latitudes than the above-mentioned ones even if it is "under-developed", or sometimes only traces of it appear. The increases in night absorption start at every station immediately on key days (Fig. 3) but peak values are observed some days later, too.

That increase of night absorption starting on key day is clearly shown also on Fig. 4 from a three years' material of the northern stations. Absorption measured at noon during the same period shows a significant increase only at the highest frequency (1178 kHz) included, and it begins four days after the key day. The absence of the effect at lower frequencies can be explained by assuming that the affected ionospheric regions are above the noon reflection levels for l. f. radio waves. In the night, however, the reflected l. f. sky-waves must have reached these regions, too. The m. f. radio waves of 1178 kHz show an increased noon absorption with a four days' delay, and the increase starts at 3.86 MHz—according to $A1$ measurements—(Fig. 5) three days after the key day. It can be assumed that the state of ionospheric regions in these reflection heights is affected by changes lagging behind the magnetic storms, thus causing a delayed increase in noon absorption. Since the radio waves reflected from higher regions (3.86 MHz) show the effect earlier than those (1178 kHz) reflected from lower heights it is most likely that the changes originated in the upper ionosphere and spread downwards.

The conclusions have arisen from statistical investigations, thus they cannot have a claim on universal validity, as it has also been shown e.g. in an individual event in Fig. 6. The study, however, might contribute to a better knowledge of the problems outlined in Section 1.

REFERENCES

1. Bencze, P.—Märcz, F.: Atmosphärisch-elektrische und ionosphärische Messungen im Observatorium bei Nagycenk. *Obs. Ber. Geoph. Forsch. Lab. Ung. Akad., Wiss.* (1966), 143—152.
2. Bencze, P.—Märcz, F.: Über die Messungen der ionosphärischen Absorption im Lang- und Mittelwellenbereich mit der Methode $A3$. *Acta Geod. Geoph. Mont. Hung.*, 2 (1967), 409—414.
3. Bencze, P.—Märcz, F.: Elektromágneses hullámok abszorpciója az alsó ionoszférában. (Absorption of Electromagnetic Waves in the Lower Ionosphere.) *Fizikai Szemle* 18 (1968), 106—108.
4. Лаутер, Е. А.—Хрушкова, Й.—Несторов, Г.—Шпренгер, К.: Пространственные и временные вариации ионосферного поглошения в длинноволновом диапазоне при малых высотах солнца и в ночные часы. Геомагн. Аэроном. 5 (1965), 1034—1045.
5. Lauter, E. A.—Knuth, R.: Precipitation of high energy particles into the upper atmosphere at medium latitudes after magnetic storms. *J. Atm. Terr. Phys.* 29 (1967), 411—417.
6. King, J. W.—Fooks, J. L.: Long-lasting storm effects in the ionospheric D-region. *J. Atm. Terr. Phys.* 30 (1968), 639—643.
7. Bourne, I. A.—Hewitt, L. W.: The dependence of ionospheric absorption of MF radio waves at mid-latitudes on planetary magnetic activity. *J. Atm. Terr. Phys.* 30 (1968), 1381—1395.
8. Tárczy-Hornoch, A.: Observatoriumsberichte des Geophysikalischen Forschungslaboratoriums der Ungarischen Akademie der Wissenschaften vom Jahre 1966, 1967.
9. Ionospheric Data of the Observatories Průhonice and Panska Ves, 1966, 1967.
10. Geophysikalische Meßreihen des Observatoriums für Ionosphärenforschung Kühlungsborn, 1964, 1965, 1966, 1967.
11. Heinrich-Hertz-Institut Beobachtungsergebnisse, 1964, 1965, 1966, 1967.

ИОНОСФЕРНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ И АКТИВНОСТЬ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ

Ф. МЕРЦ

РЕЗЮМЕ

Зависимость ионосферного поглощения радиоволн от магнитной активности была исследована на основании наблюдений происходящихся на средних географических широтах Европы. Для расчета взаимной корреляции и для методов положения эпоха измерений *A*3 дали данные поглощения, прошедщие на средних и длинных радиоволнах трех обсерваторий (Надьценк, Прухонице и Кюлунгсборн), и магнитные наблюдения двух обсерваторий (Надьценк и Нимегк) дали магнитные характерные номера. Исследования показали, что существует положительная корреляция между магнитной активностью и поглощением, измеренным ночью. Эта связь зависит от географической широты. Можно найти последствие после магнитных бурей и в данных поглощения Надьценка. Из данных поглощения, происходящего в польдень, в Кюлунгсборне, только те данные показывают зависимость от магнитной активности, которые были измерены на средних радиоволнах. Подобное действие можно доказать в наблюдениях, проведенных в полдень, при измерениях *A*1 (3,86 МГ) в Юлиусрухе.

Acta Geodaet., Geophys. et Montanist. Acad. Sci. Hung., Tomus 6 (1—2), pp. 95—97 (1971)

INVESTIGATIONS ON THE DISPERSION OF THE SURFACE WAVES

E. BISZTRICSÁNY

[Manuscript received 2 April, 1969]

A method differing from the conventional one was applied for the computation of the crust thickness by means of RAYLEIGH wave dispersion. A mathematical narrow band pass filter was used for the seismogram of a remote earthquake. The group velocity was computed from the arriving time of the maximum of wave group. The discrepancies of the points obtained by the above-mentioned method from the theoretical curve was not greater than with the conventional method.

The period equation gives the possibility for the computation of the structure of the crust, by means of comparison of the data of observation and the theoretical curves. In the case of most seismograms, the dispersion of the waves cannot be seen directly only after a suitable filtering (Fig. 1). Sometimes the

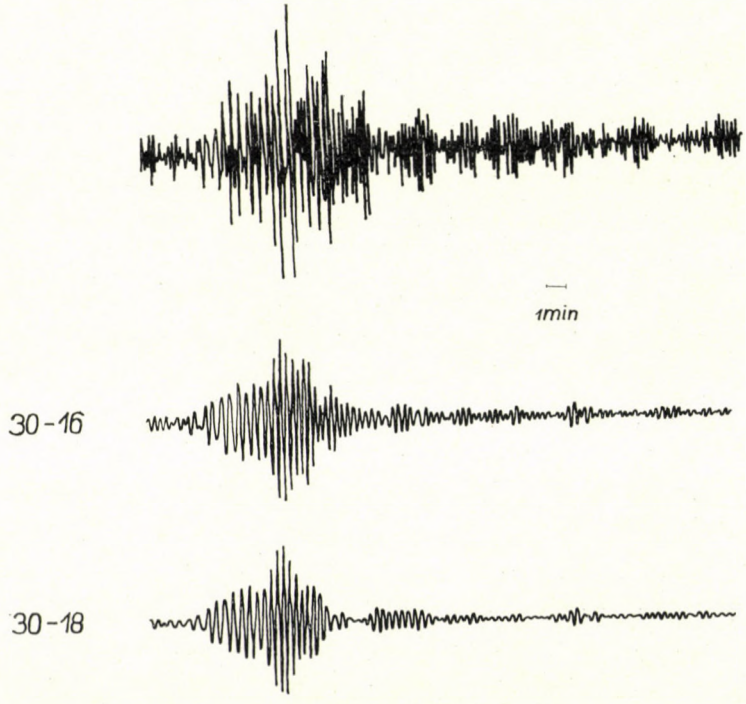


Fig. 1. The original and two filtered seismograms. The intervals of periods $16 \leq T \leq 30$ $18 \leq T \leq 30$ in sec. were transmitted at second and third seismograms

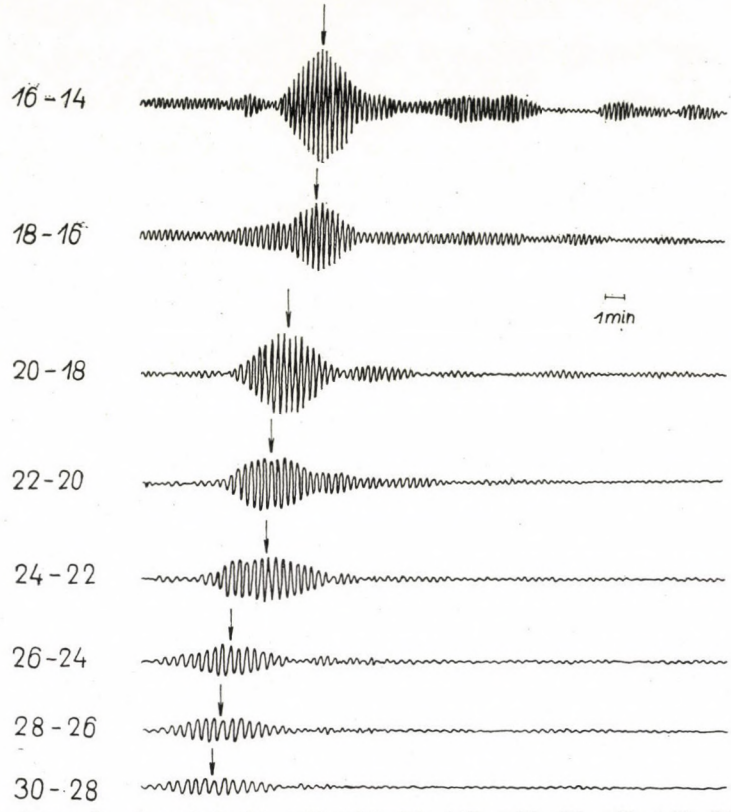


Fig. 2. The intervals of periods $14 \leq T \leq 16$, $16 \leq T \leq 18$, $18 \leq T \leq 20$, $20 \leq T \leq 22$, $22 \leq T \leq 24$, $24 \leq T \leq 26$, $26 \leq T \leq 28$, $28 \leq T \leq 30$ in sec. were transmitted. The arrows mark the arriving of the groups

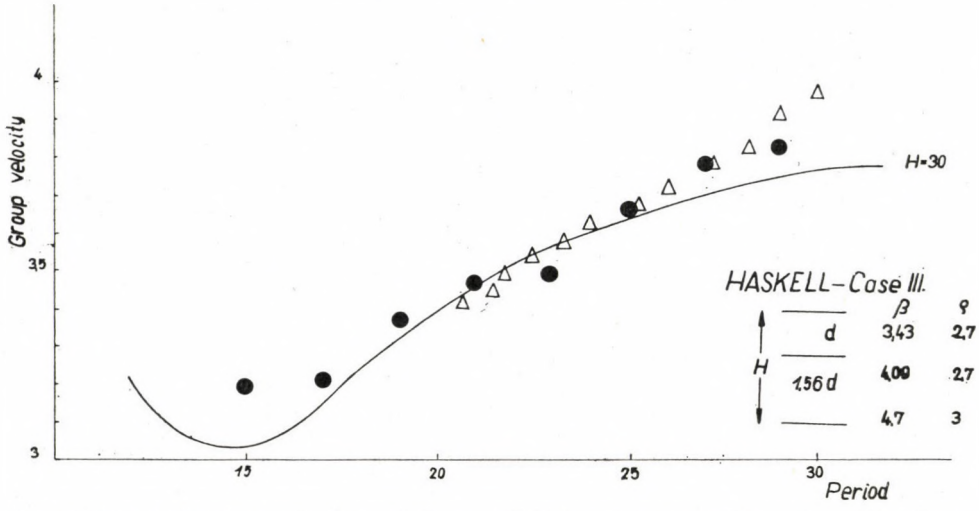


Fig. 3. Observed values and theoretical curve for RAYLEIGH wave dispersion. Triangles are for the conventional method and full circles are for the new one

dispersion is not monotone enough in spite of filtering, moreover the determination of the group velocity is sometimes rather difficult, therefore, another method was worked out for computation.

The coordinates of the earthquake used in this paper were

$\lambda = 1{,}6\ S°$, $\varphi = 15{,}5$ W, origin time $H = 08\ 01\ 00$

magnitude $M = 6^3/_4$ epicentral distance $\Delta = 6466$ km.

For a seismogram of the vertical component, eight mathematical narrow band pass filters were applied, where the transmitted intervals of different periods in sec are:

$$14 \leq T \leq 16, \quad 16 \leq T \leq 18, \quad 18 \leq T \leq 20, \quad 20 \leq T \leq 22,$$

$$22 \leq T \leq 24, \quad 24 \leq T \leq 26, \quad 26 \leq T \leq 28, \quad 28 \leq T \leq 30,$$

The formation of the vibration is very similar to the well-known forced vibration phenomenon written as

$$ae^{-\delta t} \sin(\omega t + \varphi) + be^{-\varepsilon t} \sin(\Omega t - \Phi).$$

The different velocities of the groups are well recognizable. The arriving time of the maximal amplitude of the wave group was read out (Fig. 2) in this manner, different velocities belonging to every interval at different periods. Taking the mean value of the boundaries of the interval of period, the group velocity has been plotted against an average period in Fig. 3. The theoretical curve originates from HASKELL [1].

The discrepancies of the points obtained by the above mentioned method from the theoretical curve was not greater than with the conventional method.

REFERENCES

1. HASKELL, N. A.: The dispersion of surface wave on multilayered media. *Bull. Seism. Soc. Amer.* 1953, 17—34.

ДИСПЕРСИОННЫЕ ОТКЛОНЕНИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН

Э. БИСТРИЧАНЬ

РЕЗЮМЕ

Был применен метод для отличный от обычного определения толщины коры при помощи дисперсии волн Рейле (Rayleigh).

Для сейсмограммы дальнего землетрясения использовали узкий математический полосопропускающий фильтр. Групповую скорость определили во временя прихода максимума группы волн.

Отклонение от теоретической кривой точек, полученных при помощи описанного здесь метода, не больше чем в случае обычного метода.

Acta Geodaet., Geophys. et Montanist. Acad. Sci. Hung., Tomus 6 (1—2), pp. 99—110 (1971)

THE ROLE OF THE VERTICAL PULSATIONS OF THE MAGNETIC FIELD IN MAGNETOTELLURIC MEASUREMENTS

E. TAKÁCS

CAND. OF TECHN. SCI. (GEOPHYSICS)
CHAIR OF GEOPHYSICS, UNIVERSITY FOR HEAVY INDUSTRY, MISKOLC

[Manuscript received April 28, 1969]

The paper deals with informations which can be obtained from the vertical magnetic component of electromagnetic pulsations.

As parameter the quantity $\frac{|E^0|}{H_z^0}(\alpha) = Y_h(\alpha)$ is used, where E^0 denotes the amplitude of the pulsations in the electric field, H_z^0 that of the vertical magnetic component, α means the azimuthal angle of the polarization of the electrical field, $Y_h(\alpha)$ the horizontal impedance.

The polar diagram of Y_h makes possible the determination of the dip direction of the basement with great specific resistivity above two-dimensional structures. If the values derived from a pulsation train differ in amount or sense from the mean, then the effect of the source cannot be neglected.

A common examination of the polar diagrams of the horizontal impedance and the vertical impedance helps the choice of a suitable geological model for the interpretation and hints at the places, where the geological structure or the main horizon changes.

The use of the component H_z facilitates the determination of the impedance ellipse, too.

Introduction

On the surface of the Earth, two electric and magnetic horizontal components (E_x, E_y, H_x, H_y) as well as one vertical magnetic component (H_z) of the electromagnetic pulsations can be measured. The vertical electric component cannot be measured directly on the surface, as the specific resistivity of the air is practically infinitely great, and so the current density is very small perpendicularly to the surface.

At magnetotelluric measurements for the detection of structure hitherto only the horizontal components have been taken into consideration and only some hints are found for the component H_z. Some outstanding early experiments were carried out in Hungary [1].

In the case of horizontally inhomogeneous geological structures some problems arise in the geological interpretation of the magnetotelluric data which is needed for the knowledge of both local values and regional variations of the possible greatest number of electromagnetic parameters. So our efforts were directed towards a possible use of the component H_z in the interpretation [2].

Following field experiments in 1962, experiments were carried out on behalf of the OKGT Szeizmikus Kutatási Üzeme (Seismic Research at the

Hungarian Oil Trust) in the years 1967—68 a greater amount with the component H_z. The results of these experiments are summarized in this paper.

The vertical components of longer period variations — bays, S_q — have been treated several times and some characteristic anomalies have been found, too. These anomalies are in connection with horizontal resistivity inhomogeneities in the Earth's crust in the form of relatively conductive zones. Similar anomalies are found along the shores of the oceans, where the rise of the sea-floor causes increase of the current-density. The geological aspects of the subject are treated fundamentally by WIESE [3] who investigated the relationship of the vertical and horizontal components of geomagnetic bays along regional profiles also in Hungary. It is, however, probable that in his interpretation he over-emphasizes the role of conducting blocs bordered by vertical discontinuities, because many of the anomalies can be interpreted in terms of the variations of sediment-thicknesses [4, 5].

BERDIČEVSKY [6], in connection with the pulsation has already treated the so-called magnetic parameter similarly expressing the relationship of H_z to the horizontal component. It makes possible the determination of the strike and of the nature of horizontal inhomogeneities. Its practical use is, however, unknown to us.

Physical and geological causes of the vertical component

The primary natural electromagnetic field could be taken as a plane wave parallel with the surface, accordingly a component H_z cannot be found above horizontally stratified media.

According to MAXWELL' second law, the vertical magnetic induction of internal origin is related to the vertical component of the curl of the electrical field:

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = \frac{\partial B_z}{\partial t}. \tag{1}$$

This can be written, assuming $\mu = 1$, thus substituting the induction by magnetic forces as:

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = \frac{\partial H_z}{\partial t}. \tag{2}$$

The distance between the electrodes of the magnetotelluric stations is usually small relative to the dimensions of the structures in the direction of the strike, so the structures can be regarded as two-dimensionals in most cases. For the following discussion only this case shall be taken into consideration. The

x-axis lies in the direction of the dip, the y-axis in that of the strike, so the component E_x does not vary along the strike of the structure and:

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} = \frac{\partial H_z}{\partial t} . \tag{3}$$

For periodic functions in the form of $H_z = H_z^0 \exp i\omega t$, the right side of Eq. 3, can be derived:

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} = i\omega H_z^0 e^{i\omega t} \tag{4}$$

also

$$H_z = \frac{1}{i\omega} \frac{\partial E_y}{\partial x} . \tag{5}$$

According to this, the vertical magnetic component depends on the change of the electrical component in the strike-direction along the dip, thus reflecting the variation of the mean specific resistivity down to the penetration depth of the wave. The electric field-vector of an arbitrary polarized plane wave can always be resolved into two independent components in the directions of the strike and dip, resp. (polarization E and H). The vertical magnetic component will be produced from these only by that which is in the direction of the strike, if its amount considerably changes along the dip. In case of an electric field exclusively in the direction of the dip, a vertical magnetic component of internal origin cannot appear.

Contrary to the above-mentioned investigations the horizontal admittance (Y_h)—i.e. the ratio of the amplitudes of the electrical and of the corresponding vertical magnetic components—was used as parameter which depends on the direction of the electric field (α). This parameter indicates with greater relative values a change in structural conditions at the periods of pulsations (i.e. at periods which are interesting for the exploration of geological structures) than the ratio of the amplitudes of the horizontal and vertical magnetic components, because the direction and amount of the electric field vary more on the influence of horizontal structural inhomogeneities than those of the magnetic field.

The components corresponding to the polarizations **E** and **H** of an electric variation vector, along the axis x' in an angle α to the direction of the dip are:

$$E_x^0 = E_{x'}^0 \cos\alpha \quad \text{and} \quad E_y^0 = E_{y'}^0 \sin\alpha \tag{6}$$

where E_x^0, $E_{x'}^0$ and E_y^0 mean the amplitudes of the projections of the field variations in the directions x, x' and y. These, after norming to the amplitude

of H_z give the components in the direction of the dip and strike of our parameter from which:

$$\frac{|E^0|}{H_z^0}(\alpha) = Y_h(\alpha) = \frac{|\sqrt{(E_x^0)^2 + (E_y^0)^2}|}{H_z^0} . \tag{7}$$

Considering that if $\alpha = 0$, then $Y_h(\alpha) = \infty$—as $E_y = 0$ and so $H_z = 0$—Eq. (7) corresponds to a pair of straight lines. The values of $Y_h(\alpha)$ drawn

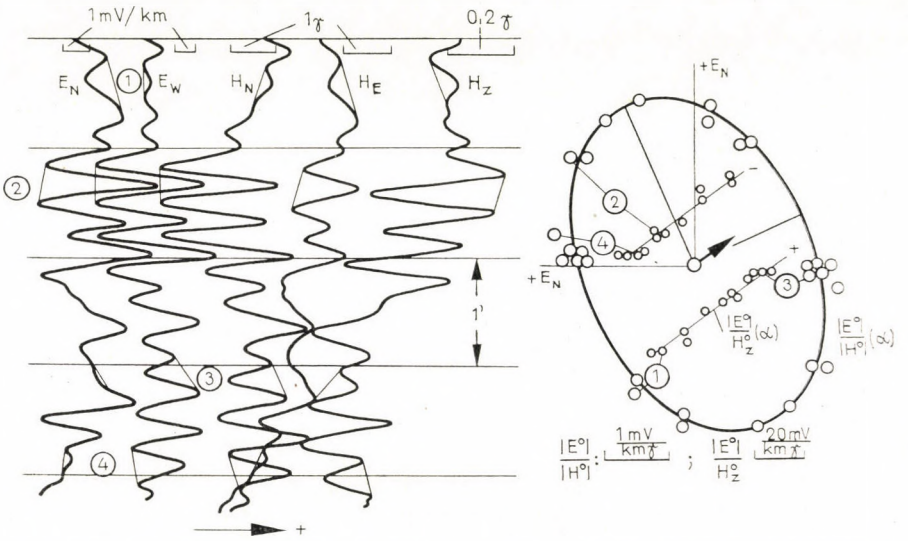


Fig. 1. Part of a record, as well as corresponding polar diagrams of the vertical impedance and of horizontal impedance from the station Oltárc-1

in the direction of the electric vector accordingly give a pair of straight lines on both sides of the origo which join the positive and negative values of the former parameter, the senses of which are determined by the sense of the variation H_z. These straight lines are perpendicular to the strike of geological structures in the depth range of the wave penetration.

Instead of this pair of straight lines a vector—$\overline{Y}_{h\,\min}$—is represented on the maps in a direction parallel with them so that the straight line of the positive values should lie to the right of it and the magnitude will be equal to their distances from the origo.

Fig. 1 shows a part of the record in the vicinity of the bore-hole Oltárc-1 and the results of its processing. The pair of straight lines and the impedance ellipse are constructed together.

Geological informations could be obtained from the magnitude of the vector $\overline{Y}_{h\,\min}$, from its direction and position in respect to the axis of the impedance ellipse.

Determination of the direction of the dip

Above two-dimensional structures the direction of the greatest resistivity-change, i.e. the direction of the dip can unambiguously be determined with the aid of component H_z.

In that case the corresponding variation vectors **E** and **H** are perpendicular for electrical vectors polarized in the direction of the dip (x) and strike (y), resp., and their values can be expressed by the input impedances:

$$E_x = Z_{xy}H_y \quad \text{and} \quad E_y = Z_{yx}H_x\,. \tag{8}$$

From Eq. (8) the impedance corresponding to the electric vector in an angle α to the dip can be expressed as:

$$\frac{|E_0|}{|H_0|}(\alpha) = Z_v(\alpha) = \frac{Z_{xy}Z_{yx}}{\sqrt{Z_{xy}^2\sin^2\alpha + Z_{yx}^2\cos^2\alpha}}\,. \tag{9}$$

Eq. (9) is the equation of an ellipse with the main axis in the direction of the dip and strike, their amounts equalling the impedances Z_{xy} and Z_{yx}, resp.

The last statement was verified by measurements. However, the major axis can lie, depending on the type of the inhomogeneity—buried anticline, outcropping monocline, conducting zones, etc.—both in the directions of the dip and strike [7]. The uncertainty of the orientation of the ellipse can be removed by the component H_z. The importance of this fact lies not only in the possibility of the unambiguous determination of the direction of the dip which is essential for the geological interpretation and for plotting further measurements, but—what is perhaps even more significant—the information content of the main impedances can only be judged in the case of elongated ellipses, if their position in respect to the structure is known.

It was shown that the vector representing $\overline{\mathbf{Y}}_{h\,\min}$ always lies in the direction of the greatest resistivity change, i.e. in a direction perpendicular to the axis of the inhomogeneity. From the possible two values of the dip direction the right one—i.e. the direction of the rise of the structure or that of the increase of the current density—can be picked out with the aid of the sense of $\overline{\mathbf{Y}}_h(\alpha)$, depending on its turn on H_z, and this direction. According to Eq. (5) the sense of H_z in respect to E_y depends on the character of the variations of E_y along the dip. If the constant orientation of the electric measurement lines and that of the magnetometers, as well as the right polarity of the galvanometers are cared for, then one obtains over opposite dipping slopes of a two-dimensional structure H_z variations corresponding to, and opposite to the electrical field variations projected into the strike. Above known structures, the measuring apparatus can be adjusted for the concrete determination of the dip.

Fig. 2 shows some results from the SE wing of the Mihályi ridge and from the NW foreland of Bakony Mts together with isogals of Bouguer-anomalies. In spite of the direction of the major axes of the impedance ellipses along the dip (Mihályi structure), then along the strike (Bakony foreland), the vector $\mathbf{Y}_{h\,\min}$ reliably shows the correct dip of the basement.

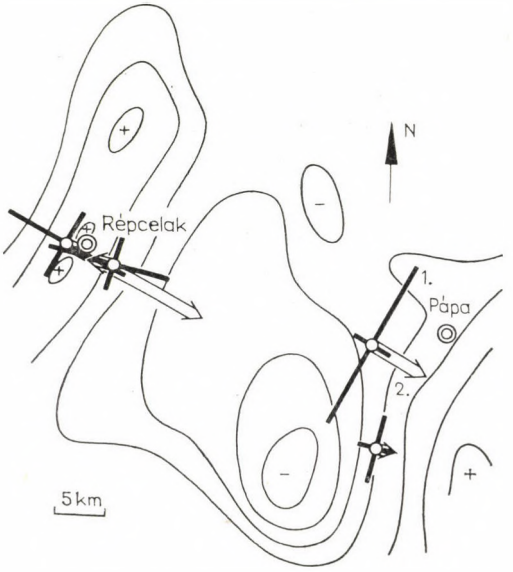


Fig. 2. Axes of impedance ellipses and vectors of the minimal horizontal impedance with Bouguer isogals in the area of the Mihályi crystalline ridge and the NV foreland of Bakony Mts

Indication of the type of the structure and of a change of the main horizon

It is clear from the above-said that a common analysis of the impedance ellipses and the quantity $Y_h(\alpha)$ allows certain conclusion to be drawn on the geological model of the investigated area which bears a greater importance than the determination of the dip.

In the maximum zone of buried anticlines of the very resistant basement, the vector $\mathbf{Y}_{h\,\min}$ lies parallel to the major axis of the impedance ellipse which is elongated in function of the depth.

An orientation parallel with the minor axis can be produced by:

1. outcrops of the very resistant basement or those of intermediate layers with great resistivity in the vicinity of the station;

2. zones of the basement with low resistivity;

3. deflecting effect of a buried anticline with great specific resistivity above the wings of the structure.

The actual cause can be determined with the aid of the relative ratio of the magnetotelluric parameters as well as by their areal variations. This possibility is treated in more details in [8].

In the following we shall try to outline the effects arising from the superposition of several two-dimensional structures or when the structure cannot be considered as two-dimensional. In that case no coordinate system can be found where the simple relations according to (8) between electrical and magnetic components should hold. In that case one has:

$$E_x = Z_{xx}H_x + Z_{xy}H_y \tag{10}$$

$$E_y = Z_{yx}H_x + Z_{yy}H_y \tag{11}$$

where Z_{xy} and Z_{yx} mean the main, Z_{xx} and Z_{yy} the complementary impedances. The polar diagram of the impedance can be written as

$$\frac{|E^0|}{|H_0|}(\alpha) = Z_y(\alpha) =$$

$$= \frac{Z_{xx}Z_{yy} - Z_{xy}Z_{yx}}{\sqrt{(Z_{yy}^2 + Z_{yx}^2)\cos^2\alpha - (Z_{xy}Z_{yy} + Z_{xx}Z_{yx})\sin 2\alpha + (Z_{xx}^2 + Z_{xy}^2)\sin^2\alpha}}. \tag{12}$$

Eq. (12) is the equation of an ellipse with the main axes:

$$\frac{A^2}{B^2} = \frac{(Z_{xx}Z_{yy} - Z_{yx}Z_{xy}}{(Z_{xx}^2 + Z_{xy}^2) + (Z_{xy}Z_{yy} + Z_{xx}Z_{yx})\cot\left(\varphi + \begin{matrix}0^0\\90^0\end{matrix}\right)} \tag{13}$$

and the angle between the major axis and x-axis:

$$\varphi = \frac{1}{2}\operatorname{arctg}\frac{(Z_{yy}^2 + Z_{yx}^2) - (Z_{xx}^2 + Z_{xy}^2)}{2(Z_{xy}Z_{yy} + Z_{xx}Z_{yx})}. \tag{14}$$

The vertical magnetic component is in a more complicated connection with the electric components:

$$H_z = Z_{zx}E_x + Z_{zy}E_y. \tag{15}$$

From this the polar diagram of $Y_h(\alpha)$ can be written as:

$$\frac{|E^0|}{|H_z^0|}(\alpha) = Y_h(\alpha) = \frac{1}{\sqrt{Z_{zx}^2\cos^2\alpha + Z_{zx}Z_{zy}\sin 2\alpha + Z_{zy}^2\sin^2\alpha}} \tag{16}$$

representing an ellipse with the main axis:

$$\frac{a^2}{b^2} = \frac{1}{Z_{zy}^2 + Z_{zx}Z_{zy}\cot\left(\varphi + \begin{matrix}0^0\\90^0\end{matrix}\right)} \tag{17}$$

and having an angle φ with the x-axis:

$$\varphi + \begin{matrix} 0^0 \\ 90^0 \end{matrix} = \frac{1}{2} \arctan \frac{Z_{zx}^2 - Z_{zy}^2}{Z_{zx} Z_{zy}}. \tag{18}$$

If the polar diagram of the quantity $Y_h(\alpha)$ turns into an ellipse with its main axis in a direction deviating from those of the impedance ellipse, then the structure cannot be interpreted as a two-dimensional one. The practi-

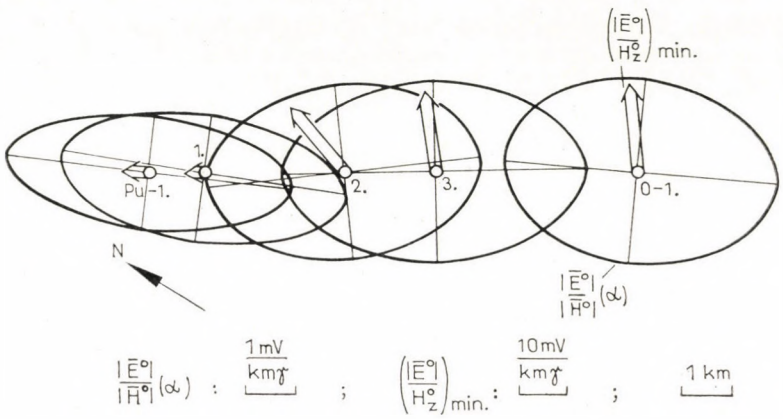


Fig. 3. Impedance ellipses and vectors of the minimal horizontal impedance in the area of the Hahót crystalline ridge

cal importance of this fact lies in the possibility that the magnetotelluric measurement extended by the component H_z indicates the resistant intermediate layers with a dip different from that of the basement, respectively changes of the main horizon.

An instructive example is the profile between the bore-holes Pusztamagyaród-1 and Oltárc-1 in the area of the paleozoic crystalline ridge of Hahót (Fig. 3). The bore-hole Pusztamagyaród-1 lies in the strike of the crystalline train along Lake Balaton and reached in a depth of 1992 m crystalline rocks, on the other hand Oltárc-1 stopped at a depth of 3001 m in the sediments of the upper-miocene.

The turning of the vector $\bar{\mathbf{Y}}_{h\,\min}$ beginning at station 2 and a simultaneous increase in the length of the minor axis of the impedance ellipse in stations $2—0_1$ of the profile hint at the effect of the crystalline ridge and in addition to it—if it lies within the penetration depth—at other horizontal inhomogeneities in the direction NE—SW. The turning of the vector $\bar{\mathbf{Y}}_{h\,\min}$ at station 2 can be explained by a superposition of the components H_z coming from the paleozoic surface and from a new horizon appearing here. This results in a maximum of H_z for a polarization between the major and minor axes of the

impedance ellipse. Further on, along the profile the paleozoic surface deepens, accordingly the amplitude of H_z diminishes from this layer and the new layer obtains the role of the main horizon.

If the geological structure consists of several structural elements with similar or nearly perpendicular axes, then the orientation of the main axis of the impedance ellipse remains identical with the structural axis. In case of identical structural axes, the vector $\overline{\mathbf{Y}}_{h\,\min}$ lies in the direction of the dip, the ratio of the axes of the impedance ellipses and the length of the vector $\mathbf{Y}_{h\,\min}$, however, differs from those in case of only two layers.

By the measurement of the component H_z a possibility appears how to decide about the cause of the elongation of the impedance ellipses. The polar diagram of the input impedance can be distorted to an ellipse not only by horizontal inhomogeneities, but also by the anisotropy of the sediments. The anisotropy, however, doesn't cause any component H_z above a horizontal resistant basement, as the electrical component suffers no spatial variation. The examination of the ratio between the elongation of the ellipse and the length of $\overline{\mathbf{Y}}_{h\,\min}$ gives surplus information in this respect, too.

Investigation of the source effect

The magnetic vertical component can be used for the examination of the so-called source effect, too. Namely the changing dimensions and distance of the source of pulsations could have an effect on the impedance values measured on the surface. So they depend not only on the geological structure. It should be decided whether the assumption of plain waves holds in nature, as was assumed in the derivation of the basic equations of the magnetotelluric survey.

The investigations up till now have shown that these effects can appear above sedimental basins in the case of sources with very restricted dimensions, —say some 100 km-s. Above shallow basins, however, it must be taken into consideration, especially in the long period part of the frequency sounding curves [2].

The investigations published by SRIVASTAVA, DOUGLASS and WARD [9], and by ÁDÁM, VERŐ and WALLNER [10] based on correlation of records from stations at distances of several hundred km-s aime to clarify the theoretical side of the question—i.e. to which degree is it allowed to substitute the electromagnetic field of the Earth by a plain wave. In the practice the interpreter needs a possibility to decide whether the impedance value derived from a single variation or from a group of variations is affected by source effects or not. This decision must be taken into account mainly in the exploration of the crust.

The basic idea of such a test could be the fact that in case of a vertically incident plain wave H_z, purely of internal origin, and the polar diagram of $Y_h(\alpha)$ can be averaged into a pair of straight lines or into an elongated ellipse. Diminishing dimensions of the source change the wave front to a curved surface and for this reason a H_z component of external origin will appear in the proximity of the source. The polar-diagrams of $Y_h(\alpha)$ change in time or are accidental. So deviations from the plain wave form appear as deviations from the average straight line of $\overline{Y}_h(\alpha)$, a change of the sense, or sometimes as a change of the direction of the average straight line.

A further check is possible, if in addition to the straight lines $Y_h(\alpha)$ the straight lines $\frac{|H^0|}{H_z}(\alpha)$ are constructed, too. With the aid of both it can be unambiguously decided, whether an external part in H_z is present or not. In this case the actual value lies farther off from both straight lines. Our measurements have shown no considerable source effect up till now, as the polar diagrams of $Y_h(\alpha)$ can be constructed relatively easily and they suffer no time variations. It is, however, clear that the different intervals of the day are different from the point of view of the source effect. In some parts of the day the straight lines of $Y_h(\alpha)$ are very definite, in other cases significant deviations occur from the average at the same station. The sense of the component H_z differs, however, only exceptionally seldom from the mean corresponding the actual polarization. Accordingly, rough source effects are not to be feared.

The role of the component H_z in the determination of the impedance ellipses

The knowledge of the component H_z helps to solve some problems of the processing, too. In case of nearly linearly polarized variations it may occur that only one axis of the impedance ellipse can be determined. In some cases the admittance ellipse does not provide results either, as although the component H seldom remains linearly polarized for a longer time, it may occur that in a shorter record the direction of the component H does not change. In such cases the significantly greater dependence on polarization of $Y_h(\alpha)$ allows for a determination of the dip, if the structure is two-dimensional.

The angle between the electrical and magnetic components can be written as [2]

$$\tan(\varphi_H - \varphi_E) = \frac{\tan\varphi_H - \tan\varphi_E}{1 + \frac{Z_{yx}}{Z_{xy}}} \tag{19}$$

where φ_H and φ_E denote the angle of the magnetic and electric vectors, resp. with the direction of the dip, Z_{xy} and Z_{yx} are the components of the impedance in the direction of the dip and strike, which means the lengths of the main axes of the ellipse. As φ_H and φ_E can be calculated in the knowledge of the direction of the dip, the ratio of the axes can be determined, too.

*

Summarizing it can be stated that in telluric and magnetotelluric measurements, especially in their first phase or in some special cases the measurement of the component H_z is absolutely justified. With its aid the following facts can be given:

— the direction of the dip of the basement with great specific resistivity;

— the type of the geological model needed for the interpretation;

— the outlines of changes in the geological structure or in the main horizon.

Its anomalous values hint at the effect of the source. In case of extremely polarized variations, it facilitates the construction of the impedance ellipse.

To complete these investigations theoretical calculations and model experiments are needed for different types of structures, taking the frequency dependency also into consideration.

REFERENCES

1. Annau, E.—Erkel, A.—Szabadváry, L.: Connections between rapid variations of the geomagnetic field and telluric currents. *Bányászati Lapok*, 10 (1955).
2. Takács, E.: Development of magnetotelluric apparatuses and methods and their use in geophysical prospecting. — Dissertation, 1964.
3. Wiese, H.: Geomagnetische Tiefentellurik. Teil III. *Geofisica Pura e Applicata*, 56 (1963).
4. Porstendorfer, E.—Porstendorfer, G.: Modelle zur Deutung des anomalen Verhaltens geomagnetischer Variationen über großen zylindrischen Sedimentbecken. *Acta Techn. Hung.*, 52 (1965).
5. Ádám, A.: Informations of Electromagnetic Measurements in Hungary. *Geofizikai Közlemények*, (1968).
6. Berdičevskij, M. N.: Električeskaja razvedka metodom magnito-telluričeskogo profilirovanija. *Izd. Nedra*, (1968), 140—153.
7. Takács, E.: Polarization of magnetotelluric impedance ellipses. *Acta Geod. Geoph. Mont. Hung.*, (1969).
8. Csókás, J.—Takács, E.: Report on investigations to improve the magnetotelluric method. Manuscript, 1969.
9. Srivastava, S. P.—Douglass, J. L.—Ward, S. H.: The application of the magnetotelluric and telluric methods in Central Alberta. *Geophysics*, (1963).
10. Ádám, A.—Verő, J.—Wallner, Á.: Areal distribution of the pulsations of the electromagnetic pulsations of the Earth. *Geofizikai Közlemények*, (1965).

РОЛЬ ВЕРТИКАЛЬНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В МАГНИТОТЕЛЛУРИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЯХ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ СТРОЕНИЙ

Э. ТАКАЧ

РЕЗЮМЕ

В статье изучаются информации, получаемые по вертикальной магнитной составляющей электромагнитных пульсаций.

В качестве параметра используется величина $|E^0|/H_z^0(\alpha)$, где E^0 — пульсация электрической напряженности поля, H_z^0 — амплитуда пульсации вертикальной магнитной напряженности, а α — азимут направления поляризации электрической напряженности.

Полярная диаграмма $|E^0|/H_z^0(\alpha)$ дает возможность для определения наклона дна бассейна с большим удельным сопротивлением над двуразмерными строениями. Полученные при применении некоторых групп пульсаций величины с отличными от среднего значением или знаком указывают на влияние истока.

Совместное исследование польярных диаграмм $|E^0|/|H^0|(\alpha)$ и $|E^0|/H_z^0(\alpha)$ помогает нам при выборе необходимой для интерпретация геологической модели и также указывает места изменения геологического строения или главного горизонта.

Применение H_z облегчает и определение эллипсов импедансов.

Acta Geodaet., Geophys. et Montanist. Acad. Sci. Hung., Tomus 6 (1—2), pp. 111—115 (1971)

INVESTIGATIONS ON SURFACE WAVES NEAR THE EPICENTER

E. BISZTRICSÁNY

CAND. OF TECH. SCI.
GEOPHYSICAL INSTITUTE, EÖTVÖS UNIVERSITY, BUDAPEST

[Manuscript received June 10, 1969]

The duration of the surface waves mainly depends on magnitude [1] for shallow focus earthquakes and this duration can be at an interval $0 < t < 300$ in minutes in accordance with experience. The motion lasting a long time cannot be explained by total or leaking reflections of body waves near the epicenter.

In previous papers [1, 2] it was established that the duration of the surface waves mainly depends on the magnitude of the shallow focus earthquakes, but slightly on the epicentral distance. This is valid especially for near earthquakes. On the basis of the above-mentioned fact, it was assumed that if the magnitude of an earthquake is M and the duration of the surface waves is t in minutes

$$M = 2.12 \log t + 2.66 \tag{1}$$

in accordance with the equation for the Wiechert pendulum of Budapest at an interval 12 km $< \Delta <$ 500 km. We may assume this relationship will be valid at the epicentral area, too. It is known that the different modes of the surface waves originate from the constructive interference of the body waves travelling at total or leaking reflections. In a small environment of the epicenter the total reflections of the waves are not possible, except in the upper thinned unconsolidated layers of the earth's crust. For the leaking reflections, as a first step, we shall consider a homogeneous plane isotropic elastic layer beyond the semi-infinite medium having the same properties (Fig. 1). Let the point source be at the interface. Moreover we shall assume that the duration of the process in the source will last only a few seconds [3]. Let us denote the energy observed on a unit area of the sphere of unit radius by $\mathcal{E}_0$, so the energy observed on unit area of any surface in a homogeneous medium will be

$$E_0 = \frac{\mathcal{E}_0}{h^2} \tag{2}$$

where h is the distance of the surface from the source.

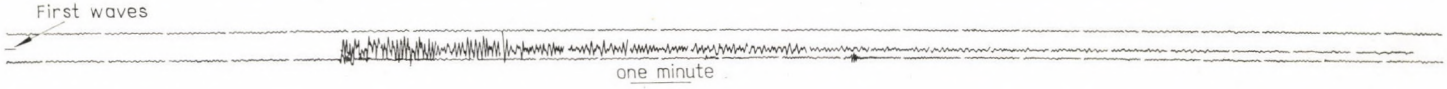

First waves
one minute

Fig. 1

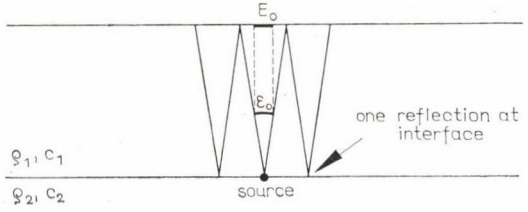

E_o
ε_o
one reflection at interface
ϱ_1, c_1
ϱ_2, c_2
source

Fig. 2

If the depth of the interface is h, so after n reflections

$$E_n = \frac{\mathcal{E}_0}{[(2n+1)h]^2}. \tag{3}$$

On computing the energy we have to take into consideration the leakage of the energy in consequence of reflections at the interface. If the angle of incidence is perpendicular to the plans, the coefficient of reflections is

$$R = \left(\frac{\varrho_i C_i - \varrho_k C_k}{\varrho_i C_i + \varrho_k C_k}\right)^2 \tag{4}$$

where ϱ_i, ϱ_k are the densities, and C_i, C_k are the velocities of the longitudinal or transversal waves for different media. Since the difference between $\varrho_i C_i$ and $\varrho_k C_k$ is little, therefore, R is also little.

The energy of waves reflected between surface and interface is at the surface from (3)

$$E_n = \frac{\mathcal{E}_0}{[(2n+1)h]^2} \cdot R^n \tag{5}$$

and will diminish very rapidly if n increases. This will be seen in the following example.

We shall consider the earthquake of Dunaharaszti where the magnitude was 5.6 M ($\Delta = 20$ km 12 th. January, 1956, $H = 06\ 46\ 09$), the duration of the waves was 19 minutes (Fig. 2). The earthquake was observed by a Krumbach seismograph of Budapest, having the magnification $V = 1000$.

We shall consider the same theoretical model, assuming that the thickness of the layer and the depth of the source amounts to $h = 30$ km. In every case only the velocity of the transverse wave will be used to reduce the number of reflections of waves, since the velocity of transverse waves is less than that of the longitudinal waves.

Absorption can be excluded, and so let us take the average velocities of transverse waves: $C_1 = 3.5$ km sec^{-1} for the layer considered and $C_2 = 4.4$ km sec^{-1} for the half space and the corresponding densities as $\varrho_1 = 2.7$ g cm^{-3}, $\varrho_2 = 3.3$ g cm^{-3}.

If the magnitude is 5.6, the duration of the surface waves would be 20 min = 1200 sec according to formula (1). The number n of reflections during 1200 sec from the equation

$$\frac{2n+1}{C} \cdot h = t = 1200 \tag{6}$$

amounts to

$$n \approx 70. \tag{7}$$

Using equations (2), (3), (4), (5), (7)

$$E_{70} = \frac{\mathcal{E}_0 0.05^{70}}{[(140+1)30]^2}$$

$$\frac{E_{70}}{E_0} = \frac{0.05^{70}}{141^2} \,. \tag{8}$$

The ratio of energies and, therefore, the ratio of amplitudes are very small. Consequently the energy of the waves will diminish very quickly, i.e. the result obtained on the basis of multiple reflections is not in harmony with the seismogram.

The situation is the same in the case of multilayered media. Since the smaller part of energy is always reflected at the interface, therefore, the energy decreases very rapidly on the surface after a few reflections.

Naturally we have to investigate the case where the difference between $\varrho_i C_i$ and $\varrho_k C_k$ is greater. Let us consider a relatively thin layer $h = 1$ km like an unconsolidated layer $\varrho_1 = 2$, $C_1 = 0{,}5$ beyond a semi-infinite elastic medium $\varrho_2 = 2{,}7$, $C_2 = 2{,}9$. Moreover let us assume, that the source is at the interface.

The magnitude of the earthquake is 5,4 and so the duration is 1140 sec. From (7)

$$t = 1140 = 4n + 2$$

and $n = 285$.

The coefficient of reflection is

$$\left(\frac{2 \cdot 0{,}5 - 2{,}7 \cdot 2{,}9}{2 \cdot 0{,}5 + 2{,}7 \cdot 2{,}9}\right)^2 = 0{,}6$$

$$\frac{E_n}{E_0} = \frac{0.6^{285}}{(570+1)^2} \tag{9}$$

The ratio is also very small.

The energy at the surface will decrease very rapidly, too. Therefore, there is no possibility for the formation of surface waves of long duration originating from leaking modes near the epicenter area.

In these examples only velocity of transverse waves were used and the fact the P and SV waves split into two branches on the plans was omitted. But these circumstances could not have influenced the rapid diminishing of energy and the interference phenomenon could not have differed significantly from the results obtained in the above way. These examples however contradict the facts. We can see in Fig. 2, that the duration of surface waves as a function of magnitude is far longer than we might have expected on the basis of (8) and (9). Since reflections are not expected from the mantle because of continuous changing of velocity and density we ought to look for another explanation for the formation of surface waves near the epicenter.

REFERENCES

1. Bisztricsány, E.: A földrengések méretmeghatározásának új módszeréről (A new method for the determination of the magnitude of earthquakes). *Geofizikai Közlemények*, VII. 2 (1958), 69—96.
2. Bisztricsány, E.: On the problem of magnitude determination. *Zeitschrift f. Geophysik*, Heft 4/5. Jahrg. 24 (1960), 153—160.
3. Gutenberg, B.—Richter, C. F.: Earthquake magnitude, intensity, energy and acceleration. *Bull. Seism. Soc. of Amer.*, 32. 163—191.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТНИХ СЕЙСМИЧЕСКИХ ВОЛН ВБЛИЗИ ОТ ЭПИЦЕНТРА ЗЕМЛЕТРАСЕНИЯ

Э. БИСТРИЧАНЬ

РЕЗЮМЕ

Продолжительность поверхностних сейсмических волн неглубокофокусных землетрясенный зависит от магнитуда. По опыту находится $0 < t < 300$ лин в интервале эта продолжителность. Вблизи от эпицентра не могут обяснить продольжительное движение ни польными и ни просачиванными яльи объёмных волн.

Acta Geodaet., Geophys. et Montanist. Acad. Sci. Hung., Tomus 6 (1—2), pp. 117—125 (1971)

VELOCITIES OF P-AND S-WAVES AT DEPTHS BETWEEN 50 AND 600 KILOMETERS

A. MESKÓ

CAND. TECHN. SCI.

L. Eötvös University, Budapest

[Manuscript received July 7, 1969]

Velocity-depth functions have been constructed according to the method proposed by GUTENBERG using a computer in order to assure objective interpretation. Three regions were investigated:

Japan (Northern Part),
Japan (Southern Part) and
Kurili-Kamchatka Islands.

Travel time data were taken from the ISS for the time interval 1952 through 1964. The results show some differences in velocity data and thus in the structure of the upper mantle between the regions concerned.

Introduction

GUTENBERG published his computations of the velocities of P and S waves at depths between 50 and 600 kms in 1953. The method is essentially based on the simple relation between the minimum value of the apparent velocity, measured along the surface, and the velocity at the depth of the hypocenter

$$v(h) = v^* \frac{R - h}{R} \tag{1}$$

where v^* is the minimum of the apparent velocity,
R is the radius of the Earth and
h is the depth of the hypocenter.

It might be easily shown that the apparent velocity has its minimum at the point of inflection of the travel time curve. GUTENBERG applied a graphical method for determining the point of inflection. His results have been summarized in Fig. 3 and in Tables 1 and 3 of his publication quoted. The importance of this work has been proved by the number of references to it. The velocity functions determined by GUTENBERG in 1953 have been evidences favoring the existence of a low velocity layer in the upper mantle.

Since GUTENBERG's investigations were published the number of seismological stations increased and the accuracy of the travel time data improved. Moreover, it became possible to use computers instead of graphical analysis

which may certainly make the interpretation more accurate and free of personal influences or errors. Thus we decided to repeat the investigations using new data, published in the ISS since 1952 but keeping the essence of the method unaltered.

Quite a number of authors put forward the idea that the low velocity layer might be at different depths in different regions: KISHIMOTO (1956), VESANEN, NURMIA and PORKKA (1959) etc. To check this possibility the travel time data were grouped according to the geographical position of the hypocenters. In a preliminary project 14 regions were to be investigated. When closing the computations, however, it became clear that only 3 regions supplied sufficient quantity of data for constructing velocity-depth functions.

These regions are as follows

Region	Position of hypocenter	
	longitude between	latitude between
Japan (North)	34°N—41°N	128°E—144°E
Japan (South)	25°N—34°N	135°E—144°E
Kurili-Kamchatka Islands	41°N—57°N	140°E—165°W

The regions are shown in Fig. 1.

Method of computation

Travel time data in the neighbourhood of the point of inflection were used. The epicentral distance of the point of inflection as the function of the focal depth, h is given in GUTENBERG's paper (Fig. 1 on page 224). Those shocks have been used which yield at least 20 travel time data 20 degrees less and 20 degrees beyond the point of inflection. At the beginning a narrower neighbourhood (—10 degrees to +10 degrees) was chosen but this restriction seriously decreased the number of the utilizable shocks. With the broader neighbourhood 416 utilizable shocks were found. Table I contains the number of shocks during the years considered.

Data with residuals more than 10 ms were rejected.

In order to obtain one and only one point of inflection it must be supposed that the travel time function $t(\Delta)$ may be approximated in the neighbourhood of the point of inflection by a third-degree polynomial

$$t = t_0 + a\Delta + b\Delta^2 + c\Delta^3 . \tag{2}$$

The coefficients of the polynomial were determined from the travel time data by the method of least squares.

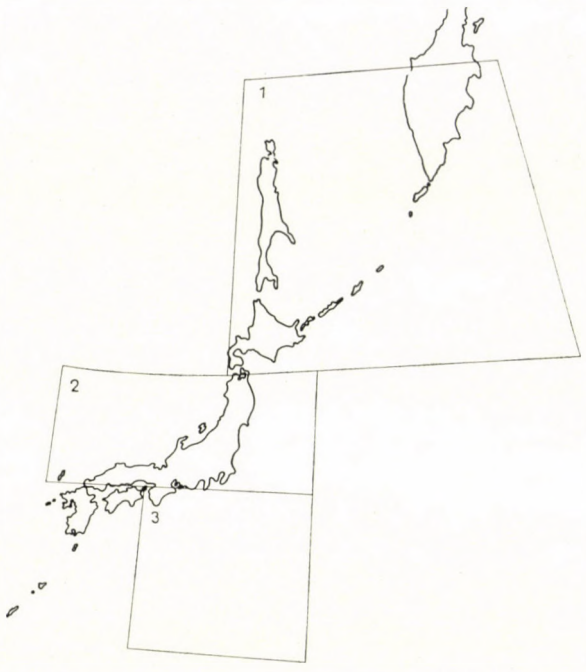


Fig. 1. The investigated regions. 1. Kurili-Kamchatka Islands, 2. Japan (Northern Part), 3. Japan (Southern Part)

Table I

Year	Number of shocks
1952	12
1953	6
1954	7
1955	25
1956	20
1957	42
1958	97
1959	75
1960	82
1964 (partly)	50
Total	416

The first derivative of $t(\Delta)$ — which is the reciprocal of the apparent velocity — yields

$$\frac{dt}{d\Delta} = a + 2b\Delta + 3c\Delta^2$$

and thus the apparent velocity $\bar{v}$ becomes

$$\bar{v} = \frac{d\Delta}{dt} = \frac{1}{a + 2b\Delta + 3c\Delta^2} . \tag{3}$$

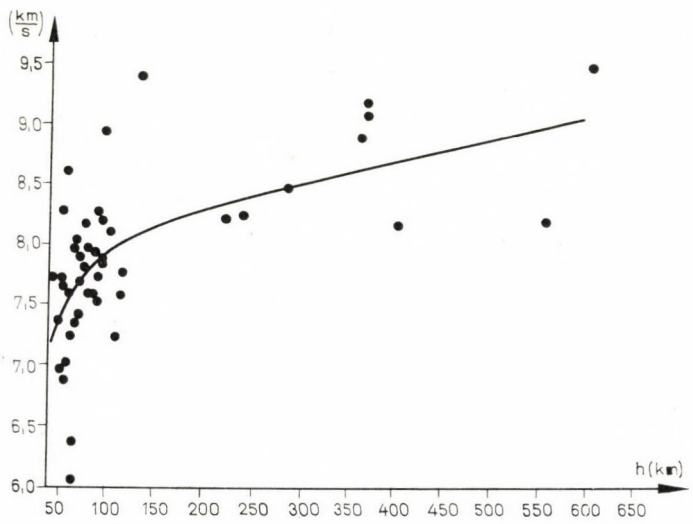


Fig. 2. Velocity of P waves as a function of the depth h in the Japan (North) region

The minimum in the apparent velocity corresponds to the maximum of the denominator which gives for the epicentral distance of the point of inflection

$$\Delta = -\frac{b}{3c} , \tag{4}$$

and the minimum of the apparent velocity is

$$v^* = \bar{v}_{\min} = \frac{3}{3ac - b^2} . \tag{5}$$

The numerical values of the quantities a, b and c are determined when fitting a third-degree polynomial to the travel time data (see Eq. 2). Putting v^* into Eq. (1), $v(h)$ can be determined.

The denominator may have a maximum at the epicentral distance determined by Eq. (4) only in the case if its second derivative is negative, i.e.

$$\frac{d^2}{d\Delta^2}(a + 2b\Delta + 3c\Delta^2) = 6c < 0\,. \tag{6}$$

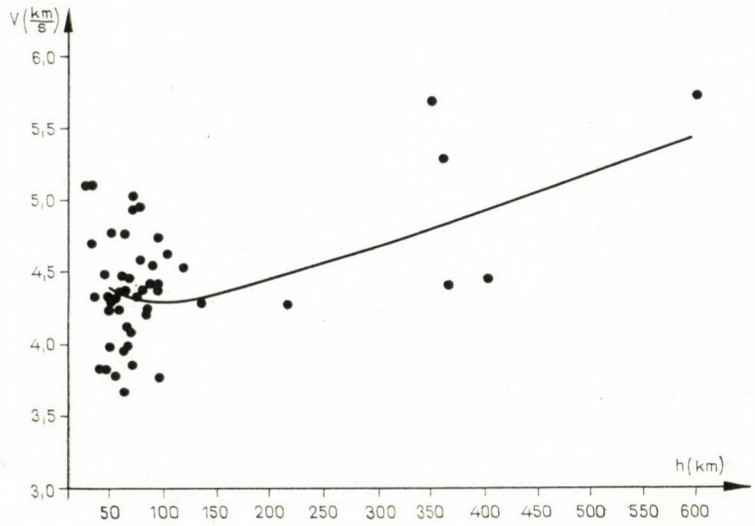


Fig. 3. Velocity of S waves as a function of the depth h in the Japan (North) region

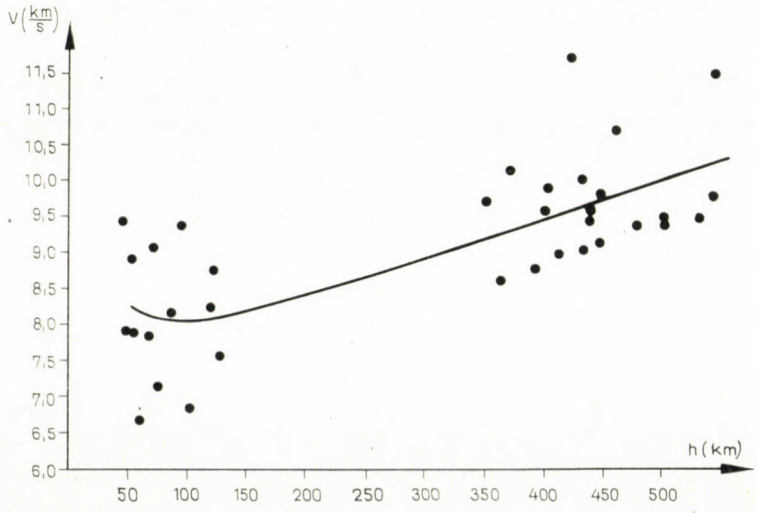


Fig. 4. Velocity of P waves as a function of the depth h in the Japan (South) region

Thus the coefficient c has to be negative. Third-degree polynomials with positive c were rejected.

A further requirement is that Δ determined by Eq. (4) should lie near enough to the theoretical position of the point of inflection.

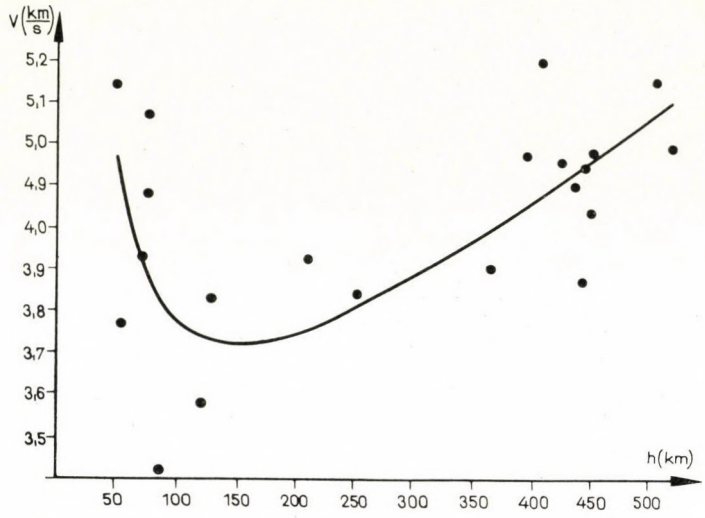


Fig. 5. Velocity of S waves as a function of the depth h in the Japan (South) region

The number of the results accepted for the 3 regions after selections, based on the two requirements is shown in the following Table

Region	Number of shocks	
	P-waves	*S*-waves
Japan (North)	44	39
Japan (South)	33	18
Kurili-Kamchatka Islands	76	54
Total	153	111

The velocity values (V and v) were plotted *vs.* the focal depth, h. The results are shown in Figs 2 through 7. The continuous lines represent the average behaviour of the velocity-depth functions. They were determined by another computer program which fitted a polynomial to the data.

The velocity data are given in Table II. For a better comparison the corresponding values published by GUTENBERG have also been included.

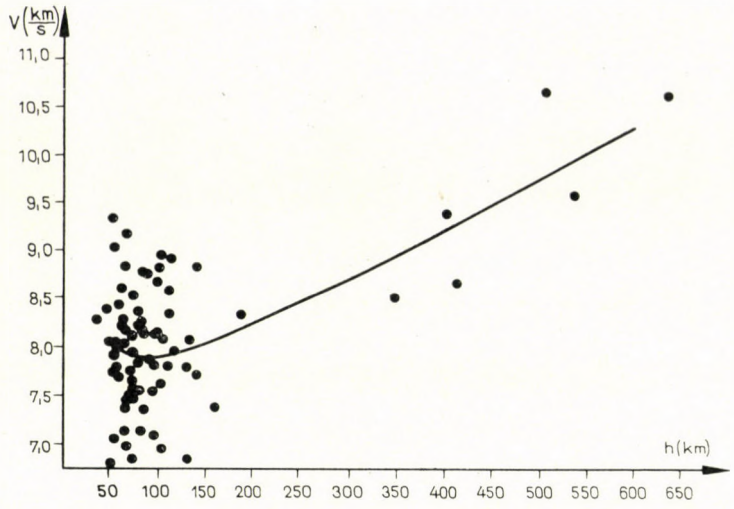


Fig. 6. Velocity of P waves as a function of the depth h in the Kurili-Kamchatka region

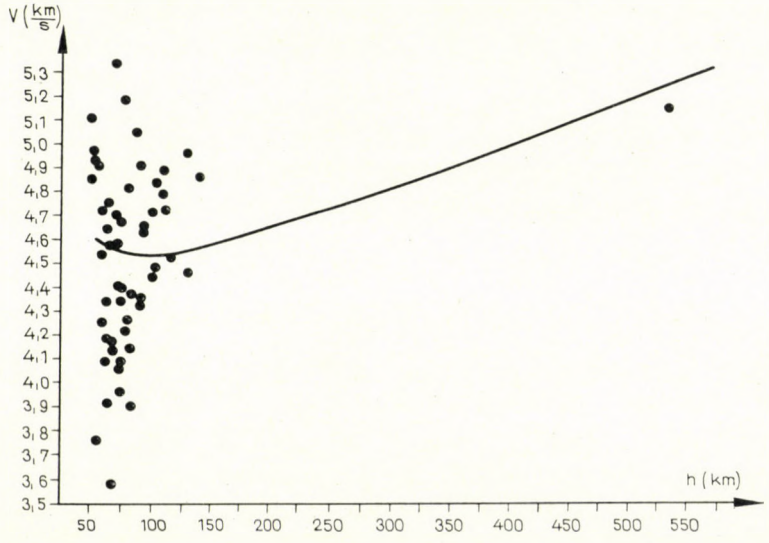


Fig. 7. Velocity of S waves as a function of the depth h in the Kurili-Kamchatka region

Table II

Velocities V of P-and v of S-waves as a function of depth

Depth (h)	Japan (North)		Japan (South)		Kurili-Kamchatka		Gutenberg (1953)	
	V	v	V	v	V	v	V	v
50	7,4	4,4	8,3	4,95	8,1	4,6	8,0	4,45
100	7,9	4,3	8,1	4,6	7,9	4,5	7,85	4,4
150	8,15	4,35	8,2	4,5	8,1	4,6	7,9	4,35
200	8,3	4,45	8,4	4,55	8,3	4,65	8,1	4,4
250	8,4	4,6	8,7	4,6	8,5	4,7	8,3	4,45
300	8,5	4,7	8,9	4,7	8,75	4,8	8,5	4,6
350	8,65	4,8	9,2	4,8	9,0	4,9		
400	8,75	4,9	9,5	4,9	9,3	5,0	9,0	4,95
450	8,8	5,1	9,7	5,0	9,5	5,1		
500	8,9	5,2	10,1	5,1	9,8	5,2	9,6	5,3
550	9,0	5,3	10,35	5,2	10,1	5,3		
600	9,1	5,5	10,65	5,3	10,35	5,4	10,2	5,65

Conclusions

The travel time data obtained by the computer suggest that neither the accuracy nor the quantity of data are satisfactory.

The error of the velocity values may be estimated as much as $\pm 0{,}2$ km/s, i.e. between qualities B and C according to GUTENBERG's notion.

The results clearly indicate the low velocity layer but do not give detailed information about the velocity-depth function.

It may be concluded, however, that the minimum in the velocity of the S-waves is more pronounced than in the velocity of the P-waves. The minimum is reached at a slightly smaller depth in case of the P-waves.

The velocities of the P-waves in region Japan North show a remarkable deviation from the average (no minimum, systematically lower values at greater depths than the average).

We must state, as GUTENBERG did at the end of his book "Physics of the Earth's Interior" that before attempting to draw more detailed conclusions "the data must be greatly amplified and strengthened".

The author is grateful to the Computer Center of the L. Eötvös University, Budapest for the provision of computing facilities.

REFERENCES

GUTENBERG, B.: Wave velocities at depths between 50 and 600 kms. *Bull. Seis. Soc. America* Vol. 43. 3 (1953), 223—233.

GUTENBERG, B.: Physics of the Earth's Interior. Academic Press, New York and London, 1959.

KISHIMOTO, Y.: Seismometric investigation of the Earth's Interior. *Mem. Coll. Sci. Univ. Kyoto A.* 28 (1956), 117—142.

VESANEN, E.—NURMIA, M.—PORKKA, M. T.: New evidence for the existence of Gutenberg's asthenosphere channel. *Geophysica* (Helsinki), 7 (1959).

СКОРОСЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ВОЛН P И S НА ГЛУБИНАХ ОТ 50 ДО 600 КМ.

A. МЕШКО

РЕЗЮМЕ

Применением предложенного Гутенбергом метода построены функции скоростей в зависимости от глубины. Для объективной интерпретации была использована вычислительная машина. Были исследованы три области:

Япония (северная часть)
Япония (южная часть)
Курильские острова — Камчатка

Данные о расстояния в зависимости от времени на эпоху 1952—64 гг. взяты по ИСС. В результатах проявляются некоторые различия скоростей, таким образом и в верхней мантии исследованных территорий.

Acta Geodaet., Geophys. et Montanist. Acad. Sci. Hung., Tomus 6 (1—2), pp. 127—140 (1971)

UNTERSUCHUNGEN ÜBER DAS ÖKONOMISCHE ARBEITEN PRESSLUFTVERBRAUCHENDER GERÄTE IM BERGBAU UND MÖGLICHKEITEN ZUR VERBESSERUNG DER ENERGIEÜBERTRAGUNG DURCH PRESSLUFT VOR ORT

I. TARJÁN
KANDIDAT DER TECHN. WISSENSCHAFTEN
und
E. DEBRECZENI

[Eingegangen am 7. Okt. 1969]

In der Abhandlung wird eine Methode zur Prüfung der Betriebsverhältnisse von Preßluftverbrauchern mitgeteilt. Die verschiedenen Möglichkeiten der Preßluft-Energieversorgung im Bergbau werden erörtert, und unter Berücksichtigung der energetischen Verhältnisse wird der Wirkungsgrad der Preßluft-Energieübertragung bestimmt. Aufgrund der Untersuchungen werden von den Autoren die verschiedenen Lösungen der Preßluft-Energieübertragung in energetischer Hinsicht miteinander verglichen.

Bei der Energieversorgung der Betriebe spielt die Energieübertragung mit Preßluft unverändert eine große Rolle. Obwohl die Preßluftenergie wesentlich teurer ist als die Elektroenergie, kann ihre Verwendung an manchen Orten — in erster Linie in schlagwettergefährdeten Gruben zur Betätigung der schlagend wirkenden Gewinnungswerkzeuge, Schlagbohrgeräte usw. — nicht entbehrt werden. Die Energiübertragung durch Preßluft erfolgt mit Hilfe der preßlufterzeugenden Kompressoren, der Rohrleitungen für Preßluftzuführung und der preßluftverbrauchenden Geräte. Die ökonomische Preßluft-Energieübertragung erfordert einen richtigen Einklang zwischen Kompressoren, Rohrleitungen oder Leitungsnetzen sowie den Preßluftmotoren. Deshalb muß jede Preßluft-Energieübertragung sorgfältigst und umsichtlich geplant und betrieben werden.

Auf dem Gebiet der Energieübertragung durch Preßluft ergeben sich die meisten ungelösten Fragen z. Z. in Verbindung mit der Arbeitsweise der Preßluftmotoren. Diese meist unter ungünstigen Bedingungen arbeitenden Luftmotoren sind — auf Kosten ihres Wirkungsgrades — einfache und betriebssichere Maschinen. Nach dem Studium der Kompressoren und der Preßluftleitungen [1, 2] soll nun im folgenden das Arbeiten der Luftmotoren und ihre Betriebsbedingungen geprüft werden. Dabei stellt sich die wichtige Frage, wie man zur Erzielung eines guten Wirkungsgrades und ökonomischen Arbeitens der Luftmotoren, die Preßluft-Energieversorgung zweckmäßig organisieren und das Rohrnetz entsprechend ausbauen soll.

Bei der Anwendung der Preßluft-Energieübertragung befindet sich der Bergbau — infolge der großen Distanzen zwischen Preßlufterzeugung und Preßluftverbrauch, wie auch hinsichtlich der übertragenen Leistungen — in

einer besonderen Lage. Allgemein gilt die Erfahrung, daß an den Enden weitverzweigter Leitungsnetze die Versorgung der Preßluftverbraucher mit einer genügenden Preßluftmenge von ausreichendem Druck große Schwierigkeiten verursacht. In Kenntnis der Betriebsverhältnisse der Preßluftmotoren soll deshalb die energetische Untersuchung der Entwicklungsmöglichkeiten der Preßluftversorgung vor Ort, in erster Linie die Frage der Drucksteigerung vor Ort einer näheren Prüfung unterzogen werden.

Die Preßluftmotoren können entweder nach ihrem Arbeitsprinzip bzw. ihrer Bauart oder nach ihrem Arbeitsgebiet folgendermaßen eingeteilt werden:

Zur Gruppe der Kolben-Preßluftmotoren gehören die Kolbenmaschinen mit hin- und herbewegten Kolben (Spezialausführungen dieser Gruppe sind die Sternmotoren, Freikolbenmaschinen, Abbau- und Bohrhämmer usw.), ferner die Drehkolbenmotoren, Zahnradmotoren in verschiedensten Varianten usw.

Die andere Gruppe der Luftmotoren bilden die Luftturbinen. Ihre Arbeitsweise beruht auf dem Rotieren beschaufelter Läufer.

Von den Preßluftmotoren wird der Energie-Inhalt der Preßluft teilweise in mechanische Arbeit umgewandelt. Die Hauptkennziffern der Energiezuführung sind daher der Druck (p_B), die Temperatur (T_B) und die Menge ($\dot{m}_B$) der in die Luftmotoren eintretenden Preßluft. Unter Eintrittsleistung ist die aus diesen Mengen errechnete isothermische Leistung zu verstehen, laut Beziehung:

$$N_{isB} = \dot{m}_B R_l T_B \ln \frac{p_B}{p_0}$$

worin p_0 den Druck der aus dem Luftmotor austretenden Luft,

R_l die Gaskonstante der Luft bedeutet.

Menge und Druck der in den Preßluftmotor eintretenden Luft sind einerseits von der Einrichtung für Erzeugung und Leitung der Preßluft, andererseits von der Belastung der Luftmotors, d. h. von der Art und Weise der Nutzarbeitverrichtung abhängig.

Die Luftmotoren passen sich in weiten Belastungsgrenzen den Betriebsverhältnissen elastisch an, deswegen wird für ihre Regelung nicht die nötige Sorgfalt aufgewendet. Meist begnügt man sich mit einer Drosselreglung durch Einbau eines Absperrorgans (Hahn, Schieber) in die Speiseleitung des Preßluftmotors. Das bedeutet aber ein Regeln mit Verlusten und verschlechtert den an sich schon niedrigen Wirkungsgrad der Energieübertragung. Die Kolbenmaschinen können durch Regelung der Füllung in weiten Grenzen verlustlos reguliert werden. Die Art und Weise dieser Regelung läßt sich durch Schieber- oder Ventilsteuerung einfach lösen und sichert einen sehr günstigen Betrieb. Deshalb ist es zweckmäßig, bei Antrieben von größerer Leistung und wechselnder Belastung solche Motoren zu verwenden.

Der Arbeitseffekt, d. h. die Nutzleistung ergibt sich als Produkt des Drehmomentes (M) und der Drehzahl bzw. der Winkelgeschwindigkeit (ω) oder als Produkt der Schlagarbeit (A) und Schlagzahl.

$$N_h = M\omega = cMn\,, \qquad N_h = Az\,.$$

Abgesehen von der Regelung der Luftmotoren sei angenommen, daß vor dem Preßluftmotor ein beliebiger Druck und eine beliebige Luftmenge eingestellt werden kann, d. h., der Preßluftverbraucher aus einem Luftbehälter von sehr großem Rauminhalt gespeist wird, in welchem auch der erwünschte Druck gesichert werden kann. In diesem Falle wird bei einer beliebigen Drehzahl (n, z) der Druck und die Luftmenge eindeutig durch das gewünschte Moment (M, A) bestimmt:

$$\dot{m}_B = \dot{m}_B(M, n)\,; \qquad \dot{m}_B = \dot{m}_B(A, z)\,;$$

$$p_B = p_B(M, n)\,; \qquad p_B = (A, z)\,.$$

Oft wird infolge des Arbeitsprinzips des Luftmotors der dazu nötige Druck und die Luftmenge durch die erforderliche Schlagzahl (z, n) oder die Schlagarbeit (A, M) bestimmt.

Dieser Fall liegt z. B. bei den Abbauhämmern vor, wo eine eindeutige Beziehung zwischen dem Preßluftdruck und der Hubzahl besteht, und auch die Preßluftmenge hierdurch bestimmt ist.

$$p_B = p_B(z)$$

$$\dot{m}_B = \dot{m}_B(z)\,,$$

wobei die Schlagarbeit aber auch von der Anpreßkraft abhängig ist:

$$A = A(z, R)\,.$$

Für die verschiedenen Preßluftmotoren sind die Werte $\dot{m}_B$ und p_B bekannt, u. zw. als Funktionen der für den Verbrauch kennzeichnenden Angaben (M, n bzw. A, z). Gemäß der Darstellung in Abb. 1 und 2 kann die Energieversorgung der Preßluftmotoren, mithin die erforderliche Preßluftmenge und der nötige Druck aus den Verbrauchsdaten bestimmt werden.

Aus dem bisherigen folgt, daß die Verbrauchsdaten den Druck und die Luftmenge bestimmen. Wenn beispielsweise der Preßluftdruck niedriger als erforderlich ist, leistet der mit konstantem Lastmoment arbeitende Preßluftmotor bei geringerer Drehzahl das gleiche Moment; die Leistung sinkt und damit auch die erforderliche Preßluftmenge.

Die Effektivität der Arbeit der Preßluftmotoren wird konventionell mit dem isothermischen Wirkungsgrad gekennzeichnet. Dieser Wirkungsgrad besagt, wie groß die eingeführte Leistung N_{isB} sein muß, um eine Nutzleistung N_h zu erzielen. In den obigen Abbildungen können die Punkte gleichen iso-

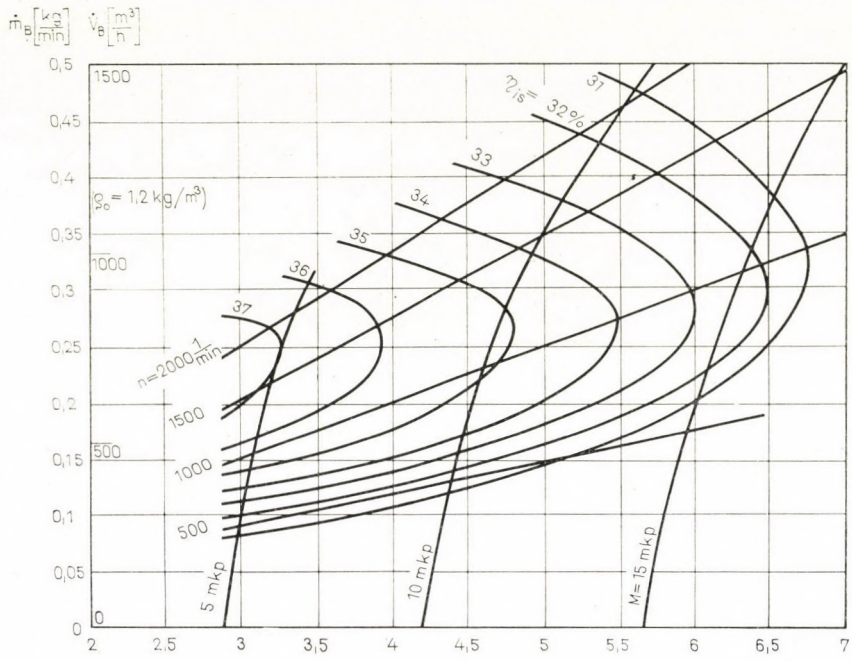

$\dot{m}_B\left[\frac{kg}{min}\right]$ $\dot{V}_B\left[\frac{m^3}{h}\right]$
0,5
0,45
0,4
0,35
0,3
0,25
0,2
0,15
0,1
0,05
0
1500
1000
500
0
$(\varrho_o = 1{,}2\ kg/m^3)$
$\eta_{is} = 32\%$
37
33
34
35
36
37
$n = 2000\frac{1}{min}$
1500
1000
500
5 mkp
10 mkp
M = 15 mkp
2
2,5
3
3,5
4
4,5
5
5,5
6
6,5
7

Abb. 1

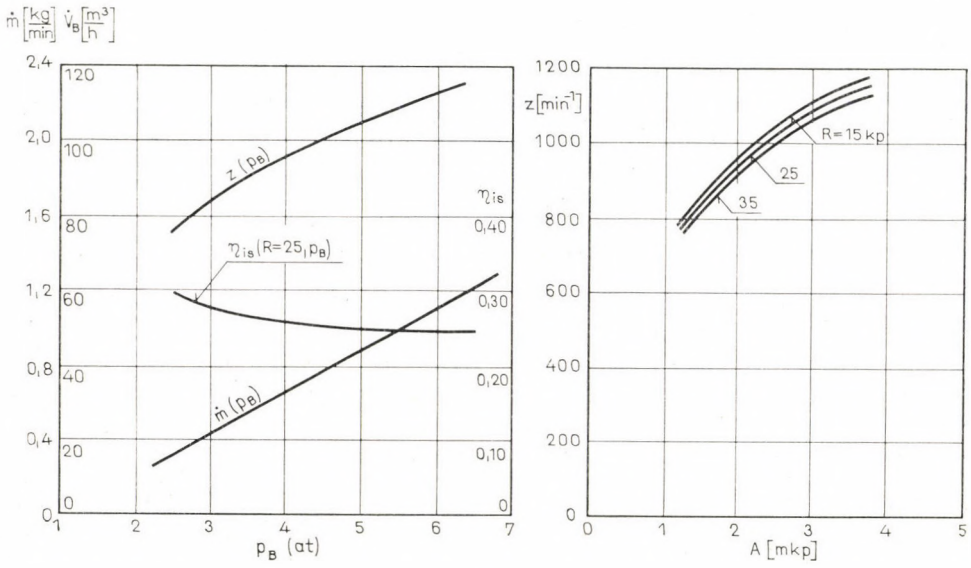

$\dot{m}\left[\frac{kg}{min}\right]$ $\dot{V}_B\left[\frac{m^3}{h}\right]$
2,4
2,0
1,6
1,2
0,8
0,4
0
120
100
80
60
40
20
0
$z(p_B)$
η_{is}
$\eta_{is}(R=25, p_B)$
$\dot{m}(p_B)$
0,40
0,30
0,20
0,10
0
1
2
3
4
5
6
7
p_B (at)
$z[min^{-1}]$
1200
1000
800
600
400
200
0
R = 15 kp
25
35
0
1
2
3
4
5
A [mkp]

Abb. 2

thermischen Wirkungsgrades miteinander verbunden werden. Die auf diese Weise erhaltenen Kurven umschreiben das zweckmäßige Anwendungsgebiet der Preßluftmotoren.

Wir nahmen an, daß die Preßluft von erforderlichem Druck in der nötigen Menge aus einem Preßluftbehälter von sehr großem Rauminhalt direkt

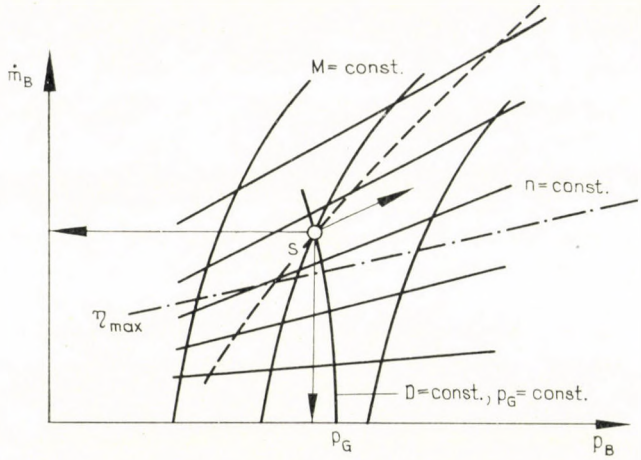


Abb. 3

dem Preßluftmotor zugeführt werden kann. Diese Bedingungen müssen aber den wirklichen Verhältnissen entsprechend verschärft werden. Die Preßluft gelangt meist über eine lange Rohrleitung aus dem Kompressor und dem Luftkessel zum Preßluftmotor, so daß der vor Ort meßbare Druck vom Luftbedarf nicht unabhängig ist. Zu einem gegebenen Druck vor Ort gehört also eine gegebene Luftförderleistung, bei welcher im Falle eines größeren Luftverbrauches der Druck sinkt, und umgekehrt bei sinkendem Luftverbrauch der Druck ansteigt.

Für Gruben-Leitungsnetze sei angenommen, daß in der großkalibrigen Hauptleitung der Druck (p_G) von der Luftförderung praktisch unabhängig ist, d. h., daß die Hauptleitung als Luftkessel von großem Volumen betrachtet werden kann. Je nach den Abmessungen der zum Luftmotor hin abgezweigten Rohrleitung ist der Druck am Luftmotor von der Preßluftmenge abhängig. Bei einer einzigen Rohrleitung kann der als konstant betrachtete Druck, der Druck des nach dem Kompressor angeordneten Luftkessels sein. In Kenntnis von p_G und D kann aufgrund des bisherigen der Arbeitspunkt des Preßluftmotors z. B. als Schnittpunkt der Widerstandskurve der Rohrleitung mit der Charakteristik der Preßluftmotors in der Ebene $\dot{m}_B - p_B$ ermittelt werden. Mit dem dabei erhaltenen Arbeitspunkt (S) ergibt sich dann auch die Luftmenge, der Druck vor Ort, die Drehzahl und der isothermische Wirkungsgrad. Auch die Nutzleistung kann hieraus bestimmt werden (Abb. 3). Demnach

läßt sich feststellen, daß das wirksame Arbeiten des Preßluftmotors bei gegebenem Belastungsmoment in hohem Maße von dem vor dem Preßluftmotor herrschenden Preßluftdruck (p_B) abhängig ist. Selbst ein geringes Sinken dieses Druckes verursacht einen starken Drehzahlabfall und damit ein Sinken der Leistung, oft auch eine beträchtliche Verschlechterung des Wirkungsgrades. Ferner kann auch festgestellt werden, daß bei Motoren, die mit konstantem Belastungsmoment arbeiten, zu einem gegebenen Kompressordruck bzw. einer gegebenen Hauptleitung ein Moment gehört, bei welchem der Preßluftmotor eben nicht mehr anläuft ($n = 0$). Bei einem solchen oder noch größeren Belastungsmoment kann das Arbeiten des Preßluftmotors nur durch Drucksteigerung vor dem Motor gesichert werden.

Im Allgemeinfall ist die Belastung in der Form $M = M(n)$ gegeben. Es wird dann in der Ebene $\dot{m}_B - p_B$ in der Charakteristik des Preßluftmotors auch die bekannte Belastungsbeziehung $M = M(n)$ eingezeichnet (Abb. 3, die gestrichelt dargestellte Linie). Oft und leicht kann es vorkommen, daß der Arbeitspunkt auf der gegebenen Belastungskurve mit einem schlechten Wirkungsgrad verbunden ist. In diesem Falle ist eine Änderung der Preßluftmotor-Charakteristik durch Reglung oder die Abänderung der Widerstandskurve der Rohrleitung durch Änderung des Druckes p_G erforderlich, um einen Arbeitspunkt zu erhalten, der einen Betrieb mit gutem Wirkungsgrad sichert. Es liegt auf der Hand, daß die Drosselregelung in dieser Hinsicht keine günstige Lösung bringen kann.

Bei den Abbauhämmern erfolgt die Ermittlung des Arbeitspunktes in ähnlicher Weise, doch ist — im Gegensatz zum vorherigen — die Schlagzahl durch den gegebenen Druck schon bestimmt, und daraus ergibt sich auch die zum günstigen Anpreßdruck gehörige Schlagarbeit.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß ein günstiger Betrieb der im allgemeinen in weiten Belastungsgrenzen arbeitenden Preßluftmotoren nur durch die Regelung mit gutem Wirkungsgrad des Verbraucherdruckes und der Luftmenge oder durch die Regelung mit gutem Wirkungsgrad der Preßluftmotoren erzielt werden kann.

Letzteres kann nur bei einigen Typen der Preßluftmotoren als gelöst betrachtet werden. Die meisten Preßluftmotoren sind nicht regelbar, so daß bei ihrem Betrieb ein guter Wirkungsgrad bis zu einem gewissen Grade Glückssache ist. Deshalb befassen wir uns weiterhin nur mit den Möglichkeiten einer Regelung des Netzdruckes und damit des Druckes vor Ort.

Dem Druck vor Ort und der Preßluftmenge ist durch den Druck der Kompressoren und den Druck in der Preßluftzuführungsanlage sowie durch die Güte und Abmessungen des ausgebauten Leitungsnetzes eine obere Grenze gesetzt. Der Enddruck der Kompressoren läßt sich zwar regeln, und durch das Regeln der Luftmenge je nach Verbrauchsbedarf kann dieser Enddruck auf konstantem Wert gehalten werden. Hierdurch aber ist das vorliegende Problem

noch nicht gelöst, da im Falle vieler Verbraucher die Preßluftmotoren verschiedenen Typs – um mit gutem Wirkungsgrad zu arbeiten — jeweils einen anderen Druck erfordern. Aufgrund des Vorhergehenden bedürfen die Preßluftmotoren eines in weiten Grenzen gut einstellbaren Druckes vor Ort, wobei auch der Gesamtwirkungsgrad der ganzen Preßluft-Energieübertragung einen günstigen Wert betragen muß. Die gegenwärtig angewendeten Systeme können diese Bedingung nicht erfüllen. Bei der in konventioneller Weise ausgestalteten Preßluft-Energieübertragung kann in den Kompressoranlagen über Tage mit Turbokompressoren Preßluft von $p_A = 7$ at Druck bzw. ein — je nach dem Rohrnetz — bis vor Ort auf $p_B = 4$ at verminderter Druck gesichert werden. Wohl kann diese Veränderung mit gutem Wirkungsgrad durchgeführt, doch nur im seltensten Falle auch bei den Preßluftmotoren ein guter Wirkungsgrad erzielt werden.

Unter Gesamtwirkungsgrad der herkömmlichen Preßluft-Energieübertragung versteht man den Bruchwert aus der am Preßluftmotor erzielten Nutzleistung (N_h) und der in die Kompressoranlage eingeführten Leistung, wobei der Einzel-Wirkungsgrad des elektrischen Stromnetzes vor den Elektromotoren, der der Elektromotoren selbst, ferner der isothermische und mechanische Wirkungsgrad des Kompressors, der der Preßluftzuführungsleitung sowie der isothermische und mechanische Wirkungsgrad der Preßluftmotoren zu berücksichtigen sind:

$$\eta = \eta_{\text{Netz}}\, \eta_{\text{Elm.}}\, \eta_{\text{K. is}}\, \eta_{\text{K. mech.}}\, \eta_{\text{Lt.}}\, \eta_{\text{Prm. is}}\, \eta_{\text{Prm. mech.}}$$

Die Größe des Gesamtwirkungsgrades ergibt aufgrund von Durchschnittswerten:

$$\eta = 0{,}95 \cdot 0{,}90 \cdot 0{,}65 \cdot 0{,}95 \cdot 0{,}60 \cdot 0{,}35 \cdot 0{,}85 \simeq 0{,}09.$$

Einen besseren Energieübertragungswirkungsgrad sowie eine — hinsichtlich der Preßluftmotoren — totale Lösung dieser Frage bedeutet die Verwendung elektrisch betriebener Kompressoren vor Ort, insofern diese Lösung auch in Anbetracht der Investitionskosten ökonomisch, und der Betrieb untertägiger Kompressoren aus Sicherheits- und Grubenklima-Gründen statthaft ist. Auf diese Weise lassen sich hohe Energieleitungskosten und beträchtliche Investitionskosten einsparen. Bei der Preßlufterzeugung vor Ort werden die Luftverdichter in den Verbrauchsstellen nahe gelegenen, gut belüftbaren Knotenpunkten eingebaut, von wo aus die Preßluft nur mehr über kurze, gut bemessene Rohrleitungen dem Verbraucher zugeführt werden muß. In Kenntnis der gegebenen Arbeitsmaschine und des Preßluftmotors kann der Druck der erzeugten Preßluft durch Regeln des Kompressors vor Ort optimal eingestellt werden. Hier treten die in weiten Luftmengengrenzen mit gutem Wirkungsgrad regelbaren, wenig Raum beanspruchenden, leicht montierbaren

Luftverdichtertypen, in erster Linie die Schraubenverdichter, in den Vordergrund.

Diese Lösung kommt selbstredend in erster Linie bei der Neuanlage von Gruben oder Schachtbetrieben in Frage, wo durch den Preßluftbetrieb die auf ein großes Gebiet verstreuten Preßluftmotoren von kleinem spezifischem Preßluftbedarf versorgt werden sollen, oder in schlagwetterfreien Betrieben.

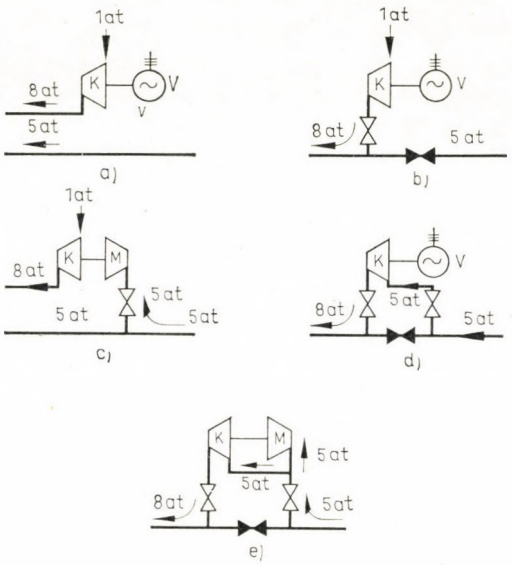


Abb. 4

Eine Kombination der beiden Lösungen besteht darin, daß das Rohrnetz zur Versorgung jener Preßluftmotoren beibehalten wird, die eines kleinen Druckes bedürfen, und zur Versorgung der einen höheren Druck erfordernden Preßluftverbraucher Hochdruckkompressoren vor Ort oder Drucksteigerungsverdichter angewendet werden. Die Lösung der Erzeugung höherer Drücke sei hier in 5 Varianten dargestellt (Abb. 4). Bei Variante (*a*) wird für Nieder-, und Hochdruckpreßluft je eine gesonderte Rohrleitung vorgesehen; der Kompressor vor Ort erhält einen elektrischen Antrieb. Bei Variante (*b*) wird die ursprüngliche Niederdruckleitung mit einem Schieber abgesperrt und hinter dem Schieber die Rohrleitung als Hochdruckleitung benützt. In Variante (*c*) gibt es keinen Elektromotor; anstatt dessen treibt der mit Niederdruckpreßluft gespeiste Luftmotor den Hochdruckkompressor vor Ort an. Schließlich arbeitet bei den beiden letzten Varianten (*d*, *e*) der Kompressor vor Ort als Drucksteigerer, der die schon vorgepreßte Luft weiter verdichtet. Der Antrieb des Drucksteigerers kann durch einen Elektromotor oder durch einen mit Niederdruckpreßluft betriebenen Preßluftmotor erfolgen.

Werden die Kompressoren in der Nähe der Arbeitsstelle eingebaut und das Luftverdichten von atmosphärischem Druck aus durchgeführt, so muß für eine entsprechende Kühlung der Kompressoren gesorgt werden. Zuverlässig läßt sich die Kühlung mit Wasser erzielen; zu diesem Zweck muß die Wasserleitung bis an den Kompressor vor Ort ausgebaut werden.

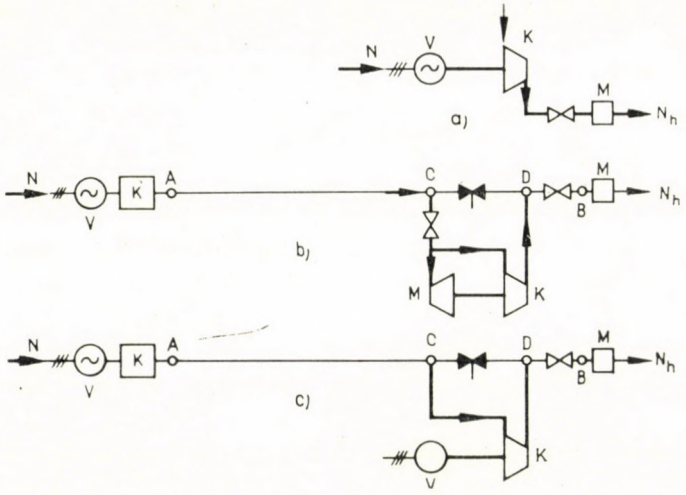


Abb. 5

Unter den vorhergehend erörterten möglichen Lösungen kommen in erster Linie die Lösungen mit Anwendung von Drucksteigerern in Frage. In letzterem Falle treten wegen des geringen Unterschiedes der Drücke keine nennenswerte Erwärmungen auf, so daß die Kühlung kein Problem darstellt, und hiefür auch eine Luftkühlung entspricht.

Im folgenden sollen drei, von der konventionellen zwar abweichende, jedoch zweckmäßige Lösungen hinsichtlich der Energiekosten miteinander verglichen werden.

Bei der in Betracht gezogenen Variante wird die Preßluft vor Ort erzeugt. Die vereinfachte Skizze der Preßluft-Energieübermittlung ist für diesen Fall in Abb. 5*a* dargestellt. Der Wirkungsgrad der Preßluft-Energieübertragung ergibt sich aus der Beziehung

$$\eta = \eta^*_{\text{Netz}}\,\eta^*_{\text{Elm.}}\,\eta^*_{\text{K. is.}}\,\eta^*_{\text{K. mech.}}\,\eta_{\text{Prm. is.}}\,\eta_{\text{Prm. mech.}}$$

Hierin bedeuten:

η^*_{Netz}	Wirkungsgrad des Speisenetzes vor dem Elektromotor
$\eta^*_{\text{Elm.}}$	Wirkungsgrad des Elektromotors vor Ort
$\eta^*_{\text{K. is}}$	isothermischer Wirkungsgrad des Kompressors vor Ort
$\eta^*_{\text{K. mech.}}$	mechanischer Wirkungsgrad des Kompressors vor Ort

$\eta_{\text{Prm. is}}$ isothermischer Wirkungsgrad des verbrauchenden Preßluftmotors
$\eta_{\text{Prm. mech.}}$ mechanischer Wirkungsgrad des verbrauchenden Preßluftmotors.
Nach Einsetzen von Durchschnittswerten ergibt sich als Wirkungsgrad der Energieübertragung

$$\eta = 0{,}95 \cdot 0{,}90 \cdot 0{,}65 \cdot 0{,}95 \cdot 0{,}35 \cdot 0{,}85 = 0{,}16.$$

Der Wirkungsgrad der Energieübertragung erhöht sich also dann erheblich, wenn die bei der Zuführung der Preßluftenergie entstehenden Leitungsverluste wegfallen. Hierzu kommen noch die Einsparungen an Investitions- und Instandhaltungskosten für das Rohrnetz. Dagegen verursachen die vielen Kompressoren und Elektromotoren vor Ort Mehrkosten. Nur durch eine auf den örtlichen Verhältnissen beruhende Wirtschaftlichkeitsberechnung kann die Frage entschieden werden, ob im gegebenen Falle der Ausbau eines herkömmlichen Preßluft-Energienetzes zweckmäßig oder eine mit Kompressoren vor Ort getroffene Lösung begründet ist.

Als zweite Variante soll von den vor den Preßluftverbrauchern einzubauenden Drucksteigerungsgeräten die Lösung gemäß Abb. 5*b* geprüft werden. Durch Anwendung der bereits bekannten Methode [1, 2] ergibt sich — wobei bemerkt sei, daß zwischen den Punkten *G* und *D* genau genommen nicht eine Leitung der Energie, sondern eine Drucksteigerung stattfindet — der Wirkungsgrad aus der Beziehung

$$\eta_{\text{Lt.}} = \eta_{\text{Lt. AC}}\, \nu_{\text{CD}}\, \eta_{\text{Lt. DB}} = \eta_{\text{Lt. AC}} \frac{\dot{m}_D}{\dot{m}_C} \frac{T_D}{T_C} \frac{\ln \dfrac{p_D}{p_0}}{\ln \dfrac{p_C}{p_0}} \eta_{\text{Lt. DB}},$$

in welcher

$$\frac{\dot{m}_D}{\dot{m}_C} = \frac{\dot{m}_D}{\dot{m}_D + \dot{m}^*_{\text{Prm.}}} = \frac{1}{1 + \dfrac{\dot{m}^*_{\text{Prm}}}{\dot{m}_D}} \text{ ist,}$$

und worin $\dot{m}^*_{\text{Prm.}}$ den Preßluftverbrauch des drucksteigernden Preßluftmotors bedeutet.

Der im Nenner erscheinende Quotient kann daraus ermittelt werden, daß die an der Welle des drucksteigernden Preßluftmotors erhaltene Leistung (N_t) gleichzeitig die Eintrittsleistung der Kompressoren vor Ort ist, laut Beziehung:

$$N_t = \eta^*_{\text{Prm. is.}}\, \eta^*_{\text{Prm. mech.}}\, N^*_{\text{Prm. is}} = \frac{N^*_{\text{K. is}}}{\eta^*_{\text{K. is}}\, \eta^*_{\text{K. mech.}}}.$$

Werden als isothermische Leistungen des drucksteigernden Preßluftmotors und des Kompressors die Werte

$$N^*_{\text{Prm. is.}} = \dot{m}^*_{\text{Prm.}} R_l T_C \ln \frac{p_C}{p_0}$$

und

$$N^*_{\text{K. is}} = \dot{m}^*_D R_l T_D \ln \frac{p_D}{p_C}$$

eingesetzt, so erhält man folgendes Verhältnis der Luftmengen:

$$\frac{\dot{m}^*_M}{\dot{m}_D} = \frac{1}{\eta^*_{\text{Prm. is.}} \eta^*_{\text{Prm. mech.}} \eta^*_{\text{K. is.}} \eta^*_{\text{K. mech}}} \frac{\ln \frac{p_D}{p_C}}{\ln \frac{p_C}{p_0}} .$$

Ist dieses Verhältnis bekannt, so ergibt sich der Wirkungsgrad der Energieübertragung zwischen den Punkten C und D, — richtiger — der Leistungsfaktor der Drucksteigerung zwischen den Punkten C und D laut Beziehung:

$$\pi\eta_l = \eta^*_{\text{Prm. is.}} \eta^*_{\text{Prm. mech.}} \eta^*_{\text{K. is.}} \eta^*_{\text{K. mech.}}$$

und durch Verwendung der Bezeichungen $T_C = T_D$

$$\nu_{CD} = \frac{\ln \frac{p_D}{p_0}}{\ln \frac{p_C}{p_0} + \frac{1}{\pi\eta^*_l} \ln \frac{p_D}{p_C}} .$$

Wird mit den Durchschnittswerten ($p_C = 4$ at, $p_D = 6$ at) gerechnet, so beträgt der Wirkungsgrad des Drucksteigerers

$$\nu_{CD} = \frac{\ln 6}{\ln 4 + \frac{\ln 1{,}5}{0{,}35 \cdot 0{,}85 \cdot 0{,}80 \cdot 0{,}95}} = 0{,}57 .$$

Das Zugegensein des Drucksteigerers verursacht demnach eine weitere Verminderung des früheren Gesamtwirkungsgrades.

Ist der Drucksteigerungskompressor vor Ort ein Luftverdichter, der mit einem Elektromotor angetrieben wird, so kann dieser Vorgang wegen der von außen erfolgenden Energiezuführung nicht einfach — ähnlich dem vorhergehenden Fall — als Preßluft-Energietransformation betrachtet werden. Der Gesamtwirkungsgrad der Preßluft-Energieübertragung ist dann

$$\eta = \frac{N_h}{N_{\text{Elm.}} + N^*_{\text{Elm.}}} ,$$

worin die Eintrittsleistungen der Elektromotoren $N_{\text{Elm.}}$ und $N_{\text{Elm.}}$ ausgedrückt werden können, wenn in Betracht gezogen wird, daß im C-Punkt der Energie-Inhalt der Preßluft

$$N_{C.\,\text{is.}} = \eta_{\text{Netz}}\,\eta_{\text{Elm}}\,\eta_{\text{K.\,is.}}\,\eta_{\text{K.mech.}}\,\eta_{\text{Lt.\,AC}}\,N_{\text{Elm.}}\,,$$

im D-Punkt aber

$$N_{D.\,\text{is.}} = N_{C.\,\text{is.}} + \eta^*_{\text{Netz}}\,\eta^*_{\text{Elm.}}\,\eta^*_{\text{K.\,is.}}\,\eta^*_{\text{K.\,mech.}}\,N^*_{\text{Elm.}}\,,$$

ferner die Nutzleistung

$$N_h = \eta_{\text{Prm.\,is.}}\,\eta_{\text{Prm.\,mech.}}\,N_{B\,\text{is.}} = \eta_{\text{Prm.\,is.}}\,\eta_{\text{Prm.\,mech.}}\,\eta_{\text{Lt.\,DB}}\,N_{D.\,\text{is.}}$$

ist.

Durch Einsetzen dieser Ausdrücke ergibt sich der Gesamtwirkungsgrad der Energieübertragung aus:

$$\eta = \eta_{\text{Netz}}\eta_{\text{Elm.}}\eta_{\text{K.is.}}\eta_{\text{K.mech.}}\,\eta_{\text{Lt.AC}}\,\frac{\dfrac{\eta^*_{\text{Netz}}\,\eta^*_{\text{Elm.}}\,\eta^*_{\text{K.\,is.}}\,\eta^*_{\text{K.mech.}}}{\eta_{\text{Netz}}\,\eta_{\text{Elm.}}\,\eta_{\text{K.\,is.}}\,\eta_{\text{K.\,mech.}}\,\eta_{\text{Lt.\,AC}}}\,\dfrac{N^*_{\text{Elm.}}}{N_{\text{Elm.}}}}{1+\dfrac{N^*_{\text{Elm.}}}{N_{\text{Elm.}}}}\,\cdot$$

$$\cdot\,N_{\text{Lt.\,DB}}\,\eta_{\text{Prm.\,is.}}\,\eta_{\text{Prm.\,mech.}}$$

Weiterhin werden die einzelnen Methoden der Drucksteigerung mit der zentralen Kompressoranlage in Beziehung gebracht, indem der Wirkungsgrad der Energieübertragung durch den Wirkungsgrad der mit der zentralen Kompressoranlage realisierbaren Energieübertragung dividiert wird. Diesen Faktor nennen wir Energieausnutzungsfaktor.

Den Energieausnutzungsfaktor für eine Drucksteigerung durch Elektromotorantrieb erhält man, wenn im Drucksteigerer keine Undichtigkeitsverluste auftreten ($\dot{m}_C = \dot{m}_D$), ferner mit guter Annäherung $T_C = T_D$ ist, und die Bezeichnungen $\Pi\eta$ und $\Pi\eta^*_{\text{El.}}$ verwendet werden aus der Beziehung:

$$v_{\text{El.}\,CD} = \frac{1+\dfrac{\Pi\eta^*_{\text{El.}}}{\Pi\eta}\,\dfrac{N^*_{\text{Elm}}}{N_{\text{Elm.}}}}{1+\dfrac{N^*_{\text{Elm.}}}{N_{\text{Elm.}}}} = \frac{N_{D.\text{is}}}{N_{C\,\text{is.}}+\dfrac{\Pi\eta}{\Pi\eta^*_{\text{El.}}}\,N^*_{\text{K.\,is}}} =$$

$$= \frac{\ln\dfrac{p_D}{p_0}}{\ln\dfrac{p_C}{p_0}+\dfrac{\Pi\eta}{\Pi\eta^*_{\text{El.}}}\ln\dfrac{p_D}{p_C}}$$

Werden Durchschnittswerte in die obige Gleichung eingesetzt, so erhält man als Ausnützungsfaktor

$$\nu_{\text{El. }CD} = \frac{\ln 6}{\ln 4 + \dfrac{0{,}95 \cdot 0{,}90 \cdot 0{,}65 \cdot 0{,}95 \cdot 0{,}65}{0{,}95 \cdot 0{,}90 \cdot 0{,}80 \cdot 0{,}95} \ln 1{,}5} = 1{,}12 .$$

Die vor Ort für Drucksteigerung aufgewendete elektrische Leistung kann also besser ausgenützt werden als die der Kompressoranlage zugeführte Leistung.

Die Differenz zwischen den beiden Arten der Drucksteigerung kann durch das Verhältnis ihrer Faktoren ausgedrückt werden:

$$\frac{\nu_{\text{El. }CD}}{\nu_{\text{Pr. }CD}} = \frac{1{,}12}{0{,}57} = 1{,}97 .$$

Dies besagt, daß die Verwendung des elektrischen Antriebes zur Drucksteigerung unter den gegebenen Verhältnissen im Vergleich zu der Drucksteigerung mit Verwendung eines Preßluftmotors eine um 97% bessere Energieausnützung der Eintrittsleistung ergibt.

Durch Anwendung der erörterten analytischen Methode — die die Deutung des Wirkungsgrades der Preßluftweiterleitung [1] und die in obigem dargelegte Prüfung der Betriebsverhältnisse der Preßluftmotoren ermöglichte — wurden die in der Praxis realisierbaren Lösungen für Preßluft-Energieübertragung in energetischer Hinsicht auswertbar und miteinander numerisch vergleichbar. Aufgrund der angestellten Untersuchungen konnten wir feststellen, um wieviel niedrigere Energiekosten bei der Anwendung von elektrisch angetriebenen Drucksteigerern vor Ort gegenüber den Kosten einer Versorgung durch eine obertägige zentrale Kompressoranlage erwachsen. Die Wahl zwischen den beiden Alternativen kann natürlich nur aufgrund einer Wirtschaftlichkeitsberechnung erfolgen, die außer den örtlichen Gegebenheiten auch die Gestaltung der Investitionskosten berücksichtigt. Diese Frage aber gehört nicht zum Thema der vorliegenden Abhandlung. Ist das Anlegen elektrisch angetriebener Kompressoren vor Ort nicht möglich oder nicht ökonomisch, so muß mit der zentralen Kompressoranlage im Rohrnetz ein Druck sichergestellt werden, der den Verbrauchern mit Niederdruck-Bedarf entspricht, während vor den Verbrauchern mit Hochdruckbedarf möglichst elektrisch angetriebene Drucksteigerungskompressoren angewendet werden sollen. Die energetischen Auswirkungen dieser Lösung können auch aufgrund der durchgeführten Untersuchungen numerisch verfolgt werden. Als allgemeine Bemerkung sei noch hinzugefügt, daß in Gruben, die mit klimatischen Schwierigkeiten zu kämpfen haben, infolge der Wärmeentwicklung der Elektromotoren die Kühlwirkung vor Ort, die bei der Preßluftversorgung durch eine obertägige Kompressoranlage die Preßluft-Energieübertragung kennzeichnet, ganz oder — bei der Anwendung elektrisch betriebener Drucksteigerer vor Ort — nur teilweise in Wegfall kommt.

SCHRIFTTUM

1. TARJÁN, I.—DEBRECZENI, E.: Leitungsuntersuchungen für Druckluftenergie. *Acta Technica Hung.*, 59 (1966), 3—4.
2. TARJÁN, I.—DEBRECZENI, E.: Die ökonomische Bemessung der im Bergbau angewendeten Preßluft-Rohrleitungen. *Bányászati Lapok*, 100 (1967), 743—750 und 808—815.

INVESTIGATION ON THE ECONOMICAL FUNCTION OF EQUIPMENTS USING COMPRESSED AIR AND THE POSSIBILITIES OF THE DEVELOPMENT OF THE ENERGY-TRANSMISSION OF COMPRESSED AIR ON WORKING PLACES IN MINES

I. TARJÁN—E. DEBRECZENI

SUMMARY

A method is given for investigating the working conditions of equipments using compressed air. The possibilities of compressed air power supply in the mining is dealt with and the efficacity of compressed air energy transmission has been determined. On base of the investigation authors compared the different methods of compressed air energy transmission from the energetical point of view.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭКОНОМИЧНОЙ РАБОТЫ АБОНЕНТОВ НА СЖАТОМ ВОЗДУХЕ И ВОЗМОЖНОСТИ РАЗВИТИЯ ПЕРЕДАЧИ ЭНЕРГИИ СЖАТЫМ ВОЗДУХОМ НА РАБОЧЕМ МЕСТЕ В ГОРНОМ ДЕЛЕ

И. ТАРЯН—Э. ДЕБРЕЦЕНИ

РЕЗЮМЕ

Излагается метод для исследования производственных условий абонентов на сжатом воздухе. Сообщаются различные возможности обеспечения энергией с использованием сжатого воздуха в горном деле и с учетом энергетических условий определяется эффективность передачи энергии сжатым воздухом. На основе исследований, с энергетической точки зренияг, авторы сравнивают различные методы передачи энергии сжатым воздухом.

Acta Geodaet., Geophys. et Montanist. Acad. Sci. Hung., Tomus 6 (1—2), pp. 141—153 (1971)

ON THE LATITUDE DEPENDENCE OF PC-TYPE PULSATIONS

J. CZ. MILETITS

GEOPHYSICAL RESEARCH LABORATORY OF THE HUNGARIAN ACADEMY OF SCIENCES, SOPRON

[Manuscript received December 28, 1969]

The paper first summarizes the investigations carried out by different authors on the latitude dependence of the period of pc-type pulsations. Using records of 30 observatories the author establishes the shortening of the period of geomagnetic pulsations with decreasing geomagnetic latitude from the direction of the auroral zones to the equator.

Pulsations are short-period variations in the electromagnetic field of the Earth. Their periods are comprised between some seconds and some hundreds of seconds.

Several authors have already dealt with the properties of simultaneous pulsations in far-off observatories. For the amplitude of the pulsations a strong increase is proved between the equator and the auroral zones. The dependence or independence of the period on the geomagnetic latitude is, however, disputed.

Based on statistical data from eleven observatories between geomagnetic latitudes 28° and 67°N, OBAYASHI and JACOBS [1] tried to show that the periods of geomagnetic pulsations became longer with increasing geomagnetic latitude (Φ): they have found a linear relation between period and $\cos^{-2}\Phi$. This statement was later withdrawn by JACOBS [2].

JACOBS and SINNO [3] have shown later for 17 stations in North America and in the Pacific (between geomagnetic latitudes 68,6°N and 77,8°S) that the period is constant for pc-s with periods longer than 30 seconds, but not for shorter periods.

From simultaneous records of three Australian stations (between geomagnetic latitudes 28°S and 51°S), ELLIS [4] failed to find any appreciable variation with latitude. DUNCAN [5], however, established a distinct and rather great dependence on the latitude for the same three stations and for six further stations (the latter data were collected from different authors).

LOCK and STEVENS [6] stated that pc-s appear in the same frequency domain, but not coherently, at two stations spaced about 6750 km in the Atlantic ($\Phi = 51°N$ and 8°S).

In June 1961 pc-s were recorded at three German stations with standardized equipments in all the three components H, D and Z. (Φ from 48,9° to 54,6°N). VOELKER [7] has found that pulsations often were different at these

stations. The periods differ mainly in the component H, and in most cases they increase with increasing latitude. The same distribution characterizes the pse--type variations, too. A longer series of records gave similar results [8].

BOLSHAKOVA and ZYBIN [9] proved the latitude dependency of the periods of pc pulsations for five stations ($\Phi = 63°N$ to $25°N$). The period of the pulsations was in Lovosero ($\Phi \sim 63°N$) about 2 or 3 minutes, in Tamanrasset ($\Phi \sim 25°N$) only 6 to 15 sec.

Based on the spectral analysis of records from three stations in Middle America, KOMACK et al. [10] state that on the spectral peak of pulsations the coherency is good. A latitude dependency has not been found, or it was very slight. Their published spectra, however, show that longer periods prevail at higher latitudes.

SAITO [11] concludes from the material of 26 stations that the period of pc 2, 3 does not depend on the latitude, or this dependence is very slight. In the case of pc 4 and pc 5 he found longer periods at higher latitudes.

HERRON and HEIRTZLER [12] made simultaneous measurements at eight American stations between $\Phi = 36°$ and $61°N$ and at a basic station at $\Phi = 50°N$. Standardized rubidium magnetometers were used. No latitude dependence could be detected for pi 2, or for pc-s.

USHER and STUART [13] compared records from three English stations nearly at the same longitude and between geomagnetic latitudes $62{,}5°N$ and $54{,}6°N$. Rubidium magnetometers were used. The maximum of the spectrum of pc-s lies at 30 sec in Lerwick ($\Phi = 62{,}5°N$), at 60 sec in Eskdalemuir, with a secondary maximum at 25 sec ($\Phi = 58{,}4°N$) and at 40 sec in Hartland ($\Phi = 54{,}6°N$). This result can be brought into concordance with previous ones if the possibility of overtunes is taken into account.

VOELKER [14] extended his investigations to the North at the Swedish observatories Enköping and Kiruna in order to re-examine his earlier results received in a restricted latitude interval of only 5,6°. His interval increased now to 16,2° ($\Phi = 65{,}1$ to $48{,}9°N$). The frequency of the appearance of regular sinusoids decreases to the North. The period of the variations in the H component increases with increasing geomagnetic latitude. In Enköping sometimes, in Kiruna often, there appear pulsations with periods shorter than in the southern observatories. Rather seldom the latitude dependence appeared in the component D, too.

Based on an analysis of pulsation records from Wingst ($\Phi = 54{,}6°N$) and Niemegk ($\Phi = 52{,}2°N$), FANSELAU could prove a clear latitude dependence for pc 4, even for pc 3. For pulsations with periods of 36 sec there is a difference of 3 to 4 sec between the two observatories.

OBERTS and RASPOPOV [16] investigated 27 cases of pc 5, recorded between the geomagnetic latitudes $60°N$ and $71°N$. This material also yielded a dependence of the period on the geomagnetic latitude.

ELEMAN [17] investigated 34 cases of pc between February 1963 and January 1964 at the same five stations as VOELKER. The periods of pc-s in the component H increase from the South to the North for the three southernmost stations (Fu, Gt, Wn). The same result was obtained for the components D and Z, too, in contrast with VOELKER. In Wingst the period is a maximum, and the periods do not increase further to the North. VOELKER [14] found between 6 and 8 h UT two maxima in the spectrum at Enköping; in case of pc-s with periods of 70 sec the variations with latitude dependent periods appeared at all the five stations, but in the observatories Kiruna and Enköping a further maximum appeared at 30 sec, being not present at southern stations. ELEMAN could not distinguish two maxima. This result, however, does not mean that the two maxima never appear, as he did not treat the longer periods in the paper quoted.

VOELKER [18] has shown not only the periods of pc, but also those of pse, appearing simultaneously with ssc-s and si-s, to be latitude dependent. For this purpose he investigated the records of stations between $\Phi = 20°$ and 68° with a longitude interval of 135°. The pulsations with latitude dependent periods are restricted to the dayside of the Earth.

VERŐ [19] has studied the latitude dependence of micropulsations using the records of the stations Niemegk ($\Phi = 52{,}2°$), Nagycenk ($\Phi = 47{,}2°$) and Tamanrasset ($\Phi = 25{,}4°N$). The period of the most frequent pulsations, i.e. of pc 3 was shorter at the lower latitude stations. The decrease in periods between Niemegk and Nagycenk was 3 to 4 per cent per degree geomagnetic latitude, between Nagycenk and Tamanrasset taking the periods with maximal frequency of appearance into consideration it was less than 1 per cent.

TÁTRALLYAY [20] investigated some intervals with pc 3 activity, but she failed to find any period increase toward the poles. She hints, however, at pulsations with periods of three to four minutes which appear in the polar zones simultaneously with normal pc-s in lower latitudes (periods about 30 sec).

*

Theoretical problems of the latitude dependency were treated by DUNGEY and later by SIEBERT. According to DUNGEY [21], in the magnetosphere there is a special kind of standing hydromagnetic waves with resonant periods systematically changing with latitude. This change of period ought to appear in the component D, and not in H, as found by VOELKER. In order to bring theory and measured values into accord, SIEBERT [22] introduced the theory of lamellar propagation in the magnetospheric plasma.

The magnetospheric plasma has a lamellar structure (sheets and tubes), plasma density being continuous along geomagnetic lines of force, discontinuous normal to them. In case of continuous pulsations, the hydromagnetic disturbance is more or less periodic containing eigenperiods of the lamellae, too.

Table I

List of observatories

Observatory	Sign	Geographic latitude	Geographic longitude	Geomagnetic latitude	Geomagnetic longitude
		φ	λ	Φ	Λ
Godhavn	Go	*N* 69°14′	*W* 53°31′	79,9°	32,5°
Leirvogur	Le	64°11′	21°42′	70,2	71,0
Point Barrow	PB	71°18′	156°45′	68,6	241,2
College	Co	64°52′	147°50′	64,6	256,5
Meanook	Me	54°37′	113°20′	61,9	301,0
Sitka	Si	57°04′	135°20′	60,0	275,4
Eskdalemuir	Es	55°19′	3°12′	58,5	82,9
Valentia	Vl	51°56′	10°15′	56,6	73,5
Rude Skov	RS	55°51′	*E* 12°27′	55,8	98,5
Wingst	Wn	53°45′	9°04′	54,5	94,0
Borok	Bo	58°02′	38°20′	52,9	123,0
Göttingen	Gt	51°32′	9°57′	52,3	93,7
Garchy	Ga	47°17′	3°04′	~50,3	~ 84,4
Fredericksburg	Fr	38°12′	*W* 77°22′	49,6	349,8
Budkov	Bu	49°04′	*E* 14°01′	49,1	96,2
Fürstenfeldbruck	Fu	48°10′	11°17′	48,9	92,4
Nagycenk	Nc	47°38′	16°43′	47,2	98,3
Battonya*	B	46°20′	21°00′	~45,6	~101,2
San Miguel	SM	37°46′	*W* 25°39′	45,6	50,9
Uzur	Uz	53°19′	*E* 107°44′	~41,5	~180,7
Shamanka	Sa	~53°15′	~105°31′	~41,4	~176,9
Tucson	Tu	32°15′	*W* 110°50′	40,4	312,2
Onagawa	On	38°26′	*E* 141°28′	28,4	206,7
Tamanrasset	Ta	22°47′	5°31′	26,0	81,3
M'Bour	MB	14°24′	*W* 16°58′	21,3	55,0
Honolulu	Ho	21°18′	158°06′	21,1	266,5
Paramaribo	Pa	5°50′	55°10′	17,0	14,5
Guam	Gu	13°35′	*E* 144°52′	4,0	212,9
Apia	Ap	*S* 13°48′	*W* 171°46′	—16,0	260,2
Hermanus	Hr	34°25′	*E* 19°14′	—33,7	81,7

* Temporary station

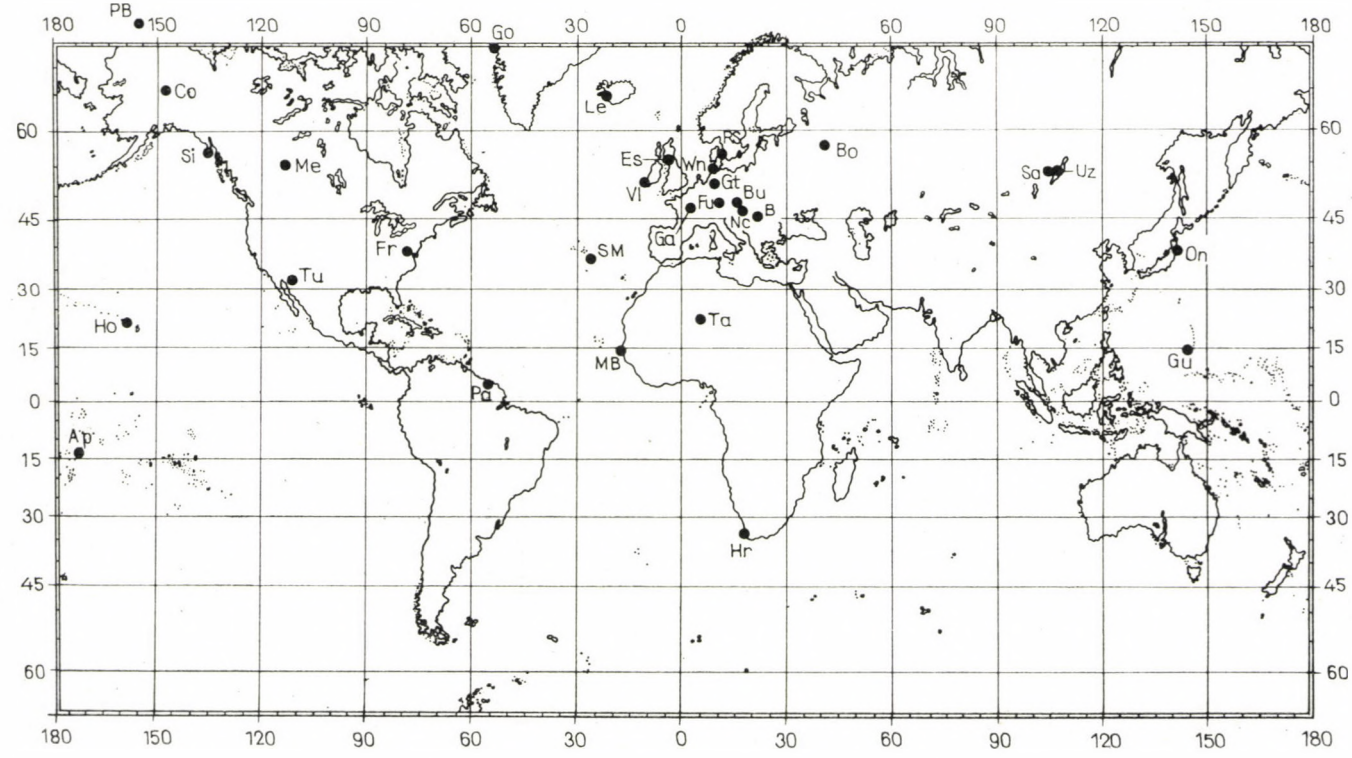


Fig. 1. Map of the observatories with geographic co-ordinates

Each lamella can oscillate with its own resonant periods, but not necessarily at the same time as the adjacent lamellae: on the other hand forced oscillation can also appear at neighbouring stations. If the average period of adequately long intervals are determined, then the characteristic eigenperiod of the lamella prevails at a given latitude.

Table II

Data of the pc pulsations used

Number	Date	Time (UT)	Sign
1	Febr. 14, 1961	$20^h\ 10^m$—$20^h\ 40^m$	X.
2		22 45 —23 05	VIII.
3	June 20	1 49 — 1 59	IV.
4	July 20	8 54 — 9 05	I.
5		17 22 —17 37	VII.
6		23 30 —23 50	V.
7	Aug. 16	2 29 — 2 40	III.
8		8 45 — 9 32	IX.
9	Aug. 17	7 55 — 7 59	II.
10		14 22 —14 32	VI.

The present paper deals with the latitude dependence of pc-type pulsations, too. The basic material of the investigation included magnetic and earth current records of 30 observatories, listed in Table I. The author thanks all persons and institutions who made records available to her. (Geographic distribution of the observatories is presented in Fig. 1.) Naturally, not all records from these observatories were available; in the average about 20 observatories could be used in a given time. The pulsation events used are summarized in Table II. This shows that the longest series possible were used for the determination of the average periods. The average periods were measured not only in the components H and E_y, resp., but also in D and E_x, if the records of these components were suitable. In the cases investigated the average periods from components H and D did not differ essentially (Fig. 2), therefore in some cases, when only records of the component D were available, these were also used.

For every event the periods of all pulsations were measured in all observatories, then the characteristic average period was determined from these single period values. The average periods for the ten events are represented in Fig. 3, versus geomagnetic latitude. In some cases, when the curves were

constructed using only a small number of observatories (mainly southwards from $\Phi = 26°$), the mean square error of a single period was determined. This error was in all cases less than $\pm 1{,}2$ sec, with a mean of $\pm 0{,}4$ sec, so the approximative curves were accepted, too.

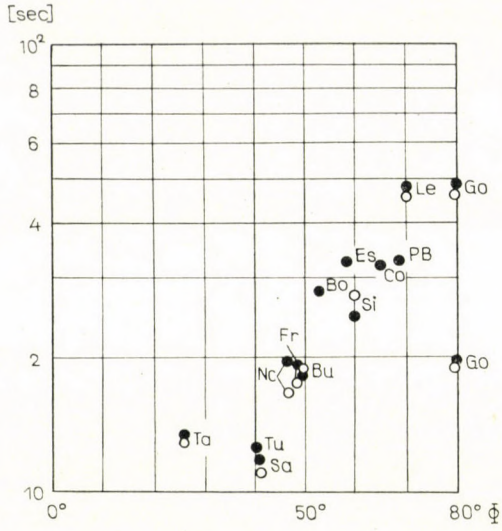


Fig. 2. Mean periods in event 7 in the observatories investigated
● mean periods from component H only
○ mean periods from components H and D

The average periods of event 1 indicate a decrease of 24 sec in the function of geomagnetic latitude proceeding towards the geomagnetic equator ($\Delta\Phi = 45°$).

In event 2, in the single case, when the micropulsation were of the type pse, and not of pc, the latitude dependence is clear, too, although the southern part of the curve with the single observatory Guam is rather doubtful, and it is not represented in the figure. The decrease is about 57 sec in a latitude range of 18°, in the direction of the geomagnetic equator.

In event 3 the mean period is nearly constant.

In event 4 only a very slight period decrease appears with decreasing latitude (about 2 to 3 sec).

One of the most interesting cases is event 5. Here three different periods appear at the same time. The period of the shortest micropulsations increases by about 14 sec in the direction of the poles, the corresponding latitude difference is about 50°. In several observatories pulsations with periods of about 60 sec appear, too, and this period decreases in the direction of the pole. In three northern observatories longer periods of about 300 sec are present in addition to the shorter-period bands.

Event 6 yielded maximal periods of the pc pulsations at geomagnetic latitude 55°. From this latitude the period decreases 12 sec in 30° in the direction of the lower latitudes. From 55° in the direction of the poles, towards higher latitudes the period begins again to drop.

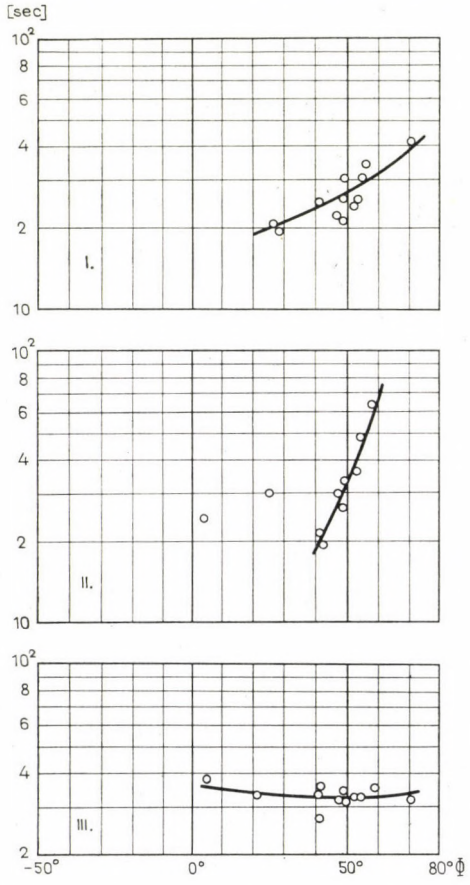


Fig. 3a. Periods of the pc pulsations in function of geomagnetic latitude of the observatories, for events 1—3

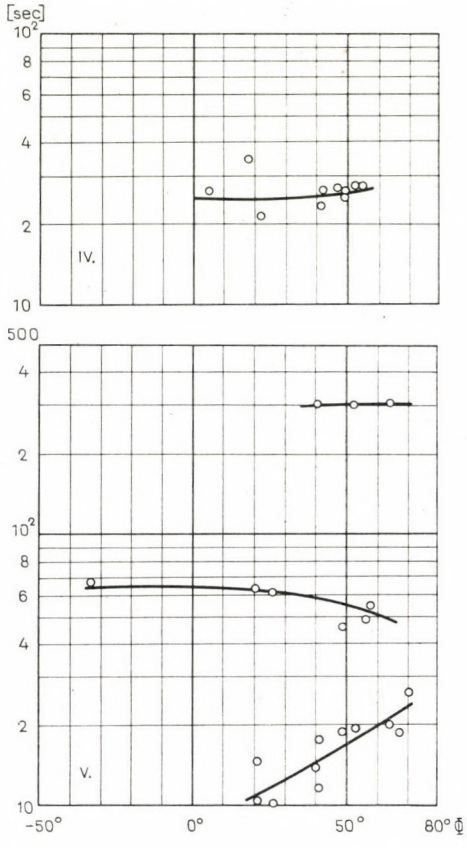


Fig. 3b. The same as Fig. 3a, but for events 4—5

Event 7 is one of the best examples to the increase of micropulsation periods versus latitude. The change is about 45 sec, while the latitude changes 55°. To the North of the auroral zone, in the observatory of Godhavn (Φ = = 79,9°), some secondary pulsations with periods of 19 sec appear, too.

In event 8 the period increases from the geomagnetic equator in the direction of both poles. This increase is in the direction of the northern pole 31 sec in 70°, that in the direction of the southern pole is 7 sec in 34°. In two

northern observatories shorter period pc-s appear, too. Their period decreases 4 sec in a latitude range of 20°.

Event 9 is very similar to event 8, as the periods increase from the geomagnetic equator in the direction of the poles. This increase is 13 sec in a

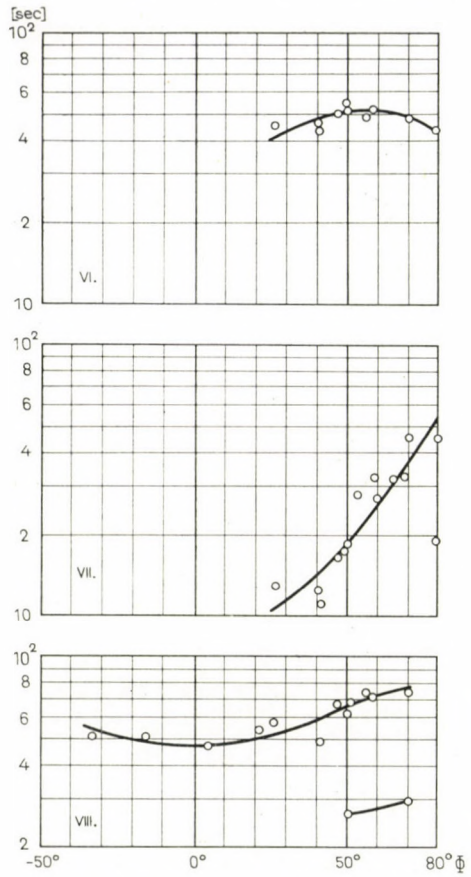


Fig. 3c. The same as Fig. 3a, but for events 6—8

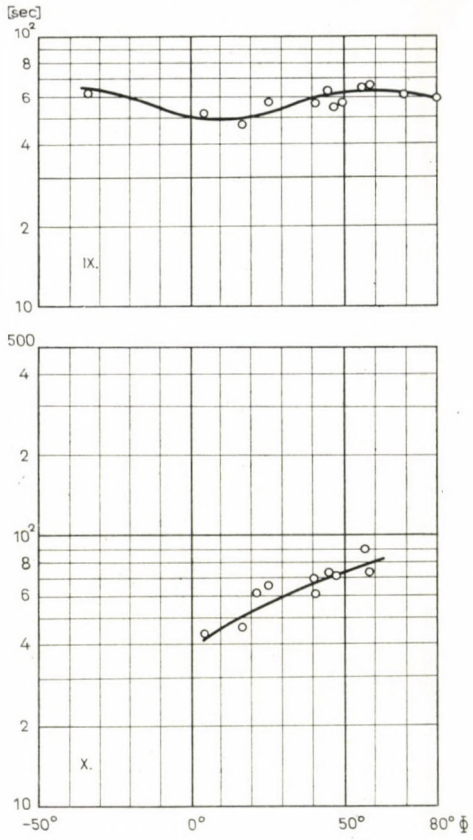


Fig. 3d. The same as Fig. 3a, but for events 9—10

latitude range of 34° in the southern, and 13 sec in a latitude range of 60° in the northern direction. At latitudes higher than 60°, in the polar cap, the periods are again somewhat decreasing.

In event 10 the period of pulsations decreased by 40 sec, when the geomagnetic latitude decreased by 55°.

In order to gain a better picture of these results, the approximative curves are summarized in Fig. 4 for all events.

The period of the pulsations did not change with the change of the geomagnetic latitude in one event, i.e. in 10 per cent of all cases investigated.

In all other cases a distinct increase of the periods could be determined with increasing geomagnetic latitude, i.e. proceeding to the poles from the direction inside the auroral zones several cases were found, when the period of the pc pulsations became somewhat shorter with increasing geomagnetic latitude. A similarly characteristic feature for the polar zones is the simultaneous appearance of shorter and longer period pc-s.

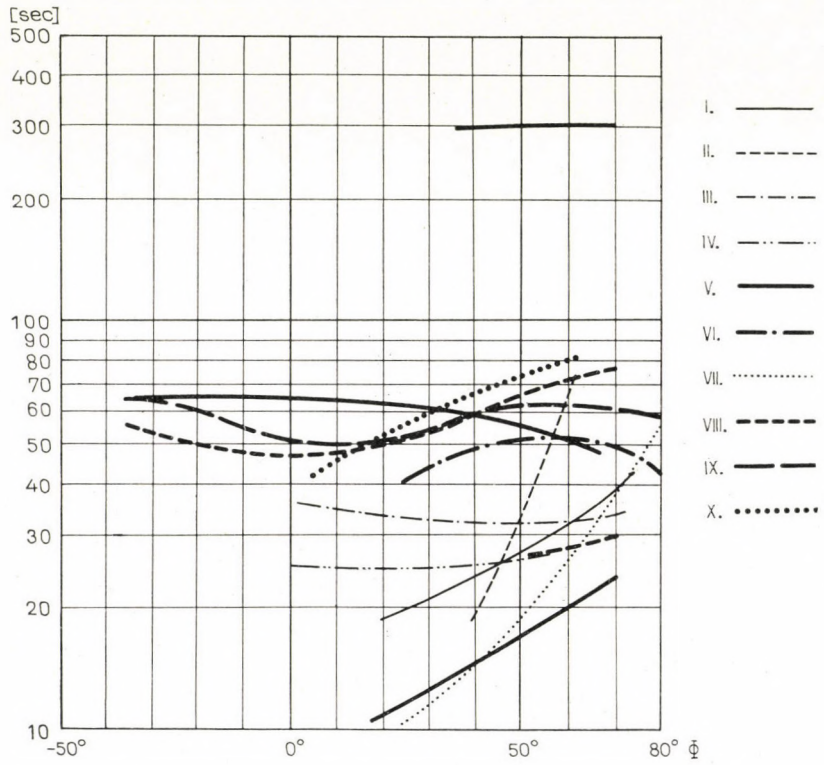


Fig. 4. Summarized diagram of all curves for the latitude dependence

The departures inside the auroral zones from the overall regularities can be explained in different ways. It is possible that certain overtunes of longer period pc-s appear here, which cannot be traced at lower latitudes, as they have very small amplitudes there. Another possibility would be the effect of disturbances, which are confined to the auroral zones and which decrease quickly in the direction of the geomagnetic equator. A further explanation results from the supposed migration of CARPENTER's knee in the magnetosphere [23]. The anomalous distribution of pc pulsation periods can be explained by one of the above mentioned causes, or by their joint effect.

As a conclusion it can be stated that in most cases investigated by the author the period of pc pulsations increase from the geomagnetic equator in the direction of the poles. For stations inside the auroral zones departures from this rule are rather frequent.

It should be mentioned that in the selection of the intervals for this investigation care was taken on a possibly uniform distribution during the

Table III

Author	Range of geomagnetic latitudes between which the calculations are carried out	Period changes for one degree geomagnetic in per cent
OBAYASHI—JACOBS	40°—50°	3,7
ELLIS		Ø
DUNCAN	29°—45°	2,5
	45°—52°	4,0
VOELKER	52,3°—54,5°	4,0—13,7
	48,9°—52,3°	0,9—12,5
BOL'SAKOVA—ZÜBIN	25°—68°	5,5
	40°—50°	9,0
HERRON—HEIRZTLER		Ø
USHER—STUART	58,4°—62,5°	5
	54,6°—58,4°	10
FANSELAU	52,2°—54,5°	4
ELEMAN	58,5°—65,3°	0,7
	54,5°—58,5°	—2,5
	52,3°—54,5°	3,6
	48,9°—52,3°	3,6
VERŐ	47,2°—52,2°	3—4
	25,4°—47,2°	1
TÁTRALLYAY		Ø
CZ. MILETITS	40°—50°	0—6,3

year, so there are events both in northern summer and winter. Differences between the two seasons could not be affirmed.

The magnetic activity during the events was also taken into account. All intervals fell at quiet, or at slightly disturbed, sections according to the magnetic records of the Nagycenk observatory. Local character figures did not exceed 4, they were between 1 and 4. The preceding hours were partly quiet, partly disturbed; differences were not found.

From these investigations, as well as from published data of earlier investigations within reach, the value of the period change was calculated namely for the zone comprised between 40° and 50°, if possible. Calculations were performed for all separated cases, the result was a number expressing the period change in per cent for a change of geomagnetic latitude by one degree. These values are summarized in Table III. It is clear that in almost all

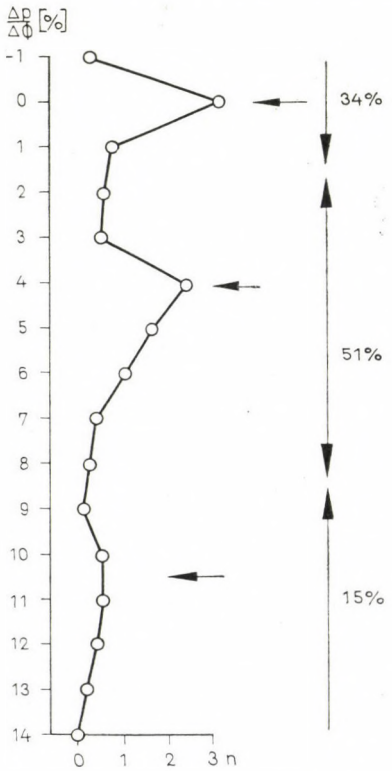


Fig. 5. Distribution of the value of the latitude dependence of micropulsation periods (the value of the latitude dependence is expressed as percentile variation for a change of the geomagnetic latitude by one degree)

cases the period of pc pulsations becomes longer with increasing latitude, or remains constant. There is a single exception (at ELEMAN). The change defined so is between 0 and 13,7 per cent. Fig. 5 represents the number of cases in classes of one per cent. It is evident that this curve has three maxima corresponding about to 0, 4 and 10 per cent change in the period for a degree geomagnetic. The period changes for a degree 0 to 1,5 per cent in 34 per cent of all cases, 1,5 to 8,5 per cent in 51 per cent of all cases, and 8,5 to 13,7 per cent in 15 per cent of all cases.

REFERENCES

1. Obayashi, T.—Jacobs, J. A.: Geomagnetic pulsations and the Earth's outer atmosphere. *Geoph. Journ.* 1 (1958), 53—63.
2. Jacobs, J. A. (as reported in): *Transact. Amer. Geoph. Un.* 41 (1960), 627.
3. Jacobs, J. A. — Sinno, K.: World-wide characteristics of geomagnetic micropulsations. *Geoph. Journ.* 3 (1960), 333—353.
4. Ellis, G. R. A.: Geomagnetic micropulsations. *Austral. Journ. Phys.* 13 (1960), 625—632.
5. Duncan, R. A.: Some studies of geomagnetic micropulsations. J. *Geoph. Res.* 66 (1961), 2087—2094.
6. Lock, C. M.—Stevens, P. J.: Connexion between micropulsations and the ionosphere. *Nature* 191 (1961), 584—585.
7. Voelker, H.: Zur Breitenabhängigkeit der Perioden erdmagnetischer Pulsationen. *Die Naturwiss.* 42 (1962), 8—9.
8. Voelker, H.: Zur Breitenabhängigkeit erdmagnetischer Pulsationen. *Mitt. Max-Planck-Inst. Aeron.* Nr. 11, 1963.
9. Большакова, О. В. — Зыбин, К. Ю.: Устойчивость и частотный спектр микропульсаций геомагнитного поля. Геомагнитные Исследования № 6. *Издательство "Наука"* Москва. 1964. 87—94.
10. Komack, R. L. et al.: Simultaneous measurements and special analysis of micropulsation activity. *Nature* 201 (1964), 460—462.
11. Saito, T.: Mechanisms of geomagnetic continuous pulsations and physical states of the exosphere. *J. Geomagn. Geoelectr.* 16 (1964), 115—151.
12. Herron, T. J.—Heirztler, J. R.: Latitude-period dependency of geomagnetic micropulsations. *Nature* 210 (1966), 361—363.
13. Usher, M. J.—Stuart, W. F.: An investigation of micropulsations at middle latitudes. *Nature* 210 (1966), 577—579.
14. Voelker, H.: Göttinger Untersuchungen über erdmagnetische Pulsationen und ihre Beziehungen zur Magnetosphäre. *Kleinheubacher Ber.* Nr. 10 FTZ Darmstadt, 1965.
15. Fanselau, G.: Zur Feinstruktur der geomagnetischen Pulsationen pc3. *PAGEOPH* 65 (1966), 73—94.
16. Оберц. П. — Распопов, О. М.: Исследование пространственных характеристик пульсация геомагнитного поля типа Pc 5. *Acta Geoph. Pol.* 15 (1967), 305—313.
17. Eleman, F.: Studies of giant pulsations, continous pulsations, and pulsation trains in the geomagnetic field. *Arkiv för Geof.* 5 (1967), 231—282.
18. Voelker, H.: Observations of geomagnetic pulsations: Pc3, 4, and pi2 at different latitudes. *Ann. Géoph.* 24 (1968), 245—251.
19. Verő, J.: On the variability of micropulsation periods. *Acta Geod. Geoph. Mont. Hung.* 4 (1969), **3**—12.
20. Tátrallyay, M.: Some remarks on the latitude dependence of pulsation periods. Yearbook of the Tihany Observatory. In print.
21. Dungey, J. W.: Electrodinamics of the outer atmosphere. The Pennsylvania State University. *Ionosph. Res. Sci. Rep.* No. 69.
22. Siebert, M.: Geomagnetic pulsations with latitude-dependent periods and their relation to the structure of the magnetosphere. *Plan. Space Sci.* 12 (1964), 137—147.
23. Carpenter, D. L.: Whistler evidence of a "Knee" in the magnetospheric ionization density profile. *J. Geoph. Res.* 68 (1963), 1675—1682.

О ЗАВИСИМОСТИ ПУЛЬСАЦИЙ ТИПА PC ОТ ШИРОТЫ

Ю. Ц. МИЛЕТИТШ

РЕЗЮМЕ

Автор подытоживает исследования, проведенные различными научными работниками до сих пор, относительно зависимости периодов пульсаций типа pc от геомагнитной широты. На основании записей 30 обсерваторий автор приходит к выводу, что при перемещении от полосы «аврора» к экватору период пульсаций типа pc с уменьшением геомагнитной широты вообще будет убывать.

Acta Geodaet., Geophys. et Montanist. Acad. Sci. Hung., Tomus 6 (1—2), pp. 155—161 (1971)

THE ROLE OF THE FITTING PLANE-SYSTEMS IN VERTICAL DESIGNING

L. TAMÁS

GEODETICAL RESEARCH LABORATORY OF THE HUNGARIAN ACADEMY OF SCIENCES

[Manuscript received January 2, 1970]

The paper shows a method in which plane systems are fitted to given points of land surface. These planes assure optimal earth-work without tearing. Such a numerical model can be widely used in vertical designing, because the morphological basis of relief and the technical requirements connected with designing can be taken into consideration.

For the conversion of the relief of a given land surface with the purpose of terrain correction the fitting plane (namely its parameters) is a well treatable numerical model as an initial plane which can be calculated from the coordinates of terrain points. The volume balance of the material of relief-hollows and relief-swells with respect to this plane assures economical work on the ground.

However, diverse technical and aesthetic requirements arise in practice (possible keeping of the actual relief, protection of the foreshore of line-projects — e.g. that of canals —, draining off of day water), and these more complex tasks require the fitting of the so-called plane-systems. In this particular case the concept of plane-system means the approximation of the planes without tearing to the surface which assures the optimal earth-work. The numerical model obtained in this way can be conveniently used in vertical planning, as the morphological basis of the relief and the technical requirements of the planning can be taken into consideration.

Also computational aspects play a significant part. Earlier and in many countries also nowadays the grafical-numerical method of vertical planning has been used [1]. When the computers came into general use the first numerical solutions appeared for example for the optimal plan of soil transportation by means of programming [2, 3]. In what follows, we propose a method for the calculation of the parameters of plane-systems, suitable for programming.

1. Data to be measured

It is supposed that the area F limited by the curved line in Fig. 1 is the perpendicular projection of a land surface part $f(x, y)$ on the plane $x\,0\,y$. Let us divide F into parts F_i $(i = 1, 2, \ldots, N)$ so that the dividing lines be parallel to the coordinate-axes.

The lines with distance Δy divide the area into m zones and the number of the grids (rectangles) in each zone is:

$$n_i = \frac{(x_u)_k - (x_e)_k}{\Delta x} \tag{1}$$

where x_e and x_u are the extreme abscissae of the central line of the zone, Δx is the grid side in the direction of the x-axis.

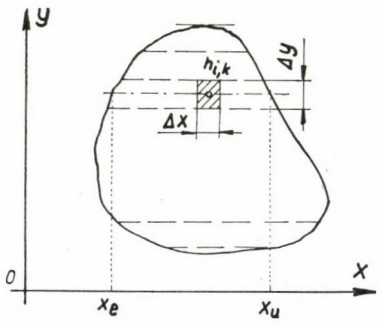


Fig. 1

The number of grids for the area F is:

$$N = \sum_{1}^{m} n_i \,. \tag{2}$$

Let the centre of area F_i be (x_i, y_i) and the height belonging to this be $h_{i,k}$. These heights are mean values of heights over the grid intersections and can be determined as follows:

a) by the aid of one of the classical survey methods
b) after making a stereo model with analytical plotting
c) on a contour map with linear interpolation.

2. Determination of the parameters of the fitting plane-systems

Let the general equation of the plane be:

$$z = a + b \cdot x + c \cdot y. \tag{3}$$

Making use of (3), the gross-volume of earth-work is:

$$V = \Delta x \cdot \Delta y \sum_{1}^{N} |z_i| - h_i| \,. \tag{4}$$

The conditional equation which assures the optimal earth-work is given by the method of least squares as:

$$f = \sum_{1}^{N} \Delta x^2 \cdot \Delta y^2 \cdot (a + b \cdot x + c \cdot y - h)^2 = \min . \tag{5}$$

The unknowns a, b and c can be calculated from the following normal equations:

$$\frac{\partial f}{\partial a} = a \cdot F + b \sum_{1}^{N} x \cdot \Delta x \cdot \Delta y + c \sum_{1}^{N} y \cdot \Delta x \cdot \Delta y - \sum_{1}^{N} h \cdot \Delta x \cdot \Delta y = 0 \tag{6}$$

$$\frac{\partial f}{\partial b} = a \sum_{1}^{N} x \cdot \Delta x \cdot \Delta y + b \sum_{1}^{N} x^2 \cdot \Delta x \cdot \Delta y + c \sum_{1}^{N} y^2 \cdot \Delta x \cdot \Delta y - \Sigma x \cdot h \cdot \Delta x \cdot \Delta y = 0$$

$$\frac{\partial f}{\partial c} = a \sum_{1}^{N} y \cdot \Delta x \cdot \Delta y + b \sum_{1}^{N} x \cdot y \cdot \Delta x \cdot \Delta y + c \sum_{1}^{N} y^2 \cdot \Delta x \cdot \Delta y - \sum_{1}^{N} y \cdot h \cdot \Delta x \cdot \Delta y = 0$$

To simplify the calculation it seems advisable — if possible — to choose the axes of coordinate-system in such way that the origo be coincident with the centre of the area F and the coordinates of grid centres be symmetric to the axes. In this case the coefficients are:

$$a = \frac{\sum_{1}^{N} h \cdot \Delta x \cdot \Delta y}{F}; \qquad b = \frac{\sum_{1}^{N} x \cdot h \cdot \Delta x \cdot \Delta y}{\sum_{1}^{N} x^2 \cdot \Delta x \cdot \Delta y}; \qquad c = \frac{\sum_{1}^{N} y \cdot h \cdot \Delta x \cdot \Delta y}{\sum_{1}^{N} y^2 \cdot \Delta x \cdot \Delta y}. \tag{7}$$

For terrain correction and making playgrounds the following equations are of special importance:

$$V = \Delta x \cdot \Delta y \sum_{1}^{N} | a + b \cdot x - h | \tag{8}$$

$$V = \Delta x \cdot \Delta y \sum_{1}^{N} | a + c \cdot y - h | \tag{9}$$

$$V = \Delta x \cdot \Delta y \sum_{1}^{N} | a - h | . \tag{10}$$

The coefficients of Eqs (8), (9) and (10) can be calculated from the relations (6) and (7) taking into account that the terms which contain the missing coefficients are equal to zero.

To the fitting of plane-systems without tearing besides the equation

$$S = \Sigma f_1^2 + \Sigma f_2^2 + \ldots + \Sigma f_r^2 = \min \tag{11}$$

— where each term fulfils the condition (5) separately (the suffixes refer to the single planes) — one has to set up the so-called connecting conditional equa-

tions, too. The solution of problems of this type is the following: among the measured values $y_1, y_2, \ldots, y_n$ and the unknowns $t_1, t_2 \ldots, t_n$ one has r additional independent conditional equations:

$$\varphi_1(t_1, \ldots, t_k) = 0\,; \qquad \varphi_2(t_1, \ldots, t_k) = 0\,; \qquad \varphi_r(t_1, \ldots, t_k) = 0\,. \tag{12}$$

The unknowns $t_1 \ldots, t_k$ can be obtained in the known way by means of Lagrange multipliers $\lambda_1, \ldots \lambda_r$ [4], that is, by determining the minimum of the expression

$$T = S + \lambda_1\varphi_1(t_1, \ldots, t_k) + \ldots + \lambda_r\varphi_r(t_1, \ldots, t_k)\,.$$

The planes join without tearing when their contours fitting to the same vertical plane coincide. In this case the contours are the intersection lines of the planes. Let us denote two points of the intersection line by e and f, then values of tearings are:

$$t_e = z_{e1} - z_{e2}\,; \qquad t_f = z_{f1} - z_{f2} \tag{13}$$

where suffixes indicate the places of points.

In case of two planes, using the parameters of planes, the connecting conditional equations referring to the points of intersection line are:

$$\begin{aligned} \varphi_e &= a_1 - a_2 + (b_1 - b_2)x_{me} + (c_1 - c_2)y_{me} - (z_{e1} - z_{e2}) = 0 \\ \varphi_f &= a_1 - a_2 + (b_1 - b_2)x_{mf} + (c_1 - c_2)y_{mf} - (z_{f1} - z_{f2}) = 0. \end{aligned} \tag{14}$$

Therefore:

$$T = \Sigma f_1^2 + \Sigma f_2^2 + 2 \cdot \lambda_e\varphi_e + 2 \cdot \lambda_f \cdot \varphi_f \tag{15}$$

After substitutions:

$$\begin{aligned} T = {} & \Sigma \Delta x^2 \cdot \Delta y^2(a_1 + b_1x_{s1} + c_1y_{s1} - h_{s1})^2 + \\ & + \Sigma \Delta x^2 \cdot \Delta y^2(a_1 + b_2x_{s2} + c_2y_{s2} - h_{s2})^2 + \\ & + 2\lambda_e[a_1 - a_2 + (b_1 - b_2)x_{me} + (c_1 - c_2)y_{me} - (z_{e1} - z_{e2})] + \\ & + 2\lambda_f[a_1 - a_2 + (b_1 - b_2)x_{mf} + (c_1 - c_2)y_{mf} - (z_{f1} - z_{f2})]. \end{aligned}$$

The normal equations become:

$$\frac{\partial T}{\partial a_1} = a_1 \cdot F_{s1} + b_1\Sigma x_{s1} \cdot \Delta x \cdot \Delta y + c_1\Sigma y_{s1} \cdot \Delta x \cdot \Delta y + \lambda_e + \lambda_f - \Sigma h_{s1} \cdot \Delta x \cdot \Delta y = 0$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial b_1} = {} & a_1\Sigma x_{s1} \cdot \Delta x \cdot \Delta y + b_1\Sigma x_{s1}^2 \cdot \Delta x \cdot \Delta x + c_1\Sigma x_{s1}y_{s1} \cdot \Delta x \cdot \Delta y + \lambda_e \cdot x_{me} + \\ & + \lambda_f x_{mf} - \Sigma x_{s1}h_{s1} \cdot \Delta x \cdot \Delta y = 0 \end{aligned}$$

$$\frac{\partial T}{\partial c_1} = a_1\Sigma y_{s1} \cdot \Delta x \cdot \Delta y + b_1\Sigma x_{s1} \cdot y_{s1} \cdot \Delta x \cdot \Delta y + c_1\Sigma y_{s1}^2 \cdot \Delta x \cdot \Delta y +$$

$$+ \lambda_e \cdot y_{me} + \lambda_f \cdot y_{mf} - \Sigma y_{s1} \cdot h_{s1} \cdot \Delta x \cdot \Delta y = 0$$

$$\frac{\partial T}{\partial a_2} = a_2 \cdot F_{s2} + b_2 \Sigma x_{s2} \cdot \Delta x \cdot \Delta y + c_2 \Sigma y_{s2} \cdot \Delta x \cdot \Delta y - \lambda_e - \lambda_f - \Sigma h_{s2} \cdot \Delta x \cdot \Delta y = 0$$

$$\frac{\partial T}{\partial b_2} = a_2 \Sigma x_{s2} \cdot \Delta x \cdot \Delta y + b_2 \Sigma x_{s2}^2 \cdot \Delta x \cdot \Delta y + c_2 \Sigma x_{s2} \cdot y_{s2} \cdot \Delta x \cdot \Delta y - \lambda_e x_{me} -$$

$$- \lambda_f x_{mf} - \Sigma x_{s2} \cdot h_{s2} \cdot \Delta x \cdot \Delta y = 0$$

$$\frac{\partial T}{\partial c_2} = a_2 \Sigma y_{s2} \cdot \Delta x \cdot \Delta y + b_2 \Sigma x_{s2} y_{s2} \cdot \Delta x \cdot \Delta y + c_2 \Sigma y_{s2}^2 \cdot \Delta x \cdot \Delta y -$$

$$- \lambda_e y_{me} - \lambda_f y_{mf} - \Sigma y_{s2} \cdot h_{s2} \cdot \Delta x \cdot \Delta y = 0$$

$$\frac{\partial T}{\partial \lambda_e} = a_1 - a_2 + b_1 \cdot x_{me} - b_e \cdot x_{me} + c_1 \cdot y_{me} - c_2 \cdot y_{me} - z_{e1} - z_{e2} = 0$$

$$\frac{\partial T}{\partial \lambda_f} = a_1 - a_2 + b_1 \cdot x_{mf} + b_2 \cdot x_{mf} + c_1 \cdot y_{mf} - c_2 \cdot y_{mf} - z_{f1} z_{f2} = 0 \qquad (16)$$

The following task can be solved in the same way: Let us fit a plane to the surface in a way that, besides the assurance of optimal earthwork, it should fit to a line of given position. Such tasks occur many times in practice, e.g. protection of the banks of lined projects (Fig. 2), forming of planes with given slope (roadwork, irrigation etc.).

According to the notations of Fig. 2:

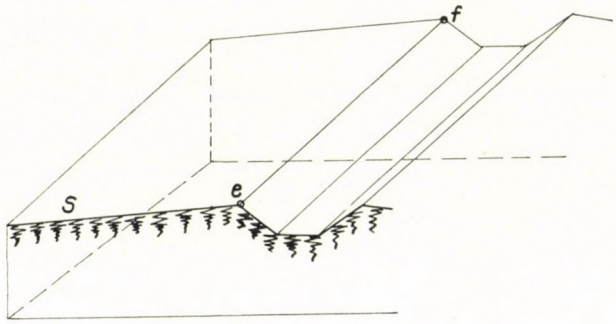


Fig. 2

$$T = \Sigma f^2 + 2\lambda_e \varphi_e + 2\lambda_f \varphi_f =$$

$$= \Sigma \Delta x^2 \Delta y^2 (a + b \cdot x_s + c \cdot y_s - h)^2 +$$

$$+ 2\lambda_e (a + b \cdot x_e + c \cdot y_e - z_e) + 2\lambda_f (a + b \cdot x_f + c \cdot y_f - z_f). \qquad (17$$

From Eq. (17) the normal equations can be written for the calculation of unknowns.

In a simplified case (Fig. 3):

$$z = h_0 + \frac{h_f - h_e}{x_4} + \frac{2 \cdot h_0 - h_e - h_f}{y_4} \tag{18}$$

where h_0 is the middle height of the right prisms with area $x_4 \cdot y_4$, h_e and h_f are the given heights of points e and f.

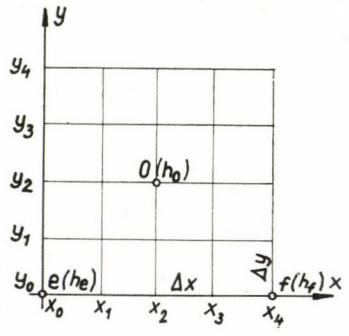


Fig. 3

3. The use of the parameters of the fitting plane

The system of conditions of linear programming can be established from the slope relations. Let us denote the points on the fitting plane with z_i ($i = 1, 2, \ldots, n$) then for the slope between any two points of the plane one has

$$l = \frac{1}{t_{12}}(z_1 - z_2) \tag{19}$$

where t_{12} is the distance between the points taken. Making use of Eq. (19) the following inequality can be written for the limits of slopes:

$$l_{\min} \leq \frac{1}{t_{12}}(z_1 - z_2) \leq l_{\max} \tag{20}$$

Similarly to (20) the differences of slopes, their limit, the limits of the heights of points etc. can be expressed. The general expression for the balance of earthwork is:

$$\sum_1^N z_i = \sum_1^N h_i - C \tag{21}$$

where C is a given constant. In this way the object function of the linear programming is, analytically [5]:

$$\mathrm{A} \cdot z \leq b; \qquad z \geq 0 \tag{22}$$

Or, put in words: let us look for the vector z which gives a minimum in the range (22). Introducing auxiliary variables the problem can be solved in the usual way.

REFERENCES

1. Geier, F.: Kultivierung nach der Quadermethode. (Ein neues Verfahren zur Ermittlung der günstigen Massenverteilung bei minimalen Arbeitsaufwand, speziell für Flächenplanierungen.) *Österreichische Zeitschrift für Vermessungswesen*, 1968/6.
2. Коробочкин, М. И.: Проектирование рельефа методами математического программирования. *Геодезия и Аэрофотосъемка*, 1965/5.
3. Коробочкин, М. И.: Проектирование на ЭЦВМ допустимых топографических поверхностей при минимизатрат на вертикальную планировку. *Геодезия и Аэрофотосъемка*, 1966/1.
4. Mathematik, VEB Verlag Enzyklopädie Leipzig. 1967.
5. Szelezsán, J.: Lineáris programozás (Linear programming). Műszaki Könyvkiadó, Budapest, 1965.
6. Tamás, L.: A kiegyenlítő sík szerepe a függőleges tervezésben (The role of the fitting plane in vertical planning). *Geodézia és Kartográfia*, 1970/1.

РОЛЬ ВЫРАВНИВАЮЩИХ ПЛОСКОСТЕЙ ПРИ ВЕРТИКАЛЬНОЙ ПЛАНИРОВКЕ МЕСТНОСТИ

Л. ТАМАШ

РЕЗЮМЕ

В статье описывается метод для примыкания плоскостей обеспечивающих безразрывные и оптимальные земляные работы, к заданным точкам поверхности $f(x, y)$. Такая дигитальная модель широко может быть использована в вертикальном проектировании, ибо достаточным образом могут быть учтены морфологические условия рельефа и технические требования, предъявляемые к проектированию.

Acta Geodaet., Geophys. et Montanist. Acad. Sci. Hung., Tomus 6 (1—2), pp. 163—174 (1971)

ÜBER DIE ABBAUWÜRDIGKEIT

J. ZAMBÓ

KORR. MITGLIED DER UNGARISCHEN AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN

[Eingegangen am 11. Juni 1970]

Die Abbauwürdigkeit steht in enger Beziehung zum gesellschaftlichen Anspruch auf die Ausbeutung des Mineralvorkommens. Die Abbauwürdigkeit kann durch Kennziffern ausgedrückt werden. Die wichtigste unter diesen ist die Umschlagszeit der aufgewandten Investitionskosten bzw. jener Kennwert, der angibt, wie oft die Investitionskosten während der Betriebs-Lebenszeit wieder hereingebracht wurden. Verfasser befaßt sich eingehend mit den zur Berechnung der Umschlagszeit dienenden Angaben. Unter anderem gibt er die Funktion der voraussichtlichen spezifischen Produktionskosten an u. zw. als Funktion der natürlichen Einflußgrößen (Teufe, Mächtigkeit, Gebirgsverhältnisse usw.), wobei er auf die Ursachen der Unsicherheiten hinweist und die dabei erwachsenden Schwierigkeiten und Widersprüche erläutert. Auch die Beziehungen zwischen der einfachen und der verzinsten Umschlagszeit werden erötert.

Die »Abbauwürdigkeit« ist ein alter, spezifisch bergmännischer Ausdruck, der immer besagen sollte, ob ein Mineralvorkommen ökonomisch noch abgebaut werden könne oder nicht.

Mit der Gewinnung nutzbarer Mineralien wird jeweils ein gesellschaftlicher Bedarf befriedigt; mit anderen Worten: Die Nützlichkeit eines Mineralvorkommens ist eng mit den Ansprüchen der Gesellschaft verknüpft.

Die Befriedigung dieser gesellschaftlichen Ansprüche kann in mehreren Varianten erfolgen; u. zw. durch Deckung aus einheimischen Quellen, Deckung durch Import sowie gleichermaßen aus Import und der Landeserzeugung.

Der erste Fall liegt vor, wenn das Mineral zur Deckung des Bedarfes unbestreitbar am wirtschaftlichsten aus heimischen Quellen gedeckt werden kann. Natürlich kann es auch sein, daß bezüglich des besagten mineralischen Grundstoffes eine so starke Nachfrage besteht, daß der Import auf Schwierigkeiten stößt und eine Versorgung auf weite Sicht im Importwege unsicher wird.

Der zweite Fall kommt ziemlich häufig vor. Sehr viele, vielleicht sogar alle Länder sind mehr oder weniger daraus angewiesen, gewisse Mineralgrundstoffe bzw. aus diesen hergestellte Produkte zu importieren. Hierher ist auch jener Fall zu zählen, wenn auf längere Sicht ein zuverlässiger Import fraglos ökonomischer ist als die Versorgung aus einheimischen Quellen.

Der dritte Fall ist am problematischesten. Die Problematik äußert sich vor allem darin, daß selbst die Erarbeitungsmethode der zahlenmäßig nachweisbaren ökonomischen Kennziffern angefochten werden kann, ganz abge-

sehen von jenen Faktoren, die sich numerisch überhaupt nicht nachweisen lassen.

Der Begriff der »Abbauwürdigkeit« ist praktisch so alt wie der Bergbau selbst. Dieser Fragenkomplex wurde schon oft und vielseitig analysiert. Immer stand dahinter die Absicht, die Abbauwürdigkeit durch irgendeine Kennziffer oder Kennziffern auszudrücken. Diese Kennziffern wurden aufgrund der natürlichen Parameter, der spezifischen Kosten oder des Preises gebildet. Als natürliche Parameter wurden am häufigsten die Mächtigkeit der Lagerstätte, ihre Tiefenlage, der Heizwert, Metallgehalt, Menge usw. in Betracht gezogen.

Es ist evident, daß jede beliebige Kennziffer, welche die Abbauwürdigkeit bezeichnet, nur durch eine Funktion von sehr vielen Variablen ausgedrückt werden kann, wenn die Variablen dabei natürliche Parameter sind. Angenommen, es gelänge eine solche Funktion aufzustellen, so wäre ein solcher Kennwert nur zu relativen Vergleichen geeignet, und könnte nur zur Feststellung einer Reihenfolge benützt werden.

Jene Abbauwürdigkeits-Kennziffern, die auf den spezifischen Kosten und dem Preis beruhen, können in bestimmten Fällen schon als absolute Kennziffern betrachtet werden. Natürlich ist auch hier reichlich für Probleme gesorgt. Beim spezifischen Preis besteht das Problem darin, daß er Änderungen unterworfen ist, bei den spezifischen Kosten aber darin, daß sie von den natürlichen Parametern abhängig sind. Wird der Preis an den Weltmarktpreis gebunden, dann äußert sich das Problem einerseits in der Schwierigkeit, den Weltmarktpreis im heimischen Wertsystem auszudrücken, andererseits bleibt die Frage offen, wie sich der Weltmarktpreis weiter gestalten wird. Die spezifischen Kosten sind jedoch nicht nur von den natürlichen Parametern abhängig, sondern auch von der Produktionstechnologie und dem Grad der technischen Entwicklung.

Aufgrund der spezifischen Kosten und des Preises kann einstweilen ein Mineralvorkommen dann als abbauwürdig betrachtet werden, wenn die Umschlagszeit der Investitionskosten für angemessen befunden wird. Die Gleichung zur Berechnung der in Jahren ausgedrückten Umschlagszeit lautet:

$$t_e = \frac{K_A}{E - K_B} = \frac{K_A}{D} = \frac{K_A}{q(e-k)}$$

Hierin bedeuten

K_A Investitionskosten (Ft)
E jährliche Presiseinnahmen (Ft/Jahr)
K_B jährliche Produktionskosten (Ft/Jahr)
q Jahresförderung (t/Jahr)
e spezifischer Preis (Ft/t)
k spezifische Produktionskosten (Ft/t)

Der akzeptable Wert t_e kann aufgrund ökonomischer Erwägungen festgesetzt werden, wie dies auch üblich ist. Beispielsweise kann gesagt werden, daß die Investition ökonomisch, d. h. das Vorkommen abbauwürdig ist, wenn $t_e \leq 5$ Jahre beträgt. Allerdings ist diese Vereinfachung anfechtbar. Der nächstliegende Einwand wäre, ob diese Festlegung allgemein für jeden Industriezweig gilt, d. h. läßt sich für jedes Gebiet behaupten, daß $t_e \leq 5$ Jahre die Bedingung für die Wirtschaftlichkeit einer Investition sei?

Im Bergbau, ebenso wie in anderen Industriezweigen, ist eine andere sehr wichtige Kennziffer jene Zahl, die angibt, wie oft die Investitionskosten in der Betriebszeit (N) wieder eingebracht werden können. Die Gleichung lautet

$$r_e = \frac{N}{t_e} = \frac{Q}{K_A}(e - k),$$

worin $Q(t)$ das zum Betrieb gehörige abbaubare Mineralvermögen bedeutet. Eine sehr charakteristische Kennziffer erhalten wir, wenn wir das Verhältnis t_e/r_e bilden:

$$u_e = \frac{t_e^2}{N} = \frac{K_A^2}{Qq(e-k)^2}$$

Die Investition ist ökonomisch, wenn $u_e \leq t_e$, d. h. $N \geq t_e$ ist. Je kleiner u_e ist, desto ökonomischer ist die Investition, desto abbauwürdiger ist das Vorkommen.

Selbstredend bleibt der Grenzwert t_e auch weiterhin problematisch. Hingegen ist nicht zu bezweifeln, daß dert Wert u_e eine sehr aussagekräftige Kennziffer der Rangordnung ist.

Neben oder anstatt der einfachen Umschlagszeit können wir auch mit der verzinsten Umschlagszeit rechnen.

Die Formel lautet:

$$K_A p^{t_k} = D\frac{p^{t_k} - 1}{\delta}$$

worin $p = 1 + \delta$ ist, δ aber den hundersten Teil des Zinsfusses, $K'_A = K_A$ den seit Beginn der Produktion verzinsten Wert der Investitionskosten bedeutet. Wird in Betracht gezogen, daß $K'_A/D = t'_e$ ist, d. h. daß t'_e die modifizierte einfache Umschlagszeit ($t'_e > t_e$) bedeutet, dann ist

$$t_k = -\frac{\lg(1 - \delta t'_e)}{\lg p}$$

Es ist sofort zu erkennen, daß mit Berücksichtigung der Verzinsung die Investitionskosten grundsätzlich erst in einer unendlich langen Zeit rücklaufen würden, wenn nämlich $\delta t'_e = 1$ wird. Die theoretische Grenzhyperbel (h) ist

in Bild 1 im 100 δ, t'_e-System zu sehen. Wenn beispielweise der Zinsfuß 100 δ = = 10%, und $t'_e = 10$ Jahre beträgt, können die Investitionskosten verzinst nicht einmal grundsätzlich hereingebracht werden.

Im gleichen Bild 1 soll auch die Rolle demonstriert werden, die der Zinsfuß im System p, t_k spielt, wenn $t'_e = 5$; 7,5; 10; 15 beträgt. Auch die

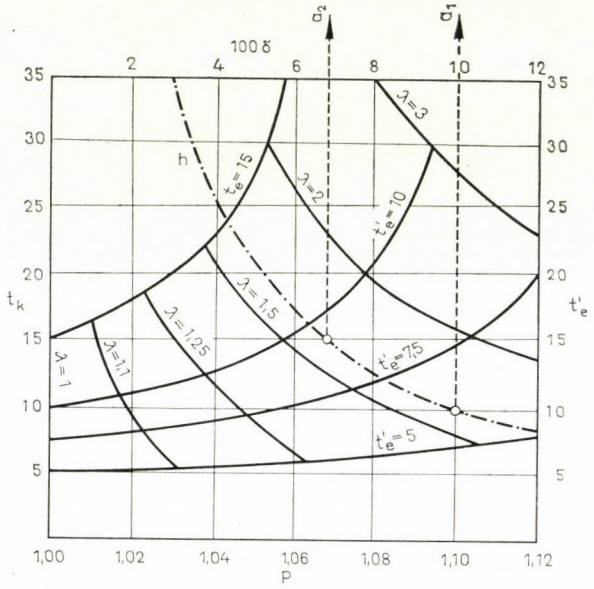


Bild 1

Assympthoten (a_1 und a_2) der Kurven für $t'_e = 10$ und $t'_e = 15$ sind dort zu sehen. Im Bilde sind ferner einige Fälle der Verhältniszahl $\lambda = t_k/t'_e$ u. zw. für $\lambda = 1{,}1$; 1,25; 1,5; 2,0; 3,0 im System p, t_k, bzw. p, t'_e dargestellt. Wenn also beispielsweise $t'_e = 10$ ist, so wird t_k dessen dreifachen Wert bei $p = 1{,}094$, den zweifachen Wert bei $p = 1{,}078$ und den anderthalbfachen Wert bei $p = 1{,}057$ erreichen.

Die Abbildung sowie einige herausgegriffene numerische Daten überzeugen, daß der Zinsfuß eine ausschlaggebende Rolle spielt. Außerdem wird der Zinsfuß auch aufgrund von volkswirtschaftlichen Erwägungen festgesetzt.

Wird in der Beziehung

$$t'_e = \frac{p^{t_k} - 1}{\delta p^{t_k}}$$

anstatt t_k die in Jahren ausgedrückte Betriebsdauer eingesetzt, d. h.

$$t'_e = \frac{1}{\delta}\left(1 - \frac{1}{p^N}\right)$$

so erhält man die maximal zulässige, modifizierte, einfache Umschlagszeit; wird jedoch auf die Modifizierung verzichtet, dann gelangt man zu der maximal zulässigen einfachen Umschlagszeit.

In Bild 2 sind die zu verschiedenen Betriebsjahren ($N = 5$; 10; 15; 20; 25; 30; ..., ∞) gehörigen, maximal zulässigen, einfachen Umschlagszeiten

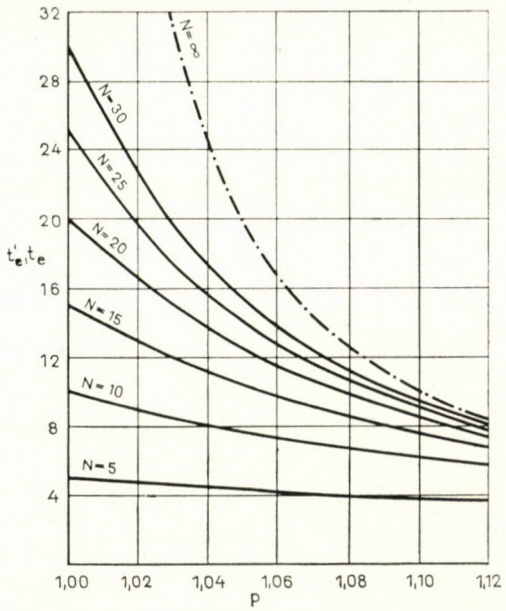


Bild 2

t'_e, t_e als Funktionen des Zinsfaktors (p) dargestellt. Daraus ist zu ersehen: Je höher der Zinsfuß ist, umso weniger divergiert die zulässige einfache Umschlagszeit, umso geringer ist die Rolle der Betriebsdauer. Wenn z. B. der Zinsfuß 10% oder mehr beträgt, ändert sich in Funktion der Zeit die maximal zulässige, einfache Umschlagszeit nicht wesentlich. Während sich nämlich die Betriebsdauer in Jahren zwischen 10 und unendlich ändert, fällt der Wert der maximal zulässigen einfachen Umschlagszeit auf rund 6 bis 8 Jahre.

Volkswirtschaftliche Erwägungen sind ziemliche Verallgemeinerungen. Die eine Art der Verallgemeinerung besteht darin, daß die einfache Umschlagszeit 5 Jahre betrage, die andere aber darin, daß die Basis des verzinsten Rücklaufs ein Zinsfuß von 12% sei.

Aus obigem geht eindeutig hervor: Die beiden Verallgemeinerungen stehen miteinander nicht im Einklang. Wenn nämlich die Betriebsdauer 10 Jahre überschreitet, entsprechen einem Zinsfuß von 12% 6 bis 8 Jahre. Ist jedoch die Betriebsdauer kürzer als 10 Jahre, so kann dies allein schon die einfache

Umschlagszeit festlegen. Beide Verallgemeinerungen berücksichtigen die Betriebsdauer nicht. Sie ziehen nicht in Betracht, daß die Investitionskosten auch mehrfach rücklaufen können, ferner auch das nicht, wie oft dieser Rücklauf erfolgen kann. Bei relativen Vergleichen kann dies aber ein ausschlaggebender Faktor sein.

Analog zu t_e und u_e können auch die verzinsten Werte gebildet, und dabei folgende drei Gleichungen aufgeschrieben werden:

$$t_k = -\frac{\lg(1-\delta t'_e)}{\lg p}$$

$$r_k = -\frac{Q}{q}\frac{\lg p}{\lg(1-\delta t'_e)}$$

$$u_k = \frac{q}{Q}\left[\frac{\lg(1-\delta t'_e)}{\lg p}\right]^2$$

Das Kriterium der Abbauwürdigkeit lautet: $r_k \geq 1$. Die Reihenfolge des relativen Vergleiches wird von t_k und u_k bestimmt. Dabei kann es sein, daß aufgrund von t_k und u_k die Rangordnung sich nicht eindeutig ergibt. In solchen Fällen wird auch der Kennwert $v_k = t_k u_k$ herangezogen, der dann eindeutig entscheidet.

Als Beispiel sei, zum Vergleich der auf die drei Fälle (A, B, C) bezüglichen Kennwerte, folgende Tabelle angeführt:

	t_k	N	r_k	u_k	v_k	
A	7,8	24	3,08	2,54	19,8	II.
B	6,3	15	2,38	2,65	16,7	I.
C	9,6	35	3,65	2,63	25,2	III.

Hieraus ist zu ersehen: Aufgrund von t_k lautet die Reihenfolge: B, A, C; aufgrund von r_k: C, A, B, aufgrund von u_k aber: A, C, B; die endgültige Reihenfolge aber ist aufgrund von v_k: B, A, C. Praktisch aber kann aufgrund von u_k gesagt werden, daß die drei Fälle im Wesen als gleichwertig betrachtet werden können.

Die Frage des Zinsfusses aber bleibt natürlich auch weiterhin problematisch. Wir sahen, daß der Zinsfuß stark in die Waagschale fällt. Das heißt aber, daß wir uns bei der Beurteilung der Wirtschaftlichkeit nicht von den sog. volkswirtschaftlichen Erwägungen freilösen können. Vielleicht könnte festgelegt werden, daß der Zinsfuß von der Art der Investition nicht unabhän-

gig ist. In einem rohstofferzeugenden Industriezweig müßte ein anderer Zinsfuß angewendet werden als z. B. in der Leichtindustrie. Als Bedingung wäre auch akzeptabel, wenn der Zinsfuß nirgends niedriger sein dürfte, als der prozentuelle jährliche Zuwachs des Nationaleinkommens. In den vergangenen 19 Jahren stieg in unserem Lande das Nationaleinkommen im

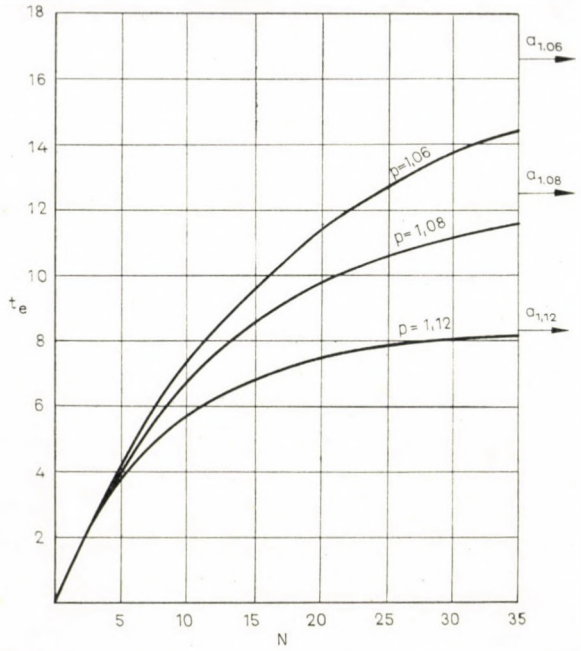


Bild 3

Jahresdurchschnitt um rund 6%, das Nationaleinkommen in der Industrie aber jährlich um rund 8%.

Bild 3 zeigt als Funktion der Betriebsdauer den Verlauf der einfachen Umschlagszeit bei $p = 1{,}06$ bzw. $p = 1{,}08$. Als Grenzkurve ist die Kurve $p = 1{,}06$ zu betrachten. Bei exakterem Messen kann auch $p = 1{,}08$ die Grenzkurve sein. Zum Vergleich wurde noch die Kurve $p = 1{,}12$ eingezeichnet. Man sieht, daß bis ca $N = 25$ Jahren die Betriebsdauer eine wesentliche Rolle spielt. Die zu $N = 25$ gehörigen einfachen Umschlagszeiten sind: Bei $p = 1{,}06$ rund 13 Jahre, bei $p = 1{,}08$ rund 11 Jahre und bei $p = 1{,}12$ rund 8 Jahre. Ferner ist zu sehen, daß bei $p = 1{,}12$ zwischen den einfachen Umschlagszeiten sich kein wesentlicher Unterschied — etwa ein Jahr — ergibt, gleichgültig ob die voraussichtliche Lebensdauer des Betriebs 15, 20 oder gar 100 Jahre beträgt. Im Bergbau darf die Umschlagszeit allein nicht ausschließlich die Grundlage zur Beurteilung der Wirtschaftlichkeit, der Abbauwürdigkeit sein,

sondern es müssen die drei nachstehenden Gleichungen gemeinsam in Betracht gezogen werden. Diese drei Gleichungen lauten für die abgerundeten Werte $p = 1{,}06$ bzw. $p = 1{,}08$, gleichfalls abgerundet:

$$t_k = 40 \left\{ \lg q + \lg (e - k) - \lg \left[q(e - k) - 0{,}06\, K'_A \right] \right\}$$

$$t_k = 30 \left\{ \lg q + \lg (e - k) - \lg \left[q(e - k) - 0{,}08\, K'_A \right] \right\}$$

$$r_k = \frac{Q}{q t_k}$$

$$u_k = \frac{q}{Q} t_k^2$$

worin q in (t/Jahr); e in (Ft/t); k in (Ft/t); K'_A in (Ft), Q in (t) ausgedrückt sind. In den Kennziffern der Abbauwürdigkeit erscheinen als unabhängig variable Größen: Q, q, k_A, e, k.

Q ist mehr oder weniger der gegebene Wert, während q als Produktionskapazität geplant werden kann. Auch die Grundinvestitionskosten K_A können geplant werden. Mit dieser Frage aber befassen wir hier uns nicht, da sie schon öfters eingehend behandelt wurde. Zur Bezeichnung der Investitionsgrundkosten wurde die Funktion $K_A = aq^{\mu}$ angegeben. Der Wert des Exponenten μ kann mit 0,8 angegeben werden. Sind die Investitionsgrundkosten ($K_{A,0}$) und die Förderkapazität (q_0) eines bereits verwirklichten, und unter den gleichen geologischen Verhältnissen arbeitenden Bergwerksbetriebes gegeben, so können die Investitionsgrundkosten des neuen Betriebes laut folgender Gleichung berechnet werden:

$$K_A = K_{A,0} \left(\frac{q}{q_0} \right)^{0{,}8}$$

In gewissen Fällen scheint das Planen des spezifischen Preises (e) relativ einfach zu sein, da dieser Preis durch die Einflußgrößen des Vorkommens (z. B. Heizwert, Aschegehalt usw.) von vornherein festgelegt ist. In anderen Fällen erfordert die vorhergehende Festlegung des Preises eine sorgfältige Prognose. Dieser Fall liegt vor allem bei gewissen Metallen vor, denn hier kann bei der Beurteilung der Wirtschaftlichkeit, d. h. der Abbauwürdigkeit auch der spezifische Preis eine ausschlaggebende Rolle spielen. Selbst wenn der spezifische Preis durch die Parameter des Vorkommens bestimmt wird, ist nur die formale Planung einfach. Das grundsätzliche Problem bleibt auch weiterhin bestehen, nämlich die Frage, ob jene Beziehung richtig ist, die den spezifischen Preis als Funktion der Kenngrößen des Vorkommens festlegt. Selbstverständlich steht einer näheren Prüfung der konkreten Preisbildung, in erster Linie aufgrund des Weltmarktpreises, nichts im Wege. Ein einziger Versuch kann uns aber davon überzeugen, daß derartige Analysen verschiedene Unsicherheiten zum Vorschein bringen. Solche Schwierigkeiten zeigen sich besonders dann,

wenn der in Rubel oder Dollar angegebene Weltmarktpreis zuverlässig in Forint ausgedrückt werden soll. Dabei kann es vorkommen, daß wir nur solche Fälle für wirtschaftlich erklären — in unserem Falle nur solche Vorkommen als abbauwürdig bezeichnen —, die wesentlich besser sind als der Grenzfall, denn die Zuverlässigkeit der Wirtschaftlichkeitsberechnung ist nicht unanfechtbar.

Der spezifische Wert k wird kalkulativ ermittelt. Als zuverlässiger aber kann die Methode des Vergleichens bezeichnet werden. In der Praxis ist fast bei jeder Neuanlage eine solche bereits fördernde Lagerstätte zu finden, die ihrem Charakter nach der neugeplanten Anlage sehr ähnlich ist. Die spezifischen Produktionskosten der fördernden, vorhandenen Lagerstätte, in unserem Falle des Bergbaubetriebes, sind mit k_0 gegeben. Die gesuchten spezifischen Produktionskosten k der Neuanlage werden zweckmäßig als Funktion der Änderung der natürlichen Parameter, beispielsweise folgendermaßen angegeben:

$$F = \frac{k}{k_0} = \lambda_1^{\alpha_1} \cdot \lambda_2^{\alpha_2} \ldots \lambda_n^{\alpha_n}$$

Die Verhältniszahlen $\lambda_1, \lambda_2, \ldots, \lambda_n$ können folgende sein:

$$\lambda_1 = \frac{q_0}{q} \qquad \lambda_2 = \frac{L}{L_0} \qquad \lambda_3 = \frac{M}{M_0} \qquad \lambda_4 = \frac{Q_{00}}{Q_0}$$

$$\lambda_5 = \frac{v_a' + v}{v_a' + v_0} \qquad \lambda_6 = \frac{\sigma_0}{\sigma} \qquad \lambda_7 = \frac{w_a' + w_0}{w_a' + w} \qquad \lambda_8 = \frac{g_a' + g}{g_a' + g_0}$$

»0« bezeichnet als Index die bestehende Anlage. Ferner bedeuten: q = Produktionskapazität (10^6t/Jahr), L = mittlere Förderentfernung (km), M = = Teufe (m), Q = Produktivität der Lagerstätte (t/m^2), v = Anzahl der größeren Verwerferungen (St/km^2), v_a = mittlere Verwerferungszahl des Bekkens oder ähnlicher Becken, σ = einseitige Druckfestigkeit (kp/cm^2) des unmittelbaren Nebengesteins, w = spezifische Mächtigkeit der Wasserschutzschicht (m/at), g = spezifische Ausgasung (m^3/t), w_a und g_a Mittelwerte in gleichem Sinne, wie bei v_a erwähnt wurde.

Die Exponenten $\alpha_1, \alpha_2, \ldots, \alpha_n$ kann man grundsätzlich aus vorhandenen Daten erhalten. In der Praxis aber ist dieser Weg nicht gangbar, da Beobachtungen und Aufzeichnungen in diesem Sinne nur sporadisch vorzufinden sind. Es können also die Einzelwerte nur durch Kalkulation und Schätzung erarbeitet werden. So können wir z. B. durch entsprechende Kalkulation zu dem Ergebnis gelangen, daß eine 20%ige Zunahme der betriebsinternen Materialbewegung eine 1,5%-ige Erhöhung der Selbstkosten zur Folge hat. Solche Kalkulationen, eventuell auch nur Schätzungen, können an vielen Stellen durchgeführt werden, selbstredend auch für die übrigen natürlichen Para-

meter. Durch Sammeln der zusammengehörigen Wertverbände F_i; λ_{1i}, λ_{2i}, . . . λ_{ni} können im Regressionsverfahren die für ein Revier, ja sogar für das ganze Land gültigen α-Werte, bzw. die Funktion $F = f(\lambda_1, \lambda_2, \ldots, \lambda_n)$ angegeben werden. Diese Funktion wird umso zuverlässiger sein, je größer die Anzahl der Fälle und der Stellen ist, für welche die Kalkulation angestellt wird, d. h.: je größer in der Serie der Wertverbände

$$\begin{array}{llllll}
F_1 \rightarrow \lambda_{11}; & \lambda_{21}; \ldots; & \lambda_{i1}; \ldots; & \lambda_{n1} \\
F_2 \rightarrow \lambda_{12}; & \lambda_{22}; \ldots; & \lambda_{i2}; \ldots; & \lambda_{n2} \\
\vdots \quad \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\
F_j \rightarrow \lambda_{1j}; & \lambda_{2j}; \ldots; & \lambda_{ij}; \ldots; & \lambda_{nj} \\
\vdots \quad \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\
F_m \rightarrow \lambda_{1m}; & \lambda_{2m}; \ldots; & \lambda_{im}; \ldots; & \lambda_{nm}
\end{array}$$

der Wert von m ist.

Die gewählte Form der Regressionsfunktion halten wir deshalb für günstig, da die aufgeschriebene Kostenfunktion mit mehr (n) Variablen — welche die Gleichung einer Hyperbelfläche ist — durch Logarithmieren leicht transformiert werden kann. Die Aufgabe lautet also, die Gleichung einer Hyperbelebene unter solchen Bedingungen anzugeben, daß die Summe der Quadrate der Abweichungen in Richtung von $\lg F$ ein Minimum sei, laut Formel

$$\Delta = \sum_{j=1}^{m} \left(\sum_{i=1}^{n} \alpha_i \lg \lambda_{ij} - \lg F_j \right)^2 \rightarrow \min$$

Wir verfahren also nach den Regeln für das Suchen eines bedingten Minimum und bilden die Differentialquotienten

$$\frac{d\Delta}{d\alpha_1}, \quad \frac{d\Delta}{d\alpha_2}, \ldots, \frac{d\Delta}{d\alpha_i}, \ldots, \frac{d\Delta}{d\alpha_n}$$

Werden diese gleich Null gesetzt, so gelangen wir zu n Normalgleichungen mit n Unbekannten. Das Berechnen der Unbekannten $\alpha_1, \alpha_2, \ldots, \alpha_n$ verursacht nun weiter keine Sorgen. Im vorliegenden Falle ist $n = 8$; es müssen also 8 Normalgleichungen gelöst werden.

Als Ergebnis einer großzügigen Kalkulation können wir den Schätzwert der Exponenten α folgendermassen festlegen:

$$\alpha_1 = 0{,}22, \quad \alpha_2 = 0{,}06, \quad \alpha_3 = 0{,}20, \quad \alpha_4 = 0{,}12,$$
$$\alpha_5 = 0{,}20, \quad \alpha_6 = 0{,}10, \quad \alpha_7 = 0{,}08, \quad \alpha_8 = 0{,}17\,.$$

Diese Zahlen sind nur das Ergebnis einer vorläufigen Schätzung, können also nicht die Ergebnisse einer Landesvermessung ersetzen.

Betrachten wir nun ein Zahlenbeispiel. Die Basisdaten bzw. die Angaben des vorhandenen Betriebes seien:

$k_0 = 200$ Ft/t, $q_0 = 0{,}6 \cdot 10^6$ t/Jahr, $L_0 = 1$ km,

$M_0 = 200$ m, $Q_{00} = 4$ t/m^2, $v_a = 3$ St/km^2, $v_0 = 5$ St/km^2,

$\sigma_0 = 80$ kP/cm^2, $w_a = 1{,}5$ m/at, $w_0 = 1{,}8$ m/at,

$g_a = 12$ m^3/t, $g_0 = 15$ m^3/t.

Die natürlichen Parameter des Vorkommens seien:

$q = 0{,}8 \cdot 10^6$ t/Jahr, $L = 2$ km, $M = 170$ m, $Q_0 = 5$ t/m^2,

$v = 4$ St/km^2, $\sigma = 120$ kp/cm^2, $w = 1{,}1$ m/at, $g = 20$ m^3/t.

Werden diese Größen in die Funktion eingesetzt, so erhalten wir:

$$F = \frac{k}{k_0} = \left(\frac{0{,}6}{0{,}8}\right)^{0{,}22} \cdot \left(\frac{2}{1}\right)^{0{,}06} \cdot \left(\frac{170}{200}\right)^{0{,}20} \cdot \left(\frac{4}{5}\right)^{0{,}12} \cdot \left(\frac{3+4}{3+5}\right)^{0{,}20} \cdot \left(\frac{80}{120}\right)^{0{,}10} \cdot \left(\frac{1{,}5+1{,}8}{1{,}5+1{,}1}\right)^{0{,}08} \cdot \left(\frac{12+20}{12+15}\right)^{0{,}17}.$$

Hieraus ergibt sich als Lösung:

$$\lg k = \lg F + \lg k_0 = -0{,}04434 + 2{,}30103 = 2{,}25669.$$

Mithin ist

$$k = 180{,}5 \text{ Ft/t}.$$

Selbstredend müssen wir darüber im klaren sein, daß die Unsicherheit dieser Funktion ziemlich beträchtlich sein kann. Diese Unsicherheit besteht nicht nur bezüglich der Exponenten ($\alpha_1, \alpha_2, \ldots, \alpha_i, \ldots, \alpha_n$). Eine mindestens ebenso große Unsicherheit liegt auch bei den gegebenen Parametern vor, u. zw. nicht so sehr bei den Grundparametern, als bei jenen Parametern, die bei dem neuen Vorkommen zu erwarten sind. Die Parameter selbst sind natürlich nicht alle in gleicher Weise unsicher. Weniger, ja fast vernachlässigbar unsicher sind die Daten für q, L, M, Q_0, σ, w. Sehr unsicher sind zwei natürliche Parameter, v und g.

Es darf nicht vergessen werden, daß die Gestaltung der spezifischen Kosten k nicht ausschließlich eine Funktion der natürlichen Parameter ist. Auch die kostensenkende Wirkung der technischen und technologischen Entwicklung muß berücksichtigt werden. Allerdings ist das nicht leicht. Für einige vergangene Jahre — vielleicht anhand von den Angaben eines Jahrzehnts — kann für jeden Bergwerksbetrieb die Gestaltung der spezifischen Kosten nachgewiesen werden. Sind aber die Angaben für das vergangene Jahrzehnt zuverlässig, so kann auch für ein Jahrzehnt im voraus eine zuverlässige Prognose

aufgestellt werden. Natürlich muß der nach der Funktion berechnete k-Wert der Prognose entsprechend modifiziert werden.

Wir glauben, das Erörterte konnte uns davon überzeugen, daß die Beurteilung der Abbauwürdigkeit durchaus keine einfache Sache ist. Unsicherheit besteht bezüglich der sog. volkswirtschaftlichen Erwägungen, und Unsicherheiten bestehen bezüglich der im Verfahren benützten Parameter. Erstere Unsicherheit ist vielleicht die größere.

In Kenntnis so vieler Unsicherheiten kann man die Frage stellen: Hat ein solches Verfahren überhaupt einen Sinn; wäre es nicht einfacher, die Entscheidung dem Judizium des Bergingenieurs zu überlassen? Die Erfahrung aber zeigt, daß diese Urteile im allgemeinen nicht frei von subjektiven Zügen sind oder — wenigstens verborgen — gewisse Interessen tarnen. Unser Verfahren kann wohl unvollkommen, in gewissem Grade auch unsicher sein, doch widerspiegelt es nur in möglichst geringem Maße eine individuelle optimistische oder pessimistische Einstellung. Das aber ist allein schon ein beachtliches Ergebnis.

SCHRIFTTUM

ZAMBÓ, J.: Telepítéselmélet a bányászatban. Műszaki Könyvkiadó, Budapest 1966.
ZAMBÓ, J.: Optimum location of mining facilities. Akadémiai Kiadó, Budapest 1968.

ON THE PROBLEM OF MINABILITY

J. ZAMBÓ

SUMMARY

The minability is in a close connection with the social demand for mineral occurrences. The minability can be expressed by indices. The most characteristic one among them is the recovery time, or an index showing how many times the investment costs are repaid during the whole interval of the mining activity.

The author treats in detail the data used in the determination of the recovery time. Thus among others the function of the expected specific production costs is given as the function of natural parameters (depth, thickness, petrographic conditions etc.); further the causes of uncertainties, as well as difficulties and discrepancies are discussed.

The connection between simple and compound recovery time is treated, too.

О ВОПРОСЕ ПРИГОДНОСТИ МЕСТОРОЖДЕНИЙ ДЛЯ РАЗРАБОТКИ

Я. ЗАМБО

РЕЗЮМЕ

Пригодность для рарзаботки находится в тесной связи с общественной потребностью в рудничных месторождениях. Пригодность для разработки может быть выражена через показатели. Самым характерным из них является время амортизации капитальных вложений, то есть, что во время рабочего времени во сколько раз обарачиваются эти вложения.

Автор подробно рассматривает данные, исползованные при вычислении времени амортизации. Так, среди других, задает функцию ожидаемых удельных производственных расходов в зависимости от природных параметров (глубина, мощность, условия пород, и т. д.), в то же время указывает причины неопределенностей, раскривает трудности и противоречия.

Автором показываются зависимости между простым и процентным временем амортизации.

Acta Geodaet., Geophys. et Montanist. Acad. Sci. Hung., Tomus 6 (1—2), pp. 175—186 (1971)

ZUR AUSGLEICHUNG DER STRECKENEINSCHNITTE

A. TÁRCZY-HORNOCH

GEODÄTISCHES UND GEOPHYSIKALISCHES FORSCHUNGSINSTITUT
DER UNGARISCHEN AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN, SOPRON

[Eingegangen am 25. Juli 1970]

Bei Punkteinschaltungen durch Strecken führt die Ausgleichung nach den vermittelnden Beobachtungen zu einfachen Gleichungen; bei wenig überschüssigen Beobachtungen und mehreren Neupunkten hat sie aber im Vergleich zu den bedingten Beobachtungen den Nachteil von mehr Normalgleichungen. Es wird geprüft, wie man in solchen Fällen die Beziehungen für die Ausgleichung nach den bedingten Beobachtungen einfach herleiten kann.

Die zunehmende Verbreitung der elektrooptischen und elektronischen Entfernungsmessungen erhöht die Bedeutung der Punkteinschaltungen durch Streckenmessungen. Die zeitgemäßen Rechenautomaten andererseits machen auch umfangreiche Rechnungen einfacherer Bauart bequem. Es verdienen deshalb Ausgleichungen von Punkteinschaltungen mit den unmittelbar gegebenen, bzw. gemessenen Größen Beachtung, ganz besonders, wenn Winkelfunktionen und deren Interpolationen ganz vermieden werden. Hier sei nur die Berechnung in der Ebene behandelt.

A) Streckeneinschnitt mit Hilfe von unmittelbar aufgestellten Bedingungsgleichungen

Aus den vorher angegebenen Gründen ist die von PANTHER angegebene Lösung [1] für die Punkteinschaltung durch Streckenmessung sicherlich zeitgemäß und beachtenswert.

Es sei aber hier sogleich bemerkt, daß sämtliche, für die Ausgleichung von Streckenvierecken angegebenen Lösungen auch für die Ausgleichung von Streckeneinschnitten verwendbar sind. Man braucht in den bezüglichen Gleichungen nur die Verbesserungen der zwischen den gegebenen Punkten liegenden gegebenen Seiten gleich Null zu setzen. Es sei z. B. in Abb. 1 der Punkt P aus den gegebenen Punkten 1, 2, 3 durch die Messung der Strecken s_1, s_2, s_3 zu bestimmen. Wir ergänzen das Streckenviereck 1, 2, 3, P mit den erforderlichen Bezeichnungen nach Abb. 1 in [3 ; S. 114] und es kann dann aus der dort unter Gl. (8) angegebenen, aus $\alpha_1 + \alpha_2 - \alpha_3$ hergeleiteten Bedingungs- bzw. Verbesserungsgleichung:

$$\frac{1}{b \sin \gamma_1^0} v_a + \frac{1}{e \sin \delta_2^0} v_f - \frac{1}{e \sin \delta_3^0} v_d - \left(\frac{\cot \gamma_1^0}{b} + \frac{\cot \gamma_2^0}{b} \right) v_b -$$

$$-\left(\frac{\cot\beta_1^0}{c}-\frac{\cot\beta_3^0}{c}\right)v_c-\left(\frac{\cot\delta_2^0}{e}+\frac{\cot\delta_3^0}{e}\right)v_e+\frac{\Delta\alpha}{\varrho}=0$$

durch Nullsetzen der Verbesserungen der gegebenen Seiten e, c, d sofort die Verbesserungsgleichung des Streckeneinschnittes:

$$\frac{1}{b\sin\gamma_1^0}v_a+\frac{1}{e\sin\delta_2^0}v_f-\left(\frac{\cot\gamma_1^0}{b}+\frac{\cot\gamma_2^0}{b}\right)v_b+\frac{\Delta\alpha}{\varrho}=0 \quad (1)$$

angeschrieben werden. Führen wir die Bezeichnungen $e\sin\delta_2^0 = b\sin\gamma_2^0 = s_2\sin\gamma_2^0$ und $v_f = v_1$ usw. ein, so wird daraus:

$$\frac{1}{s_2\sin\gamma_2^0}v_1-\left(\frac{\cot\gamma_1^0}{s_2}+\frac{\cot\gamma_2^0}{s_2}\right)v_2-\frac{1}{s_2\sin\gamma_1^0}v_3+\frac{\Delta\alpha}{\varrho}=0 \qquad (1a)$$

(γ_1^0, γ_2^0, δ_2^0 sind die mit den gegebenen bzw. gemessenen Strecken berechneten Näherungswerte, während $\Delta\alpha = \alpha_1^0 + \alpha_2^0 - \alpha_3$ ist.) Die weitere Berechnung sowohl bei gleich genauen, als auch bei verschieden genauen Messungen kann als bekannt vorausgesetzt werden.

Sind mehr als drei Punkte gegeben, so wird für einen jeden weiteren gegebenen Punkt grundsätzlich ein weiteres Dreieck der gegebenen Punkte bzw. mit dem zu bestimmenden Punkt ein weiteres Viereck der Ausgleichung gebildet, genau so, wie bei PANTHER in [1]. Im folgenden genügt daher überall die Behandlung der Grundfigur nach Abb. 1, wobei die Beziehungen auch für den Fall gelten, daß der Punkt P innerhalb des Dreieckes der gegebenen Punkte liegt.

Die Gl. (1a) ist wohl einfach, man braucht aber Winkelfunktionen dazu, weshalb die Panthersche Lösung Beachtung verdient. Es ist nicht uninteressant hier sogleich festzustellen, daß die von PANTHER in [1] mit Hilfe der Strecken ausgedrückten Gleichungen auch aus den GOTTHARDTschen gleichfalls mit Hilfe von Strecken ausgedrückten Beziehungen für das Streckenviereck in [2] hergeleitet werden können. Wir brauchen auch bei GOTTHARDT nur die Verbesserungen der zwischen den gegebenen Punkten liegenden Strecken gleich Null zu setzen.

Die unmittelbar aufstellbaren Bedingungs- bzw. Verbesserungsgleichungen ohne Winkelfunktionen sind trotz der Weglassung der Verbesserungen der nicht gemessenen Strecken immer umständlicher als die einfachen Verbesserungsgleichungen nach den vermittelnden Beobachtungen. Es soll daher geprüft werden, ob die Herleitung der Bedingungsgleichungen aus den Vermittlungsgleichungen nicht vorteilhafter ist. Die Koordinaten des Neupunktes können nämlich in diesem Falle nach der Ausgleichung in der Regel einfach berechnet werden.

B) Streckeneinschnitt mit Hilfe von, aus Vermittlungsgleichungen hergeleiteten Bedingungsgleichungen

a) Ohne Einführung von Näherungskoordinaten

Wenn wir bei der Ausgleichung der Streckeneinschnitte von den Vermittlungsgleichungen mit den Koordinaten des Neupunktes ausgehen, so ist es naheliegend, auch an Stelle der gegebenen Strecken die Koordinaten ihrer

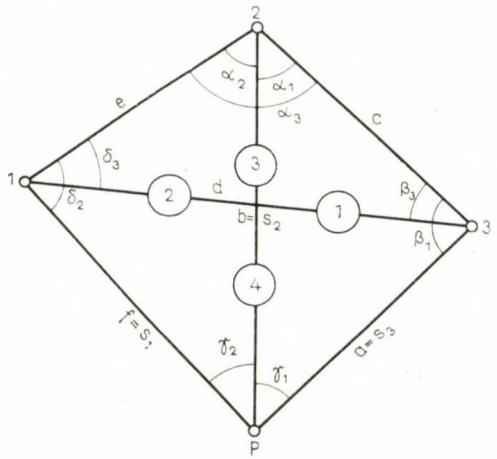


Abb. 1

Endpunkte zu verwenden, zumal diese primär gegeben sind. Es läßt sich zeigen, daß auch in diesem Falle für die Ausgleichung gut brauchbare Beziehungen mit den gegebenen Koordinaten und den gemessenen Strecken hergeleitet werden können.

Nach Abb. 1 können für die gesuchten Koordinaten x und y des Punktes P mit Hilfe der gemessenen Strecken s_1, s_2, s_3 sowie deren Verbesserungen v_1, v_2, v_3 und mit den gegebenen Koordinaten der Punkte 1, 2, 3 folgende Vermittlungsgleichungen aufgestellt werden:

$$\begin{aligned}(x_1 - x)^2 + (y_1 - y)^2 &= (s_1 + v_1)^2\\ (x_2 - x)^2 + (y_2 - y)^2 &= (s_2 + v_2)^2\\ (x_3 - x)^2 + (y_3 - y)^2 &= (s_3 + v_3)^2.\end{aligned} \tag{2}$$

Werden aus der ersten der Gln. (2) die zweite und dritte subtrahiert, so entstehen die Beziehungen:

$$\begin{aligned}2(x_2 - x_1)x + 2(y_2 - y_1)y + x_1^2 + y_1^2 - x_2^2 - y_2^2 &= (s_1 + v_1)^2 - (s_2 + v_2)^2\\ 2(x_3 - x_1)x + 2(y_3 - y_1)y + x_1^2 + y_1^2 - x_3^2 - y_3^2 &= (s_1 + v_1)^2 - (s_3 + v_3)^2\,.\end{aligned} \tag{2a}$$

Daraus können die beiden Unbekannten x und y als Funktionen der Verbesserungen v_1, v_2 und v_3 ausgedrückt werden:

$$x = \frac{\left\{\begin{array}{l}(s_1+v_1)^2(y_3-y_2)-(s_2+v_2)^2(y_3-y_1)+(s_3+v_3)^2(y_2-y_1)+y_1(x_3^2+y_3^2-x_2^2-y_2^2)-\\ -y_2(x_3^2+y_3^2-x_1^2-y_1^2)+y_3(x_2^2+y_2^2-x_1^2-y_1^2)\end{array}\right\}}{2\big((y_3-y_1)(x_2-x_1)-(y_2-y_1)(x_3-x_1)\big)}$$

$$y = -\frac{\left\{\begin{array}{l}(s_1+v_1)^2(x_3-x_2)-(s_2+v_2)^2(x_3-x_1)+(s_3+v_3)^2(x_2-x_1)+x_1(x_3^2+y_3^2-x_2^2-y_2^2)-\\ -x_2(x_3^2+y_3^2-x_1^2-y_1^2)+x_3(x_2^2+y_2^2-x_1^2-y_1^2)\end{array}\right\}}{2\big((y_3-y_1)(x_2-x_1)-(y_2-y_1)(x_3-x_1)\big)}. \tag{3}$$

Quadriert man nun die Ausdrücke $(s + v)$ und berücksichtigt, daß die Glieder mit v^2 als kleine Größen zweiter Ordnung vernachlässigt werden können, so werden:

$$x = \frac{\left\{\begin{array}{l}s_1^2(y_3-y_2)-s_2^2(y_3-y_1)+s_3^2(y_2-y_1)+y_1(x_3^2+y_3^2-x_2^2-y_2^2)-\\ -y_2(x_3^2+y_3^2-x_1^2-y_1^2)+y_3(x_2^2+y_2^2-x_1^2-y_1^2)\end{array}\right\}}{2\big((y_3-y_1)(x_2-x_1)-(y_2-y_1)(x_3-x_1)\big)} +$$
$$+\frac{s_1(y_3-y_2)v_1-s_2(y_3-y_1)v_2+s_3(y_2-y_1)v_3}{(y_3-y_1)(x_2-x_1)-(y_2-y_1)(x_3-x_1)}$$

$$y = -\frac{\left\{\begin{array}{l}s_1^2(x_3-x_2)-s_2^2(x_3-x_1)+s_3^2(x_2-x_1)+x_1(x_3^2+y_3^2-x_2^2-y_2^2)-\\ -x_2(x_3^2+y_3^2-x_1^2-y_1^2)+x_3(x_2^2+y_2^2-x_1^2-y_1^2)\end{array}\right\}}{2\big((y_3-y_1)(x_2-x_1)-(y_2-y_1)(x_3-x_1)\big)} - \tag{4}$$
$$-\frac{s_1(x_3-x_2)v_1-s_2(x_3-x_1)v_2+s_3(x_2-x_1)v_3}{(y_3-y_1)(x_2-x_1)-(y_2-y_1)(x_3-x_1)}.$$

Die ersten Glieder rechts der Gln. (4) stellen jene Näherungswerte von x und y dar, die aus den Gln. (2a) mit den nicht verbesserten gemessenen Strecken s erhalten werden. Wenn wir diese mit x_0 und y_0 bezeichnen, so erhalten wir:

$$x = x_0 + \frac{s_1(y_3-y_2)v_1-s_2(y_3-y_1)v_2+s_3(y_2-y_1)v_3}{(y_3-y_1)(x_2-x_1)-(y_2-y_1)(x_3-x_1)}$$

$$y = y_0 - \frac{s_1(x_3-x_2)v_1-s_2(x_3-x_1)v_2+s_3(x_2-x_1)v_3}{(y_3-y_1)(x_2-x_1)-(y_2-y_1)(x_3-x_1)}. \tag{5}$$

Setzt man diese Werte in eine der Gln. (2), z. B. in die erste ein, vernachlässigt bei der Quadrierung die kleinen Größen zweiter Ordnung, bezeichnet den gegebenen Nenner mit N also:

$$(y_3-y_1)(x_2-x_1)-(y_2-y_1)(x_3-x_1) = N \tag{6}$$

und die den Näherungskoordinaten entsprechende Strecke mit $s_{1,0}$, so erhalten wir füglich die Verbesserungsgleichung nach den bedingten Beobachtungen:

$$2s_1\left(1+\frac{(x_1-x_0)(y_3-y_2)-(y_1-y_0)(x_3-x_2)}{N}\right)v_1-$$

$$-\frac{2s_2\big((x_1-x_0)(y_3-y_1)-(y_1-y_0)(x_3-x_1)\big)}{N}v_2+ \qquad (7)$$

$$+\frac{2s_3\big((x_1-x_0)(y_2-y_1)-(y_1-y_0)(x_2-x_1)\big)}{N}v_3+s_1^2-s_{1,0}^2=0\,.$$

Die weitere Auflösung kann sowohl bei gleich genauen, als auch bei verschieden genauen Beobachtungen als bekannt vorausgesetzt werden. Mit den Verbesserungen erhalten wir nach Gln. (5) die gesuchten Koordinaten des Neupunktes.

Als Vorteil der angegebenen Methode kann angesehen werden, daß die Beziehungen auf elementarem Wege hergeleitet wurden und daß man nach der Ausgleichung leicht die Koordinaten des Neupunktes erhält. Es ist auch interessant, daß obwohl zur Herleitung keine Näherungskoordinaten eingeführt wurden, solche in den erhaltenen Gln. (4) dem Sinne nach doch erscheinen.

Als Nachteil muß die im Vergleich zu den Gln. der vermittelnden Beobachtungen kompliziertere Bauart der Gl. (7), sowie der Umstand angeführt werden, daß man — im Gegensatz zur Ausgleichung nach den vermittelnden Beobachtungen — die mittleren Fehler der Koordinaten von P unmittelbar nicht erhält. Diese Nachteile werden nur bei einer überschüssigen Beobachtung dadurch wettgemacht, daß hier — im Gegensatz zu den zwei Normalgleichungen der Lösung nach den vermittelnden Beobachtungen — nur eine Normalgleichung auftritt und daß bei nur einer überschüssigen Beobachtung die nach den vermittelnden Beobachtungen erhaltenen mittleren Koordinatenfehler sowieso wenig aussagen. Bei mehr als einer überschüssigen Beobachtung erscheinen dagegen bei Streckeneinschnitten die einfacher gebauten Beziehungen der vermittelnden Beobachtungen bereits für günstiger, weshalb wir hier die Beziehungen der bedingten Beobachtungen mit mehr als einer überschüssigen Beobachtung nicht anführen wollen. Wir sehen deshalb auch von der näheren Untersuchung ab, welche der Gln. (2) zum Rückeinsetzen am günstigsten ist. Die Gl. (7) mit dem größten Glied $(s^2 - s_0^2)$ gibt jedenfalls eine gute Lösung.

b) *Ausgleichung mit Einführung von Näherungskoordinaten*

Wir wollen zunächst die Vermittlungsgleichungen in einer von der üblichen etwas abweichenden Form herleiten. Es zeigt sich dabei, daß daraus auch für die Zurückführung auf die Lösung nach den bedingten Beobachtungen eine gut brauchbare Methode hergeleitet werden kann.

Führen wir für die gesuchten Koordinaten die Näherungswerte x_0 und y_0 ein, die leicht z. B. aus den Gln. (2*a*) beim Weglassen der Verbesserungen v ermittelt werden, so erhalten wir aus den Gln. (2) nach Einführung der gesuchten Zuschläge δx und δy bei Vernachlässigung der kleinen Größen zweiten Grades die Verbesserungsgleichungen:

$$\begin{aligned} v_1 &= \frac{x_0 - x_1}{s_1}\,\delta x + \frac{y_0 - y_1}{s_1}\,\delta y + \frac{s_{1,0}^2 - s_1^2}{2s_1} \\ v_2 &= \frac{x_0 - x_2}{s_2}\,\delta x + \frac{y_0 - y_2}{s_2}\,\delta y + \frac{s_{2,0}^2 - s_2^2}{2s_2} \\ v_3 &= \frac{x_0 - x_3}{s_3}\,\delta x + \frac{y_0 - y_3}{s_3}\,\delta y + \frac{s_{3,0}^2 - s_3^2}{2s_3} \end{aligned} \tag{8}$$

usw. bei Streckenmessungen nach weiteren gegebenen Punkten. Auch diese Gln. wurden auf elementarem Weg, ohne Reihenentwicklungen erhalten.

Wir drücken nun aus den zwei letzten Gln. δx und δy als Funktionen der Verbesserungen aus:

$$\begin{aligned} \delta x &= \frac{2s_2(y_0-y_3)v_2 - 2s_3(y_0-y_2)v_3 + (y_0-y_2)(s_{3,0}^2-s_3^2) - (y_0-y_3)(s_{2,0}^2-s_2^2)}{2\big((x_0-x_2)(y_0-y_3)-(x_0-x_3)(y_0-y_2)\big)} \\ \delta y &= -\frac{2s_2(x_0-x_3)v_2 - 2s_3(x_0-x_2)v_3 + (x_0-x_2)(s_{3,0}^2-s_3^2) - (x_0-x_3)(s_{2,0}^2-s_2^2)}{2\big((x_0-x_2)(y_0-y_3)-(x_0-x_3)(y_0-y_2)\big)} \end{aligned} \tag{9}$$

Bezeichnen wir den gegebenen Nenner hier mit K, d. h.

$$2\big((x_0 - x_2)(y_0 - y_3) - (x_0 - x_3)(y_0 - y_2)\big) = K \tag{10}$$

und setzen die Werte nach Gln. (9) in die erste der Gln. (8) ein, so erhalten wir die Verbesserungsgleichung nach den bedingten Beobachtungen hier in:

$$\begin{aligned} &s_1 K v_1 - 2s_2\big((x_0 - x_1)(y_0 - y_3) - (y_0 - y_1)(x_0 - x_3)\big)v_2 + \\ &+ 2s_3\big((x_0 - x_1)(y_0 - y_2) - (y_0 - y_1)(x_0 - x_2)\big)v_3 - \\ &- \frac{K}{2}(s_{1,0}^2 - s_1^2) + (s_{2,0}^2 - s_2^2)\big((x_0 - x_1)(y_0 - y_3) - (y_0 - y_1)(x_0 - x_3)\big) - \\ &- (s_{3,0}^2 - s_3^2)\big((x_0 - x_1)(y_0 - y_2) - (y_0 - y_1)(x_0 - x_2)\big) = 0. \end{aligned} \tag{11}$$

Eine gewisse Vereinfachung in der Berechnung kann hier — und auch bei den vorangegangenen Lösungen — dadurch erzielt werden, daß man δx und δy aus den zwei ersten der Gln. (9) mit konkreten Zahlenwerten der Koeffizienten berechnet und diese in die letzte der Gln. (8) einsetzt.

Die weitere Auflösung kann sowohl bei gleich genauen, als auch bei verschieden genauen Beobachtungen auch hier als bekannt vorausgesetzt werden. Nach Berechnung der Verbesserungen werden die Koordinatenzuschläge δx und δy zu den Näherungswerten ermittelt. Aber auch hier, bei einem Neupunkt gilt die Bemerkung, daß die Berechnung nach den bedingten Beobachtungen nur im Falle einer überschüssigen Beobachtung ratsam erscheint.

C) Gleichzeitige Einschaltung mehrerer Punkte durch Streckenmessungen

a) *Doppelpunkt-Streckeneinschnitt*

Anders werden die Verhältnisse, wenn mehr als ein Neupunkt bestimmt werden muß und so die Zahl der Unbekannten δx, δy zunimmt, ganz besonders dann, wenn die Anzahl der überschüssigen Beobachtungen im Vergleich dazu gering ist. Einen solchen Fall haben wir z. B. in Abb. 2, wo 1, 2 die gegebenen

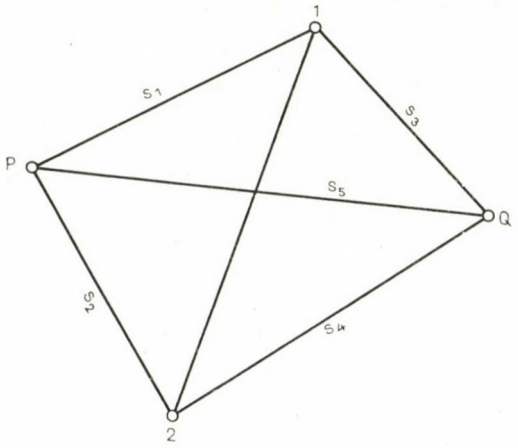


Abb. 2

und P, Q die zu bestimmenden Punkte sind. (Doppelpunkt-Streckeneinschnitt aus zwei Punkten.) Man kann auch hier zur Ausgleichung nach den bedingten Beobachtungen alle für die Streckenvierecke mit unmittelbaren Gleichungen angegebenen bezüglichen Gleichungen, also auch die Gl. vor Gl. (1) oder die

Gotthardtsche Gl. (7) [2; S. 89] verwenden. Man braucht nur in diesem Falle lediglich die Verbesserung der Strecke $\overline{1,2}$ gleich Null zu setzen. Man wird in diesem Falle die Bedingungsgleichung vorteilhaft so wählen, daß dadurch die Verbesserung mit dem umfangreichsten Koeffizienten entfällt. (Bei Verwendung von Winkelbedingungsgleichung wird man diese z. B. im Punkt 1 oder 2 annehmen, da in diesem Falle die Verbesserung der in beiden Teilwinkeln erscheinenden Strecke $\overline{1,2}$ Null wird.)

Die Beziehungen für die Ausgleichung der Streckenvierecke nach den bedingten Beobachtungen sind somit durch Weglassen der Verbesserungen der Seiten zwischen den gegebenen Punkten auch bei mehr als einem Neupunkt gut verwendbar.

Man könnte aber im Falle der Abb. 2 auch so vorgehen, daß wir die Verbesserungsgleichungen nach den vermittelnden Beobachtungen sinngemäß nach Gln. (8) aufstellen:

$$
\begin{aligned}
v_1 &= \frac{x_{P,0} - x_1}{s_1}\,\delta x_P + \frac{y_{P,0} - y_1}{s_1}\,\delta y_P + \frac{s_{1,0}^2 - s_1^2}{2s_1} \\
v_2 &= \frac{x_{P,0} - x_2}{s_2}\,\delta x_P + \frac{y_{P,0} - y_2}{s_2}\,\delta y_P + \frac{s_{2,0}^2 - s_2^2}{2s_2} \\
v_3 &= \frac{x_{Q,0} - x_1}{s_3}\,\delta x_Q + \frac{y_{Q,0} - y_1}{s_3}\,\delta y_Q + \frac{s_{3,0}^2 - s_3^2}{2s_3} \\
v_4 &= \frac{x_{Q,0} - x_2}{s_4}\,\delta x_Q + \frac{y_{Q,0} - y_2}{s_4}\,\delta y_Q + \frac{s_{4,0}^2 - s_4^2}{2s_4} \qquad (12) \\
v_5 &= \frac{x_{Q,0} - x_{P,0}}{s_5}\,\delta x_Q - \frac{x_{Q,0} - x_{P,0}}{s_5}\,\delta x_P + \frac{y_{Q,0} - y_{P,0}}{s_5}\,\delta y_Q - \\
&\quad - \frac{y_{Q,0} - y_{P,0}}{s_5}\,\delta y_P + \frac{s_{5,0}^2 - s_5^2}{2s_5}\,.
\end{aligned}
$$

Aus den beiden ersten Gln. werden δx_P und δy_P, aus den beiden folgenden δx_Q und δy_Q als Funktionen der Verbesserungen ausgedrückt. Setzt man diese Werte in die letzte der Gln. (12) ein, so erhält man die hier einzige Verbesserungsgleichung nach den bedingten Beobachtungen.

Man kann auch hier aus den Vermittlungsgleichungen im Sinne der Gln. (2) ohne Näherungskoordinaten die Bedingungsgleichungen herleiten, doch führt dies hier zu keinen bequemen Beziehungen, weshalb wir davon absehen.

b) *Dreipunkt—Streckeneinschnitt aus zwei gegebenen Punkten*

Wenn wir (Abb. 3) aus den gegebenen Punkten 1, 2 drei Neupunkte P, Q, R bestimmen wollen, so können wir gleichfalls verschieden vorgehen.

Man kann bei der unmittelbaren Lösung nach den bedingten Beobachtungen mit allen, für die Ausgleichung der Streckenvierecke in der Fachliteratur angegebenen Beziehungen die Bedingungs- bzw. Verbesserungsgleichungen

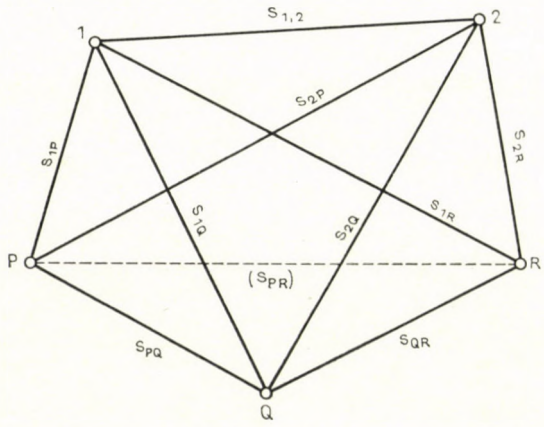


Abb. 3

sowohl für das Streckenviereck 1, 2, P, Q als auch für 1, 2, Q, R aufstellen und ausgleichen. Die Strecke $\overline{1,\,2} = s_{1,\,2}$ erhält auch hier keine Verbesserung und dient deshalb vorteilhaft als Schenkel der Winkel der Bedingungsgleichungen.

Man kann aber auch im Sinne der Gln. (12) aus den Verbesserungsgleichungen für s_{1P}, s_{2P}, dann für s_{1Q}, s_{2Q} und für s_{1R}, s_{2R} der vermittelnden Beobachtungen mit δx_P, δy_P, δx_Q, δy_Q, δx_R, δy_R diese leicht als Funktionen der Verbesserungen ausdrücken und in die beiden Verbesserungsgleichungen für s_{PQ} und s_{QR} einsetzen, wodurch man für die Ausgleichung zwei Bedingungs- bzw. Verbesserungsgleichungen erhält.

Wird auch die Strecke zwischen P und R gemessen, so erhält man die dritte unmittelbare Bedingungsgleichung aus dem Streckenviereck 1, 2, P, R, während man mit Hilfe der vermittelnden Beobachtungen die dritte Bedingungs- bzw. Verbesserungsgleichung dadurch bekommt, daß man die aus den Verbesserungsgleichungen für s_{1P} und s_{2P} ausgedrückten δx_P und δy_P sowie die aus den Verbesserungsgleichungen für s_{1R} und s_{2R} ausgedrückten δx_R und δy_R, in die Verbesserungsgleichung für s_{PR} einsetzt.

c) *Doppelpunkt –Streckeneinschnitt aus drei Punkten*

Es ist naheliegend, daß man dieselben drei Streckenvierecke erhält, wenn umgekehrt P, Q, R die gegebenen, und 1, 2 die gesuchten Punkte sind. Nur erhalten in diesem Falle s_{PQ}, s_{QR} und s_{PR} keine Verbesserungen und werden daher vorteilhaft Schenkel der Winkel der Bedingungsgleichungen. Dagegen bekommt jetzt $s_{1,2}$ eine Verbesserung. Bei der im Wege der Vermittlungsgleichungen hergeleiteten Lösung drückt man z. B. δx_1, δy_1 aus den Vermittlungsgleichungen für s_{1P}, s_{1Q}, dann δx_2, δy_2 aus denen für s_{2Q}, s_{2P} aus und setzt diese in die, aus den Vermittlungsgleichungen für s_{1R}, s_{2R} und $s_{1,2}$ erhaltenen Verbesserungsgleichungen ein. Die Ausgangsgleichungen werden mithin in diesem Falle:

$$
\begin{aligned}
v_{1P} &= \frac{x_{1,0} - x_P}{s_{1P}}\,\delta x_1 + \frac{y_{1,0} - y_P}{s_{1P}}\,\delta y_1 + \frac{s^2_{1P\,0} - s^2_{1P}}{2s_{1P}} \\
v_{1Q} &= \frac{x_{1,0} - x_Q}{s_{1Q}}\,\delta x_1 + \frac{y_{1,0} - y_Q}{s_{1Q}}\,\delta y_1 + \frac{s^2_{1Q,0} - s^2_{1Q}}{2s_{1Q}} \\
v_{1R} &= \frac{x_{1,0} - x_R}{s_{1R}}\,\delta x_1 + \frac{y_{1,0} - y_R}{s_{1R}}\,\delta y_1 + \frac{s^2_{1R,0} - s^2_{1R}}{2s_{1R}} \\
v_{2P} &= \frac{x_{2,0} - x_P}{s_{2P}}\,\delta x_2 + \frac{y_{2,0} - y_P}{s_{2P}}\,\delta y_2 + \frac{s^2_{2P,0} - s^2_{2P}}{2s_{2P}} \\
v_{2Q} &= \frac{x_{2,0} - x_Q}{s_{2Q}}\,\delta x_2 + \frac{y_{2,0} - y_Q}{s_{2Q}}\,\delta y_2 + \frac{s^2_{2Q,0} - s^2_{2Q}}{2s_{2Q}} \\
v_{2R} &= \frac{x_{2,0} - x_R}{s_{2R}}\,\delta x_2 + \frac{y_{2,0} - y_R}{s_{2R}}\,\delta y_2 + \frac{s^2_{2R,0} - s^2_{2R}}{2s_{2R}} \\
v_{1,2} &= \frac{x_{1,0} - x_{2,0}}{s_{1,2}}\,\delta x_1 - \frac{x_{1,0} - x_{2,0}}{s_{1,2}}\,\delta x_2 + \frac{y_{1,0} - y_{2,0}}{s_{1,2}}\,\delta y_1 - \\
&\quad - \frac{y_{1,0} - y_{2,0}}{s_{1,2}}\,\delta y_2 + \frac{s^2_{1,2,0} - s^2_{1,2}}{2s_{1,2}}
\end{aligned}
\tag{13}
$$

Die aus den ersten zwei Gleichungen ausgedrückten δx_1, δy_1 und die aus der vierten und fünften Gleichung ausgedrückten δx_2, δy_2 werden — gegebenenfalls mit zahlenmäßig berechneten Koeffizienten — in die dritte, sechste,

bzw. siebente Gleichung eingesetzt, wodurch man drei Bedingungs- bzw. Verbesserungsgleichungen erhält.

Werden die Näherungskoordinaten von 1 mit s_{1P} und s_{1Q}, jene von 2 mit s_{2Q} und s_{2R} berechnet, so sind bei diesen Seiten $s_0 = s$, und es entfallen die absoluten Glieder der entsprechenden Gln. (13). Sinngemäß ähnliches gilt auch in anderen Fällen, so auch für Gln. (12).

*

Ohne auf Vollständigkeit Anspruch zu erheben, ersehen wir jedenfalls, daß hier zwei grundsätzliche Methoden angegeben wurden, die Streckeneinschnitte nach den bedingten Beobachtungen auszugleichen.

Man kann auch durch entsprechende Einführung von Hilfskoordinatensystemen die Ausgleichung der Streckeneinschnitte auf die der bedingten Beobachtungen zurückführen. Da wir diese bereits a. a. O. (Vgl. [4]) behandelt haben, wollen wir darauf hier nicht näher eingehen.

Alle diese Methoden sind aber nur in jenen Fällen ratsam, wo im Vergleich zu den zu bestimmenden Punkten wenig überschüssige Beobachtungen vorliegen: weniger etwa als $2n$, wobei n die Anzahl der zu bestimmenden Punkte bedeutet. Sonst ist die Ausgleichung nach den vermittelnden Beobachtungen vorzuziehen.

SCHRIFTTUM

1. Panther, A.: Punkteinschaltung durch Streckenmessung. *Allg. Verm. Nachr.*, 1969, 469—473.
2. Gotthardt, E.: Eine rein rationale Ausgleichung des Streckenvierecks mit Diagonalen. *ZfV.*, 1961, 88—90.
3. Tárczy-Hornoch, A.: Über einige Ausgleichsprobleme der streckenmessenden Triangulation. Festschrift »Aus der geodätischen Lehre und Forschung« zum 70. Geburtstag von Professor Walter Großmann. Stuttgart, 1967, 114—122.
4. Tárczy-Hornoch, A.: Notes on Some Simplifications by the Transferring of Adjustment of a Method of Co-ordinates to that of Conditional Observations. *Acta Geod. Geoph. et Mont.*, 3 (1968), 437—446.

TO THE ADJUSTMENT OF TRILATERATIONS

A. TÁRCZY-HORNOCH

SUMMARY

The adjustment according to the method of indirect observations leads in trilaterations to simple equations; in case of a small number of superfluous measurements and many new points its disadvantage against the method of conditioned observations is the greater number of normal equations. The paper investigates the possibility of a simple deduction of the equations in case of conditioned observations.

К УРАВНИВАЮ ЛИНЕЙНОЙ ПРИВЯЗКИ ТОЧЕК

А. ТАРЦИ-ХОРНОХ

РЕЗЮМЕ

При линейной привязке точек уравнивание по посредственным измерениям приводит к простым уравнениям; но сравнивая его с методом условных измерений при малом числе избыточных измерений и многих новых точках имеется недостаток, что число нормальных уравнений больше.

В статье рассматривается возможность вывода соотношений для уравнивания по способу условных измерений простым путем.

Acta Geodaet., Geophys. et Montanist. Acad. Sci. Hung., Tomus 6 (1—2), pp. 187—201 (1971)

AUSGLEICHUNG EINES TRIANGULATIONSNETZES DURCH MESSUNG SÄMTLICHER WINKEL UND SEITEN

I. HAZAY

KORR. MITGLIED DER UNGARISCHEN AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN

[Eingegangen am 19. Oktober 1970]

Die Studie befaßt sich mit der Ausgleichung eines solchen Triangulationsnetzes, in dem die Längen sämtlicher Seiten sowie sämtliche Winkel des Netzes gemessen wurden. Die Ausgleichung kann entweder mit der Korrelaten- oder mit der Koordinatenmethode durchgeführt werden. Im ersten Falle gibt es zwei Ausgangsmöglichkeiten. Es können die Winkel- (Richtungs-)messungen als Grundlage dienen, und es werden die dazu gehörigen unabhängigen Bedingungsgleichungen aufgestellt; dazu kommen Längenbedingungsgleichungen, deren Zahl um eines weniger ist als die der Seiten. Es können aber auch die Streckenmessungen als Grundlage dienen, in welchem Falle die Bedingungsgleichung (oder -gleichungen) des reinen Streckenmeßnetzes aufgestellt wird, und dazu kommen noch so viele unabhängige Bedingungsgleichungen, wieviele Winkel im Netz vorhanden sind. Die Studie zeigt die Wahl der unabhängigen Bedingungsgleichungen für die zwei Grundformationen: für das Zentralsystem und für das Diagonalviereck. Die Zahl der zu lösenden Normalgleichungen ist wesentlich kleiner, falls Koordinatenausgleichung angewendet wird.

Zur Ausgleichung der aus Grundformationen bestehenden größeren Netze kann auch hier die Ausgleichungsmethode der dominierenden Punkte zweckmäßig angewendet werden [4, 5].

Die Studie befaßt sich auch mit den Gewichtsverhältnissen der Winkelmessungen und der einzelnen Streckenmessungen, sowie mit der Annahme der Gewichte zur Anwendung der Ausgleichsmethode der dominierenden Punkte. Bei der Ausgleichung sowohl der Grundformationen als auch der größeren Netze kann die Arbeit durch die Anwendung der Gewichtstransformation erleichtert werden [2, 3].

In der Geodäsie wird einerseits die Genauigkeit, andererseits die Wirtschaftlichkeit angestrebt. Es gibt so manche Fälle, wo man zugunsten der Wirtschaftlichkeit die Genauigkeitserfordernisse weniger berücksichtigt; es kommt aber auch vor, daß die höheren Kosten zur Erreichung einer höheren Genauigkeit in Kauf genommen werden. Solch eine Tendenz sehen wir darin, daß infolge der Entwicklung der elektronischen Streckenmessung in den Triangulationsnetzen höherer Ordnung nicht nur einige Basen, sondern auch die Längen mehrerer Dreiecksseiten gemessen werden. Es kann leicht vorkommen, daß in der Zukunft — sogar schon in naher Zukunft — solche komplette (komplexe) Netze entwickelt werden, in denen sämtliche Winkel (Richtungen) und außerdem auch die Längen sämtlicher Netzseiten gemessen werden. Die Genauigkeit der Winkel- (Richtungs)messung und die der elektronischen Streckenmessung sind heutzutage sozusagen im Wettlauf, und so kann das gemeinsame Ergebnis der beiden Messungen die Genauigkeit des Netzes beträchtlich steigern. Wenn auch der erste Schritt in dieser Richtung wahrscheinlich nicht das Landestriangulationsnetz erster Ordnung sein wird,

beanspruchen einige spezielle kleinere Netze doch schon jetzt die Steigerung der rein durch Winkelmessung und mit einer Basis bzw. der ausschließlich durch Streckenmessung erreichbaren Genauigkeit.

Diese Studie befaßt sich mit der Ausgleichung der Grundformationen des im Vorherigen als komplett (komplex) bezeichneten Netzes. Die Grundformationen sind: das Zentralsystem und das Diagonalviereck.

Unser Ausgangspunkt ist also, daß sämtliche Winkel (Richtungen) und die Längen sämtlicher Seiten gemessen werden. Die Zahl der überschüssigen Beobachtungen wird dadurch naturgemäß größer.

Die Ausgleichung kann mit der Korrelaten- oder Koordinatenmethode durchgeführt werden.

Die Bedingungsgleichungen der Korrelatenausgleichung können nach zwei Systemen aufgestellt werden:

a) Es können die Winkel- (Richtungs-)messungen die Grundlage bilden und die Messungen der Seitenlängen als Ergänzung dienen;

b) es können die Messungen der Seitenlängen die Grundlage und die Winkel- bzw. Richtungsmessungen die Ergänzung sein.

I

Zuerst sollen *die Zentralsysteme* betrachtet werden. An Abb. 1 wurde ein Zentralsystem durchschnittlicher Größe — bestehend aus fünf Dreiecken — dargestellt. Die bei den Winkeln stehenden Ziffern deuten auf die Winkelmessung; die gemessenen Werte werden mit Ziffern in Klammern, ihre Verbesserungen mit v, ihre ausgeglichenen Werte aber mit Ziffern ohne Klammern, z. B. $3 = (3) + v_3$ bezeichnet.

Die Ziffern mit Beistrich geben die Seiten an, für ihre Verbesserungen wird die Bezeichnung λ angewendet. Die Ziffern mit Beistrich der Streckenmeßergebnisse werden in Klammern geschrieben, ihre ausgeglichenen Werte werden durch eine Ziffer mit Beistrich, aber ohne Klammern, z. B. $5' = (5') + \lambda_5$ bezeichnet.

Die zu den Winkeln geschriebenen griechischen Buchstaben bedeuten die aus den Werten der Seitenlängen berechenbaren Winkelwerte; im Laufe der Berechnungen bezeichnet der beigefügte Index-0 die aus den Streckenmeßergebnissen berechenbaren vorläufigen Werte. Die Veränderungen dieser vorläufigen Werte sind $\delta\alpha$, $\delta\beta$ usw., d. h. die ausgeglichenen Winkelwerte sind: $\alpha = \alpha_0 + \delta\alpha$, $\beta = \beta_0 + \delta\beta$ usw. Die Übersicht des Zusammenhanges zwischen Seiten und Winkeln in den einzelnen Dreiecken wird durch die kleinen Buchstaben bei den Seiten erleichtert. Die danebenstehenden Indizes deuten auf die Nummer des bezüglichen Dreieckes. In der Tat ist z. B. $b_1 \equiv 1' \equiv c_2$; ähnlicherweise $b_3 \equiv 3' \equiv c_4$ usw.

a) Wenn nur die Winkel gemessen worden wären, erhielten wir nur eine Stationsbedingungsgleichung (und zwar auf Punkt F bezogen); es müßten fünf Winkelbedingungsgleichungen und eine Seitenbedingungsgleichung aufgeschrieben werden. Die Zahl der überschüssigen Messungen wäre also 7. Es wurden aber auch die Längen weiterer 10 Seiten gemessen; dies bedeutete noch 9

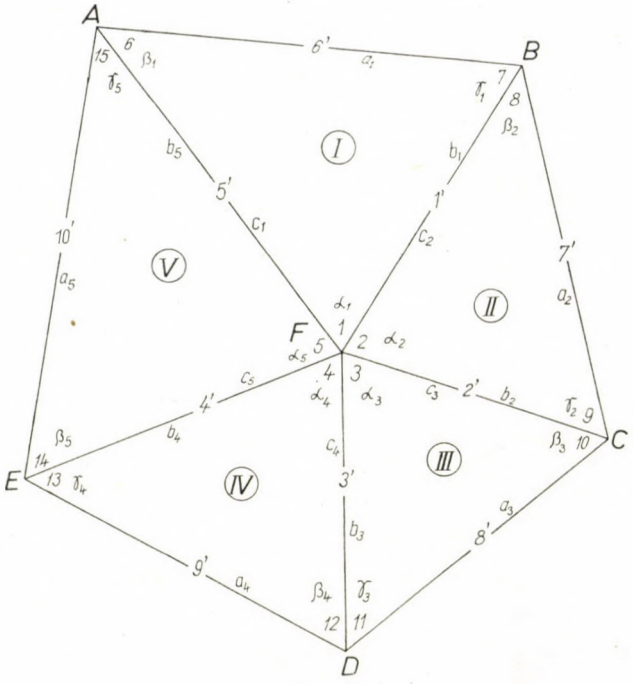


Abb. 1

überschüssige Messungen. Es ergeben sich also 16 überschüssige Messungen; folglich müssen 16 unabhängige Bedingungsgleichungen aufgestellt werden.

Ist allgemein die Zahl der das Zentralsystem bildenden Dreiecke n, so sind

(in jedem Falle) 1 Stationsbedingungsgleichung
(in jedem Falle) 1 Seitenbedingungsgleichung
n Winkelbedingungsgleichungen
$2n - 1$ Längenbedingungsgleichungen vorhanden;

die Anzahl sämtlicher Bedingungsgleichungen beträgt also:

$$f = 3n + 1 . \tag{1}$$

Die Stationsbedingungsgleichung des in Abb. 1 dargestellten Netzes ist:

$$1 + 2 + 3 + 4 + 5 - 360° = 0. \tag{2}$$

Die Seitenbedingungsgleichung ist:

$$\frac{\sin 6 \sin 8 \sin 10 \sin 12 \sin 14}{\sin 7 \sin 9 \sin 11 \sin 13 \sin 15} - 1 = 0 . \tag{3}$$

Die Winkelbedingungsgleichungen für die Dreiecke I und II sind aber:

$$\begin{aligned} 1 + 6 + 7 - 180° &= 0 \\ 2 + 8 + 9 - 180° &= 0 , \end{aligned} \tag{4}$$

und ähnlicherweise (mit den entsprechenden Winkeln) auch für die übrigen 3 Dreiecke. Insgesamt haben wir also 5 Winkelbedingungsgleichungen.

Die Längenbedingungsgleichungen müssen immer zwischen je zwei gemessenen Seiten so aufgestellt werden, daß jede Seite im Längenbedingungsgleichungssystem wenigstens einmal vorkomme. Zwischen denselben zwei Seiten aber darf man nur eine Gleichung aufschreiben. Es ist am einfachsten, wenn wir von einer der Randseiten (z. B. von 6′) ausgehen und diese mit einer benachbarten Seite in Verbindung bringen; nachher wird letztere mit einer ihr benachbarten Seite in Zusammenhang gebracht; dies wird so weitergeführt, bis sämtliche Seiten in Gleichungen einbezogen sind. Z. B. sind also:

$$\begin{aligned} \frac{6' \sin 6}{1' \sin 1} - 1 &= 0 \\ \frac{1' \sin 2}{7' \sin 9} - 1 &= 0 \\ \frac{7' \sin 8}{2' \sin 2} - 1 &= 0 \\ \frac{2' \sin 3}{8' \sin 11} - 1 &= 0 \end{aligned} \tag{5}$$

usw. (insgesamt noch weitere 5 ähnliche Gleichungen, bis wir die Seite 5′ erreichen). Insgesamt sind also 9 Längenbedingungsgleichungen vorhanden.

Die Gleichungen (2) und (4) sind linear; wie die Gleichungen (3) und (5) zu linearen umgestaltet werden können, ist in Fachbüchern über die Ausgleichungsrechnung, z. B. in [1, 10], gründlich erörtert.

Aus den aufgrund der in Linearform aufgeschriebenen 16 Bedingungsgleichungen und der Gewichte (worüber wir erst später sprechen werden) aufgestellten 16 Normalgleichungen erhalten wir 16 Korrelaten, und die den 15 Winkelmessungen sowie den 10 Streckenmessungen entsprechenden 15 v bzw. 10 λ Verbesserungen können aus den Korrelatengleichungen in der bekannten Weise berechnet werden [1, 10].

Wurden nicht die Winkel gemessen, sondern Richtungsmessungen durchgeführt, so ist im Beispiel von Abb. 1 die Zahl der gemessenen Richtungen 20; wir haben um eine weniger überschüssige Messungen als im oben dargestellten Falle, und dementsprechend auch um eine weniger Bedingungs- und Normalgleichungen, weil die Stationsbedingung entfällt.

Bei Durchführung von *Richtungsmessungen* ist also $f = 3n$.

Im allgemeinen: Wenn das Zentralsystem aus n Dreiecken besteht, so ist — die Zahl der Winkel mit S, die der Richtungen mit I bezeichnet —:

$$S = 3n \text{ bzw. } I = S + n = 4n\,. \tag{6}$$

Ebensoviel ist auch die Zahl der v Winkel- bzw. der v Richtungsverbesserungen ($3n$, bzw. $4n$) und dazu noch die λ Streckenmeßverbesserungen, deren Anzahl $2n$ beträgt.

b) Hätten wir nur die Seitenlängen gemessen, dann hätten wir unabhängig von der Zahl der Dreiecke des Zentralsystems nur eine Bedingungsgleichung, und zwar jene, in welche — aus den ausgeglichenen Seitenlängen berechnet — die Summe der im Zentrum entstehenden Winkel 360° ergäbe. Der Abb. 1 entsprechend ist also:

$$\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3 + \alpha_4 + a_5 - 360^\circ = 0\,. \tag{7}$$

Aus den Streckenmeßergebnissen mit Hilfe des Cosinussatzes oder mit der dem TÁRCZY-HORNOCHschen *Verfahren* zu Grunde genommenen Formel:

$$\cos\frac{\alpha}{2} = \sqrt{\frac{s(s-a)}{bc}}\,, \tag{8}$$

worin

$$s = \frac{a+b+c}{2} \tag{9}$$

ist, wird der vorläufige Wert α_0 zu dem im Zentralpunkt entstehenden Winkel α je Dreieck berechnet. Die Veränderungen $\delta\alpha$ können je Dreieck aus der Beziehung

$$\delta\alpha = \frac{\Delta_s - \Delta_{s-a}}{2\Delta}\lambda_a + \frac{\Delta_s + \Delta_{s-a} - 2\Delta_b}{2\Delta}\lambda_b + \frac{\Delta_s + \Delta_{s-a} - 2\Delta_c}{2\Delta}\lambda_c \tag{10}$$

berechnet werden. Die Werte Δ bedeuten bei den dem Index entsprechenden Größen die logarithmische Tafeldifferenz auf jenes Dreieck bezogen, in dem wir die λ Verbesserungen zu den Seitenlängen erhalten wollen; das Δ ohne

Index aber bedeutet die auf eine Sekunde entfallende Tafeldifferenz beim Cosinus des Winkels $\alpha/2$.

Wird der Wert

$$\alpha_{0i} + \delta\alpha_i \tag{11}$$

für sämtliche Zentriwinkel aufgeschrieben und in die Gleichung (7) substituiert, erhalten wir eine solche Form der Bedingungsgleichung des Streckenmeß-Zentralsystems, in der nur die Verbesserungen der Streckenmessung und das aus Zahlenwerten bestehende Absolutglied vorkommen [1, 3, 10].

Werden außer den Seitenlängen auch noch Winkel gemessen, so liefert die Messung eines jeden Winkels eine neue überschüssige Beobachtung, d. h. eine neuere Bedingungs- und Normalgleichung. Nach der Bemessung sämtlicher (insgesamt 15) Winkel des Zentralsystems mit fünf Dreiecken wird die Zahl der überschüssigen Messungen und somit die der unabhängigen Bedingungs- sowie Normalgleichungen auch diesmal 16 sein. Verallgemeinert: Besteht das Zentralsystem aus n Dreiecken, so beträgt die Zahl der überschüssigen Beobachtungen, sowie die der unabhängigen Bedingungs- bzw. Normalgleichungen auch jetzt

$$f = 3n + 1\,, \tag{12}$$

und ist demnach dem Wert der Formel (1) gleich.

Untersuchen wir nun die Frage, wie sich die aus den Winkelmessungen stammenden Bedingungsgleichungen ergeben.

Zuerst muß eine der (4) entsprechenden Winkelbedingungsgleichung für jedes Dreieck aufgeschrieben werden. (Es gibt 5 solche im dargestellten Netz, Abb. 1.) Danach muß für jedes Dreieck aufgeschrieben werden, daß

$$\alpha_{0i} + \delta\alpha_i - (L_{\alpha i} + v_{\alpha i}) = 0\,, \tag{13}$$

worin $L_{\alpha i}$ das zum Winkel α_i gehörige Winkelmeßergebnis und $v_{\alpha i}$ dessen Verbesserung bedeutet, d. h. es muß gesichert werden, daß die aus den ausgeglichenen Streckenwerten berechenbaren α-Winkel den auf die α-Winkel bezogenen ausgeglichenen Winkelmeßergebnissen gleich seien. [$\delta\alpha$ wurde schon in Gleichung (10) ausgedrückt]. Es sind ebenfalls 5 solche Gleichungen im Netze laut Abb. 1 vorhanden.

Und zuletzt muß die der Gl. (13) ähnliche Bedingung für noch einen (aber nur einen einzigen) Winkel eines jeden Dreiecks ähnlicherweise aufgeschrieben werden, nämlich daß der aus den ausgeglichenen Längenwerten berechenbare Winkelwert den ausgeglichenen Winkelmeßergebnis gleich sein soll. So kann z. B. für die Winkel β der vorläufige Wert β_0 aus den gemessenen Längenwerten mit Hilfe der Beziehung

$$\cos\frac{\beta}{2} = \sqrt{\frac{s(s-b)}{ac}} \tag{14}$$

berechnet werden. Seine Veränderung ist:

$$\delta\beta = \frac{\Delta_s - \Delta_{s=b}}{2\Delta}\lambda_b + \frac{\Delta_s - \Delta_{s-b} - 2\Delta_c}{2\Delta}\lambda_c + \frac{\Delta_s + \Delta_{s-b} - 2\Delta_a}{2\Delta}\lambda_a\,, \qquad (15)$$

worin die Δ-Werte den im Zusammenhang mit der Gleichung (10) erwähnten sinngemäß entsprechen. Das Δ ohne Index bedeutet nun naturgemäß die dem Cosinus des Winkels $\beta/2$ entsprechende logarithmische Tafeldifferenz für 1″. Die Bedingungsgleichung für Dreieck I lautet z. B.:

$$\beta_{01} + \delta\beta_1 - (6) - v_6 = 0\,. \qquad (16)$$

Im Zentralsystem nach Abb. 1 gibt es auch 5 solcher Gleichungen. Natürlich kann auch der Winkel γ anstatt des Winkels β ähnlicherweise angewendet werden, man kann sogar die der Gl. (16) ähnliche Bedingungsgleichung in einigen Dreiecken für den Winkel β, in anderen aber für den Winkel γ aufstellen.

Es sei bemerkt, daß die aus den Streckenmeßergebnissen stammende Gleichung (7) aufgrund der Identitätsgleichungen (13) auch mit der von den Winkelmessungen stammenden Stationsbedingungsgleichung substituiert werden kann, die in unserem Beispiel

$$1 + 2 + 3 + 4 + 5 - 360° = 0 \qquad (17)$$

lautet.

Wurde anstatt Winkelmessung Richtungsmessung durchgeführt, so sind keine Stationsbedingungsgleichungen vorhanden, dementsprechend entfällt die Bedingungsgleichung (2) bzw. (7) oder die diese substitutierende Bedingungsgleichung (17), und die Zahl der Bedingungs- sowie der Normalgleichungen wird um eins kleiner. Die Anzahl der v Winkel- (bzw. Richtungs-)verbesserungen sowie die der λ Streckenmeßverbesserungen entspricht den nach unserer Gleichung (6) angeführten Werten.

II

Abb. 2 zeigt ein *Diagonalviereck.*

a) Hätten wir nur die Winkel gemessen, so müßten 3 unabhängige Winkelbedingungsgleichungen und eine Seitenbedingungsgleichung aufgeschrieben werden. Da aber außer den Winkeln auch alle 6 Seiten gemessen wurden, müssen noch 5 Längenbedingungsgleichungen aufgestellt werden. Die Zahl sämtlicher Bedingungs- bzw. Normalgleichungen beträgt: 9.

Die Winkelbedingungsgleichungen können sowohl für die in Abb. 2 mit römischen Zahlen bezeichneten drei Dreiecke als auch, anstatt eines von diesen, für das vierte Dreieck (*BDC*) aufgeschrieben werden. Sie werden (selbstver-

ständlich mit Anwendung der Winkel entsprechender Reihenzahl) in der Form der Gleichungen (4) aufgeschrieben.

Das im Teil I erörterte diesbezügliche Verfahren ist sinngemäß auch für die Längenbedingungsgleichungen anzuwenden.

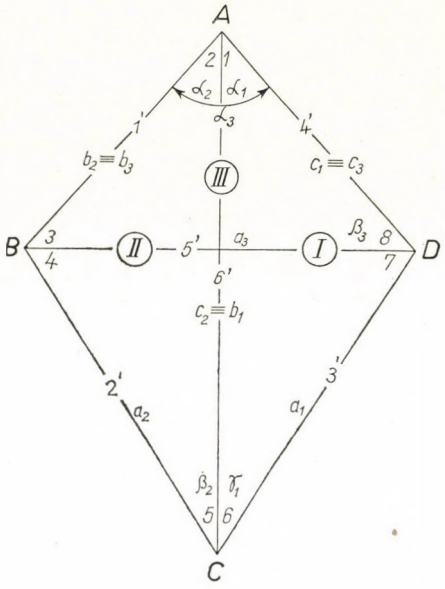


Abb. 2

Die Zahl der Winkel, oder wenn Richtungsmessungen vollzogen wurden, die der gemessenen Richtungen ist:

$$S = 8 \quad \text{bzw.} \quad I = 12 \,. \tag{18}$$

Ebensoviel beträgt die Zahl der v Winkel- bzw. v Richtungsverbesserungen. Dazu kommen noch 6 λ Streckenmeßverbesserungen.

b) Wären nur die Seitenlängen gemessen worden, so hätten wir nur eine Bedingungsgleichung. Einen beliebigen Eckpunkt des Diagonalviereckes ausgewählt (in Abb. 2 z. B. Punkt A), kann aufgeschrieben werden, daß, auf die von den ausgeglichenen Längen abgeleiteten Winkel α bezogen, folgende Formel gültig ist:

$$\alpha_1 + \alpha_2 - \alpha_3 = 0 \,. \tag{19}$$

Die vorläufigen Werte α_0 werden mit dem Cosinussatz oder unserer Gleichung (8) entsprechend berechnet, ihre Veränderungen $\delta\alpha$ aber werden laut unserer Gleichung (10) mit den λ Verbesserungen der Seitenlängen ausgedrückt.

Es wurden aber auch noch 8 Winkel gemessen; sie bedeuten alle überschüssige Messungen. Es muß mit Bedingungsgleichungen ausgedrückt werden, daß die aus den ausgeglichenen Seitenlängen berechneten Winkel α_1 und α_2 den entsprechenden ausgeglichenen Winkelmeßergebnissen gleich sein müssen, d. h.

$$\begin{aligned} \alpha_{01} + \delta\alpha_1 - (1) - v_1 &= 0 \\ \alpha_{02} + \delta\alpha_2 - (2) - v_2 &= 0\,. \end{aligned} \tag{20}$$

Es müssen für drei Dreiecke noch weitere je eine Winkelbedingungsgleichung aufgestellt werden. Da die Winkel α_1, α_2 und α_3 in (19) schon in Betracht gezogen wurden, ist es zweckmäßig, die diesen entsprechenden gemessenen Winkel anzuwenden, und so werden die Dreiecke mit der Bezeichnung I (ACD), II (*ABC*) und III (*ABD*) ausgewählt. Aufgrund hievon sind die Winkelbedingungsgleichungen:

$$\begin{aligned} 1 + 6 + 7 + 8 - 180^\circ &= 0 \\ 2 + 3 + 4 + 5 - 180^\circ &= 0 \\ 1 + 2 + 3 + 8 - 180^\circ &= 0\,. \end{aligned} \tag{21}$$

Es muß noch in jedem ausgewählten Dreieck außer dem Winkel α noch für einen (aber nur für einen einzigen) Winkel aufgeschrieben werden, daß sein mit den ausgeglichenen Längenwerten berechneter Wert den ausgeglichenen Winkelmeßergebnissen gleich sei z. B.:

$$\begin{aligned} \gamma_{01} + \delta\gamma_1 - 6 - v_6 &= 0 \\ \beta_{02} + \delta\beta_2 - 5 - v_5 &= 0 \\ \beta_{03} + \delta\beta_3 - 8 - v_8 &= 0\,. \end{aligned} \tag{22}$$

Wird an Stelle der Winkelmessung Richtungsmessung durchgeführt, so verändert dies die Zahl der Bedingungsgleichungen nicht, es müssen daher die 9 Bedingungsgleichungen auch in diesem Falle aufgeschrieben werden; und es werden gleichfalls 9 Normalgleichungen vorhanden sein.

Die Zahl der v-Winkel- (bzw. Richtungs-)meßverbesserungen beträgt euch in diesem Falle 8 (bzw. 12) und die Zahl der λ-Längenverbesserungen auch jatzt 6.

III

Im Falle von Korrelatenausgleichung ist die Zahl der Normalgleichungen mit der der Bedingungsgleichungen übereinstimmend. Die Ausgleichung des Netzes kann auch mit weniger Normalgleichungen gelöst werden, falls die Methode der *Koordinatenausgleichung* angewendet wird.

Im *Zentralsystem* ist, falls n die Zahl der Dreiecke bedeutet, die Zahl der Punkte: $n + 1$. Werden in einem lokalen Koordinatensystem von einem Punkt die beiden Koordinaten, von einem anderen Punkt nur eine endgültige Koordinate angenommen, und die Orientierungsunbekannten für die Dauer der Ausgleichung mit Hilfe der *Schreiberschen fingierten Gl*-en [1, 10] eliminiert, ist die Zahl der Unbekannten und somit die der Normalgleichungen:

$$2(n + 1) - 3 = 2n - 1 . \tag{23}$$

In einem *Diagonalviereck* beträgt sie aber 5.

In Abb. 1 (Zentralsystem) wird das Origo des lokalen Koordinatensystems in irgendeinem Eckpunkt (eventuell im Zentrum) angemerkt und eine der von dem ausgewählten Punkt ausgehenden Seiten wird als x- oder y-Achse angesehen. Es sei z. B. als Origo der Punkt A und als x-Achse die Seite $A—E$ angenommen. In diesem Falle sind:

$$y_A = 0 ; \quad x_A = 0 \quad \text{und} \quad y_E = 0 . \tag{24}$$

Für die x-Koordinate des Punktes E sowie für beide Koordinaten der übrigen Punkte werden vorläufige Werte (y_0 und x_0) mit Hilfe der Meßergebnisse berechnet. Nun entspricht die Verbesserungsgleichung für die einzelnen Richtungen den Gleichungen (25) (sie wird für die Richtungen BC bzw. CB angeführt), die vorläufige Eliminierung der Orientierungsunbekannten vorausgesetzt. Von B nach C ist:

$$v_{BC} = a_{CB}\delta y_B + b_{CB}\delta x_B - a_{CB}\delta y_C - b_{CB}\delta x_C + l_{BC} ;$$

und von C nach B ist: (25)

$$v_{CB} = a_{CB}\delta y_B + b_{CB}\delta x_B - a_{CB}\delta y_C - b_{CB}\delta x_C + l_{CB} ,$$

worin a_{CB} und b_{CB} mit dem Richtungswinkel der Richtung von C nach B berechnet die Richtungskoeffizienten, l_{BC} und l_{CB} aber die Absolutglieder von Sekundendimension sind; wird der aus den vorläufigen Koordinaten (bzw. den endgültigen Koordinaten von (24)) berechnete vorläufige Richtungswinkel mit δ_0 bezeichnet, und mit L der gemessene und mit dem vorläufigen Orientierungswinkel berechnete, vorläufige orientierte Richtungswert, so ist:

$$l = \delta_0 - L . \tag{26}$$

Gleichfalls für die Seite BC ist aus dem Ergebnis der Streckenmessung auch die Verbesserungsgleichung

$$\lambda_{BC} = - b_{CB}\delta y_B + a_{CB}\delta x_B + b_{CB}\delta y_C - a_{CB}\delta x_C + l'_{BC} \tag{27}$$

aufzuschreiben, worin l'_{BC} das aus dem in der Längeneinheit $(l')_{BC}$ sich ergeben den Absolutglied mit der Formel

$$l'_{BC} = \frac{0{,}1\varrho''(l')_{BC}}{D_{0BC}} \tag{28}$$

zu berechnende Absolutglied von Sekundendimension ist; D_{0BC} ist die aus vorläufigen Koordinaten (bzw. aus den endgültigen Koordinaten von (24)) berechnete sog. vorläufige Länge der Seite $B—C$ in Meter.

Das Absolutglied (l') in Dezimeter-Dimension ist die Differenz der vorläufigen Länge und der gemessenen Länge L_D:

$$(l') = D_0 - L_D \,. \tag{29}$$

Für sämtliche Seiten des Netzes müssen die der Gl (25) bzw. (27) entsprechenden drei Verbesserungsgleichungen aufgeschrieben werden. (Es werden naturgemäß den endgültigen Koordinaten der Gleichung (24) keine Veränderungen zugeordnet, und dementsprechend sind in unserem Beispiel δy_A, δx_A und δy_E gleich Null.) Die Zahl der Verbesserungsgleichungen beträgt also in einem Zentralsystem 6 n; (n bedeutet die Zahl der Dreiecke). In einem Diagonalviereck ist die Zahl der Verbesserungsgleichungen 18. Es bedeutet einen Vorteil, wenn dieselben Richtungskoeffizienten in den zu den Streckenmessungen gehörenden Verbesserungsgleichungen vorhanden sind, sowie in den Verbesserungsgleichungen der zu denselben Seiten gehörigen Richtungen.

Im Laufe der Ausgleichung erhalten wir aus den zu den Streckenmessungen gehörigen, aber sich in Sekunden-Dimension ergebenden Verbesserungen λ' die in Längeneinheit ausgedrückten Verbesserungen mit der folgenden Formel:

$$\lambda_i = \frac{\lambda'_i}{\varrho''} D_i \,. \tag{30}$$

IV

Die im I. und II. Teil aufgeschriebenen unabhängigen Bedingungsgleichungen wurden auf theoretischer Grundlage ausgewählt, es sei aber bemerkt, daß ihre Richtigkeit auch anhand von Rechenbeispielen geprüft wurde. Es wurde sowohl für das zentrale als auch für das diagonale System je eine Aufgabe in sämtlichen der vorher erörterten Varianten numerisch gelöst; die Ergebnisse waren der Rechenschärfe (Zehntelsekunde bzw. Millimeter) entsprechend übereinstimmend.

Obzwar es allbekannt ist, und ich selbst wiederholt schon darauf hinwies, kann ich es doch auch hier nicht unterlassen, die Dimension der mittleren Fehler μ und die der Gewichte p zu erwähnen. *Ein jedes Meßergebnis muß in der Dimension angewendet werden, in welcher ihr mittlerer Fehler angegeben wurde. Auch die Verbesserungen erhalten wir in derselben Dimension.* Dies ergibt sich bei den Winkeln (Richtungen) von selbst, weil wir ihre Verbesserungen meistens in Sekunden erhalten wollen, und so der Winkel- (Richtungs)-wert allgemein in Graden, Minuten und Sekunden ausgedrückt wird. Bei den Strek-

ken muß man aber achtgeben, weil der mittlere Fehler der Strecken in Meter, Dezimeter, Zentimeter, Millimeter oder auch in beliebiger Längeneinheit angegeben werden kann. Aus den Gleichungen (5) würde man annehmen, als ob es gleichgültig wäre, welche Längeneinheit gewählt wird, sie soll nur im Zähler und im Nenner die gleiche sein. Werden aber diese Gleichungen z. B. durch Logarithmierung linearisiert, so ist es nicht mehr indifferent, zu welcher Einheit die Tafeldifferenz der Tafel entnommen wird: zur Meter- oder Zentimetereinheit usw. Es ist auch dann nicht indifferent, wenn wir mit unmittelbarerer Reihenentwicklung linearisieren.

Das Verhältnis der Gewichte zu den Winkel- (oder Richtungs-) bzw. Streckenmeßergebnissen ist mit der Formel:

$$p_i = \frac{C}{\mu_i^2} \tag{31}$$

zu berechnen, worin C eine beliebige positive aber dimensionslose Zahl, die Dimension der Gewichte für die Winkel (Richtungen) s^{-2}, für die Strecken, aber d^{-2} ist (d ist die Längeneinheit des mittleren Fehlers: Meter, Dezimeter oder ein sonstiges Längenmaß).

Werden die zu den Streckenmessungen gehörigen Verbesserungsgleichungen der Gl. (27) entsprechend aufgeschrieben, so ist aufgrund des Ausdruckes (28) laut dem Fehlerfortpflanzungsgesetz das dem Sekunden-System entsprechende Gewicht zu berechnen. Da bei der Koordinatenausgleichung die Veränderungen allgemein in Dezimeter-Einheit berechnet werden, pflegt man in einer solchen Ausgleichung auch die mittleren Fehler in Dezimetern anzugeben. Obzwar in Formel (28) der Wert D_0 in Metern zu verstehen ist, wird der vorläufige Wert durch den im Zähler vorkommenden Multiplikator 0,1 in Dezimeter umgewandelt.

Ist z. B. der mittlere Fehler eines Streckenmeßergebnisses von 5 km $\pm 0{,}7$ dm, so ist sein Gewicht, falls 4 für C angenommen wird, wie folgt:

$$p_D = \frac{4}{0{,}7^2} = 8{,}16 \text{ dm}^2$$

und der Reziprokwert des umgewandelten Gewichtes dem Zusammenhang (28) entsprechend:

$$\frac{1}{p'_D} = \frac{0{,}1\varrho''}{5000} \frac{1}{8{,}16} = 2{,}08 \text{ s}^2 .$$

Das Gewicht beträgt aber im Sekunden-System:

$$p'_D = 0{,}48 \text{ s}^{-2} .$$

Beträgt aber der mittlere Richtungsfehler $\pm 2''$, so ist das Gewicht der Richtungsmessungen:

$$p = \frac{C}{2^2} = \frac{4}{4} = 1\,\mathrm{s}^{-2}.$$

Zur Ausgleichung eines aus mehreren Grundformationen bestehenden größeren Netzes ist die Gewichtstransformation zweckmäßig anwendbar [2, 3].

Zuletzt sei bemerkt, daß zur Ausgleichung von Landes- oder noch ausgedehnteren Netzen die *Methode der dominierenden Punkte* verwendet werden kann [4, 5]. Das Netz wird in mehrere Formationsgruppen zerlegt, und es werden aus diesen in den lokalen Koordinatensystemen mit einer der in dieser Arbeit erörterten Ausgleichungsmethoden die Koordinaten der dominierenden Punkte bestimmt. Werden die Großdreiecke aus den dominierenden Punkten gebildet, so können deren Winkel und Seitenlängen berechnet werden. Mit den in den einzelnen dominierenden Punkten entstandenen Winkeln werden Horizontabschlüsse durchgeführt, für die Dreiecksseiten aber werden, da wir aus den benachbarten Gruppen je zwei Werte erhalten, die arithmetischen Mittel gebildet. Theoretisch sind zwar die so berechneten fingierten Meßergebnisse voneinander nicht vollkommen unabhängig, aber die nach dem Horizontabschluß und nach der Bildung des arithmetischen Mittels verbliebene geringe Abhängigkeit hat — unserer Meinung nach — keine praktische Bedeutung.

Da die fiktiven Richtungen und die fiktiven Seitenlängen von denselben Koordinaten abgeleitet werden, würde ich das Gewichtsverhältnis der fiktiven Richtungs- und Streckenmessungen nicht mehr aufgrund der ursprünglichen Messungen berechnen. Meinerseits würde ich folgendermaßen vorgehen. Ich würde den mittleren Fehler der Richtungen, sowie deren Gewicht in der Einheit annehmen ($\mu_{\text{Richtung}} = 1''$; $p_{\text{Richtung}} = 1\ \mathrm{s}^{-2}$); ist die Durchschnittsentfernung der dominierenden Punkte D, so entspricht der Richtungsabweichung von $1''$ eine Längenabweichung D/ϱ''. Ich würde dies für den mittleren Fehler der fiktiven Seitenlängen annehmen. Ist z. B. die Länge der fingierten Seiten 30 km, so ist:

$$\mu_{\text{Länge}} = \pm \frac{300\,000}{\varrho''} = \pm 1{,}454\ \mathrm{dm}$$

und

$$p_{\text{Länge}} = \pm \frac{1}{1{,}454^2} = 0{,}473\ \mathrm{dm}^{-2}.$$

Ist aber die Länge der fiktiven Seiten z. B. 100 km, so ist:

$$\mu_{\text{Länge}} = \pm \frac{1\,000\,000}{\varrho''} = \pm 4{,}848\ \mathrm{dm}$$

und

$$p_{\text{Länge}} = \frac{1}{4{,}848^2} = 0{,}043\ \text{dm}^{-2}\,.$$

Das Gewicht der fiktiven Richtungen ist aber in beiden Fällen:

$$p_{\text{Richtung}} = 1\ \text{s}^{-2}\,.$$

Die *Gewichtstransformation* kann auch hier angewendet werden.

Zur weiteren Ausgleichung eines aus Großdreiecken bestehenden Netzes — durch dessen eventuelle Weiterentwicklung mit der Bildung noch größerer, durch voneinander noch weiter fallende dominierende Punkte bezeichneter fiktiver Dreiecke — kann jegliche in dieser Arbeit erörterte Ausgleichungsvariante angewendet werden.

SCHRIFTTUM

1. HAZAY, I.: Kiegyenlítő számítások (Ausgleichungsrechnung). Tankönyvkiadó, Budapest, 1966.
2. TÁRCZY-HORNOCH, A.: Remarks on the least-squares adjustment of linear dimensions in a geodetic quadrilateral. *Empire Survey Review* XV (1959) und XVI (1961).
3. HOVÁNYI, L.: Auswahl der für die Ausgleichung eines Diagonalsystems reiner Streckenmessungen günstigsten Bedingungsgleichung. *Acta Technica Acad. Sci. Hung.* 37 (1961).
4. MILASOVSZKY, B.: On the adjustment of the base quadrilateral. *Acta Technica Acad. Sci. Hung.* 37 (1961).
5. TÁRCZY-HORNOCH, A.: Zur Ausgleichung der Streckenvierecke mit Hilfe von algebraischen Funktionen. *Zeitschrift für Vermessungswesen* (1964).
6. HAZAY, I.: Über Ausgleichung von Landestriangulierungsnetzen und kontinentalen Triangulierungsnetzen. *Acta Technica Acad. Sci. Hung.* 6 (1953).
7. HAZAY, I.—SZALONTAI, L.: Országos felmérés és műszaki földrendezés (Landesaufnahme und Flugverteilung). Tankönyvkiadó, Budapest, 1967.
8. HAZAY, I.: Gewichtstransformation. *Acta Geodaetica, Geophysica et Montanistica Acad. Sci. Hung.* 5 (1970).
9. HAZAY, I.: Die Anwendung der Gewichtstransformation bei der Ausgleichung der nur mit Streckenmessung gemessenen Netze. *Acta Geodaetica, Geophysica et Montanistica Acad. Sci. Hung.* 6 (1970).
10. HAZAY, I.: Adjusting calculations in surveying. Akadémiai Kiadó (Budapest, 1970).

ADJUSTMENT OF TRIANGULATION NETWORKS WITH ALL ANGLES AND SIDES MEASURED

I. HAZAY

SUMMARY

The paper deals with the adjustment of triangulation networks with all side lengths and angles measured. The adjustment can be carried out by the method of correlates or co-ordinates. In the first method two different starts are possible. When the angular measurements form the basis, the independent conditional equations are set up for these and side condition equations are added whose number is the number of sides minus one. The length measurements can, however, also form the basis, in this case the conditional equation(s) of the pure measurements of lengths is (are) set up, and so many angular conditions are added, as the number of angles. The paper presents the selection of independent conditional equations for two basic configurations: for a central system and for a quadrangle with diagonals. A smaller number of normal equations occur if the co-ordinate adjustment is used.

For the adjustment of greater networks assembled from the basic configurations the adjustment by dominant points can advantageously used.

The paper deals with the role of weights in angle and length measurements, and, further, in the adjustment by dominant points. In the adjustment of both basic configurations and greater networks, the facilities of weight transformation can be relied upon.

УРАВНИВАНИЕ СЕТИ ТРИАНГУЛЯЦИИ, ОПРЕДЕЛЕННОЙ ИЗМЕРЕНИЕМ ВСЕХ ЕЕ УГЛОВ И СТОРОН

И. ХАЗАИ

РЕЗЮМЕ

В статье рассматривается уравнивание сети триангуляции, в которой измерены длины всех сторон а также все углы в сети. Уравнивание можно проводить методом коррелат или координат. В первом случае возможны два направления. За основу можем взять измерения углов (направлений), напишем относящиеся к ним независимые условные уравнения, затем припишем к ним условные уравнения сторон на одно меньшие чем их количество. Но можем взять за основу измерения сторон, написать условное уравнение (или уравнения) чистой линейной сети, затем к ним приписать независимых условных уравнений столько, сколько число углов в сети. В статье показан выбор независимых условных уравнений для двух основных фигур: центральной системы и геодезического четырехугольника. Число решаемых нормальных уравнений значительно меньше, если применять уравнивание по координатам.

При уравнивании составленных из основных построений сетей и здесь целесообразно можно применять метод уравнивание производным пунктам (доминирующим пунктам).

В статье рассматриваются и отношения весов угловых и некоторых линейных измерений, а также выбор весов при применении метода уравнивания по производным пунктам. При уравнивании как основных построений, как больших сетей можем воспользоваться выгодой весовой трансформации.

Acta Geodaet., Geophys. et Montanist. Acad. Sci. Hung., Tomus 6 (1—2), pp. 203—221 (1971)

MECHANISMUS DES »OCEANIC SPREADING« IM LICHTE VON HOCHDRUCKEXPERIMENTEN*

E. SZÁDECZKY-KARDOSS, Budapest

ORD. MITGLIED D. UNG. AKADEMIE D. WISS.

[Eingegangen am 29. Dezember 1970]

Auf Grund von experimentalen Angaben bezüglich der Dampfdruckverhältnisse von Tongesteinen wurde das folgende halbquantitative Modell des Bewegungsmechanismus von Lithosphärenplatten ausgearbeitet. Porenwasser wird aus den Sedimenten durch den Belastungsdruck ausgepreßt. H_2O kann aber hauptsächlich durch die Tonmineralien in chemisch gebundener Form in die Tiefe geführt werden. Es wird bei bestimmten Dehydrationstemperaturen, besonders um 500—650°C, d. h. in einer Tiefe über 40 km, freigelegt. Das somit entstehende subgeosynklinale Hochdruckdampfzentrum bildet die Hauptenergiequelle der tektonischen Bewegungen.

Die Kühlwirkung der zunächst rein isostatischen Einsenkung der kalten Geosynklinalsedimente, später auch die des endothermen Charakters der Dehydratationsreaktionen erzeugen eine Gesteins-Schrumpfung der Kruste und des oberen Mantels entlang der Hauptbruchzone der Geosynklinalen. Das dadurch bedingte subgeosynklinale Druckminimum versucht die Sedimente — später mit dem ganzen Lithosphärenuntergrund — in die Tiefe zu saugen. Der gleichzeitig an den beiden Seiten der Einschiebungszone entstehende Schrumpfungsabhang und seine — durch Wirkung der aus den Sedimenten entstandenen Hochdruckdämpfe entstehende — Chlorit-Serpentin-Talk Schmierfläche fördern auch diese Einschubbewegung.

Der bis etwa 13 Kilobar ansteigende Druck des Dampfzentrums ermöglicht einerseits die Auseinanderschiebung der beiderseitigen Lithosphärenplatten, erzeugt anderseits eine dampfbeladene Schicht an der oberen Grenze des GUTENBERGschen Kanals. Diese sich allmählich ausbreitende horizontale Hochdruckdampfschicht wirkt durch ihren Gegendruck der virtuellen Belastung der Lithosphäre entgegen (Dampfpolsterwirkung) und verleiht den Lithosphärenplatten (oberster Mantelhorizont + Kruste) eine horizontale Beweglichkeit.

Die Ausbildung des Dampfpolsters an der oberen Grenze des gutleitenden Gutenbergschen Kanals folgt aus dem Aufbau des Obermantels. Auf Grund der Hochdruckexperimente wird ein oberster, teils Amphibol- bzw. Phlogopit führender gasdichter Horizont und darunter der durch einen migrationsfähigen interstitiellen Wasser- und selektiv geschmolzenen basaltoiden Magmagehalt charakterisierte gutleitende Horizont unterschieden.

Die meisten basaltoiden Magmakammern liegen in dem gutleitenden Horizont; mit dem selektiv geschmolzenen granitischen Teil der eingeschobenen Sedimente entlang der schiefen Lithosphärenschubzone (BENIOFFsche Fläche) werden sie teils zum andesitischen Magma kontaminiert. Eine selektive Migration der fluiden Phase dieses Horizonts wird durch den Druck des Dampfzentrums in Bewegung gesetzt, wodurch ein, in dieser Arbeit näher beschriebenes, ausgedehntes Unterströmungssystem entsteht.

Zwei scheinbar voneinander entfernte Fragenkomplexe werden in diesem Vortrag korreliert: einerseits die Ergebnisse der petrologischen Hochdruckexperimente über unterirdische Dampfdruckbildung und Gestaltung des Obermantels, anderseits die aus den Tiefseebodenforschungen gewonnene Folgerung, daß breite ozeanische Lithosphärenplatten horizontal verschoben und unter die Kontinente eingeschoben werden.

* Vortrag 16. April 1970, gehalten auf der Plenarsitzung der KAPG in Sopron.

Unsere an verschiedenen Mineralien und Gesteinen durchgeführten Dampfdruckbestimmungen weisen darauf hin, daß die horizontale Verschiebung der Lithosphärenplatten unter den ozeanischen Gebieten und ihre schiefe Einschiebung unter die Kontinente, im Sinne der »neuen globalen Tektonik« [15], aus Wirkungen eines aus den einsinkenden Geosynklinalsedimenten sich bildenden Hochdruckdampfzentrums folgen. Dieses Dampfzentrum entsteht infolge eines besonderen Eindringungsmechanismus in größerer Tiefe der noch nassen Geosynklinalsedimente, und verursacht, bei der Bildung eines Unterströmungssystems die starke Beweglichkeit der Lithosphäre über der gutleitenden Schicht (GUTENBERGscher Kanal, low velocity layer: LVL).

1. Dampfdruckwerte verschiedener Erdrindenteile. Das subgeosynklinale Hochdruckdampfzentrum

Der Dampfdruck spielt bekanntlich sowohl bei den meisten magmatischen Kristallisationsvorgängen und Gesteinsumwandlungsprozessen wie auch bei verschiedenen tektonischen Bewegungen eine wichtige Rolle. Jedoch waren bisher quantitative Daten bezüglich der Dampfdruckwerte in der Erdrinde und im Mantel nicht bekannt. Zumeist wurde als erste Annäherung angenommen, daß der Dampfdruck (p_g) in der Rinde im allgemeinen gleich dem Belastungsdruck (p_l) wäre. Derzeitige Ausführungen über die Gesteinsmetamorphose beruhen meist auf dieser Annahme [29, 22].

Nach dreijährigen Vorarbeiten ist es uns* gelungen, [19] zwei Methoden zur Bestimmung der Dampfdrücke als Funktion der Temperatur und des Belastungsdruckes auszuarbeiten und damit die Druckverhältnisse der wichtigsten Gesteine und Mineralien unter verschiedenen Bedingungen zu klären. Demnach haben die meisten kristallinen Gesteine, z. B. die gewöhnlichen Orthomagmatite und Katametamorphite, auch bei Temperaturen von 550—650°C unter einer Belastung von mehreren Kilobar kleinere, die phyllitischen Gesteine höhere Dampfdruckwerte. Hohe, teils dem Belastungsdruck ähnliche Dampfdrücke erzeugen Mergel und verschiedene Tongesteine bei 550—650°C. Maximale Dampfdrücke ergeben die Kohlengesteine schon bei niedrigeren Temperaturen.

Der Dampfdruck ist somit hauptsächlich von der Temperatur und von der mineralischen Zusammensetzung abhängig, welche die Menge und Zusammensetzung der Dampfphase vorwiegend bestimmen. Die Belastung, welche die obere Grenze des Dampfdruckes annähernd bestimmt, wirkt einerseits durch die Beeinflussung des Porenvolums, anderseits beeinflußt sie die Um-

* Geochemisches Forschungslaboratorium der Ungarischen Akademie der Wissenschaften. Mitarbeiter der Hochdruckabteilung: B. Kliburszky, L. Pesty, O. Tomschey, E. Tomor.

wandlungstemperaturen: mit zunehmender Belastung nimmt die Umwandlungstemperatur zu.

Das ursprüngliche Porenwasser spielt praktisch eine geringere Rolle, da dieses bei höherem Belastungsdruck ausgepreßt wird. Orthomagmatite und Katametamorphite erzeugen bei der Erhitzung nur geringe Mengen von freien Volatilen, haben daher geringe Dampfdruckwerte. Die Tongesteine erreichen viel höhere Druckwerte, da sie bei der Erhitzung eine größere Menge von H_2O produzieren. Die schnellere Zunahme ihrer Dampfdrücke beginnt erst über etwa 500°C, entsprechend der Abgabe ihres bisher chemisch gebundenen OH-Gehaltes. Die Dampfdruckwerte der Tonmineralien hängen aber auch von ihrem Zustand und »Vorleben« ab. Kaolinit erzeugt »bergfeucht« einen viel höheren Dampfdruck als im »Museumszustand«. Der Wassergehalt wird dann teils stärker gebunden und erhöht den Pluswassergehalt. Aus den Kohlengesteinen entstehen neben dem H_2O auch Gase, die schon bei niedrigerer Temperatur sich im kritischen Zustand befinden (CO_2, H_2, C_nH_{2n}); die Kohlen weisen deswegen schon bei geringerer Temperatur hoche Dampfdruckwerte auf.

Auf Grund dieser Feststellungen kann eine Methode der annähernden Berechnung des Dampfdruckes bei bekannter Zusammensetzung, Temperatur und Porenvolum ausgearbeitet werden. In einer Tiefe über etwa 20 km ist das Porenvolum stets kleiner als 1%, die Dampfdruckwerte der Tongesteine übersteigen daher die Belastungsdrücke, da hier auch die Festigkeit der überlastenden Gesteine zur Konservierung des Dampfgehaltes beiträgt.

Die Druckwerte hängen in den natürlichen eingesunkenen tonigen Sedimentmassen aber auch von den Sedimentationsgeschwindigkeiten ab. In den kontinentalen Tafelländern und in den orogenen Zwischenmassen kommen zumeist kleinere Sedimentationsgeschwindigkeiten vor und die Sedimentmassen sind teils zerklüftet bzw. durch Bruchfaltung beansprucht. Die bei der Einsenkung der Sedimente entstandenen Dämpfe werden daher aszendent allmählich abgeführt, und ein hoher Dampfdruck entsteht in diesen Fällen meist nicht.

Ganz andere Verhältnisse existieren in den Eugeosynklinalgebieten. Berechnungen betreffs der Sedimentationsgeschwindigkeiten und Mächtigkeiten von Geosynklinalsedimenten ergeben größere Sedimentmächtigkeiten, daher größere isostatische Einsenkungstiefen, als bisher geschätzt wurde [21].

Die *pt*-Verhältnisse der für diese Zonen bezeichnenden Glaukophanschieferfazies beweisen anderseits, daß die Einsenkung teils verhältnismäßig rasch stattfindet. Die tonigen Sedimente erreichen dadurch eine große Tiefe, bevor sie stark erwärmt werden, d. h. bevor die stärkere Dampfbildung beginnt. Bei ihrer nachfolgenden allmählichen Erwärmung entsteht daher eine große Hochdruckdampfmenge unter der immer weiter zuwachsenden, gasdicht gewordenen, jüngeren Sedimentdecke.

Die Dampfdruckmessungen beweisen eine paradoxe Eigenschaft der unterirdischen Dampfzentren. Sie haben einen gerichteten Charakter mit zunehmenden Druckwerten an der wärmeren, d. h. unteren Seite. Abweichend von der allgemeinen Vorstellung werden daher die Wasserdämpfe aus größeren Tiefen bei Durchdringung von engeren Spalten und halbdurchlässigen Gesteinen kaum zur Oberfläche gelangen. Der Dampf geht dabei infolge seiner Abkühlung in Flüssigkeit über. Unter 250°C entsteht unter Belastung aus den Tonmineralien fast kein Dampf mehr. Ein tiefliegendes irdisches, bzw. planetarisches Dampfzentrum wird daher nach oben selbstregulierend fast vollständig abgeschlossen. Tiefliegende Dampfzentren können meist nur explosionsartig entleert werden, übrigens sind sie ziemlich beständig.

Entsprechend unserer Temperaturberechnungen (siehe Kap. 5) beginnen die eingesunkenen tonig-mergeligen Sedimente erst in einer Tiefe von etwa 40 km die Temperaturwerte von 500—550°C zu erreichen und so eine große Menge von Dampf zu erzeugen. Der Dampfdruck des Tongesteins erreicht dann den Belastungsdruck, oder übersteigt ihn sogar etwas, und beträgt endlich etwa 13 Kilobar.

Das entstehende Dampfzentrum übt mit seinem gewaltigen, von oben stets weiter ernährten Dampfgehalt in einem allmählich breiter werdenden Bereich komplexe und tiefgreifende geologische Wirkungen aus, und wird der Hauptfaktor der mit Ver- und Einschiebung der Lithosphärenplatten und Unterströmungen verbundenen Gebirgsbildung. (Bezüglich der Verschiebungen siehe auch: [4, 14, 25, 28] etc).

2. Eigenschaften der oberen Mantelhorizonte auf Grund von Hochdruckuntersuchungen

Die Wirkungen der Hochdruckdämpfe sollen nun auf Grund der petrographischen Verhältnisse des Obermantels an Hand der neuesten Hochdruckexperimente abgeleitet werden.

LAMBERT und WYLLIE [13] wiesen darauf hin, daß die hydroxylhaltigen Mineralien: Amphibol und Phlogopit bis zu einem Druck von etwa 25 Kilobar — d. h. bis zu einer Tiefe von 80—90 km — stabil bleiben. Bei höherem Druck, d. h. etwa im Horizont des GUTENBERGschen Kanals, LVL, verwandeln sich die OH-haltigen Mineralien in wasserfreie Mineralien, hauptsächlich in Pyroxene. (Vgl. auch [7, 8] etc.)

Die in den obersten Mantelhorizont einwandernden Wasserdämpfe erhöhen daher den Gehalt an Amphibol, bzw. Phlogopit unter Zunahme des Gesteinsvolums und bei gleichzeitiger Verminderung des Porenvolums. Infolgedessen verhält sich der amphibolführende oberste Mantelhorizont wie eine gasdichte Isolierschicht, welche den Aufstieg der Dämpfe von unten voll-

ständig verhindert. Da die Amphibole etwa 2 Gew.%, die Phlogopite etwa 3% Wasser enthalten, wird durch Zunahme des Wassergehaltes von 1% ein Gestein mit 33—50% Phlogopit-Amphibolgehalt entstehen. Dies ist aber bei den chondritisch-peridotitischen Mantelgesteinen ein sehr extremer, meist unerreichbarer Amphibol-Phlogopitgehalt, da zur Bildung dieser Mineralien auch eine ziemlich große, in diesen Gesteinen nicht vorhandene Menge von Al und Ca nötig ist.

In dem unter diesem Horizont folgenden Gutenberg-Kanal (LVL) entsteht dagegen bei einer Wasseraufnahme interstitielles Wasser, welches die Schmelztemperatur vermindert und zur selektiven Anatexis führt. Dadurch bildet sich hier aus dem leichter schmelzenden Teil des peridotitischen Mantelgesteins ein wasserreiches, geschmolzenes, bzw. glasartiges Magma von basaltischer Zusammensetzung. (Dieser Vorgang wurde durch die zonalen Schmelzversuche von VINOGRADOV [26, 27] und durch die neuesten Experimentaluntersuchung von GREEN und RINGWOOD [8], weitgehend geklärt.) Der LVL ist somit die bevorzugte, häufigste Zone der Magmakammern, woraus die interstitielle Basaltschmelze entlang tektonischer Störungszonen selektiv hinaufwandert.

Die Anwesenheit dieser fluiden Phase bedingt auch die geringere seismische Wellengeschwindigkeit und die höhere elektrische Leitfähigkeit des LVL. Sogar seine geringere Rigidität ist eine nötige Folge seines Magmagehaltes. Das LVL stellt somit eine Astenosphäre dar.

Besonders wichtig ist aber, daß die interstitielle fluide Phase, bzw. der hohe Wasserdampfgehalt innerhalb des festen LVL verhältnismäßig leicht beweglich sind, d. h., daß diese eine große selektive Migrationsfähigkeit auch unter größerem Belastungsdruck aufweisen. Diese selektive Migrationsfähigkeit konnte in unserem Laboratorium, selbst unter hohem Belastungsdruck, auch experimentell bewiesen werden. Die selektive Mobilität der fluiden Phase des LVL bringt ein allmählich breiter werdendes Migrationssystem der Volatile unter den Geosynklinal- bzw. Orogengebieten zustande. Die Dämpfe folgen statt einer aszendenten Hauptmigrationsrichtung dem leichteren unterirdischen horizontalen Ableitungsweg, entlang des LVL. Dieser Horizont verhält sich unter der gasdichten Sperrschicht des obersten Mantelhorizontes daher wie ein Dampfabfuhrkanal. (Abb. 1 Etappe 1 und 2.)

3. Das selektive Unterströmungssystem

Sobald die Hochdruckdämpfe bis in das LVL eindringen, bildet sich innerhalb des LVL eine allseitige zentrifugale selektive Migration der fluiden (amorphen) Phase aus. Wasserdämpfe migrieren aus dem subgeosynklinalen Dampfzentrum zunächst im Gaszustand entlang der BENIOFFschen seismo-

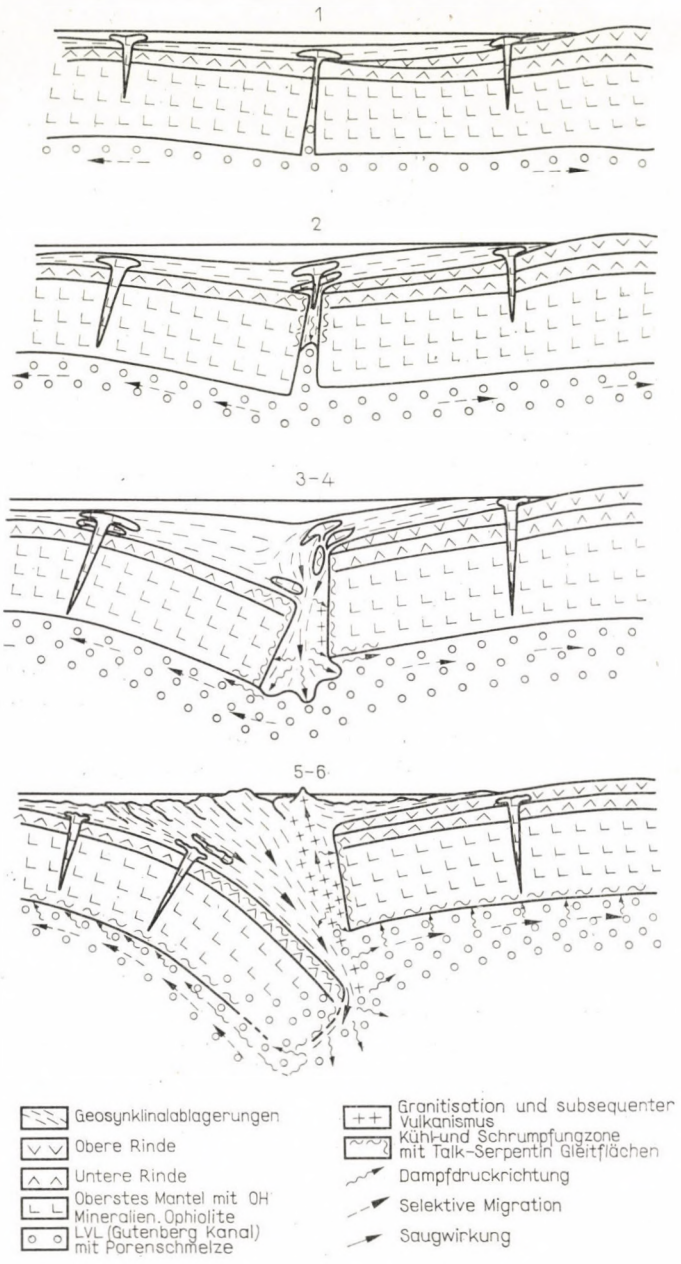


Abb. 1

tektonischen Fläche von oben in den Gutenberg-Kanal ein. Nach der mechanischen Einschiebung der Sedimente durch diese Fläche werden aber Gase auch unmittelbar abgegeben.

Von da an wird der Porenmagmagehalt des LVL aus dem Bereich des subgeosynklinalen Dampfzentrums nach allen Seiten horizontal fortgeschoben, und zwar sowohl in die Richtung des Ozeans, wie auch des Kontinents (Abb. 1, Etappe 3—4). Eine wesentliche chemische Veränderung des suborogenen LVL darf aber dadurch nicht stattfinden, da die selektiv abgeführten Materialien durch die abgegebenen Komponenten der eingeschobenen Lithosphärenplatte kompensiert werden.

Bei einer hohen Wasserdampfkonzentration zerfällt die migrierende fluide Phase in zwei Phasen: in eine mit Wasserdampf gesättigte »magmatische« Silikatschmelzphase und in eine mit Silikatschmelze gesättigte Dampfphase. Letztere besitzt eine größere Migrationsfähigkeit als die Silikatschmelze. Unter geologischen Verhältnissen mit langdauernden Prozessen kann aber auch die Differenzierung einer einzigen fluiden Phase nach Migrationsgeschwindigkeiten praktisch wirkungsvoll stattfinden.

Bei einem ständigen Nachschub wird in dieser Weise im Gutenberg-Kanal eine sehr weitreichende seitliche Migration der Hochdruckdämpfe ermöglicht. Tatsächlich ergibt die isostatische Einsenkung der Geosynklinalsedimente und ihre nachfolgende Einschiebung in den Mantel, entsprechend der »neuen globalen Tektonik«, einen mengenmäßig so ergiebigen und langdauernden Nachschub, daß — trotz den noch zu besprechenden Anzapfungen des Dampfvorrates — sich die Migration und Dampfdurchtränkung des obersten Horizontes des GUTENBERGschen Kanals bis zu Abständen von mehreren tausend km ausbreiten.

Die schiefe Sedimentplatte ist bis zu der etwa 100 km tiefen, oberen Grenze des LVL etwa 130 km lang und etwa 16 km mächtig. Das vollständige Einsaugen einer solchen Sedimentmasse mit einem durchschnittlichen Wassergehalt von 20 Gew.% genügt mit mehrfacher Sicherheit für die amphibol-phlogopitbildende Sättigung eines 5mal breiteren, d. h. mehr als 600 km breiten Streifens des 65 km mächtigen obersten Mantelhorizonts. Praktisch werden aus einer solchen Sedimentmasse die Sättigung einer noch breiteren obersten Mantelplatte und ein Dampfpolster entstehen, wobei auch lokale Anzapfungen des Dampfvorrates ermöglicht werden.

Ergiebige Anzapfungen des Dampfvorrates des LVL sind hauptsächlich durch Dislokationslinien und infolge Vulkantätigkeiten ermöglicht. Da die Ausfällungen der in der Dampfphase gelösten Materialien bzw. die vulkanischen Gesteine diese Anzapfungen nötigerweise verstopfen, sind die Anzapfungen stets vorübergehende Erscheinungen. Die Anzapfungen beeinflussen daher die Ergebnisse der obigen Berechnungen nur wenig.

Das Zusammentreffen von zwei horizontalen, selektiv-migrativen Unterströmungsästen des LVL führt zu der allmählichen Zunahme des Druckes und der Temperatur, und endlich zu einer Umwandlung und zum magmatischen Durchbruch des obersten amphibolführenden Mantelhorizonts. Ozeanische

Schwellen und Achsen der intraorogenetischen Zwischenmassen (z. B. der pannonischen Zwischenmasse) bilden solche Durchbrüche. Die durchbrechende Dampf- und Magmaphase steigt teils in Form von Vulkantätigkeiten bis an die Oberfläche empor, dringt aber teils horizontal — entlang der Mohofläche — vor, da an dieser obersten Kante des Mantels die Temperatur schon genügend niedrig ist zur Bildung von talkisierten (800°C) bzw. serpentinisierten [6, 22] (ca 500°C) Migrationsbahnen. Eine Serpentin- bzw. Talkschicht mit ihrer feinschuppigen Parallelstruktur stellt eine präformierte Migrationsbahn dar und ermöglicht die Entstehung eines höheren horizontalen Abfuhrhorizontes der Dämpfe.

Von da an sind also zwei horizontale Migrationsbahnen zu unterscheiden: die LVL-Bahn mit zentrifugaler Migrationsrichtung und die Moho-Bahn mit etwa zentripetaler Richtung, gerechnet von der Orogenzone.

Die Moho-Bahn bildet eine teils bis zum suborogenen Dampfzentrum reichende Rückleitung der — sich nach der chemischen Zusammensetzung und Temperatur räumlich und chemisch stets verändernden — migrierenden Phase, wodurch eine geschlossene unterirdische Migrationszelle, ein einheitliches selektiv-migratives Unterströmungssystem entsteht. Zwar findet die Migration in der Moho-Bahn abgeschwächt statt, sie ist aber zu Lösungs- und Ausfällungserscheinungen stets geeignet.

Der unterste Horizont der Erdrinde wird daher in der Umgebung der beiderseitigen aszendenten heißen Äste der Migrationszelle von unten abgelöst. Die Mächtigkeit der Rinde, u. zw. der unteren sog. »basaltischen« Schicht nimmt in dieser Weise ab, wie dies in den intrageosynklinalen Zwischenmassen, z. B. in der pannonischen Zwischenmasse bekannt ist. Die weggeführten gelösten Materialien werden infolge ihrer Abkühlung weiter entlang der Mohofläche wieder ausgefällt, und tragen unter den benachbarten Orogenen (z. B. Karpaten und Dinariden) zu rigiden Auswulstungen bei [20].

4. Die Dampfpolsterwirkung und die horizontale Verschiebbarkeit der Lithosphärenplatten

Da die Hochdruckdämpfe — trotzt ihrer horizontalen Migration entlang des LVL — zugleich aufwärts drängen, konzentrieren sie sich zumeist unmittelbar unter der Isolierschicht der amphibolführenden obersten Mantelschicht. Sie bilden hier einen Dampfhorizont, welcher als breiter horizontaler Dampfpolster mit seinem Gegendruck den obersten Mantelhorizont aufzuheben trachtet (Abb. 1, Etappe 5—6). Die beiden obersten Mantelhorizonte sind dadurch voneinander gewissermaßen getrennt. Der Dampfpolster verleiht somit eine von dem tiefsten Mantel unabhängige, selbständige horizontale Beweglichkeit der aus dem obersten Mantel und aus der Erdrinde bestehenden rigiden Lithosphäre. Je höher der Dampfdruck dieses Horizontes, desto leich-

ter beweglich ist horizontal die diesen belastende Lithosphärenplatte. Bei Annäherung des Verhältnisses $p_g = p_1$ wird die Verschiebbarkeit der Lithosphäre theoretisch vollständig, und es tritt eine Art horizontaler Gleitung auf.

Die Dampfpolsterwirkung wurde auch experimentell simuliert.

Die Beweglichkeit der Lithosphäre wird auch durch die Schmierwirkung der Talkschicht begünstigt, welche an beiden Seiten des Dampfpolsters entlang der Mantelhorizonte aus dem peridolitischen Mantelgestein infolge ihrer Abkühlung entsteht. Die obere Grenze der Talkbildung liegt bei atmosphärischem Druck, etwa bei 800—900°C. Die normale Temperatur in einer Tiefe von etwa 100 km wird von BATH auf zirka 1100°C geschätzt. Die Temperatur der LVL-Bahn, d. h. der Grenze des obersten amphibolführenden Mantelhorizontes und des Gutenberg-Kanals, LVL, kann infolge der Wirkung der aus der eingeschobenen kälteren Lithosphärenplatte stammenden kühleren Volatilen bis etwa an die Temperatur der Talkbildung abnehmen.

5. Mechanismus der Lithosphäreneinschiebung in den Mantel

Auf Grund einiger eigenartiger Wirkungen der isostatischen Einsenkung der Geosynklinalsedimente und der Lithosphärenbeweglichkeit erscheint die zunächst so befremdende Einschiebung der Lithosphärenplatte in den Mantel als eine notwendige Folge.

Bei den folgenden Ableitungen wurden erst die Temperaturverhältnisse in und um die eingeschobene Platte als Funktion der Zeit aus den Wärmeleitungskoeffizienten L, den Werten für Strahlungswärme S, Verdampfungswärme W und radioaktive Wärmeerzeugung R der Geosynklinalsedimente berechnet.

$$\Delta_{200\,^\circ C} = L + S - W + R$$

Abb. 2 zeigt die auf Grund der Summierung dieser Faktoren berechnete Zeitdauer, welche zu einer Abkühlung (oder Erwärmung) von 200°C bzw. 400, 600, 800, 1000°C nötig ist, in Abhängigkeit von der Plattenmächtigkeit im Falle einer tonig-sandigen Gesteinsplatte.

Die horizontale Linie entspricht einer Erwärmung von 200°C der tonigen Gesteine durch ihre durchschnittlichen Gehalte an radioaktiven Elementen. Die Kurve gibt die Zeitdauer der Temperaturveränderung von 200°C bei verschiedenen ursprünglichen Temperaturdifferenzen (zweite Einteilung an der horizontalen Achse) und bei einer Plattenmächtigkeit von 1 km an.

Abb. 3 und 4 zeigen die Ergebnisse der Temperaturberechnungen bei verschiedenen Einschiebungsgeschwindigkeiten.

Die Abkühlung und dementsprechend der Schrumpfungsbetrag wird aber durch den Wärmebedarf der endothermen Dehydratationsreaktionen vergrößert.

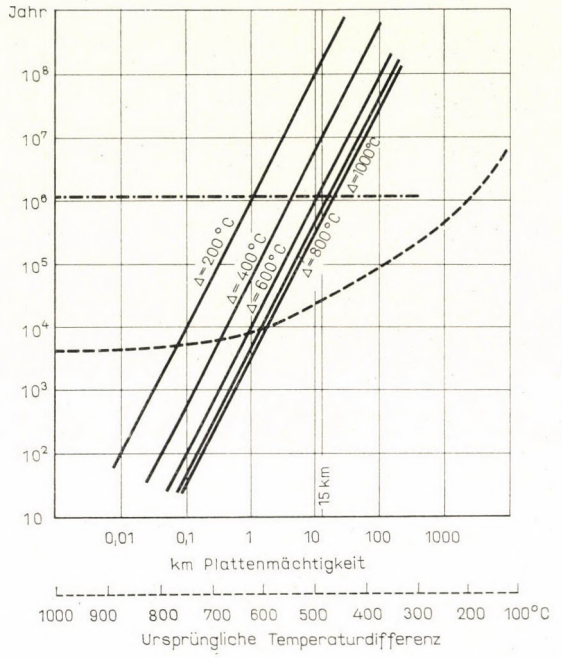


Abb. 2

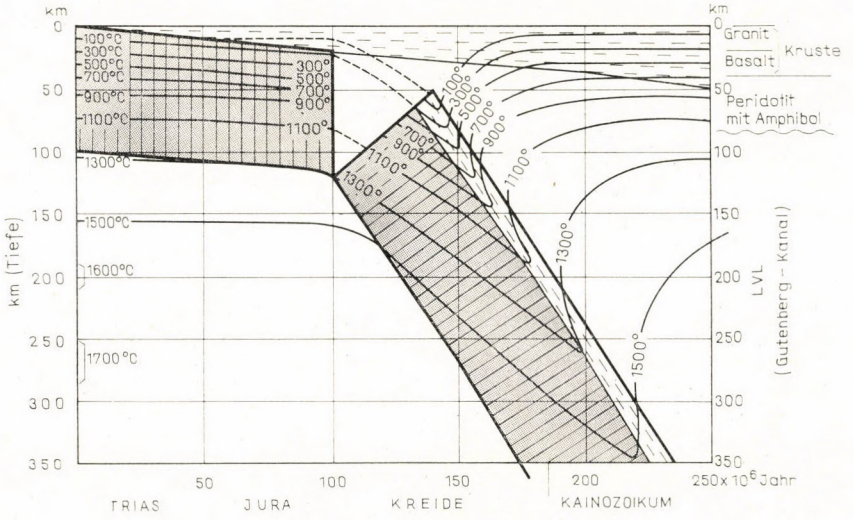


Abb. 3

Illit und Montmorillonit haben schon um 150°C — bzw. bei höherem Druck, etwa bei 250°C — einen nennenswerten Abkühlungseffekt. Besonders erheblich ist aber die endotherme Wirkung bei den Dehydratationsvorgängen

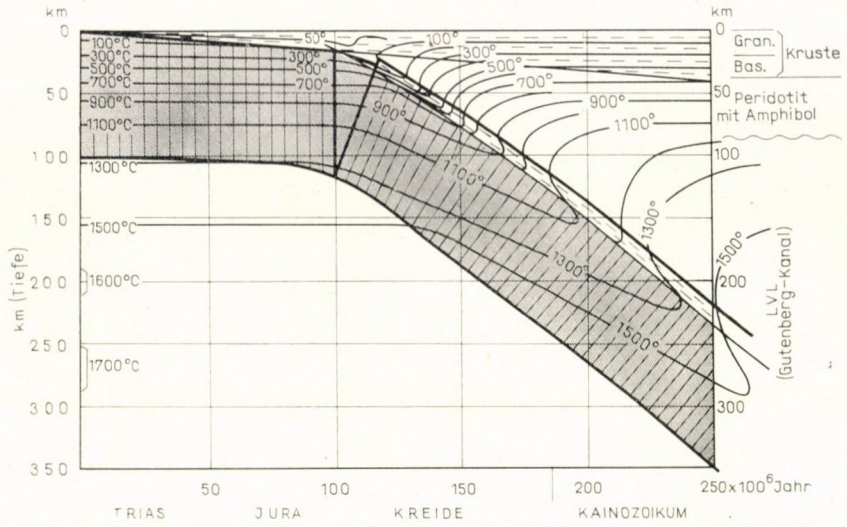


Abb. 4

um 500—600°C, bzw. bei höherem Druck um 550—630°C, wo auch Kaolinit mit etwa den sämtlichen wichtigen Tonmineralien in dieser Weise reagieren.

Der Kühleffekt der eingeschobenen Sedimente führt einerseits zu einer Schrumpfung der umgebenden Mantelgesteine. Als Schrumpfungsbetrag ergab sich auf Grund der thermischen Ausdehnungskoeffizienten der fraglichen Gesteinsarten bei einer Abkühlung von 500 auf 200°C etwa 0,6%. (Da wir für die höheren Temperaturbereiche keine ausreichenden Daten haben, werden die obigen Angaben für die höheren Temperaturen linear extrapoliert.)

Die Schrumpfung der Mantelsäume beginnt infolge der Abkühlung neben und vor der Lithosphärenplatte. Die Schrumpfung unter dem Tiefseegraben der Geosynklinalachse trachtet, eine »leere Stelle« hervorzubringen, wodurch sich eine Zone erheblichen Druckminimums ausbildet. Die Saugwirkung dieses Druckminimums zieht zunächst einen Keil von Geosynklinalsedimenten, u. zw. besonders von lockeren und plastischeren Sedimentarten in die Tiefe (Abb. 1, Et. 2). Dadurch nimmt aber die Kühl- und Saugwirkung allmählich zu, so daß endlich ein ganzer Streifen der durch die Dampfpolsterwirkung beweglich gewordenen Lithosphärenplatte in Bewegung gesetzt und verschluckt wird (Abb. 1, Etappe 3—4 und 5—6). (Der Betrag der Schrumpfung in dieser (horizontalen) Richtung ist irrelevant, da die später eintreffenden horizontalen Bewegungen weit größer sind.)

Die Einsaugung der Platte wird aber auch durch die Bildung eines Abhanges gefördert, welcher infolge der auch in vertikaler Richtung wirkenden Abkühlung entsteht. In einer 100 km mächtigen Gesteinsplatte findet, den obigen Schrumpfungswerten entsprechend, eine maximale Oberflächensenkung von 0,6 km statt, bei einer Abkühlung von 500 auf 200°C. Da diese

Senkung allmählich von den Kontaktflächen ausgehend fortschreitet, wird ein Abhang erzeugt. Die dem weiteren Abkühlungseffekt entsprechende Einschiebung bis etwa 700 km Tiefe erzeugt einen Senkungsbetrag des Mantelsaumes von etwa 2—3 km, was einen sehr wirkungsfähigen Abhang ergibt.

Die Einsaugung der Lithosphäre wird auch dadurch gefördert, daß der Mantelsaum, inbegriffen den Abhang, zu einer glatten »geschmierten« Gleitbahn durch die mineralogische Wirkung heißer Dämpfe umgewandelt wird. Aus den Hauptmineralien Olivin und Pyroxen der Mantelgesteine entsteht an den Rändern des Schrumpfungskeils Serpentin, bei höheren Temperatur aber Talk. Beide üben bekanntlich eine ausgezeichnete Schmierwirkung aus.

Der immer mächtiger werdende Druck des Dampfzentrums von etwa 13 Kilobar schiebt endlich die beiden, durch die beschriebene Dampfpolsterwirkung beweglich gewordenen Lithosphärenplatten allmählich auseinander.

Hier sei nur kurz auch auf andere Kraftwirkungen (z. B. die Rotation der Erde, ferner Unterströmungen) hingewiesen, die die Ver- und Einschiebung der durch die Dampfpolsterwirkung beweglich gewordenen Lithosphärenplatten begünstigen.

Eine Expansion der Erde, z. B. infolge der »Regeneration« der Atome des Erdkerns im Sinne der Theorie von L. EGYED, würde bei der Einschiebung der Lithosphärenplatten in den Mantel durch Bildung von Dilatationsspalten auch stark fördernd wirken. Jedoch erklären die behandelten hypothesenfreien Wirkungen des subgeosynklinalen Dampfzentrums, nämlich: der Saugeffekt, die Abhangbildung, die Schmierwirkung, die Lithosphärenmobilisierung durch Dampfpolsterwirkung auch ohne die hypothetische Dilatation vollständig die Ver- und Einschiebung der Lithosphärenplatten.

Durch diesen dampfbedingten Mechanismus wird gleichzeitig auch die Bildung der BENIOFFschen seismotektonischen Flächen erklärt.

Das geländetektonische, oberflächennahe Bild des Saugmechanismus ist durch das von E. KRAUS ([11, 12] etc.) bearbeitete Tatsachenmaterial der AMPFERER—KRAUS'schen Verschluckungstheorie glänzend belegt. Es sind sogar die wichtigsten Grundrisse des Unterströmungssystems in Verbindung mit dem Verschluckungsmechanismus in dieser Theorie dargelegt.

Durch die großzügigen Wirkungen des aus den Geosynklinalsedimentmassen entstehenden Dampfzentrums sind nun sehr verschiedene mannigfaltige Erscheinungen, wie: Geosynklinalsedimentbildung, Gebirgsbildung mit Verschluckung, hochgradige Beweglichkeit von Lithosphärenplatten mit weltmaßtäblichen Verschiebungen und Einschiebungen in den Mantel, Bildung der BENIOFFschen Flächen, die neuartigen, selektiv-migrativen Unterströmungen, das komplexe Nacheinander des orogenen Magmatismus und der kristallinen Schieferbildung in einen halbquantitativen genetischen Zusammenhang gebracht, woraus die endogene Dampfbildung als belebender Hauptfaktor der tektonischen Erdentwicklung hervorgeht. Natürlich spielen dabei

auch andere Faktoren, z. B. die thermische Konvektion mit. Als entscheidender, und für die Entwicklung der Erde, (wahrscheinlich auch der Venus) bezeichnender Hauptfaktor erscheint jedoch der Wassergehalt der Erde, welcher durch die Tonmineralien in die Tiefe geführt, Hochdruckdampf bildet. Dies ist der grundlegende Unterschied gegenüber der Entwicklung des Mondes, Mars und Merkur.

6. Entwicklung und magmatische Zyklen des Orogens

Die beschriebenen Einzeleffekte des gebirgsbildenden Dampfzentrums ergeben folgendes Entwicklungsmodell (Abb. 1).

1. Die bekannte Geosynklinalsedimentbildung mit einer tiefreichenden isostatischen Einsenkung entlang des Tiefseegrabens stellt die langdauernde Vorphase der Gebirgsbildung dar. Die beanspruchte Zeitdauer ist etwa gleich der Summe der nachfolgenden Phase. Die subkontinentale Platzmachung für die Einbiegung der Rinde ist besonders durch die selektiv-migrative laterale Abwanderung des partial geschmolzenen Teils des LVL ermöglicht. Die Einsenkung (Einbiegung) erfolgt rascher an der ozeanischen Seite der Geosynklinale, wo die Rigidität der Lithosphärenplatte infolge ihrer geringeren Mächtigkeit kleiner ist.

Entlang den radialen Zugspannungsspalten der sich isostatisch einbiegenden Rinde dringen aus dem Mantel ophiolitische, bzw. serpentinische »kalte Intrusionskörper« des sog. »alpinen Typs« (Abb. 1, Etappe 3—4) empor. Mit diesen Serpentiniten kommen oft die durch hohe Druckwerte und niedrige Temperaturen gekennzeichneten — d. h. besonders rasch eingesunkenen — Geosynklinalsedimente in der Glaukophanschieferfazies, ferner Gesteinseinschlüsse der einen besonders hohen Druckwert andeutenden Eklogitfazies vor. Diese Gesteinsvergesellschaftung weist einerseits darauf hin, daß die Eindringung bzw. Einsaugung der Geosynklinalsedimente in Verbindung mit den Dilatationsspalten der Ophioliten bzw. der kalten Intrusionen beginnt. Anderseits weisen die durch Hochdruckexperimente festgestellten Bildungsverhältnisse der Mineralassoziation obiger Gesteine auf eine Umkristallisation bei etwa 200—400°C und 8—12 Kilobar, d. h. auf eine Umkristallisationstiefe von 30—40 km hin. Die Gesteinsvergesellschaftung Serpentinit-Glaukophanschiefer-Eklogit wurde dementsprechend aus einer Tiefe von etwa 30—40 km Tiefe ausgepreßt.

2. Die isostatisch eingesunkenen und in die Dilatationsspalten eingedrungenen Sedimente erweitern durch ihre Abkühlungswirkung diese Spalten, die jetzt als Schrumpfungsrisse auch nach unten weiter wachsen. Die von oben durch eine mächtige Sedimentdecke abgeschlossenen Schrumpfungsrisse üben als Druckminimumstelle eine Saugwirkung auf die Hangendbildungen aus. Beim Erreichen einer Tiefe von etwa 40 km, wo die Sedimente sich bis

zu einer Temperatur von etwa 550°C erwärmen (und die Umgebung entsprechend abkühlen), wird der Hauptteil des OH-Gehaltes von fast allen Tonmineralien freigelegt, wodurch der Dampfdruck schnell steigt. Ein subgeosynklinales Dampfzentrum beginnt sich, der Erwärmung von stets größeren Sedimentmengen entsprechend, auszubilden. Die weitere magmatische Tätigkeit wird hier durch die Abkühlung verhindert.

3. Die Dämpfe quellen bei einer stetigen Zunahme des Dampfdruckes und des Gesamtdampfvolums allseitig empor. Das Bewegungssystem ist dadurch komplex geworden: im oberen und mittleren Teil des Sedimentkeiles ist die Saugwirkung tätig, im unteren und äußeren Teil entfaltet sich dagegen der nach außen gerichtete Dampfdruck. Die plastischen Gesteine werden chaotisch in die Spalten rigiderer Gesteine nach allen Seiten eingepreßt, bei besonderer Beanspruchung des nach unten vorwärtsdringenden Keils von Geosynklinalsedimenten, die Volumzunahme und die nachfolgende Faltung erreicht allmählich auch die Oberfläche und ruft die allgemeine Inversion der Geosynklinale hervor.

4. Mit diesen mechanischen Veränderungen gleichzeitig, d. h. bei Temperaturen um 550°C — laut Bestimmung des Triklinitätsgrades der Feldspate schon bei etwa 500°C — findet auch die partielle Anatexis zunächst der gasreichsten Geosynklinalsedimente statt. Es dringen pegmatitische Lösungen auf und verursachen die syntektonische Granitisation und Migmatitbildung. Hochdruckexperimente bezüglich der zugänglichen migmatitisch-granitisch-metasedimentären Gneis-Vergesellschaftungen in der Amphibolitfazies (z. B. in den Adirondacks, beschrieben von BUDDINGTON [3] und ENGEL und ENGEL [5], weisen auf eine Umkristallisation bei 500—665°C und 3—6 Kilobar, d. h. in einer Tiefe von 10—20 km hin. Da aber bei dieser Umkristallisation hauptsächlich *aszendente* granitisch-pegmatitische Lösungen (Schmelze) die entscheidende Rolle spielen, entstammen sie offenbar größeren Tiefen. Die Temperaturen von 500—665°C der Granitisationsvorgänge in einer Tiefe von 10—20 km sind schon infolge der Wärmewirkung dieser aszendenten Lösungen entstanden. Die Geosynklinalsedimente werden in der Umgebung der Granitisation metamorphisiert: die durch die allseitig vordringenden Dämpfe beschleunigte Temperaturerhöhung erzeugt in den höheren Horizonten eine regionale Epimetamorphose, in der unmittelbaren Umgebung der syntektonischen und spätorogenen Granitkörper zumeist eine domartige Mesometamorphose.

5. Das Vordringen der besonders nach unten gerichteten Hochdruckdämpfe bis zum LVL erzeugt an dessen Oberkante einen Dampfpolster, auf welchem die darauf lastende Lithosphäre horizontal verschiebbar wird. Der zunehmende Druck des Dampfzentrums schiebt die benachbarten Lithosphärenplatten auseinander. Zwischen den somit sich voneinander langsam entfernenden beiden angrenzenden Lithosphärenplatten schiebt sich die ganze

ozeanische (sialkrustenfreie) Lithosphärenplatte — dem nach unten vorwärtsdringenden Keil der dampfbeladenen Geosynklinalsedimente folgend — in die Tiefe und erzeugt allmählich die BENIOFFsche seismotektonische Fläche. Die Falten werden durch die Einschiebung der Lithosphäre in ein einheitliches Deckensystem geordnet. Die Hauptagenten sind dabei stets die jetzt besonders zunehmende Kühlschrumpfung mit Saugwirkung, die serpentinisierte-talkisierte Abhangsbildung, die die Lithosphärenplatten mobilisierende Dampfpolsterwirkung und der mächtige Dampfdruck, der die mobilisierten Lithosphärenplatte auseinander rückt.

6. Das Eindringen der Front der Sedimentdecke in den LVL leitet die aszendente Bewegung der basaltischen Porenschmelze des LVL ein. Ihre Vermischung mit den noch aktiven granitischen Schmelzen entlang der BENIOFFschen Fläche bringt das »subsequente« kontaminierte andesitische Magma zustande. Die pulsierenden Phasen des subsequenten Andesitvulkanismus sind hauptsächlich durch das jeweilige Verhältnis des Dampfdruckes zur Kühlschrumpfung bestimmt. Entsprechend der Viskosität des Magma stellt sich eine vulkanische oder flach-, eventuell tiefplutonische Tätigkeit ein. Das viskose saure Magma erzeugt oben ignimbritischen Vulkanismus, unten »subsequente« Granitplutone. Da die Temperatur der höheren Horizonte durch die Vulkantätigkeit zunimmt, entstehen in den dampf- und magmadurchtränkten oberflächenahen Schichtpaketen auch sekundäre Magmakammern, zumeist mit leichtschmelzendem gasreichem ignimbritischem Magmainhalt. (In der pannonischen Zwischenmasse erscheint dementsprechend der ignimbritische Vulkanismus zumeist in dem stärksterwärmten Beckenzentrum.) Die Lokalisation der vulkantektonischen Linien ist aber zumeist durch die präformierten älteren Bauelemente bedingt.

Die Temperatur erreicht jetzt etwa 700—1000°C in der Tiefe und 600—700°C in den höheren postorogenen granitischen Horizonten. Nach einer endothermen Reaktion der meisten Tonmineralien um 800—900°C folgt um 900—1000°C eine entgegengesetzte, stark exotherme Umwandlung. Dies findet in der größeren, dem LVL entsprechenden Tiefe statt. Die damit verbundene Expansion trägt auch zur Austreibung der Magmen des subsequenten andesitisch-ignimbritischen Vulkanismus bei.

7. Mit der Erschöpfung des Gasgehaltes der eingeschobenen Geosynklinalsedimente hört die Bildung der granitischen Schmelzen auf, und dann dringt die in der suborogenen Einschiebungszone (d. h. in der BENIOFFschen Fläche) spärlicher gewordene basaltische Schmelze des LVL rein, als finaler Basaltvulkanismus bei etwa 900—1200°C empor. Da die Kühlwirkung die Magmabildung verhindert, erscheinen die Magmatite hauptsächlich an der der Einschiebung entgegengesetzten kontinentalen Seite der Geosynklinale.

Die Gesteinsassoziation: Metasedimente in Glaukophanschieferfazies mit Gesteinseinschlüssen der Eklogitfazies und mit Serpentinitkörper entspricht

einem geothermischen Gradienten von etwa 90 m/°C, die der migmatitischen Granitkörper mit Metasedimenten in etwa Amphibolitfazies aber einem Gradienten von etwa 30 m/°C. Dies verweist aber nicht auf eine Zunahme der geothermischen Gradienten während des Einschiebungsprozesses. Die aus den *pt*-Verhältnissen der metamorphen Umkristallisation sich ergebenden geothermischen Gradienten sind weder räumlich, noch zeitlich bezeichnende Werte der Entwicklung. Die Gesteine im Orogenbereich werden räumlich infolge der Einschiebung der Lithosphärenplatte teils zu noch tieferen Bereichen mitgeschleppt, teils zu höheren Horizonten aufgepreßt. Selbst im Umkristallisationsbereich sind die *pt*-Verhältnisse während der Orogenese zeitlich und räumlich stets und stark veränderlich. Sogar an demselben Ort, für verschiedene Tiefe berechnet, bekommt man verschiedene, uzw. sich nicht monoton verändernde geothermische Gradienten.

Innerhalb der orogenen Gebiete, bzw. entlang den BENIOFFschen Flächen hat es somit nicht viel Sinn, über geothermischen Gradienten zu sprechen.

7. Das Problem der Lithosphärenverschiebung im Mediterraneum

Die Lithosphäreneinschiebungen sind hauptsächlich aus dem pazifischen-zirkumpazifischen Bereich beschrieben. Ein analoger gebirgsbildender Mechanismus kann aber auch im Mediterraneum angenommen werden, da sial-freie »wahre ozeanische« Rinden auch innerhalb dieses Raumes bekannt sind. Die interkontinentale Lage des südeuropäischen Orogens wird jedoch die horizontalen Maßstäbe der sich ver- und einschiebenden Lithosphärenplatten annehmbar vermindern, ihre Komplexität aber erhöhen.

Ein vereinfachtes Modell soll noch kurz am Beispiel des Karpat-Dinarischen Gebirgssystems besprochen werden, unter der Annahme einer geringeren, etwa nordöstlich gerichteten Einschiebung der Lithosphäre — entlang der adriatisch-dinarischen Zone — bis zu etwa 200 km Tiefe. In diesem Falle weichen die paläogeographischen Verhältnisse nur wenig von den bisherigen Annahme über die ursprüngliche und dieszeitliche Verbreitung des alpidisch-karpatisch-dinarischen Deckensystems ab. Bezüglich der Menge und der horizontalen Migrationsweite der Dämpfe können dabei die Überschlagsrechnungen in Kapitel 3 angewendet werden, da die Menge der Geosynklinalsedimente bzw. der Abtragungsprodukte in diesem Gebiet mit reichlicher Gebirgsumgebung annehmbar hoch liegt.

Die eingeschobene Lithosphärenplatte ist aber auch bei diesem Modell breiter als das heutige Adriatische Meer. Die Ergebnisse der paläomagnetischen Messungen aus dem westlichen Mittelmeergebiet [24, 23] weisen auf eine etwa südgerichtete Verschiebung der Iberischen Halbinsel und auf eine etwa nach Osten gerichtete Verschiebung von Korsika und Kalabrien hin.

Eine etwa ähnliche Anschauung wurde auf Grund von seismotektonischen Betrachtungen auch von RITSEMA [17] (1969) ausgesprochen.

All diese Daten weisen auf eine breitere ursprüngliche Ausdehnung des Adriatischen Meeres hin, das durch die Einschiebung seines einstigen Lithosphären-Untergrundes unter den subdinarischen Mantel bei der erwähnten Ostverschiebung von Kalabrien bzw. der Appeninen auf seine dieszeitliche Breite eingeengt wurde.

Eine schon herzynisch-kaledonisch beginnende kleinere Lithosphären-Einschiebung entlang der NO- und O-Karpaten kann vielleicht mit der Bildung des ebenfalls etwa NW—SO streichenden Donbaß-Aulakogen korreliert werden.

Die Möglichkeit einer Lithosphären-Einschiebung im Mediterraneum erhöht wesentlich die Aussichten der Analyse der verwickelten Struktur dieses Gebietes.

SCHRIFTTUM

1. ANDERSON, D. L.: Integration of recent seismic shock wave and ultrasonic studies. Int. Symp. Canberra 1969. 63. Int. Upper Mantle Comm. and Australian Ac. of Sci.
2. BELOUSSOV, V. V.—SORSKY, A. A.—BUNE, V. I.: Seismotectonic map of Europe. Acad. Sci. USSR, Inst. Phys. Earth, Publ. O. Nauka, Moscow, 1968.
3. BUDDINGTON, A. F.: Isograde and the role of H_2O in metamorphic facies of orthogneisses of the northwest Adirondack area. *Bull. Geol. Soc. Am.* 74 (1963), 1155.
4. COATS, E. R.: Magma type and crustal structures in the Aleutian area. Crust of the Pacific Basin. *Amer. Geophys. Union, Mon.* 6 (1965), 92.
5. ENGEL, A. E. J.—ENGEL, C. E.: Progressive metamorphism and granitisation of the major paragneiss, northwest Adirondack Mountain. *Bull. Geol. Soc. Am.* 69 (1958), 1369 and 71 (1960), 1.
6. FYFE, W. S.: On the relative stability of talc, antophyllite and enstatite. *Am. J. Sci.* 260 (1962), 460.
7. GREEN, D. H.: A review of experimental evidence on the origin of basaltic and nephelinitic magmas. Int. Symp. Canberra 1969. 43. Int. Upper Mantle Comm. and Australian Acad. Sci.
8. GREEN, D. H.—RINGWOOD, A. E.: Mineralogy of peridotitic composition under Upper Mantel conditions. Int. Symp. Canberra 1969. 78. Int. Upper Mantle Comm. and Australian Acad. Sci.
9. JAEGER, J. C.: The temperature in the neighborhood of a cooling intrusive sheet. *Am. J. Sci.* 255 (1957), 306.
10. JAEGER, J. C.: Temperatures outside a cooling intrusive sheet. *Am. J. Sci.* 257 (1959), 44.
11. KRAUS, E. C.: Strukturgeschichte und Antlitz der Erdrinde als Folge subkrustaler Massenablagerungen. *Ber. Geol. Ges. DDR* 9 (1964), 25.
12. KRAUS, E. C.: Die Entwicklungsgeschichte der Kontinente und Ozeane. Akad. Verl. Berlin, 1959.
13. LAMBERT, I. B.—WYLLIE, P. J.: Beginning of melting in the Upper Mantle and the nature of the low velocity layer. Int. Upper Mantle Comm. and Australian Acad. Sci. Int. Symp. Canberra 1969. 23.
14. OLIVER, J.—ISACKS, B.: Structure and mobility of the crust and mantle in the vicinity of island ares. *Canadian J. Earth Sci.* 5 (1968), 985.
15. OLIVER, J.—ISACKS, B. L.—SYKES, L.: Seismology and the new global tectonics. *Tectonophysics* 7 (1969), 527.
16. RINGWOOD, A. E.: A model for the upper mantle. *Jour. Geophys. Res.* 67 (1962), 857.
17. RITSEMA, A. R.: Seismo-tectonic implications of a review of European Earthquake mechanism. *Geol. Rundschau* 59. 1 (1969), 35.
18. SUBBOTIN, S. J.—SOLLOGUB, V. B.—PROSEN, D.—DRAGESEVIC, T.—MITUCH, E.—POSGAY, K.: Junction of deep structures of the Carpatho-Balkan region with those of the Black and Adriatic Sees. *Canad. Jour. of Earth's Sci.* 5 (1968), 1027.

19. SZÁDECZKY-KARDOSS, E.—PESTHY, L.—KLIBURSZKY, B.—TOMSCHEY, O.—TOMOR, E.: Vorläufiges über Messung des Dampfdruckes als Funktion des Belastungsdruckes und der Temperatur. *Acta Geol. Hung. Acad. Sci.*, 13 (1969), 353.
20. SZÁDECZKY-KARDOSS, E.: Zur Dynamik des Obermantels erläutert am Beispiel des Karpatisch-Pannonisch-Dinarischen Gebietes. Bull. IX. Congr. Carpatho-Balcan Geol. Assoziation, Budapest, Vol. 4. (Im Druck).
21. SZÁDECZKY-KARDOSS, E.: On the laws governing lithololgic cycles and on changes in rates of deposition. *Acta Geol. Hung. Acad. Sci.*, 14 (1970), 1—4.
22. TURNER, F. J.: Metamorphic petrology. McGraw-Hill, 1968.
23. VAN BEMMELEN, R. W.: Origin of the Western Mediterranean Sea. Verh. Kong. Geol. Mijnbouwk Gen. 26. 1969.
24. VAN DER VOO, R.—ZIJDERVELD, J. D. A.: Paleomagnetism in the western Mediterranean area. *Transactions Kon. Ned. Geol. Mynbk. Gen.*, 26 (1969), 121.
25. VINE, F. J.—MATTHEWS, D. H.: Magnetic anomalies over oceanic redges. *Nature* 199 (1963), 947.
26. VINOGRADOV, A. P.: Geochemical aspects of the Earth's crust and upper mantle. *ICSU Rev. World Sci.*, 6 (1964), 131.
27. VINOGRADOV, A. P.—YAROSLAWSKI, A. A.: Physical conditions of zone melting in the Earth's shells. *Geokhimija* 7. 1965.
28. WILSON, J. T.: A new class of faults and their bearing on continental drift. *Nature* 207 (1965), 343.
29. WINKLER, H. G. F.: Die Genese der metamorphen Gesteine. Springer, 1967.

THE MECHANISM OF OCEAN-FLOOR SPREADING AS DISCLOSED BY HIGH PRESSURE EXPERIMENTS

E. SZÁDECZKY-KARDOSS

SUMMARY

On the basis of experimental data on the vapour pressure conditions of argillaceous rocks, the following semi-quantitative model has been set up for the movement mechanism of lithospheric plates. Water is pressed out from the pores of the sediments by the load pressure. H_2O descends in greater depths in chemically bound form, mainly with clay minerals. It becomes a free phase at certain dehydration temperatures, mainly at about 500 to 650°C. i.e. in a depth more than 40 km. The subgeosynclinal center of high pressure vapours arising in that way represents the main source of energy for tectonical movements.

The cooling effect of the at first purely isostatic sinking of the geosynclinal cold sediments, later also that of the endothermal character of the dehydratation reactions bring about a shrinking of the rocks in the crust and in the upper mantle along the main fault zones of the geosynclines. The subgeosynclinal pressure minimum established strives to suck down the sediments, later together with the whole lithospheric basement. The slope appearing due to the shrinking simultaneously at both margins of the underthrust zone and its chlorite-serpentine-talcum sliding surface which comes into being under the influence of high pressure vapours from the sediments, contribute to the underthrust, too.

The pressure up to 13 kilobars in the vapour center enables on the one hand the lithospheric plates to push one from another on both sides and on the other hand, it establishes a layer—saturated with vapours at the upper boundary of the GUTENBERG channel. This successively expanding high pressure vapour layer counterbalances by its pressure the virtual load of the lithosphere (vapour pillow effect) and enables the horizontal movement of the lithospheric plates (i.e. the uppermost horizon in the mantle and the crust).

The development of the vapour pillow on the upper border of the conducting low-velocity-layer results from the construction of the upper mantle. The high pressure experiments have shown that an uppermost, partly amphibole- and phlogopite-containing, for gases non permeable horizon and below it a conducting horizon—characterized by a content of interstitial water able to migrate and by that of partially molten basaltoidal magma—can be distinguished.

Most basaltoidal magmatic chambers lie in the conducting horizon; they become partly contaminated into an andesitic magma along the oblique lithospheric underthrust zone (Benioff-surface) with the partially molten granitic part of the underthrust sediments. The selective migration of the fluid phase of this horizon is put into motion by the pressure of the vapour center resulting in a system of understreaming described in more details in the paper.

МЕХАНИЗМ «OCEANIC SPREADING» В ОТРАЖЕНИИ ОПЫТОВ ПРИ БОЛЬШИХ ДАВЛЕНИЯХ

Э. САДЕЦКИ-КАРДОШ

РЕЗЮМЕ

На основе экспериментальных данных относительно парового давления глинистых пород была разработана следующая полу-квантитативная модель механизма движения литосферных пластинок. Вода в порах выжимается из осадков под давлением нагрузки, но, главным образом в глинистых породах, может H_2O попасть в глубину, в химически связанном виде. На некоторой температуре дегидратации, особенно около 500—650° С, то есть глубже 40 км это осводождается. Возникший таким образом субгеосинклинальный паровой центр большого давления является главнейшим источником энергии тектонических движений.

Охлаждающее влияние сначала полностью изостатического оседания холодных геосинклинальных осадков, и позже и эндотермического характера дегитратационных реакций приводит к усадке пород коры и верхней мантии по главной зоне излома геосинклинали. Создавшийся таким образом минимум субгеосинклинального давления желает всасывать в глубины осадки, позже вместе со всем литосферным основанием. Возникающий одновременно на обеих сторонах зоны вдвигания склон усадки, а также создавшаяся под влиянием возникших из осадков паров большого давления поверхность скольжения, способствуют этому движению.

Подымающееся до 13 килобара давление парового центра делает возможным — с одной стороны —, надвигание двусторонних литосферных пластинок, а с другой — создает насыщенный паром слой наверху канала Гутенберга.

Этот постепенно расширяющийся горизонтальный слой большого давления через свое противодавление работает против виртуальной нагрузки литосферы (действие паровой подушки) и придает горизонтальную подвижность литосферной пластине (верхняя часть мантии + кора).

Образование паровой подушки наверху хорошо проводящего канала Гутенберга следует из строения верхней мантии. На основе экспериментов при больших давлениях можем различать один верхний, богатый частью в амфиболе и флогопите и не газопроницаемый горизонт, а под ним — один хорошо проводящий горизонт, характеризуемый способной к миграции интерститициальной водой и селективно растаившей базальтоидной магмой.

Большинство базальтоидных камер с магмой расположено в хорошо проводящем горизонте; селективно растаившая гранитная часть внедренных осадков возле наклонной линии смещения литосферы, частью, контаминируется с андезитной магмой. Селективная миграция флюидной фазы этого горизонта приходит в движение через давление парового центра, и, таким образом, создается одна, подробно описанная в статье система течений.

Acta Geodaet., Geophys. et Montanist. Acad. Sci. Hung., Tomus 6 (1—2), pp. 223—234 (1971)

О ПЕРВЫХ РЕЗУЛЬТАТАХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ СИНХРОННЫХ ЗАПИСЕЙ КАПГ

А. АДАМ — Й. ВЕРЁ

[Поступило 20 апреля 1970 г.]

На основании синхронных измерений КАПГ в статье рассматриваются неоднородности вариаций электромагнитного поля и показывается их влияние на стабильность магнитотеллурических величин (импеданс, удельное сопротивление). Особое внимание удаляется зависимости короткопериодических пульсаций от широты.

С 15-го августа по 5 сентября 1969-го года в Польше, в Венгрии, в ГДР и в Советском Союзе проводились одновременные электромагнитные записи в рамках рабочих групп 1.2 и 2.1 КАПГ. В указанный период беспрерывно работали т. н. приборы медленной записи, с развёрткой плёнок 20 и 60 мм/час. Приборы же для быстрой записи работали с развёрткой 20—60 мм/мин, в два этапа по 3 дня. От 25 по 28 августа и от 2 по 5 сентября были зарегистрированы по крайней мере 4 горизонтальных компонента земного электромагнитного поля (так называемые магнитотеллурические компоненты), компоненты E_x, E_y, H_x, H_y. Мера участия указанных стран в синхронных наблюдениях указана в таблице 1, а также на карте рис. 1, где отдельно отмечены станции наблюдения (большей частью обсерватории), снабженные приборами для медленной и быстрой записи.

Наши предварительные исследования ограничились изучением данных пульсаций 4-х венгерских (Надьценк, Чедерейский лес, Сарваш, Ньил) и варнкевицской станций.

Из материала второго периода, с 2 по 5 сентября 1969-го года были выделены 2 серии с характером pc 3—4 и несколько серий с характером p*i* 2, pc 5.

Цель наших исследований совпала с предначертаниями рабочих групп 1.2 и 2.1 КАПГ:

а) Изучение тонкой структуры, процессов изменения первичного геомагнитного пульсационного поля.

б) Влияние замеченных в пункте *а* явлений на магнитотеллурические величины (на импеданс $\frac{E}{H}$, а также на видимое удельное сопротивление).

Таблица 1

Страна	Место наблюдения	Географические координаты		Медленная запись 15.8—5.9	Быстрая запись	
		φ	λ		25.8—28	2.9—5
ГДР	Varnkewitz Obs.	54° 41′ N	13° 25′ E	+	+	+
	Warnkenhagen	54° 06′ N	11° 03,7′ E	+	+	+
	Klevenow	54° 06′ N	13° 05′ E	+		
	Marxhagen	53° 40′ N	12° 40′ E	+		
	Stuer	53° 20′ N	12° 20′ E	+		
	Falkenhagen Obs.	53° 12′ N	12° 12′ E	+		
	Niemegk Obs.	52° 4,3′ N	12° 40,5′ E	+	+	+
	Collm	51° 18,6′ N	13° 00,3′ E	+		
ПНР	Obs. Hel	54° 36,5′ N	18° 48,0′ E	+		
	Obs. Belsk	51° 50,2′ N	20° 47,5′ E	+	+	+
	Raciborz	50° 05′ N	18° 12′ E	+		
СССР	Биржай	56° 10′ N	24° 30′ E	+	+	+
	Плещеницы	54° 30′ N	27° 53′ E	+	+	+
	Вороново	54° 12′ N	25° 30′ E	+		
	Судовицы	52° 45′ N	29° 30′ E	+	+	+
	Дымер	50° 43′ N	30° 18′ E	+	+	+
	Корец	50° 40′ N	27° 10′ E	+		
	Львов	49° 54′ N	23° 45′ E	+		
	Радостное	48° 15′ N	31° 53′ E	+	+	+
	Одесса	46° 46′ N	27° 10′ E	+	+	+
ВНР	Nyírlúgos (Nyír) Obs.	47° 43′ N	22° 03′ E			+
	Nagycenk Obs.	47° 38′ N	16° 43,2′ E	+	+	+
	Tihany Obs.	46° 54′ N	17° 53,6′ E	+		
	Szarvas	46° 48′ N	20° 27′ E	+	+	+
	Csederei erdő	46° 41′ N	18° 11′ E			+

Самым интересным этапом оказалась серия пульсаций типа pc 3—4, определенная в период 3-го сентября от 8 ч. 03 мин. до 8 ч. 15 мин по местному времени (**LMT**). Из 7 подробно расмотренных серий лишь в этой одной проявилось различие на территории Венгрии и в Варнкевице (т. е. в точках наблюдения, разность географических широт которых $\Delta\varphi = 7°$), между периодами отрегистрированных пульсаций. Диаграммы распределения периодов полного этапа показаны на рис. 2. Можно отметить, что пока максимум частоты в компоненте H_y в обсерватории около Надьценк (в дальнейшем: обсерватория), и в Варнкевице находится в пределах от $T = 30$ до 40 сек., интервал максимума частоты периодов в компоненте H_x отличается в этих двух местах: в нашей обсерватории наблюдался острый максимум в 20—30

сек., а в Варнкевице — плоский в сторону больших периодов максимум в 30—40 сек. Необходимо заметить ещё и то, что в компоненте H_y наблюдается короткопериодических пульсаций больше чем в Варнкевице.

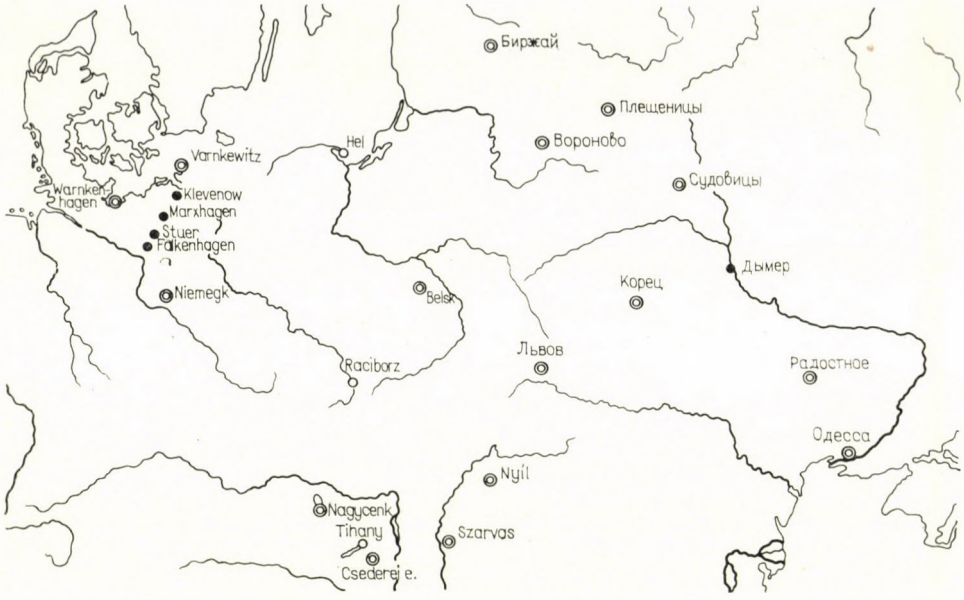


Рис. 1. Пункты синхронных наблюдений

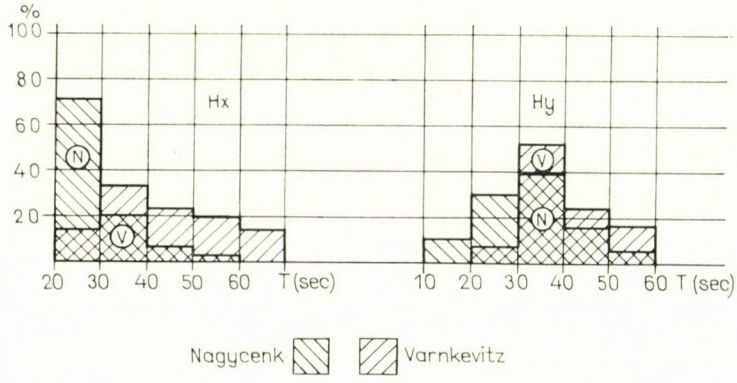


Рис. 2. Частотное распределение периодов пульсаций в компонентах H_x и H_y в Надьценке и в Варнкевице

Из этого этапа на рис. 3, 4 и 5 показаны две серии пульсаций с разными периодами. На рис. 3 показано только изменение компоненты H_x на трех венгерских станциях и в Варнкевице, а рисунки 4 и 5 показывают совпадающие во времени серии пульсаций H_x и H_y в одинаковом масштабе. На рисун-

ках 3 и 4 хорошо видно различие периодов в H_x, а на рис. 5 — совпадение периодов в H_y на венгерских станциях и в Варнкевице. Показанная на рис. 4 и 5 серия пульсаций H_x и H_y претерпевает интересные структурные изменения и, в связи с этим, хотелось бы указать на существенную неоднород-

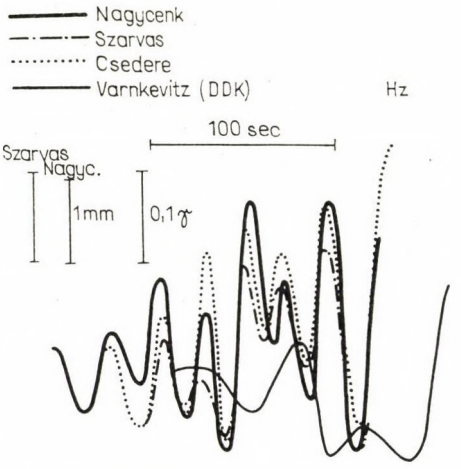


Рис. 3. Серия пульсаций Pc 3—4 в компоненте H_x (первый этап)

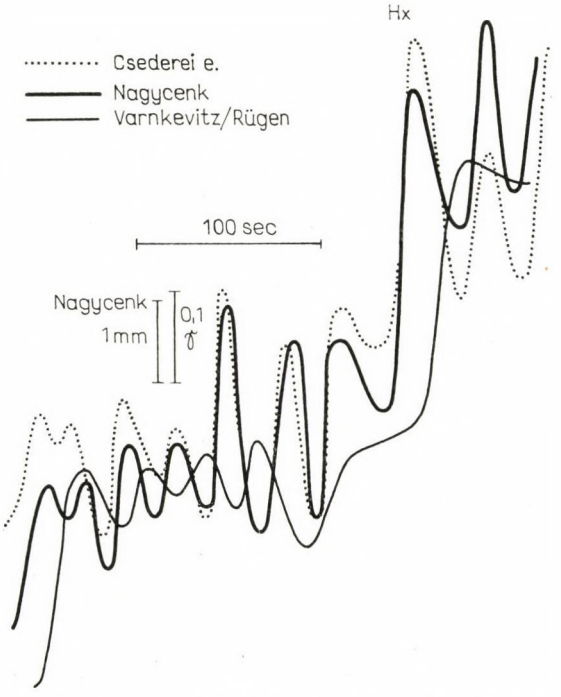


Рис. 4. Серия пульсаций Pc 3—4 в компоненте H_x (второй этап)

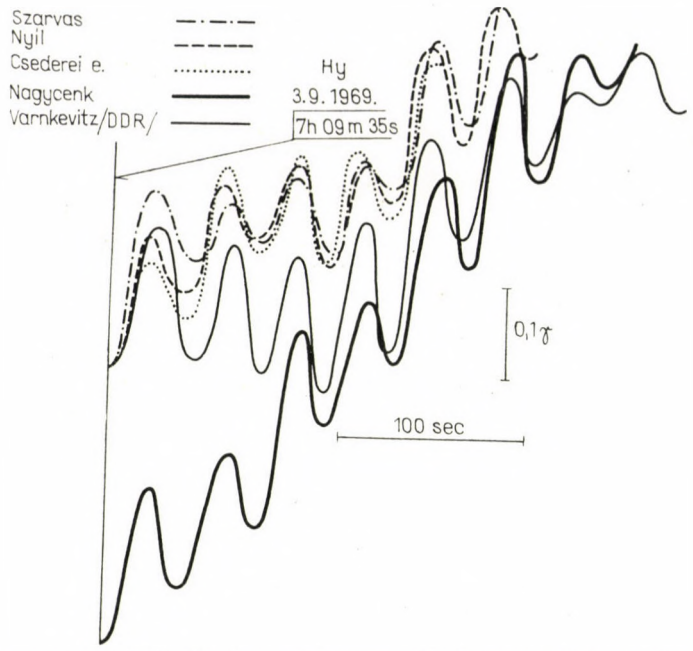


Рис. 5. Серия пульсаций Pc 3—4 в компоненте H_y (одновременно с пульсациями H_x, представленными на рис. 4)

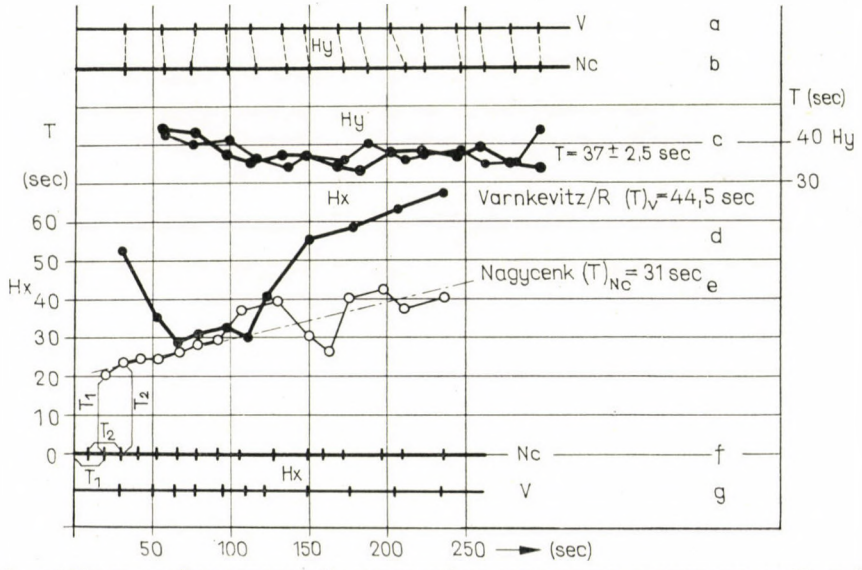


Рис. 6. а) Места крайних значений пульсаций на оси времени в компоненте H_y в Варнкевице; *б)* Места крайних значений пульсаций на оси времени в компоненте H_y в Надьценке; *в)* Вариация периодов компоненты H_y на двух венгерских станциях; *г)* Периодическая вариация компоненты H_x в Надьценке и в Варнкевице; *д)* Места крайних значений пульсаций на оси времени в H_x в Надьценке; *е)* Место крайних значений пульсаций на оси времени в H_x в Варнкевице

ность пульсационного поля в случае указанной разности географических координат.

Период компоненты H_y постоянен: 37 $\pm$ 2,5 сек и значения венгерских станций совпадают со значениями, полученными в Варнкевице: серия данных на рис. 6 *а* и *б* показывает место экстремальных значений во времени,

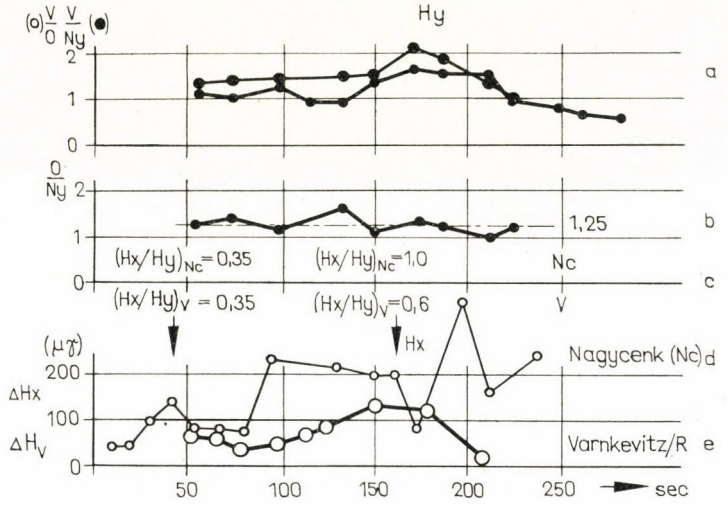


Рис. 7. а) Изменение отношения амплитуд пульсаций в компоненте H_y, вычисленное на основании записей: V = в Варнкевице, O = в обсерватории в Надьценке Ny = в Нирлугоше *б)* То же, что в пункте *а*, но вычисления велись по амплитудам пульсаций в Надьценкской обсерватории и в Нирлугоше; *в)* Значение поляризации (H_x/H_y) в Надьценке и в Варнкевице; *г)* Изменение «range» пульсаций в Надьценке; *д)* Изменение «range» пульсаций в Варнкевице;

диаграмма же 6 *в* изображает колебание периода в несколько секунд в случае двух венгерских станций, задавая этим и точность определения периодов.

Период компоненты H_x, наоборот, существенно меняется на изученном этапе. По серии данных *в* рисунка 6 на территории Венгрии период пульсаций компоненты H_x возрастает от 20 до 40 сек. Эта тенденция хорошо замечается, невзирая даже на меньшие или большие колебания, проявляющиеся во второй половине этапа. Период же изображенных на диаграмме *г* пульсаций H_x в Варнкевице после короткого убывающего интервала в течение 3—4 пульсаций совпадает с венгерскими, затем также возрастает, принимая при этом существенно большие значения. Так что исследованная серия закончилась пульсациями в 60—70 сек. Среднее значение периодов Венгрии 31 сек, а в Варнкевице: 44,5 сек.

На изученном этапе изменяется и амплитуда пульсационного поля. Серия данных *г* (и д.) рис. 7 показывает, что амплитуда компоненты H_x и около Надьценк, и в Варнкевице увеличивается приблизительно в зависи-

мости от возрастания периода. Характер же увеличения различен: около Надьценк скачкообразен, а в Варнкевице непрерывен. В то же время изменение амплитуды компоненты H_y в двух местах различно. Как показывает относительное изменение амплитуд H_y, полученное в Варнкевице, по отношению к амплитудам H_y, наблюденным на двух венгерских станциях,

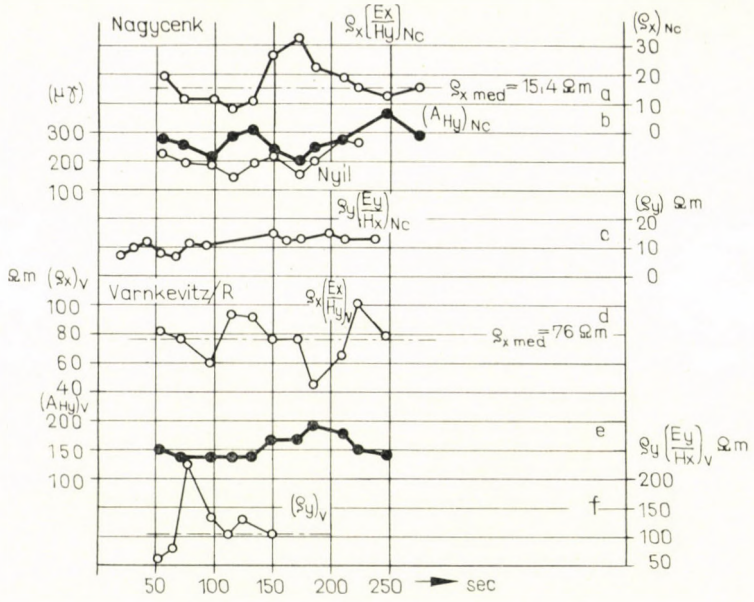


Рис. 8. a) Изменение ϱ_x в Надьценке; b) Изменение амплитуды пульсации H_y в Надьценке и в Нирлугоше; c) Изменение ϱ_x в Надьценке; d) Изменение ϱ_x в Варнкевице; e) Изменение амплитуды пульсации H_y в Варнкевице; f) Изменение ϱ_y в Варнкевице

можем сказать, что в середине серии в Варнкевице амплитуды значительно возросли (см. диаграмму *a* на рис. 7), этого мы не могли заметить ни на одной из двух венгерских станций отстоящих друг от друга на наибольшее расстояние (Надьценк и Ньил.). Отношение амплитуд указанных венгерских станций приблизительно постоянно: 1,25, как это показывает серия данных *б* на рис. 7. Можно полагать, что это изменение в Варнкевице H_y связано с возрастанием амплитуды H_x. Данные поляризации H_x/H_y, на рис. 7 *c*, вычисленные на основании амплитуд пульсаций показывают, что поляризация H_x/H_y в Надьценке возрастает от 0,35 до 1, а в Варнкевице только до 0,6; отмечая этим также увеличение роли H_y. Период же компоненты H_y на двух территориях в то же время не меняется.

Значит, пульсационное поле уже при разности широт $\Delta\varphi = 7°$ может показать значительные неоднородности, как в периоде, так и в изменении амплитуды. Встает вопрос, что каким образом влияют эти структурные отличия и

противоположные изменения на магнитотеллурические величины, в определении которых по теории Прайса особенности первичного поля могут иметь значительную роль.

Рис. 8 ищет ответ на этот вопрос. Кривые ϱ_x, определяемые компонентой H_y, как это показывают кривые *в* (и *г*), при своём значительном измене-

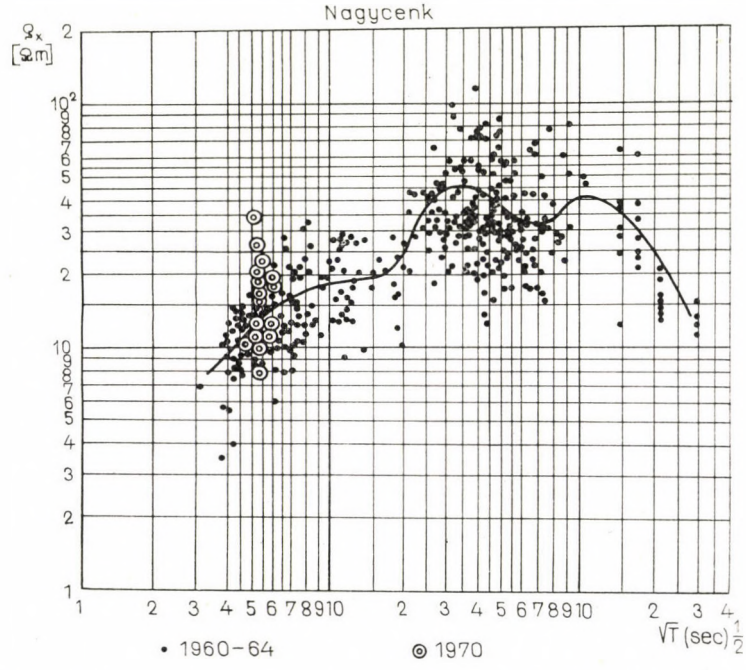


Рис. 9. Кривая ϱ_x магнитотеллурического зондирования обсерватории около Надьценк с использованными величинами для ее определения

нии дают как бы отражение изменения амплитуды компоненты H_x (см. диаграммы *б*) и *в*). Эти последние своей противоположной тенденцией заодно делают наглядными значительные различия в изменении поляризации при пульсациях H_y на венгерских станциях и в Варнкевице.

Для определения магнитотеллурической кривой ϱ_x нашей обсерватории среди использованных в 1960—64-ом гг. на рис. 9 нанесены указанные выше значения ϱ_x. Видим, что в нашем случае рассеивание 14 значений ϱ_x значительно больше, чем у более старых данных. Отклонение же определенных по этим значениям медиан в интервале $\sqrt{T} = 5—6$ всего 1—2 омм. Определенная статистически МТ — кривая ϱ, значит, характерна для строения подпочвы. Интересную картину показывает величина ϱ_y, вычисленная по амплитудам H_x. По серии данных рис. 8 *в*, несмотря на значительное изменение периодов и амплитуд компоненты H_y, рассеивание величин ϱ_y существенно меньше чем ϱ_x. Величины ϱ_y не отражают большие изменения амплитуды

компоненты H_x, показывается лишь подобная тенденция в изменении периода, так как величины ϱ_x попадают в левую возрастающую ветвь т. е. в интервал S кривой магнитотеллурического зондирования.

2-го сентября с 4 ч. 22 мин. до 4 ч. 32 мин как в Венгрии так и в Варнкевице были выявлены пульсации с периодом приблизительно 35—50 сек., и при

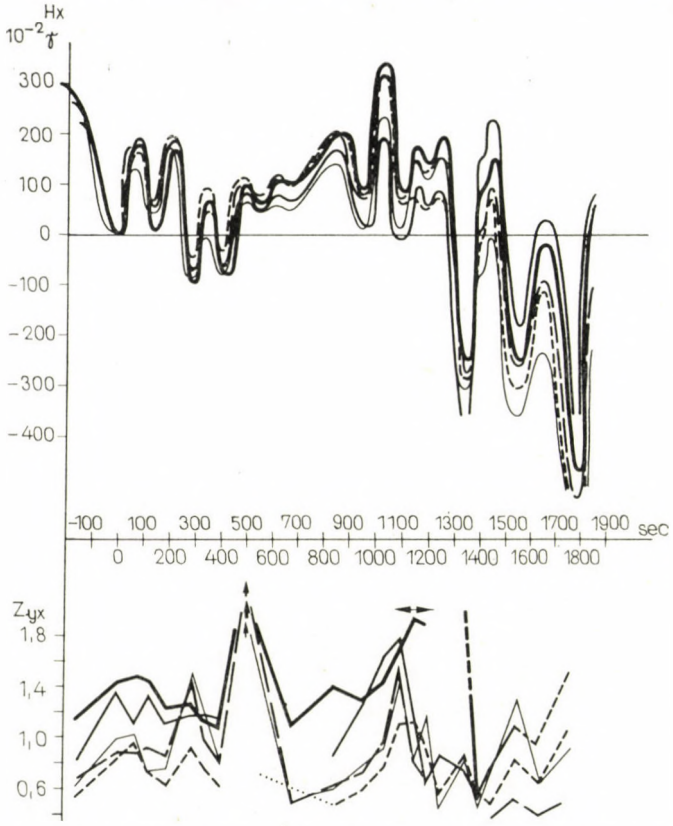


Рис. 10. Пульсации pc 5 в компоненте H_x на 4-х венгерских станциях и в Варнкевице и вычисленный по ним импеданс Z_{yx}.

этом зависимость периода от широты не имела места. Распределение одновременных значений сопротивления по станциям неоднозначно, тем не менее имеются некоторые интервалы времени, когда на большинстве станций в одно время появляются вариации сопротивления (например, около 150—200 сек.). В других же промежутках времени на всех станциях получились более равномерные значения сопротивления (например, около 350—400 сек).

Описанные здесь обстоятельства намного определеннее проявились в возмущении pc 5, отрегистрированном 4-го сентября с 18 ч. 52 мин. до 19 ч. 25 мин. Здесь ясно видно, что в тех интервалах времени, в которых вариации

с периодом 120—200 сек в большей или меньшей мере заглушаются коротко-периодическими колебаниями, значения импеданса всюду чрезвычайно велики даже в том случае, если учесть периодические вариации. Кривые же изменения импеданса во времени имеют подобный характер на всех станциях. Этот факт исключает возможное влияние пренебреженных посторонних импедансов, ибо вероятность того, что эти вариации случайно везде появляются одинаково, очень мала.

На основании нескольких рассмотренных случаев мы должны прийти к выводу, что есть пульсации, период которых зависит от широты и есть пульсации, период которых не зависит от нее. В связи с последним случаем можно было бы выявить зависимость: 1% на один градус магнитной широты. Отметим ещё, что на основании записей одной станции до сих пор еще не могли определить, куда относятся данные пульсации: к типу зависящих или к типу независящих от широты; другим словом, пока не удалось найти признак, который характерен только для одного из этих двух типов, помимо зависимости периода от широты.

В связи с зависимостью от широты ссылаемся на исследования, проведеные в нашей лаборатории [2, 6, 5]. Они доказывают, что период пульсаций типа p*i* не зависит от широты, в случае пульсаций типа pc 3—4 у половины рассмотренных случаев можно показать примерно 3—6% периодической вариации на один градус широты, у одной трети нет зависимости или она очень мала, а в одной шестой части появляется зависимость от широты 10% на один градус. Эти последние есть случаи большей частью импульсивные, по определению Фёлкера [7] пульсации типа p*s* e, а по нашему мнению — преобразившиеся p*i*. Как уже отметили, на основании одной записи не могли обнаружить различие между первыми двумя типами.

Что касается теоретического обоснования полученных результатов, необходимо отметить, что не знаем такого объяснения, которое удовлетворительно может решать поставленные проблемы. Различные авторы вообще или соглашаются с зависимостью периода от широты, или же отказываются от неё, но не считаются с тем, что оба варианта могут существовать.

Доводы Намгаладзе (на международном симпозиуме по физике солнечно-земных связей в Ленинграде в 1970-ом году) характеризуют мнение тех, которые отказываются от зависимости периода пульсаций от широты. По замечаниям Радоского и Мекклея устанавливает, что тородиальные осцилляции стабильны только тогда, если период осцилляции силовых линий, участвующих в колебании, приблизительно равен, из-за изменения, вследствие флуктуации, распределения плазмы. В связи с этим указывает на то, что на основании обсерваторских исследований периоды пульсаций на разных широтах закономерно равны.

В то же время другие, так, в первую очередь Обайаши и Йакобс [3], затем особо основательно Фёлкер [7, 8] и в теоретическом отношении Зиберт

[4] обсуждали проблему зависимости периода от широты по вариациям основного периода тороидальных осцилляций или по разным видоизменениям их. Можно установить, что эти исследования приводят вообще к сильной зависимости от широты, и, поэтому ими могут быть объяснены типы пульсаций, имеющие зависимость периода от широты 10% на один градус широты. Другие же два типа, с учетом того, что между ними и в морфологическом отношении трудно сделать различие, могут происходить из того же источника. Вернувшись к приведенным выше доводам, и в случае вариации периода 4% на один градус широты должны были бы создаваться стабильные осцилляции.

Следует обратить особое внимание на то, что компоненты часто по-разному ведут себя. Например, в настоящем случае компонента вдоль меридиана H_x имела зависимость от широты, а в H_y подобная зависимость не была выявлена. В ряде же других исследований находили, что более часто встречается случай, когда период обеих компонент зависит от широты, т. е. в одно время появляются два периода и отношение их в двух компонентах иногда может меняться по-разному.

С точки зрения магнитотеллурики в нашем случае носителем информации кажется компонента H_x, а компонента H_y скорее вторичная, «шумового» характера. Насколько это положение общее, об этом должны судить дальнейшие исследования.

Следует учесть, что с точки зрения магнитотеллурики решающую роль играет амплитудная корреляция, а не когерентность, учитывающая и периодические отношения. Рассеивание значений импеданса и сопротивления имеет тесную связь с первым. Это за одно доказывает правильность наших предыдущих исследований [1], где применяли амплитудно-корреляционные функции.

Наконец, заслуживает дальнейшего внимания, что дуги пульсаций, возмущаемые короткопериодическими вариациями, без дальнейшей обработки (например, фильтрации) не могут быть применяемы для получения значений сопротивления для компонент с более коротким периодом. В этой области потребуются дальнейшие исследования.

Авторы выражают благодарность профессору Г. Порстендорферу за присланные им записи, снятые в Варнкевице.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ádám, A.—Verő, J.—Wallner, Á.: Die räumliche Verteilung der Pulsationen des elektromagnetischen Feldes der Erde. *Acta Geod. Geoph. Mont. Hung.*, 1 (1966), 379—417.
2. Cz. Miletits, J.: On the latitude-dependence of pc-type pulsation. *Acta Geod. Geoph. Mont. Hung.*, 6 (1971),
3. Obayashi, T.—Jacobs, J. A.: Geomagnetic pulsations and the Earth's outer atmosphere. *Geoph. J.*, 1 (1958), 53—63.

4. SIEBERT, M.: Geomagnetic pulsations with latitude-dependent periods and their relation to the structure of the magnetosphere. *Planet. Spca Sci.*, 12 (1964), 137—147.
5. TÁTRALLYAY, M.: Some remarks on the latitude dependence of pulsation periods. Yearbook of the Tihany Observatory. (In print).
6. VERŐ, J.: On the variability of micropulsations periods. *Acta Geod. Geoph. Mont. Hung.*, 4 (1969), 3.
7. VOELKER, H.: Zur Breitenabhängigkeit erdmagnetischer Pulsationen. Mitteilungen aus den Max-Planck-Institut für Aeronomie, Nr. 11 (1963).
8. VOELKER, H.: Observations of geomagnetic pulsations: Pc3, 4 and pi2 at different latitudes *Annals de Géophysique* 24 (1968), 245—251.

ON THE FIRST RESULTS OF THE SYNCHRONOUS ELECTROMAGNETIC MEASUREMENTS OF THE KAPG

A. ÁDÁM—J. VERŐ

SUMMARY

The paper analyses the inhomogeneities of the electromagnetic field variations based on the synchronous measurements of the KAPG (Geophysical Co-operation of the Academies of the Socialist Countries) and points out their effect in the stability of the magnetotelluric values (impedance, specific resistivity). Special attention is paid to the latitude dependence of micropulsation periods.

RECENSIONES

I. Hazay

ADJUSTING CALCULATIONS IN SURVEYING

Akadémiai Kiadó, Budapest, 1970, 596 pages

Professor HAZAY's book mentioned in the title consists of 9 great chapters as follows: 1. Errors of measurements; 2. Fundamental principle of the method of the least squares; 3. Method for carrying out the adjustment in the various adjustment groups; 4. Station adjustment; 5. Adjustment of triangulation networks and stations; 6. Various adjustment tasks; 7. Weight transformation; 8. Mechanical principles of adjustment; 9. Problems of theory of error.

The chapters are divided into sections, these in their turn into subsections, rendering the survey of the book very clear, and the relevant parts can easily be found. It would be very useful to show the manner of its division into sections and subsections, but unfortunately this must be omitted here for want of space.

Instead of this let us stress that Professor HAZAY's book is, in spite of its, a little restricted use of mathematical statistics, an up-to-date and, due to the systematic elaboration, easily understandable work. Further, it must be emphasized that a considerable part of the methods presented were invented by Professor HAZAY himself. The author must be agreed upon that a considerable number of experts engaged in adjusting calculations are not familiar enough with the methods of mathematical statistics and for them the solutions with classical methods are more appropriate.

The geodetical literature in English is not too rich in works on adjusting calculations. Thus we take it as granted that Professor HAZAY's book will be welcomed and meritedly appreciated.

A. Tárczy-Hornoch

E. H. Thompson

INTRODUCTION TO THE ALGEBRA OF MATRICES WITH SOME APPLICATIONS

Published by Adam Hilger Ltd., 229 pp. with 23 Fig. Price 84 $.

Dr. E. H. THOMPSON has been Professor of Photogrammetry and Surveying at the University of London since 1951. His name is well-known on the field of Geodesy and Photogrammetry. The application of matrix algebra in the age of computers is inevitably needed. This book helps the engineers to learn matrix algebra and shows some practical applications of that. It starts at an elementary level and assumes no previous knowledge of matrices.

The chapters of the book are:

1. Definitions and preliminary notions
2. Determinants and the inverse of a matrix
3. The theory of linear equations
4. Further developments of matrices
5. Vectors and bases
6. Orthogonal matrices
7. Quadratic forms
8. Rotation in three dimension

9. Geometrical applications
10. The method of least squares
11. The solution of linear equations

One can see that the first seven chapters deal with the algebraic foundations, including linear equations, matrix operations, orthogonal matrices, etc. The last four chapters treat certain applications of matrix algebra. Some exercises are also included. For better understanding it would be helpful to give more exercises with solutions. Summarizing, it can be stated that our technical literature became richer again by a useful work.

J. Somogyi

Jacobs, J. A.

GEOMAGNETIC MICROPULSATIONS

(Physics and Chemistry in Space 1, Springer Verlag, Berlin) 1970, 179 pp., 81 fig., DM 36,—

This is the first of a series of books which will cover all possible topics given in its title, including among others solar physics, cosmics rays, interplanetary plasma and fields, magnetosphere, ionosphere, planets, stallite geodesy and meteorology. If the high standard of the first two volumes reviewed will be maintained, the series will give a welcome addition to the rapidly increasing output of books in this field. Professor JACOBS' book is as up-to-date as it could be (there are references from 1969) and offers a concise review of developments in this field of geophysics. It gathers informations spread throughout a great mass of articles, and succeeds to give a uniform picture about these not long ago enigmatic variations of the geomagnetic field.

The material is condensed into six chapters, the first introductory dealing with the description of the Earth's magnetic field and of the magnetosphere. The second chapter describes the morphology of micropulsations. This is a very wide field to cover in 50 pages, but even in this respect there are several excellent earlier reviews quoted in the book (e.g. from CAMPBELL, KATO and TROITSKAYA). The basic theory for the interpretation of micropulsations, the theory of magnetohydrodynamic waves is presented in the third chapter. Two chapters are devoted to the theory of different pulsations. The last chapter gives a summary of magnetospheric parameters as deduceable from observations of geomagnetic micropulsation.

Bearing in mind the inescapable limitation of extent it is astonishing how much knowledge on micropulsations is compressed into this elegant volume.

J. Verő

Roederer, J. G.

DYNAMICS OF GEOMAGNETICALLY TRAPPED RADIATION

(Physics and Chemistry in Space 2, Springer Verlag, Berlin) 1970, 166 pp., 94 fig., DM 36,—

This is the second book of the series, and in its conception quite different from the first one. It presents a theoretical discussion of the processes governing geomagnetically trapped radiation, and the results of actual measurements are used only to illustrate theoretical findings. In spite of this theoretical attitude, mathematics is kept on a minimum, including only classical Electricity and Magnetism.

A major part is dedicated to Adiabatic Theory: particle drift, bounce motion and periodic drift motion. A special chapter deals with trapped particle distributions and flux mapping. The last chapter outlines the theory of diffusion of trapped particles. The book can be warmly recommended as an introduction into this up-to-date topic, as the author has succeeded in his declared objective of writing: to help beginners, graduate students and researchers as well, to understand the underlying physics and to provide them with guidelines for a quantitative numerical application of the theory.

J. Verő

KORREKTUREN ZUM ARTIKEL

TESTVERFAHREN ZUR DEUTUNG GEOPHYSIKALISCHER MESSPROFILE

G. FANSELAU

Acta Geodaet., Geophys. et Montanist. Acad. Sci. Hung., Tomus 4 (3—4), pp. 397—413 (1969)

S. 401 (1) $f(y) = \sum_{0}^{\infty}{}'i \; a_i y^i$

statt

$$f(y) = \sum_{0}^{\infty}{}'i \; a_i y^i$$

i im Summenzeichen ist Summationsindex

S. 402 Nach der Formel (2) in der 17. Teile von oben muß es heißen

$$X = -1 \qquad \text{statt} \qquad X = 1$$

S. 403 (4) $H_{xa} \quad (\varrho, \varphi) = \sum_{0}^{\infty}{}'i \, \frac{1}{\varrho^{i+1}} \left[\cos (i+1)\varphi \cdot b_i - \sin (i+1)\varphi \cdot a_i\right]$

statt

$$H_{xy}(\varrho, \varphi) = \sum_{0}^{\infty}{}'i \; \frac{1}{\varrho_{i+1}} \left[\cos (i+1)\varphi \cdot b_i - \sin (i+1)\varphi \cdot a_i\right]$$

H_{xa} zweiter Index a
i im Summenzeichen ist Summationsindex
$i + 1$ ist der Exponent von $1/\varrho$

S. 405 In den Teilen 25 und 26 ist zu streichen: wobei diese Zahlenangaben auf den geometrischen Mittelpunkt des Rechtecks in . . . bezogen sind.
Die Angabe Abb. 1 soll erhalten bleiben

S. 410 In den Teilen 23 und 24 ist zu streichen: in Richtung des Kreisradius

INDEX

Memorial (L. Egyed †) 3

Эгерер, Ф.: Расчет полупроводниковых скваженных приборов для температурного зондирования — *Egerer, F.:* The projection of semi-conductive temperature-profiling bore-hole instruments 5

Halmos, F.: Investigation of the correlation of measurements with the gyrotheodolite — *Халмош, Ф.:* Исследование корреляции измерений гиротеодолитами 15

Le Minh Triet: Some properties of the sudden commencement of geomagnetic storms — *Ле Мин Чиет:* Некоторые свойства внезапного начала геомагнитных бурь 29

Gózon, J.: The role and position of brown-coal opencast operation in the coal-mining of Hungary — *Гозон, Й.:* Определение главных технических параметров горных машин для открытых работ 45

Steiner, F.: Die Rolle der Polynomdarstellungen in der Lösung geophysikalischer Probleme. — The role of polynomial expansions in the solution of geophysical problems — *Штейнер, Ф.:* Роль составления полиномов в решении геофизических проблем 63

Märcz, F.: Ionospheric absorption and geomagnetic activity — *Мерц, Ф.:* Ионосферное поглощение и активность магнитного поля Земли 83

Bisztricsány, E.: Investigations on the dispersion of the surface waves — *Бистричань, Э.:* Дисперсионные отклонения поверхностных волн 95

Takács, E.: The role of the vertical pulsations of the magnetic field in magnetotelluric measurements — *Такач, Э.:* Роль вертикальных пульсаций магнитного поля в магнитотеллурических измерениях для исследования строений 99

Bisztricsány, E.: Investigations on surface waves near the epicentre — *Бистричань, Э.:* Исследование поверхностних сейсмических волн вблизи от эпицентра землетрасения 111

Meskó, A.: Velocities of *P*- and *S*- waves at depths between 50 and 600 kilometers — *Мешко, А.:* Скорость распространения волн *P* и *S* на глубинах от 50 до 600 км 117

Tarján, I.—Debreczeni, E.: Untersuchungen über das ökonomische Arbeiten preßluftverbrauchender Geräte im Bergbau und Möglichkeiten zur Verbesserung der Energieübertragung durch Preßluft vor Ort — Investigation on the economical function of equipments using compressed air and the possibilities of the development of the energy-transmission of compressed air on working places in mines — *Тарян, И.—Дебрецени, Э.:* Исследование экономичной работы абонентов на сжатом воздухе и возможности развития передачи энергии сжатым воздухом на рабочем месте в горном деле 127

Cz. Miletits, J.: On the latitude dependence of Pc-type pulsations — *Ц. Милетитш, Ю.:* О зависимости пульсаций типа Pc от широты 141

Tamás, L: The role of the fitting plane-systems in vertical designing — *Тамаш, Л.:* Роль выравнивающих плоскостей при вертикальной планировке местности 155

Zambó, J.: Über die Abbauwürdigkeit — On the problem of minability — *Замбо, Я.:* О вопросе пригодности месторождений для разработки 163

Tárczy-Hornoch, A.: Zur Ausgleichung der Streckeneinschnitte — To the adjustment of trilateration — *Тарци-Хорнох, А.:* К уравниваю линейной привязки точек 175

Hazay, I., Ausgleichung eines Triangulationsnetzes durch Messung sämtlicher Winkel und Seiten — Adjustment of triangulation networks with all angles and sides measured — *Хазаи, И.:* Уравнивание сети триангуляции, определенной измерением всех ее углов и сторон 187

Szádeczky-Kardoss, E.: Mechanismus des »oceanic spreading« im Lichte von Hochdruckexperimenten — The mechanism of ocean-floor spreading as disclosed by high pressure experiments — *Садецки-Кардош, Э.:* Механизм »oceanic spreading« в отражении опытов при больших давлениях 203

Адам, А.—Верё, Й.: О первых результатах электромагнитных синхронных записей КАПГ — *Ádám, A.—Verő, J.:* On the first results of the synchronous electromagnetic measurements of the KAPG 223

Recensiones

Hazay, I.: Adjusting calculations in surveying. — *A. Tárczy-Hornoch* 235

Thompson, E. H.: Introduction to the algebra of matrices with some applications. — *J. Somogy* 235

Jacobs, J. A.: Geomagnetic micropulsations. — *J. Verő* 236

Roederer, J. G.: Dynamics of geomagnetically trapped radiation. — *J. Verő* 236

Correctio

Fanselau, G.: Testverfahren zur Deutung geophysikalischer Meßprofile (*Tomus* 4, 3—4, *pp.* 397—413, 1969) 238

Printed in Hungary

A kiadásért felel az Akadémiai Kiadó igazgatója — Műszaki szerkesztő: Várhelyi Tamás

A kézirat nyomdába érkezett: 1971. V. 14. — Terjedelem: 21 (A/5) ív, 93 ábra

71.71793 Akadémiai Nyomda, Budapest — Felelős vezető: Bernát György

Acta Geodaetica, Geophysica et Montanistica ist eine Halbjahresschrift der Ungarischen Akademie der Wissenschaften. Sie veröffentlicht Originalbeiträge aus dem Bereiche der Geodäsie, Geophysik und Bergbau, in deutscher, englischer, französischer oder russischer Sprache.

Redaktion: Budapest V., Münnich Ferenc utca 7.

Jahresabonnementspreis: $ 16.00.

Bestellbar bei Kultura, Außenhandelsunternehmen für Bücher und Zeitungen (Budapest 62, P. O. B. 149) oder bei den Vertretungen im Ausland.

Acta Geodaetica, Geophysica et Montanistica est une revue biannuelle de l'Académie Hongroise des Sciences publiant des essais originaux, en français, anglais, allemand ou russe, du domaine de la géodésie, géophysique et des sciences minières.

Rédaction: Budapest V., Münnich Ferenc utca 7.

Le prix de l'abonnement: $ 16.00 par an.

On s'abonne chez Kultura, Société pour le Commerce de Livres et Journaux (Budapest 62, P. O. B. 149) ou chez ses représentants à l'étranger.

Acta Geodaetica, Geophysica et Montanistica выходят два раза в год в издании Академии наук Венгрии. В журнале публикуются оригинальные исследования по проблемам геодезии, геофизики и горного дела на русском, английском, немецком и французском языках.

Адрес редакции: Budapest V., Münnich Ferenc u. 7.

Подписная цена на год: $ 16.00.

Заказать журнал через Внешнеторговое предприятие «Kultura» (Budapest 62. P.O.B. 149) или через его заграничные представительства.

Reviews of the Hungarian Academy of Sciences are obtainable at the following addresses:

ALBANIA

Drejtorija Qändrone e Pärhapjes
dhe Propagandimit të Librit
Kruga Konferenca e Päzes
Tirana

AUSTRALIA

A. Keesing
Box 4886, GPO
Sydney

AUSTRIA

GLOBUS
Höchstädtplatz 3
A — 1200 Wien XX

BELGIUM

Office International de Librairie
30, Avenue Marnix
Bruxelles 5
Du Monde Entier
5, Place St. Jean
Bruxelles

BULGARIA

HEMUS
11 pl Slaveikov
Sofia

CANADA

Pannonia Books
2, Spadina Road
Toronto 4, Ont.

CHINA

Waiwen Shudian
Peking
P. O. B. 88

CZECHOSLOVAKIA

Artia
Ve Směčkách 30
Praha 2
Poštovní Novinová Služba
Dovoz tisku
Vinohradská 46
Praha 2
Mad'arská Kultura
Václavské nám. 2
Praha 1
SLOVART A. G.
Gorkého
Bratislava

DENMARK

Ejnar Munksgaard
Nörregade 6
Copenhagen

FINLAND

Akateeminen Kirjakauppa
Keskuskatu 2
Helsinki

FRANCE

Office International de Documentation
de Librairie
48 rue Gay-Lussac
Paris 5

GERMAN DEMOCRATIC REPUBLIC

Deutscher Buch-Export und Import
Leninstraße 16
Leipzig 701
Zeitungsvertriebsam.
Fruchtstraße 3—4
1004 Berlin

GERMAN FEDERAL REPUBLIC

Kunst und Wissen
Erich Bieber
Postfach 46
7 Stuttgart S.

GREAT BRITAIN

Blackwell's Periodicals
Oxenford House
Magdalen Street
Oxford
Collet's Subscription Import
Department
Dennington Estate
Wellingborough, Northants.
Robert Maxwell and Co. Ltd.
4 — 5 Fitzroy Square
London W. 1

HOLLAND

Swetz and Zeitlinger
Keizersgracht 471—487
Amsterdam C.
Martinus Nijhof
Lange Voorhout 9
The Hague

INDIA

Hind Book House
66 Babar Road
New Delhi 1

ITALY

Santo Vanasia
Via M. Macchi 71
Milano
Libreria Commissionaria Sansoni
Via La Marmora 45
Firenze
Techna
Via Cesi 16.
40135 Bologna

JAPAN

Kinokuniya Book-Store Co. Ltd.
826 Tsunohazu 1-chome
Shinjuku-ku
Tokyo
Maruzen and Co. Ltd.
P. O. Box 605
Tokyo-Central

KOREA

Chulpanmul
Phenjan

NORWAY

Tanum-Cammermeyer
Karl Johansgt 41 — 43
Oslo 1

POLAND

RUCH
ul. Wronia 23
Warszawa

ROUMANIA

Cartimex
Str. Aristide Briand 14—18
Bucureşti

SOVIET UNION

Mezhdunarodnaya Kniga
Moscow G—200

SWEDEN

Almquist and Wiksell
Gamla Brogatan 26
S—101 20 Stockholm

USA

F. W. Faxon Co. Inc.
15 Southwest Park
Westwood Mass. 02090
Stechert Hafner Inc.
31. East 10th Street
New York, N. Y. 10003

VIETNAM

Xunhasaba
19, Tran Quoc Toan
Hanoi

YUGOSLAVIA

Forum
Vojvode Mišića broj 1
Novi Sad
Jugoslovenska Knjiga
Terazije 27
Beograd

Acta GEODAETICA, GEOPHYSICA et MONTANISTICA

ACADEMIAE SCIENTIARUM HUNGARICAE

ADIUVANTIBUS
G. BARTA
J. ZAMBÓ
REDIGIT
A. TÁRCZY-HORNOCH

AKADÉMIAI KIADÓ, BUDAPEST

TOMUS 6
FASCICULI 3—4
1971

ACTA GEODAETICA, GEOPHYSICA et MONTANISTICA

Academiae Scientiarum Hungaricae

A Magyar Tudományos Akadémia Föld- és Bányászati Tudományok Osztályának folyóirata

Szerkesztőség: Budapest V., Münnich Ferenc utca 7.
Kiadja az Akadémiai Kiadó, Budapest V., Alkotmány utca 21.

Az *Acta Geodaetica, Geophysica et Montanistica* eredeti tanulmányokat közöl a föld- és bányászati tudományok tárgyköréből, angol, német, francia vagy orosz nyelven. Félévenként jelenik meg, évi egy, kb. 400—500 oldalas kötetet alkotva.

Megrendelhető az Akadémiai Kiadónál (Bp. V., Alkotmány utca 21.), a külföld részére pedig a Kultúra Könyv- és Hírlap Külkereskedelmi Vállalatnál (Bp. I., Fő utca 32.).

Acta Geodaetica, Geophysica et Montanistica is a semiannual review of the Hungarian Academy of Sciences, publishing papers—in English, German, French or Russian—on geodesy, geophysics and mining.

Editorial Office: Budapest V., Münnich Ferenc utca 7.

The subscription rate is $ 16.00 per year.

Orders may be placed with Kultura Trading Co. for Books and Newspapers (Budapest 62, P.O.B. 149) or with its representatives abroad, listed on p. 4 of the cover.

Acta Geodaet., Geophys. et Montanist. Acad. Sci. Hung., Tomus 6 (3—4), pp. 237—253 (1971)

A NEW METHOD FOR CALCULATING THE SECOND VERTICAL DERIVATIVE OF GRAVITY

M.M. ABD ELDAYEM

MINING AND PETROLEUM DEPARTMENT, CAIRO UNIVERSITY

L. FACSINAY

HUNGARIAN OIL AND GAS TRUST

[Manuscript received February 19, 1970]

After presenting the importance of the use of the second vertical derivative of gravity in the interpretation of gravity data, a new method for the calculation of its values is elaborated. This method is based on the analytical continuation of gravity values at the reference plane, upward and downward the same distance from the reference plane.

The proposed formula is then verified by appliying it to a polynomial, two geometrical cases and two actual areas. The filter characteristics of the formula is computed. Also its power in resolving regional fields of various orders and lateral distribution of source masses is calculated.

For further control of its application, the proposed formula is applied in the Szank area of Hungary together with other well-known formulae for the second vertical derivative of gravity.

All these processes prove the confidence on applying the proposed formula for calculating the second vertical derivative of gravity and suggest its wide application.

Introduction

The importance of the use of the second vertical derivative maps in the interpretation of the results obtained by gravity surveys, has long been established (PETERS [1], 1949). Since then, several authors have contributed to the derivation of formulae for calculating the values of the second vertical derivative of gravity: ELKINS [2], COLLUM [3], ROSENBACH [4], HAALCK [5], HENDERSON and ZIETZ [6], BARANOV [7], DAVIS and DARBY [16].

The application of one or more of these methods of transformation of the Bouguer anomaly values furnishes new data which give supplementary informations concerning the subsurface geological structures of economical interest in the prospected region. There is, however, a great demand for further establishments of new methods, aiming at getting more and more realistic results.

In the present work, a new method is elaborated for the calculation of the second vertical derivative of gravity.

The derivation of the method

Starting from the values of gravity $g(0)$ in the plane $Z = 0$, an analytical continuation is carried out upwards to a certain altitude $Z = d$, to obtain $g(d)$ and downwards to the depth $Z = -d$ to obtain $g(-d)$. Then

the first vertical derivative of gravity at an elevation $Z = d$ and at a depth $Z = -d$ can be approximated according to the following formulae [8]:

$$(g_z)_{\frac{1}{2}d} = \frac{g(0) - g(d)}{d} \tag{1}$$

$$(g_z)_{-\frac{1}{2}d} = \frac{g(-d) - g(0)}{d} . \tag{2}$$

Therefore, the values of the second vertical derivative of gravity at the plane $z = 0$ can be considered as equal to the difference between the values $(g_z)_{\frac{1}{2}d}$ and $(g_z)_{-\frac{1}{2}d}$ d divided by the distance d between them:

$$(g_{zz})_0 = \frac{(g_z)_{\frac{1}{2}d} - (g_z)_{-\frac{1}{2}d}}{d} = \frac{g(-d) + g(d) - 2g(0)}{d^2} . \tag{3}$$

Analytical continuation downward and upward

The values $g\ (-d)$ in the above formula are calculated according to the following formula [9]:

$$g(-d) = \frac{1}{d}\left[-8 \cdot 395745\ G(0) + 6 \cdot 904104 \sum_{i=1}^{4} g_i(d) - 4 \cdot 517417 \sum_{i=1}^{4} g_i\left(d\sqrt{2}\right) \right]. \tag{4}$$

The values $g(d)$ are calculated using the same principles as in calculating the values $g\ (-d)$. This is based on the general formula

$$g(d) = (-1)^n \sum_{n=0}^{N} \frac{1}{n!} \sum_{k=1}^{K} \mu_k^n A_k \tag{5}$$

which is obtained by representing the value of gravity at the altitude $Z = +d$ by Maclaurin series, supposing that the gravity potential and its derivatives in the space free of sources are continuous, thus

$$g(+d) = \sum_{n=0}^{N} \frac{(+d)^n}{n!} \left(\frac{\partial n_g}{\partial Z^n}\right)_0 . \tag{6}$$

The values of the vertical derivatives of various orders are obtained by the solution of the Laplace equation in the approximation of Fourier—Bessel

$$\left(\frac{\partial n_g}{\partial Z^n}\right)_0 = \left(-\frac{1}{d}\right)^n \sum_{k=1}^{K} \mu_k^n A_k \tag{7}$$

where d is the side of the geometric grid used for collecting the data in the reference plane. Expanding the above equation for $N = 11$ and $K = 2$, using the same values of the coefficients μ_k and A_k as previously calculated for the downward continuation, and taking the medium gravity values on two concentric circles of radii $r_1 = d$ and $r_2 = d\sqrt{2}$, respectively, the working equation for the upward continuation is:

$$g(d) = \frac{1}{d}\left[19.543508\, g(0) - 10.482929 \sum_{i=1}^{4} g_i(d) + 5.809928 \sum_{i=1}^{4} g_i(d\sqrt{2})\right]. \quad (8)$$

The formula proposed for calculating the second vertical derivative of gravity g_{zz}

Substituting Eqs (4) and (8) into Eq. (3), the value of the second vertical derivative of gravity can be represented by the following formula:

$$g_{zz} = \frac{1}{d^2}\left[9.147763\, g(0) - 3.578825 \sum_{i=1}^{4} g_i(d) + \right.$$

$$\left. + 1.292511 \sum_{i=1}^{4} g_i(d\sqrt{2})\right]. \quad (9)$$

The approximation involved in the deduction of the proposed formula (9) is partly due to the fact that, the distance d is not considered when its value tends to zero but is taken as a finite value, and partly because according to the formula of g_{zz} within the range fixed by $Z = {}^1/_2 d$ and $Z = -{}^1/_2 d$ is considered as varying in a linear fashion. On the other hand, formula (9) may give more accurate results than these obtained by the first vertical derivative values g_z, as it annuls the errors which may arise by the derivation of the first vertical derivative values $(g_z)_{\frac{1}{2}d}$ and $(g_z)_{-\frac{1}{2}d}$.

Formula (9) can be easily applied for calculating the second vertical derivative of gravity. Its application depends on the lateral distribution of the gravity in a square grid, with respect to two concentric circles only of radii d and $d\sqrt{2}$, having the point under consideration as a centre. Thus it can be applied using a desk calculator without any special preparations. Also it provides a transformed map of greater portion of the original Bouguer map than when applying other methods which take into consideration the gravity values on more than two circles.

Verification of formula (9)

To verify formula (9) for calculating the g_{zz} values, the following cases are considered:

I. Case of a polynomial

The values of the second vertical derivative are calculated using the proposed formula (9) for the following polynomial:

$$g\,/\,\psi\,/\,= 0.01\,(\psi^3 - 28\,\psi^2 + 235\,\psi - 600).$$

The curve representing the g_{zz} values is illustrated in Fig. 1, together with the curves of the gravity, the theoretical g_{zz} and the g_{zz} values calculated by the Henderson—Zietz method.

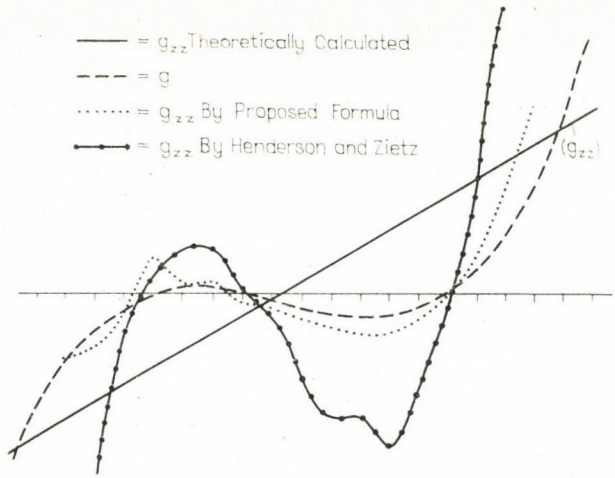


Fig. 1. Case of the polynomical $g(\psi) = -0.01(\psi^3 - 28\psi^2 + 235\psi - 600)$

It can be easily deduced from Fig. 1 that

1. the g_{zz} curve calculated by formula (9) presents sharply the position of the maximum and minimum gravity anomalies.

2. There is a great similarity between the g_{zz} curves of formula (9) and of the HENDERSON—ZIETZ formula. However, the intensity of the g_{zz} values calculated by the Henderson and Zietz method is greater than that of the g_{zz} values of formula (9).

3. There is no concordance between the theoretical g_{zz} curve and the gravity values.

II. Case of geometrical bodies

a) Case of a sphere

The case of a sphere present in a linear regional gravity field is considered [10]. Fig. 2 represents the values of g_{zz} calculated by formula (9) in this case. It can be clearly observed from this figure that:

1. The regional gravity field is compeletely eliminated in the g_{zz} map calculated by formula (9).

2. The location of the sphere which cannot be detected in the gravity map is very well appearing in the g_{zz} map and is represented by a positive anomaly composed of almost rounded contours having a centre at the same location as the centre of the sphere.

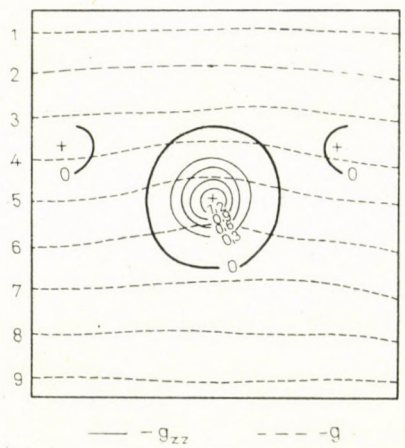


Fig. 2. g_{zz} by proposed formula, for the case of a sphere in a linear regional field. $R = 250$ m; $\sigma = 0{,}4$; $d = 500$ m (after HERGERDT)

b) Case of two spheres

The Bouguer gravity map is given in case of two spheres in [10]. The values of g_{zz} calculated by formula (9) are illustrated in Fig. 3*a*, in which there are two symmetrical positive anomalies composed of elliptical contours. These two positive anomalies indicate the existence of the two spheres which are not obvious in the Bouguer map.

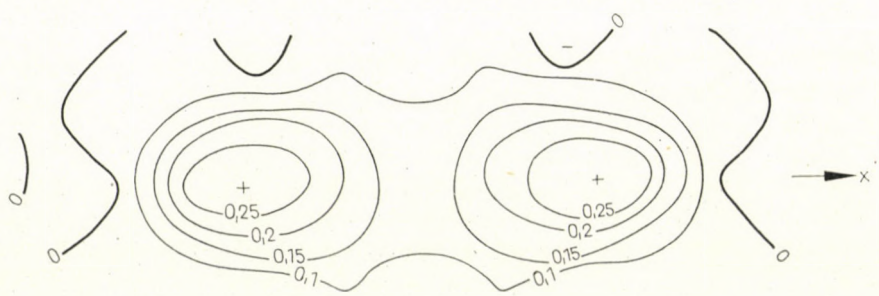


Fig. 3a. g_{zz} by proposed formula

Fig. 3*b* represents the g_{zz} values along the profile x—x, calculated by the proposed formula (9), ELKINS' I and ROSENBACH's methods. It is clearly seen that:

1. All the three formulae succeed in locating the position of the two spheres.

2. The intensity of g_{zz} values of ROSENBACH's formula is greater than the intensity of the other two formulae.

3. Formula (9) furnishes more accurate results in defining the location of the positive masses than the ELKINS' I formula.

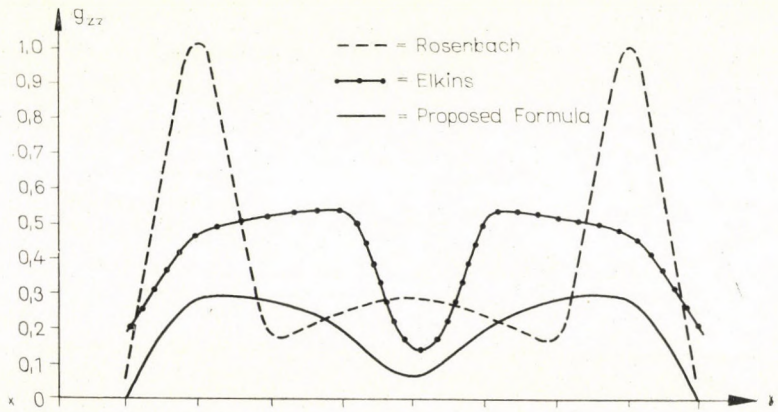


Fig. 3b. g_{zz} along x—x profile

III. Case of actual areas

To see how our proposed formula (9) works for actual areas, two cases which were previously investigated by two other authors, are dealt with.

a) Area of cement oil field

The Bouguer gravity map of cement oil field is represented in [10] with g_{zz} maps, in the same area using the methods of ELKINS, HENDERSON and ZIETZ, HAALCK, ROSENBACH. The proposed formula (9) has been applied in the same area, the results are presented in Fig. 4. It can be readily deduced from the g_{zz} maps that:

1. There is a great similarity between the five g_{zz} maps concerning the location of most of the anomalies.

2. There is about a complete concordance between the g_{zz} anomalies of the HENDERSON and ZIETZ method and formula (9).

3. The regional trend in all the maps, especially that of formula (9), is eliminated.

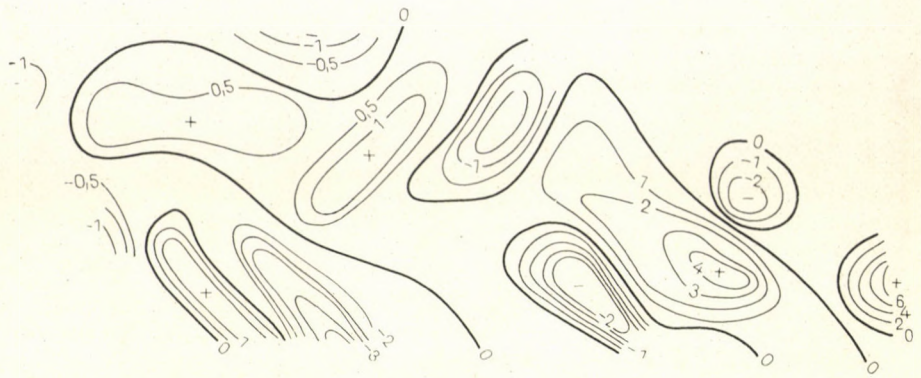


Fig. 4. g_{zz} by the proposed formula

b) Area of a Hungarian oil field

The case of a Hungarian area is considered, STEINER [11] Fig. 5*a* represents the Bouguer gravity map for that area. Fig. 5*b* illustrates along the profile AB on that area the values of:

a—*a* seismic refraction survey

b—g_{zz}, by the interpolation method of STEINER [11]

c—g_{zz}, by ELKINS' method [2]

d—g_{zz}, by the proposed formula, firstly in its ordinary application using four points on the circles around the point under consideration and secondly using eight points.

Concerning Fig. 5*b*, the following remarks can be made:

1. The g_{zz} curves of formula (9) locate very accurately the positions of the faulted zones which are detected by the seismic refraction data. From that point of view, it is more advantageous than the use of ELKINS' method.

2. There is a slight deviation between the two g_{zz} curves of formula (9), both in the intensity and the location of the anomalies.

3. The positions of the maximum and minimum anomalies are at about the same locations in the g_{zz} curves of formula (9) and of STEINER's method.

Filter characterics of formula (9)

The filter characteristics of the proposed formula has been computed using MESKÓ's method [12]. This method is based, on the Fourier transform of:

$$c(\xi_k \eta_k) \qquad K = 1.2 \ldots N$$

where

$$S(f_1', f_2') = \sum_K C(\xi_k, \eta_k) e^{i2\Pi(f_1' \xi_k + f_2' \eta_k)} .$$

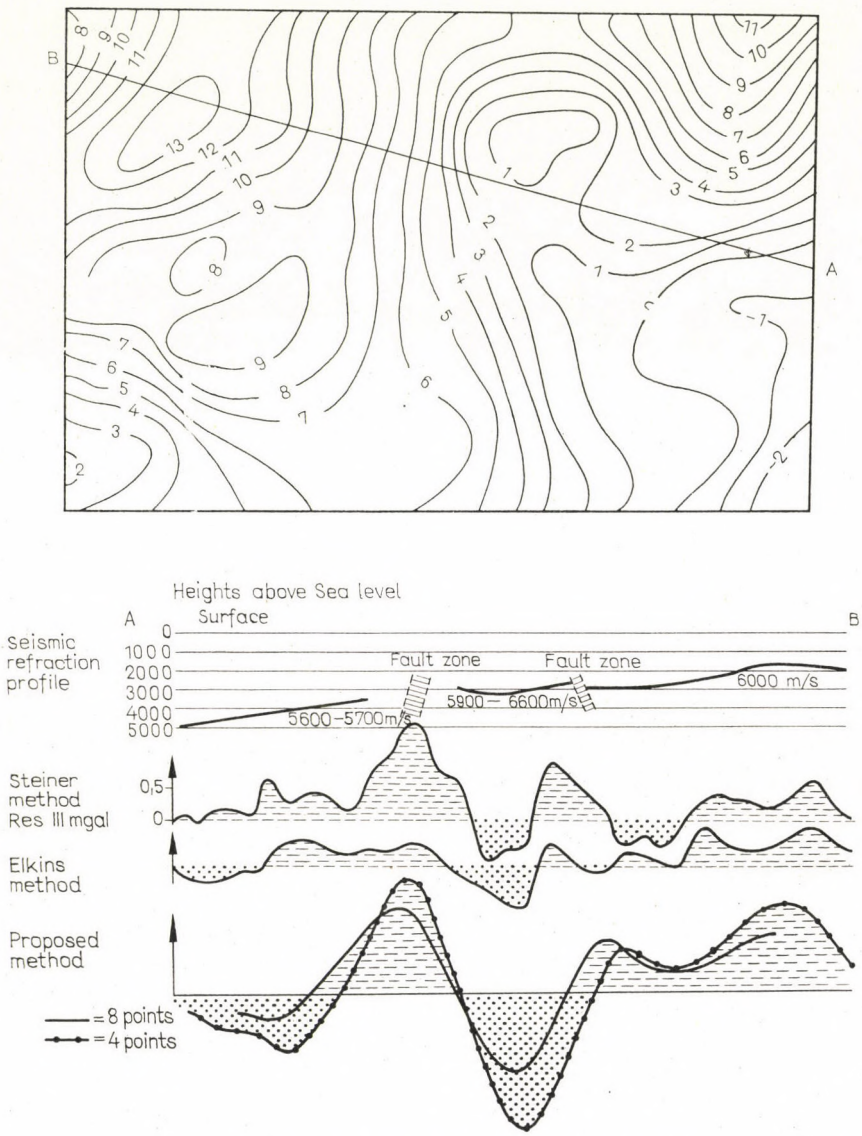


Fig. 5. The BOUGUER gravity map after STEINER

The results of the computation are illustrated in Fig. 6, where contours represent the amplification values of equal input and output amplitude ratio.

It can be seen that in a wide range from the origin, the gain is almost zero, which means that the regional compotents are cut off. The slope of the filter is being regarded as to be good and the high frequency components can be well separated.

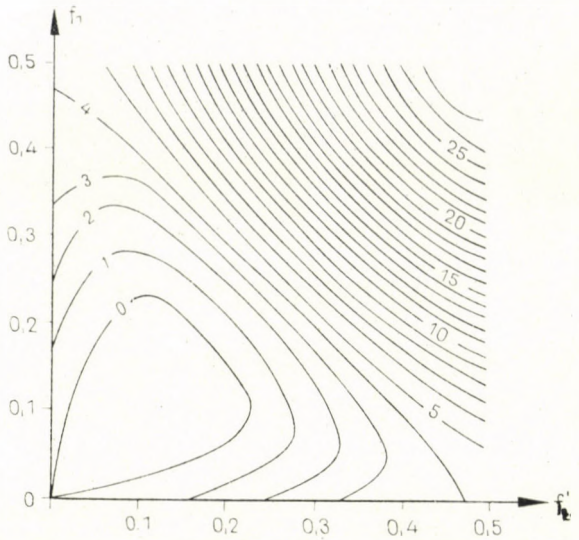


Fig. 6. Filter characteristics of the proposed formula

The efficiency of formula (9) in eliminating the regional fields of various orders

STEINER's method [13] for evaluating the efficiency of the second vertical derivative formulae in separating the regional gravity fields of various orders, is applied to the proposed formula (9). Point P represents the position of this formula in the baricentric coordinate system of Fig. 7. The position of other formulae are also indicated in the figure.

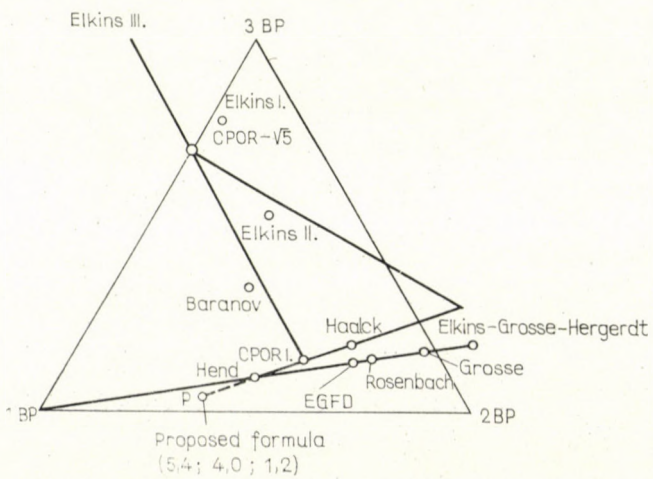


Fig. 7. The efficiency of the proposed formula in eliminating regional fields of various orders compared with other methods

It can be easily deduced that:

1. the proposed formula is capable of resolving regional fields of high orders.

2. It is near in that respect to the formula of HENDERSON and ZIETZ [6].

3. Its capacity for separating complicated regional fields is much better than other formulae, e.g. that of ROSENBACH, ELKINS, HAALCK, etc.

The efficiency of the proposed formula in resolving subsurface sources of lateral extension

In order to realize the power of formula (9) in resolving subsurface structures having lateral extension forty compartments of cylindrical shells are taken into consideration, [14]. Its gravitational effect can be calculated

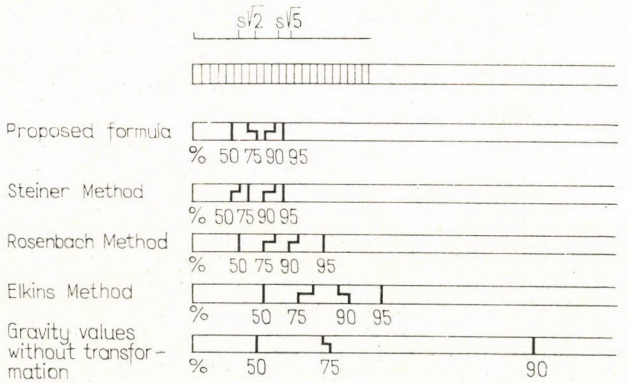


Fig. 8. The efficiency of the proposed formula in resolving lateral extension of mass distribution compared with other methods

by the NABIGHIANE equation [15]. The results obtained using formula (9) are illustrated in Fig. 8, together with that of ELKINS, ROSENBACH, STEINER and the gravity values without applying any method of transformation.

From Fig. 8 one can easily observe that formula (9) has a greater efficiency in resolving the lateral extension of mass distribution than ELKINS' and ROSENBACH's methods. It has nearly the same power in that respect as the STEINER method.

Application of formula (9) on the Szank area

For further investigations on the reliability of the proposed formula, a gravity survey of the Szank area in Southern Hungary is taken into consideration. The survey was carried out by the Geophysical Institute in the early sixties. The gravity stations were not arranged along a regular grid,

so interpolation had to be made to a North-South, East-West grid, having one kilometer as a spacing distance. Because of the interpolation problems, there is certain ambiguity in the interpolated grid values.

The choice of this area for this investigation was due to the fact that the geology of the area is fairly well known from several drilled boreholes,

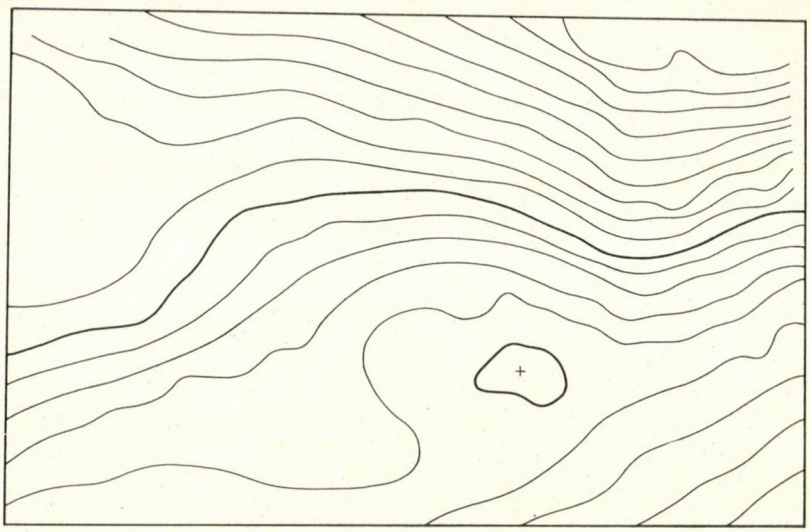


Fig. 9a. The BOUGUER gravity map of the Szank oil field, Hungary

as well as from other geophysical data gained specially by seismic refraction and reflection surveys. There has been several oil discoveries in the southern part of the Great Hungarian Plain between the Danube and Tisza rivers.

The geological structure in this area does not correspond well with the Bouguer map. (Fig. 9*a*), so by using different transformation methods, it is hoped to increase the resolving power of the gravity data, after which a better correlation could be gained between both the gravity data and the geological features.

The Szank area is one of those cases where the regional gravity field is acting as a shadow for the gravity field of local geological structures which are of special economic interest.

The geological picture of Szank oil field is that: on and near the surface of the area, there are Holocenic, Pleistocene and Pliocene beds, followed by Upper and Lower Pannonian beds. The latter is underlained by a thin Miocene bed, then the Palaeozoic Basement is encountered. In the crystalline basement, there is a well defined uplift which affected the shape of the younger strata. The direction of the strike is to the East-West. The amplitude of the structure is quite large and the density difference between the Palaeozoic

rocks and the younger sediments is 0.3 gr/cm^3 as directly measured from the samples.

For getting a clearer picture about the subsurface geological structures of the Szank area, several second vertical derivative methods are applied: ELKINS Fig. 9*b*; ROSENBACH Fig. 9*c*, HENDERSON and ZIETZ Fig. 9*d*, HAALCK Fig. 9*e*, DAVIS and DERBY Fig. 9*f*, *g*, and the proposed formula, Fig. 9*h*.



Fig. 9b. g_{zz} by ELKINS' method

From the maps, it can be concluded that:

1. The extent of elimination of the regional gravity field is different in the various methods. It is poorly separated by ELKINS', DAVIS' and DERBY's, and HAALCK's methods, but is very well separated by ROSENBACH, HENDERSON and ZEITZ, and the proposed formula.

2. The single positive anomaly in the Bouguer gravity map is splitted into several positive and negative anomalies in each of the second vertical derivative maps. This may be due to the fact that the g_{zz} values have a power of resolution of the subsurface structures at greater depths than that of the gravity values.

3. Certain anomalies which are not present in the Bouguer gravity map are existing in the second vertical derivative maps. This result is due partly to the eliminative effect of the regional gravity field achieved by applying the second vertical derivative methods and partly to errors intervening the approximation in deriving each of these methods.



Fig. 9c. g_{zz} by ROSENBACH's method

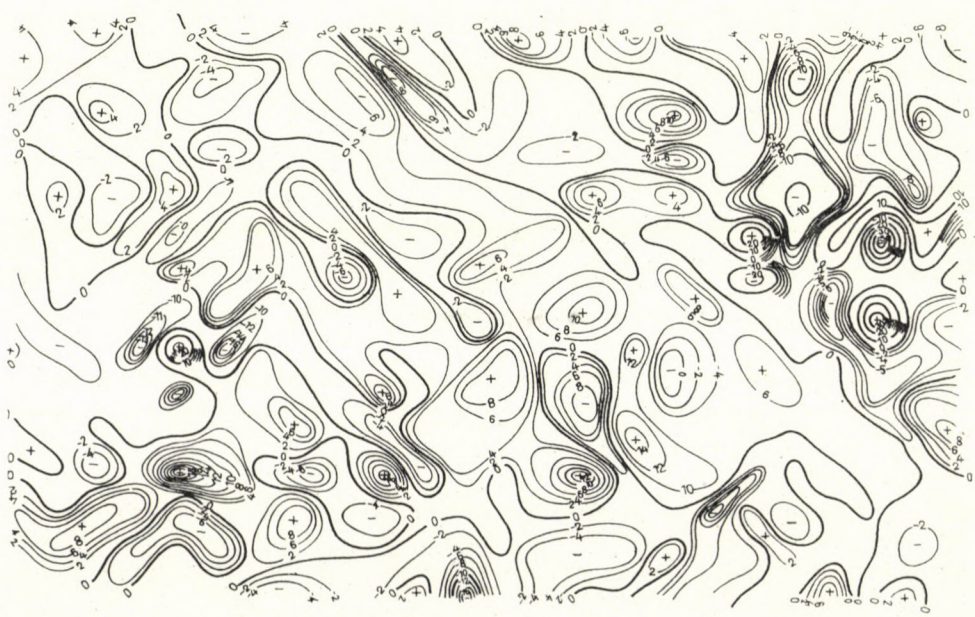


Fig. 9d. g_{zz} by the HENDERSON and ZIETZ method

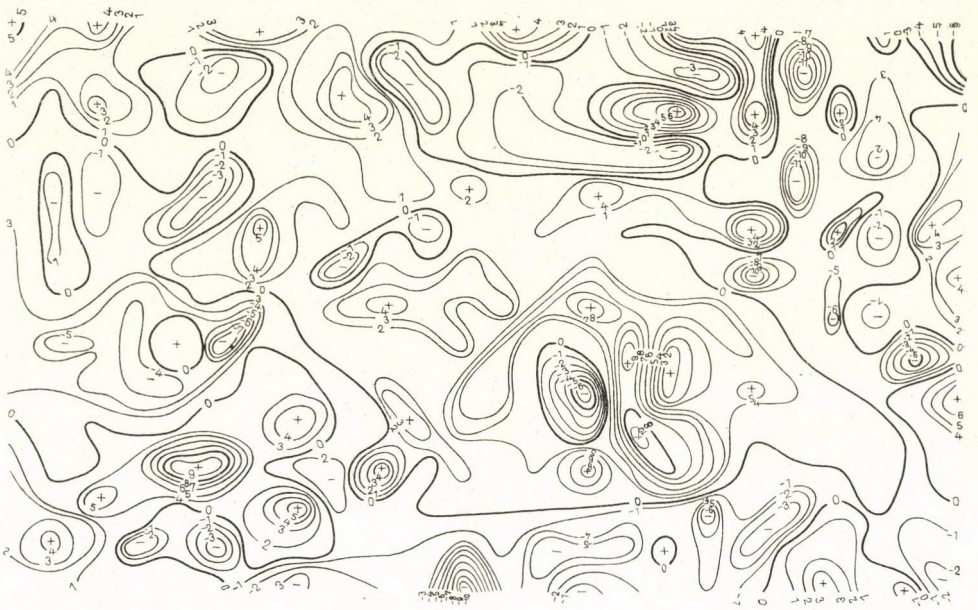


Fig. 9e. g_{zz} by HAALCK's method

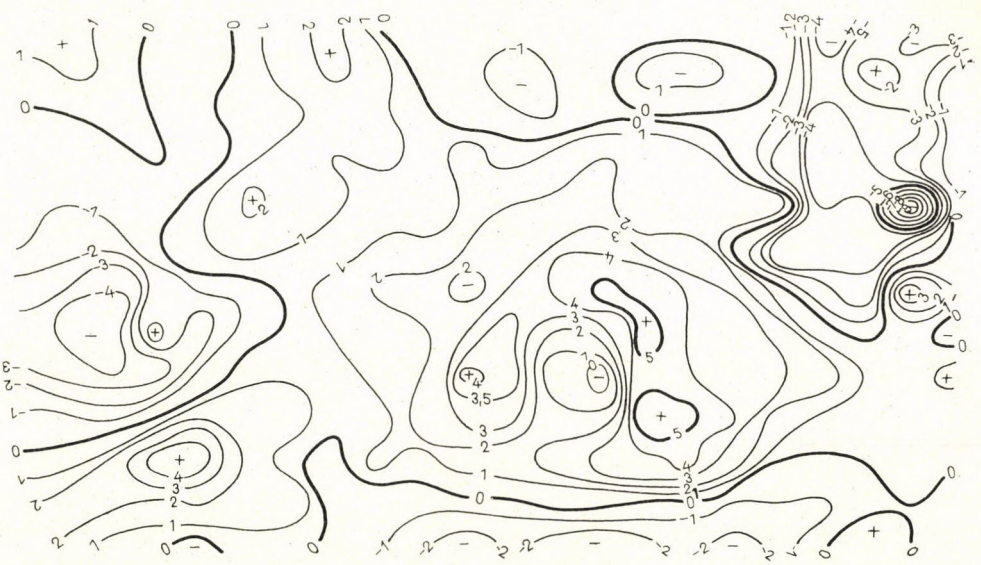


Fig. 9f. g_{zz} by the DAVIS and DERBY method I

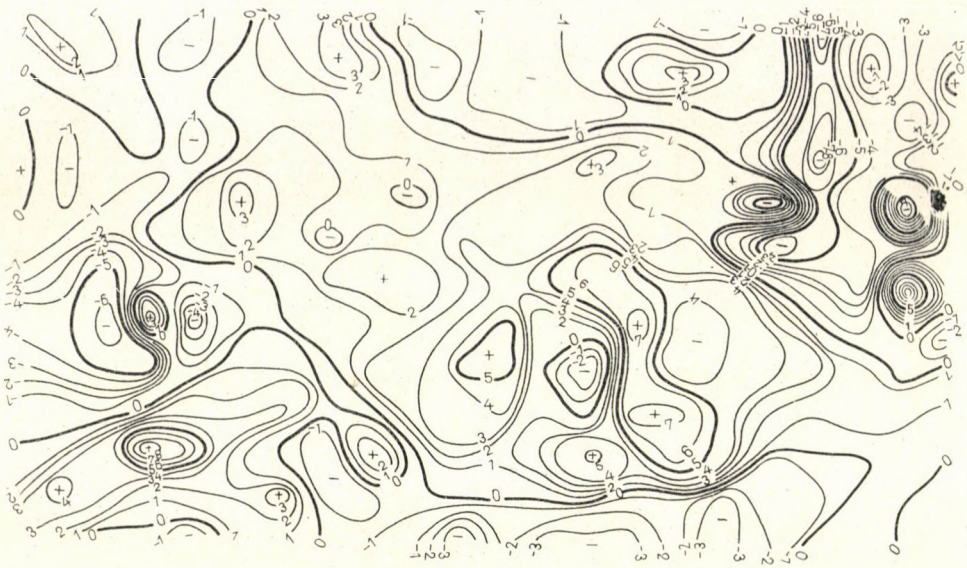


Fig. 9g. g_{zz} by the DAVIS and DERBY method II

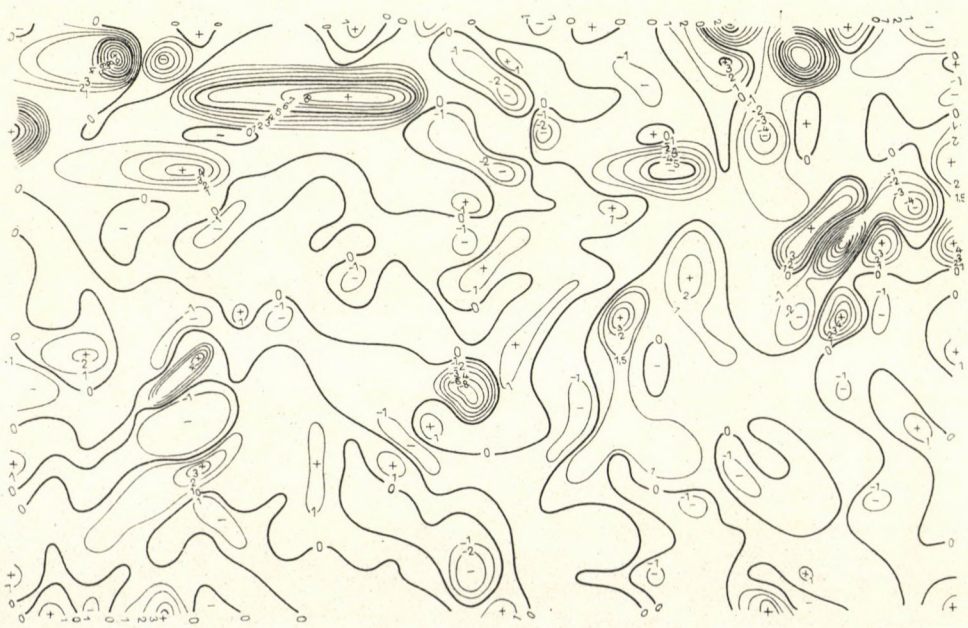


Fig. 9h. g_{zz} by the proposed formula

4. The addition and omission of anomalies in the second vertical derivative maps together with the replacement of negative anomalies with positive ones, suggest the influence of the fact that the measured gravity values in the Szank area are not placed in a regular grid but only along roads. Therefore extrapolations of these values in the form of a regular grid, may give rise to errors in the initial gravity data used for computing each of these methods. Therefore it is advisable to have the gravity stations in as regular grid as possible.

5. The results obtained by applying the proposed formula in the Szank area can be considered as being comparable very favourably from all practical aspects with the well-known formulae, and this should give confidence in its application.

Conclusions

The results obtained in this work can be analyzed as follows:

1. The values of the second vertical derivative of gravity can be calculated by the proposed formula (9) which depends on the lateral distribution of gravity values at the reference plane.

2. The verification of the proposed formula has proved that its application for locating the position of the source masses is more reliable than other methods.

3. The proposed formula can eliminate the regional gravity field of complicated behaviour, and thus enables the revealing of the local structures of economic importance more than any of the other methods.

4. Its efficiency of resolving subsurface sources of lateral extension is greater than in most of the other methods.

5. The filter characteristics assure that the high and low frequency components can be well separated from each other by using this formula.

6. The results of application of the proposed formula in actual areas prove its advantages over the other methods.

The above conclusions enhance confidence in the newly proposed formula (9) for calculating the second vertical derivative of gravity and should encourage its wide application.

Acknowledgement

We should like to express our deep thanks to all who had helped us in this work. Many thanks to our colleagues in the Geophysical Department of the Eötvös Loránd University, specially to prof. dr. L. EGYED and dr. A. MESKÓ.

We are very grateful to all colleagues in the Geophysical Department in the Oil and Gas Trust, especially Mr. F. KOVÁCS, Mr. B. RÁDLER and Mr. B. SZANYI for their kind help and also to colleagues in the Geophysical Department of the Miskolc University, especially to prof. dr. J. CSÓKÁS and dr. F. STEINER, for their guidance.

REFERENCES

1. Peters, L. J.: The direct approach to magnetic interpretation and its practical application. *Geophysics* XIV (1949).
2. Elkins, T. A.: The second derivative method of gravity interpretation. *Geophysics* XVII (1952).
3. McCollum, E. V.: Quality of geophysical measurements. *Geophysics* XVII (1952).
4. Rosenbach, O.: A contribution to the computation of the second derivative from gravity data. *Geophysics* XVIII (1953).
5. Haalck, H.: Die Berechnung von W_{zzz} aus Gravimetermessungen und ihre Bedeutung für die angewandte Geophysik.
6. Henderson, R. G. and Zietz, J.: The computation of second vertical derivatives of geomagnetic fields. *Geophysics* XIV (1949).
7. Baranov, V.: Calcul du gradient vertical du champ de la gravité ou du champs magnétique mesuré à la surface du sol. *Geoph. Prospecting* I (1953).
8. Abd Eldayem, M. M.: The first vertical derivative of gravity. Bul. Fac. of Engin. Cairo Univ. 1962.
9. Constantinescu, L. and Botezatu, R.: Contributii la interpretarea fizica a anomalulor cimpurilor potentiale. *Probleme de geofizica* (1961).
10. Hergerdt, M.: Ein Vergleich von nach verschiedenen Näherungsformeln berechneten Werten von U_{zzz} für theoretische und praktische Beispiele. *Gerlands Beitrage zur Geophysik* (1957).
11. Steiner, F.: Bouguer-térképek elemzése. *Nehézipari Műszaki Egyetem Közleményei* XV (1967).
12. Meskó, A.: Some Notes concerning the Frequency Analysis for Gravity Interpretation. *Geoph. Prop.* XIII (1965).
13. Steiner, F.: Über einige Methoden der »sekundären« gravimetrischen Auswertung. *Geofisica Pura e Applicata*, 56 (1963/III).
14. Steiner, F.: Gravitációs térképek transzformációs eljárásainak objektív vizsgálati módszerei. *Magyar Geofizika* X., 2—3—4.
15. Nabighian, M. N.: The gravitational attraction of a right vertical circular cylinder at points external to it. *Geofizica Pura e Applicata* 53 (1962/III).
16. Darky, E. K. and Davies, E. B.: The analysis and design of two-dimensional filters for two-dimensional data. *Geophysical Prospecting*. Vol. XV. No. 3. pp. 383—406 (1967).

НОВЫЙ МЕТОД ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВТОРОЙ ВЕРТИКАЛЬНОЙ ПРОИЗВОДНОЙ ГРАВИТАЦИИ

М. М. АБДЕЛДАЕМ — Л. ФАЧИНАЙ

РЕЗЮМЕ

После изложения о значении использования второй вертикальной производной по интерпретации гравитационных данных, для вычисления её значения разработывают новый метод. Этот метод основывается на продолжении гравитационных значений относительно плоскости относимости, вверх и вниз на одинаковое расстояние от неё.

Затем предложенная формула контролируется применением её на полином, на два геометрических и на два действительных случая. Вычисляют фильтровые характеристики формулы, а также определяют её разрешающую способность для случаев региональных полей различного порядка и исходных масс латерального распределения.

В качестве дальнейшего контрася, совместно с другими хорошо известными формулами второй вертикальной производной гравитации, её используют для санкской территории в Венгрии.

Все эти процессы доказывают надёжность использования предложенной формулы для вычисления второй вертикальной производной гравитации и предлагается её широкое применение.

Acta Geodaet., Geophys. et Montanist. Acad. Sci. Hung., Tomus 6 (3—4), pp. 255—262 (1971)

INVESTIGATION OF CERTAIN PROBLEMS CONCERNING THE DETERMINATION OF THE AVERAGE HEAT-CONDUCTIVITY OF BOREHOLES

F. EGERER

WORKING TEAM ON MINING, HUNGARIAN ACADEMY OF SCIENCES, TECHNICAL UNIVERSITY MISKOLC

[Manuscript received March 1, 1970]

In this paper, the author demonstrates that the calculated average heat-conductivity and heat-conduction resistivity, resp., of deep boreholes is essentially influenced by the core-recovery percentage. The product of the average calculated with actual core-lengths and of the average core-recovery index of the borehole is the lower limit of the actual average value.

An estimation procedure is introduced in relation of the deficiencies in sampling, and the interval of possible oscillation of the average value is determined.

The term of thermically quasihomogeneous layers, determining the number of necessary data, is explained. Since the number of quasihomogeneous layers can be determined with thermogradient logging, the thermologging is indispensable in the determination of the average

Introduction

It is known that the terrestrial heatflow (I) can be calculated, in the knowledge of the heat-conductivity (λ) and of the gradient of the temperature (T), with the expression

$$\vec{I} = \lambda \text{ grad } T. \tag{1}$$

In practice, only the vertical component of the terrestrial heatflow (I_z) is determined. Thus the formula used in the calculations is

$$I_z = \lambda \frac{\Delta T}{\Delta z}. \tag{2}$$

In this expression, $\bar{\lambda}$ is the average heat-conductivity of the layers in the depth-interval Δz, ΔT the temperature-difference between the two terminal points of the depth-interval Δz.

In boreholes Δz is equal to the depth (H) of the hole. In this case $\Delta T = T_H - T_o$, where T_H is the temperature measured on the bottom of the borehole, T_o, the average mean temperature on the surface. The average heat-conductivity is determined, as generally accepted in literature [1—4], with the following formula:

$$\bar{\lambda} = \frac{\Delta z}{\sum_{i=1}^{n} \frac{h_i}{\lambda_i}}. \tag{3}$$

where h_i is the thickness of the geologically H ith determined layer, λ_i the heat-conductivity of the same one. The error which might arise by using the expression $\Delta T/\Delta z$ is comparatively small, if Δz is great; much greater is the error caused by $\bar{\lambda}$.

Namely, if the layer interfaces of the usual geological borehole column compiled by the geological service (from core samples, well-logs without thermogradient, sieve-samples) are accepted as absolute, such essential and actually existing circumstances are left without attention, which influence the final results considerably. Such circumstances may be, for example, the existence of geologically equivalent, but thermically inhomogeneous layers, the different percentage of core-recovery of the individual layers, etc. It is generally known that even in boreholes deepened entirely with core-drilling no hundred per cent of core-recovery can be achieved, but only about 80 per cent. In certain layers considerable deviation from this 80 per cent is possible. These deviations may be high; in consequence of drilling technological reasons no more than 50 to 60 per cent of core material can be extracted from certain layers. Accordingly the reliability of the data series at disposal for the identification of a certain geological layer can be very varying, but it is always proportional to the core-recovery percentage.

The assumption, however, that the layer regarded as homogeneous by the geological service is also thermically homogeneous, cannot be accepted. On the one hand, a change of 5 to 10 per cent in mineral constitution (e.g. a change in the SiO_2 content) may increase or decrease the value of heat-conductivity even by 30 to 50 per cent. On the other hand, the number of samples collected and used for heat-conductivity determination is entirely arbitrary.

Namely, the procedure described above cannot give any orientation in the basic question: from how many layers, from what depths and in what number must be the samples taken, apart from the simple and generally known sampling principle requiring the highest possible number of samples.

As an example the data from the borehole No. 7554, investigated by LUBIMOVA, will be considered (for detailed basic data see pp. 92—93 in [2]). The value of the average heat-conductivity in the depth interval 127—740 m of the borehole 7554 is $\bar{\lambda} = 7{,}13 \cdot 10^{-3}$ CGS (calculated from 13 samples). If the first, third and fifth respective samples of each layer are left without consideration, the average value will be $6{,}72 \cdot 10^{-3}$ CGS. The deviation $(7{,}13 - 6{,}72) : 0{,}0672 = 6{,}1$ in percentage will be 6,1 per cent. Thus the average value suffers a considerable change (the inhomogeneity increases, of course, simultaneously). Moreover, beside the average inhomogeneity calculated for the samples (and not for the layer sequence), no information whatsoever exists in the regard, by what degree of reliability is the layer sequence represented by the few samples taken, since nothing can be said

about how well is the actual average of the layer sequence approached by the average of the samples. After what was said, following questions must be answered:

1. In which is the calculated average heat-conductivity influenced by the core-recovery of the boreholes?

2. How many samples are necessary and from which depths of the borehole have they to be taken in order to be able to determine the average of the heat-conductivity within the limits of error prescribed previously by us?

For simplicity's sake, in the following calculations will be made not with the heat-conductivity, but with its reciprocal, i.e., with the specific temperature resistance (ϱ).

The influence of core-recovery on the average heat-conductivity

Let us accept as simplifying condition, that the temperature resistivity of all layers penetrated by the borehole has been determined with equal reliability.

The core-recovery of the individual layers is, however, different. Be the geologically determined thickness of the ith layer h_i; the length of the core taken from the layer h_i'; then the core-recovery index will be

$$\alpha_i = \frac{h_i'}{h_i}. \tag{4}$$

According to the methodics in geological processing, an extrapolation will be made from the material h_i' to the length h_i, with the aid of auxiliary data (well-logging, sieve-sample, etc.). Since in a borehole usually the same auxiliary data are at disposal, it can be practically stated that the reliability of extrapolation will be determined by α_i. The core-recovery index, accordingly, can be regarded as the weight of the ϱ_i value, characteristic for the layers.

Consequently, the average value will be:

$$\bar{\varrho} = \frac{\sum_{i=1}^{n} \alpha_i h_i \varrho_i}{\sum_{i=1}^{n} \alpha_i h_i}, \tag{5}$$

where n is the number of layers.

From the expressions (5) and (4):

$$\bar{\varrho} = \frac{\sum_{i=1}^{n} h_i' \varrho_i}{\sum_{i=1}^{n} h_i'} . \tag{6}$$

The square of the inhomogeneity:

$$\mu_\varrho^2 = \frac{\sum_{i=1}^{n} h_i' (\bar{\varrho} - \varrho_i)^2}{(n-1) \sum_{i=1}^{n} h_i'} , \tag{7}$$

i.e., the basic requirement of average-calculation, is that the actually taken core-sample lengths should be taken as weights, instead of the layer thicknesses indicated in the geological cross-section.

Let us assume that the calculations could be carried out for the actual layer thicknesses (h_i), too. Then the actual average (ϱ_o) would be

$$\bar{\varrho}_0 = \frac{\sum_{i=1}^{n} h_i^* \varrho_i}{H} \tag{8}$$

(Nota bene: $h_i^* \geq h_i'$, but $h_i^* \lesseqgtr h_i$).

The core-winning index related for the entire borehole:

$$\alpha = \frac{\sum_{i=1}^{n} h_i'}{H} . \tag{9}$$

Thus, from the relations (6), (8) and (9):

$$\bar{\varrho}_0 = \alpha \frac{\sum_{i=1}^{n} h_i^* \varrho_i}{\sum_{i=1}^{n} h_i' \varrho_i} \bar{\varrho}. \tag{10}$$

Hence

$$\frac{\sum_{i=1}^{n} h_i^* \varrho_i}{\sum_{i=1}^{n} h_i' \varrho_i} \geq 1, \tag{11}$$

$$\bar{\varrho}_0 \geq \alpha \bar{\varrho}. \tag{12}$$

This means that the product of the average of temperature resistivity calculated with actual core-lengths and of the average core-recovery index of the borehole is always the lower limit of the actual average value, which cannot be surpassed by the average value. The error es due to deficiencies in sampling.

The case of the most complete possible sampling is the case when equally reliable data are at disposal from every thermically homogeneous layer. The most accurate average obtainable in this case is

$$\bar{\varrho} = \frac{\sum_{i=1}^{n} h_i \varrho_i}{\sum_{i=1}^{n} h_i}. \tag{13}$$

In this expression, h_i is now the thickness of the thermically homogeneous layers. The square of the inhomogeneity ϱ_i is

$$\mu_\varrho^2 = \frac{\sum_{i=1}^{n} h_i (\bar{\varrho} - \varrho_i)^2}{(n-1) \sum_{i=1}^{n} h_i}. \tag{14}$$

Let us suppose that no samples have been taken from the layers j, k, l, p and q. Then, in averaging, the ϱ of the neighbouring layers will be interpolated for that layer from which there is no sample.

Thus the average ($\bar{\varrho}$), according to formula (3), is

$$\bar{\varrho} = \frac{\sum_{i=1}^{n} h_i \varrho_i - \sum_{l=j}^{q} \frac{h_l}{2} (2\varrho_l - \varrho_{l-1} - \varrho_{l+1})}{\sum_{i=1}^{n} h_i}, \tag{15}$$

The square of the corresponding apparent inhomogeneity:

$$\mu'^2 = \frac{\sum_{i=1}^{n} h_i (\varrho' - \varrho_i)^2 - \sum_{l=j}^{q} \left\{ h(\varrho' - \varrho_l)^2 + \frac{h_l}{2} \left[(\bar{\varrho}' - \varrho_{l-1})^2 + (\bar{\varrho}' - \varrho_{l+1})^2 \right] \right\}}{(n - 1 - a) \sum_{i=1}^{n} h_i}, \tag{16}$$

where a is the number of layers with no samples.

The relation of the averages on account is the deficiencies in sampling

is, according to formulae (15) and (13):

$$\bar{\varrho}' = \left(1 - \frac{\sum_{l=j}^{q} \frac{h_l}{2}(2\varrho_l - \varrho_{l-1} - \varrho_{l+1})}{\sum_{i=1}^{n} h_i \varrho_i}\right)\bar{\varrho}\,. \tag{17}$$

The deviation from the most accurate average obtainable is determined by the second term of the coefficient of ϱ. Since arbitrary measuring data are interpolated for the layers j, k, l, etc., the second term cannot be accurately calculated. Between limits, however, ϱ_l can be estimated with its assumable extreme values ($\varrho_{l\,\max}$), ($\varrho_{l\,\min}$). In this way the finite interval can be determined, within which $\bar{\varrho}'$ may oscillate. Consequently, in the course of each calculation the lower and the upper limit of the expression (17) must be investigated. Thus $\bar{\varrho}'_{\max}$ and $\bar{\varrho}'_{\min}$ values are obtained. The possible inhomogeneities can be calculated with the values of $\varrho_{l\,\max}$, $\varrho_{l\,\min}$, $\bar{\varrho}'_{\max}$, $\bar{\varrho}'_{\min}$ with the formula (16) $\mu_{\max}$, (from the substitution of $\varrho_{l\,\max}$ and $\varrho'_{\max}$) and $\mu_{\min}$, (from $\varrho_{l\,\min}$ and $\bar{\varrho}'_{\min}$).

Accordingly, the value of $\bar{\varrho}$ lies within the limits

$$\bar{\varrho}_{\max} > \bar{\varrho} > \bar{\varrho}'_{\min} \tag{18}$$

and it is not identical with the $\bar{\varrho}$ value determined by the simple application of formula (15).

When substituting a few numerical data, it can easily be seen that this oscillation surpasses the usual errors of laboratory measurements (2 to 3 per cent) considerably, and so it cannot be neglected.

Summing up, for the determination of the average of the temperature resistivity and the average of heat conductivity, resp., it is not sufficient to calculate the average of the samples taken with a sampling considered as random samples because they are not such ones. In the latter case, the measuring results are arbitrarily extended to those thermically homogeneous layers from which no samples have been taken. As a consequence, the different weights (i.e. layer-thicknesses to which the ϱ_l values are extended) are arbitrary, too. But the error caused by arbitrariness is not of a random character already, thus the formula (15) cannot be employed for the definition of the average value, but the possible limits of error are defined by the interval (18).

The number of necessary samples, location of samplings and the necessity of thermogradient-measurement

In the above-said, it was accepted as a condition that the temperature resistivity of all layers penetrated by the drilling is known with equal reliability. But nothing was said about the basis of selecting these layers. Evidently, these ought to be in principle thermically homogeneous. In practice, however, absolutely homogeneous layers do not exist, therefore, for the sake of practical investigations, the term of the thermically quasihomogeneous layer is introduced. That layer will be regarded as thermically quasihomogeneous, in which the ratio of the absolute value of the local deviation of the gradient from the function-average within the layer and the average remains under a threshold figure (α), chosen by us as of a suitable value for a given task. Be the upper limit of the layer of a thickness h_i at the depth z_i, its lower limit at z_{i+1}. Then the average gradient within the layer will be

$$\left(\overline{\frac{\partial T}{\partial z}}\right)_i = \frac{1}{z_i - z_{i+1}} \int_{z=z_i}^{z=z_{i+1}} \frac{\partial T}{\partial z}\, dz\,. \tag{19}$$

Thus, the definition of the quasihomogeneous layer:

$$\alpha < \frac{\left[\left(\overline{\frac{\partial T}{\partial z}}\right)_i - \left(\frac{\partial T}{\partial z}\right)_{z'}\right]}{\left(\overline{\frac{\partial T}{\partial z}}\right)_i} = 1 - \frac{\left(\frac{\partial T}{\partial z}\right)_{z'}}{\left(\overline{\frac{\partial T}{\partial z}}\right)_i}, \tag{20}$$

where

$$z_i \leq z' \leq z_{i+1}$$

Consequently, the earlier condition must be completed so that data of identical reliability must be taken from each thermically quasihomogeneous layer for the determination of the average.

As a next step, means must be found to point out somehow the thermically quasihomogeneous layers. If the terrestrial heat-flow has a radical component — some surface flow, natural thermal source (oxidation zone, etc.) — also in "in situ" state, then it can be regarded constant in time. Accordingly, the vertical component may decrease or increase on account of the radial flow.

If the change extends to the entire layer, only those cases are disturbing where the altered temperature gradient caused by the radial flow and related to the "pure" vertical flow, accepted as ideal, is equal to the gradient of one of the neighbouring layers within the limits of error. Since the radial flow is generally much smaller than the vertical flow and may represent an even

change in gradient in thin layers (of a few meters thickness), and the number of such cases is very small, the final result, the number of thermically homogeneous layers is not influenced essentially.

The value of the temperature gradient measured in boreholes is similarly affected by the cooling or warming effect of the drilling fluid. Since, however, this brings a radial flow changing with time, this effect can be dropped out by thermogradient curves recorded in different times, and the layers that can be regarded as thermically homogeneous can be pointed out.

It follows from what we said previously that the averaging requires as many data of equal reliability as high the number of quasihomogeneous layers is. The number of thermically homogeneous layers can be determined in the possibly most accurate way by thermogradient measurements. Therefore the thermogradient logging is an indispensable condition for the calculation of temperature resistivity or heat-conductivity average in a borehole.

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕКОТОРЫХ ВОПРОСОВ, СВЯЗАННЫХ С ОПРЕДЕЛЕНИЕМ СРЕДНЕЙ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ БУРОВЫХ СКВАЖИН

Ф. ЭГЕРЕР

РЕЗЮМЕ

В статье автор показывает, что извлечение керна при глубинных бурениях существенным образом влияет на вычисленную среднюю теплопроводность глубинных бурений или на удельное сопротивление теплопроводности. Произведение вычисленного при помощи действительных длин керна среднего на среднее число извлечения керна буровой скважины является нижним пределом действительного среднего значения.

Излагается метод оценки относительно недостатков отбора образцов и определяется интервал возможного колебания среднего значения.

Статья познакомит читателя с понятием термически квазиоднородных слоев, определяющих число необходимых данных. Число квазиоднородных слоев может быть определено термоградиентным каротажом, поэтому термокаротаж необходим при указанном методе определения среднего.

Acta Geodaet., Geophys. et Montanist. Acad. Sci. Hung., Tomus 6 (3—4), pp. 263—299 (1971)

REMARQUES SUR LA SIGNIFICATION PHYSIQUE DE LA STRUCTURE MACROSCOPIQUE DES ORAGES MAGNÉTIQUES

LE MINH TRIET
HANOÏ

(Manuscrit reçu le 20 Avril, 1970)

Après avoir considéré l'équation de diffusion du champ magnétique dans un milieu conducteur, l'auteur a montré que la première phase d'orage magnétique se forme comme une conséquence de la diffusion de l'accroissement du champ géomagnétique que l'on peut observer sur l'enregistrement magnétique. La présence de différents types de la première phase peut être expliquée par la variation de la conductivité de l'ionosphère. L'auteur indique ensuite que la phase principale et la post-perturbation sont liées à la formation et la disparition de l'anneau équatorial de courants électriques.

I. Introduction

Jusqu'à présent la plupart des théories classiques et magnétohydrodynamiques proposées pour l'explication des orages magnétiques se concentre à l'éclaircissement du mécanisme du début brusque et du développement de la phase principale. La phase initiale, ou appelée habituellement la première, au contraire, est moins étudiée théoriquement. En outre, la nature de la corrélation entre les différentes phases reste encore une question ouverte. D'après la théorie de CHAPMAN et FERRARO [1] l'accroissement de la composante horizontale durant le début brusque et la phase initiale peut être attribué à la compression du champ magnétique terrestre par des courants corpusculaires solaires émis des éruptions chromosphériques. Actuellement, on peut considérer que les explications de CHAPMAN et FERRARO correspondent aux concepts magnéto-hydrodynamiques. Cependant, le problème de la corrélation entre le début brusque et d'autres phases n'a pas encore reçu de solution satisfaisante.

En se basant sur les enregistrements dans les observatoires géomagnétiques, on distingue un orage en trois phases: la première succédant au début brusque, la phase principale caractérisée par une décroissance de la composante horizontale et la troisième appelée «post-perturbation», semblant indiquer un retour aux conditions qui existaient avant l'orage. Il convient de montrer ici que cette définition des phases, ne prenant pas en considération la signification physique, n'exprime que la formalité du phénomène. Par

* Le Minh Triet, Candidat ès Sciences; Comité d'État pour la Science et la Technique Hanoï, République Démocratique du Vietnam.

conséquent, on ne peut pas élucider la corrélation existant entre trois phases, en particulier, la nature de la première phase.

Le but de ce court article est de démontrer que la première phase se produit à cause de la diffusion des changements magnétiques qui s'engendrent sous l'action de la compression des courants corpusculaires solaires. De plus, dans cet exposé il y aura quelques remarques sur la relation entre la phase principale et la post-perturbation.

II. Formation de la première phase d'orage géomagnétique

Dans une étude publiée précédemment, l'auteur a développé l'idée de GOLD sur l'origine des orages à début brusque pour déterminer la corrélation entre l'amplitude et le temps de montée du début brusque. En considérant un modèle simplifié de l'interaction des ondes de choc magnéto-hydrodynamiques propagées dans des courants corpusculaires solaires avec la magnétosphère, nous avons la possibilité de déterminer l'accroissement du champ magnétique terrestre à la frontière d'interaction de la magnétosphère d'après l'expression [2]:

$$\mathrm{h} = \frac{H_1}{v_a}\left(\sqrt{2}v - v_a\right), \tag{1}$$

où H_1 est l'intensité du champ géomagnétique à la frontière d'interaction (5—10 R rayon terrestre), v_a, la vitesse de l'onde magnéto-hydrodynamique et v, la vitesse du courant corpusculaire solaire.

Au point de vue magnéto-hydrodynamique la haute atmosphère peut être divisée en deux régions (fig. 1):

— la région I de très grande conductivité électrique dont l'altitude est supérieure à la hauteur de la couche F_2,

— la région II de conductivité variée et finie. Dans la dernière, les ondes magnétohydrodynamiques se propagent sous forme de diffusion magnétique. Dans beaucoup de problèmes liés aux changements magnétiques et aux variations à courte période, cette région joue un rôle très important. En réalité, il n'existe pas entre deux régions une frontière nette du point de vue physique. Selon des données sur la structure stratifiée de l'ionosphère, il est possible de supposer que les couches D et E correspondent à la région II. Dans ce cas, la loi d'Ohm peut s'exprimer sous la forme suivante:

$$\mathbf{j} = \sigma\left(\mathbf{E} + \frac{1}{c}\left[\mathbf{v} \times \mathbf{H}\right]\right), \tag{2}$$

où $\mathbf{j}$ est la densité du courant électrique circulé dans l'ionosphère, σ, la conductivité moyenne de la couche E, v la vitesse du mouvement accompagnant la propagation des ondes magnéto-hydrodynamiques. L'intensité $\mathbf{E}$ du champ

électrique se détermine à partir d'une équation du système des équations de Maxwell:

$$\mathbf{rot}\,\mathbf{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}\,. \tag{3}$$

En plus, nous avons

$$\mathbf{j} = \frac{1}{4\pi}\,\mathbf{rot}\,\mathbf{H}\,. \tag{4}$$

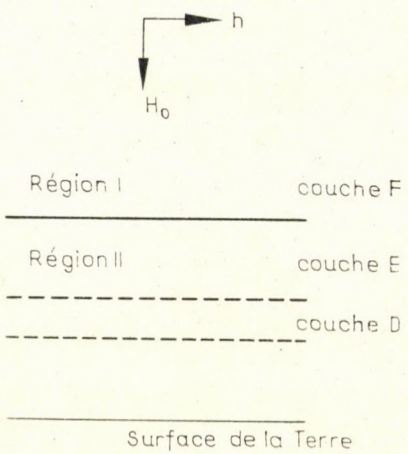


Fig. 1. Deux régions I, II de la haute atmosphère

En étudiant les variations géomagnétiques nous considérons que la conductivité de la région II est scalaire. Cette supposition est juste, si $\omega_L/\nu \ll 1$, où ω_L signifie la fréquence de Larmor eH/mc, ν la fréquence de collision des particules. En utilisant les équations (2), (3), (4) et négligeant le courant de déplacement nous obtenons:

$$\frac{\partial H}{\partial t} = \mathbf{rot}[\mathbf{v} \times \mathbf{H}] + \frac{c^2}{4\pi\sigma}\Delta\mathbf{H}\,. \tag{5}$$

Posons $H = H_0 + h$, où H_0 est la composante constante, h, la variation, nous avons:

$$\frac{\partial \mathbf{h}}{\partial t} = \mathbf{rot}[\mathbf{v} \times \mathbf{H}] + \frac{c^2}{4\pi\sigma}\Delta h\,. \tag{6}$$

L'équation (6) donne le changement du champ magnétique. Il est nécessaire de remarquer: quand la conductivité du milieu considéré est finie et que le champ magnétique est assez fort pour étouffer le mouvement turbu-

lent, la diffusion joue un rôle plus essentiel que celui de la turbulence. A cette condition, l'équation (6) devient:

$$\frac{\partial \mathbf{h}}{\partial t} = \frac{c^2}{4\pi\sigma} \Delta \mathbf{h} \tag{7}$$

La quantité $c^2/4\pi\sigma$ dans cette expression peut être appelée la difusibilité qui correspond au coefficient de viscosité en hydrodynamique.

Les observations réalisées à l'aide des fusées géophysiques et des satellites artificielles montrent que le système de courants dûs au début brusque et à la première phase se trouve dans la couche E [3]. Cette valeur change avec le temps et les latitudes magnétiques. En adoptant que ce système de courants s'amortit à la cause de la diffusion magnétique, nous pouvons évaluer le temps caractéristique de diffusion, c'est-à-dire le temps de décroissance:

$$t \approx \frac{4\pi\sigma r^2}{c^2} \tag{8}$$

Dans cette formule σ est la conductivité moyenne de la couche E, la longueur caractéristique r étant comparable aux dimensions de la région où circule le courant. En prenant $\sigma \approx 3 \cdot 10^{10}$ unités de CGS et $r \sim 80$ km (l'épaisseur de la couche E), nous trouvons que le temps t est de 2 heures environ. Le temps de diffusion dépend généralement de la fréquence des variations et de la conductivité de la région de diffusion.

D'après les données mesurées sur les enregistrements des orages magnétiques nous voyons que la durée de la première phase se varie de quelques minutes à quelques heures. Nous pouvons supposer que la première phase d'orage magnétique est probablement liée à la diffusion des variations magnétiques. Cependant, il faut remarquer également que la durée de la première phase dépend encore des facteurs suivants:

— le temps nécessaire pour la formation du système de courants dû à la décroissance de la composante horizontale durant la phase principale, parce qu'après la formation de ce système, l'intensité du champ commence à diminuer,

— la position de la Terre dans le courant corpusculaire solaire,

— la durée de l'interaction entre le courant solaire et la magnétosphère; cette quantité peut être liée à la durée de vie de l'éruption chromosphérique provoquant l'orage.

Il faut ajouter, en outre, que les mouvements dans l'ionosphère peuvent influencer le processus de diffusion étudié plus haut.

*

Comme nous l'avons connu, la conductivité de la couche E exerce une influence essentielle sur l'évolution de la première phase. Cette conclusion sera confirmée dans l'analyse suivante.

En considérant les enregistrements magnétiques J. BOUŠKA** a distingué les formes des premières phases en 5 types signalés par a, b, c, d, e (fig. 2) [4]

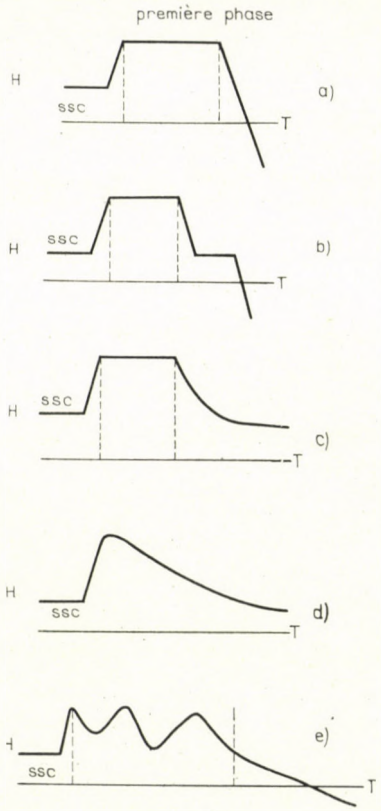


Fig. 2. Les différents types de la première phase d'orages magnétiques signalés par *a*, *b*, *c*, *d*, *e*

Le commencement de la première phase est le moment final du début brusque et la première phase se termine au moment où la composante horizontale commence à décroître rapidement. En général, les formes de première phase d'un même orage sont divers en différents points, même en des stations se trouvant très proche l'une de l'autre. Cette propriété peut être expliquée comme une conséquence de la variation de la conductivité ionosphérique.

La comparaison des résultats obtenus dans les stations Sapa ($\varphi =$ $= 22°21'$ N; $\lambda = 103°50'$ E) et Budkov ($\varphi = 49°04'$ N; $\lambda = 14°01'$ E) a

** Dans son étude BOUŠKA a donné à la première phase un nom «phase de transition»

montré qu'un nombre de cas dont la forme de même type de la première phase en deux stations est insignifiant. Selon le résultat statistique fait par BOUŠKA pendant 4 ans (1958—1961), le type (*a*) occupe 40%, le type (*e*) 25%. En même temps, à la station de Chapa le type (*a*) occupe 31% et le type (*e*) 30%. Ce résultat signifie que les conditions pour produire des courants ionosphériques en deux stations sont différentes. Il est évident que nous devons étudier en détail la nature des différents types. Ce problème, est, en vérité, très compliqué, parce que la conductivité de l'ionosphère et les irrégularités ionosphériques se varient selon des lois peu connues. Mais, en principe, nous pouvons évaluer l'ordre de grandeur de la conductivité ionosphérique, en utilisant l'expression (8). L'évolution de la première phase se déroule, en effet, sous l'action simultanée de nombreux facteurs; donc, l'expression (8) ne donne qu'une valeur grossièrement approchée de l'ordre de grandeur de σ.

III. Relation entre la phase principale et la post-perturbation

Malgré qu'il n'existe pas une théorie généralement adoptée, nous pouvons supposer que la phase principale d'orage magnétique se développe sous l'action d'un anneau équatorial de courants électriques qui se trouve à une distance de 4—5 R. Cette idée avait été lancée par Schmidt, Chapman et d'autres géophysiciens depuis longtemps, mais jusqu'aujourd'hui elle reste en vigueur. Il est nécessaire de mentionner ici qu'au cours de l'A. G. I., PARKER [5] a donné une autre explication à la phase principale. D'après PARKER la décroissance de la composante horizontale du champ géomagnétique peut être attribuée à la montée de la haute atmosphère. En effet, l'explication de PARKER ne contredit pas le concept général, parce que la force qui monte la haute atmosphère, n'est aucune autre que la force électromagnétique de LORENTZ.

En admettant que l'anneau équatorial de courants électriques cause la phase principale, nous pouvons supposer que la post-perturbation, peut-être, se trouve en relation directe avec la disparition de cet anneau électrique, autrement dit, le retour de la composante horizontale à la valeur initiale peut être realisé au moyen de la diffusion des particules de l'anneau. Selon l'estimation actuelle la durée de vie des protons dans la ceinture externe de rayonnement est de l'ordre de $n^{-1} \cdot 10^{+13} \sim 1$ jour, où n est la densité numérique des protons. Cette valeur donne seulement une conception qualitative sur la durée d'existence de l'anneau due à la phase principale d'orage magnétique. Pour déterminer précisément la durée de la post-perturbation il nous faut naturellement résoudre le problème de la diffusion des courants électriques dans la ceinture de rayonnement de la Terre. Mais, en se basant sur le développement du phénomène il est possible de tirer une conclusion

que la phase principale et la post-perturbation s'écoulent en conséquence d'un même processus physique, à savoir, la formation et la disparition de l'anneau équatorial de courants électriques.

BIBLIOGRAPHIE

1. Chapman S. et Bartels J.: Geomagnetism. Oxford 1940.
2. Le Minh Triet: A földmágneses viharok hirtelen kezdő impulzusának amplitúdója és emelkedési ideje közötti összefüggéséről (Sur la corrélation entre l'amplitude et le temps de montée du début brusque d'orages magnétiques). *Geofizikai Közlemények* 17 (1968),71.
3. Forbush S. E. et Vestine E. H.: Daytime enhancement of size of sudden commencements and initial phase of magnetic storms at Huancayo. *J. Geophys. Res.* 60 (1955), 299.
4. Bouška J.: The structure of the compression transition phase of a geomagnetic storm. *Travaux de l'Institut Géophysique de l'Académie tchécoslovaque des Sciences* 12 (1966), 433.
5. Parker E. N.: Inadequacy of ring-current theory for the main phase of a geomagnetic storm. *J. Geophys. Res.* 63 (1958), 683.

REMARKS ON THE PHYSICAL MEANING OF THE MACROSCOPIC STRUCTURE OF MAGNETIC STORMS

LE MINH TRIET

SUMMARY

Considering the diffusion equation of magnetic field in a conducting medium, author shows that the initial phase of geomagnetic storms occurs by the diffusion of the increased part of the Earth's magnetic field as observed on the magnetic record. The presence of different types of the initial phase can be explained by the variation of the ionospheric conductivity. Further, author points out that the main and recovery phases are associated with the occurrence and disappearance of the equatorial ring of electric currents.

НЕКОТОРЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ О ФИЗИЧЕСКОМ ЗНАЧЕНИИ МАКРОСКОПИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ МАГНИТНЫХ БУРЬ

ЛЕ МИНЬ ЧИЕТ

РЕЗЮМЕ

Рассматривая уравнение диффузии магнитного поля в проводящей среде автор показывает, что начальная фаза магнитной бури возникает в результате диффузии увеличенной части геомагнитного поля, наблюдаемой на магнитной записи. Наличие разных типов начальной фазы может объясняться изменением электрической проводимости ионосферы. Далее, автор указывает, что главная фаза и фаза восстановления связаны с возникновением и исчезновением экваториального кольца электрических токов.

Acta Geodaet., Geophys. et Montanist. Acad. Sci. Hung., Tomus 6 (3—4), pp. 271—277 (1971)

A STUDY OF THE DEPENDENCE OF CORRELATION BETWEEN THE OCCURRENCE OF SPORADIC *E* AND GEOMAGNETIC ACTIVITY ON PERIOD AT MIDDLE LATITUDES

P. BENCZE—L. HOLLÓ

GEOPHYSICAL RESEARCH LABORATORY OF THE HUNGARIAN ACADEMY OF SCIENCES, SOPRON

[Manuscript received May 6, 1970]

The authors found a slight negative correlation in summer and positive correlation in the equinoctial periods between the occurrence of sporadic *E* and geomagnetic activity of different period (1—60 minutes). During sunspot maximum the positive correlation increasing towards periods shorter than 4 minutes appeared only in the equinoctial months, probably due to the attenuation of the ionosphere. They obtained also a maximum of positive correlation in the range of periods of 6—24 minutes.

In spite of the fact that recently many works have been published about the connection between sporadic *E* and geomagnetic activity [1—4] there are many problems yet to be solved. The relation of sporadic *E* to geomagnetic activity is namely a complex one also at medium latitudes. On the one hand, for instance, only to mention some results, AKASOFU [5] suggested that a rapidly travelling sequential E_s, wich occurs occasionally during storms, can be due to hydromagnetic waves propagated along field lines. HEISLER and WHITEHEAD [6] found an association between sporadic *E* and travelling ionospheric disturbances. The phenomenon in question is similar to the long lasting sequential E_s, wich can be observed at medium latitudes on geomagnetically quiet days, though the starting level and speed of the latter is different from that of the former [7]. On the other hand, hydromagnetic waves, especially those of shorter period ($< 10^3$ sec), are attenuated by the ionosphere and the E_s layer in it.

It is also remarkable that according to HINES [8], irregular winds in the ionospheric dynamo region, attributable to internal atmospheric gravity waves may induce geomagnetic fluctuations with time scales of the order 10 minutes to 3 hours. It is generally supposed that the formation of sporadic *E* is due to these motions. Therefore it is interesting to study the relation of sporadic *E* to geomagnetic activity of different period.

Our investigations have been stimulated by the work of MORGAN [9] too, who found nearly complete negative correlation between the occurrence of E_s ionization and geomagnetic activity within a frequency range of 1—100 sec.

As it is known, THOMAS and SMITH [10] reported that the correlation between sporadic *E* and geomagnetic activity is slightly negative at middle

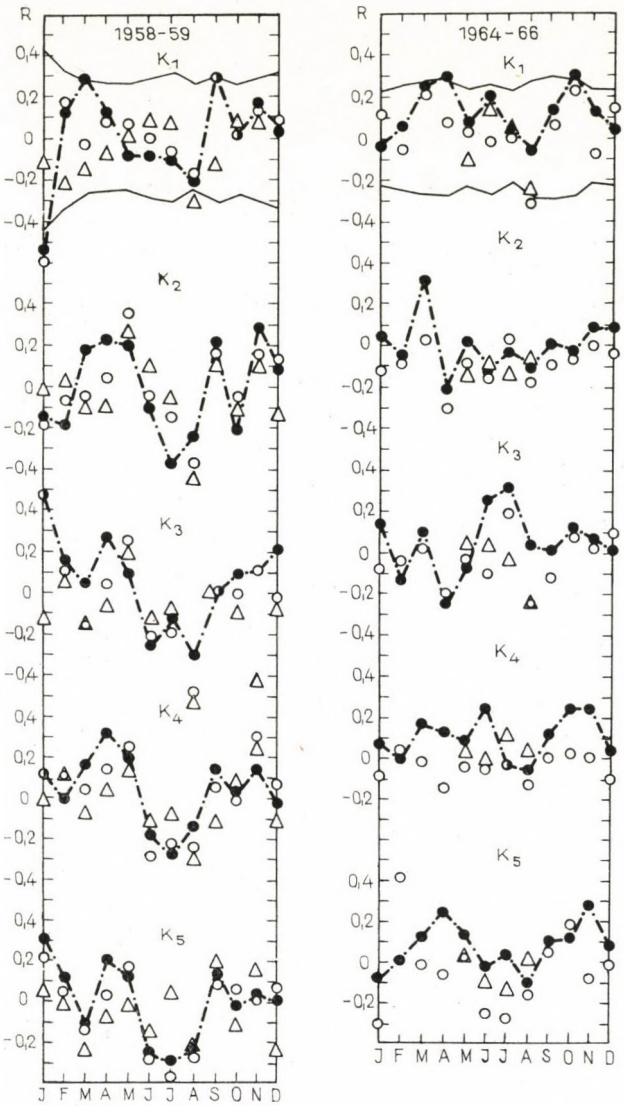


Fig. 1. Correlation coefficient between the monthly series of the daily occurrence frequency of E_s and that of the daily activity indices $K_1 - K_5$ plotted for the different months of the years of sunspot maximum and minimum in the cases $f_0E_s > 5$Mc/s (□), $f_0E_s \geq 3$Mc/s (○), and all occurrences (×). On the top of the Figure the solid line gives the 95% level of significance

latitudes (between 30° and 60° N geomagnetic latitude). This result is also confirmed by more recent investigations (see also [11]). In these studies ΣK_p or ΣK has been used as the measure of geomagnetic activity. From the point of view of considerations mentioned before, these parameters do not

enable us to carry out more detailed investigations. The activity indices obtained on the basis of earth-current records of the Geophysical Observatory near Nagycenk (Hungary) for different ranges of period afford a good opportunity for such a study. Namely, during the preparation of the records the daily activity within the ranges of period of 0 to 2, 2 to 6, 6 to 12, 12 to 24, 24 to 60 minutes is also characterized by the application of the activity indices K_1, K_2, K_3, K_4, K_5 corresponding to the above ranges in this order and the values of which range from 0 to 9 [12]. The sporadic E data referring to vertical-incidence measurements were obtained for the years 1958—59 from the reports of the ionospheric station Budapest and for the years 1964—66 from that of the ionospheric station Békéscsaba (Hungary). As a first approach the correlation coefficients between the monthly series of the daily E_S occurrence frequency and that of the different daily activity indices were computed.

At the determination of the daily occurrence frequency of sporadic E first only those cases have been considered, where the top frequency of the E_s layer f_0E_s was above 5 Mc/s. This condition limited our study essentially to the summer months because of the yearly variation of f_0E_s. The correlation between the occurrence frequency of E_s and the activity indices obtained for the different frequency ranges, however, showed generally positive values about the equinoctial months. Therefore the investigations were extended to the whole year by taking into account all those cases, when f_0E_s was equal to, or graeter than 3 Mc/s. Then the computations were repeated by considering all E_s occurrences. The correlation coefficients between the monthly series of the daily E_s occurrence frequency and that of the different daily activity indices (K_1—K_5) computed for the years of sunspot maximum (1958—59) and sunspot minimum (1964—66) are shown in Fig. 1.

It should be borne in mind that the results can be influenced by the extension of the geomagnetic disturbances characterized by the activity indices and thus by the distance between the ionospheric station Budapest, resp. Békéscsaba and the observatory near Nagycenk (180, resp. 350 km).

On the basis of the investigations, made so far, it can be stated that during sunspot maximum the correlation between the occurrence frequency of E_s and geomagnetic activity indices characteristic of periods greater than 2 minutes (K_2—K_5) is in summer generally negative. Positive correlation reaching the 95% level of significance is found in the equinoctial months. In the range of period of 6 to 12 minutes only a secondary maximum of positive correlation in April emerging from a positive wave, characteristic of the winter months, was obtained. It is interesting that the yearly variation of correlation appearing in the case of periods shorter than 6 minutes returns, though less definitely in the range of periods greater than 12 minutes.

As regards the years of sunspot minimum, both the negative and the positive values of correlation are generally lower. Only a slight negative

correlation is obtained in the summer months, the maxima of positive correlation attaining the 95% level of significance during the equinoctial months remain only in the case of periods shorter than 2 minutes and greater than 24 minutes. (For the range of period of 2 to 6 minutes mostly insignificant values have been obtained, while in the case of periods 6 to 24 minutes a rather indefinite yearly variation of correlation appears.)

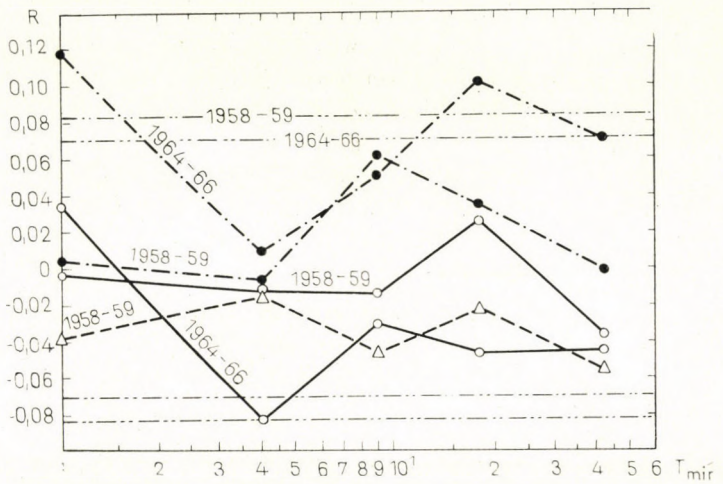


Fig. 2. Correlation between the daily occurrence frequency of E_s and the daily activity indices plotted as a function of period ranges, to which the indices refer, for the cases $f_0E_S > 5$Mc/s (□), $f_0E_S \geq 3$Mc/s (○), and all occurrences (×). The 95% level of significance is also indicated (— . . —)

In order to demonstrate the connection between the occurrence frequency of E_s and geomagnetic activity of different period the correlation coefficients as function of the period are presented for both the maximum and the minimum of the sunspot cycle in Fig. 2.

In this illustration the correlation coefficients were indicated at the centre of the ranges. On the basis of the curves it can be stated that in the years of sunspot maximum the increase of positive correlation in the case of periods shorter than 4 minutes obtained for sunspot minimum disappears. Further, the correlation has extreme values in the range of periods of 6 to 24 minutes during both sunspot maximum and sunspot minimum, surpassing the 95% level of significance. These extremes move in the years of sunspot maximum inside the above mentioned range towards shorter periods.

The correlation between the occurrence frequency of E_s and geomagnetic activity as function of the period for different seasons is also given (Fig. 3). The decomposition according to seasons shows that the increase of positive correlation in the case of periods shorter than 4 minutes during sunspot

minimum (Fig. 2) is confined to the summer and equinoctial months, but the correlation coefficient attains significant values only in the latter case. At the same time this increase of positive correlation appears only in the equinoctial months of sunspot maximum. As regards the maximum of positive correlation in the range of period of 6 to 24 minutes, it is most definite in summer during sunspot minimum, while in the case of sunspot maximum

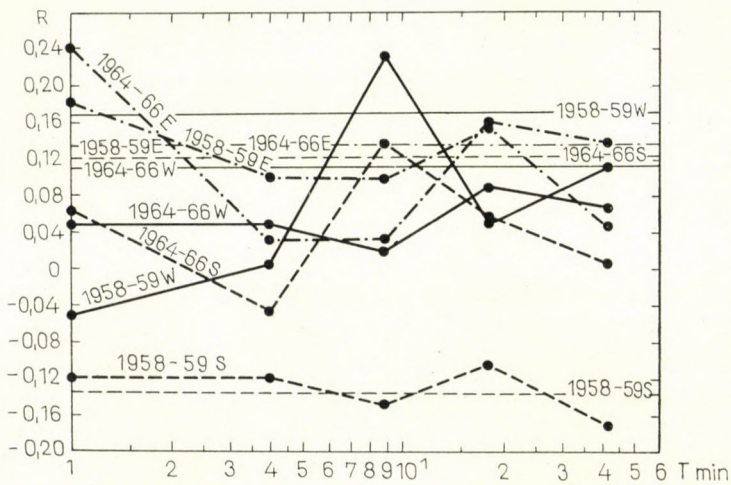


Fig. 3. Correlation between the daily occurrence frequency of E_s and the daily activity indices plotted versus period ranges corresponding to the indices for different seasons, taking all occurrences (S: May, June, July, August, E: March, April, September, October, W: November, December, January, February). The 95% levels of significance are plotted at the same manner as the curves to which they refer

it may be seen only on the winter curve, in both cases reaching significant values of correlation.

For the numerical characterization of the relationship between occurrence frequency of E_s and geomagnetic activity within different frequency ranges the regression equations have been determined. The values of the parameters of the equations having the form

$$n = \bar{n} + mK$$

are given in Table I, where $\bar{n}$ is the average daily occurrence frequency of E_s and m the slope of the regression line. It should be kept in mind that the data for the case of $f_0E_s > 5$ Mc/s referring to the sunspot minimum (1964—66) are computed only from summer values.

From the Table it is clear that the occurrence frequency of E_s generally decreases with increasing geomagnetic activity, except the case, if all E_s occurrences are considered; that is, in spite of the periods of positive correlation considering the whole year negative correlation predominates. The

Table I

	$f_0E_s > 5$Mc/s			
	1958—59		1964—66	
	$\bar{n}$	m	$\bar{n}$	m
K_1	2,45	—0,027	4,01	+0,052
K_2	2,49	—0,042	4,41	—0,460
K_3	2,69	—0,084	5,30	—0,238
K_4	2,56	—0,057	4,13	+0,045
K_5	2,56	—0,049	4,64	—0,209
	$f_0E_s \geq 3$Mc/s			
	1958—59		1964—66	
	$\bar{n}$	m	$\bar{n}$	m
K_1	8,54	+0,113	7,43	+0,056
K_2	9,01	+0,004	7,78	—0,181
K_3	9,27	—0,062	8,02	—0,076
K_4	8,78	+0,061	7,91	—0,102
K_5	9,35	—0,076	7,92	—0,110
	All occurrences			
	1958—59		1964—66	
	$\bar{n}$	m	$\bar{n}$	m
K_1	11,22	+0,077	18,85	+0,154
K_2	14,39	+0,034	19,55	+0,025
K_3	14,27	+0,059	18,97	+0,138
K_4	14,14	+0,096	19,22	+0,159
K_5	14,48	+0,008	19,35	+0,100

greater the top frequency, chosen by the establishment of the occurrence frequency, the closer the relation will be. Further, the Table shows that the occurrence frequency of E_s is more sensitive to the variations of geomagnetic activity in the epoch of minimum solar activity, than during the maximum. Comparing the data of the second and fourth columns of the Table, it is obvious that in summer the dependence of the occurrence frequency of E_s on geomagnetic activity is greater, than the yearly average. As regards the different ranges of period, the occurrence frequency of E_s is most sensitive to geomagnetic fluctuations with periods of 2 to 6 minutes.

From the considerations above some conclusions may be drawn. In the case of periods shorter than 4 minutes the connection between the occurrence of sporadic E and geomagnetic activity is complex. On the one hand, the increase of positive correlation towards periods shorter than 4 minutes is greatest during the years of both sunspot maximum and sunspot minimum in the equinoctial months (Fig. 3). This means that geomagnetic activity may contribute to the formation of E_S. On the other hand, the presence of this increase of positive correlation in summer during sunspot minimum and the lack of it in the same period during sunspot maximum indicates the presence of another effect. It may be the damping of the ionosphere exerted on geomagnetic activity.

As regards the maximum of positive correlation in the range of period of 6 to 24 minutes, it should be studied by taking into consideration the different types of E_S and by applying a more detailed time scale. In any case, the problem deserves further interest.

REFERENCES

1. Yinn-Nien, Huang: Geomagnetic activity and occurrence of sporadic E in the Far East. *J. Geophys. Res.* 70 (1965), 1187.
2. Овезгельдыев, О., Останина, М. Б.: О связи E_S с магнитной активностью. *Геомагн. и аэрономия*, VI. 938 (1966)
3. Chowdhury, N. and Guha, D.: A note on geomagnetic activity and sporadic E. *J. Geophys. Res.* 72 (1967), 3515.
4. Schaeffer, R. C.: The relation of auroral 'flat type' sporadic-E to magnetic disturbance. *J. Atmosph. Terr. Phys.* 29 (1967), 1511.
5. Akasofu, S. J.: On the geomagnetic micropulsations. *Rep. Ionosp. Res. Japan* X (1956), 227.
6. Heisler, L. H. and Whitehead, J. D.: F-region travelling disturbances and sporadic E-ionization. *J. Geophys. Res.* 65 (1960), 2767.
7. Matsushita, S.: Sequential E_S and lunar effects on the equatorial E_S. *J. Geomagn. Geoelect.* 7 (1955), 91.
8. Hines, C. O.: Wind-induced magnetic fluctuations. *J. Geophys. Res.* 70 (1965), 1758.
9. Morgan, A. D.: An observed correlation between the occurrence of sporadic E and magnetic activity. *J. Atm. Terr. Phys.* 29 (1967), 1633.
10. Thomas, J. A.—Smith, E. K.: A survey of the present knowledge of sporadic E ionization. *J. Atmosph. Terr. Phys.* 13 (1959), 295.
11. Жеребцов, Г. А., Курилов, В. А.: Геомагнитная активность E_S — образования и ионосферное поглощение радиоволн. *Геомагн. и аэрономия*, X. 160 (1970).
12. Ádám, A.— Verő, J.: Das Erdstrom-Observatorium bei Nagycenk (Ungarn). *Geofisica pura e applicata* 39 (1958), 126.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ОТ ПЕРИОДА КОРРЕЛЯЦИИ МЕЖДУ ЧАСТОТОЙ СПОРАДИЧЕСКОГО СЛОЯ E И ГЕОМАГНИТНОЙ АКТИВНОСТЬЮ

П. БЕНЦЕ—Л. ХОЛЛО

РЕЗЮМЕ

Авторы между появлением спорадического слоя E и геомагнитной активностью различных периодов (1—60 мин) находили летом отрицательную, а во время солнечного равноденствия положительную корреляцию. Во время максимума солнечных пятен положительная корреляция, возрастающая в сторону периодов короче 4 минут, замечается только в месяцах солнечного равноденствия, вероятно, вследствие затухающего влияния ионосферы. Получили максимум положительной корреляции и в интервале 6—24 — минутных периодов.

Acta Geodaet., Geophys. et Montanist. Acad. Sci. Hung., Tomus 6 (3—4), pp. 279—304 (1971)

DIE AUTOMATISIERUNG DER GEODÄTISCHEN SATELLITENBEOBACHTUNGEN UND AUSWERTUNGEN

F. HALMOS

KANDIDAT DER TECHNISCHEN WISSENSCHAFTEN
GEODÄTISCHES FORSCHUNGSLABORATORIUM DER UNGARISCHEN AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN, SOPRON

I. KÁDÁR

INGENIEURSCHULE FÜR VERMESSUNGSWESEN, SZÉKESFEHÉRVÁR

F. KARSAY

UNTERNEHMEN FÜR VERMESSUNGSWESEN UND BODENUNTERSUCHUNG, BUDAPEST

[Eingegangen am 6. Juni 1970]

Die Verfasser untersuchen die Möglichkeiten der Automatisation der photographischen, lasertechnischen und Doppler-meßtechnischen Satellitenbeobachtung von der Planung der Messung bis zur Berechnung der geodätischen Koordinaten. Die in Tabellen zusammengestellten Schemen enthalten die Arbeitsprogramme der Beobachtungen, die Vorbereitung der Auswertung, die automatisierte Ausmessung der Bildkoordinaten, die Orientierung der Aufnahme-Platten, die Berechnung der Korrektionen und die Datenverdichtung. Sie geben kurz die prinzipielle instrumententechnische Lösung, sowie das System der gekoppelten Arbeit der Meßkomparatoren und der Komputer an. Die letzte Phase enthält das nötige Programm der Ausgleichung und Koordinatenberechnung. Hier werden außer den photographischen Satellitenbeobachtungen die lasertechnischen und Dopplerschen Beobachtungen, sowie die herkömmlichen geodätischen Messungen (Triangulierung, Nivellierung, astrogeodätische und gravimetrische Messungen, usw.) auch einbezogen. In Zusammenhang mit den Berechnungen werden Vorschläge für einige Vereinfachungen angegeben.

Ungarn hat sich verhältnismäßig spät in die photographische Beobachtung der künstlichen Erdsatelliten eingeschaltet, obwohl die Anfangsversuche schon vor Jahren angelaufen sind. Die sozialistischen Nachbarländer sind uns auf diesem Gebiete teilweise vorangegangen, sie haben schon ihre Beobachtungsstationen in verschiedenem Grade der Modernisierung eingerichtet und ausgebaut.

In unserem Lande wird es die Aufgabe der nächsten Jahre sein, daß angemessene und planmäßige Beobachtungsarbeiten in Gang gesetzt werden. Dieser spätere Anfang hat gewiß Nachteile, schließt aber den Vorteil in sich, daß man die Beobachtungsstation und das Beobachtungs- und Berechnungssystem aufgrund modernerer Prinzipien und praktischer Erfahrungen ausbauen kann. Es lohnt sich, die Frage schon jetzt so aufzuwerfen, damit wir die modernsten technischen Möglichkeiten heranziehen und möglicherweise von der jetzigen Technik der Nachbarländer abweichend, fortgeschrittenere Methoden und Technologie ausarbeiten. Dies ist um so wichtiger, als diese Technologien auch gegenwärtig und in Zukunft weiter entwickelt werden.

Daher scheint es zweckmäßig, sich die volle Automatisierung der photographischen Satellitenbeobachtung zur Aufgabe zu stellen, obwohl es ganz einleuchtend ist, daß dies — zeitlich aufgefaßt — nur in mehreren Stufen erreichbar ist. Perspektivisch ermöglicht dieser Plan, daß die Ausführungsweise der nächstliegenden Aufgaben mit dem sich entwickelnden zuletzt vollautomatisierten System in vollem Einklang sei. Die hier entworfene Zusammenfassung will dem perspektivischen Ziel dienen, dessen Verwirklichung in den Einzelheiten noch sehr umfangreiche Ausarbeitung und Versuche erfordert.

Von den wohlbekannten Vorteilen der Automatisierung verdient der Zeitfaktor besondere Beachtung, da bei den gegenwärtigen Auswertungsmethoden die Tatsache als ein wesentlicher Nachteil auftrat, daß zwischen der Beobachtung und der Auswertung verhältnismäßig viel Zeit vergeht. Das ist besonders wegen der Film- oder Plattenverzerrung sehr nachteilig und macht die Richtigkeit der ganzen Rechnung sehr zweifelhaft. Durch den Ausbau des von uns vorgeschlagenen Systems wird die Durchlaufszeit wesentlich verkürzt, was eine unumgängliche Bedingung der Herstellung eines zeitgemäßen Netzes ist.

Die Automatisation hat bezüglich des Zeitgewinns und der Genauigkeitssteigerung eine Bedeutung. Das System kann automatisch die Daten jener nötigen Stationen und Satelliten-Lagen nacheinander aufzeichnen, die wegen der homogenen Bestimmung registriert werden müssen. Die Automatisation muß daher nicht als eine rechentechnische oder instrumententechnische Lösung, sondern als regelungstechnisches bzw. Arbeitsorganisations-System betrachtet werden. Die ausführlichere Erörterung dieser Frage ist das Ziel dieser Arbeit. Bei unseren Untersuchungen wurden synchrone und asynchrone Satelliten-Beobachtungen vorausgesetzt. Mit der Sicherung der Homogenität soll die Genauigkeitssteigerung gewährleistet werden.

Bei lasertechnischen und Dopplerschen Beobachtungen sind die Meßwerte entweder schon voraus digitalisiert oder durch jegliche elektrische analoge Signale leicht digitalisierbar. Dies ist nicht der Fall bei photographischen Satellitenbeobachtungen. Infolgedessen sind die lasertechnischen, Dopplerschen und radiotechnischen Beobachtungen viel leichter digitalisierbar als die photographischen. Diese Frage ist in der Fachliteratur schon eingehend erörtert worden [34, 35, 36].

Da in Ungarn zur Zeit in erster Linie die photographische Beobachtung der Satelliten im Vordergrund steht, wird hier diese Frage besprochen. Die entsprechenden lasertechnischen und Dopplerschen Beochbachtungsergebnisse werden in den automatisierten Arbeitsprozeß an entsprechender Stelle eingebaut. Die Entwicklungstendenz zeigt, daß alle drei Beobachtungssysteme gleichzeitig angewendet werden und dadurch der Einfluß der systematischen Fehlereffekte auf die geodätischen Berechnungsdaten beträchtlich vermindert werden kann. Das Hauptproblem der totalen Automatisation

besteht in der Digitalisierung der Bildinformationsdaten. Es muß bemerkt werden, daß die Photoplatte (Bildmaterial) als analoge Speicherung keine ideale Möglichkeit bedeutet. Wird nämlich einfachheitshalber eine solche Platte vorausgesetzt, welche lauter Sternpunkte gleicher Größe und Helligkeit enthält, so ist es offenkundig, daß zur Informationsspeicherung uns ein solches ABC zur Verfügung steht, welches nur aus zwei Buchstaben besteht. Der eine Buchstabe ist der helle Punkt, der zweite der dunkle. Es ist selbstverständlich, daß die Wahrscheinlichkeit des Vorkommens beider Buchstaben nicht gleich ist. Laut des Prinzips der Informationstheorie ist zur idealen Speicherung der Information so ein ABC am geeignetsten, bei welchem das Vorkommen sämtlicher Buchstaben gleich ist.

Das automatisierte System bedeutet auch den Vorteil, daß sich die Koordinaten der Punkte des entwickelten Netzes auf fast einen und denselben und nicht auf einen viel früheren Zeitpunkt beziehen. Die zeitliche Veränderlichkeit der geodätischen Punkte und des Schwerefeldes (dynamische Satellitengeodäsie) kann dadurch besser überprüft werden.

Die Vollautomatisierung ist — soweit unsere Kenntnisse reichen — im Weltmaßstabe heute praktisch noch nicht verwirklicht, doch Teilergebnisse sind in großer Zahl vorhanden. Diese heranzuziehen und beim jetzt beginnenden Ausbau eines einheimischen Beobachtungs- und Rechnungssystems anzuwenden, wird unbedingt nützlich sein und wird bedeutende Vorteile bringen. Die Investitionen, Versuche und Erfahrungen anderer Institute dürfen nicht außer acht gelassen werden.

Viele Institute und Institutionen besitzen solche Erfahrungen. Von den Entwicklungen der westlichen Länder sollen folgende hervorgehoben werden:

Eine verhältnismäßig längere Zeit auf diesem Gebiet arbeitende Institution ist die Geodätische Fakultät der Ohio State University, welche auch für die NASA-Organisation der Vereinigten Staaten Forschungsarbeit leistet.

Nach den Publikationen und auch nach unseren Erfahrungen zu urteilen, sind auch die Leistungen der Geodätischen Forschungsinstitute in München und Frankfurt a. M. (DBR) sehr bemerkenswert.

Zahlreiche Publikationen haben — unter anderen — das Smithsonian Astrophysical Observatory und US Coast and Geodetical Survey Office veröffentlicht.

Persönlich hervorragend ist die Tätigkeit von SHONGOLOWITSCH, WOLF, RINNER, SCHMID, KAULA, ARNOLD, MUELLER u. a. sowie von ihren Mitarbeitern [1—6, 22, 25, 27, 28].

Auf dem Gebiet der Berechnungen, mathematischen Modellierungen können die Untersuchungen von KLENICZKIJ [7] hervorgehoben werden, der als erster die Vektoralgebra zur Lösung von Kameraorientierungsaufgaben anzuwenden versuchte. Die Artikel von BATRAKOV, THOMPSON und SHUT, der die rationellen Lösungen der räumlichen Drehung vorgeschlagen hat, sind

von maßgebender Bedeutung [8, 9, 26]. Als heimische Ansätze mögen noch die Artikel in [10, 11] erwähnt werden, wo die Anwendung beliebiger annähernder Koordinaten und das Aufschreiben durch Normalgleichungssystem mit unbestimmten Werten ohne Verbesserungsgleichungen in Vorschlag gebracht wurde. Auf dem Gebiet der Rechnungen wird den modernen Richtungen gemäß die seit Gauß übliche Methode der herkömmlichen Zusammenstellung, Speicherung und Lösung der Normalgleichungen von TEWARSON und ASHKENAZI einer Kritik unterzogen und es scheint, daß man in diesem Bereich mit sehr bedeutsamen Einsparungen rechnen darf [12, 13].

Das Hauptmerkmal dieses Systems besteht darin, daß als Richtungsparameter einheitliche (Tangential) Standardkoordinaten angewendet werden und dadurch der zweckdienliche Einklang der Beobachtungsergebnisse mit den gesuchten unbekannten Größen gesichert wird.

Von den Geräten ist die Anwendungsmöglichkeit der mit großer Präzision arbeitenden Komparatoren zu untersuchen. Von der großen Zahl der weltweit bekannten Geräte und Vorrichtungen verdienen die Hilfsvorrichtungen der Mikroelektronik: *der Photofühler* der automatischen Visiervorrichtung [14] eine große Bedeutung.

1. Überblick der Hauptstufen der Automatisierung

Der Zweck unseres Vorschlages ist, einen in seinen Zusammenhängen ausgearbeiteten, aber in Einzelheiten noch nicht verwirklichten vollautomatisierten Prozeß darzustellen, von der Vorbereitung der photographischen Beobachtung bis zur Angabe der endgültig ausgeglichenen Netzkoordinaten.

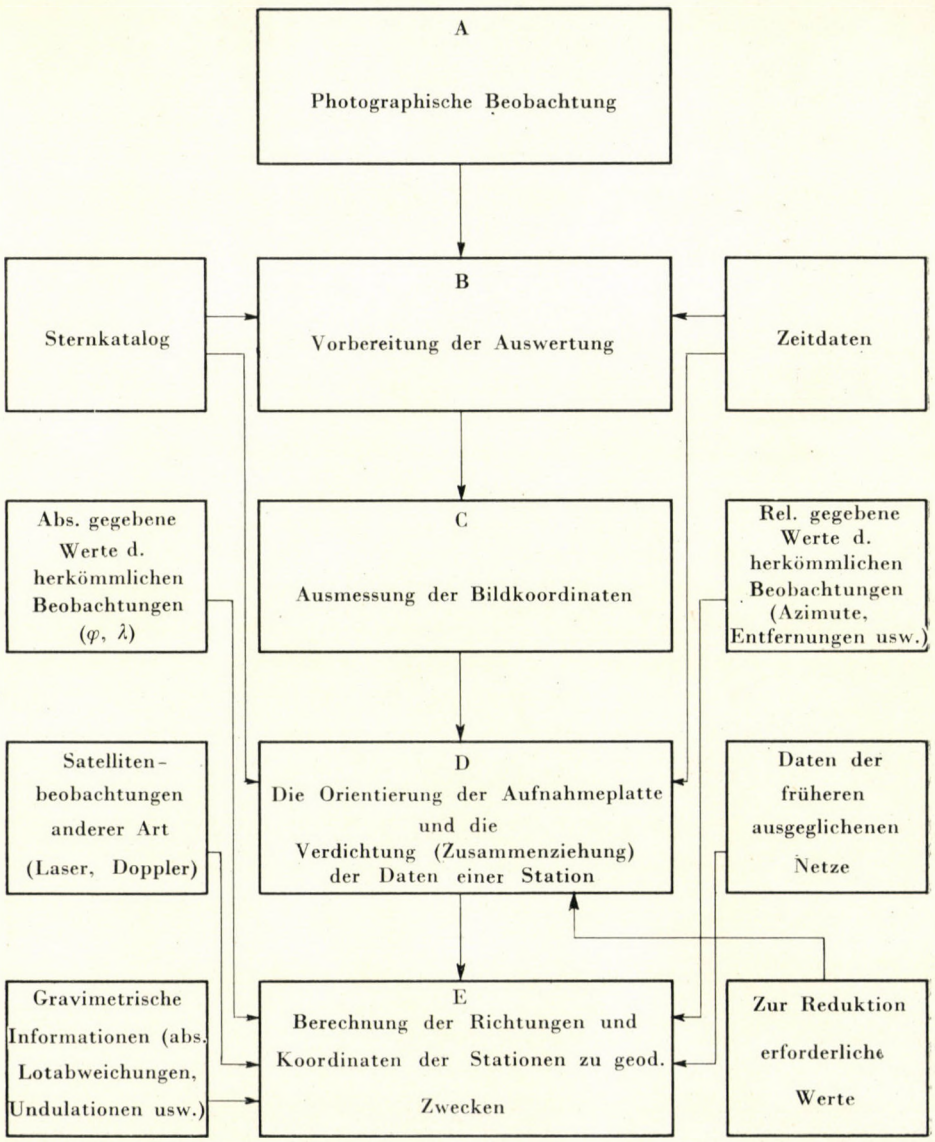
Die Automatisierung wurde mit der Fertigstellung des Arbeitsplanes angefangen und unsere Aufgabe war, daß damit begonnen, die zur Rechnung benötigten Angaben in einem ganzen, zusammenhängenden Prozeß teilnehmen. Wir haben auch daran gedacht, daß die photographischen Satellitenbeobachtungen auch von andersartigen ergänzt werden, wie von elektronischen Satellitenbeobachtungen, Laser- und DOPPLER-Messungen usw., von den absoluten und relativen Koordinaten der Erdstationen (geographische Koordinaten bzw. Azimute, Entfernungen usw.). Wir mußten auch damit rechnen, daß bei der Ausgleichung der neuen photographischen Beobachtungen die Einbeziehung der früher ausgeglichenen, identische Punkte enthaltenden Netze wichtig ist. Die volle Reihe der Automatisierung ist in einem allgemeinen Blockschema vorgelegt (Tabelle 1), wo die Hauptstufe des Automatisierungsprozesses durch die Buchstaben A, B, C, D und E bezeichnet ist.

Block A zeigt die photographische Beobachtung, Block B veranschaulicht die Vorbereitung der Auswertung, wobei Sternkatalog- und Zeitangaben angewendet werden. Block C bezeichnet den Arbeitsprozeß der Ausmessung von Bildkoordinaten, Block D die Orientierung der photographischen Platte

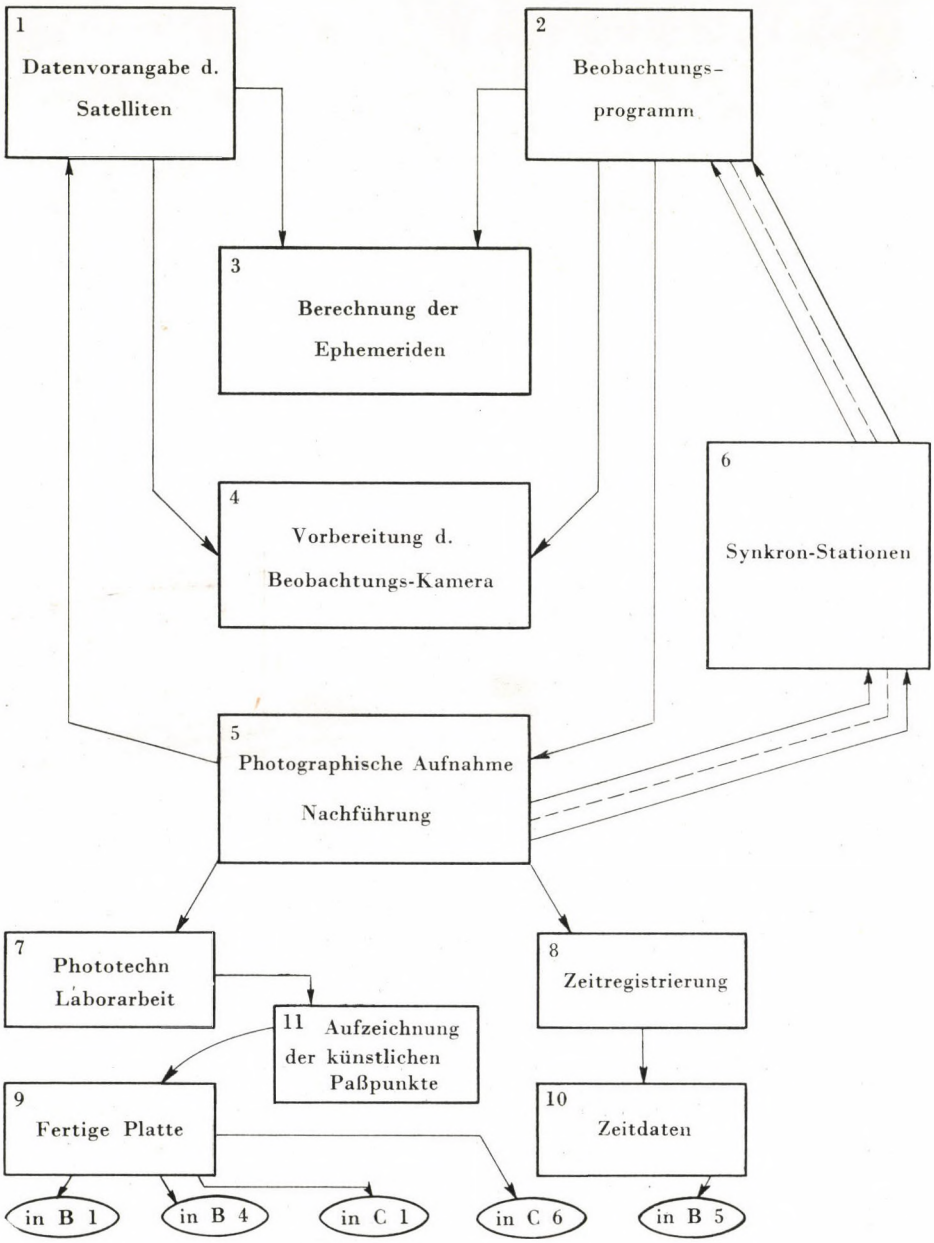
Tabelle I

Automatisierung der geodätischen Satellitenbeobachtungen und Auswertungen

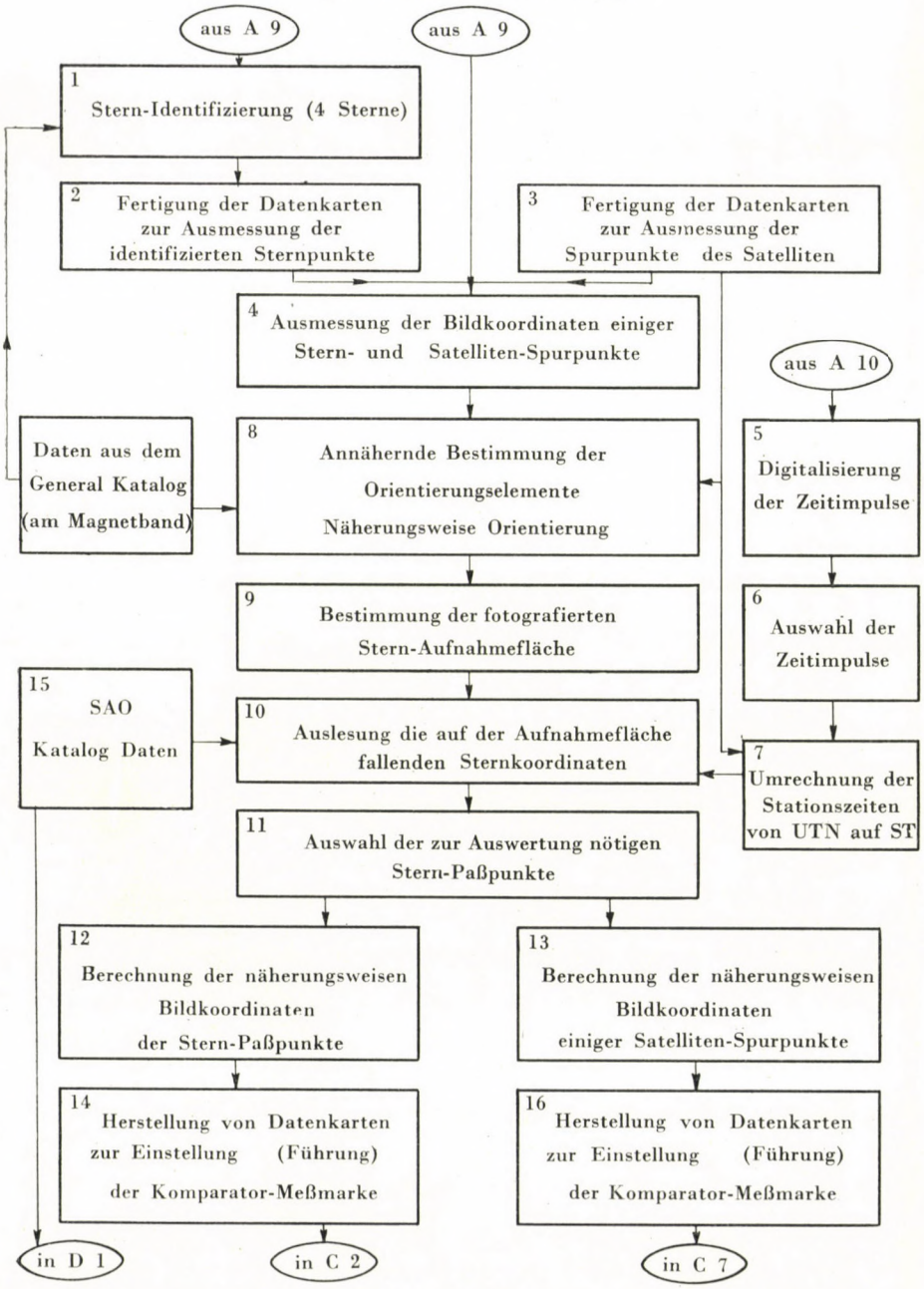
Allgemeines Blockschema



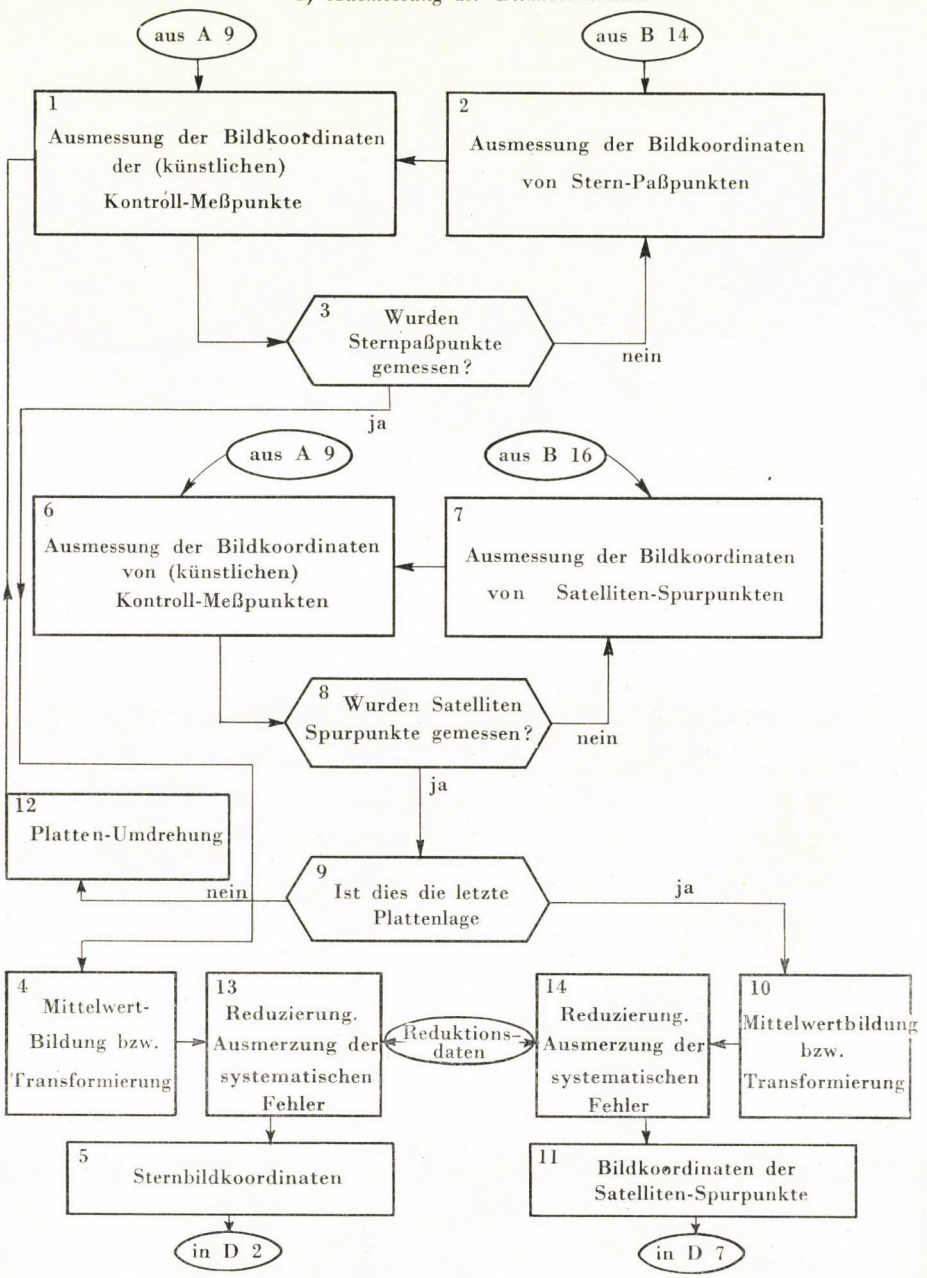
A) *Beobachtung*



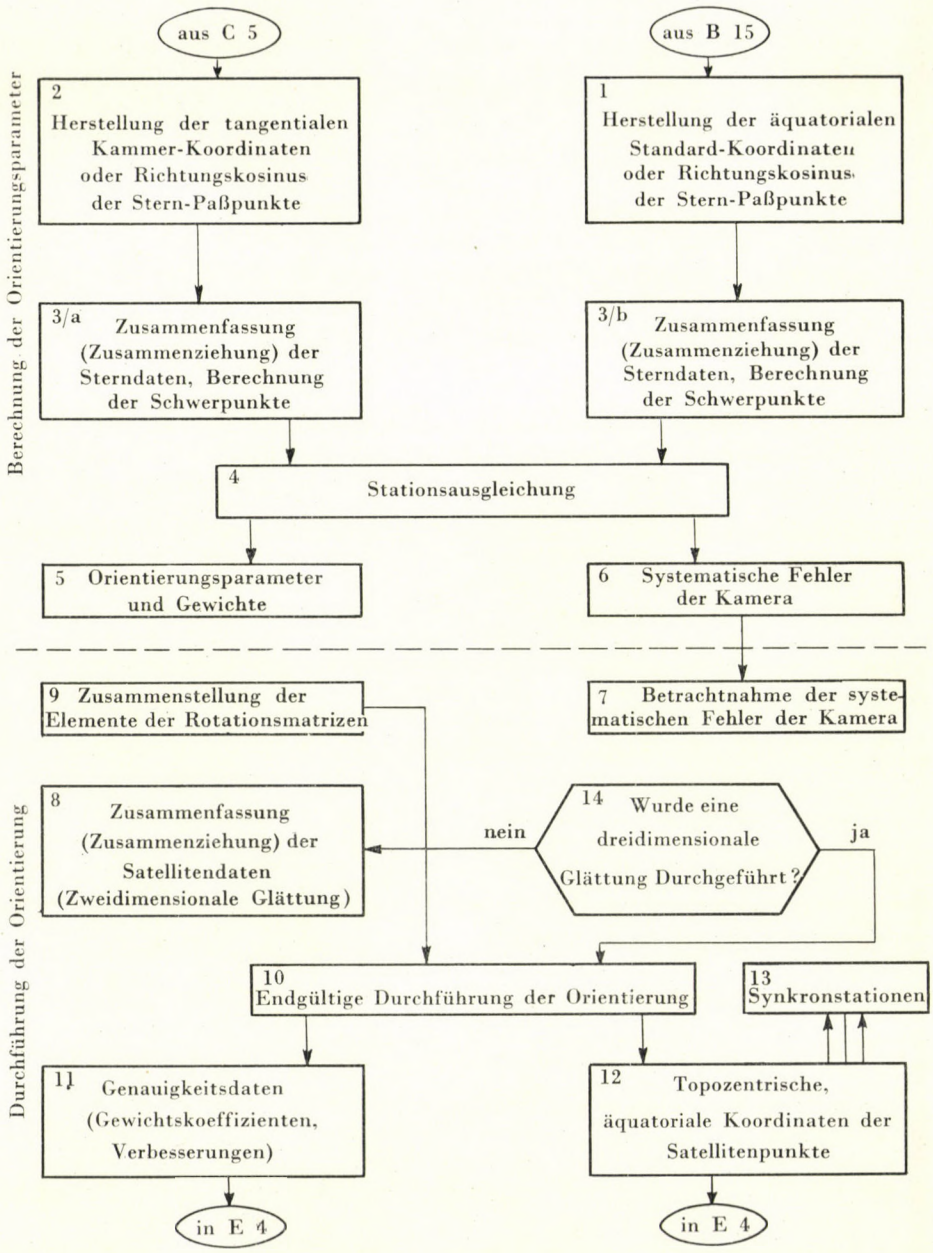
B) *Vorbereitung der Auswertung*



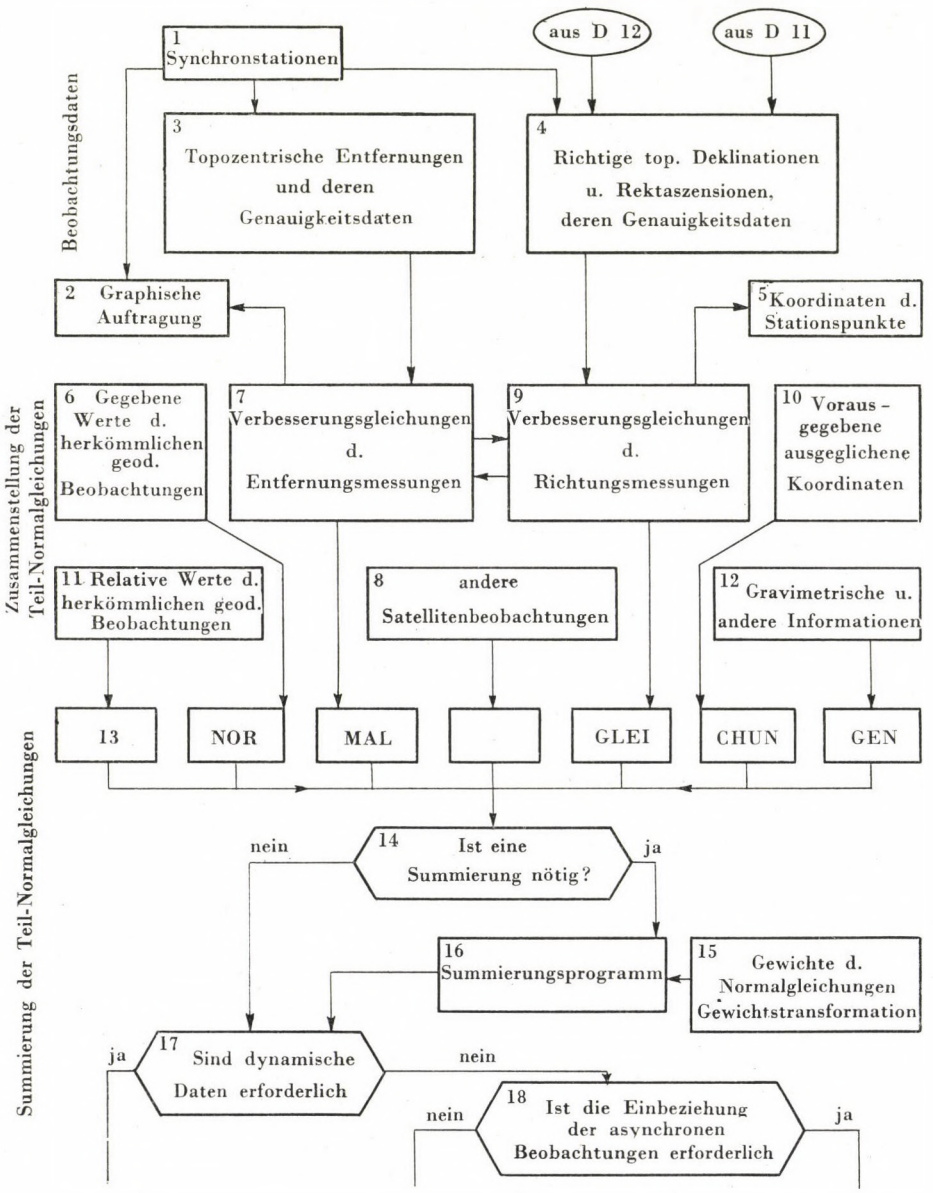
C) *Ausmessung der Bildkoordinaten*

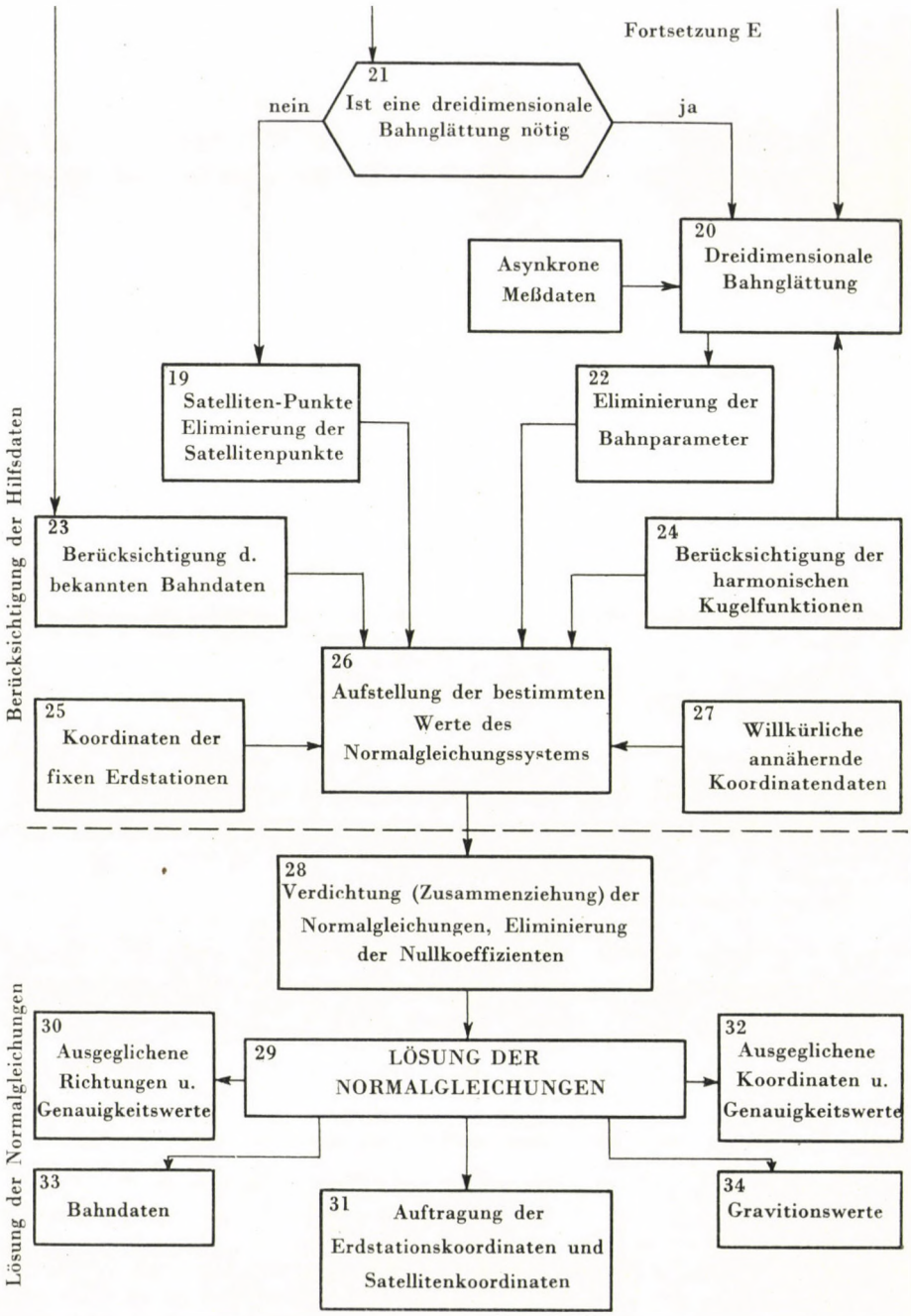


D) *Orientierung der Aufnahmeplatten und Zusammenfassung der Daten auf eine Station bezogen*



E) *Berechnung der Richtungen und Koordinaten für geodätische Zwecke*




Fortsetzung E
21
Ist eine dreidimensionale Bahnglättung nötig
nein
ja
20
Dreidimensionale Bahnglättung
Asynkrone Meßdaten
19
Satelliten-Punkte Eliminierung der Satellitenpunkte
22
Eliminierung der Bahnparameter
Berücksichtigung der Hilfsdaten
23
Berücksichtigung d. bekannten Bahndaten
24
Berücksichtigung der harmonischen Kugelfunktionen
26
Aufstellung der bestimmten Werte des Normalgleichungssystems
25
Koordinaten der fixen Erdstationen
27
Willkürliche annähernde Koordinatendaten
28
Verdichtung (Zusammenziehung) der Normalgleichungen, Eliminierung der Nullkoeffizienten
Lösung der Normalgleichungen
30
Ausgeglichene Richtungen u. Genauigkeitswerte
29
LÖSUNG DER NORMALGLEICHUNGEN
32
Ausgeglichene Koordinaten u. Genauigkeitswerte
33
Bahndaten
31
Auftragung der Erdstationskoordinaten und Satellitenkoordinaten
34
Gravitionswerte

und die Zusammenfassung der zu ein und derselben Station gehörenden Angaben. Als Nebenangaben dazu erscheinen hier die Sternkatalog- und Zeitangaben, sowie die zur Reduktion nötigen anderweitigen Angaben. In der letzten Stufe E vollzieht sich der Endprozeß der Berechnung: die Ausgleichung und die Koordinatenberechnung, die dazu einbezogenen Angaben, die absoluten und relativen Koordinaten der Erdstationen, sowie andersartige Satellitenbeobachtungen (Laser- und DOPPLER-Angaben), ferner die von früher ausgeglichenen Netzen herrührenden Angaben. Auch die gravimetrischen Informationen werden hinzugenommen.

2. Die Eigenschaften der Automatisierung in ihren Einzelheiten

A) Die photographische Beobachtung

Im folgenden wird das Blockschema in einzelne Teile zerlegt, jeder mit einem lateinischen Buchstaben bezeichnete Block wird in einem Blockschema in je einer Tabelle ausführlich dargelegt.

Zuerst wird die photographische Beobachtung gezeigt (Block 2).

Für die Beobachtung benötigt man zuerst die den Durchgang des künstlichen Erdsatelliten im voraus anzeigenden Angaben (prediction), ferner die Fertigstellung des Beobachtungsprogramms. Aufgrund dieser Ausgangsangaben wird die Berechnung der Ephemeriden vollzogen. Das Beobachtungsprogramm wird durch Berücksichtigung der von den Synchronstationen einlaufenden Informationen ergänzt. Diese werden zur Berechnung der Ephemeriden verwendet.

Die vorbereitete Kamera wird dann der Bewegung des Satelliten nachgeführt und der Satellit wird vor dem Hintergrund der Sterne photographiert. Die Endprodukte dieser Operationen: die Zeitregistrierungen und die im Photolaboratorium entwickelten Platten bzw. Filme sind unterhalb des Blocks zu sehen. Schließlich der dritte Ort, wohin man die Endergebnisse der eigentlichen Beobachtungen zuschickt: das Netz der Synchronstationen bzw. deren Koordinierungszentrum. Es wird auch das gemeldet, in welchem Zeitpunkt die erfolgreiche oder erfolglose Beobachtung ausgeführt wurde, also, ob die Station das Beobachtungsprogramm vollbracht hatte.

Der Prozeß der Beobachtungen geht so mit der Herstellung des Bandes (oder eines anderen Registratums) der Zeitangaben und der Negative zu Ende.

B) Die Vorbereitung der Auswertung

Die Auswertung erfolgt durch die Verwendung der Endergebnisse der vorangegangenen Operationen.

Die Vorbereitung beginnt mit der mittels der Sternkarte durchzuführenden Identifikation von 4 Sternen in der Platte. Das ist sozusagen die

einzige Phase, die *menschlichen Eingriff* erfordert. Es ist die einzige kurze Operation und stört die Automatisierung nicht.

Nach der Identifikation ist die Lochung der entsprechenden Datenkarten für die Ausmessung der Sterne nötig. Außer den Datenkarten dieser vier Sterne muß man Datenkarten auch für die Ausmessung der Spurlinie der Satelliten herstellen. Dann folgt als Hauptaufgabe die Ausmessung der Bildkoordinaten einiger Stern- und Satellitenpunkte. Die Näherungsorientierung wird mittels *Komputerprogramms* aufgrund der Angaben von auf dem Magnetband befindlichen General-Catalog-Daten durchgeführt. Gleichzeitig führt das Programm auch die Abgrenzung des dargestellten Himmelsgebietes aus.

Danach können die Koordinaten jedes auf diesem Gebiet liegenden, vorgezeichneten Sternes aus dem ausführlichen SAO Katalog ausgeschrieben werden. Die für die Auswertung nötigen Sternpaßpunkte werden nach angemessenen Gesichtspunkten vom Programm ausgewählt. Nicht jeder an der photographischen Platte befindliche Stern wird als Paßpunkt verwendet, sondern man wird bei der Auswahl nur bis zu einer bestimmten Sternhelligkeit gehen. Ferner sollten die Sterne in der Bildfläche gleichmäßig verteilt sein (z. B. je cm^2 oder bei konzentrischen Kreisen in radialer Verteilung je ein Stern pro Segment). Dann folgt die Berechnung der Näherungswerte der Bildkoordinaten für die künstlichen Kontrollpunkte und sämtlicher Spurpunkte des Satelliten.

Anschließend werden jene Datenkarten gefertigt, die die Meßmarke des Komparators annähernd, ohne menschlichen Eingriff, automatisch an die Punkte führen.

Als Nebenprozeß wird die Digitalisierung der am Magnetband fixierten Zeitimpulse ausgeführt, und die Auswahl der für die Auswertung benötigten Zeitimpulse wird durchgeführt. Dann folgt der Übergang der Zeitangaben von der Weltzeit zur Sternzeit. Diese Zeitangaben sind für die Bestimmung des dargestellten Himmelsgebietes nötig.

Dieselbe Zeitangabe wird für die annähernde Orientierung sowie für die Herstellung der zur Ausmessung der Satellitenspurpunkte nötigen Datenkarten angewendet. Das Endergebnis des Prozesses B ist also das Bündel der Datenkarten, welches die eigentliche Auswertung vorbereitet und erleichtert.

C) Die Ausmessung der Bildkoordinaten

Die automatische Ausführung der Ausmessung der Bildkoordinaten kann durch ein System vor sich gehen, das drei Zyklen enthält. Die Eingangsangaben dieser Operation sind die Endergebnisse des vorangegangenen Prozesses B, jene Datenkarten, die die Meßmarke des Komparators an dem auszumessenden Punkt steuern.

Die Datenkarten sichern nur die mehr oder weniger genaue Einstellung, d. h. sie helfen dabei, daß das Bild des zu verfolgenden Punktes in das Visierfeld kommt. Die feine Einstellung geschieht heute meistens durch menschliche Arbeit, was sehr ermüdend ist und die Arbeit der Auswertung erheblich verlängert. Wir haben keine Kenntnis davon, daß dieser Vorgang schon irgendwo vollautomatisiert wäre. Die technischen Vorbedingungen aber sind schon

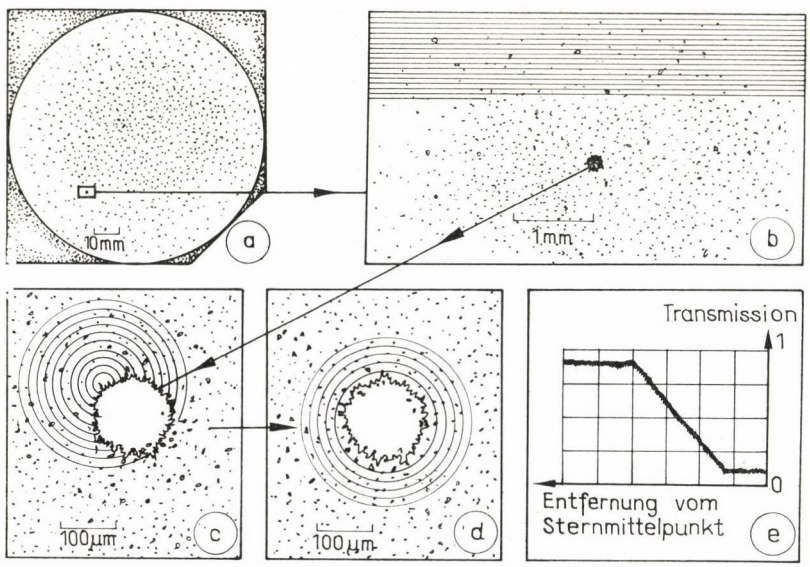


Abb. 1

dazu vorhanden, daß auch die feine Einstellung automatisiert werden könne Grund dazu bieten die lichtempfindlichen Vorrichtungen, mittels welcher die Punkteinstellung mit einer nominellen Genauigkeit von 1 Mikron durchführbar ist [14]. Diese Automatisierung macht bei der Ausmessung beliebige Wiederholungen möglich. Teilweise Lösungen sind in der photogrammetrischen Meßtechnik bekannt. In den letzten Monaten sind kurze Informationen über ein automatisiertes Meßgerät »GALAXY« ausgegeben worden [32, 33]. Die Abkürzung ist aus den Anfangsbuchstaben des folgenden englischen Ausdruckes zusammengestellt »General Automatic Luminosity and X—Y measuring engine«. Die Ausmeß-Einrichtung ist vollkommen automatisiert und ihre Wirkungsweise wird an Abb. 1 dargestellt. In Abb. 1 ist unter a) eine mit Schmidt-Teleskop gemachte Aufnahme zu sehen. Die Bilder der Sterne sind am Negativ als schwarze Punkte sichtbar. Eine solche Aufnahme enthält — hinsichtlich der Fernsehbild-ähnlichen Abtastung — 40 000 Bildpunkte. Der grobe Fühler wählt einen gewissen Teil des Negativs zur Ausmessung (an Teil a) mit einem Rechteck bezeichnet) aus. Der 1b Abbildungsteil zeigt

vergrößert den ausgewählten Negativteil. Die automatisierte Einrichtung stellt sich binnen dem vergrößerten Flächenteil, nach der linearen Abtastung auf den Sternbildpunkt ein. An dem 1c) Abbildungsteil ist der vergrößerte Sternbildpunkt zu sehen. Die Einrichtung tastet mit konzentrisch-ringförmiger Abtastung die ausgewählte Fläche ab. Der 1d) Abbildungsteil wurde von demselben vergrößerten Sternaufnahmebild gemacht, welches die Zentrierung

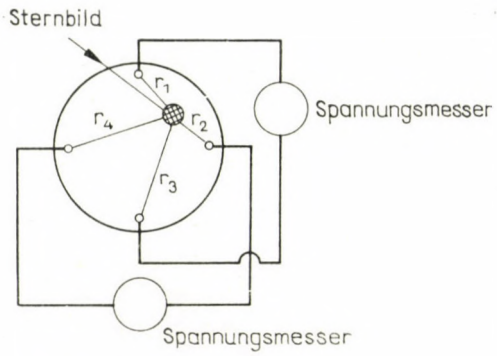


Abb. 2

des mit dem GALAXY-Gerät vergrößerten Sternbildes darstellt. Dies wird vom Instrument mit 1 μm Schärfe durchgeführt. Der Abbildungsteil 1e) zeigt des Oszilloskopbild von GALAXY. Die Genauigkeit der Auswertung beträgt 0,25 μm. Die 3,6 t schwere Einrichtung besteht aus einem Elliott-Rechenautomat Typ No. 4130, einem Schmidt-Teleskop, einem Präzisions-Komparator und einem photoelektrischen System. Das maximale Maß der Photoplatte beträgt 25,4 cm^2; der Durchmesser des Feinabtasters ist 256 μm.

Die die Lage abtastenden Photoelemente wirken aufgrund eines gegengesetzten Prinzips. Sie stellen solche »output«-Signale her, die mit der Lage des beleuchteten Punktes auf der empfindlichen Fläche in Verhältnis stehen. Das Wirkungsprinzip der Photoelemente beruht darauf, daß infolge ungleichmäßiger oder lokaler Beleuchtungen außer der Photospannung in Querrichtung auch solche Spannungen auftreten, welche mit dem Durchgang parallel sind. Die Photospannung in Längsrichtung kann gemessen werden, wenn Ohmsche Anschlüsse an den gleichen Durchgängen angeordnet werden (Abb. 2). Dies ist gleich 0, wenn der beleuchtete Punkt zu den Ohmschen Anschlüssen symmetrisch liegt. Falls der Punkt von dieser symmetrischen Lage in einer Richtung abweicht, so entsteht eine positive Spannung in Längsrichtung und andererseits eine negative Spannung. Aus den Spannungswerten kann man auf die Entfernung des beobachteten Punktes von den Anschlüssen schließen, woraus aber die Restablesung berechnet werden kann. Der Linearitätsbereich

des Photofühlers bei kleinen Photoelementen ist $\pm$ 0,25 mm, bei großen Photoelementen aber $\pm$ 2,5 mm. Die Empfindlichkeit der Photoelemente ist von dem Maß des Bildes, von dem spezifischen Widerstand, von der Lichtintensität und von der Lage des Punktes (Fleckes) abhängig. Die Genauigkeit der Fühlung ist 1 μm.

Die angedeuteten Umstände weisen zugleich auch darauf hin, daß dies jene Phase der Automatisierung ist, welche sich am schwersten ausarbeiten und verwirklichen läßt. Ein solches Problem ist z. B. die Einstellung auf nebeneinander liegende (optische Doppel-) Sterne, deren Bilder auf der Platte beinahe zusammenfallen. Solche Zweideutigkeiten im Ausmessungsprogramm müssen schon bei der Vorbereitung eliminiert werden.

Am Anfang der Punkteinstellung wird die entsprechende Datenkarte die Meßmarke des Auswertegerätes zuerst auf die auf der Platte künstlich bezeichneten Kontrollpunkte führen. Diese werden mittels einer besonderen Karte schon im voraus gelocht oder eingeritzt. Diese regelmäßig verteilten Zeichen dienen zur Überprüfung dessen, ob die Platte sich während der Auswertung nicht verschoben hat. Hier möchten wir auf die wertvolle Arbeit von SEEGER hinweisen [39], welche teilweise auch hier angewendet ist.

Mit der Ausmessung der künstlichen Kontrollpunkte beginnt ein Messungszyklus.

Nach der Ausmessung der künstlichen Kontrollpunkte muß man entscheiden, ob die Ausmessung der Sternpaßpunkte durchgeführt wurde. Bei der ersten Ausmessung der Platte folgt auf die Antwort »nein« die Ausmessung der Bildkoordinaten der Sternpaßpunkte.

Hernach wird die Ausmessung der Bildkoordinaten der künstlichen Kontrollpunkte wiederholt, und damit wird die Ausmessung der Sternpaßpunkte zwischen zwei Ausmessungen der künstlichen Kontrollpunkte durchgeführt. Auf diesem Grund überprüft das System, ob die Platte sich mittlerweile nicht verschoben hat.

Danach kommt der Vorgang wieder zur früheren Entscheidung, wenn nach der Antwort »ja« die Ausmessung der Satellitenspurpunkte beginnt. Auch diese Ausmessung liegt zwischen der Ausmessung der künstlichen Kontrollpunkte und der Automatisiervorgang verläuft durch einen ähnlichen Zyklus, wie zuvor. Da geht also der am Block mit (6), (8), (7), dann wiederum mit (6) und (8) gezeigte Prozeß vor sich. Damit schließt sich ein größerer Zyklus. Im nächsten Zyklus werden alle diese Auswertungen von der an Block (1) vorgelegten Operation bis zur No. 9 mit einer Verdrehung der Platte um 180° oder 90° wiederholt. Eventuell mögen auch mehrfache Drehungen vorgenommen werden. Nach diesen Wiederholungen folgt der Entscheidung (9) die Antwort »ja«, dann ist noch das arithmetische Mittel zwischen den entsprechenden Wertepaaren zu bilden. Darüber hinaus, wenn während der Messung Verschiebung eingetreten ist, d. h. aus der vierfachen Messung

sich eine Überstimmung innerhalb der zulässigen Fehlergrenze ergibt, folgt die sog. Zusammentransformation.

Als Endergebnis des Prozesses C erhalten wir also die Bildkoordinaten der Sterne und der Satellitenspurpunkte.

Die hier beschriebene Operation ist mit jedem Negativ durchzuführen. Der Bildung des arithmetischen Mittels folgt die Berechnung der Reduktionen, bei welcher der Einfluß der bekannten regelmäßigen Fehler der Kamera berechnet und in Betracht gezogen wird [9]. Die Bestimmung der unbekannten regelmäßigen Fehler folgt erst später (bei Block D/6), diese werden als Nebenprodukt der Ausgleichung gewonnen. Hier werden zur Reduktion die aus Kamerakalibrierung oder aus früherer Ausgleichung verfügbaren Kameradaten verwendet.

D) Die Orientierung der Aufnahmeplatten und die Zusammenfassung der Daten auf einer Station

Diese Aufgabe dürfte im Sinne der geodätischen Ausgleichung als Stationsausgleichung benannt werden. Sie besteht aus zwei Hauptteilen: aus der Berechnung der Orientierungselemente oder der Parameter und aus der Ausführung der Orientierung.

Die Berechnung der Orientierungsparameter beginnt mit Bildung der äquatorialen Standard-Koordinaten oder der Richtungskosinus der Sternpaßpunkte. Dann folgt eine Koordinatentransformation: von äquatorialen topozentrischen Kugel-Koordinaten zu tangentialen Koordinaten. Die Operation dient dem Ziele der späteren Zusammenfassung der Angaben. Das wird durch die Berechnung der tangentialen Koordinaten der Sternpaßpunkte im Kamerasystem ergänzt.

Die *Ausgangsdaten* sind die aus Arbeitsphase C erhaltenen arithmetischen Mittel der Bildkoordinaten und die Daten des SAO-Katalogs.

Dann kann die Zusammenfassung (Zusammenziehung) der Sternangaben folgen, worunter man die Bildung des Schwerpunktes versteht. Die Zusammenfassung (Zusammenziehung) der Sternangaben ist in der Fachliteratur nicht bekannt, die Zusammenfassung (Zusammenziehung) der Satellitenspurpunkte hingegen desto besser. Hier wird die in vielen Hunderten von Spurpunkten befindliche Information mit einem vorhergehenden Programm der Zusammenfassung (Zusammenziehungsprogramm) mit Kurvenglättung in einen einzigen fiktiven Satellitenpunkt zusammengefaßt. Das legt den Gedanken nahe, daß wenn es sich lohnt, die Satellitenspurpunkte zusammenzufassen (zusammenzuziehen), dann die sowohl aus den Meßergebnissen, als auch aus den ihnen entsprechenden Sternkoordinaten auszuführende Bildung der Resultante vorteilhaft wäre. Damit könnte man die Durchführung der Orientierung wesentlich vereinfachen.

Deshalb schlagen wir vor, daß man die auf der Platte sichtbaren Sterne in Gruppen ordnend mehrere Schwerpunkte bilden sollte. Zur Orientierung ist die Berechnung eines einzigen Schwerpunktes nicht ausreichend, mindestens zwei sind notwendig. Aus Gründen der Zweckmäßigkeit soll man aber vier nehmen. Die Sternkoordinaten werden von den Achsen des Bildkoordinatensystems bzw. von den Vorzeichen der Bildkoordinaten der Sterne schon von vornherein selektiert. Für jede Gruppe kann man je einen Schwerpunkt bilden. So werden die Angaben von n Orientierungssternen in die Angaben von vier fiktiven Sternen zusammengezogen.

Wenn dieser Vorgang ausgeführt wurde, folgt die eigentliche Stationsausgleichung, die Auflösung von Gleichungen mit mehreren Unbekannten, wobei die in den Verbesserungsgleichungen, und dann in den Normalgleichungen befindlichen Unbekannten in zwei große Gruppen zu ordnen sind:

1. Die Orientierungsparameter oder Orientierungselemente: die bedeuten (meistens sechs) unabhängige Parameter.

2. Die unbekannten regelmäßigen Fehler der Kamera.

Im Falle von großen Kamera-Fehlern ist eine zweite Ausgleichung notwendig und die Bestimmung muß durch Iteration durchgeführt werden, d. h. die Ausgangsdaten der Kamera werden mit den aus der ersten Ausgleichung der Kamera gewonnenen regelmäßigen Fehlern verbessert, dann wird die Ausgleichung wiederholt, doch jetzt werden mehrere Kamera-Fehler eingeführt. Eine der schwierigsten Teile der Lösung der Aufgabe ist die Bestimmung systematischer Fehler.

Der Vorbereitung der Orientierung folgt der andere Teil der Aufgabe, die Ausführung der eigentlichen Orientierung, die die einleitenden Operationen (6), (8) und (9) erfordert. Mit Operation (7) werden die regelmäßigen Fehler der Kamera in Betracht gezogen, doch diesmal nicht die auf die Bildkoordinaten der Fixsterne, sondern auf die Bildkoordinaten der Satellitenspurpunkte bezogenen Einflüsse. Dem folgt die Zusammenfassung der Satellitenangaben in einem Schwerpunkt, was gegebenenfalls anwendbar ist. Die klassische Lösung voraussetzend, geschieht diese Zusammenfassung (Zusammenziehung) mit zweidimensionaler Kurvenglättung innerhalb der Platte. Damit kann man die Bestimmung der am meisten anschmiegenden Kurve vierten oder fünften Grades, dann aber die Bestimmung ihres irgendwo um die Mitte liegenden fiktiven Punktes ermitteln. Wolf und Schwarz haben eine von der klassischen abweichende Methode vorgeschlagen, und zwar die Anpassung an die räumlichen Kurven (räumliche Glättung) [2, 17, 27]. Die diesbezüglichen Untersuchungen sind im Ausland noch nicht abgeschlossen. Auch die Verfasser dieses Artikels haben diese Frage behandelt, ihre praktischen Untersuchungen zeigen, daß die Anpassung an die ebenen Kurven von der viel ökonomischeren und zweckmäßigeren Anpassung an die räumlichen Kurven abgelöst werden sollte [21].

In Arbeitsphase (9) werden Kameraparameter (5) für die Zusammenstellung der 9 Elemente der Rotationsmatrix verwendet. Wie schon erwähnt, ist es ein Merkmal der rationalen Parameter, daß die neun Drehungselemente mittels der vier Grundrechnungsarten aus den drei unabhängigen Parametern zu erhalten sind, ohne daß man eine Iteration oder eine transzendente Rechnungsart, oder Rechnungsarten höheren Grades anwenden müßte.

So kommt man zur Durchführung der Orientierung, in welche sowohl die Sternpaßpunkte als auch die Satellitenpunkte einbezogen werden. Im Falle von Sternpaßpunkten besteht die Alternative, daß entweder nur die vier Schwerpunkte oder aber jeder Fix-Stern in die Kontrolle einbezogen werden. Es ist wohl denkbar, daß nur die Schwerpunkte auch in die Kontrolle einbezogen werden, in diesem Falle sind aber schon von vornherein auch die Gewichtskoeffizientenmatrizen der Schwerpunkte nötig, daß diese mit dem entsprechenden Gewicht zu den Genauigkeitsuntersuchungen verwendet werden können.

Nach der effektiven Durchführung der Orientierung ergeben sich eigentlich zwei Endresultate. Einerseits erhalten wir die topozentrischen äquatorialen Koordinaten des fiktiven Satellitenpunktes. Es wird als zweckdienlich vorgeschlagen, diese als Einheitsvektoren darzustellen, da bei der späteren Bearbeitung die Einheitsvektoren als Ausgangsdaten einfacher zu verwenden sind, wobei unter Einheitsvektoren die drei räumlichen orientierten Richtungskosinus zu verstehen sind. Andererseits mögen auch die auf die Sterne bezogenen, orientierten Einheitsvektoren hergestellt werden, aus deren Vergleich mit den Angaben des Katalogs sich auch die Genauigkeit der Orientierung ergibt.

Endlich schließt der Teil D mit der Zusendung der topozentrischen äquatorialen Koordinaten zu den Synchronstationen bzw. zum Koordinierungszentrum.

Allgemein kennzeichnend für das Programm ist es, daß überall, wo eine Fehlermöglichkeit besteht, der Einbau eines fehlererkennenden, — anzeigenden und — verbessernden Algorithmus vorgeschlagen wird.

E) Berechnung von irdischen Richtungen und Koordinaten zu geodätischen Zwecken

Als Hauptausgangsdaten werden in dieser Menge von Berechnungen die topozentrischen, äquatorialen Koordinaten der Satelliten betrachtet.

Ebenfalls als Hauptausgangsangaben mögen auch die von den Synchronstationen einlaufenden topozentrischen Entfernungen parallel einbezogen werden.

Auch ein dritter Zweig ist denkbar, wenn sich die ungarische Beobachtungsstation auch für Dopplermessung einrichtet. In diesem Fall mögen auch deren Daten in die Ausgleichung aufgenommen werden.

Das Programm für Entfernungsbestimmung bzw. das optische photographische Programm ist anwendbar für die Zusammenstellung der Verbesserungsgleichungen bzw. Teilnormalgleichungen. Die Teilnormalgleichungen gelangen fließend in die Datenblöcke der Normalgleichung. In diesen Blöcken *summieren sich* die parallel oder zeitlich nacheinander einlaufenden Teilnormalgleichungen und bilden die momentane Form der Normalgleichungen. Dasselbe Entfernungs- bzw. optische Programm ist auch dazu geeignet, daß es für die Auftragung der sog. Subsatellitenpunkte einen automatischen Zeichentisch betätigt, der die geographische Lage der Subsatellitenpunkte veranschaulicht.

Für die spätere Selektion bzw. für die Fertigstellung des endgültigen Bestimmungsplanes ist diese graphische Information sehr brauchbar.

Der Sammlung der Teilnormalgleichungen schließt sich die Sammlung der anderweitigen Daten an, die die endgültigen mittleren Fehler bzw. Gewichte ergeben für die Normalgleichungen, die von optisch-photographischen bzw. Entfernungsmessungen abgeleitet werden. Es handelt sich darum, daß die zweckmäßige Vereinigung der zusammengestellten, aus *Längen- bzw. Richtungsmessungen abgeleiteten Normalgleichungssysteme* nach bestimmten Gewichtsfestsetzungen erfolgt, weil die lineare Kombination der zwei Normalgleichungsmatrizen entsprechend den Gewichten der Beobachtungen herzustellen ist. Diese Einführung der Gewichte wird von den Summierungsprogrammen ausgeführt, dann kommt nach der Summierung das Normalgleichungssystem ins Lösungsprogramm.

Bevor die Frage der Lösung angeschnitten wird, sollen einige typische Züge der bisherigen Organisierung der Dateneinbeziehung erwähnt werden. Im Zuge des bisherigen Aufbaues werden keine Koordinaten der Erdstationen verwendet, da zu der bisherigen Arbeitsphase weder die genäherten, noch die endgültigen Koordinaten der Erdstationen notwendig sind.

Dieser Berechnungsweg wird dadurch ermöglicht, daß das mathematische Modell wie es in [10, 11] beschrieben ist, verwendet wird.

Aus dem vollen linearen Verbesserungsgleichungssystem läßt sich ein solches Normalgleichungssystem herstellen, das die Koordinaten sämtlicher Punkte, der irdischen Fixpunkte und der zu bestimmenden irdischen Punkte als Unbekannte enthält. Unmittelbar vor der Lösung bietet sich freilich Gelegenheit dazu, daß teils bequemlichkeitshalber, teils als mathematische Vorbedingung der Lösung, die Koordinaten gewisser Stationen substitutiert werden, d. h., *das unbestimmte Normalgleichungssystem in eines mit bestimmten Werten umgewandelt wird.* Diese Umwandlung ist ein charakteristischer Zug der Ausgleichung, deshalb ist es lohnend, darüber ein wenig ausführlicher zu sprechen. Im Zuge der Ausgleichung bietet sich Gelegenheit, für die unbekannten Koordinaten Näherungswerte einzuführen. Die Genauigkeit der Näherungskoordinaten hat aber keine Auswirkung auf das Endergebnis.

Neben den näherungsweisen Koordinaten können auch die endgültigen Koordinaten der Fixpunkte eingeführt und in das freie Glied einbezogen werden. Man kann auch so verfahren, daß die gegebenen und ebenso die unbekannten Koordinaten als unbekannte Größen aufgefaßt werden und zwischen den zweierlei Daten nur durch die Gewichte ein Unterschied gemacht wird. Es genügt nämlich, für die gegebenen Koordinaten ein Gewicht z. B. von 100 zu geben, das praktisch als unendlich gelten kann, wodurch diese Werte unverändert bleiben.

Nachdem die vorläufigen Normalgleichungen in endgültige Normalgleichungen umgewandelt worden sind, bietet sich Gelegenheit auch dazu, daß unmittelbar vor der Lösung noch ergänzende irdische bzw. Satellitenmessungen hinzugewonnen werden.

Hier handelt es sich darum, daß man zu den Normalgleichungen eine beliebige Zahl von Teilnormalgleichungen hinzufügen kann. Solche Teilnormalgleichungen mögen von absoluten irdischen Daten herrühren (Stationskoordinaten φ, λ, h) (einzelnen Azimuten und Entfernungen auf der Erde), von andersartigen Satellitenbeobachtungen, von reduzierten Normalgleichungen früher ausgeglichener Netze, Stationskoordinaten aus früheren Ausgleichungen (sofern auch deren Gewichtskoeffizientenmatrix streng in Betracht gezogen ist), von gravimetrischen Informationen (absoluten Daten der Lotabweichung, Geoidundulationen), ferner von Daten für das Geopotential und anderen Ergänzungsdaten [18, 19].

Wenn das Normalgleichungssystem mit Einbeziehung der entsprechenden Ergänzungsdaten fertiggestellt ist, lassen sich bei der Lösung zwei Fälle unterscheiden.

Der erste Fall ist der der *Richtungsausgleichung*. Das kommt vor, entweder wenn die Zahl der Ausgangsdaten so gering ist, daß sie für die unmittelbare Bestimmung der irdischen Stationskoordinaten nicht ausreicht und die Ausgleichung bloß die Richtungen zwischen den Beobachtungsstationen zu ergeben vermag. Dieses System — ähnlich dem Schema des traditionellen Dreiecksnetzes — besteht aus großen Dreiecken ohne Diagonalen und enthält bloß terrestrische Daten im Sinne der Methode von VÄISÄLÄ.

Dieses, aus irdischen Richtungen bestehende Netz kann man auch auf anderen Wegen gewinnen, wenn man den Vorschlag von WOLF, MUELLER und anderen berücksichtigt, indem man vor der Auflösung des Normalgleichungssystems die Satellitenkoordinaten eliminiert. Durch diese Elimination — die bloß das Invertieren der Matrizen dritten Grades erfordert und als eine sehr ökonomische Lösung zu betrachten ist — kann man den Grad der endgültig der Auflösung zugeführten Normalgleichung erheblich reduzieren.

Das war also der erste Fall, eine Variante der Lösung, wenn die verfügbare Information für die Ableitung bloß irdischer Richtungen verwendet wird.

Der andere reine Fall ist: der Fall der *Koordinatenausgleichung*. Da kann man von den Meßergebnissen unmittelbar die unbekannten Koordinaten der Erdstationen und andere Ergänzungsdaten (z. B. Lotabweichungen, Geoidundulationen usw.) bestimmen.

Auch die Mischung dieser zwei reinen Lösungen, also Richtungsausgleichung ist vorstellbar, wenn man nämlich ein solches komplexes Programm vorschreibt, das gleichzeitig Richtungen und Koordinaten ergibt. Es gibt auch eine solche Lösung, daß man für einige Teile des Netze sendgültige Koordinaten, für andere Teile, wo für die Bildung der endgültigen Koordinaten wenige Angaben vorhanden sind — nur fiktive Richtungen erhält, die in einem späteren Zeitpunkt mit neueren Meßergebnissen ergänzt, die Bestimmung der endgültigen Koordinaten ermöglichen. Wenn die gesuchten Richtungs- bzw. Punktkoordinaten hergestellt sind, ist noch immer Gelegenheit zu deren sequentieller Modifizierung.

Die sequentielle Methode von KRAKIWSKY [18] bietet Gelegenheit dazu, daß nach der ausgeführten großen Ausgleichung die Endergebnisse der Ausgleichung durch ein Computer mit geringer Rechenkapazität von Zeit zu Zeit modifiziert werden, d. h. das Netz als Endergebnis immer up-to-date gehalten wird. Das ergibt den zeitgemäßen Stand der Registration, welche sichert, daß die neuen, ergänzenden Messungen in das schon vorhandene Koordinatensystem fortlaufend eingetragen werden — ohne die große Ausgleichung wiederholt durchzuführen. So verwirklichen sich die Ziele, die sich die dynamische Geodäsie gesetzt hat: die zeitliche Änderung der Koordinatenangaben wird zur Verfügung stehen.

Bezüglich der Pfeile zwischen Blöcken (7) und (9) soll noch bemerkt werden, daß diese nur anzeigen sollen, daß für die Richtungsverbesserungsgleichungen annähernde Längen notwendig sind, die zweckmäßig aus den Meßergebnissen zu erhalten sind. Für die Aufstellung der zu den Längenmessungen gehörenden Verbesserungsgleichungen ist eine annähernde Richtungsinformation nötig, die einfach die Richtungsmessungen ergeben.

Block E zeigt, daß für die Gesamtheit der Normalgleichungen die Gewichtstransformation in (15) nötig ist [20].

Das Programm bietet Gelegenheit, gewisse dynamische Informationen (Bahnelemente, Schwerewerte) zu berücksichtigen. Dann folgt die Arbeitsphase (23). Im Laufe dieser Phase kommen auch die Bahnelemente, die etwaigen bekannten Angaben der Satellitenpositionen ins Normalgleichungssystem.

Wenn es nicht erwünscht ist, solche Angaben einzubeziehen, sind immer noch zwei Möglichkeiten vorhanden, und zwar die Anwendung der rein geometrischen Methode, oder die Methode der Bahnbestimmung. Dieses wird vom Programmschalter (17) bzw. vom logischen Regler gesteuert. Auch die Einbeziehung von asynchronen Beobachtungen ist möglich, das zieht aber die

Durchführung der räumlichen Bahnglättung mit sich, obwohl sich die räumliche Bahnglättung auch dann durchführen läßt, wenn man asynchrone Beobachtungen nicht einbeziehen will.

In einfacherem Fall, sofern räumliche Bahnglättung bzw. Einbeziehung asynchroner Beobachtungen nicht notwendig ist, wird die Steuerung an Block (19) übertragen und erfolgt die Elimination der Satellitenpunkte, d. h. die Reduktion der Ordnungszahl.

Sofern räumliche Bahnglättung erfolgt, wird auch die Einbeziehung asynchroner Beobachtungen möglich, und das kann man mit der Methode von WOLF oder SCHWARZ, oder mit den in [21] mitgeteilten ausführen. Nach der räumlichen Bahnglättung erfolgt ebenfalls die Reduktion der Ordnungszahl der Normalgleichung, die sich in diesem Fall mit der Elimination der Bahnparameter ausführen läßt.

Die Elimination der Bahnparameter ist auch nicht zwingend; wenn man vor der Ausgleichung die Bestimmung der Bahnelemente selbst erfordert, ist die Elimination auch dann nicht notwendig.

Wenn die entsprechende Reduktion der Ordnungszahl oder die dies überspringende Arbeitsphase erfolgt ist, wird das Normalgleichungssystem mit bestimmten Werten aufgestellt. Da werden also die im voraus gegebenen Koordinaten der entsprechenden Erdstationen in die Normalgleichungen an die Stellen der entsprechenden Unbekannten substituiert, dann diese in die reinen Glieder zusammengezogen. Bequemlichkeitshalber mag man auch so verfahren, daß man als Unbekannte beliebige Näherungswerte für die Koordinaten nimmt, wodurch man geringe Änderungen von den Unbekannten abtrennen kann. Ebenfalls kann man bei der Aufstellung der Normalgleichungen mit bestimmten Werten gewisse bekannte harmonische Glieder der Potentialfunktion des Schwerefeldes, sonstige dynamische Informationen, z. B. die annähernden oder angegebenen Werte der Bahnparameter, anwenden.

Nachdem das Normalgleichungssystem in bestimmte Werte umgewandelt wurde, mag man eine Operation einschalten, die ebenfalls die Reduktion der Ordnungszahl der Normalgleichungen bezweckt, doch auf eine andere Weise, und zwar durch Elimination der Nullkoeffizienten.

Damit kommt man zur Lösung der Normalgleichungen. Das Endergebnis der Lösung läßt sich in fünf Gruppen ordnen:

Die erste Gruppe gibt dynamische Informationen (Bahnelemente, Koordinaten sonstiger Satellitenpositionen usw.), sofern deren Elimination nicht vorher erfolgt war [33].

Die zweite Ausgabeform sind die ausgeglichenen Richtungen und deren Genauigkeitswerte [30].

Den dritten Teil bilden die ausgeglichenen Koordinaten der irdischen und Satellitenpunkte mit den Genauigkeitswerten.

Die vierte Ausgabe bilden die Angaben der graphischen Auftragung, die

zur Auftragung der irdischen und Satellitenpunkte (oder Richtungen) dienen [31]. Das fünfte Aufgabezeichen ergibt die harmonischen Glieder der Potentialfunktion des Gravitationsfeldes [34].

In besonderen Fällen läßt sich die Zahl der Ausgaben erhöhen, z. B. mit zur Flächenberechnung nötigen Angaben; die Koordinaten der irdischen Punkte sind unmittelbar auch als gewisse Projektionsflächenkoordinaten zu erhalten [18, 23, 28, 30]. Damit endet der ganze Automatisierungsprozeß.

SCHRIFTTUM

1. Жонголович, И. Д.: Определение положения искусственного спутника по синхронным наблюдениям топоцентрических направлений на него с известных пунктов на поверхности Земли. Бюллетень Института Теоретической Астрономии. 121 (1966), 509—515.
2. Wolf, H.: Rigorous Computation of the European Traverse Including the Accompanying Strip of Tringulation. Paper presented at Symp. of Luzern 1967.
3. Rinner, K.: Systematic Investigations of Geodetic Networks in Space. Annual Technical Report. European Research Office, Frankfurt a. M. 1968.
4. Schmid, H. H.: Satellite vs. Classic Geodetic Tringulation. Surv. and Mapp, 28 (1968), 21—27.
5. Kaula, W. M.: Celestial Geodesy. Adv. in Geophys. (Landsberg-Mieghem eds) Academic Press, New York (1962), 191—293.
6. Mueller, I. I.: Introduction to Satellite Geodesy, Ungar Publ. New York, 1964.
7. Кленитцкий, В. М.: Об оптимальных формах фигур космической триангуляции. *Геод. и Карт.* 1 (1968), 7—18.
8. Батраков, Ю. В.: О требованиях к точности оптических наблюдений искусственных спутников Земли для целей геодезии. Бюллетень станций оптич. наблюд. И. С. З, Москва, 55 (1969), 11—21.
9. Schut, G. H.: On exact linear equations for the computation of the rotational elements of absolute orientation. *Photogrammetria*, 17 (1960), 34—37.
10. Kádár, I.—Karsay, F.: Szatellita és hagyományos geodéziai hálózatok szigorú kiegyenlítése tetszőleges előzetes koordináták felhasználásával (Die strenge Ausgleichung von Satelliten- und herkömmlichen Netzen mit Anwendung beliebiger Näherungskoordinaten). *Geod. és Kart.* 20 (1968), 451—456 und 21 (1969), 46—51.
11. Kádár, I.— Karsay, F.: A Simple and Rigorous Method for the Adjustment of Geodetic Satellite Networks by Applying Arbitrary Approximate Coordinates. *Acta Geod. Geophys. Mont. Hung.* 4(1—2) (1969), 41—65.
12. Tewarson, R. P.: Projection Method for Solving Sparse Linear Systems. *Computer Journal* (1969).
13. Ashkenazi, V.: Solution and Error Analysis of Large Geodetic Networks. Direct Method. Iterative Methods. *Survey Review* 146 (1967), 166—173; 147 (1969), 194—206; 148 (1969), 34—44.
14. Петренко, А. Ю.: Автоматический ввод графиков в электронные вычислительные машины. Энергия, Москва, 1968.
15. Allen, D.—Weiman, J.—Winslow, J.: Radiation and Tracking Transducer. *JRE Trans. on Instrum.* (1960), 336—341.
16. Mimus, M.—Mittermayer, E.: Ein Verfahren zur Plattenreduktion und Satellitentriangulation. Veröff. der Bayerischen Kommission für die internationale Erdmessung. DGK, Verlag der Bayerischen Akad. d. Wiss., München, 1968.
17. Schwarz, Ch. R.: The Use of Short Arc Orbital Contraints in the Adjustment of Geodetic Satellite Data. Ohio State Univ. Rep. No. 118. 1969.
18. Krakiwsky, M.: Sequential Least Squares Method. Ohio State University Report No. 114 (1969).
19. Halmos, F.: Über die Bestimmung und Berechnung eines einheitlichen geodätischen Weltnetzes. Vortrag, Satelliten-Konferenz. Varna, Juni 1969. *Geod. és Kart.* 22 (1970), 256—264.
20. Hazay, I.: Súlytranszformáció (Gewichtstransformation). *Geod. és Kart.* 21 (1969), 325—329.

21. HALMOS, F.—KÁDÁR, I.—KARSAY, F.: Aszinkron mesterséges holdmegfigyelések feldolgozása térbeli pályasimítással (Die Bearbeitung asynkroner Satellitenbeobachtungen mit räumlicher Bahnglättung). Vortrag am Satelliten-Symposium, Bukarest, Juni 1970. *Felsőfokú Földmérési Technikum Tud. Közl.* 1 (1970), 24—57.
22. SCHMID, H. H.: Accuracy Aspects of a World Wide Passive Satellite Triangulation System. *Photogramm. Eng.* 31 (1965), 104—117.
23. KILLIAN, K.: Über Verfahren der Satellitentriangulation. *Öst. Zeitschrift. f. Verm.* 51 (1963), 3—14 und 52 (1964), 14—24.
24. KANIUTH, K.: Algol-Programme zur Auswertung photogrammetrischer Satellitenaufnahmen. DKG. Reihe B. No. 159. Verlag der Bayerischen Akad. d. Wiss., München, 1967.
25. ANDERLE, R. I.: Navy Doppler Tracking System. US Naval Weapon Laboratory, Dahlgren, 1965.
26. SCHUT, G. H.: Construction of Orthogonal Matrices and their Application in Analytical Photogrammetry. *Photogrammetria*, 15 (1959), 149—162.
27. WOLF, H.: Berechnung von Satelliten-Triangulation mit räumlicher Glätt ung der Bahnkurve. DKG, Reihe B. No. 153. Verlag der Bayerischen Akad. d. Wiss., München, 1967. 75—85, 86—92.
28. DEKER, H.: Die Anwendung der Photogrammetrie in der Satellitengeodäsie (Satellitenphotogrammetrie). DKG. Reihe C. No. 11. Verlag der Bayerischen Akad. d. Wiss. München, 1967.
29. MUELLER, I. I.: Global Satellite Triangulation and Trilateration. Bull. Geod., 87 (1968), 53—71.
30. "Geodetic Parameters for a 1966 Smithsonian Institution Standard Earth". Vol. I—II—III. Edited by Lundquist, C. A.—Veis, G. Smithsonian Astrophysical Observatory, Special Report 200, 1966.
31. SEEGER, H.: Erfahrungen mit dem Präzisions- Einbildkomparator PEK bei Ausmessung optischer Satellitenbilder. Bildmessung und Luftbildwesen, 38 (1970), 111—121.
32. Automatisation of Optical Astronomy. *Radio. Electr. Eng.* 39 (1970), 93—96.
33. FELGETT, P. B.: The Galaxy measuring engine project. *Opt. Technol.* 2 (1970), 61—64.
34. WALLENHAUER, A.: Doppler-Messung an künstlichen Erdsatelliten und ihre Anwendung in der Geodäsie. *Verm. techn. Rundschau*, 9 (1968), 349—359.
35. BIVAS, R.: Entfernungsmessung von küstlichen Satelliten mit Hilfe von Laser. *Nachr. Kart. Verm.* Reihe I. Nr. 36 (1970), 59—61.
36. PRESCOTT, N. J. D.: Erfahrungen mit SECOR-Planung und Datenreduktion. *Nachr. Kart. Verm.* Reihe I. 36 (1970), 17—43.
37. Поляков, В. Г.—Переверзев-Орлов, Ю. С.: Электрические системы для слежения за линиями, Энергия, Москва 1968.
38. Бирюков, Я. Л.: Методические вопросы автоматизации дешифрирования. *Геодезия и Аэрофотосьёмка* 4 (1965), 105—107
39. SEEGER, H.: A Semi Automatic Plate Measuring System Based on the Carl Zeiss PEK-Comparator. Deutsche Geodätische Kommission. Astronomisch-geodätische Arbeiten, Verlag der Bayerischen Akad. d. Wiss., 27 (1970), 78—93.

AUTOMATIZATION OF SATELLITE OBSERVATIONS AND EVALUATIONS FOR GEODETICAL USE

F. HALMOS—I. KÁDÁR—F. KARSAY

SUMMARY

The authors investigate the possibilities of the automatization of satellite observations with photographical, laser and DOPPLER methods starting out from the planning of the measurements up to the determination of geodetical co-ordinates. The schemes presented in tables include guidelines for the observations (measurements), for the preparation of interpretation, for automatic measurement of picture co-ordinates, for orientation of the plates, as well as for the computation of corrections and data densification. Some instrumental problems of theoretical importance are outlined, and a presentation of the programming system of the measuring comparator and the connected computer is given. The last part presents the program for the adjustement and for the determination of the co-ordinates. In these com-

putations data of traditional geodetical measurements (triangulation, leveling, astrogeodetical and gravimetrical measurements etc.) are also taken into account, in addition to the observations by photographical, laser and Doppler radio methods. With respect to computations, several significant simplifications are proposed.

АВТОМАТИЗАЦИЯ ГЕОДЕЗИЧЕСКИХ СПУТНИКОВЫХ НАБЛЮДЕНИЙ И АНАЛИЗОВ

Ф. ХАЛМОШ—И. КАДАР—Ф. КАРШАИ

РЕЗЮМЕ

Авторы рассматривают возможности автоматизации спутниковых наблюдений, проводимых фотографическим, лазерным и допплеровским путем, от проектирования измерений до вывода геодезических координат включительно. Составленные в таблицах схемы содержат рабочие программы наблюдений (измерений), подготовки анализа, автоматизированного определения картинных координат, ориентирования снимков, вычисления коррекций и хранения данных. Кратко указывают на принципиальные решения приборотехники, а также задают системы измерительного компаратора и присоединенной вычислительной машины. В последней фазе даётся программа уравнивания и вычисления координат. При этом вычислении, помимо результатов фотографических, лазерных и допплеровых радиоизмерений, учитывают и элементы традиционных геодезических измерений (триангуляция, нивелирование, астрогеодезические и гравиметрические измерения, и т. д.). В области вычислений дают предложения относительно нескольких упрощающих методов.

Acta Geodaet., Geophys. et Montanist. Acad. Sci. Hung. Tomus 6 (3—4), pp. 305—317 (1971)

VORMITTAG-NACHMITTAG-ASYMMETRIE IN DER AKTIVITÄT DER ERDMAGNETISCHEN PULSATIONEN

J. VERŐ

KANDIDAT DER TECHNISCHEN WISSENSCHAFTEN
GEOPHYSIKALISCHES FORSCHUNGSLABORATORIUM DER UNGARISCHEN AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN, SOPRON

(Eingegangen am 12. April 1970)

Es wird festgestellt, daß in den frühen Morgenstunden Pulsationen auftreten, deren Perioden besonders aktivitätsempfindlich sind. Die Eigenschaften dieser Pulsationen werden eingehend untersucht und mit anderen Pulsationstypen verglichen.

Es ist schon seit langem bekannt, daß die Periode der Pulsationen mit der erdmagnetischen Aktivität ziemlich eng zusammenhängt: je größer die Aktivität, desto kürzer sind die Perioden. Dieser Zusammenhang erläutert teilweise auch den Unterschied der Pulsationsspektren im solaren Maximum und Minimum. Da im Observatorium bei Nagycenk die Registrierungen schon 13 Jahre, d. h. mehr als einen Sonnenfleckenzyklus umfassen, wobei die »sampling rate« etwa 10% (mindenstens 3 Tage pro Monat, insgesamt etwa 6—700 Tage) beträgt, schien es uns möglich zu sein, die Frage der Aktivitätsabhängigkeit der Pulsationen etwas näher zu untersuchen, u. zw. sie getrennt für einzelne Intervalle des Tages zu bestimmen.

Zuerst zeigen wir schon bekannte Tatsachen anhand dieses Materials: Abb. 1 stellt die mittlere Häufigkeit einiger ausgewählter Perioden bei verschieden starker geomagnetischer Aktivität dar. Die Häufigkeit der Pulsationen mit verschiedenen Perioden wurde wie in [1] bestimmt, d. h., diese Häufigkeiten sind mit einem der Breite des Periodenintervalls der gleichzeitig erscheinenden Pulsationen entsprechenden Gewicht normiert; die Aktivität ist durch die maximale dreistündliche Amplitude der Erdstromvariationen im Observatorium bei Nagycenk [2] ausgedrückt, woraus eine gewisse Parellelität mit den A_k-Zahlen entsteht.

Die Abbildung zeigt, daß Perioden bis etwa 14 sec das Maximum der Häufigkeit bei maximaler geomagnetischer Aktivität erreichen, die Perioden 14—30 sec ein Maximum bei mittleren Aktivitäten besitzen (wobei das Maximum bei umso kleineren Aktivitäten erscheint, je längere Perioden betrachtet werden); über 30 sec bis zu einer Minute nimmt die Häufigkeit mit der Aktivität ab. Daß der Zusammenhang zwischen Aktivität und Häufigkeit einzelner Perioden während des Tages nicht gleichmäßig verteilt ist, kann mit Hilfe der Verteilung der Häufigkeiten gewisser Perioden im Laufe verschieden gestörter Tage bewiesen werden. Abb. 2 zeigt die Diagramme

einiger ausgewählter Perioden (12, 25, 38, 44 sec). Es ist auffallend, daß gewisse Perioden ihre Häufigkeitsverteilung bei verschiedener Aktivität kaum verändern, dagegen andere Perioden, so in erster Linie die Perioden um 40 sec ganz verschiedentliche tägliche Verteilung haben. Die Unterschiede sind besonders in den frühen Morgenstunden sehr stark ausgeprägt: bei einer

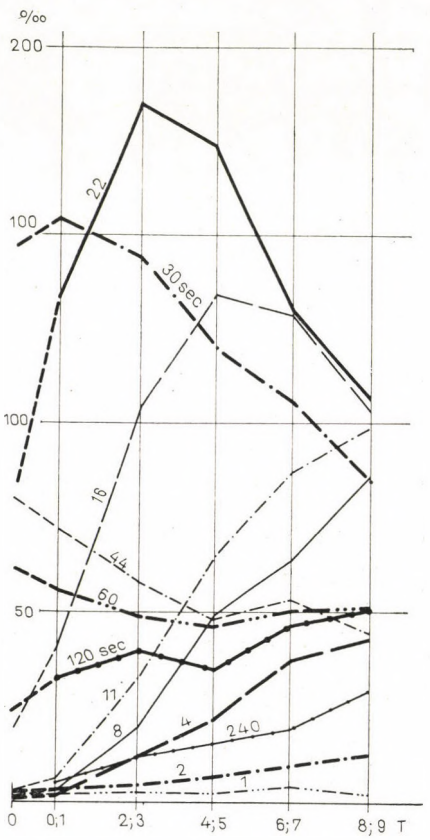


Abb. 1. Die mittlere Häufigkeit von Pulsationen mit einigen Perioden bei verschieden starker geomagnetischer Aktivität (T-Werte)

Aktivität von $T = 0{,}1$ (sehr ruhig) findet man hier ein Maximum, das schon bei $T = 2{,}3$ verschwindet, und an dessen Stelle später ein Minimum erscheint. Ähnlich starke Unterschiede findet man bei Perioden von 12 sec, wo das (allerdings sehr niedrige) Maximum bei $T = 0{,}1$ sehr früh erscheint; bei stärkerer Aktivität verschiebt sich das Maximum auf die Vormittagsstunden, wobei eine Abweichung von den noch längeren Perioden erhalten bleibt. Eine gründliche Untersuchung aller solcher Kurven spricht dafür, daß im Bereich pi 1 und pc 3 die Schwankungen ziemlich gering sind, dagegen die Über-

gangsperioden und pc 4 auch in bezug auf die täglichen Häufigkeitsschwankungen sehr stark von der allgemeinen Aktivität beeinflußt werden.

Nähert man die Kurven der Häufigkeit verschiedener Perioden in Funktion der Aktivität dreistündlicher Intervalle des Tages mit Parabeln zweiten Grades an, und vergleicht die Koeffizienten dieser Gleichungen

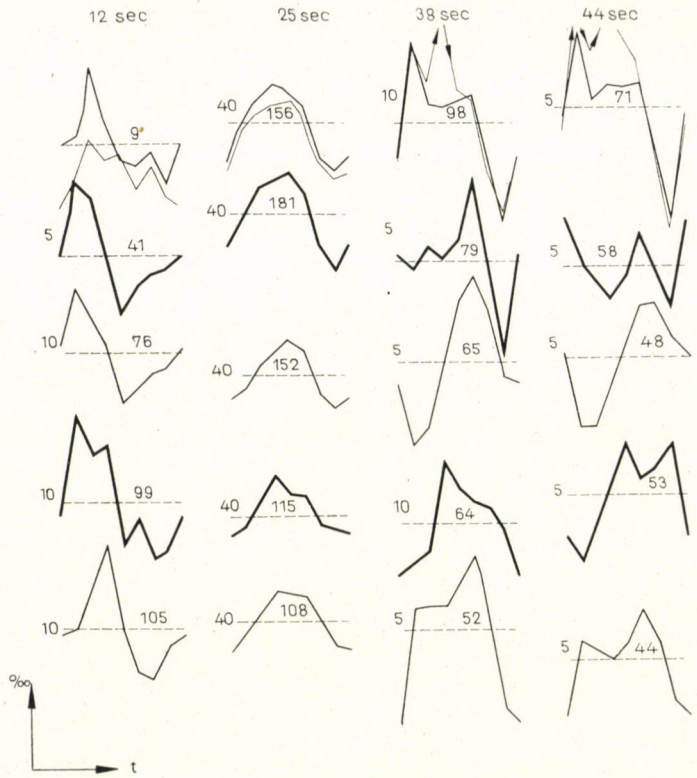


Abb. 2. Die Verteilung der Häufigkeiten von Pulsationen mit verschiedenen Perioden im Laufe eines Tages bei verschieden starker magnetischer Aktivität (von oben: bei T = 0 (dünn) und 0—1 (dicker), 2—3, 4—5, 6—7 und 8—9)

$G = a + b \cdot T' + c \cdot T'^2$ [wobei $T' = 0{,}5\ (T - 0{,}5)$ ist], dann findet man, daß diese Koeffizienten b und c fast linear zusammenhängen (Abb. 3). Es muß hier bemerkt werden, daß das zu unseren Untersuchungen benutzte Material ziemlich glatt verlaufende Verteilungskurven in den einzelnen Gruppen lieferte, und es konnte auch festgestellt werden, daß die Koeffizienten dieser Annäherung zweiten Grades ziemlich gut die tatsächlichen Häufigkeiten repräsentieren. Darüber hinaus sind die Abweichungen von dieser Regelmäßigkeit auch regelmäßig. Übrigens ist die Streuung der Punkte im Laufe der Nacht größer als während des Tages und die größten Werte der Koeffizienten erscheinen in den frühen Morgenstunden zwischen 3—6 Uhr Lokalzeit.

Da die Koeffizienten b und c voneinander nicht unabhängig zu sein scheinen, kann man die obige Gleichung auf eine Gleichung mit zwei Parametern vereinfachen, im Falle der pc 3-Pulsationen auf

$$G = a + 0{,}5 \cdot b \cdot T - (0{,}052\, b + 0{,}9)\, T^2.$$

Diese Gleichungen sind die Gleichungen von Parabeln, die zwischen der kleinsten (d. h. $T = 0$) und größten ($T = 9$) Aktivität einen gleich großen

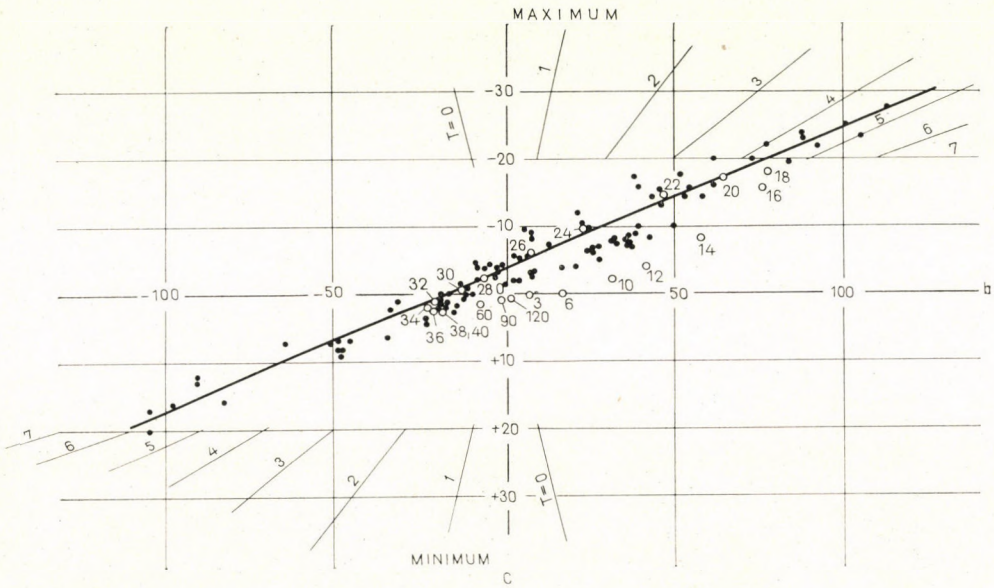


Abb. 3. Der Zusammenhang zwischen den Parametern b und c in verschiedenen Abschnitten des Tages und bei verschiedenen Perioden. Die leeren Kreise mit eingeschriebenen Zahlen bedeuten Mittelwerte für den ganzen Tag für die entsprechenden Perioden (in sec). Die Geraden mit den Zahlen $T = 0$ bis 7 bedeuten die Lage der Extremwerte (Maxima oder Minima)

Häufigkeitsunterschied besitzen, d. h., von dem unterschiedlichen a Wert abgesehen, gleiche Werte für $T = 0$ und 9 haben. Obgleich dieses Ergebnis die sehr interessante Eigenschaft besitzt, daß singuläre Punkte eben bei den extremen Aktivitäten auftreten, kann die Konstanz der Differenz noch nicht gedeutet werden, und die Möglichkeit eines zufälligen Vorkommens ist nicht ausgeschlossen.

Die Werte von b und c bestimmen auch die Lage des Extremwertes der Häufigkeit als Funktion der Aktivität: $T_{\text{extr}} = -b/c + 0{,}5$. Bei der Aktivität T_{extr} ist die Häufigkeit der betreffenden Perioden im gegebenen Tagesintervall maximal oder minimal. In Abb. 3 sind die Linien der gleichen Lage dieses Extremwertes mit eingezeichnet. Man sieht, daß trotz kleiner Veränderungen des Verhältnisses b/c die Lage des Extremwertes ziemlich

verschoben ist, da die Kreuzung der Linien gleicher Extremwerte sich in der Mitte der Punktwolke befindet. Die Werte a, b, c sind in Abbildung 4 dargestellt, wobei die Abszisse die Tageszeit, die Ordinate die Periode bedeutet. Diese »Karten« deuten einige interessante Tatsachen an: Die Karte der a-Werte zeigt neben der schon bekannten täglichen Verteilung der Pulsa-

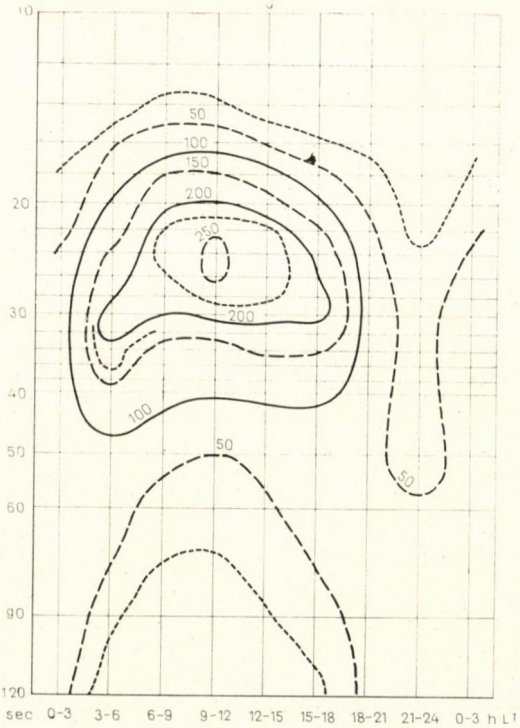


Abb. 4a. Die »Karte« des Parameters a in Funktion der Periode im Laufe eines Tages

tionen in den frühen Morgenstunden einen in Richtung der langen Perioden (bis etwa 35 sec) reichenden Auslauf des Maximums (a bedeutet nämlich die Häufigkeit der Pulsationen bei $T = 1$). Das besagt, daß die Aktivität der Perioden um 35 sec in den frühen Morgenstunden bei sehr kleiner Aktivität begünstigt ist. Die Karte der b-Werte zeigt wieder eine Asymmetrie in bezug auf Mittag, da die Werte von b vormittags in dem Periodenbereich um 20 sec viel größer sind als nachmittags. Die Karte der Werte c ist der der Werte b sehr ähnlich, was nach dem schon Erwähnten nicht überraschend ist.

Da die Häufigkeit der Perioden um 35 sec bei sehr kleiner Aktivität zwischen 3—6 Uhr sehr hoch ist, bei kleineren Perioden dagegen die Koeffizienten von dem linearen Glied zu hoch liegen, ist zu vermuten, daß bei größerer Aktivität die Asymmetrie auf kleinere Perioden verschoben ist.

Diese Vermutung wird anhand der Abbildungen 5 und 6 bestätigt. Abb. 5 zeigt die Asymmetrie des Spektrums in bezug auf Mittag, d. h., sie gibt (für alle Perioden zwischen 10 und 120 sec) die Differenz der Häufigkeiten im ersten und achten, im zweiten und siebenten, im dritten und sechsten, im vierten und fünften dreistündlichen Intervall an. Man sieht, daß diese Diffe-

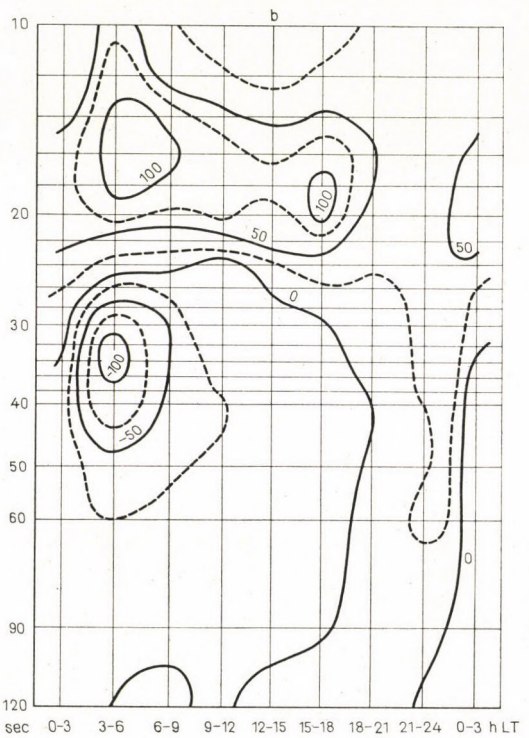


Abb. 4b. Wie Abbildung 4*a*, aber für den Parameter *b*

renzen ihre positiven Maximalwerte fast ausschließlich in der zweiten Datenspalte erreichen, was einem Maximum zwischen 3—6 Uhr entspricht. Die Lage dieses Maximums verschiebt sich bei größerer Aktivität in der Richtung der kürzeren Perioden. Diese Verschiebung sowie die Verschiebung des Maximums im Spektrum des ganzen Tages für verschiedene Aktivitäten sind in Abb. 6 angegeben. Die Maxima des Spektrums dieser frühmorgendlichen Pulsationen sind viel ausgeprägter, und die Verschiebungen viel deutlicher als die des ganzen Spektrums.

Um diese anomale Asymmetrie noch einmal ganz deutlich zeigen zu können, geben wir in Abb. 7 die Häufigkeitsspektren der Intervalle 3—6 Uhr und 18—21 Uhr an, die bezüglich Mittag symmetrisch liegen. Morgens erschei-

nen zusätzliche Pulsationen, die am Abend fast gänzlich fehlen, und deren Perioden sehr aktivitätsempfindlich sind.

Zur Deutung dieser Pulsationen sind zwei Möglichkeiten gegeben:

1. Der Sonnenwind hat eine gekrümmte Bahn, und fällt nicht um Mittag, sondern etwas früher senkrecht auf die Magnetosphäre ein. Dieser Umstand

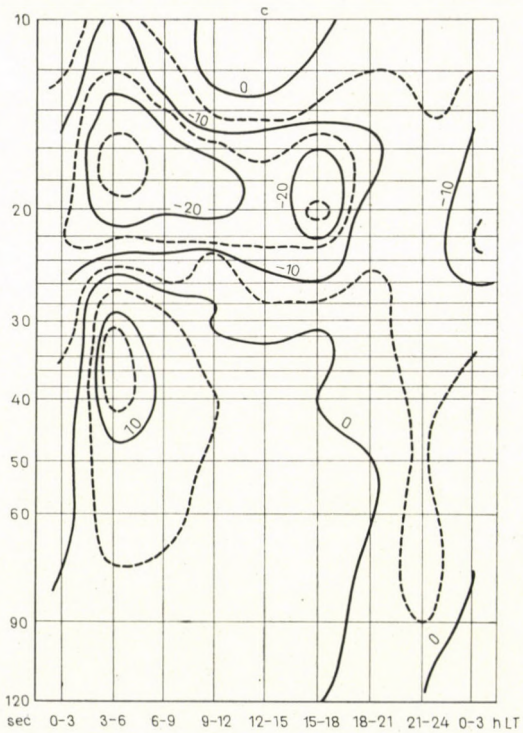


Abb. 4c. Wie Abbildung 4*b*, aber für den Parameter *c*

wurde früher zur Erklärung des vormittaglichen Maximums der Amplitude der Pulsationen einbezogen. Da aber der Unterschied hier zu groß ist (etwa 8 Stunden), und die Verschiebung des Maximums der Pulsationen nach SAITO [3] auch mit der *F*2-Schicht der Ionosphäre in Zusammenhang stehen könnte, wird diese Annahme als nicht wahrscheinlich verworfen.

2. Der Zeitpunkt der Erscheinung dieser Pulsationen fällt zeitlich mit dem Zeitpunkt zusammen, als die Feldlinien des erdmagnetischen Feldes die Richtung des Schweifes verlassen. In diesem Gebiet der Magnetosphäre fanden FRANK und VAN ALLEN [3] starke zeitliche Variationen um einen Faktor 10 oder mehr im Elektronenfluß. Zur Deutung dieser Asymmetrie werden Driftgradienten und Polarisationsfelder herangezogen, deren Quellen sich auf den Magnetosphärengrenzen an der Dämmerungs- und Abendseite befinden [4].

Nach den Satellit-Messungen von HAPPNER [5] erscheinen die Pulsationen der Typen pc 3—4 in dem Morgensektor viel öfter als im Abendsektor. BRUNELLI [6] nimmt an, daß die Unterschiede dieser beiden Sektoren aus der relativen Geschwindigkeit zwischen magnetosphärischem und interplanetarem Plasma stammen.

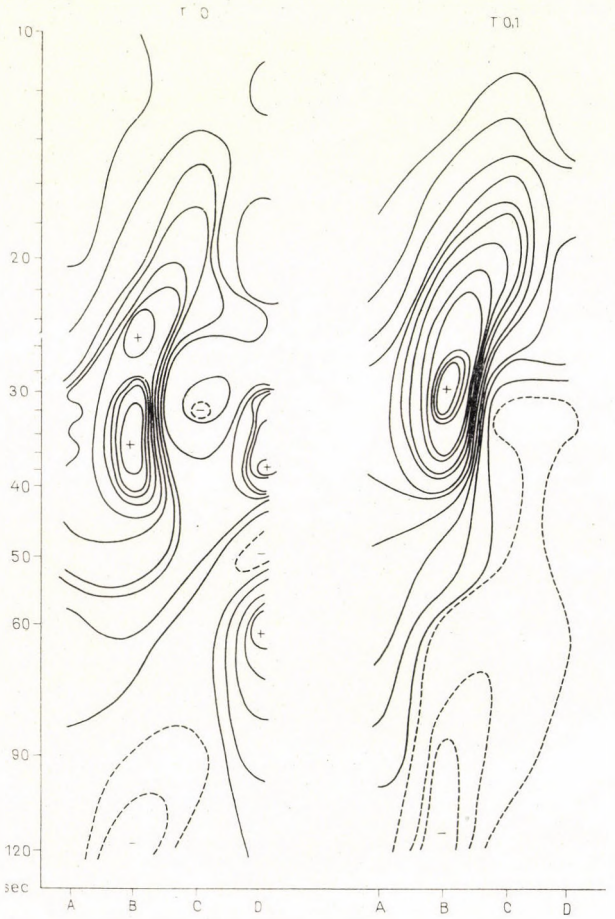


Abb. 5a. Asymmetrie des Spektrums in bezug auf Mittag, ausgedrückt als Unterschiede der Häufigkeiten bestimmter Perioden in Zeitabschnitten, die symmetrisch zum Mittag liegen (*A* Unterschied der Häufigkeiten zwischen 9—12 h LT und 12—15 h LT, *B* zwischen 6—9 und 15—18, *C* zwischen 3—6 und 18—21, *D* zwischen 0—3 und 21—24 h LT). Aktivität $T = 0$ und 0,1

Die Extremwerte der Häufigkeit der verschiedenen Perioden treten im Laufe des Tages bei sehr unterschiedlichen Aktivitäten auf (Abb. 8). Es kann bemerkt werden, daß zwischen 21—24 Uhr, wenn sich also das Observatorium unter dem Schweif der Magnetosphäre befindet, die Veränderungen von *a*, *b*,

c und auch von T_{extr} besonders klein sind, also alle Perioden mit ziemlich gleicher Wahrscheinlichkeit erzeugt werden (abgesehen von einer gleichmäßigen Abnahme der Amplitude bei kleineren Perioden).

Zusammenfassend kann folgendes gesagt werden:

1. Die Häufigkeit der Erscheinung von Pulsationen mit verschiedenen

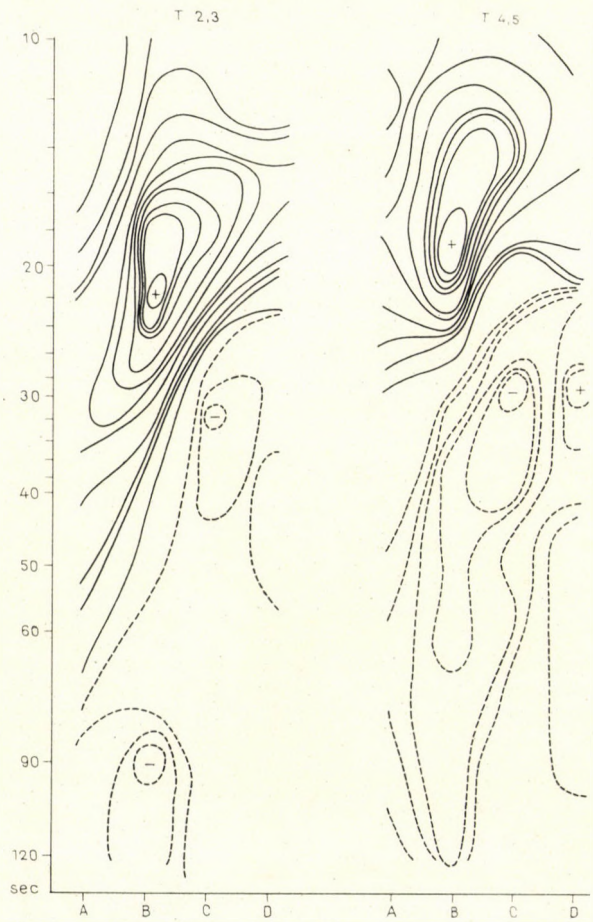


Abb. 5b. Wie Abbildung 5*a*, aber für $T = 2{,}3$ und 4,5

Perioden kann im Laufe des ganzen Tages als Funktion der geomagnetischen Aktivität mit zwei Parametern ziemlich gut angenähert werden, wobei die Parameter die Häufigkeit der Pulsationen bei sehr ruhigen Verhältnissen, sowie die Zunahme oder Abnahme der Häufigkeit bei steigender Aktivität bedeuten. Aus den Häufigkeitsverteilungen können die Grenzen zwischen

verschiedenen Pulsationstypen um etwa 12 und 60 sec festgestellt werden, daneben wird eine sekundäre Grenze um 30—35 sec ebenfalls bestätigt.

2. In den frühen Morgenstunden, um 3—6 Uhr Lokalzeit, erscheinen zusätzliche Pulsationen, die dem Tagesgang der Häufigkeiten nicht entsprechen. Diese Pulsationen werden vermutlich dadurch hervorgerufen, daß

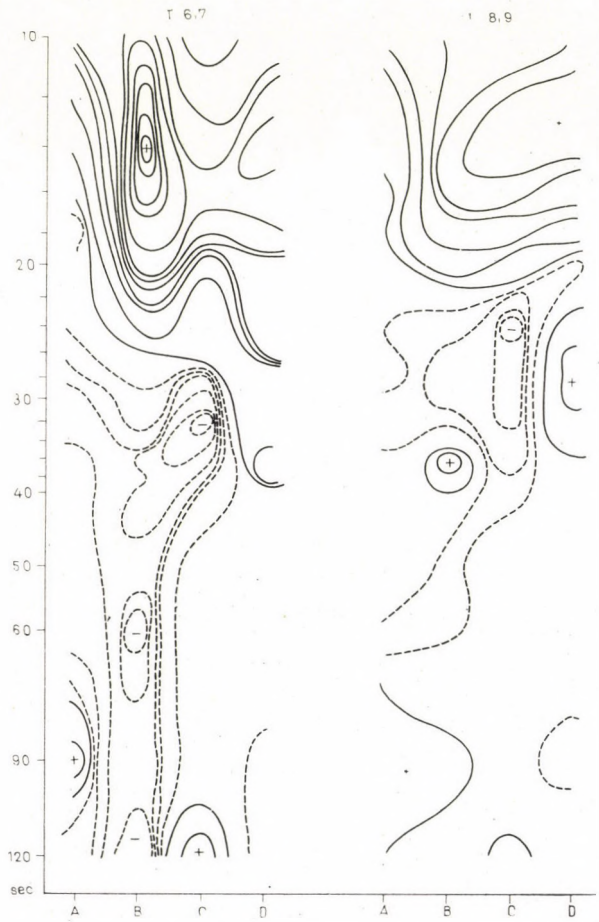


Abb. 5c. Wie Abbildung 5*a*, aber für $T = 6{,}7$ und 8,9

während der Umdrehung der Erde gewisse Störungen auftreten. Diese Pulsationen sind sehr aktivitätsempfindlich, ihre Perioden sind bei kleiner Aktivität etwa 35 sec, bei großer Aktivität etwa 14 sec, wobei die Spitzen im gesamten Spektrum nur eine Verschiebung von 30 auf 20 sec erleiden. Diese Erscheinung fehlt abends völlig.

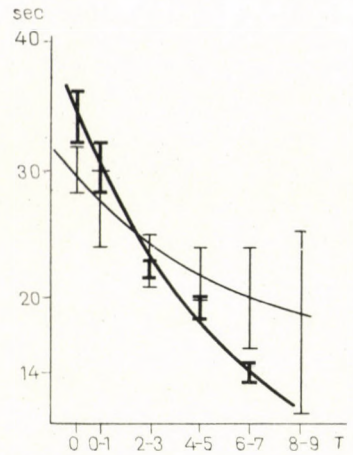


Abb. 6. Die Lage der häufigsten Periode im Spektrum des ganzen Tages (dünn) und zwischen 3—6 Uhr LT (dick), mit Streuung

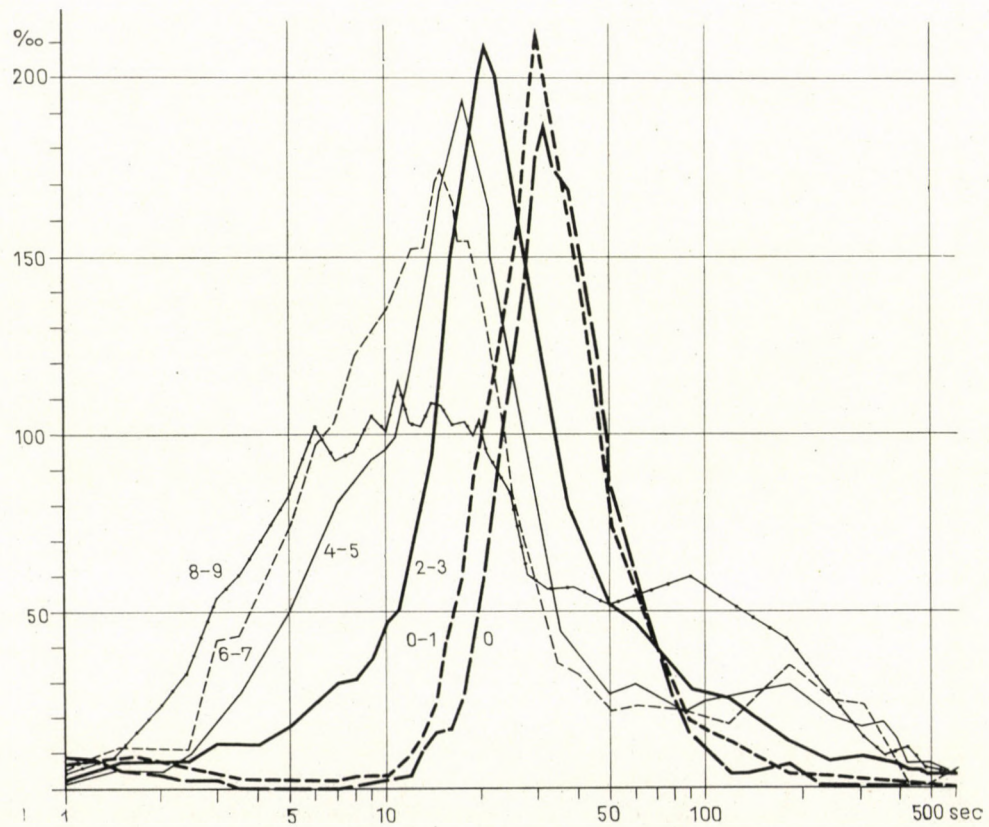


Abb. 7a. Spektrum der Pulsationen bei verschiedenen Aktivitäten in den frühen Morgenstunden (3—6 Uhr LT)

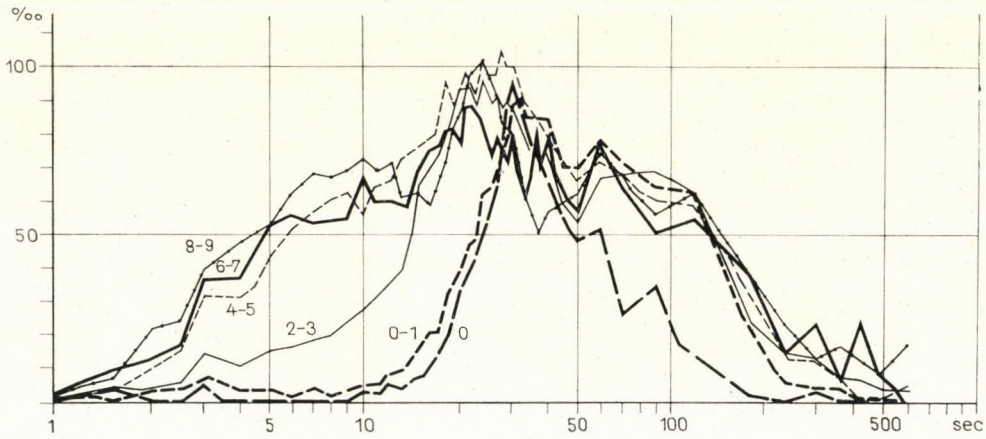


Abb. 7b. Spektrum der Pulsationen bei verschiedenen Aktivitäten in den späten Abendstunden (18—21 Uhr LT)

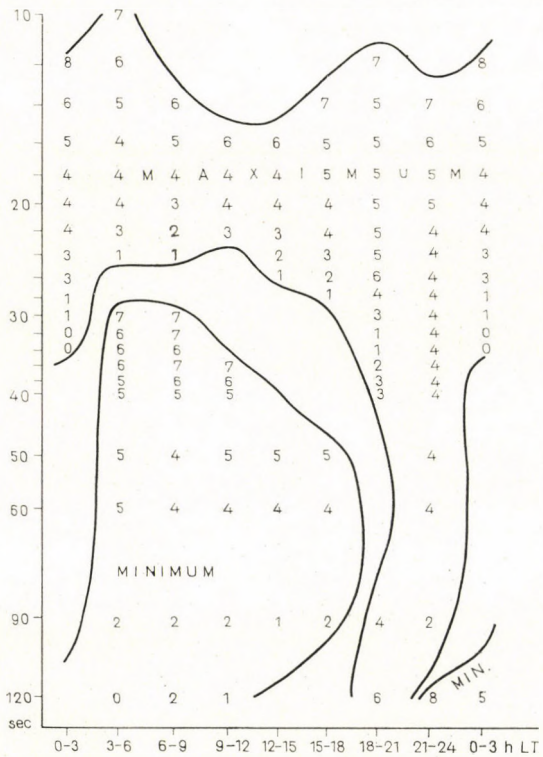


Abb. 8. Die Lage der Extremwerte der Häufigkeiten der Pulsationen in Funktion der Aktivität (*T*-Werte). Die Zahlen bedeuten jene *T*-Werte, bei denen die Häufigkeit der Pulsationen mit einer gewissen Periode in einem dreistündigen Intervall des Tages einen Extremwert, Maximum oder Minimum, erreicht, in der Darstellungsweise der Abbildungen 4*a*—*c*.

SCHRIFTTUM

1. VERŐ, J.: Die abgeänderte Methode der Bearbeitung der tellurischen Schnellregistrierungen von 1960, im Obervatorium bei Nagycenk. *Acta Techn. Hung.* 43 (1965), 101.
2. Geophysical Observatory Reports of the Geophysical Research Laboratory of the Hungarian Academy of Sciences, Sopron, 1961—9.
3. FRANK—VAN ALLEN: Department of Physics and Astronomy, State University of Iowa, SU I 63—29.
4. WAGNER, C. V.: Einführung in die Plasmaphysik, Akademie Verlag, Berlin, 1965, S. 254.
5. HEPPNER, J. P.: Characteristics of micropulsation observations in the magnetosphere. International Symposium on Solar-Terrestrical Physics, Lenigrade, 11—20 May 1970.
6. BRUNELLI, B. E.: The rotation of the Earth and the magnetospheric convection (ibidem).

ASYMMETRY IN RESPECT OF LOCAL NOON IN THE ACTIVITY OF GEOMAGNETIC MICROPULSATIONS

J. VERŐ

SUMMARY

In the early morning hours pulsations appear with periods very sensitive for activity changes. The characteristics of these pulsations are investigated and with those of other types of pulsations compared.

УТРЕННЕ-ВЕЧЕРНЯЯ АСИММЕТРИЯ В АКТИВНОСТИ ГЕОМАГНИТНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ

Й. ВЕРЭ

РЕЗЮМЕ

В статье установливается, что в послеобеденные часы появляются пульсации, период которых особо чувствительно женяется с активностью. Автор подробно рассматривает свойства этих пульсаций и сравнивает их с другими пульсациями.

Acta Geodaet., Geophys. et Montanist. Acad. Sci. Hung., Tomus 6 (3—4), pp. 319—325 (1971)

IONOSPHERIC ABSORPTION AROUND SUNRISE AND SUNSET. SEASONAL VARIATIONS

F. MÄRCZ

GEOPHYSICAL RESEARCH LABORATORY OF THE HUNGARIAN ACADEMY OF SCIENCES, SOPRON

[Manuscript received June 10, 1970]

Ionospheric absorption measured by the $A3$ method at two different frequencies (539 kc/s and 272 kc/s) around ground sunrise and sunset have been analysed in respect of seasonal variations. The analyses have been carried out by means of absorption differences calculated between data determined at two different solar zenith angles ($\Delta L'_1 = L'_{\chi=80°} - L'_{\chi=90°}$) in the morning, as well as by differences ($\Delta L'_2$) between sunrise absorption and night absorption. The results separated for the different seasons show interesting peculiarities. The $\Delta L'_1$ values of the equinoxes indicate an absorption decrease related to appropriate values of winter and summer. Different tendencies are shown for the $\Delta L'_2$ values at 539 kc/s and at 272 kc/s, respectively.

1. Introduction

Ionospheric absorption measurements at oblique incidence have been carried out since 1966 in the Nagycenk Observatory. First, the measurements were started at 539 kc/s (transmitter Budapest), but since 1967 they have been continued at 272 kc/s using the transmitter Československo.

As reported in some previous papers [1, 2, 3], the $A3$ method has been adopted for measuring the absorption in the lower ionosphere. Details about the method and the measuring equipment are given in [3].

The technical structure of the equipment arranged in the Nagycenk Observatory allows the measurement of the sky-wave field strength at night as well as around sunrise and sunset. In the daytime the signal strength of the sky-wave is highly attenuated and remains below the most sensitive measuring limit of our receiver. Therefore absorption values are determined only in times of ground sunrise ($\chi = 90°$) and ground sunset ($\chi = 90°$) in the reflection point, as well as somewhat earlier and later at the following fixed solar zenith angles (χ): 100°, 95°, 85° and 78,5°. For calculating the absorption values, averages of maxima over 20 minute record intervals were taken. In each case the intervals were centered on the times of the zenith angles required. Night absorption is determined as an average calculated from maxima of the record between the time of $\chi = 100°$ and 23 00 GMT.

2. Absorption variations around sunrise and sunset

LAUTER and SPRENGER have presented in [4] a study on ionospheric absorption both around sunrise and sunset. They used data of absorption measurements made by the $A3$ method at various frequencies (128, 185, 245, 355 and 1178 kc/s), during sunspot minimum. The investigations were carried out separately for winter and summer conditions, but did not cover the equinoxes.

Studies described below are based on data calculated from $A3$ absorption measurements made at 539 kc/s in the Nagycenk Observatory in 1966, and at 272 kc/s both in the Nagycenk and the Průhonice (Czechoslovakia) Observatories in 1967, 1968 and 1969, i.e., around sunspot maximum.

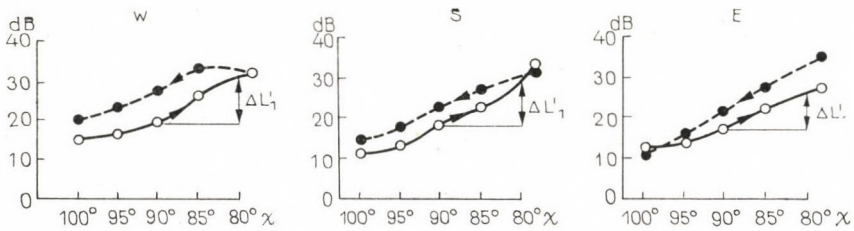


Fig. 1. Variations of absorption at 539 kc/s around sunrise (full curves) and sunset (broken curves) for winter (W), summer (S) and equinoxes (E)

Fig. 1 shows the variations of absorption at 539 kc/s around sunrise (full curves) and sunset (broken curves), separately for winter, summer and equinoxes. There are rather large discrepancies between the morning and the evening curves. The evening values are almost constantly above the morning curves in every season, however, the absorption values of 78,5° solar zenith angle (χ) coincide fairly well, both in winter and in summer. There is an opposite tendency for equinoxes, when the largest discrepancy between the morning and the evening curves appears just at $\chi = 78{,}5°$ and a coincidence can be seen in case of $\chi = 100°$.

Fig. 2 shows three-year-averages (1967—69) of absorption measured at 272 kc/s in two different stations (*a*. Nagycenk and *b*. Průhonice) at various solar zenith angles around sunrise (full curves) and sunset (dotted curves). The results are again represented separately for different seasons. Most evening curves here go above the morning curves only for $\chi \leq 90°$. The discrepancies of the curves are larger at Nagycenk than at Průhonice in every season, but they are generally smaller here than at 539 kc/s in Fig. 1. The occurrence could be explained by the difference between the frequencies used, as mentioned in [4]. The largest absorption differences between the morning and evening curves appear at $\chi = 78{,}5°$ in Nagycenk and at $\chi = 77{,}5°$ in Průhonice, respectively, in the equinoxes.

It is not quite suitable to make a comparison between the absolute values of absorption measured at the same solar zenith angle, but over various transmitter-receiver paths or even at different frequencies; moreover, one should be careful of possible inaccuracies in determining the base values, too. (Inaccurate base values might originate in calculating the constant applied at the $A3$ method e.g. due to insufficient knowledge of the transmitting power, radiation pattern etc.). Absolute values of absorption are

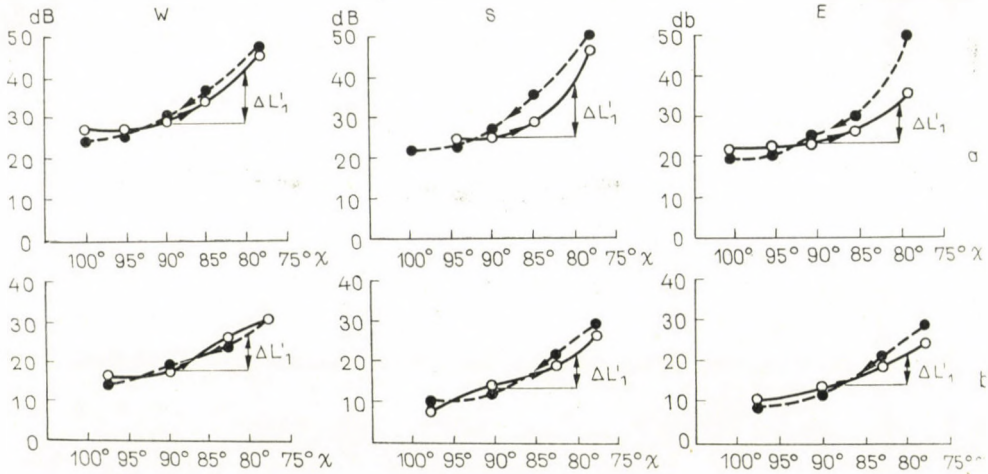


Fig. 2. Variations of absorption at 272 kc/s around sunrise (full curves) and sunset (broken curves) for winter (W), summer (S) and equinoxes (E) in Nagycenk (a) and in Průhonice (b), respectively. (For W in b $\Delta L_1'$ should be drawn up to the full curve, too.)

comparable at the same solar zenith angle, if they have been measured over a fixed path and at a fixed frequency, but in different seasons. In order to make possible an analysis for seasonal changes from absorption data of different solar zenith angles and even of various frequencies and measuring paths, instead of the absolute values appropriate relative values (absorption differences) should be determined.

For demonstrating the seasonal changes, absorption differences ($\Delta L_1' = L'_{\chi=80°} - L'_{\chi=90°}$) between two fixed solar zenith angles are used which are indicated on each morning curve in both figures. The $\Delta L_1'$ values are given in Table I.

There are practically no differences between winter and summer values, but those determined for equinoxes are in any case smaller than the others.

3. Detailed analysis

Investigations [4] referred to above have shown a morning absorption increase of about 3 dB between $\chi = 100°$ and $\chi = 90°$ in winter and a larger enhancement of about 10 dB in summer, at the lower frequencies (128, 185

Table I

Receiver—Transmitter (frequency)	$\Delta L'_1 = L'_{\chi=80°} - L'_{\chi=90°}$ (in dB)			Years
	Winter	Summer	Equinoxes	
Nagycenk—Budapest (539 kc/s)	12	11	9	1966
Nagycenk—Československo (272 kc/s)	14	15	9	1967 1968 1969
Průhonice—Československo (272 kc/s)	10	9	7	1967 1968 1969

and 245 kc/s) used there. The larger increase is due to the higher $L'_{\chi=90°}$ level in summer. Furthermore, an approximately constant absorption difference ($\Delta L' \approx 10$ dB) is observed between $\chi = 80°$ and $\chi = 90°$ both in winter and summer.

Changes shown by winter curves in Figs 1 and 2*b* (partly presented in Table I, too) are similar to those mentioned above, however, $L'_{\chi=80°} - L'_{\chi=90°}$ in Fig. 2*a* is somewhat larger.

The summer curve presented in Fig. 1 shows a quite uniform increase ($\sim$ 8 dB) from $\chi = 100°$ to $\chi = 90°$, as those of [4], nevertheless, the growth against winter does not originate in the higher level of $L'_{\chi=90°}$, like there, but in the smaller $L'_{\chi=100°}$ value. No significant difference appears in Fig. 2 in relation to winter, although $L'_{\chi=100°}$ could not be determined in 2*a*. because of breaking-in. It is evident from all the figures that the $L'_{\chi=90°}$ values are smaller in summer than in winter as well as that the absorption differences between $\chi = 80°$ and $\chi = 90°$ are about the same in the individual cases both for winter and for summer. It is interesting to note that the $\Delta L'_1$ values of the same seasons show a significant difference in Fig. 2; notwithstanding, they are deduced from measurements made at the same frequency (272 kc/s), but over different propagation paths.

Attention is drawn to the peculiarities of the morning curves for equinoxes that are distinct from those observed at the other curves. As mentioned earlier, the largest discrepancies between the morning and evening curves appear here approaching the lowest values of χ. This is chiefly due to the fact that the ascent of the morning curves after $\chi = 90°$ is milder than those of the other seasons. Consequently, the $\Delta L'_1$ values are also smaller here (for further information see Table I, too). In addition, the decrease of the $L'_{\chi=90°}$ value is continued in relation to the levels of winter and summer.

Mention must be made of the normal reflection attenuation which is also included in $L'_{\chi=90°}$, usually levelled with the night absorption at the lower frequencies. In order to prove more exactly the descending tendency of sunrise absorption — from winter to summer and to the equinoxes — revealed previously, $L'_{\chi=90°}$ values have been defined in relation to night absorption (L'_N). Table II gives the seasonal averages of sunrise and night absorption (calculated from monthly medians), as well as the differences ($\Delta L'_2$) between these values in dB.

Table II

Receiver—transmitter (frequency)	$L'_{\chi=90°}$	L'_N	$\Delta L'_2$	Seasons	Years
Nagycenk—Budapest	18,5	11,2	7,3	Winter	
(539 kc/s)	18,2	9,9	8,3	Summer	1966
	16,9	7,9	9,0	Equinoxes	
Nagycenk—Československo	29,0	19,8	9,2	Winter	
(272 kc/s)	25,4	18,3	7,1	Summer	1967—1969
	23,2	16,6	6,6	Equinoxes	
Průhonice—	17,8	11,4	6,4	Winter	
Československo	13,3	7,7	5,6	Summer	1967—1969
(272 kc/s)	12,9	7,1	5,8	Equinoxes	

If the $\Delta L'_2$ values are regarded as pure measures for sunrise absorption then it is revealed here a clear decreasing tendency from winter to summer with minima in the equinoxes, over the Nagycenk — Československo path. There is a less definite descent from winter to summer and a negligible increase in the equinoxes related to summer, over the Průhonice — Československo path. Another tendency is observed at 539 kc/s, namely the sunrise absorption increases in summer and all the more in the equinoxes in comparison with the level of winter. The latter agrees with the changes of sunrise absorption shown for lower frequencies in [4], however, only summer and winter data have been analysed there. The difference between the $L'_{\chi=90°}$ values of the two seasons was larger there, too.

4. Conclusions

In [4] the absorption determined at ground sunrise is treated as a reference level and it is considered to be a result of an interaction originating from the photodetachment processes and a steady flux of high energy particles,

active at solar zenith angles foregoing ground sunrise. Investigations here have shown a decreasing tendency of sunrise absorption from winter to summer and to the equinoxes at 272 kc/s.

Taking into account the considerations and the results mentioned above it may be deduced that the ionization located in the lowest part of the *D*-region and resulting from photodetachment processes and a steady flux of high energy particles is higher in winter than in the other seasons. Since there is an interaction in question the changes of both parameters should be regarded. The lower ionization in summer and in the equinoxes might be derived from the decrease of both parameters, just as from that of one of them, in relation to winter. In principle, even another possibility is conceivable, e.g. the decrease of a parameter together with an enhancement of the other; in this case, however, the decrease should be larger than the increase supposed.

The opposite tendencies at 272 kc/s and 539 kc/s may be explained either by the difference between the frequencies, or sooner by the different sunspot period of the observations. Measurements of 539 kc/s were carried out during 1966 i.e. in an interval between sunspot minimum and maximum, but those of 272 kc/s between 1967 and 1969, thus during sunspot maximum. Results shown in [4] refer to sunspot minimum conditions explaining probably their similarities to the effects revealed at 539 kc/s and their opposite tendencies to the results of 272 kc/s.

Mention must be made of another difference between the investigations described here and in [4]. The absorption data used there have been deduced from measurements made in latitudes of about 6°—8° higher than those of the Nagycenk and the Průhonice transmission paths.

It is generally assumed [5] that the dominant daytime ionization process in the D-region is that of nitric oxide by Lyman α. Other ionization processes like cosmic rays and X rays are less effective. The cosmic ray ionization can be effective below 70 km while ionization by X rays is varying with solar conditions.

$\Delta L_1'$ can be regarded as a part of the real daytime absorption, thus its seasonal changes might give informations on seasonal variations of the ionization processes and on the aeronomical composition changes. Thinking in this way, the conditions appear quite unchanged between winter and summer (see results of Table I). according to absorption measurements made in middle latitudes, at two frequencies. There is, however, a significant alteration in the equinoxes related to the other seasons.

Acknowledgement. The author is grateful to the Ionospheric Department of the Geophysical Institute of the Czechoslovak Academy of Sciences for the transfer of the Průhonice absorption data.

REFERENCES

1. Bencze, P.—Märcz, F.: Über die Messungen der ionosphärischen Absorption im Lang- und Mittelwellenbereich mit der Methode A3. *Acta Geod. Geoph. Mont. Hung.* 2 (1967), 409—414.
2. Bencze, P.—Märcz, F.: Elektromágneses hullámok abszorpciója az alsó ionoszférában. (Absorption of Electromagnetic Waves in the Lower Ionosphere) *Fizikai Szemle* 18 (1968), 106—108.
3. Bencze, P.—Märcz, F.: Atmosphärisch-elektrische und ionosphärische Messungen im Observatorium bei Nagycenk. Obs. Ber. Geoph. Forsch. Lab. Ung. Akad. Wiss. (1966), 143—152.
4. Lauter, E. A.—Sprenger, K.: Tages- und Jahresgang der ionosphärischen Absorption im Lang- und Mittelwellenbereich. *Kleinheubacher Berichte*, Band 11. 211—218.
5. Nicolet, M.—Aitken, A. C.: The Formation of the D Region of the Ionosphere *J. Geoph. Res.* 65 (1960), 1469—1483.

ПОГЛОЩЕНИЕ В НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЕ ОКОЛО ВОСХОДА И ЗАХОДА СОЛНЦА

Сезонные вариации

Ф. МЕРЦ

РЕЗЮМЕ

В статье рассматриваются результаты измерений поглощения в нижней ионосфере, проведенных около восхода и захода солнца на двух частотах (539 Кгц и 272 Кгц) методом *A*3. Исследования были сделаны на основании вычисления разности утренних значений поглощения ($\Delta L_1' = L'_{\chi=80°} - L'_{\chi=90°}$) относящихся к двум различным зенитным расстояниям солнца ($\chi = 80°$ и $\chi = 90°$), а также разности поглощения около восхода солнца и ночного поглощения. Результаты в сезонном разделении показывают очень интересные особенности. Значения $\Delta L_1'$ в дни солнечного равноденствия меньше соответствующих зимних и летних значений. Значения же $\Delta L_2'$ показывают другие тенденции на частоте 539 и 272 Кгц.

Acta Geodaet., Geophys. et Montanist. Acad. Sci. Hung., Tomus 6 (3—4), pp. 327—344 (1971)

DIE INVERSE FILTERUNG GRAVIMETRISCHER MESSUNGEN

R. RÖSLER—K. OELSNER

SEKTION GEOWISSENSCHAFTEN DER BERGAKADEMIE FREIBERG, DDR

Arbeitsgruppe Geophysik, Sektionsveröffentlichung Nr. 163

[Eingegangen am 16. Juni 1970]

Als Hilfsmittel zur Interpretation von BOUGUER-Schwerekarten werden die in der Seismik bereits angewandten Verfahren der Optimalfilterung vorgeschlagen. Es wird der Algorithmus zur Berechnung eindimensionaler und zweidimensionaler Filteroperatoren erläutert. In einem Beispiel für einen eindimensionalen Operator wird ein horizontaler Zylinder als Störkörper angenommen, die Koeffizienten des inversen Filteroperators werden berechnet und auf ein Schwerprofil angewandt.

1. Einleitung

In der Geophysik werden schon seit geraumer Zeit Filterverfahren mit Erfolg angewendet. Eine Voraussetzung für die Anwendung dieser, zu den statistischen Auswerteverfahren zu zählenden Filterverfahren war die rasche Entwicklung der Rechentechnik.

Besonders bekannt wurde die in der Seismik angewandte Deconvolutionsmethode. Die mathematischen Grundlagen hierfür wurden schon von N. WIENER erarbeitet.

Mit diesem Verfahren wird die Tiefpaßwirkung des Bodens für seismische Wellen beseitigt und das »Wavelet« in einen Einheitsimpuls zurückverwandelt. Diese Optimalfilterung kann auch auf nichtseismische Probleme angewendet werden. Als Beispiel hierfür wird nachgehend ein Formalismus zur Anwendung der inversen Filterung für die Lösung gravimetrischer Aufgaben beschrieben. Während bei den sogenannten »zweidimensionalen« Störkörpern (ebenes Problem) eine direkte Übertragung der aus der Seismik bekannten Deconvolutionsmethoden möglich ist, treten bei beliebigen Störkörpern von zwei Koordinaten abhängende Meßwerte auf, die einer Transformation zu unterziehen sind.

2. Mathematische Grundlagen

2.1. *Aufgabenstellung*

Die durch Schweremessungen und nachfolgende Reduktion erhaltene Bouguer-Schwere wird von Dichteunterschieden in geologischen Strukturen (Störkörper) verursacht. Das Ziel der Interpretation von Schweremessungen

besteht in der Überprüfung von Hypothesen über die Dichteverteilung innerhalb der Erdkruste, die auf geologischen Vorstellungen beruhen. Aus der Potentialtheorie ist bekannt, daß die Bestimmung der Dichteverteilung durch Schweremessungen an der Erdoberfläche grundsätzlich nicht eindeutig möglich ist. Die Forderung, diese Vieldeutigkeit einzuschränken, hat einerseits zu einer großen Zahl spezieller Auswerteverfahren (Reduktionsverfahren, Methoden der höheren Ableitung, Feldfortsetzung) geführt und erfordert andererseits eine enge Zusammenarbeit zwischen Geologen und Geophysikern.

Eine Bouguer-Karte (oder einfacher: ein Schwereprofil) stellt die Summenwirkung aller Dichteunterschiede im Untergrund dar. Man kann die Frage nach einer Verteilung von Punkt- (oder Linien-) Massen in einem Horizont des Untergrundes (unter Berücksichtigung der geologischen Situation) stellen, die die gemessene Schwerewirkung an der Oberfläche hervorruft. Auf diese Weise wird die gemessene Bouguer-Schwere in eine Reihe von Punktmassen unterschiedlicher Stärke zerlegt. Dieses Vorgehen entspricht der Vorhersagezerlegung seismischer Spuren (predictive decomposition, deconvolution), bei der für eine oder mehrere Spuren Einsatzzeiten und -stärken der in ihnen enthaltenen Signale (Wavelets) bestimmt werden. Im Falle der Gravimetrie wirkt gegenüber der Seismik vereinfachend der Umstand, daß

a) bei angenommener Tiefe die »Signalform« durch einen einfachen analytischen Ausdruck angegeben werden kann und

b) die Schwerewirkung einer Punktmasse (oder Kugel) stets eine symmetrische Funktion, bezogen auf das Epizentrum ist.

Erschwerend wirkt sich jedoch aus, daß nur selten »ebene« Probleme vorliegen und die Bouguer-Schwerestörung flächenhaft dargestellt werden muß.

2.2. *Prinzip der inversen Filterung*

Gegeben sei ein Eingangssignal $g(t)$. Auf dieses Eingangssignal soll eine solche Filterfunktion $v(t)$ angewendet werden, die als Ergebnis der Faltung von Eingangssignal und Filterfunktion einen Einheitsimpuls $\delta(t)$ als Ausgangssignal $h(t)$ liefert.

Es besteht die Aufgabe, eine Filterfunktion zu berechnen, die diese Transformation des Eingangssignals in ein vorgegebenes Ausgangssignal $h(t)$ bewirkt. Speziell wird vorgegeben $h(t) = \delta(t)$. Mathematisch wird der Filterprozeß, sofern es sich um lineare Systeme handelt, durch das Faltungsintegral (1) ausgedrückt:

$$\int_{\tau=-\infty}^{\infty} v(\tau)g(t-\tau)d\tau = h(t). \tag{1}$$

Die Lösung $v(t)$ dieser Integralgleichung kann mit Hilfe der FOURIER-Integraltransformation gefunden werden [5].

Für die Existenz einer Lösung ist es notwendig, daß die Funktionen $g(t)$ und $h(t)$ gewisse Bedingungen erfüllen [5]. Eine praktische Anwendungsmöglichkeit bieten nur solche Filterfunktionen $v(t)$, die außerhalb eines endlichen t-Intervalls verschwinden, wodurch jedoch das tatsächliche Ausgangssignal vom gewünschten Ausgangssignal $h(t)$ abweicht. Man erhält eine optimale Filterfunktion $v(t)$, wenn man den mittleren quadratischen Fehler zwischen dem tatsächlichen und dem gewünschten Ausgangssignal zu einem Minimum macht [1]. Die folgende Abbildung verdeutlicht die erläuterte Berechnungsmethode.

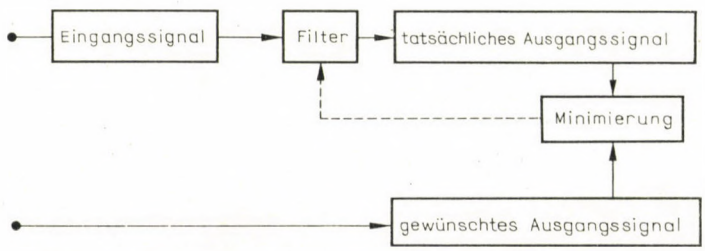


Abb. 1. Modell zur Berechnung der Filter

Die Integralgleichung (1) kann leicht verallgemeinert werden für Funktionen mehrerer Veränderlicher $g(x, y)$ usw.:

$$\int_{\xi=-\infty}^{\infty} \int_{\eta=-\infty}^{\infty} v(\xi, \eta) g(x - \xi, y - \eta) d\xi d\eta = h(x, y) . \tag{1a}$$

Wir werden im folgenden Signale, die von einer Veränderlichen abhängen, als »eindimensionale Signale« bezeichnen und solche, die von zwei Veränderlichen abhängen, als zweidimensionale Signale bezeichnen. Erstere treten in der Gravimetrie bei den sogenannten ebenen Problemen auf, wenn die Profilrichtung senkrecht zum Streichen der Anomalie verläuft.

2.3. *Berechnung numerischer Filterkoeffizienten*

2.3.1. *Filter für eindimensionale Signale*

Das Faltungsintegral (1) kann bei der Verwendung diskreter äquidistanter Amplitudenbeträge durch eine Faltungssumme ersetzt werden. Können ferner die Amplituden g_i des Eingangssignals außerhalb eines endlichen Intervalls $-N \leq i \leq N$ Null gesetzt werden, entsteht aus dem Faltungsintegral (1) die endliche Faltungssumme (2).

$$\sum_{i=-N}^{N} g_i v_{k-i} = h_k. \tag{2}$$

Entsprechend der Aufgabenstellung wird $h_k = \begin{cases} 1 & \text{für } k = 0 \\ 0 & \text{für } k \neq 0 \end{cases}$ gesetzt.

Die Berechnung der Filterkoeffizienten v_k nach dem in 2.2. dargestellten Prinzip wird in [1], [2], [5] behandelt, so daß sich eine ausführliche Darstellung an dieser Stelle erübrigt. Man erhält als Ergebnis der Optimierung die sogenannte Wiener-Hopfsche Gleichung. Beschränkt man sich auf eine endliche Zahl von Filterkoeffizienten ($v_r = 0$ für $r > |R|$), so lautet diese

$$\sum_{r=-R}^{R} A_{r-x} v_r = g_{-x} \qquad \text{für } x = 0, \pm 1, \pm 2 \ldots \pm R. \tag{3}$$

Mit $A_a = A_{-a} = \sum_{i=-N}^{N-a} g_i g_{i+a}$, wobei A_a die Amplitude der Autokorrelationsfunktion für die Verschiebung a bedeutet.

Die Wiener-Hopfsche Gleichung kann entsprechend (3) bei Kenntnis der Amplituden des Eingangssignals sowie deren Autokorrelationsfunktion AKF aufgestellt werden.

2.3.2. *Filter für zweidimensionale Signale*

Da in der Gravimetrie weitgehend räumliche Probleme behandelt werden, und die Meßwerte als zweidimensionale Werteverteilung vorliegen (flächenhafte Vermessung), ist eine Erweiterung der dargelegten Filtermethode auf zweidimensionale Eingangssignale von Bedeutung.

Die Berechnung der Filterkoeffizienten erfolgt analog nach der vorstehend beschriebenen Methode, die schematisch auf der Abbildung 1 dargestellt wurde.

Vom zweidimensionalen Faltungsintegral für Funktionen zweier Veränderlicher ausgehend wird dieses für diskrete äquidistante Amplituden als endliche Faltungssumme geschrieben. Dabei wird wieder vorausgesetzt, daß die Amplituden des Eingangssignals außerhalb eines gewissen endlichen Wertefeldes Null gesetzt werden können. Dann lautet die zweidimensionale Form der Faltungsbeziehung (2):

$$\sum_{i=-N}^{N} \sum_{j=-M}^{M} g_i^j v_{k-i}^{l-j} = h_k^l \quad \text{mit } h_k^l = \begin{cases} 1 & \text{für } k = l = 0 \\ 0 & \text{für } k, l \neq 0 \end{cases} \tag{4}$$

Es wird eine endliche Zahl der zu berechnenden Koeffizienten v_r^u vorgegeben mit $r = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots \pm R$ und $u = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots, \pm U$. Es sind danach $(2R+1)$ $(2U+1)$ Koeffizienten zu berechnen. Mit $i = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots \pm N$ und $j = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots, \pm M$ wird der Wertevorrat der Amplituden des Eingangssignals vorgegeben und es ergibt sich für die laufenden Indizes: $k = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots, \pm (N+R)$ und $l = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots \pm (M+U)$.

Zur Berechnung der $(2R+1)$ $(2U+1)$ Filterkoeffizienten existieren infolgedessen $(2N + 2R + 1)$ $(2M + 2U + 1)$ Gleichungen, so daß das lineare Gleichungssystem (4) überbestimmt ist. Nach der Methode der kleinsten Quadrate wird eine optimale Lösung gefunden, indem die Quadratsumme der Abweichungen f_k^l des tatsächlichen Ausgangssignals (Einheitsimpulsnäherung) von dem gewünschten Einheitsimpuls als Ausgangssignal minimiert wird:

$$\sum_k \sum_l (f_k^l)^2 = \sum_k \sum_l \left[\sum_i \sum_j g_i^j v_{h-j}^{l-j} - h_k^l \right]^2 \to \min. \tag{5}$$

In der weiteren Rechnung wird $(k—i) = r$ und $(l—j) = u$ gesetzt.
Damit wird aus (5):

$$\sum_{k=-N-R}^{N+R} \sum_{l=-M-U}^{M+U} \left[\sum_{r=-R}^{R} \sum_{u=-U}^{U} g_{k-r}^{l-u} v_r^u - h_k^l \right]^2 \to \min. \tag{6}$$

Durch partielle Differentiation von (6) nach einem v_x (wobei x und y von $—R$ bis R bzw. von $—U$ bis U laufen) erhält man die Normalgleichungen (7):

$$\sum_k \sum_l \sum_r \sum_u g_{k-x}^{l-y} g_{k-r}^{l-u} v_r^u = g_{-x}^{-y}$$

mit

$$x = —R, \; —R + 1, \; \ldots \; R—1, \; R$$

$$y = —U, —U + 1, \; \ldots \; U—1, \; U. \tag{7}$$

Zur Vereinfachung wird eine Verschiebung der Summationsindizes vorgenommen: $l—y \to l$ und $k—x \to k$.
Damit wird aus (7):

$$\sum_{k=-N}^{N} \sum_{l=-M}^{M} \sum_{r=-R}^{R} \sum_{u=-U}^{U} g_k^l g_{k-r+x}^{l-u+y} v_r^u = g_{-x}^{-y}. \tag{8}$$

Die Schreibweise wird durch die Einführung einer verallgemeinerten Autokorrelationsfunktion

$$A_a^b = A_{-a}^{-b} = \sum_k \sum_l g_k^l g_{k+a}^{l+b}$$

erleichtert.

Durch diese Substitution erhält man die endgültige Form der Normalgleichungen, die auch als »zweidimensionale Wiener-Hopfsche Gleichungen« bezeichnet werden können.

$$\sum_{r=-R}^{R} \sum_{u=-U}^{U} A_{r-x}^{u-y} v_r^u = g_{-x}^{-y} \tag{9}$$

mit $x = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots \pm R$ und $y = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots \pm U$.

Im Gegensatz zum Gleichungssystem (3) besitzt das System (9) nicht die einfache Form der Koeffizientenmatrix. Die des ersteren ist vom Toeplitz-Typ. In Gleichung (9) ist der Aufbau der Koeffizientenmatrix wesentlich komplizierter, was man durch die ausführliche Schreibweise von (9) erkennt, siehe Abb. 2 für $R = U$.

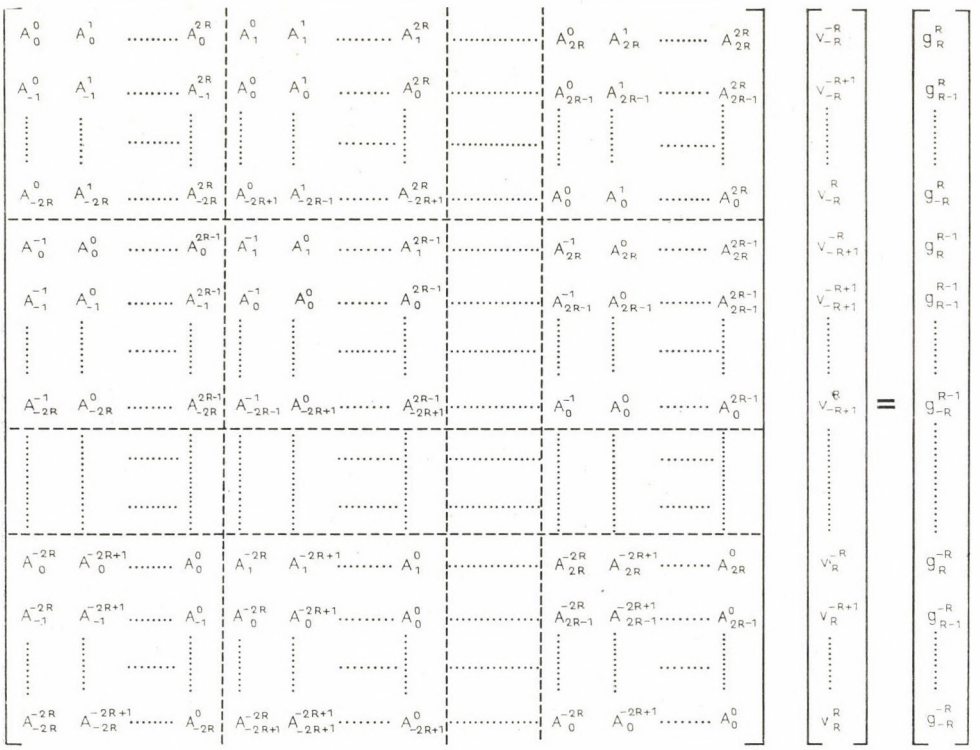


Abb. 2. Gleichung (9) in ausführlicher Form

Zwischen Zeilen- bzw. Spaltennummer und den Koordinaten der AKF-Amplituden (unterer und oberer Index) besteht ein komplizierter Zusammenhang, so daß eine Vereinfachung der Gleichung (9) auf Schwierigkeiten stößt.

3. Anwendung auf Schwereanomalien

3.1. *Prinzip*

Die Berechnung der Filter erfolgt für Anomalien von Modellkörpern. Denkt man sich eine beliebige Schwereanomalie δg aus der Wirkung diskreter gleichartiger Massen (Zylinder bzw. Kugeln) m_k, die sich alle in der Teufe t

befinden, zusammengesetzt, so kann dafür die folgende Faltungsbeziehung geschrieben werden

$$\delta g_k = m_k * y_k . \tag{10}$$

Die diskreten Schwerewerte resultieren aus der Faltung der Einzelmassen mit den Gewichten y_k. Das Ziel der inversen Filterung ist die Umkehrung der Gleichung (10) zur Bestimmung der Einzelmassen durch Faltung der Schwerewerte mit einer Gewichtsfunktion v_k:

$$m_k = \delta g_k * v_k. \tag{11}$$

Werden in Gleichung (10) die diskreten Amplituden δg_k von *einem* Modellkörper der Masse eins an der Stelle $k = 0$ hervorgerufen, so liefert die Faltung (11) einen Einheitsimpuls an dieser Stelle. Mathematisch stimmt der Ausdruck (11) vollkommen mit der Faltungsbeziehung (2) überein, so daß der angeführte Formalismus zur Berechnung der Filterkoeffizienten angewendet werden kann.

Werden die auf Grund eines in der Teufe t befindlichen Modellkörpers berechneten Filterkoeffizienten mit einer beliebigen Schwereanomalie gefaltet, so ergeben sich nach Gleichung (11) durch das Faltungsergebnis die diskreten Massen, deren Form durch den Modellkörper festgelegt wurde, welche diese betrachtete Schwereanomalie hervorrufen.

Durch Interpretation dieser Massenverteilungen, die für verschiedene Wirkungstiefen gewonnen werden, ist es möglich, einen beliebig geformten Störkörper zu identifizieren.

3.2. *Filteroperatoren für Zylinder*

Ein Zylinder der Masse m in der Teufe t ruft nach [4] folgende Anomalie hervor:

$$\delta g(x) = 2fm \frac{t}{x^2 + t^2}. \tag{12}$$

Bei dieser Anomalie handelt es sich um eine gerade Funktion von x. Es läßt sich zeigen, daß in solchen Fällen die Filterfunktion ebenfalls symmetrisch ist. Daher brauchen statt der $2R + 1$ Filterkoeffizienten in Gleichung (3) nur noch $(R + 1)$ Koeffizienten berechnet zu werden. Dazu wird Gleichung (13) verwendet, welche man aus dem Gleichungssystem (3) gewinnt.

$$\sum_{r=1}^{R} (A_{r-x} + A_{r+x}) v_r + A_x v_0 = \delta g_x \tag{13}$$

$$\text{für } x = 0,1,2 \ldots R.$$

Die Berechnung der AKF kann numerisch erfolgen. Es ist in diesem Fall aber möglich, die Ordinatenwerte der AKF durch Integration zu gewinnen, was die

Berechnung der Koeffizienten ungemein erleichtert und die Genauigkeit der Filterkoeffizienten v steigert, die in hohem Maße von der der AKF abhängt.

Die AKF-Amplituden lassen sich durch das Integral

$A_a = \int_{x=-\infty}^{\infty} \delta g(x)\ \delta g(x+a)\ dx$ berechnen, wobei die Schwereanomalie (12) eingesetzt werden muß.

Unter Zuhilfenahme von (9) bekommt man nach der Integration für die AKF:

$$A_a = (2fm)^2 \frac{2\pi t}{a^2 + 4t^2}. \tag{14}$$

Setzt man in das Gleichungssystem (13) die Ausdrücke (12) und (14) ein, erhält man die endgültige Berechnungsgrundlage für diese Filterkoeffizienten.

Die Koeffizienten wurden für die Teufen $t_1 = 1{,}0$, $t_2 = 1{,}5$, $t_3 = 2{,}0$, $t_4 = 3{,}0$ und $t_5 = 4{,}0$ (t in Einheiten des Gitterabstandes) berechnet. Die Gesamtlänge der Filter beträgt 41 Koeffizienten, von denen in der Tabelle nur 21 angegeben sind. Die anderen ergeben sich durch $v_{-i} = v_i$.

Tabelle I

Filterkoeffizienten für g_{zz} einer Stufe mit $T = 1$ und $t = 0{,}5$

i	V_i	i	v_i
1	—1,6385	11	—0,7612
2	0,6993	12	0,3380
3	—1,4000	13	—0,6091
4	0,6525	14	0,2544
5	—1,2282	15	—0,4574
6	0,5817	16	0,1707
7	—1,0690	17	—0,3055
8	0,5027	18	0,0875
9	—0,9142	19	—0,1526
10	0,4210	20	—0,0068

Der Tabelle entnimmt man die folgenden Eigenschaften:

1. Die Filter haben große Ähnlichkeit mit gedämpften Kosinusschwingungen (siehe Abb. 3).

2. Mit wachsender Teufe nehmen die Beträge der Koeffizienten etwa exponentiell zu, wie am Beispiel v_0, Abbildung 4, belegt.

3. Die Dämpfung dieser Schwingungen wird mit der Teufe geringer.

4. Wie die zugehörigen Einheitsimpulsnäherungen zeigen, genügt die Filterlänge den Anforderungen.

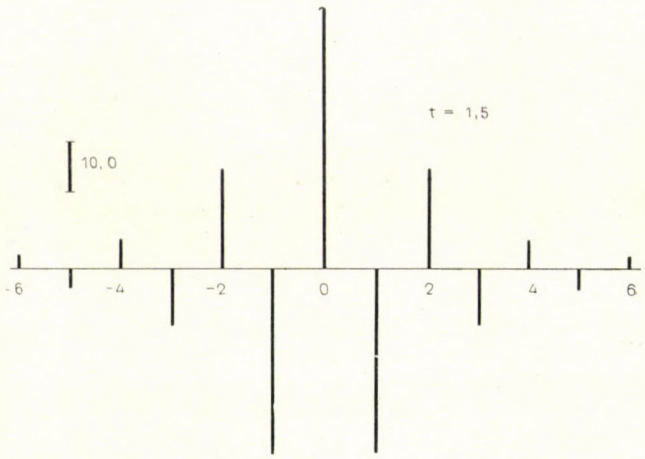


Abb. 3. Filteroperator für Teufe $t = 1{,}5$

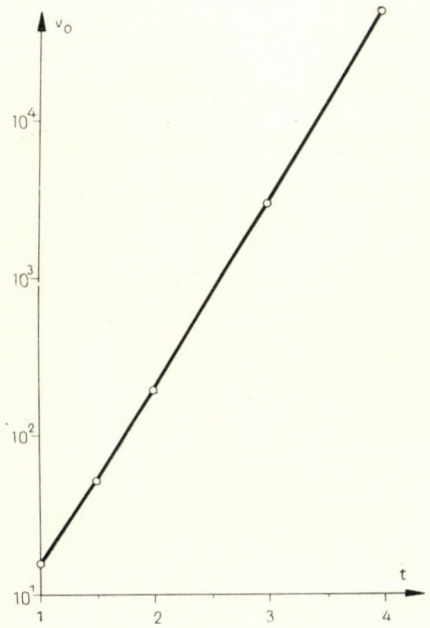


Abb. 4. Amplitudenzunahme von v_0 mit der Teufe

Des weiteren wurden, um die Interpretation zu erleichtern, die Filterkoeffizienten für die Teufe $t = 2$ mit Anomalien (Gleichung 12) der Teufen

$t_1 = 1{,}0$ $t_5 = 2{,}2$
$t_2 = 1{,}4$ $t_6 = 2{,}6$
$t_3 = 1{,}8$ $t_7 = 3{,}0$ und
$t_4 = 2{,}0$ gefaltet.

Die Faltungsergebnisse sind auf der Abbildung 6 zu sehen.

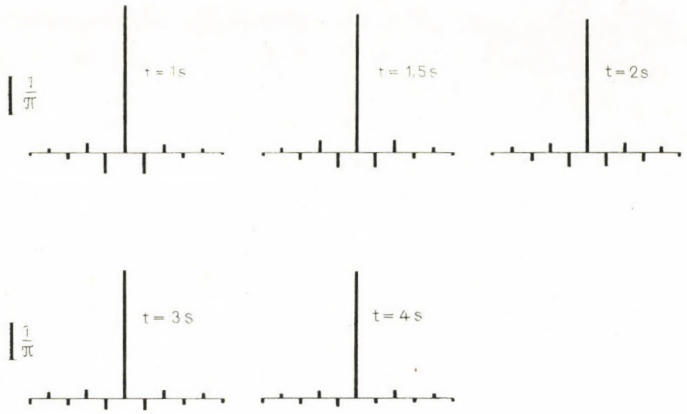


Abb. 5. Einheitsimpulsnäherungen

Nach Gleichung (11) bedeutet jeder Ordinatenwert der Abb. 6 eine entsprechende Masse. In Abbildung 6 sind diejenigen Massenverteilungen in der jeweiligen Teufe zu sehen, die die betrachtete Anomalie hervorrufen: die Faltung einer Anomalie der Teufe t_i mit einem für die Teufe t_k bestimmten Filter liefert jene Massen in der Teufe t_k, welche dieselbe Anomalie verursachen. Daraus können folgende Schlüsse gezogen werden:

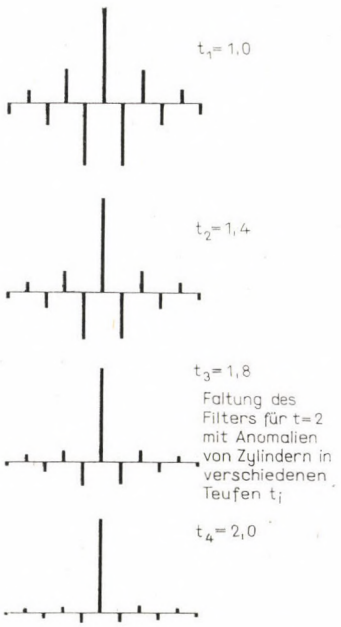


Abb. 6a. Filter für $t = 2$ mit Anomalien verschiedener Teufen

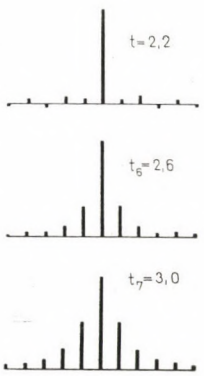


Abb. 6b. Filter für $t = 2$ mit Anomalien verschiedener Teufen

Ist t_i kleiner als t_k, so alternieren die Amplituden — es werden negative Massen in der größeren Teufe t_k benötigt um diesen Anomalieverlauf herzustellen.

Wird t_i größer als t_k, treten allgemeine positive Amplituden auf. In der geringeren Teufe t_k werden zusätzlich »positive« Massen gebraucht, um die gleiche Wirkung wie eine einzelne tiefer gelegene Masse hervorzubringen.

Dieser Sachverhalt kann als Grundlage einer qualitativen Interpretation dienen. Allgemein kann man sagen: Befindet sich oberhalb der Teufe, für welche der Filter berechnet wurde, eine Dichtegrenze, so alternieren die Amplituden. Im anderen Falle treten gleichgerichtete Faltungsbeträge auf. Horizontale Dichtegrenzen deuten sich durch den Wechsel von alternierenden zu gleichgerichteten Amplituden an.

3.3. *Filteroperatoren für Kugeln*

Die Schwereanomalie einer Kugel der Masse m, die sich senkrecht unter dem Koordinatenursprung in der Teufe t befindet, ist gegeben durch:

$$\delta g(\varrho) = f \cdot m \frac{t}{\sqrt{\varrho^2 + t^2}^3}. \tag{15}$$

Für rechtwinklige Koordinaten x' ; y' gilt $\varrho^2 = x'^2 + y'^2$. In dem hier interessierenden Hexagonalgitter x ; y ist für $\varrho^2 = x^2 + y^2 + xy$ zu setzen. In einem solchen Hexagonalgitter können auf einem Kreis mit dem Radius ϱ bis zu zwölf Gitterpunkte liegen. Wegen der Rotationssymmetrie sind die Schwerewerte für diese Gitterpunkte identisch.

Die 12 Gitterpunkte haben die folgenden Koordinaten:

$$P_1\begin{pmatrix} y \\ x \end{pmatrix}; \quad P_2\begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix}; \quad P_3\begin{pmatrix} -y \\ -x \end{pmatrix}; \quad P_4\begin{pmatrix} -x \\ -y \end{pmatrix};$$

$$P_5\begin{pmatrix} -x-y \\ x \end{pmatrix}; \quad P_6\begin{pmatrix} x+y \\ -x \end{pmatrix}; \quad P_7\begin{pmatrix} -x-y \\ y \end{pmatrix}; \quad P_8\begin{pmatrix} x+y \\ -y \end{pmatrix};$$

$$P_9\begin{pmatrix} x \\ -x-y \end{pmatrix}; \quad P_{10}\begin{pmatrix} -x \\ x+y \end{pmatrix}; \quad P_{11}\begin{pmatrix} y \\ -x-y \end{pmatrix}; \quad P_{12}\begin{pmatrix} -y \\ x+y \end{pmatrix}$$

Es kann gezeigt werden, daß durch die Rotationssymmetrie der Schweranomalie, die AKF und der Filteroperator ebenfalls diese Eigenschaft besitzen.

Es gelten die Beziehungen:

$$\begin{aligned} \delta g\ (P_1) &= \delta g\ (P_2) = \ \ldots = \delta g\ (P_{12}) \\ A\ (P_1) &= A\ (P_2) = \ \ldots = A\ (P_{12}) \\ v\ (P_1) &= v\ (P_2) = \ \ldots = v\ (P_{12}) \end{aligned} \tag{16}$$

Wegen der 30°-Symmetrie des Hexagonalgitters brauchen die δg_x^y nur für $0 \leq x \leq y$ berechnet zu werden, ebenso die AKF-Amplituden A_a^b nur für $0 \leq a \leq b$ und die Filterkoeffizienten v_r^u für $0 \leq r \leq u$. Die Zahl der zu berechnenden Filterkoeffizienten verringert sich (für $R = U$) auf $\frac{1}{2}(R+1)(R+2)$ gegenüber $(2R+1)(2R+1)$ Koeffizienten aus Gleichung (9).

In Gleichung (9) können die zu gleichen Filterkoeffizienten gehörenden Matrixelemente ausgeklammert werden. Entlang der x-Achse werden die v_r^0 und entlang der y-Achse die v_0^u summiert. Es darf nach den Beziehungen (16) oberer und unterer Index vertauscht werden. Man findet folgende sechs gleiche Filterkoeffizienten:

$$v_0^u = v_0^{-u} = v_u^0 = v_{-u}^0 = v_{-u}^u = v_u^{-u}.$$

Hier wird in Gleichung (9) v_0^u ausgeklammert.

Entlang der Winkelhalbierenden $x = y$ summiert man die v_u^u (wegen $r = u$). Es existieren wieder sechs gleiche Filterkoeffizienten:

$$v_u^u = v_{-u}^{-u} = v_u^{-2u} = v_{-u}^{2u} = v_{-2u}^u = v_{2u}^{-u}.$$

Diese werden mit v_u^u bezeichnet.

Übrig bleiben noch die v_r^u mit $r < u$. Für diese gelten alle zwölf Beziehungen (16).

Unter Beachtung der Rotationssymmetrie von (15) gelangt man vom Gleichungssystem (9) zu dem weniger umfangreichen, dafür aber komplizierteren System (17):

$$\begin{aligned}
&A_x^y v_0^0 + \sum_{u=1}^{R} (A_x^{u+y} + A_x^{-u+y} + A_{u+x}^y + A_{-u+x}^y + A_{-u+x}^{u+y} + A_{u+x}^{-u+y}) v_0^u + \\
&+ \sum_{u=1}^{R} (A_{u+x}^{u+y} + A_{-u+x}^{-u+y} + A_{u+x}^{-2u+y} + A_{-u+x}^{2u+y} + A_{-2u+x}^{u+y} + A_{2u+x}^{-u+y}) v_u^u + \\
&+ \sum_{r=1}^{R-1} \sum_{u=r+1}^{R} (A_{r+x}^{u+y} + A_{r+x}^{-u+y} + A_{u+x}^{r+y} + A_{-u+x}^{-r+y} + A_{r+x}^{-r-u+y} + A_{r+x}^{r+u+y} + \\
&+ A_{-u+x}^{r+u+y} + A_{u+x}^{-r-u+y} + A_{r-u+x}^{r+y} + A_{r+u+x}^{-r+y} + A_{r+u+x}^{-u+y} + A_{r-u+x}^{u+y}) v_r^u = \delta g_x^y
\end{aligned}$$

mit $$0 \leq x \leq y \quad \text{für } x,y = 0, 1, 2, \ldots R \tag{17}$$

Dabei ist zu beachten, daß im vorliegenden Gleichungssystem alle AKF Amplituden, die $u + r$ oder $2u$ als Index besitzen, für $u + r > R$ bzw. $2u > R$ verschwinden. (Im Gleichungssystem (9) existieren z. B. nur die beiden Filterkoeffizienten v_R^R und v_{-R}^{-R}, nicht aber v_{-R}^{2R} usw., bei der Umformung von (9) in (17) darf der Koeffizient v_R^R deshalb nur mit zwei AKF-Amplituden multipliziert werden.)

Nach Gleichung (17) sind Filter für die Teufen $t = 1{,}0$, $t = 1{,}5$, $t = 3{,}0$ und $t = 5{,}0$ berechnet worden. Dabei wurde die Filterlänge mit $R = 6$ fest-

gelegt auf insgesamt 169 Koeffizienten, von denen wegen der vorhandenen Symmetrien nur 28 voneinander unabhängige zu ermitteln sind.

Die Koeffizienten können der untenstehenden Tabelle entnommen werden. Für quantitative Angaben ist zu beachten, daß die Koeffizienten noch den Maßstabsfaktor fm/s^2 enthalten (s = Gitterabstand).

Tabelle II

Filterkoeffizienten für Kugeln in verschiedenen Teufen

v_r^u

r u	$t = 1{,}0$	$t = 1{,}5$	$t = 3{,}0$	$t = 5{,}0$
0 0	1,61677	7,024628	2408,98153	—21 241,708
0 1	—0,32187	0,115271	—998,75831	55 680,239
0 2	0,03563	0,145369	—569,04891	50 232,439
0 3	—0,00427	0,143904	389,04128	43 133,928
0 4	—0,00012	—0,326519	—174,68516	5 541,083
0 5	—0,00030	0,539063	62,43618	—35 220,281
0 6	—0,00053	—0,052718	7,56948	16 392,409
1 1	0,072862	—2,510785	1378,76470	—40 862,045
2 2	0,002708	29,542549	118,07258	—6 443,814
3 3	0,000059	20,797200	—29,95185	—1 313,273
4 4	—0,000102	8,724802	—6,98535	—6 955,142
5 5	0,000044	1,466833	0,53703	—21 773,920
6 6	—0,000169	0,146216	—0,00324	818,116
1 2	—0,014106	—1,000444	—319,63373	—31 283,980
1 3	0,001713	—10,517490	41,29658	—14 155,443
1 4	—0,000408	13,818026	8,72089	21 180,271
1 5	0,000160	—11,953894	—30,15338	—7 650,605
1 6	—0,000125	6,126812	1,13704	1 539,409
2 3	—0,000841	—19,960920	—22,64908	9 038,428
2 4	—0,000102	5,262437	33,81465	—2 726,126
2 5	—0,000068	5,049865	—5,68942	6 809,063
2 6	—0,000177	—4,710596	1,01409	—7 599,050
3 4	—0,000121	—11,361907	3,61582	—6 540,405
3 5	0,000024	1,121409	3,84661	9 535,781
3 6	—0,000120	1,757130	—0,85124	—7 770,612
4 5	—0,000012	—2,957995	0,33631	6 330,756
4 6	—0,000127	0,156089	—0,19808	1 328,271
5 6	—0,000033	—0,404266	—0,00210	—1 461,913

4. Interpretation eines gemessenen Schwereprofils mittels Optimalfilterung

Nach den Bemerkungen der vorigen Kapitel kann das beschriebene Filterverfahren auf ein gemessenes Schwereprofil angewendet werden. Das Profil liegt senkrecht zum Streichen eines annähernd zweidimensionalen Störkörpers.

Dem Profil wurden 103 δg Werte mit dem Punktabstand $s = 1$ entnommen, welche auf Abb. 7 zu sehen sind.

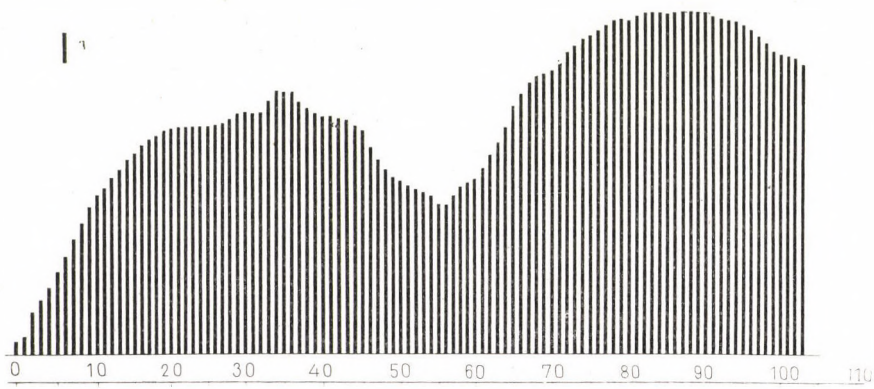


Abb. 7. Schwereprofil

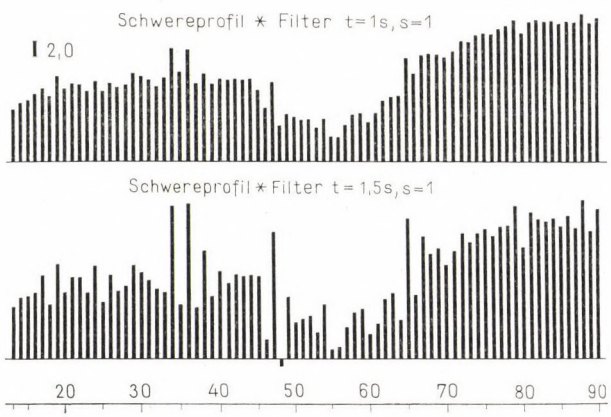


Abb. 8. Faltung für die Teufen $t = 1{,}0$ und $t = 1{,}5$

Entsprechend dem erläuterten Verfahren wurde das dargestellte Profil mit den oben berechneten Filteroperatoren gefaltet. Die nächsten Abbildungen zeigen die Faltungsresultate für die jeweiligen Teufen, wobei alle Größen dimensionslos dargestellt sind.

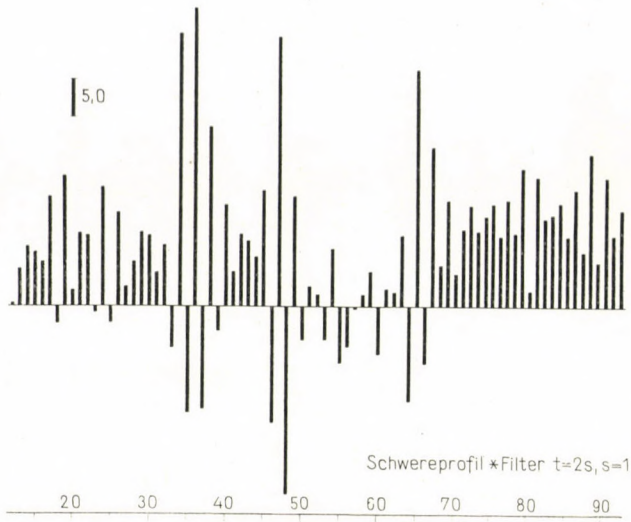


Abb. 9. Faltung für $t = 2$

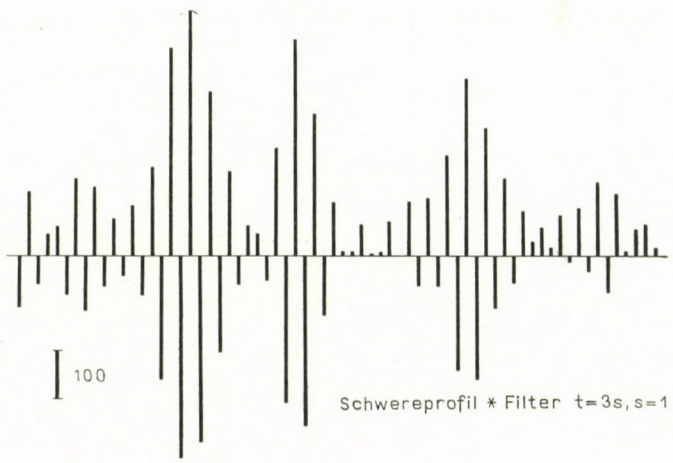


Abb. 10. Faltung für $t = 3$

Für die Teufen $t = 4$, $t = 6$ und $t = 8$ wurde der Punktabstand verdoppelt. Das Profil ist dann mit den Operatoren für $t = 2s$, $t = 3s$ und $t = 4s$ gefaltet worden. Diese Verdopplung des Digitalisierungsintervalls bewirkt eine zusätzliche Glättung. Es ist zweckmäßig, für größere Teufen eine Vergrößerung des Digitalisierungsintervalls vorzunehmen, da hierdurch höhere Frequenzanteile in den Wertereihen besser unterdrückt werden.

Betrachtet man Abb. 8, so erkennt man, daß in den Teufen $t = 1$ und $t = 1{,}5$ die Form der Schwereanomalie, bis auf die Verstärkung der hohen

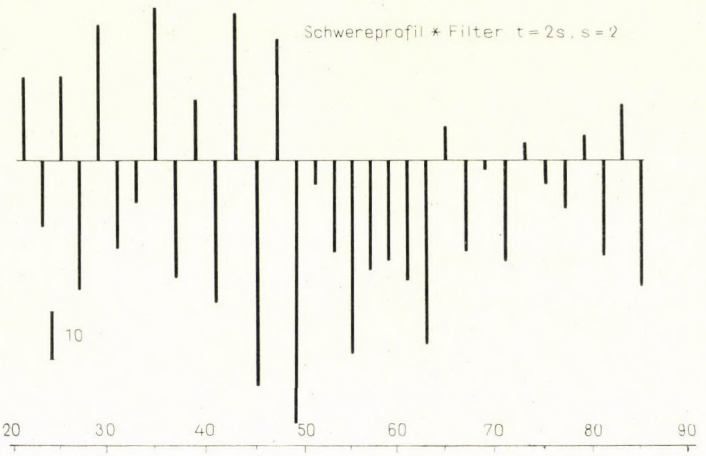


Abb. 11. Faltung für $t = 4$

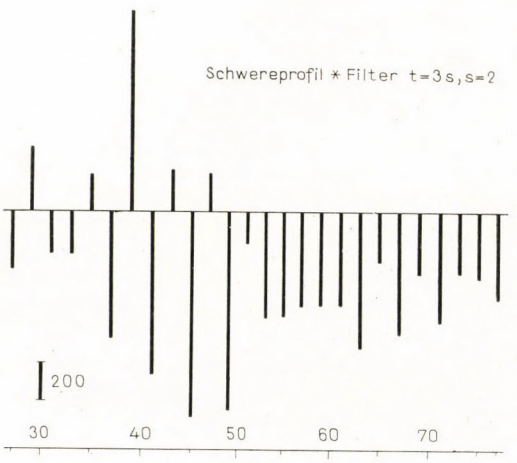


Abb. 12. Faltung für $t = 6$

Frequenzen bei Profilpunkt 35, 47 und 65, erhalten bleibt. Im Zusammenhang mit den Schlußbemerkungen des 3. Abschnittes wird ein Dichtekontrast in einer Teufe $t > 1{,}5$ vermutet.

Das in Abb. 9 dargestellte Faltungsresultat für die Teufe $t = 2$ weist in Umgebung der Profilpunkte 35, 47 und 65 alternierende Amplituden auf. Man kann daher annehmen, daß hierfür Dichteschwankungen in der Teufe $1{,}5 < t < 2{,}0$ verantwortlich sind. Der Verlauf im rechten Teil, gleichgerichtete Amplituden, wird weitgehend von einem Dichtekontrast der Teufe $t > 2$ hervorgerufen. Das beginnende Alternieren im mittleren Teil, etwa von Nr. 50—65, deutet ebenfalls auf eine Dichtegrenze etwas oberhalb der Teufe $t = 2$ hin.

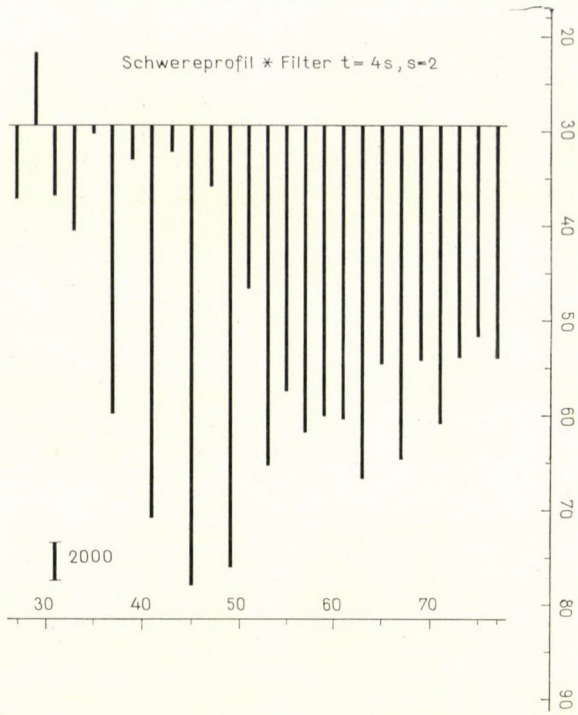


Abb. 13. Faltung für $t = 8$

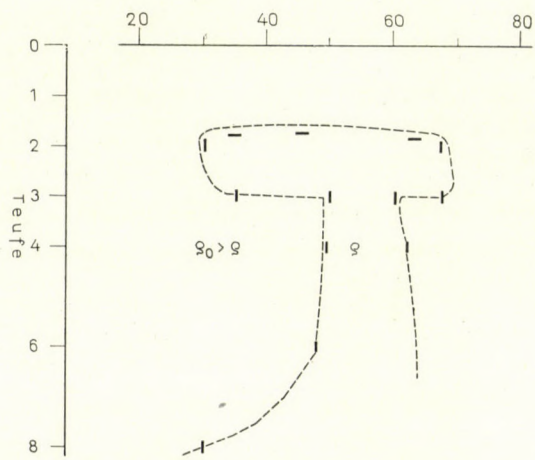


Abb. 14. Vermuteter Störkörper

In der Teufe $t = 3$ (Abb. 10) hat die Hervorhebung hoher Frequenzen zugunsten tieferer abgenommen. Es treten mehr negative Amplituden auf. Diese Tendenz des allgemeinen Massendefizits wird durch die Optimalfilterung für die Teufen $t = 4$, $t = 6$ und $t = 8$ bestätigt.

Weil der »Einzugsbereich« von Störmassen mit der Tiefe abnimmt, müssen immer mehr Defizitmassen vorhanden sein, um das Schwereminimum der Abbildung 7 hervorzubringen. Unter diesem Gesichtspunkt würden zum Beispiel die Amplituden der Abbildung 13 nur dieses Minimum wiedergeben.

In der Abbildung 14 wurden die vermuteten vertikalen Dichtegrenzen durch horizontale Striche angedeutet. Die horizontalen Dichteänderungen sind auf Grund des Wechselns von alternierenden zu gleichgerichteten Amplituden als senkrechte Striche eingezeichnet worden. Den vermutlichen Umriß des Störkörpers zeigt Abb. 14.

Herrn Dr. S. Grosse danken die Verfasser für wertvolle Diskussionen und Anregungen.

SCHRIFFTUM

1. Robinson, E. A., Treitel, S.: Principles of digital »Wiener« filtering. *Geophysical Prospecting* **15** (1967), 383—406.
2. Ford u. Hearne: Least squares inverse filtering. *Geophysics* **31** (1966).
3. Gröbner, W., Hofreiter: Integraltafel Bd. I+II. Springer Wien (1957).
4. Jung, K.: Schwerkraftverfahren in der Geophysik. Geest und Portig, Leipzig (1961).
5. Rice, R. B.: Inverse convolution filters. *Geophysics* **27** (1962), 9—18.
6. Schmeidler, W.: Integralgleichungen mit Anwendungen in Physik und Technik. Leipzig (1955).

THE INVERSE FILTERING OF GRAVIMETRIC MEASUREMENTS

R. RÖSLER—K. OELSNER

SUMMARY

Methods of optimum-filtering, known from seismic reflection method, are proposed as an aid for interpretation of Bouguer gravity maps. The algorithm for calculating one- and two-dimensional filter operators is explained. As an example for an one-dimensional operator of a disturbing body a horizontal cylinder is supposed, the coefficients of the inverse filter operator are calculated and applied on a gravity profile.

ОБРАТНОЕ ФИЛЬТРОВАНИЕ ГРАВИМЕТРИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

Р. РЕЗЛЕР—К. ЕЛЬСНЕР

РЕЗЮМЕ

В качестве вспомогательного средства для интерпретации карт силы тяжести по Буге предлагается применяющийся уже в сейсмологии метод оптимального фильтрования. Объясняются алгоритмы для решения одноразмерных и двухразмерных фильтр-операторов.

В примере для одноразмерного оператора, горизонтальный цилиндр принимается в качестве возмущающего тела, коэффициенты обратного фильтр-оператора вычисляются и применяются к профилю силы тяжести.

Acta Geodaet., Geophys. et Montanist. Acad. Sci. Hung., Tomus 6 (3—4), pp. 345—354 (1971)

МАРКШЕЙДЕРСКИЙ ТАХЕОМЕТР ПВД*

И. А. ГРЕЙМ—А. А. САРВИН

СЕВЕРО-ЗАПАДАНЫЙ ЗАОЧНЫЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ,
КАФ. ПРИБОРОСТРОЕНИЯ, ЛЕНИНГРАД

[Поступило 14 июня 1970 г.]

В статье описывается устройство и принцип действия нового тахеометра, который предназначен для съемки поперечных сечений тоннелей и обмера габаритов других подобных сооружений. Тахеометр выполнен на основе оптического внутрибазисного дальномера повышенной точности.

Повышение точности дальномера достигается за счет использования зеркального компенсатора, который одновременно является фокусирующим элементом.

В статье кратко изложена теория этого компенсатора и приведены основные расчетные формулы.

В заключение дается теоретическое обоснование точности прибора и указаны его основные технические данные.

Тахеометр ПВД предназначен, главным образом, для маркшейдерских измерений и является дальнейшим развитием приборов этого типа. Его отличают простота конструкции, повышенная точность, малый вес, легкость установки и обслуживания, высокая производительность. Прибор позволяет производить съемку поперечных сечений в шахтах и тоннелях, обмер габаритов подземных выработок и т. п. Наличие проектирующей ветви в приборе обеспечивает измерение в труднодоступных и неосвещенных местах. Высокая точность прибора дает возможность использовать его для измерений крупногабаритных деталей в машиностроении.

Тахеометр ПВД включает в себя оптический проекционно-визуальный дальномер с внутренним постоянным базизом и механическое устройство для установки и измерения вертикальных и горизонтальных углов поворота дальномера. Результаты измерений фиксируются в полярной системе координат, начало которой расположено на вертикальной оси прибора. Угловые координаты отсчитываются с помощью механического устройства, а радиус-вектор **D** точки, до которой измеряется расстояние, определяется с помощью дальномера.

Дальномер рассчитан для измерения в интервале 2—15 м, т. е. для расстояний, требующих фокусирования зрительной трубы. Обычно для этой цели вводится специальный оптический элемент. В приборе ПВД впервые удалось использовать для фокусирования и в качестве компенсатора один и тот же элемент — плоское зеркало.

* Авторское свидетельство № 191152

Оптическая схема

Оптическая схема дальномера показана на рис. 1. Она содержит две симметричные ветви: проекционную и визуальную.

Проекционную ветвь составляют: объектив 1, система зеркал 2, 3, 4, сетка со штрихом 5 и лампа 6.

Визуальную ветвь составляют: объектив 1', система зеркал 2', 3', 4', сетка с биссектором 5' и окуляр 7.

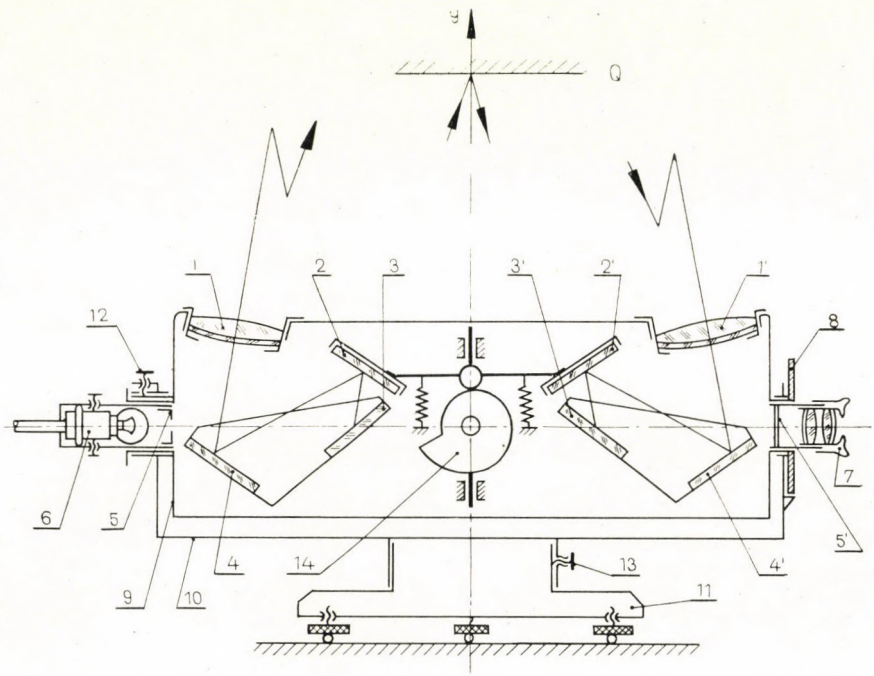


Рис. 1

Все элементы схемы, кроме зеркал 2 и 2', установлены неподвижно. Зеркала 2 и 2' закреплены на общей штанге и могут перемещаться вместе с ней вдоль оси симметрии прибора. Это перемещение зеркал используется для компенсации измеряемой величины и для фокусирования. Принцип действия такого компенсатора рассмотрен ниже.

Объективы 1 и 1' установлены так, что их оптические оси наклонены к оси симметрии $0y$ на одинаковые углы φ, равные в сумме среднему значению паралактического угла γ_{cp} для заданного интервала измерений. Расстояние между узловыми точками объективов принято за базис дальномера.

Рассмотрим действие схемы. Лучи света от лампы 6 проходят через сетку 5, отражаются последовательно зеркалами 3, 4, 2 и направляются в

объектив 1. Объектив 1 проектирует изображение сетки 5 на поверхность Q, до которой измеряется расстояние. Лучи, отраженные поверхностью Q, с помощью объектива 1' и зеркал 4', 2', 3' (перечислены по ходу луча) передают изображение сетки 5 на сетку с биссектором 5' в визуальной ветви прибора.

Зеркальная система рассчитана так, что резкое изображение сетки 5 после проекционной ветви располагаются в месте пересечения оси симметрии $0y$ с поверхностью Q, а в визуальной ветви оно совмещено с биссектором

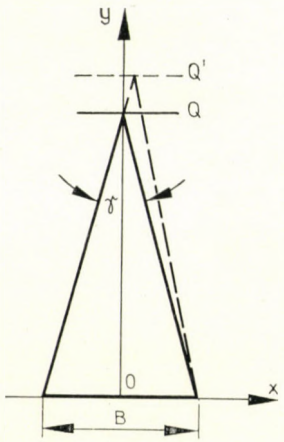


Рис. 2

сетки 5'. При этом главные лучи проектирующего и визуального пучков и линия базиса образуют измерительный треугольник, как показано на рис .2. Величина параллактического угла γ в этом треугольнике определяется по положению зеркал 2 и 2' при совмещении изображения светящейся марки с биссектором в поле зрения окуляра 7. Если поверхность Q (рис. 2) переместится в положение Q', то изображение светящейся марки сместится вдоль главного луча проектирующего пучка. Направление главного луча визуального пучка (пунктир на рис. 2) изменится и в поле зрения окуляра 7 будет наблюдаться смещение изображения марки относительно биссектора. Для определения расстояния до Q требуется перемещением зеркал 2 и 2' вновь совместить изображение марки с биссектором и снять отсчет положения зеркал.

Перемещение зеркал и изменение измеряемого расстояния связаны определенной функциональной зависимостью, вытекающей из законов геометрической оптики.

Действие зеркального компенсатора

Теория зеркального компенсатора основана на известных положениях геометрической оптики, определяющих связь между сопряженными отрезками в пространстве предметов и пространстве изображений.

На рис. 3 показана упрощенная схема рассматриваемого дальномера, содержащая объективы 1 и 1', два подвижных, жестко связанных между собой зеркала 2 и 2', марку 5 в левой ветви и биссектор 5 в правой.

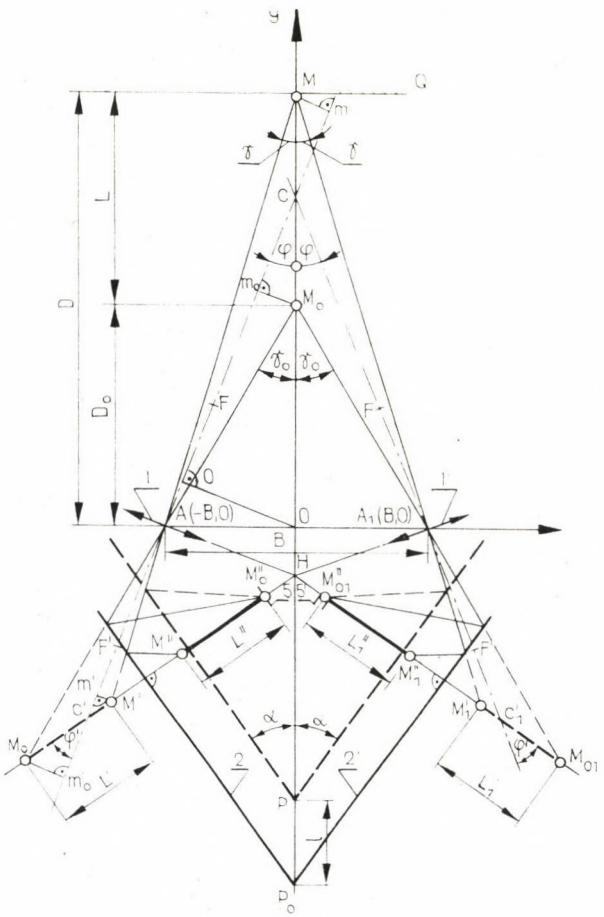


Рис. 3

В принятой системе координат $x0y$ положение объективов 1 и 1' задано узловыми точками $A(-B; 0)$, $A_1(B; 0)$ и углом φ наклона их оптических осей к оси $0y$. Оптические оси обоих объективов пересекают ось $0y$ в точке C

(0; $B \cdot \operatorname{ctg} \varphi$), а их главные плоскости — в точке H (0; $B \cdot \operatorname{tg} \varphi$). Базис B дальномера равен:

$$B = 2B$$

Измеряемое расстояние отсчитывается вдоль оси $0y$ и определяется как сумма отрезков:

$$D = \mathrm{D}_0 + \mathrm{L}, \tag{1}$$

где D_0 — расстояние до точки M_0 (начальное, постоянное для данного прибора расстояние)

L — величина отрезка M_0M.

Найдем положение и величину изображения L' отрезка L в обеих ветвях схемы.

Изображение L' отрезка L должно быть расположено на линии, сопряженной с осью $0y$. В каждой ветви такая линия проходит через точку H (0; $B \cdot \operatorname{tg} \varphi$) под углом φ' к оптической оси объектива. Угол φ' вычисляется из известного соотношения:

$$\operatorname{tg} \varphi' = W_c \cdot \operatorname{tg} \varphi, \tag{2}$$

где W_c — угловое увеличение объектива для точки C (0; $B \cdot \operatorname{ctg} \varphi$) пересечения его оптической оси с осью $0y$.

Точка H и угол φ' вполне определяют положение линии, сопряженной с осью $0y$ для каждой ветви схемы.

Величина L' является функцией расстояния $L' = F(D)$. Для вывода этой функции спроектируем сопряженные отрезки L, L' и точку 0 на оптическую ось объектива 1. Известно, что проекции сопряженных отрезков являются также сопряженными и, следовательно, для отрезков m_0m и $m_0'm'$ справедливо соотношение:

$$m_0'm = (V_{m_0} - V_m) \cdot f'_{\text{об}}, \tag{3}$$

где V_{m_0} и V_m — линейное увеличение объектива для точек m_0 и m соответственно.

Значения V_{m_0} и V_m в рассматриваемом случае будут:

$$V_{m_0} = \frac{f'_{\text{об}}}{A_{m_0} - f_{\text{об}}} = \frac{f'_{\text{об}}}{(D_0 \cos \varphi + b \sin \varphi) - f_{\text{об}}}, \tag{4}$$

$$V_m = \frac{f'_{\text{об}}}{A_m - f_{\text{об}}} = \frac{f'_{\text{об}}}{(D \cos \varphi + b \sin \varphi) - f_{\text{об}}}. \tag{5}$$

Величина L' и его проекция $m_0'm'$ связаны соотношением:

$$L' = \frac{m_o' m'}{\cos \varphi'}. \tag{6}$$

Подставив (4), (5) и (6) в уравнение (3) и решая последнее относительно L', найдем:

$$L' = \left[\frac{f'_{об}}{D_0 \cos\varphi + b \sin\varphi - f_{об}} - \frac{f'_{об}}{D \cos\varphi + b \sin\varphi - f_{об}}\right] \frac{f'_{об}}{\cos\varphi}. \qquad (7)$$

Полученная формула (7) выражает функцию $L' = F(D)$. Она выведена для левой ветви, но в такой же мере справедлива и для правой, поскольку обе ветви симметричны.

Величина отрезка L' в пространстве изображений может быть измерена с помощью подвижных зеркал 2 и 2'. Рассмотрим, как это осуществляется.

Плоское зеркало смещает изображение в направлении своей нормали. Зеркала 2 и 2' установлены перпендикулярно отрезкам L' и L и, следовательно, смещают их изображение вдоль линии, на которой они расположены, в положение L'' и L''_1. При этом величина смещения изображения каждой точки отрезка равна удвоенному расстоянию ее от поверхности зеркала.

При начальном положении зеркал, отмеченном точкой P_0 пересечения их следов с осью $0y$, изображениями точки M_0 являются точка M''_0 в левой ветви и точка M''_{01} в правой. В точке M''_0 правой ветви устанавливается светящаяся марка 5, а в точке M''_{01} — биссектор 5'.

При поступательном перемещении зеркал 2 и 2' изображение марки 5 в зеркале 2 будет двигаться по линии HC', изображение ее, образуемое объективом 1, — по оси $0y$ (т. к. HC' и $0y$ сопряженные линии), а вторичное изображение марки 5 после отражения лучей от поверхности Q в правой ветви будет оставаться в положении M''_{01}.

Для того, чтобы изображение марки 5, образуемое объективом 1, переместилось по оси $0y$ из точки M_0 на величину L и совпало с точкой M, нужно изображение ее в зеркале 2 совместить с точкой M', т. е. сместить на величину L'. Необходимое для этого перемещение зеркал определяется соотношением:

$$l = L' \cdot \frac{1}{2 \sin\alpha} \qquad (8)$$

где $\alpha = \pi/2(\varphi' + \varphi)$ — угол наклона зеркала к оси $0y$.

Решая равенство (7) относительно D и подставляя в решение значения $\cos\varphi'$ из (2) и L' из (8) после преобразований получим:

$$D = \frac{1}{a_1 - a_2 l} + a_3, \qquad (9)$$

где:

$$a_1 = \frac{1}{D_0 - a_3} = \text{const},$$

$$a_2 = 2\frac{(f_{0\delta} - B\sin\varphi)\cos^2\varphi}{\left[f_{0\delta}^2 + B(B - 2f\sin\varphi)\right]} = \text{const}\,,$$

$$a_3 = \frac{f_{0\delta} - B\sin\varphi}{\cos\varphi} = \text{const}\,.$$

В формуле (9) переменной является только величина l перемещения зеркал, остальные величины постоянны. Функция (9) представляет собой обратную зависимость и характеризуется кривой гиперболического вида. Для измерения l и определения D в данном приборе использован кулачок, профиль которого обеспечивает решение формулы (9) автоматически. Измеряемое расстояние определяется по углу поворота кулачка и отсчитывается по шкале, жестко связанной с осью вращения кулачка.

Неподвижные зеркала 3, 4 и 3′, 4′ введены по конструктивным соображениям с целью наиболее рациональной компоновки прибора. Вид функции (9) они не изменяют.

Точность измерений

Точность измерений определяют ошибка положения зеркал и инструментальные ошибки.

Ошибка положения зеркал связана с ошибкой биссекториального наведения и ошибкой отсчета.

1. Ошибка $\Delta L'$ наведения по биссектору ε определяется разрешающей способностью глаза $\Delta\varepsilon$:

$$\Delta L'_{\Delta\varepsilon} = \frac{\Delta\varepsilon'' \cdot f'_{ок}}{\cos\varphi'} = \frac{4{,}8\cdot 10^{-5}\cdot 12{,}5}{0{,}9636} = 0{,}6\cdot 10^{-3}\,\text{мм} \qquad (10)$$

где $\Delta\varepsilon' = 4{,}8\cdot 10^{-5}$ — разрешающая способность глаза при биссекториальном совмещении.

$f'_{ок} = 12{,}5$ мм — фокусное расстояние окуляра визуальной ветви.

2. Ошибка отсчета положения зеркал $\Delta L'_{\Delta l}$ определяется точностью профиля кулачка и равна:

$$\Delta L'_{\Delta l} = 2\Delta l\cdot\cos(\varphi' + \varphi) = 2\cdot 0{,}003\cdot 0{,}9537 = 0{,}56\cdot 10^{-2}\,\text{мм}\,, \qquad (11)$$

где $\Delta l = 3$ мкм — ошибка профиля кулачка.

Из инструментальных ошибок главной является ошибка в базисе от изменения температуры, поскольку другие компенсируются тарировкой дальномера на компараторе.

3. Для определения ошибки базиса $\Delta B_{\Delta t^\circ}$ примем перепад температуры окружающей среды равным $\pm 20^\circ$ (от -2°C до 38°C). При таком значении Δt° ошибка базиса $\Delta B_{\Delta t^\circ}$

$$\Delta B_{\Delta t^\circ} = \beta\cdot\Delta t^\circ\cdot B = 0{,}1\cdot 10^{-4}\cdot 20^\circ\cdot 125 = 0{,}025\,\text{мм}\,, \qquad (12$$

где $\beta = 0{,}1 \cdot 10^{-4}$ — коэффициент линейного расширения пластины, на которой укреплены объективы.

Действие каждой из этих ошибок характеризуется соответствующим коэффициентом влияния, который определяется как частная производная функции (9) по соответствующему параметру:

1. Для ошибки положения зеркал:

$$\Delta D_{\Delta L'} = \frac{\partial D}{\partial L'} \cdot dL' \ . \tag{13}$$

2. Для ошибки базиса:

$$\Delta D_{\Delta B} = \frac{\partial D}{\partial B} \cdot dB \, . \tag{14}$$

Для оценки суммарного действия ошибок на точность измерения принимается, что рассеяние их значений следует закону Гаусса:

$$\Delta D = \sqrt{\left[\frac{\partial D}{\partial L'} dL'_{\Delta\varepsilon}\right]^2 + \left[\frac{\partial D}{\partial L'} \cdot dL'_{\Delta l}\right]^2 + \left[\frac{\partial D}{\partial B} db_{\Delta t^\circ}\right]^2} \tag{15}$$

Для среднего значения измеряемого расстояния $D = 7{,}5$ м величина относительной ошибки, рассчитанная по формуле (15), будет:

$$\frac{\Delta D}{D} = \frac{1}{D}\sqrt{\left[\frac{\partial D}{\partial L'} dL'_{\Delta\varepsilon}\right]^2 + \left[\frac{\partial D}{\partial L'} \cdot dL'_{\Delta l}\right]^2 + \left[\frac{\partial D}{\partial b} db_{\Delta t^\circ}\right]^2} =$$

$$= \frac{1}{7{,}5 \cdot 10^3}\sqrt{[265 \cdot 0{,}6 \cdot 10^{-3}]^2 + [265 \cdot 0{,}56 \cdot 10^{-2}]^2 + [50 \cdot 0{,}025]^2} =$$

$$= \frac{1}{7{,}5 \cdot 10^3}\sqrt{0{,}15^2 + 1{,}5^2 + 1{,}25^2} = \frac{1}{7{,}5 \cdot 10^3}\sqrt{3{,}83} = \frac{1}{3850}$$

Из приведенного расчета следует, что точность прибора определяют ошибка отсчета положения зеркал $\Delta L'_{\Delta l}$ и температурная ошибка базиса $\Delta B_{\Delta t^\circ}$. Величина ошибки $\Delta B_{\Delta t}$ может быть уменьшена за счет применения температурных компенсаторов и тогда точность измерения повышается до 1/5500 для этого же значения D.

Конструкция прибора

Элементы конструкции прибора показаны на рис. 1. Оптическая схема собрана в металлическом корпусе 9. Кронштейн с зеркалами 2 и 2' установлен в цилиндрической направляющей и перемещается посредством кулачка 14. Профиль кулачка 14 обеспечивает автоматическое решение уравнения (9)

и на шкале прибора отсчитывается непосредственно значение измеряемого расстояния. Для более удобного отсчета при разных положениях прибора он снабжен двумя шкалами.

Корпус прибора установлен в лагерах 10 и имеет возможность поворачиваться на угол 300°. Отсчет угла поворота производится по лимбу 8. Винт

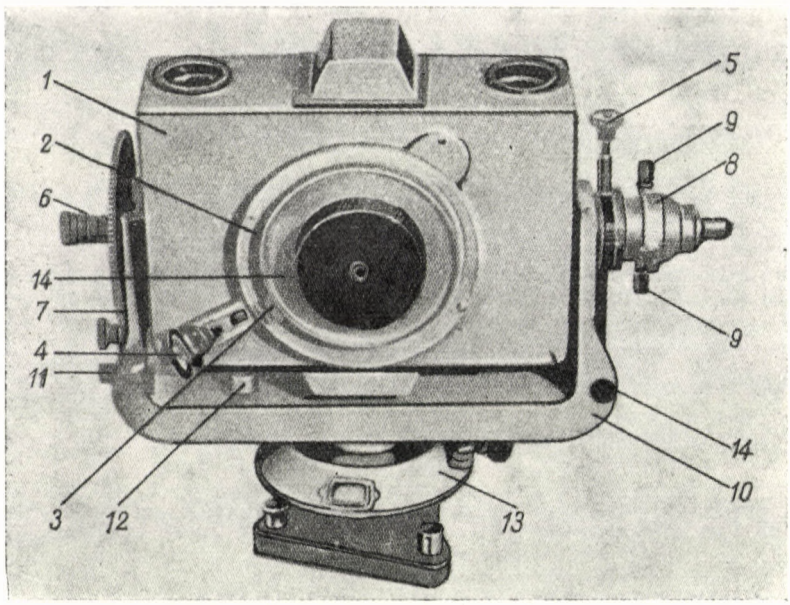


Рис. 4

12 служит для закрепления корпуса в нужном положении. Имеется устройство для точной установки угла.

Лагера 10 служит для установки прибора на штативе. Прибор закрепляется на теодолитном трегере 11 с помощью винта 13. Лагера 10 вместе с прибором могут поворачиваться вокруг вертикальной оси на 360°.

В комплект прибора входят два портативных аккумулятора, каждый из которых обеспечивает непрерывную работу прибора в течение 20—25 часов.

На рис. 4 показан внешний вид прибора в рабочем положении.

Для выполнения измерений прибор, закрепленный на штативе, устанавливается в требуемом месте, выставляют по уровню в горизонтальной плоскости и по угловым лимбам в направлении измерения. Затем, вращая валик кулачка, добиваются совмещения марки с биссектором в поле зрения окуляра, после чего снимают отсчет по шкале. Процесс измерения прост, не требует высокой квалификации оператора.

Технические данные прибора ПВД

Габариты	350 × 200 × 180
Вес	7 кг
Пределы измерений	2—15 м
Точность измерений (для максимального расстояния)	0,02%
Время одного измерения	10—15 сек.
Время установки прибора	4—5 мин
Напряжение питания	2,5 V

PVD TACHEOMETER FOR MINE SURVEYING

I. A. GREIM—A. A. SARVIN

SUMMARY

The paper presents the construction and working principle of a new tacheometer which can be used for the survey of the cross section of tunnels and the measures of other similar constructions. The tacheometer was constructed as a distance-meter with inner optical base of increased accuracy.

This increase was achieved by the use of a mirror compensator which constitutes at the same time the focusing device.

The paper outlines the theory of this compensator together with the basic computation formulae.

The basic theory of accuracy and the main technical data of the instrument are also presented.

Acta Geodaet., Geophys. et Montanist. Acad. Sci. Hung., Tomus 6 (3—4), pp. 355—375 (1971)

MASS IMPACT IN THE FIELD OF CRUSHING AND PELLETIZING

G. TARJÁN

UNIVERSITY FOR HEAVY INDUSTRY, MISKOLC

[Manuscript received July 25, 1970]

The paper discusses the essence of mass impact, conditions of its evolving, its power and strength in different crushing machines. Its role in pelletizing is emphasized.

A power impulse, called mass impact, occurs if a mass is suddenly, with high acceleration, removed from its state of rest or its uniform, straight motion. Such a mass impact acts on particles in, for instance, ring roll mills, when the roller, pressing against the grinding trajectory with a weight-, spring- or centrifugal force runs up the particles and its centre of gravity departs from the "linear" or circular orbit, or — in case of spring mills — from the static position. The weight force brings about the pressure needed for crushing, for instance, in the edge runner or the Chilean mill; spring force, for instance, in the Loesche mill, the disc-type Raymond mill, in the Babcock- and Wilcox mills, etc; while centrifugal force acts in the roulette mill, Fuller- and Sturtevant mills, or in pendulum mills (Bradley, Raymond, Huntington, Griffin mills, etc.). Mass impact is also present in the spring rolls if a hard particle (or some material which cannot be crushed, e. g. iron) displaces the spring roll as reversed to the spring. A mass impact also results by a swingover of the grinding body of the rod- and ball mill on the particles. Another example for the effect of mass impact are coins, flattened by a tramway or railway coach passing over them with high velocity. The mass impact is low and the coin is not flattened if the wheels pass over it slowly. Pellets, revolving in the pelletizing drum or disc are compacted and formed into "regular" balls by mass impact, too.

And now, let us investigate more closely the conditions which are necessary for the mass impact to develop and that what power impulse and energy, respectively, mass impact represents in crushing mills.

Ring roll mills

A. Let $Z = 2S$ be the diameter of the grinding ring, $D = 2R$ the diameter of the roller and $d = 2r$ the diameter of the grain, the latter is assumed to have a spherical shape. The largest particle size, d_{max}, which the roller of diameter D can run up is limited by the requirement (see Figure 1, drawing A)

that the angle between the straight line connecting the joints and the normals in these points be smaller than the angle of friction, $\varrho = \operatorname{arc\,tg} f$, that is $\gamma = 2\varrho$ should hold. (f is the friction factor between the grain and the roller, and the grain and the grinding ring, respectively, γ is the "breaking angle" between the tangents drawn to the joints).

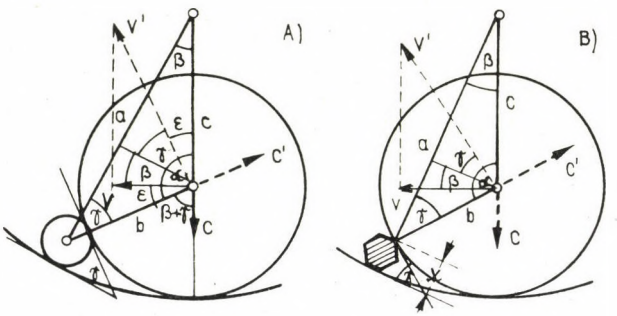


Fig. 1

The cosine of breaking angle γ is: $\cos\gamma = \dfrac{a^2 + b^2 - c^2}{2ab}$ by substituting $a = S - r$, $b = R + r$, $c = S - R$

$$\cos\gamma = \frac{(S-r)^2 + (R+r)^2 - (S-R)^2}{2(S-r)(R+r)} = \frac{SR + Rr - Sr + r^2}{SR - Rr + Sr - r^2} =$$

$$= \frac{SR - r(S - R - r)}{SR + r(S - R - r)} = \frac{\dfrac{R}{r} - \left(1 - \dfrac{R}{S} - \dfrac{r}{S}\right)}{\dfrac{R}{r} + \left(1 - \dfrac{R}{S} - \dfrac{r}{S}\right)}.$$

After some algebraic manipulations

$$r^2(1 + \cos\gamma) - r(S - R)(1 + \cos\gamma) + SR(1 - \cos\gamma) = 0$$

$$r^2 - (S - R)r + SR\frac{1 - \cos\gamma}{1 + \cos\gamma} = 0 \ .$$

But:

$$\frac{1 - \cos\gamma}{1 + \cos\gamma} = \frac{2\sin^2\dfrac{\gamma}{2}}{2\cos^2\dfrac{\gamma}{2}} = \operatorname{tg}^2\frac{\gamma}{2}$$

$\frac{\gamma}{2} = \varrho$ and $tg^2 \frac{\gamma}{2} = f^2$, respectively, corresponds to the value of r_{max}, thus $r_{max}^2 - (S - R)\, r_{max} + SRf^2 = 0$, from where, as "real" values, the following formulas are obtained if

$$SR \leqslant \left(\frac{S-R}{2f}\right)^2 \qquad \text{and } f \leqslant f_{crit} = \frac{S-R}{2\sqrt{SR}} = \frac{S/R-1}{2\sqrt{S/R}}:$$

$$r_{max} = \frac{S-R}{2}\left[1 - \sqrt{1 - SR\left/\left(\frac{S-R}{2f}\right)^2\right.}\right] \text{ resp.}$$

$$r_{max} = \frac{S-R}{2}\left[1 + \sqrt{SR\left/\left(\frac{S-R}{2f}\right)^2 - 1\right.}\right]$$

and

$$\frac{r_{max}}{R} = \frac{S/R-1}{2}\left[1 - \sqrt{1 - \frac{S}{R}\left/\left(\frac{S/R-1}{2f}\right)^2\right.}\right] \text{ resp.}$$

$$\frac{r_{max}}{R} = \frac{S/R-1}{2}\left[1 + \sqrt{\frac{S}{R}\left/\left(\frac{S/R-1}{2f}\right)^2 - 1\right.}\right]$$

or

$$\frac{d_{max}}{D} = \frac{Z/D-1}{2}\left[1 - \sqrt{1 - \frac{Z}{D}\left/\left(\frac{Z/D-1}{2f}\right)^2\right.}\right] \text{ resp.}$$

$$\frac{d_{max}}{D} = \frac{Z/D-1}{2}\left[1 + \sqrt{\frac{Z}{D}\left/\left(\frac{Z/D-1}{2f}\right)^2 - 1\right.}\right].$$

The value

$$\frac{r_{max}}{R} = \frac{S/R-1}{2} \left(or\ \frac{d_{max}}{D} = \frac{Z/D-1}{2}\right)$$

corresponds f_{crit}.

If the grain is not a ball but a prismatic or some other sharp-cornered body of "size" x, then values

$$a = S - x = \frac{Z}{2} - x\,,\ b = R = D/2 \text{ and } c = S - R = Z - D$$

must be substituted into formula

$$\cos\gamma = \frac{a^2 + b^2 - c^2}{2ab}\,,$$

Table I

					$100\, r_{max}/R$				
$S/R =$	1,5	1,75	2	2,5	3	3,5	4	5	10
$f =$ 0,1	3,22	2,44	2,45	1,72	1,50	1,50	1,50	1,70	1,08
0,2	20,00	10,91	8,75	7,05	6,30	5,56	5,70	5,08	4,45
0,3	51,9	50,5	23,55	16,90	14,60	13,50	12,60	11,60	6,75
0,4	67,2	74,85	76,49	34,78	27,90	24,87	23,16	21,0	18,0
0,5	80,9	92,0	100,0	100,0	50,0	42,0	38,28	34,2	29,2
0,6	94,0	107,35	118,5	133,8	128,1	82,5	60,0	51,8	40,7
0,7	106,8	122,3	135,5	156,6	168,5	163,9	96,0	75,8	58,1
					$100\, x_{max}/D$				
0,1	6,57	4,84	4,06	3,36	3,00	2,78	2,57	2,38	2,21
0,2	46,9	22,27	16,95	13,31	11,77	10,95	10,35	9,68	8,58
0,3	70,2	72,1	48,9	30,38	26,10	23,81	21,78	20,85	18,40
0,4	90,1	98,2	101,8	57,4	45,3	40,8	38,1	35,2	30,73
0,5	108,0	118,1	125,7	126,1	71,0	61,2	56,5	51,6	44,6
0,6	124,0	136,0	145,1	155,4	113,7	84,6	76,8	69,0	56,3
0,7	138,5	151,2	162,2	177,3	178,6	114,6	98,6	86,7	73,7
f_{crit}	0,204	0,284	0,353	0,475	0,580	0,669	0,750	0,895	1,500
$(r/R)_{cr}$	0,25	0,375	0,500	0,750	1,00	1,25	1,50	2,00	4,50
f_{crit}	0,160	0,234	0,308	0,415	0,607	0,781	1,000	1,816	?
$(x/D)_{cr}$	0,275	0,427	0,587	0,919	1,269	1,629	2,000	2,768	?

i.e., in this case

$$\cos\gamma = \frac{(Z/2 - x)^2 + (D/2)^2 - \left(\frac{Z-D}{2}\right)^2}{2(Z/2 - x)D/2} =$$

$$= \frac{DZ/2 - Zx + x^2}{DZ/2 - Dx} = \frac{D/2 - x(1 - x/Z)}{D/2 - xD/Z}$$

resp.

$$\frac{x_{max}}{D} = \frac{Z/D - \cos\gamma}{2}\left[1 - \sqrt{1 - \frac{4Z/D(1-\cos\gamma)}{(Z/D - \cos\gamma)^2}}\right]$$

and

$$\frac{x_{\max}}{D} = \frac{Z/D - \cos\gamma}{2}\left[1 + \sqrt{\frac{4Z/D(1-\cos\gamma)}{(Z/D-\cos\gamma)^2} - 1}\right]$$

for the values $4Z/D\ (1 - \cos\gamma) \leqq (Z/D - \cos\gamma)^2$.
Concerning the "critical" $\gamma = 2\varrho = 2$ arc tg f angle, $\cos\gamma = 2\sqrt{Z/D} - Z/D$.

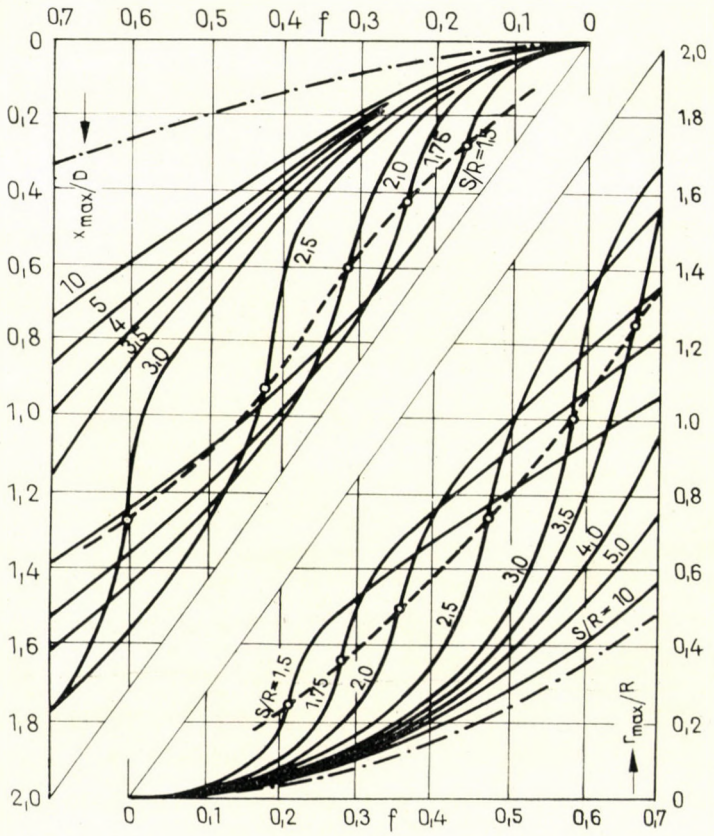


Fig. 2

Table I, and Fig. 2 give $100r_{\max}/R = 100d_{\max}/D$ and $100x_{\max}/D$ values, respectively, for different f friction factors and $S/R = Z/D$ values. Values f_{crit} and the corresponding $r_{\max}/R$ and $x_{\max}/D$, respectively, are at the intersection of curves S/R and the dashed line of the figure. Here the curves have an inflexion, and in the vicinity of this point values $r_{\max}/R$ and $x_{\max}/D$ steeply increase.

B. In case of edge mills or Chilean mills S (or Z) $= \infty$, thus, in the formulas of $\cos\gamma$ $R/S = D/Z = 0$, $r/S = 0$, $x/Z = 0$, and for a spherical grain

$$\cos\gamma = \left(\frac{R}{r} - 1\right) \Big/ \left(\frac{R}{r} + 1\right) = \frac{R - r}{R + r} = \frac{1 - r/R}{1 + r/R} = \frac{1 - d/D}{1 + d/D},$$

giving

$$\frac{r}{R} = \frac{1 - \cos\gamma}{1 + \cos\gamma} = \operatorname{tg}^2 \frac{\gamma}{2}$$

$\gamma/2 = \varrho$ corresponds to r_{max}, i.e., $r_{max}/R = f^2$.

Table II

f	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	
ϱ	5° 43′	11° 19′	16° 42′	21° 48′	26° 34′	30° 58′	35° 00′	38° 40′	
$100\ r_{max}/R$	1	4	9	16	25	36	49	64	$100 f^2$
$100 x_{max}/D$	0,99	3,85	8,25	13,80	20,00	26,46	32,88	39,00	$\frac{100 f^2}{1+f^2}$

In case of a prism, $\cos\gamma = \dfrac{D - 2x}{D} = 1 - 2x/D$, so

$$\frac{x}{D} = \frac{1 - \cos\gamma}{2} = 1 - \cos^2\frac{\gamma}{2}$$

x_{max} is obtained by substituting the value $\gamma/2 = \varrho = \operatorname{arc\,tg} f$

$$x_{max}/D = 1 - \cos^2\varrho = \sin^2\varrho = \frac{\operatorname{tg}^2\varrho}{1 + \operatorname{tg}^2\varrho} = \frac{f^2}{1 + f^2}.$$

Table II indicates the ϱ, $100 r_{max}/R$ and $100 x_{max}/D$ values corresponding to different f values. The relations are plotted in Fig. 2, as curves in point-dot.

C. For smooth crushing rolls with diameter $D = 2R$, between which there is a gap t, batching (spherical) grains of diameter $d = 2r$, relation

$$\cos\frac{\gamma}{2} = \frac{R + t/2}{R + r} = \frac{1 + t/2R}{1 + r/R}$$

results, according to Fig. 3.
But this is equivalent to

$$\frac{r}{R} = \frac{1 - \cos\gamma/2 + t/2R}{\cos\gamma/2}, \qquad \frac{d}{D} = \frac{1 - \cos\gamma/2 + t/D}{\cos\gamma/2}$$

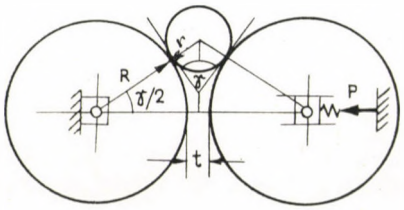


Fig. 3

d_{max} corresponds to $\gamma/2 = \varrho = \text{arc tg } f$. (Greater grains are not drawn in by the rolls). So $d_{max}/D = \dfrac{t/D + (1 - \cos \varrho)}{\cos \varrho}$ and the maximum possible reduction grade is

$$\frac{d_{max}}{t} = \frac{t/D + (1 - \cos \varrho)}{t/D \cos \varrho} = \frac{t + D(1 - \cos \varrho)}{t \cos \varrho}$$

$d_{max}/t > 1$, if $\varrho > 0$ and $f > 0$, respectively. d_{max}/t is the greater, the greater $f = \text{tg } \varrho$ and the greater is D. In case of a given f and D, there is a linear relation between d_{max}/D and t/D, and d_{max} and t, respectively. Drawings Nos 1 and 2 in Fig. 4 illustrate the relations between values d_{max}/D and t/D and f, while drawings Nos 3 and 4 the relation between d_{max}/t, t/D and f. By introducing the grade of reduction, $p = d_{max}/t$, relation

$$\frac{r_{max}}{R} = \frac{d_{max}}{D} = \frac{1 - \cos \varrho}{\cos \varrho - \dfrac{1}{p}}$$

results.

In case of a prism of thickness x, instead of a ball,

$$\cos \frac{\gamma}{2} = \frac{R + t/2}{R + \dfrac{x}{2 \cos \gamma/2}}$$

is the basic relation, from where, by substituting $R = D/2$ and $t = x/p$, the following relations follow:

$$\cos \frac{\gamma}{2} = 1 - \frac{x}{D}\left(1 - \frac{1}{p}\right) \quad \text{and} \quad \frac{x}{D} = \frac{1 - \cos \gamma/2}{1 - 1/p}$$

$\gamma/2 = \varrho = \text{arc tg } f$ corresponds to x_{max}.

D. In the pelletizing drum or disc, a pellet with diameter $D = 2R$ rolls over a grain of diameter $d = 2r$ or of size x. On the face of the disc Z or $S = \infty$; for the ball rolling in the drum or on the disc edge $Z/D = S/R \geq 200$; practi-

cally we may take here, too, $Z = 2S \to \infty$. Thus, in case of pelletizing, relation

$$\frac{r_{max}}{R} = \frac{d_{max}}{D} = f^2 \qquad \text{and} \qquad \frac{x_{max}}{D} = 1 - \cos^2 \varrho = \frac{f^2}{1+f^2}$$

holds, the same relation as for the edge-mill. Pellets of diameter D do not pass over grains larger than d_{max} and x_{max}, respectively, but merely push them before themselves.

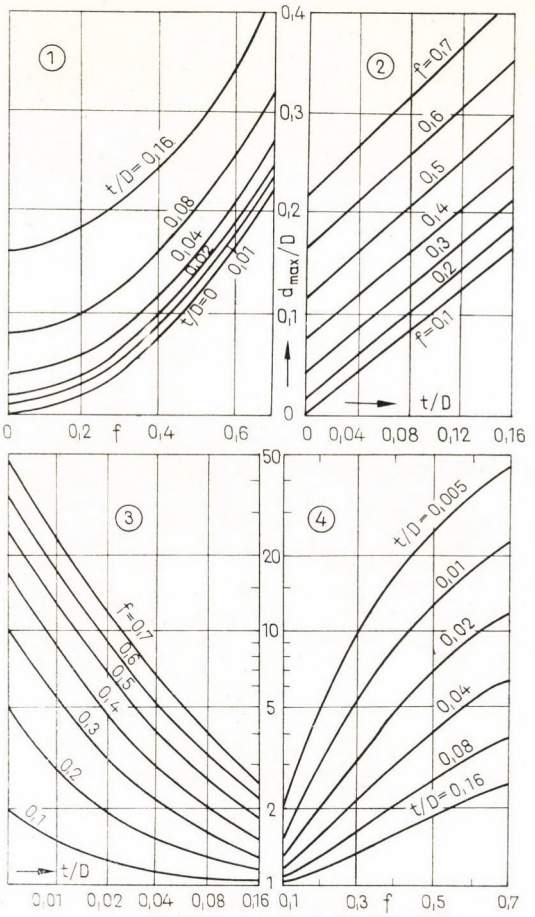


Fig. 4

The power impulse of mass impact

1. In ring mills operating by centrifugal force, the centre of gravity of the roller of diameter $D = 2R$, running up a grain of diameter $d = 2r$ on the ring of diameter $Z = 2S$, moves along a circular arc of radius $b = R + r$,

as illustrated by drawing *A)* in Fig. 1. If, during this, the rotation velocity $\omega = \pi n/30$ of the roller remains unchanged, its original velocity $v = (S - R)\pi n/30$ which was perpendicular to radius $c = S - R$, will, in the moment of swinging, change to

$$v' = \frac{v}{\cos(\beta + \gamma)} = \frac{v}{-\cos\alpha},$$

perpendicular to radius $b = R + r$, and instead of the centrifugal force

$$C = \frac{Gv^2}{g(S - R)} \cong \frac{Gn^2(S - R)}{900},$$

which is of direction c, the centrifugal force

$$C' = \frac{Gv'^2}{g(R + r)} = \frac{Gv^2}{g(-\cos^2\alpha)(R + r)} = \frac{C}{(-\cos^2\alpha)} \cdot \frac{S - R}{R + r}$$

pointing to direction b will result. When rolling along the grain, the angle $\alpha > 90°$ and, together with it, $\cos^2\alpha$ grow continuously, so the maximum mass impact will be C', pertaining to the moment of swinging.

If the roller swings over an angular grain of size x with a velocity $v' = v/-\cos\alpha$ perpendicular to direction b,

$$C' = \frac{Gv^2}{gR(-\cos^2\alpha)} = \frac{C(S - R)}{R(-\cos^2\alpha)}.$$

The energy of mass impact will be also calculated. C' is perpendicular to v' when sliding, $P'_s = fC'$ when rolling a $P'_r = \mu C'$ friction force results in direction v'. The coefficient μ of the rolling friction between the steel and the rock can be assumed to be $\sim$0,05—0,1. Since $\mu < f$, the lower P'_r asserts itself:

$$N' = P'_r v'/102 \text{ kW} \qquad (P'_r \text{ kp}, v' \text{ m/s.})$$

$$\cos\alpha = \frac{b^2 + c^2 - a^2}{2bc}; \qquad -\cos\alpha = \frac{a^2 - b^2 - c^2}{2bc}.$$

For a spherical grain:

$$-\cos\alpha = \frac{(S - r)^2 - (R + r)^2 - (S - R)^2}{2(R + r)(S - R)} = \frac{R - r}{R + r} = \frac{R/r - 1}{R/r + 1}.$$

Thus

$$v' = \frac{v}{-\cos\alpha} = v\frac{R+r}{R-r} = \frac{\pi n(S-R)(R+r)}{30(R-r)};$$

$$C = \frac{Gv^2}{g(S-R)} = \frac{Gn^2(S-R)}{900};$$

$$C' = \frac{Gv'^2}{g(R+r)} = \frac{Gv^2(R+r)}{g(R-r)^2} = \frac{Gn^2(S-R)(R+r)}{900(R-r)^2}; \quad \frac{C'}{C} = \frac{(S-R)(R+r)}{(R-r)^2};$$

$$N' = \mu C'v'/102 = \frac{\mu Gn^3(S-R)^3(R+r)^2}{8{,}72\cdot 10^5(R-r)^3} = \frac{\mu Gv^3(R+r)^2}{1000(R-r)^3}.$$

If v is constant, S does not influence the values of $-\cos\alpha$, v', C' and N'.

For an angular grain:

$$-\cos\alpha = \frac{a^2-b^2-c^2}{2bc} = \frac{(S-x)^2-R^2-(S-R)^2}{2R(S-R)} =$$

$$= 1 - \frac{x(2S-x)}{2R(S-R)} = 1 - \frac{2x(Z-x)}{D(Z-D)};$$

$$v' = \frac{v}{-\cos\alpha}; \quad C = \frac{Gv^2}{g(S-R)} = \frac{Gn^2(S-R)}{900}; \quad C' = \frac{Gv^2}{gR(-\cos^2\alpha)};$$

$$\frac{C'}{C} = \frac{S-R}{R(-\cos^2\alpha)}; \quad N' = \frac{\mu C'v'}{102} = \frac{\mu Gv^3}{gR(-\cos^3\alpha)}.$$

(Here S does influence the values of $-\cos\alpha$, v', C' and N'.)

Table III gives numerical values for the case when $G = 200$ kp, $v = 4{,}7$ m/s, $R = 20$ cm, $\mu = 0{,}05$; Fig. 5 illustrates the variations of C' (kp), N' (kW) and $\sigma = C'/F$ (kp/cm^2) in function of x and r, respectively. The value of F is $r^2\pi$ for spherical grains and for angular ones it is x^2. It should be noted

Table III

$R = 20$ cm, $G = 200$ kp, $v = 4{,}7$ m/s, $\mu = 0{,}05$

r cm	$-\cos\alpha$	v' m/s	C' kp	N' kW	σ kp/cm^2
2	0,818	5,75	3 060	8,8	244
4	0,666	7,05	4 120	14,6	84
6	0,539	8,72	5 970	25,5	53
8	0,429	10,97	8 750	47,0	44
10	0,333	14,10	13 500	93,3	43

x cm					
	$S = 35$ cm, $C = 3000$ kp, $n = 300$				
4	0,560	8,40	7 190	29,6	450
8	0,174	27,0	74 300	985,0	1160
10	0				
	$S = 40$ cm, $C = 2250$ kp, $n = 225$				
4	0,620	7,58	5 680	21,8	336
8	0,280	16,79	28 740	236,2	449
10	0,125	37,6	144 000	2 654	1440
12	—0,02				
	$S = 50$ cm, $C = 1500$ kp, $n = 150$				
4	0,680	6,90	4 860	16,5	304
8	0,386	12,17	15 100	90,1	236
12	0,120	39,18	156 200	3 000	1084
14	0				
	$S = 65$ cm, $C = 1000$ kp, $n = 100$				
4	0,720	6,53	4 350	13,9	278
8	0,458	10,27	10 710	54,0	167
12	0,214	21,97	49 200	530,0	342
16	—0,013				
	$S = 80$ cm, $C = 750$ kp, $n = 75$				
4	0,740	6,35	4 110	12,8	257
8	0,494	9,52	9 220	43,0	144
12	0,260	18,08	33 380	296,0	233
16	0,040	117,4	1 406 007	81 000	5500
17	—0,013				

that the N' values will be doubled if the factor μ of the rolling friction changes to 0,1 from 0,05, and they will be 6—12 times higher if instead of the μ rolling friction factor, the sliding friction factor $f = 0{,}3$—$0{,}6$ asserts itself.

3. In case of edge-mills (see Fig. 6) $v' = v/\cos\gamma$, $v'' = v \operatorname{tg}\gamma$.

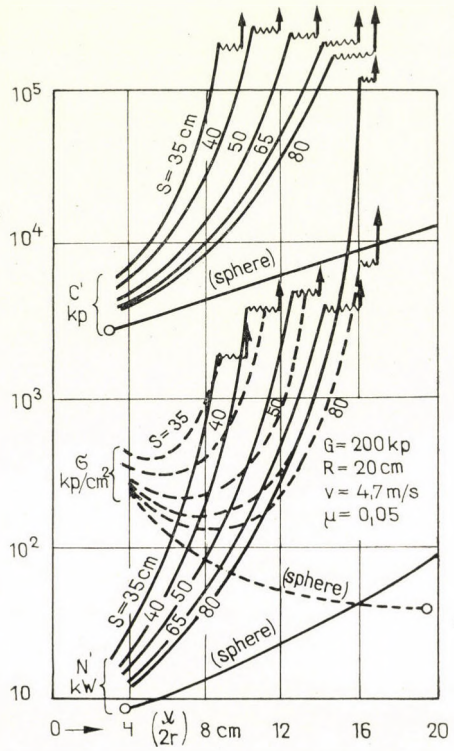


Fig. 5

The energy of mass impact, $N' = Gv''/102 = Gv \operatorname{tg} \gamma/102$.

$$\gamma_{\max} = 2\varrho, \ (\varrho = \operatorname{arc\,tg} f), \ \operatorname{tg} 2\varrho = \frac{2 \operatorname{tg} \varrho}{1 - \operatorname{tg}^2 \varrho} = \frac{2f}{1 - f^2},$$

i.e.

$$N'_{\max} = \frac{Gv \operatorname{tg} 2\varrho}{102} = \frac{Gvf}{51(1 - f^2)}.$$

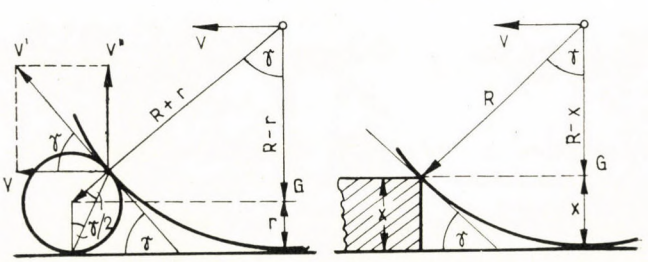


Fig. 6

For example if $G = 3000$ kp and $v = 2$ m/s,

$f =$	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	
$N'_{max} =$	2,45	3,88	5,60	7,85	11,02	16,13	29,40	kW

The numerical values of $r_{max}/R = f^2$ and $x_{max}/D = f^2/1 + f^2$ are compiled in Table II. In case of $f^2, f^2/(1 + f^2), f/(1 - f^2)$ and $G = 3$ t, $v = 2$m/s, the behaviour of values N'_{max} as a function of f is indicated by Fig. 7. Table IV con-

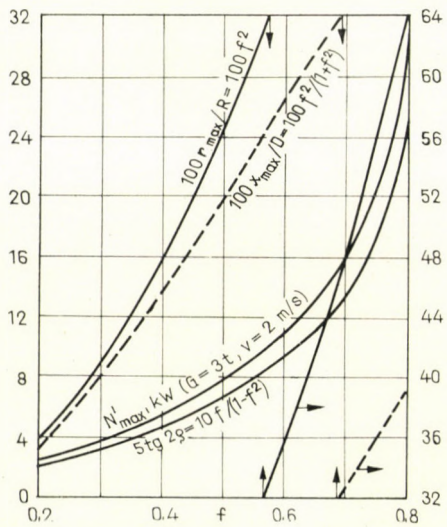


Fig. 7

tains N' (kW) values corresponding to different r/R and x/D values (in case of $G = 3000$ kp and $v = 2$ m/s).

$N_1 = G\,\mu\,v/102$ kW is the power necessary for the circular motion of the roller, while the friction work is $N_2 = Gfv_c/102$ kW, where $\mu \cong 0{,}05$ is the rolling friction factor and $v_c = L\,\omega/4$ is the mean "sliding" of the roller [L(m) is the width of the roller, $\omega = \pi\,n/30$ is the angular velocity of rotation]. For instance, in case of $L = 30$ cm and $\omega = 3/s$, $f = 0{,}3$—$0{,}6$; $N_1 = 1{,}96$ kW, $N_2 = 1{,}32$—$2{,}65$ kW; the "theoretical" power requirement for each roller, together, is $N = N_1 + N_2 = 3{,}28 - 4{,}61$ kW. Calculating with an efficiency $\eta = 0{,}75$, the actual power requirement for each roller is $N/\eta \cong 4{,}4 - 6{,}1$ kW.

2. If a P spring force presses the roller of diameter $D = 2R$ tipping over a grain of diameter $d = 2r$, to the grinding ring of diameter $Z = 2S$, rotating with angular velocity ω, then, at the start of tipping over, when the roller axis changes its original velocity $v = (S - R)\,\omega$ (see Fig. 1) — perpendicular to direction c — to velocity $v' = v/-\cos\alpha = (S - R)\omega/-\cos\alpha$ perpendicular to

Table IV

r/R or x/D	0,01	0,02	0,04	0,08	0,12	0,16
cos γ	0,98	0,96	0,922	0,851	0,785	0,724
γ	11° 30′	16° 16′	22° 47′	31° 40′	38° 17′	43° 37′
tg γ	0,2035	0,2918	0,4200	0,6168	0,7075	0,9528
N' kW	1,20	1,70	2,46	3,64	4,17	5,60

b, and the angle between the force and velocity vector will be $\varepsilon = \alpha - 90°$. Thus $\cos \varepsilon = \cos (\alpha - 90°) = \sin \alpha$;

and $$\sin \varepsilon = \sin (\alpha - 90°) = -\cos \alpha; \text{ i.e.}$$

$$N_1' = \frac{Pv'}{102} \cos \varepsilon = \frac{Pv(-\operatorname{tg} \alpha)}{102} = \frac{Pv \operatorname{tg} (180° - \alpha)}{102};$$

and

$$N_2' = \frac{P\mu v' \sin \varepsilon}{102} \quad \text{or} \quad N_2' = \frac{Pfv' \sin \varepsilon}{102},$$

if the roller does not roll, but slides along the grain. The total power of the mass impact of swinging over is $N' = N_1' + N_2'$.

But

$$\operatorname{tg} (180° - \alpha) = \sqrt{1 - \cos^2(180° - \alpha)}/\cos (180° - \alpha)$$

and

$$\cos (180° - \alpha) = -\cos \alpha, \text{ i.e. } \operatorname{tg} (180° - \alpha) = \sqrt{1 - (-\cos^2 \alpha)}/\cos \alpha) =$$

$$= \sqrt{\frac{1}{-\cos^2 \alpha} - 1}.$$

So

$$N_1' = \frac{Pv}{102} \sqrt{\left(\frac{1}{-\cos \alpha}\right)^2 - 1} = \frac{Pv}{102} \sqrt{\left(\frac{R + r}{R - r}\right)^2 - 1} =$$

$$= \frac{Pv}{102} \sqrt{\left(\frac{R/r + 1}{R/r - 1}\right)^2 - 1},$$

and

$$N_2' = \frac{P\mu v(-\cos \alpha)}{102(-\cos \alpha)} = P\mu v/102 \text{ resp. } Pfv/102 \text{ where } v = (S - R)\omega.$$

0,20	0,24	0,28	0,32	0,36	0,40	0,64
0,666	0,612	0,562	0,515	0,470	0,429	0,2195
48° 15′	52° 16′	55° 48′	59° 00′	61° 58′	64° 36′	77° 20′
1,112	1,292	1,471	1,664	1,878	2,106	4,449
6,60	7,60	8,67	9,80	11,05	12,40	26,16

For example taking $R/r = 10 - 5 - 3{,}33 - 2{,}5 - 2$ $A = \sqrt{\left(\frac{R/r+1}{R/r-1}\right)^2 - 1} =$ $= 2\sqrt{R/r}/(R/r - 1)$, will be, in turn, 0,702 — 1,119 — 1,565 — 2,105 — 2,827. E.g., if $S = 50$ cm, $R = 20$ cm, $\omega = 15$, P = 2000 kp then $v = 0{,}3 \cdot 15 = 4{,}5$ m/s, at, for instance $f = 0{,}4$ (according to Table I or Fig. 2 $r_{max}/R = 0{,}348$, $R/r_{max} = 2{,}88$, $A = 1{,}80$, $N_1' = 2000 \cdot 4{,}5 \cdot 1{,}80/102 \simeq 15{,}9$ kW, $N_2' = 2000 \cdot 0{,}05 \cdot 4{,}5/102 \simeq 4{,}4$ kW, $N_1' + N_2' = 20{,}3$ kW.

At the moment of swing-over, the spring force P gradually increases from its original value $P = ks$ to $P = k(s + d)$ (and then decreases to $P = ks$ again), where k is the spring constant, s (cm) the size of prestressing and d (cm) the grain diameter; at the same time angles ε and α increase too, and so cos ε and tg $(180° - \alpha)$ decrease. The value of N_1' is maximal at the moment of swinging over if the increase of P is less then the decrease of tg $(\pi - \alpha)$.

If it is not a sphere of diameter $d = 2r$ which causes the swinging out of the roller, but some angular grain of "thickness" x, then $(-\cos \alpha) = 1 - x(2S - x)/2R(S - R)$ is to be substituted in formula

$$N_1' = \frac{Pv}{102}\sqrt{\left(\frac{1}{-\cos\alpha}\right)^2 - 1}\ .$$

To revolve the ring a power $N_1 = P\mu v_k/102$ and $Pfv_k/102$, respectively' is necessary per each roller, while the eventual friction work of the roller is $N_2 = Pfv_c/102$ kW, where $v_k = S\omega = vS/(S - R)$ is the velocity of the revolving ring and v_c is the average roller slipping on the ring. (In case of "pure" rolling, $v_c = 0$. Pure rolling occurs, if the axle of the cylindrical roller is parallel to the generator, of the ring or the axle pin of the conical roller lies in the elongation of the ring generator.) The total power required for the driving of a ring mill, in case of z rollers, is $N = z(N_1 + N_2)/\eta$. $(N_1'/N_2' = v_k/v = S/(S - R).)$ In our example $v_k = vS/(S - R) = 4{,}5 \cdot 50/30 = 7{,}5$ m/s, $N_1 = 2000 \cdot 0{,}05 \cdot 7{,}5/102 = 7{,}35$ kW and, e.g. in case of $v_c = 0{,}2$ m/s, $N_2 = 2000 \cdot 0{,}4 \cdot 0{,}2/102 = 1{,}57$ kW. If, for example, $z = 4$ and $\eta \simeq 0{,}75$ then $N \simeq 4\,(7{,}35 + 1{,}57)/0{,}75 = 47{,}5$ kW.

4. The peripheral velocity of spring rolls of radius R, rotating with an angular velocity ω, is $v = R\,\omega$. If the roll where a P spring force acts upon, is shifted by a spherical grain of radius r, or by a prismatic one of thickness x against the spring force, the starting displacement speed will be $v' = v \sin \gamma/2$ (see Fig. 3) means that the power of mass impact, $N' = N'_1 + N'_2$, results as the sum of values

$$N'_1 = \frac{Pv'}{102} = \frac{Pv}{102} \sin \frac{\gamma}{2} \quad \text{and} \quad N'_{2r} = \frac{P\mu v' \cos \gamma/2}{102} = \frac{P\mu v}{102} \sin \frac{\gamma}{2} \cos \frac{\gamma}{2} =$$

$$= \frac{P\mu v \sin \gamma}{102 \cdot 2} \quad \left(\text{resp. } N'_{2s} = \frac{Pfv \sin \gamma}{102 \cdot 2}\right) .$$

In the limiting case $\gamma/2 = \varrho$, viz. $N'_1 = Pv \sin \varrho/102$ and $N'_{2r} = P\mu v/204 \sin 2\varrho$, and $N'_{2s} = Pfv \sin 2\varrho/204$ resp., where $\varrho = \text{arc tg } f$.

The "theoretical" work requirement of the crushing rolls can be calculated from Kirpitchev-Kick's "volumetric" crushing law of work. The cross section of a crushing area of length L can be approximated by a trapese, with parallel sides $d_{\max} = 2r_{\max}$ and $t = d_{\max}/p$, and height $(R + t/2)$ tg $\gamma/2 = (R + r_{\max}/p) f$; i.e. the volume of the crushing area is $K = L(r_{\max} + r_{\max}/p)(R + r_{\max}/p) f$, and the volume of the rocks in it, with grain size exceeding t, is $V = bcK$, where c is the space factor and b the quota of grains exceeding t. (In case of free-fed rolls $bc = V/K \cong 0{,}1 - 0{,}2$, for choke-fed rolls it is $\sim 0{,}4 - 0{,}5$).

The work requirement of crushing is $M = V\sigma^2/2E$. M in kpcm, if V cm^3, σ kp/cm^2 is the crushing strength of the rock, E kp/cm^2 the module of elasticity. During one revolution of the rolls, if there is no sliding, work M is repeated $2\pi/\varrho$-times (or $360/\varrho^\circ$) i.e.

$$N = \frac{360\,Mn}{100 \cdot 60 \cdot 102\,\varrho^\circ} = \frac{Mn}{1700\,\varrho^\circ} \text{ kW} .$$

It requires a friction work to draw the pieces into the rolls, and so the total "theoretical" work requirement will be $(1 + f)N$ (without taking into consideration the pin friction of the machine).

Taking, for instance, $R = 50$ cm, $L = 40$ cm, $n = 65$ ($v = 3{,}4$ m/s), $P = 20$ t, $f = 0{,}4$ ($\varrho = 21^\circ\,48'$, sin $\varrho = 0{,}37$, sin $2\varrho = 0{,}69$), e. g. for $p = 3$

$r_{\max} = R \dfrac{1 \cos \varrho}{\cos \varrho - 1/p} = 6{,}0$ cm, ($t = 4$ cm), $\mu = 0{,}05$, $\varrho = 2100$ kp/cm^2,

$E = 250\,000$ kp/cm^2 (andesit)

$N'_1 = 20\,000 \cdot 3{,}4 \cdot 0{,}37/102 = 246$ kW, $N'_{2r} = 20\,000 \cdot 0{,}05 \cdot 3{,}4 \cdot 0{,}69/204 =$

$= 11{,}5$ kW $(N'_{2s} = N'_{2r}\ f/\mu = 11{,}5 \cdot 0{,}4/0{,}05 = 92$ kW); $K = 40(6 + 2)(50 + 2)0{,}4 = 6660$ cm^3, $V = 0{,}2K = 1330$ cm^3, $M = 11{,}740$ kpcm,

$$N = \frac{11{,}740 \cdot 65}{1700 \cdot 21{,}8} = 20{,}6 \text{ kW}, \quad (1 + f)\, N = 1{,}4 \cdot 20{,}6 = 28{,}8 \text{ kW}.$$

Force impulses of pelletizing

Grains smaller than $d_{\max}$ and $x_{\max}$, respectively, are hammered into the pellets by the mass impact resulting at the moment of the pellets swinging over; mass impact compacts the pellet and brings about its "regular" spherical shape. The rate of progress, $v = R\,\omega$ of the centre of gravity of a ball of radius R rolling without sliding with angular velocity ω does not change even at the moment of turnover, and at the start of turnover, a $v' = v/\cos\gamma$ speed results in a direction to angle γ with the reference plane, in case of spherical grains of diameter $2r$, along radius $(R + r)$, in case of prisms of size x, along radius R. (See Fig. 6) Thus the centripetal acceleration in case of spherical grains is $a' = v'^2/(R + r) = v^2/(R + r)\cos^2\gamma$, in case of prisms $a' = v'^2/R = v^2/R\cos^2\gamma$. Substituting $\cos\gamma = (R - r)/(R + r)$ (spheres) and $\cos\gamma = (R - x)/R$ (prisms) we obtain $a' = v^2\,(R + r)/(R - r)^2$ and $a' = v^2R/(R - x)^2$ respectively, which, multiplied by the mass of the pellet, G/g, gives the amount of mass impact, $C' = Ga'/g$, at the direction linking the junction point and the centre of gravity of the pellet. In case of spherical grains of radius R, $G = 4\delta\pi R^3/3$, i.e.

$$C' = \frac{4\pi\delta v^2R^3(R + r)}{3g(R - r)^2} = \frac{4\pi\delta v^2R^3(R/r + 1)}{3gr(R/r - 1)^2},$$

and

$$C' = \frac{4\pi\delta v^2R^4}{3g(R - x)^2} = \frac{4\pi\delta v^2R^4}{3gx\left(\frac{R}{x} - 1\right)^2}$$

(δ is the apparent bulk of the pellet: $\delta = \delta_s(1 - \varepsilon) + \delta_p\,\varepsilon$, where ε is the volumetric ratio of the pores in the pellet, δ_s is the specific weight of the solid grains, δ_p is that of the medium (water or air) filling out the pores. In case, e.g. $\varepsilon = 0{,}2$, $\delta_s = 5$, $\delta_p = 1$, $\delta = 5.\,0{,}8 + 1.\,0{,}2 = 4{,}2$ results. C' is in pond, if δ_p/cm^3, R, r and x cm, v cm/s, $g = 981$ cm/s^2.

A mass impact results also in that case if the centre of gravity of spherical pellet of radius R, during its rolling, deviates from its "straight" progress, not because of having rolled over a "free" grain of size x which got under it, but rather due to the ball's irregular shape protrusion of size x_1 or because

of some grains hammered into it and protruding with a value x_1 from its surface. (See Fig. 8). This mass impact causes a gradual increase of the pellet and at the same time compacts and forms it.
In this case, by substituting

$$\cos\gamma = \frac{R}{R+x_1} = \frac{R/x_1}{R/x_1+1}, \qquad v' = \frac{v}{\cos\gamma} = v\frac{R+x_1}{R},$$

$$a' = \frac{v'^2}{R+x_1} = \frac{v^2(R+x_1)}{R^2},$$

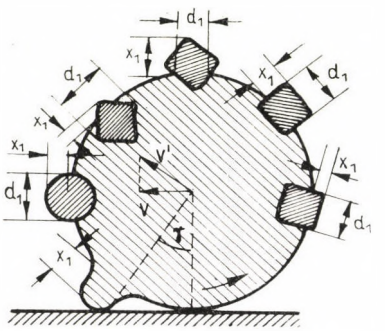


Fig. 8

the formula

$$C' = Ga'/g = \frac{4\pi\delta R(R+x_1)v^2}{3g}$$

results. Substituting

$$\frac{4\pi\delta}{3g} = k$$

we have

$$C' = kv^2R(R+x_1) = \frac{kv^2R^2}{\cos\gamma} \quad (k = 0{,}00426\ \delta).$$

In case the grain takes up an area $F = cd_1^2 = c(R/b)^2$ on the surface of the ball, the mass impact, acting on unit surface area of the grain is

$$B = \frac{C'}{F} = \frac{kv^2b^2}{c\cos\gamma}.$$

The value of c depends on the shape of the grain and its position on the ball. Fig. 8 indicates x_1 and $d_1(=R/b)$ values for grains of different shape and position pressing into the ball. Together with the gradual pressing of the grain into the ball body, the value of x_1 decreases gradually, while that of d_1 increases

Table V

$\bar{C}'$ (pond)

v m/s	$R = 0{,}25$	0,50	0,75	1,0	1,5	2,0 cm
0,5	2,66	10,61	23,9	42,5	95,6	170
1	10,61	42,5	95,6	170	382	680
2	42,5	170	382	680	1 530	2 720
4	170	680	1530	2720	6 120	10 880

$\bar{B}$ kp/cm²

v m/s	$b = 5$	10	20	40	80	160
0,5	1,06	4,25	17	68	272	1 088
1	4,25	17	68	272	1 088	4 352
2	17	68	272	1088	4 352	17 408
4	68	272	1088	4352	17 408	69 632

until the biggest cross section of the grain, perpendicular to the radius direction, reaches the ball surface. After that, it remains constant (with increasing d_1, b decreases). The specific force impulse B, is low in case b and x_1 are small. The value of c, in case of a spherical grain is $\pi/4$, in case of a cube it is 1. The value of $1/\cos\gamma$ at $R/x_1 = 2—5—10—20—50—100$, is in turn 1,5—1,2—1,1—1,05—1,02—1,01.

Calculating with values $1/\cos\gamma \to 1$ and $c \cong 1$, formulas $\bar{C}' \cong kv^2R^2$ and $\bar{B} \cong kb^2v^2$ result.

At $\delta = 4$ p/cm³, $k = 0{,}017$. Table V and Fig. 9, respectively, indicate the $\bar{C}'$ (pond) and $\bar{B}$ (kp/cm²) values concerning pellets of density $\delta = 4$ p/cm³, at different R, b and v values.

The original core of the pellets is formed by more or less small, irregularly shaped nodules, agglutinated by surface humidity, which will be compacted by the mass impact resulting when they revolve in the drum or the disc. The mass impacts also transform the pellets into regular balls and increase their size. If a sufficient amount of water is present, air-bubbles also disappear from the compacting ball. If the pores inside the pellet are filled with water, a capillary pressure $s \cong 9(1-\varepsilon)a/\varepsilon d$ evolves, and the approximate fracture stability of these raw pellets $\sigma \cong 0{,}9\ s$. (ε is the volumetric ratio of pores, a the surface tension — in case of water $a = 0{,}074$ p/cm —, d is the average grain size —cm— s and σ p/cm².)
$9a \approx 0{,}666 = 2/3$, viz. $sd \cong 2(1-\varepsilon)/3\varepsilon$.

In the most compact agglomerate of uniform balls, $\varepsilon = 0{,}26$, $(1-\varepsilon)/\varepsilon = 2{,}85$ and $sd = 1{,}90$. When, e.g. $d = 100—10—1$ μm then $s = 0{,}19—1{,}9—19$ kp/cm^2 and $\sigma = 0{,}17—1{,}7—17$ kp/cm^2. In the interior of irregularly shaped pellets of mixed grain size compacted by mass impact, we may find also pore volumes less than 0,26 (porosity of the most compacted agglomerate of uniform balls). Thus, for instance in the case of $\varepsilon = 0{,}2$ and 0,15, respective-

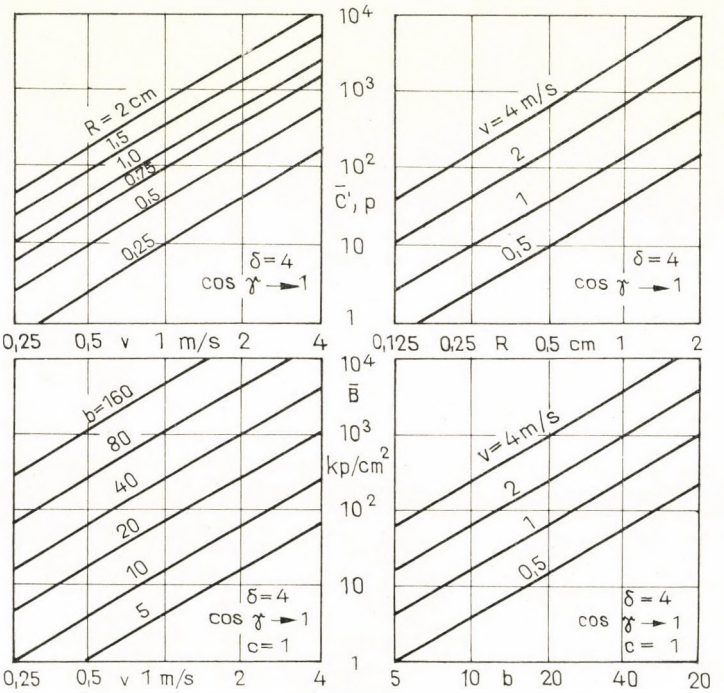


Fig. 9

ly, $(1-\varepsilon)/\varepsilon = 4{,}0$ and 5,66, respectively, viz. values 1,4 times larger and 2,0 times larger than 2,85 respectively, result, and s and σ will also be 1,4 times and 2,0 times higher, respectively. If air bubbles remain in the pellet besides fluid bridges, s and σ are only about 1/3 of the previous values.

From the compacting ball, water is pressed out onto its external surface. Dry grains are stuck on this water film and are built into the increasing ball, up to the point where the humidity of the ball reduces to some optimum. After this, the capillary force necessary for the adherence of dry grains hammered on by mass impact is present, due to lack of water, either not at all, or only to a lesser degree.

With the aid of additives of bonding character, a quicker formation of pellets and also a greater strength can be achieved. Such bonding materials

are, for instance, the bentonite, widely used for pelletizing, or others of similar character, that is plastic when humid and hardening when dry. (With the aid of plastic agents, ε can be reduced to very low values!) According to studies carried out in Hungary, 5—0 mm siliceous hematite (taconite) can be pelletized without difficulty with 20—25 weight per cent red mud or glauconitic manganese carbonate mud, if the water content of the mixture is between 12—20%. [1] Such pellets are in reality ball-shaped briquettes produced with mud as bonding agent! As can be observed in Fig. 9, when revolving these balls at a high speed, the hammering of fine grains into the ball body is carried out at a pressure $\bar{B} = 10^3 - 10^4$ at, although a pressure of about 100 at would be sufficient for briquetting with some bonding material. (At a pressure of 10^3 at, suitable materials can briquetted even without bonding materials.)

If only a small number of balls is present in the pelletizing drum of radius S, revolution number n min^{-1}, angular velocity $\omega = \pi n/30$ and peripheral velocity $V = S\,\pi\,n/30$, these will roll together on the drum wall — without sliding — with peripheral velocity V, i.e., with angular velocity $\omega = V/R = \pi nS/30R$, achieve a certain height along the drum wall and then roll down that smooth wall with a speed well exceeding V (the speed is less along the uneven top of the ball-aggregate in the drum). ($n = en_{\text{crit}}$, $n_{\text{crit}} = 30/\pi\sqrt{g/S}$, $V = e\sqrt{gS}$. E.g. at $e = 0{,}5$ and $R = 1$ m, $V = 1{,}57$ m/s).

The balls rolling back along the oblique bottom plate of the pelletizing disc travel without hindrance and at high speed. In a disc a greater percentage of balls rolls at high speed along the smooth wall than in drums, thus the pelletizing effect of the disc (its ball shaping and ball compacting effect) is better than that of the drum. The effort to reach highest possible rolling explains also the fact that in practice even pelletizing drums operated at a speed of rotation exceeding n_{crit} ($e = 1{,}53$!) can be encountered [2].

LITERATURE

1. Visnyovszky, L., Holló, T.: Pelletizing rough iron ores and muds. *Kohászati Lapok* 1955 201—210. (In Hungarian)
2. Calhoun, P. F.: Coal pelletizing. *Minig Congress Journal*, November, 1952. 38.

МАССОВЫЙ УДАР В ОБЛАСТИ ДРОБЛЕНИЯ И ПЕЛЛЕТИРОВАНИЯ

Г. ТАРЯН

РЕЗЮМЕ

Понятие массового удара, условие его поступления, величина и энергия его силы в различных дробительных машинах. Его роль в пеллетировании.

Acta Geodaet., Geophys. et Montanist. Acad. Sci. Hung., Tomus 6 (3—4), pp. 377—387 (1971)

CONTRIBUTION TO THE KINEMATICS OF TUMBLING MILLS

G. TARJÁN

UNIVERSITY FOR HEAVY INDUSTRY, MISKOLC

[Manuscript received September 12, 1970]

Calculation of speeds corresponding to maximum impact velocities, the mill lining resulting in minimum wear.

The direction of the resultant r of the centripetal acceleration $c = R\,\omega^2$ and gravitational acceleration g of a body revolving with ω angular velocity along a circular arc of radius R, is given by the straight lines connecting point A — which is at height L over center 0 — with the individual points of the

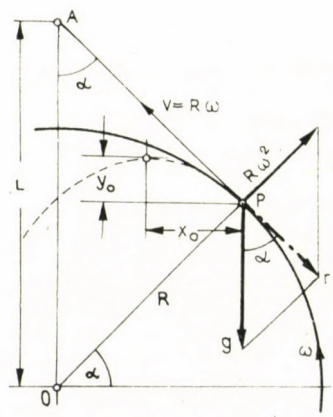


Fig. 1

circular arc (see Fig. 1). Indeed, relation $R/L = R\omega^2/g$ can be written from similar triangles, resulting in $L=g/\omega^2$. The value of L is independent both of the position of the body and of radius R, and its value only depends on the angular velocity, ω. At the point of tangency P, the resultant r, which can be drawn from point A to the circular arc, has no radial projection; below point P, its radial projection points outward, over this point it points toward the interior of the drum; and at point P the body separates from the circular arc and enters a parabolic path of "fall". Thus, at point P, the radial projection $g \sin \alpha$ of the gravitational acceleration will have a similar magnitude but a reverse direction as the centripetal acceleration, $c = R\omega^2$, i.e. relation $\sin \alpha = R\omega^2/g = K$ determines the directional angle α of the separation point,

P. $K = \sin\alpha = 1$, and $L = R$, respectively, as well as $\omega_{crit} = \sqrt{g/R}$ belong to value $R\omega^2 = g$. Substituting $\omega = \pi n/30$, $n_{crit} = 30/\pi\sqrt{g/R}$ — and, since approximately $\sqrt{g} = \pi$, $n_{crit} \cong 30/\sqrt{R}$ is the critical number of revolution above which the body adheres to the drum wall also at zenith point.

$$K = \sin\alpha = \frac{R\pi^2 n^2}{30^2 g} \cong \frac{Rn^2}{30^2} = \left(\frac{n}{n_{crit}}\right)^2,$$

i.e.

$$\frac{n}{n_{crit}} = e = \sqrt{K} = \sqrt{\sin\alpha}\,.$$

Coordinates x_0 and y_0, with respect to the point of separation P, of the zenith of the parabola of fall can be determined as follows:

The body separating from the circular arc at a directional angle α and speed $v = R\,\omega$, reaches the parabola zenith at time t. From relation $v\cos\alpha = gt$ we have

$$t = \frac{v\cos\alpha}{g} = \frac{R\omega}{g}\sqrt{1 - \sin^2\alpha} = \frac{K}{\omega}\sqrt{1 - K^2}\,,$$

$$x_0 = v\sin\alpha \cdot t = R\omega K t = RK^2\sqrt{1 - K^2}$$

and

$$y_0 = v\cos\alpha \cdot t - gt^2/2 = RK\,(1 - K^2)/2\,.$$

The "other" point of intersection of the parabola and the circular arc is the point of impact. The coordinates of this point, with respect to point P, are obtained with a simple analytical investigation [1, 2, 3] as $x = 4x_0$ and $y = 8y_0$. Thus the point of impact is at a horizontal distance $3x_0$ and a vertical one $H = 9y_0$ from the parabola zenith. An angle 4α is between the point of impact and the direction of point P, accordingly the point of impact can be obtained on the circular arc by measuring back an angle 3α beginning from the horizontal abscissa (Fig. 2).

At the point of impact the tangent of the parabola and the vertical make an angle β:

$$\operatorname{tg}\beta = \frac{3x_0}{2H} = \frac{x_0}{6y_0} = \frac{K}{3\sqrt{1 - K^2}}\,;$$

$$\cos\beta = \frac{1}{\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2\beta}} = \sqrt{\frac{9 - 9K^2}{9 - 8K^2}} = 3\sqrt{\frac{1 - K^2}{9 - 8K^2}}\,.$$

The vertical projection of the impact velocity is

$$v' = \sqrt{2gH} = 3\sqrt{gRK\,(1 - K^2)}\,;$$

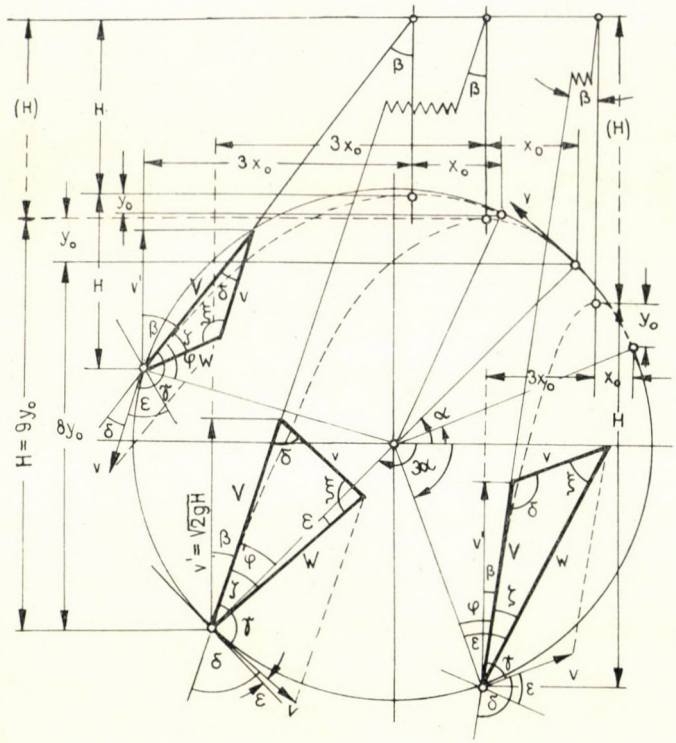


Fig. 2

and the impact velocity, at an angle β with the vertical, is

$$V = v'/\cos\beta = \sqrt{gRK(9-8K^2)}\,.$$

The impact point itself proceeds at a peripheral velocity $v = R\omega = \pi\sqrt{RK} \cong$ $\cong \sqrt{gRK}$, i.e.

$v'/v = 3\sqrt{1-K^2}$ and $V/v = \sqrt{9-8K^2}$. ($\pi^2 \cong g$, if R is given in meters.)

Concerning W, the "resultant" velocity of impact, the cosine theorem may be applied:

$$W^2 = V^2 + v^2 - 2Vv\cos\delta$$

or

$$\left(\frac{W}{v}\right)^2 = \left(\frac{V}{v}\right)^2 + 1 - 2\left(\frac{V}{v}\right)\cos\delta = \left(\frac{V}{v}\right)^2 + 1 + 2\frac{V}{v}\cos\gamma.$$

With the notations of Fig. 2:

$$\varphi = 3\alpha - 90^\circ - \beta = \gamma - 90^\circ;$$

$$\delta = 180^\circ - 90^\circ - \varphi = 90^\circ - \varphi = 180^\circ - 3\alpha + \beta;$$

$$\gamma = 3\alpha - \beta = 180^\circ - \delta = 90^\circ + \varphi;$$

$$\delta + \zeta + \xi = 180^\circ;$$

$$\zeta = \varphi - \varepsilon = 90^\circ - \delta - \varepsilon;$$

$$\xi = 180^\circ - \zeta - \delta = 90^\circ + \varepsilon;$$

$$\varepsilon = \xi - 90^\circ = 90^\circ - \zeta - \delta$$

and

$$W : V : v = \frac{W}{v} : \frac{V}{v} : 1 = \sin\delta : \sin\xi : \sin\zeta; \quad \text{i.e.}$$

$$\frac{W}{v} = \frac{\sin\delta}{\sin\zeta} \quad \text{and} \quad \frac{W}{V} = \frac{\sin\delta}{\sin\xi}.$$

From equation $(W/v)^2 = (V/v)^2 + 1 + 2\,V/v\,\cos\gamma$, by substituting the values

$$V/v = \sqrt{9 - 8\,K^2};$$

$\cos\gamma = \cos(3\alpha - \beta) = \cos 3\alpha\cos\beta + \sin 3\alpha\sin\beta$; $\cos 3\alpha = 4\cos^3\alpha - 3\cos\alpha$,

$$\sin 3\alpha = 3\sin\alpha - 4\sin^3\alpha,$$

and

$$\cos\beta = \sqrt{\frac{9 - 9K^2}{9 - 8K^2}}, \quad \sin\beta = \sqrt{\frac{K^2}{9 - 8K^2}}, \quad \sin\alpha = K, \quad \cos\alpha = \sqrt{1 - K^2}$$

relations

$$\cos\gamma = \left[12(1 - K^2)^2 - 9(1 - K^2) + 3K^2 - 4K^4\right]\frac{1}{\sqrt{9 - 8K^2}} =$$

$$= \frac{3 - 12K^2 + 8K^4}{\sqrt{9 - 8K^2}}$$

and $W/v = 4(1-K^2)$, respectively, result, i.e.:

$$W = 4\sqrt{gRK}(1-K^2)\ (= 2{,}79\,H/\sqrt{RK})$$

The maximum of functions H, v', V and W occur where their first differential quotients equal 0.

At R = constant, the maximum value of H and v' is

at $dK(1 - K^2)/dK = 0 = 1 - K^2 - 2K^2$, i.e. $K = \sqrt{1/3} = 0{,}577$

where $\alpha = \text{arc sin}\,K = 35^\circ\,15'$, $(3\alpha = 115^\circ\,45')$,

$$e = \sqrt{K} = \sqrt[4]{1/3} = 0{,}76.$$

$H_{max} = \sqrt{3}\, R (= R/K = R/\sin\alpha = L) = 1{,}73\, R$; $v'_{max} = 5{,}82\sqrt{R}$. V is maximal, where, (at R = constant)

$$\frac{dK(9-8)K^2}{dK} = 0 = 9 - 8K^2 - 16K^2, \text{ i.e.}$$

$$K = \sqrt{3/8} = 0{,}612 \quad \text{and} \quad \alpha = 37^\circ\, 44', \quad (3\alpha = 119^\circ\, 12'),$$

$$e = \sqrt[4]{3/8} = 0{,}781;\ L/R = 1/K = \sqrt{8/3} = 1{,}63;\ H = 1{,}72\, R\ (\simeq 0{,}948\, L);$$

$$V_{max} = 6{,}01\sqrt{R}, \text{ resp.}$$

W is maximum (at R = constant), where

$$\frac{dK(1-K^2)}{dK} = 0 = \frac{1-K^2}{2\sqrt{K}} - 2K^{3/2}, \text{ i.e. } K = \sqrt{1/5} = 0{,}4465\,,$$

and $\alpha = 26^\circ\, 31'$, resp. $(3\alpha = 79^\circ\, 33')$, $e = 0{,}668\ (= \sqrt[4]{1/5})$

$$L/R = 1/K = \sqrt{5} = 2{,}236;\ H = 1{,}611\, R\ (\simeq 0{,}72\, L);\ W_{max} = 6{,}71\sqrt{R}.$$

$$\varepsilon = 0 \text{ if } \xi = 90^\circ.$$

Here

$$\cos\delta = -\cos\gamma = v/V = 1/\sqrt{9-8K^2}, \text{ i.e.}$$

$$\frac{3 - 12K^2 + 8K^4}{\sqrt{9-8K^2}} = \frac{-1}{\sqrt{9-8K^2}},$$

from where

$$2K^4 - 3K^2 + 1 = 0\,;$$

$$K^2 = 1/2;\ K = \sqrt{1/2} = 0{,}707,$$

where

$$\alpha = 45^\circ\, 00'$$

$$(3\alpha = 135^\circ\, 00'),\ e = \sqrt[4]{1/2} = 0{,}84;$$

$$L/R = \sqrt{2} = 1{,}414,\ H = 1{,}59\, R\ (= 1{,}12\, L).$$

Table I contains numerical values calculated for different K values (at R = 1 m); Table II indicates numerical values corresponding to the maximum values of v', V and W, and $\varepsilon = 0^\circ$, respectively. If $R \neq 1$ m, the value of H will increase by R times, while those of v', V and W, by $\sqrt{R}$-times.

Fig. 3 indicates the gradual changes of values α, β, δ, ε as well as at R = 1 m the values of H, v, v', V and W in function of $e = \sqrt{K}$ and K, respectively.

If the charge — its internal and external row of balls as well — arrives at the point of segregation with an angular velocity ω which is the same as

Table I

K / $e=\sqrt{K}$		0,3 / 0,548	0,4 / 0,631	0,5 / 0,706	0,6 / 0,774	0,7 / 0,836	0,8 / 0,894	0,9 / 0,949	0,95 / 0,975
$H = 4{,}5K(1-K^2)$	at R = 1 m	1,228	1,511	1,687	1,728	1,607	1,296	0,770	0,417
$v = \pi\sqrt{K}$	at R = 1 m	1,72	1,98	2,215	2,43	2,625	2,804	3,01	3,06
$v' = 3\sqrt{gK(1-K^2)}$	at R = 1 m	4,91	5,45	5,75	5,82	5,61	5,045	3,88	2,86
$V = \sqrt{gK(9-8K^2)}$	at R = 1 m	4,94	5,50	5,85	6,00	5,90	5,52	4,715	4,07
$W = 4\pi\sqrt{K(1-K^2)}$	at R = 1 m	6,255	6,66	6,65	6,21	5,355	4,04	2,265	1,192
$\alpha = \arcsin K$		17° 28′	23° 34′	30° 00′	36° 52′	44° 26′	53° 07′	64° 09′	71° 48′
3α		52° 23′	70° 42′	90° 00′	110° 36′	133° 18′	159° 22′	192° 27′	215° 24′
$\beta = \arccos \frac{v'}{V}$		4° 24	7° 15	10° 54	14° 04	18° 13	23° 47	34° 25	45° 39
$\gamma = 3\alpha - \beta$		47° 59′	63° 27′	79° 06′	96° 32′	115° 05′	135° 35′	158° 02′	169° 45′
$\delta = 180° - \gamma$		132° 01′	116° 33′	100° 54′	83° 28′	64° 55′	44° 25′	21° 52′	10° 15′
$\sin \xi = \sin \delta \frac{V}{W}$		0,586	0,737	0,864	0,959	0,999	0,9555	0,776	0,609
ξ		35° 52′	47° 29′	59° 46′	73° 33′	87° 30′	72° 50′	50° 54′	37° 31′
$\varepsilon = 90° - \xi$		54° 08′	42° 31′	30° 14′	16° 27′	2° 30′	17° 10′	39° 06′	52° 29′

Table II

K	e	v'	V	W	H	L	α	β	γ	ε
		m/s			m					
0,4465	0,668	5,61	5,70	6,71	1,61	2,24	26° 31′	9° 55′	69° 38′	37° 15′
0,577	0,760	5,81	5,99	6,37	1,73	1,73	35° 15′	14° 04′	91° 41′	19° 57′
0,612	0,781	5,80	6,01	6,13	1,72	1,63	37° 44′	15° 13′	97° 59′	13° 58′
0,707	0,840	5,59	5,89	5,28	1,59	1,41	45° 00′	18° 21′	116° 39′	0° 00′

that of the mill wall, the K_1 and α_1 values for the internal ball rows will be less then those concerning the outermost ball row (and the drum wall, respectively). The points of intersection of the semi-circle drawn above the distance L—, determined by the ω = constant value, and of the concentric circles representing the ball rows determine the α_1 directional angles. (Fig. 4)

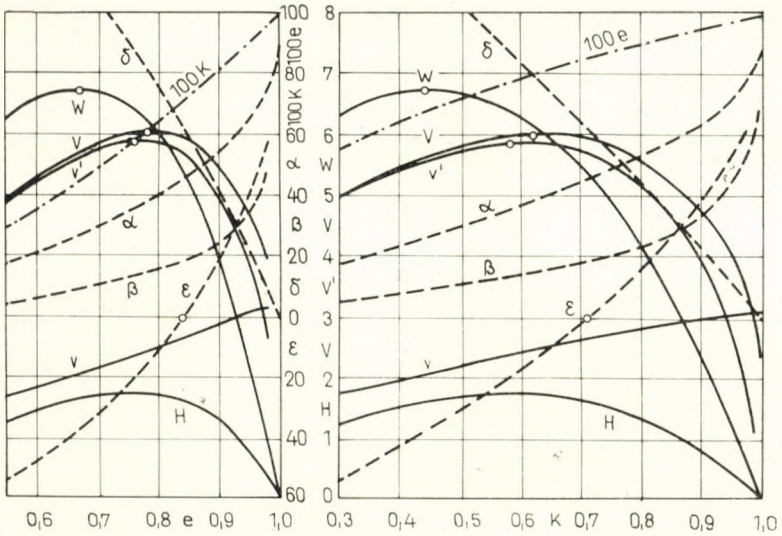


Fig. 3

Let us now determine to which ball row (and to what $R_1/L = \sin \alpha_1 = K_1$ value, respectively) belong the maximum H_1 drop height and v_1', V_1, W_1 impact velocity, respectively.

At ω = constant, L = constant values, substituting $R_1 = LK_1$ for radius R, the individual functions are:

$$t_1 = K_1 \sqrt{(1-K_1^2)\, L/g},$$

$$x_{01} = LK_1^3 \sqrt{1-K_1^2},$$

$$y_{01} = LK_1^2 (1-K_1^2)/2,$$

$$H_1 = 9y_{01} = 4{,}5\, LK_1^2 (1-K_1^2),$$

$$v_1 = R_1\omega = LK_1\, \omega = K_1 \sqrt{gL} = \sqrt{gLK_1^2},$$

$$v_1' = 3\sqrt{gLK_1^2 (1-K_1^2)},$$

$$V_1 = \sqrt{gLK_1^2 (9-8\, K_1^2)},$$

$W_1 = 4\sqrt{gLK_1^2}\ (1-K_1^2)$;

i.e.

$v_1'/v_1 = 3\sqrt{1-K_1^2}$, $V_1/v_1 = \sqrt{9-8K_1^2}$, $W_1/v_1 = 4\,(1-K_1^2)$.

(The relation of velocities remains the same as in case of variable ω and constant R.)

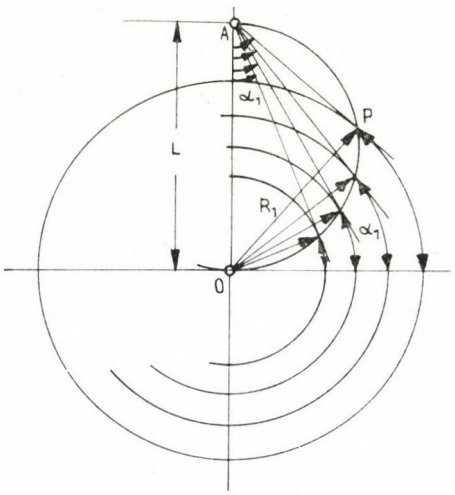


Fig. 4

The location of the maxima of these functions is obtained from the zero values of their differential quotients:

$$dv_1'/dK_1 = 0 = 2K_1(1-K_1^2) - 2K_1^3$$

$$dV_1/dK_1 = 0 = 2K_1(9-8K_1^2) - 16\,K_1^3$$

$$dW_1/dK_1 = 0 = 1 - K_1^2 - 2K_1^2$$

thus at: $v_{1\max}'$ $K_1 = \sqrt{1/2} = 0{,}707$, $e_1 = 0{,}840$, $\alpha_1 = 45^\circ\,00'$;

thus at: $V_{1\max}$ $K_1 = 3/4 = 0{,}750$, $e_1 = 0{,}866$, $\alpha_1 = 48^\circ\,35'$;

thus at: $W_{1\max}$ $K_1 = \sqrt{1/3} = 0{,}577$, $e_1 = 0{,}760$, $\alpha_1 = 35^\circ\,15'$.

The maximum of H_1, y_{01} and t_1 occurs at the same place as that of velocity v_1', that is at $K_1 = \sqrt{1/2} = 0{,}707$, the maximum position of x_{01} is given by relation

$$dx_{01}/dK_1 = 3K_1^2\sqrt{1-K_1^2} - K_1^3\frac{2K_1}{2\sqrt{1-K_1^2}} = 0$$

from where the "critical" values $K_1 = \sqrt{3/4} = 0{,}866$ and $e_1 = 0{,}93$, respectively, $\alpha_1 = 60^\circ\,00'$ are obtained.

The maximum value of the functions always occurs at the critical K_1 value, here:

$$t_1 = \sqrt{L/4g} = 0{,}16\sqrt{L}, \qquad x_{01} = \sqrt{27}\,L/16 = 0{,}324\,L,$$

$$y_{01} = L/8 = 0{,}324\,L, \qquad H_1 = 4{,}5\,L/4 = 1{,}125\,L;$$

$$v_1' = 3\sqrt{gL}/2 = 4{,}70\sqrt{L}, \qquad V_1 = \frac{9}{4\sqrt{2}}\sqrt{gL} = 1{,}59\sqrt{gL} = 4{,}98\sqrt{L},$$

$$W_1 = \frac{8}{3\sqrt{3}}\sqrt{gL} = 1{,}54\sqrt{gL} = 4{,}82\sqrt{L}.$$

The peripheral velocity of the ball row, along the $R_1 = LK_1$ radius corresponding to the maximum values v_1', V_1 and W_1 — at ω = constant — is, in turn, $v_1 = K_1\sqrt{gL} = 2{,}21\sqrt{L} - 2{,}35\sqrt{L} - 1{,}81\sqrt{L}$. The critical R_1 radii are $R_1 = 0{,}707\,L - 0{,}750\,L - 0{,}577\,L$. The dimension of t_1 is sec, that of v_1, v_1', V_1 and W_1 is m/sec, if L is in m.

The maximum impact energy is obtained if the center of gravity of the dropping charge passes along the critical $R_1 = 0{,}577\,L$, radius corresponding to maximum impact velocity W_1. The ratio of this radius to the drum radius is the bigger, the smaller the charge of the drum. The $\alpha > \alpha_1$ or $K > K_1$ or $e > e_1$ value, corresponding to the maximum impact energy of the charge concerning the outermost ball roll on the drum wall (and the drum itself, respectively), should therefore be the bigger, the bigger the ball charge.

The volume of "loose" charge of ball mills in mineral dressing plants is between 40 and 55 per cent, that of rod mills is approximately 40 (± 5)%. Ball mills and tube mills of the cement industry operate with a much lower degree of charge: 20—30 per cent. Thus, for instance, the usual degree of charge in chambers 1—2—3 of the three-compartment mills is about 30—27——(20—24) per cent, respectively.

The angle $3\,\alpha_1 = 105^\circ\,45'$, corresponding to $e_1 = 0{,}76$ is just the half-past-six position of the hands on the face of the clock. In practice, the ball mills of ore dressing plants are very often operated in such a way that the outermost roll line should collide against the drum wall at about the 8o' clock position of the hands. $3\,\alpha = 150^\circ$, i.e. $\alpha = 50^\circ$ corresponds to this clock position, to which "theoretical" values $K \simeq 0{,}766$ and $e \simeq 0{,}875$ pertain. The center of the total drop weight describes then approximately the "theoretical" optimum path, given by $e = 0{,}76$. (The crushing bodies reach the point of segregation with the aid of the uplift of the charge, which, below them, is relatively "at repose". This uplift, however, does not stop even at a position where angle α is arc sin K, and the charge arriving with velocity

$v = R\omega$ forces the balls segregating from the drum wall at directional angle α to a path of fall somewhat higher than the theoretical parabola. Thus, in reality, the "point of segregation" of the crushing bodies, corresponding to the actual parabola-path is somewhat higher than the theoretical $\alpha = \text{arc sin } K$, and its impact is obtained at the 8 o'clock face position of the outermost row of balls, at a value $e < 0{,}87$.)

At $e = 0{,}84$, $\varepsilon = 0°$, that is the outermost row of balls of velocity W impacts against the "smooth" linered cylindrical mill "perpendicularly", The perpendicular impact utilizes the best the impact energy and, as a result,

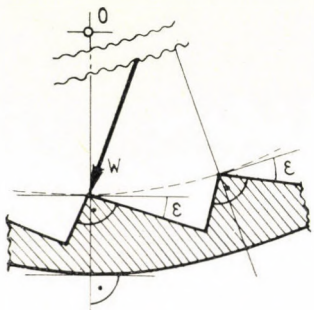


Fig. 5

the ball- and liner wear are the smallest. In case of an "helical" impact, it is only the "perpendicular" component of velocity which results in a "useful" force of impact (that is, the "pure" impact energy will be proportional to its square). At the same time the tangential sliding component of the impact results in a higher ball- and liners wear.

At $e < 0{,}84$, $\varepsilon > 0°$. Here the maximum of the useful impact energy and, at the same time, the minimum ball — and liners wear is achieved, according to Fig. 5, by zigzag lining, instead of the smooth one. At $e = 0{,}7—0{,}75—0{,}8$ values, for instance, ε ought to be, in turn, approximately $32—22—10°$. At $e > 0{,}84$, a "reversely" zigzag lining (e.g. at $e = 0{,}9$, $\varepsilon \cong -20°$, at $e = 0{,}95$, $\varepsilon \cong -42°$) is appropriate to achieve optimum impact work and minimum wear.

The "critical" K_1 values were obtained at $\omega = \text{constant}$.

The more inward positioned ball rows, however, do not achieve as yet the ω angular velocity of the drum wall, at the moment of impact. When impact occurs, the dropping ball loses its velocity and kinetic energy, and after a more or less elastic rebounding, starts, practically from zero velocity, to accelerate up to the velocity of the drum wall. The outermost ball row is accelerated by the friction between the drum wall and the ball; the balls of the more inward positioned ball rows accelerate through "friction" with

the row immediately beneath them (to a theoretically "uniform" ω angular velocity).

The friction is high between ball rows, whereas it is low in "smooth" lining mills between the drum wall and the ball. It is higher in mills armoured with wavy or zigzag liners and very high in armours with protruding ribs. (If small balls and rocks get in the space between the ribs, a "smooth" drum wall results.) Due to the small friction factor of smooth lining, such mills can be operated with supercritical speed: the angular velocity of the charge ($\bar{\omega}$) does not reach in such cases the angular velocity (ω) of the drum wall, even at the point of segregation, and so $\bar{K} = R\bar{\omega}^2/g < 1$ remains valid for the charge even if concerning the drum wall $K = R\omega^2/g > 1$ [4].

Thus, in smooth lining mills, the more inward-positioned ball rows (and among them the one falling as the center of gravity of the charge) do not impact against the external ball rows, moving with ω angular velocity, but with those of a near to zero velocity. Thus, concerning these, the impact velocity is not W_1, but rather V_1 and the optimum K_1 shifts from 0,577, corresponding to the maximum W_1, towards 0,75 pertaining to the maximum V_1 while the optimum e_1 shifts from 0,76 towards 0,866, that is towards values where the outermost ball row impacts against the armour near perpendicularly (that is at maximum "smooth" impact energy and smallest possible friction).

(When calculating the maximum grinding energy, it must be taken into consideration that the innermost ball rows with respect to which α_1 and H_1 are lower than those corresponding to the outermost ones rotate more frequently during each rotation of the mill than the more outward positioned ball rows.)

REFERENCES

1. Davis, E. W.: Fine crushing in ball mills. *Trans. AIMME* 61 (1919), 250.
2. Taggart, A. F.: Handbook of mineral dressing. J. Wiley and Sons, Inc. New York, 1948, 5—04.
3. Tarján, G.: The mechanics of ball mills (Die Mechanik der Kugelmühle. BKO-Report. Sopron. 17 (1948/49), 67—8.
4. Tarján, G.: Discussion to Hukki, R. T.: Grinding at supercritical speeds in rod and ball mills. Progress in mineral dressing. Almquist and Wiksell, Stockholm, 1958, 113—120.

ДОБАВКА К КИНЕМАТИКЕ ШАРОВЫХ МЕЛЬНИЦ

Г. ТАРЯН

РЕЗЮМЕ

Вычисление чисел оборотов, принадлежащих к максимальным скоростям столкновения; обшивка обеспечивающая минимальное изнашивание мельницы.

Acta Geodaet., Geophys. et Montanist. Acad. Sci. Hung., Tomus 6 (3—4), pp. 389—394 (1971)

RESULTS AND PROBLEMS OF NOCTILUCENT CLOUD INVESTIGATION

W. SCHRÖDER

GEOPHYSICAL STATION, BREMEN-ROENNEBECK, G. F. R.

[Manuscript received October 30, 1970]

This is an account of results of research of the noctilucent clouds during the last decades.

The results of the study of noctilucent clouds over Germany during the years 1885—1970 show that (1) noctilucent clouds are observed when the sun is between 6 and 16° below the observer's horizon; (2) the earliest and latest dates of noctilucent cloud over Germany and middle Europe were in April and August, respectively; (3) no noctilucent clouds were seen during the years 1957—1970 in winter at Roennebeck; (4) the peak of noctilucent cloud activity falls in July; (5) noctilucent clouds are generally first seen before midnight; (6) the measurements accomplished at Roennebeck yielded wavelenghts from 9 to 50 km; (7) the general motion of noctilucent cloud being toward SW with velocity of 35—55 m/s.

The discussion of several concepts indicated that the different opinion as to the nature and the origin of the noctilucent cloud are still in a state of flux; an unambiguous explanation could not yet be made. There seems to be a definite indication that the behavior of the mesosphere is an important influence.

1. Introduction

From the esthetic standpoint, the noctilucent clouds (abbreviated NLC) are undoubtely one of the most beautiful manifestations which can be observed in the sky. Very often they can be observed having an ice-blue coloration, an abundant interplay of shapes and forms, and a great variety of changes in brightness. Their appearance is somewhat similar to cirrus clouds, though they can be distinguished in the sky around twilight.

The first observation of NLC in Europe was made in 1885. The German astronomer, OTTO JESSE, should be mentioned especially for his significant research work.

In later years (1894—1956) in Germany, the reported number rose and fell, partly depending on the attention given to them by observers (SCHRÖDER [4]). Since the International Geophysical Year (1957), a regular watch for the NLC has been kept at the Geophysical Station in Roennebeck. The objectives of this study are (1) to determine the frequency of NLC over Germany and Europe; (2) to determine their lifetime and spatial extent; (3) to measure the heigth, thickness, and vertical wave amplitude; (4) to investigate the effect of auroral particles bombardement on NLC display; and (5) to advance a general theory to explain the features of the NLC.

An intensive international investigation of these NLC has not been made until recently. Though their occurrence was positively identified for more than a thousand times, there is to date, no acceptable explanation of this phenomenon.

2. Observational facts

Some characteristics can be derived from the observations of the NLC which are reported below.

A) *Geographic distribution*

A frequency zone φ: 50—70° for both hemispheres could be assumed for the NLC. Individual observations are also reported up to 45 and 80°, but these would need further comfirmation. The maximum frequency of the northern hemisphere lies approximately between 55 to 60°.

Observation made over a period of many years show that on the northern hemisphere the NLC do not occur south of 45°. For instance, ASTAPOVIĆ [1] reported that he could not see any NLC in careful observations during 700 nights at Ashkhabad (37° N).

B) *Seasonal frequencies*

Up to now the NLC were observed in the northern hemisphere between the fifth of March and the twenty-eighth of October. Some of the dates in March and October are uncertain. It is a question of whether the objects were actually NLC.

On the northern hemisphere, the NLC can be most frequently observed during the month of July (SCHRÖDER [5]). The NLC are most frequently seen during the months June—August while the frequency from March—May and September—October is considerably less.

It can be clearly seen from the European observations (SCHRÖDER [5]) that in the northern hemisphere the NLC do not occur during the winter months.

C) *Circumstances for movement*

According to more recent observations, the preferred direction of movement of the NLC is probably in south-westerly direction, and the average velocity approximately 45 m/s. The measurements accomplished at the Geophysical Station, Roennebeck, yielded wave lengths from 9 to 50 km; the general motion of NLC being toward SW with velocity of 35—55 m/s (SCHRÖDER [8]). Earlier German measurements (JESSE, ARCHENHOLD, WÖRNER, KAISER) reported velocities up to 200 m/s.

The wave nature of the NLC is especially conspicuous. German and American measurements show wave lengths between 7 and 100 km. The preferred wave length is approximately 10 km.

It is difficult to measure the thickness of the NLC. Several authors determined it to be between 0,5—3 km. SCHRÖDER made determinations of the NLC on the fourth of July, 1967, and obtained 1,7 to 2,5 km. The wave amplitude is reported by Roennebeck data to be between 1—4 km.

Numerous altitude determinations of the NLC were made during the last years. The average values amounted to 82 km.

D) *Measurements of particles*

Polarization measurements were published by several authors. The first direct measurements of the diameters were made in 1962, in northern Sweden during rocket experiments. The results of these experiments indicate: (1) the diameters range from 0,05 to 0,5 μ; (2) a portion of the particles was covered with a layer of ice; (3) it was suspected that the particles are of extraterrestrial origin; (4) during the presence of NLC, the particle density was higher by a factor of 1000 than in the absence of NLC.

3. Theoretical concepts

It is interesting to note that the NLC are objects which had been, up to the present, observed and interpreted, but regarding their nature and origin there is even now no agreement among the experts. We, therefore, intend to discuss in the following, the most important concepts.

A) *Volcanic relationships*

After the eruption of Krakatoa in the Straits of Java in 1883, conspicuous twilight phenomena could be observed all over the world. Since the year 1885, NLC were observed in Germany.

It was assumed soon after this, that there is a possible connection between the NLC and volcanic eruption. This opinion was supported after the following volcanic eruptions: Katmai (1912); Chile (1921); Japan (1931/32) and Quizápa (1932).

The suggestion of an existence of a relationship between the occurrence between the NLC and volcanic eruptions was already rejected by MALZEV in 1926 (cf. SCHRÖDER [3]). In particular, it was shown that the NLC could also be observed after the volcanic material has descended.

B) *Intrusions of cosmic dust*

Several authors (HOFFMEISTER, STÖRMER) think that the NLC originate from intrusions of cosmic dust and that the material comes from the permanent flow of meteors.

HOFFMEISTER, in particular, presented a model of circulation which supposed to interpret the dependence of the NLC. A prerequisite for the occurrence of the NLC would be the existence of a stable layer of dust; the presence of any vertical currents and turbulence would only destroy these layers, which also could explain the sporadic frequency of NLC.

The experiments in the year 1962 seemed to support the theory of extraterrestrial contribution to the structure of the NLC. An analysis with an electron microscope made at that time showed that only a weakly defined structure surrounding the particles could be recognized.

Only after an exposure to evaporized chromium some particles indicated the presence of a halo. This pattern was assumed to be consequence of an interaction with a volatile material (cosmic particles). The particles had a diameter of approximately 0,5—0,8 μ. SKRIVANEK recently presented an interpretation, according to which the particles in the halo contained relatively large quantities of sulphur and silicones along with the detection of small amounts of iron and calcium.

Recent measurements further indicate that in individual cases, some particles were actually detected which possibly could have a relationship to the NLC. Nevertheless, all experiments should also be required to bring the opposite proof, that is, the absence of NLC; generally speaking, a correlation with cosmic particles seems, at least, to be a possibility; but the empirical investigations still require comprehensive verification.

Furthermore, no mechanism has been found, up to now, which could explain the presence of particles at altitudes of 80—85 km.

Various authors point out that individual currents of meteors should not have any secondary geophysical effects. Furthermore, SCHRÖDER [6] demonstrated that there exists no connection between the meteorite of June 30, 1908 and the appearance of NLC during the same night.

Taking everything into consideration, the question of the relationship to cosmic particles still needs intensive research before a definite statement is possible.

C) *New concepts*

The physical behavior of the mesosphere has only been known for the last few years. Measurements have shown that there is a noticeable decrease in temperature during the summer months. On the other hand, during the winter months, the mesosphere shows a much higher temperature profile.

Some direct measurements were obtained on the NLC. In the presence of the NLC a temperature of 130° K was measured, while in their absence a temperature of 140° K was obtained.

It has been recently reported that NLC could also be observed in the absence of low temperatures. From this is would follow that low temperatures are a necessary but by no means sufficient prerequisite for the formation of NLC.

For the time being it is significant that NLC appear exclusively during a period of cold mesopause; during winter, that is when the temperature of the mesopause is higher, no NLC have been observed up till now.

This state of affairs is explained if we consider the relationship between mesospheric circulation and the frequency of NLC. SCHRÖDER [7, 9] found that the continuous observation periods for NLC are limited by the change of direction of air currents in the mesosphere occurring during spring and fall. If we now start with the assumption that these changes need a certain amount of time it becomes understandable why NLC appear outside of these defined periods. During the transition period it is quite possible that the circulation reaches up to 80 km and that sporadic formation of NLC occurs.

Additional concepts, especially the so-called ice hypotheses were published by the Soviet researcher, ČHVOSTIKOV, who recently died, as well as by HESSTVEDT [2]. The icecloud model was treated in great detail by HESSTVEDT. He investigated the question whether condensation or sublimation occurs. Several other ideas were presented by other authors during the last years.

According to the several concepts, the principle sources of origin are, therefore, either the humidity or the formation of condensation nuclei.

The above discussion indicated that the different opinions as to the nature and origin of the NLC are still in a state of flux; an unambiguous explanation could not yet be made.

There seems to be a definite indication that the behavior of the mesosphere is an important influence [9].

4. Summary of knowledge

Average altitude: 82.7 km.
Observation zone: 50—70° (N/S).
Observation period: April—September.
Duration of NLC: from a few minutes up to 5 hours.
Velocity: average value of 45 m/s in SW direction.
Thickness: 0.5—2 km.
Vertical amplitude: 1.5—3 km.
Wave length: 5—100 km.

REFERENCES

1. ASTAPOVIČ, I. S.: Svodka nabljudenija serebristych oblakov v Rossii i v SSSR s 1885 po 1944. Trudy Riga, (1961), 49.
2. HESSTVEDT, E.: Nucleation and growth of noctilucent cloud particles. *Space Res.* IX (1969), 170.
3. SCHRÖDER, W.: Über die Leuchtenden Nachtwolken. *Gerl. Beitr. Geophysik* 73 (1964), Heft 3.
4. SCHRÖDER, W.: Studien über Leuchtende Nachtwolken während der Jahre 1957—1966 in Deutschland. *Gerl. Beitr. Geophys.* 76 (1967), 139.
5. SCHRÖDER, W.: Zur Theorie der jahresperiodischen Häufigkeit der Leuchtenden Nachtwolken. *Gerl. Beitr. Geophys.* 78 (1969), 41.
6. SCHRÖDER, W.: Die Tunguska-Katastrophe und die hochatmosphärischen Erhellungen am 30. Juni 1908. *Gerl. Beitr. Geophys.* 78 (1969), 443.
7. SCHRÖDER, W.: Mesosphärische Zirkulation und Leuchtende Nachtwolken. *Meteorolog. Rdsch.* 21 (1968), 54.
8. SCHRÖDER, W.: Zur Kinematik der Leuchtenden Nachtwolken. *Gerl. Beitr. Geophys.* 79 (1970), 229.
9. SCHRÖDER, W.: Zur Dauer der Umstellungsperiode im Frühjahr und Herbst im Bereich d. Mesopause. *Meteorolog. Rdsch.* 23 (1970), 148.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ПРОБЛЕМЫ ИЗУЧЕНИЯ НОЧНЫХ СЕРЕБРИСТЫХ ОБЛАКОВ

В. ШРЕДЕР

РЕЗЮМЕ

В статье приводятся результаты изучения ночных серебристых облаков в прошедшие десятилетия:

Результаты исследований ночных серебристых облаков, проведенных в Германии в 1885—1970 гг., показывают, что

1. Ночные серебристые облака наблюдаются в случае, когда Солнце находится на 6—16° под горизонтом наблюдателя;

2. Самый ранний срок появления ночных облаков над Германией и Средней Европой — апрель, а самый поздний август;

3. В Роэннебеке в зимы 1957—70 гг. ночные серебристые облака не были обнаружены;

4. Вершина активности ночных серебристых облаков попадает на июль;

5. Ночные серебристые облака первый раз обнаруживаются обычно до полуночи;

6. Измерения, проведенные в Роэннебеке, дали длины волн 9—50 км;

7. Общее движение ночных серебристых облаков направляется к юго-западу со скоростью 35—55 м/сек.

Обсуждение некоторых концепций показывает, что различные мнения о природе и происхождении ночных серебристых облаков находятся еще «в жидком состоянии». До сих пор еще не могли дать одноименное объяснение. Имеется определенная ссылка на то, что состояние мезосферы имеет существенное влияние на них.

Acta Geodaet., Geophys. et Montanist. Acad. Sci. Hung., Tomus 6 (3—4), pp. 395—403 (1971)

DIE ERMITTLUNG DER OPTIMALEN PRODUKTIONSKAPAZITÄT ZUR BEURTEILUNG DER ABBAUWÜRDIGKEIT VON MINERALROHSTOFFEN

F. KOVÁCS

UNIVERSITÄTSDOZENT, KANDIDAT DER TECHNISCHEN WISSENSCHAFTEN

[Eingegangen am 20. Jan. 1971]

Bei der Wertung von Mineralrohstoffen nach ihrer Abbauwürdigkeit fällt neben den naturgegebenen Parametern auch der optimalen Produktionskapazität der zu wertenden Wirtschaftseinheit eine bedeutende Rolle zu. Deshalb wäre es wünschenswert, wenn die Kapazität der zu wertenden Einheiten überall nach dem gleichen Prinzip und mit den gleichen Methoden ermittelt würde.

In vorliegender Abhandlung wird für die Ermittlung der optimalen Kapazität ein einfaches Verfahren mitgeteilt. Ausgehend von den grundlegenden Einflußgrößen der Kostenfunktionen wird in Abhängigkeit von der Menge des Vorkommens die optimale Förderkapazität bestimmt. Mit Berücksichtigung auch der Auswirkungen der Verzinsung wird ein Diagramm gezeigt, mit dessen Verwendung die optimale Lebensdauer und Kapazität auf einfache Weise bestimmt werden kann. Mit dem erarbeiteten Verfahren kann auch die kostensenkende Wirkung der technischen Entwicklung in Rechnung gestellt werden. Die erörterte Lösung kann auch in solchen Fällen zur Anwendung kommen, wenn die Funktion der Betriebskosten in allgemeiner Form noch nicht zur Verfügung steht, und nur die Größe der Betriebskosten von konstantem Charakter gegeben ist.

Die heute in Entwicklung begriffenen modernen Methoden der Mineralvorrats-Wirtschaft stellen — im Gegensatz zu den früheren Verfahren — an uns die Forderung, bei den Rentabilitätsuntersuchungen zur Bestimmung der Voraussetzungen für Abbauwürdigkeit analytische Lösungen zu suchen. Die wichtige Voraussetzung bei Abbauwürdigkeitsberechnungen besteht darin, die Kostengrenzen der Mineralrohstoffe und die Realkosten der Produktion als Funktionen der grundlegenden, naturgegebenen Einflußgrößen auszudrücken. Es müssen demnach solche Funktionen aufgestellt werden, welche die zwischen den Naturfaktoren, als unabhängig-variablen Größen, und den Gewinnungs-Realkosten (oder deren einzelnen Elementen), als abhängig-variablen Größen, bestehenden Beziehungen richtig wiedergeben.

Bei dem Aufstellen der Kostenfunktionen kommt außer den natürlichen Einflußgrößen (wie: Flözmächtigkeit, Teufe, Erstreckung, tektonische Gliederung, Gas- und Wassergefahr usw.) der Förderkapazität eine besonders wichtige Rolle zu. Die Kapazität tritt funktionell sowohl in den aufgewendeten Investitionskosten wie auch in den Betriebskosten in Erscheinung; jede Änderung der Kapazität beeinflußt erheblich auch die Gestaltung der spezifischen Kosten. Ist die Menge des abzubauenden Mineralvorrates gegeben, so wird durch die Kapazität die Lebensdauer der zu wertenden Wirtschaftseinheit, bei verzinst berechneten Anlagekosten aber die kostenabändernde

Wirkung des Zeitfaktors eindeutig bestimmt. Die Kapazität gehört jedoch nicht ohne weiteres zu den natürlichen Einflußgrößen. Das oben genannte prinzipielle Ziel erfordert demnach, daß wir die Beziehung zwischen der Kapazität und den Naturfaktoren ermitteln und das Wesen dieser Beziehung klären. Allgemein kann gesagt werden, daß die Kapazität eines Bergwerks bzw. des zu wertenden Blocks grundsätzlich von der Eigenart und Menge des Vorkommens abhängig ist. Bei einem Vorkommen gegebenen Typs ist die Kapazität in erster Linie von der Menge des Mineralvorrates abhängig, während bei der Ermittlung der optimalen Kapazität auch den Einflußgrößen der Kostenfunktionen (ihren Exponenten) eine bedeutende Rolle zufällt.

Zur Berechnung der optimalen Kapazität muß eine solche Methode erarbeitet werden, mit deren Benützung die Produktion der zu prüfenden Wirtschaftseinheit je Zeiteinheit eindeutig und schnell (einfach) bestimmt werden kann. Um dabei eine einheitliche Wertung zu sichern, ist es notwendig, daß in jeder Datenermittlungsstelle die Berechnung der Kapazität, das Bilden dieses wichtigen Kennwertes in gleicher Weise erfolge. Die Einfachheit des Rechnungsganges ist deshalb eine wichtige Forderung, da die Anzahl der zu wertenden Wirtschaftseinheiten sehr groß ist und eine detaillierte Erarbeitung des Parameters (Kapazität) nicht überall gesichert werden kann. Gemäß diesen Anforderungen entwarfen wir Diagramme, die auf einfache Weise zur Errechnung der optimalen Kapazität verwendet werden können.

Das Diagramm zum Ersatz der detaillierten Berechnungen für die Bestimmung der optimalen Kapazität kann der einschlägigen Literatur entnommen werden [1]. Das dort vorliegende Diagramm wurde jedoch mit Benützung einer linearen Investitionskosten-Funktion entworfen; der Aufwand an Anlagekosten als eine Funktion der Kapazität wird also von einer durch den Koordinaten-Nullpunkt verlaufenden Geraden beschrieben. Die im Rahmen dieses Themas durchgeführten Untersuchungen haben jedoch seither bewiesen, daß es zweckmäßiger ist, auch zur Beschreibung der Investitions- und Betriebskosten die allgemeinen Exponentialfunktionen anzuwenden [2, 3]. Unserer Meinung nach dürften die die Grundlage der Abbauwürdigkeitsprüfungen bildenden Realkostenfunktionen gleichfalls von ähnlicher Art sein. Es scheint daher zweckmäßig, zu prüfen, welche Möglichkeiten sich aus der Anwendung der neuen Funktionsform für die Ausarbeitung der die detaillierten Berechnungen ersetzenden Diagramme ergeben.

Bei der Ermittlung der optimalen Förderkapazität bringt die Funktion der Form

$$a \cdot q^{\mu}$$

die Änderungen der Investitionskosten, die Funktion der Form

$$b_Q q^{\nu} \cdot Q^{\frac{\omega}{2}}$$

aber die Änderungen der Betriebskosten als Funktionen der Kapazität (q) und des Mineralvorrates (Q) zum Ausdruck [2]. Wird der Zeitfaktor bei der Berechnung außer acht gelassen, so kann nach dem Optimierungsverfahren der Wert der optimalen Kapazität aus folgender Gleichung ermittelt werden:

$$q_0 = \left[\frac{b_Q(1-\nu)Q^{\frac{\omega}{2}+1}}{a \cdot \mu}\right]^{\frac{1}{\mu-\nu-1}}. \tag{1}$$

Ist die Kapazität bekannt, so kann auch die Gleichung zur Ermittlung der optimalen Lebensdauer aufgeschrieben werden:

$$n_0 = \left[\frac{a \cdot \mu \cdot Q^{\mu-\nu-\frac{\omega}{2}}}{b_Q(1-\nu)}\right]^{\frac{1}{\mu-\nu+1}}. \tag{2}$$

Mit den Beziehungen (1) und (2) kann demnach die Kapazität bzw. die Lebensdauer der zu beurteilenden Blocks (Blockgruppen) berechnet werden, wenn der Mineralvorrat der Einheit Q gegeben ist. Die grundlegenden Einflußgrößen der Kostenfunktionen (μ, ν, ω) hängen von der Eigenart des Vorkommens ab; sie sind fast in allen Fällen mit der nötigen Genauigkeit bekannt.

Beim Aufstellen der Gleichungen zur Errechnung der spezifischen Kosten rechneten wir jedoch nicht mit dem Einfluß der Verzinsung; das ist aber heute bei allen Wirtschaftsberechnungen unerläßlich. Dem Zeitfaktor kommt deshalb eine besondere Bedeutung zu, da die Fälligkeitszeitpunkte der einzelnen Teilkosten voneinander sehr stark abweichen können.

Wird auch mit dem Zeitfaktor gerechnet, so kann für die Summe der spezifischen Kosten folgende Beziehung aufgeschrieben werden [2]:

$$k = a(p-1)q^{\mu-1}\frac{p^{\frac{Q}{q}}}{p^{\frac{Q}{q}}-1} + b_Q q^{\nu-1}Q^{\frac{\omega}{2}}. \qquad [\text{Ft/t}]$$

Die spezifischen Kosten k haben dann ein Minimum (die Kapazität ein Maximum), wenn folgende Beziehung erfüllt wird:

$$a(p-1)\left[(\mu-1)q^{\mu-2}\frac{p^n}{p^n-1} + n \cdot \ln p \cdot q^{\mu-2}\frac{p^n}{(p^n-1)^2}\right] = (1-\nu)b_Q \cdot Q^{\frac{\omega}{2}} \cdot q^{\nu-2}$$

In der gewonnenen Gleichung ist die Lebensdauer n der Quotient aus dem Mineralvorrat Q und der Kapazität q. Wird diese Gleichung mit $\mu \cdot q^2$ multipliziert und umgeformt, so erhält man:

$$\frac{a \cdot \mu \cdot Q^{\mu-\nu-\frac{\omega}{2}}}{b_Q(1-\nu)} = \frac{\mu \cdot n^{\mu-\nu} \cdot \frac{(p^n-1)}{(p-1)p^n}}{(\mu-1)+\frac{n \cdot \ln p}{(p^n-1)}}. \tag{3}$$

Die linke Seite der Gleichung (3) ist identisch dem in Gleichung (2) erscheinenden Klammerausdruck, nämlich einer gewissen Potenz der ohne Verzinsung berechneten optimalen Lebensdauer. Nach der Substituierung gelangt man zu folgender Gleichung:

$$n_0^{\mu-\nu+1} = \frac{\mu \cdot n^{\mu-\nu} \dfrac{p^n - 1}{(p-1)p^n}}{\mu - 1 + \dfrac{n \cdot \ln p}{p^n - 1}} . \tag{4}$$

Die Beziehung (4) stellt die Verbindung zwischen dem ohne Verzinsung (n_0) berechneten, und dem mit Berücksichtigung des Zeitfaktors berechneten Optimalwert der Lebensdauer (n) dar. Sind die Konstanten μ, ν und p bekannt,

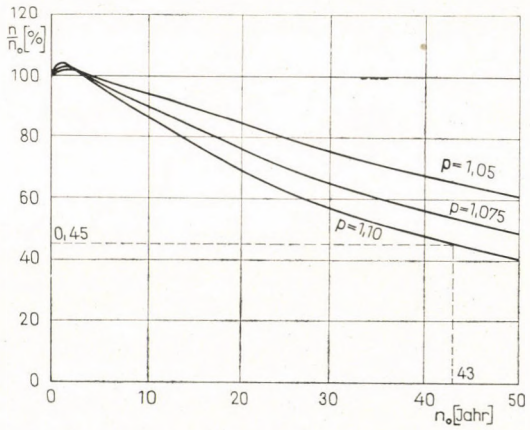


Abb. 1

so empfiehlt es sich, die Beziehung zwischen n und n_0 im Diagramm darzustellen. Mit Benützung des entworfenen Diagramms kann, in Kenntnis des aus der Gleichung (2) einfach errechenbaren n_0, der Wert von n für den erwünschten oder vorgeschriebenen Wert p rasch ermittelt werden. Ist n gegeben, so kann die dazugehörige optimale Kapazität (q) errechnet werden.

Das Diagramm in Abb. 1 wurde von uns auf Grund der Beziehung (4) mit den Größen $\mu = 0{,}80$ und $\nu = 0{,}70$ berechnet. Nach dem in Abb. 1 dargestellten Beispiel beträgt $n_0 = 43$ Jahre; des Wert n/n_0 beträgt 45 % = 0,45; die optimale Lebensdauer (für $p = 1{,}10$) beträgt demnach

$$n = 43 \cdot 0{,}45 = 19{,}35 \approx 20 \text{ Jahre.}$$

Der modifizierende Einfluß des Zinsfaktors auf die Lebensdauer ist in der Abbildung klar zu erkennen. Aus Gleichung (4) folgt, daß bei dem Wert

$n_0 = 0$ der Quotient n/n_0 der Einheit gleich wird. Bei relativ kürzerer Lebensdauer kann der Wert n größer werden als die ohne Verzinsung berechnete Lebensdauer.

Die ökonomische Wertung der Mineralrohstoffe und die Einstufung ihrer Abbauwürdigkeit ist für einen längeren Zeitabschnitt gültig. Unser heute gebildetes (errechnetes) Werturteil muß noch nach 5—8—10 Jahren, aber auch nach einer noch längeren Zeit real sein. Die auf Grund von Entscheidungen, denen die gegenwärtigen Kostenangaben zu Grunde liegen, verwirklichten Objekte treten erst später in Produktion; bei der Beurteilung der Abbauwürdigkeit und der Rangeinstufung der Vorkommen muß also der Blick auf die Zukunft gerichtet sein. Inzwischen können manche Posten der Kostengestaltung steigen, andere hingegen sinken. Es hängt von der Kostenzusammensetzung ab, in welcher Richtung sich der heute errechnete Rentabilitätskennwert ändern wird.

Allgemein besteht die Tendenz, daß neu geschaffene Grundmittel moderner sind und auch ihre Leistung größer ist; parallel damit steigt aber auch der Aufwand für das Anlegen der neuen Objekte. Selbstredend können auch dem Steigen der Investitionskosten entgegengerichtete Wirkungen festgestellt werden. Infolge des Steigens der spezifischen Leistungen und Sinkens des Anteils an lebendiger Arbeit zeigen die Betriebskosten eine degressive Tendenz. In dieser Hinsicht kann der technische Fortschritt im Industriezweig »Bergbau« im jährlichen Durchschnitt eine Kostenverminderung von 2—5% bewirken [3]. Bei einer Entscheidung der Rentabilität, die sich über einen längeren Zeitabschnitt erstreckt, kann es zweckmäßig sein, mit solchen Auswirkungen zu rechnen.

Die Wirkung des Steigens der Investitionskosten könnte parallel mit dem Zinsfaktor in Anschlag gebracht werden. Hier aber ist dieser Einfluß nicht so bedeutend wie bei den Betriebskosten, da bei dem Bau der Objekte ein gegebenes technisches Niveau vorliegt, der Großteil der Einrichtungen im Laufe der Betriebsdauer nicht ausgetauscht wird. Der Effekt der technischen Entwicklung kann bei den Betriebskosten — ähnlich der mit Berücksichtigung der Zinsen durchgeführten Berechnung — in Anschlag gebracht werden; natürlich ist hier die Wirkung gegensätzlich. Beträgt der Wert der Betriebskosten gegenwärtig k_0, dann wird ihr Wert — mit dem erwähnten Faktor gerechnet — nach n Jahren

$$k = k_0 \cdot g^n$$

betragen, worin g jenen Faktor bedeutet, der die kostenvermindernde Wirkung der technischen Entwicklung kennzeichnet. In obigem Sinne ist $g < 1$. Mit Benützung des Faktors g können wir auch jenen voraussichtlichen Wert der spezifischen Betriebskosten kalkulieren, der sich auf den Anlaufszeitpunkt eines später in Produktion tretenden Betriebes bezieht. Es kann jedoch auch

jene Auswirkung in Betracht gezogen werden, die im Laufe des Betriebes eines Bergwerks mit ziemlich langer Lebensdauer in Erscheinung tritt. Beträgt die errechnete Lebensdauer n Jahre, dann kann die auf die ganze Dauer bezogene durchschnittliche Wirkung der technischen Entwicklung als folgender Faktor aufgeschrieben werden:

$$f = \frac{1}{n} \frac{g^n - 1}{g - 1}.$$

Rechnen wir bei den Betriebskosten mit diesem Faktor, so kann die Beziehung zwischen der aus Gleichung (2) errechenbaren optimalen Lebensdauer (n_0), und der mit Berücksichtigung des Zinsfaktors (p) sowie des technischen Fortschrittes (g) errechneten optimalen Lebensdauer (n') als folgende Gleichung aufgestellt werden:

$$n_0^{\mu-\nu+1} = \frac{\mu \cdot \ln g \cdot (n')^{\mu-\nu} g^{n'} \dfrac{p^{n'} - 1}{(p-1)(g-1)p^{n'}}}{\mu - 1 + \dfrac{n' \cdot \ln p}{p^{n'} - 1}}. \tag{5}$$

Das auf Grund der Beziehung (5) mit Benützung der Werte $\mu = 0{,}80$, $\nu = 0{,}70$ und $g = 0{,}98$ (Abnahme jährlich 2%) entworfene Diagramm ist in Abb. 2 dargestellt. Der Einfluß des Zinsfaktors ist auch in diesem Falle beträchtlich; wegen des Sinkens der Betriebskosten ($g < 1$) vermindert sich der Wert n' nicht in dem Maße, wie der Wert n in Abb. 1. Dementsprechend erhöht sich auch die Kapazität nur in geringerem Maße. Das Diagramm kann in der oben erörterten Weise benützt werden.

In der ersten Ausarbeitungsphase der Abbauwürdigkeitswertung kann auch der Fall vorkommen, daß Kostenfunktionen, die einzelne Elemente der Realkosten angeben, noch nicht zur Verfügung stehen. Es ist damit zu rechnen, daß die Funktion für die Beschreibung der Betriebskostenänderungen bei Vorkommen von gewissen Typen fehlen wird. In solchen Fällen muß die früher angewandte Lösung herangezogen, und mit Zerlegung der Betriebskosten in einen konstanten und einen der Produktion proportionalen variablen Teil gerechnet werden. Bei der Berechnung der optimalen Kapazität (q_0 bzw. n_0) muß in solchen Fällen mit den auf die Zeiteinheit fallenden Betriebskosten konstanten Charakters (K_n) gerechnet werden [3]; anstatt der Gleichung (4) aber gelangt man zu folgender Formel

$$n_0^{\mu+1} = \frac{\mu \cdot n^{\mu} \dfrac{p^n - 1}{(p-1)p^n}}{\mu - 1 + \dfrac{n \cdot \ln p}{p^n - 1}}. \tag{6}$$

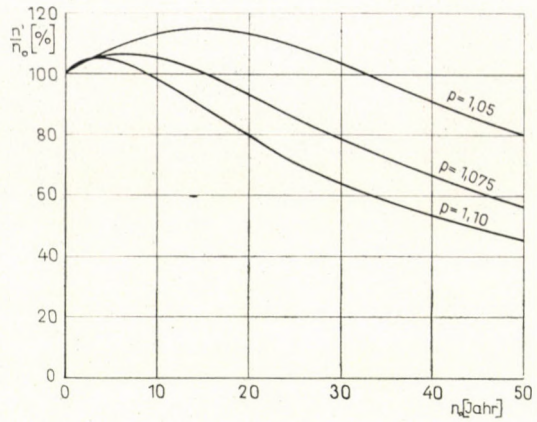


Abb. 2

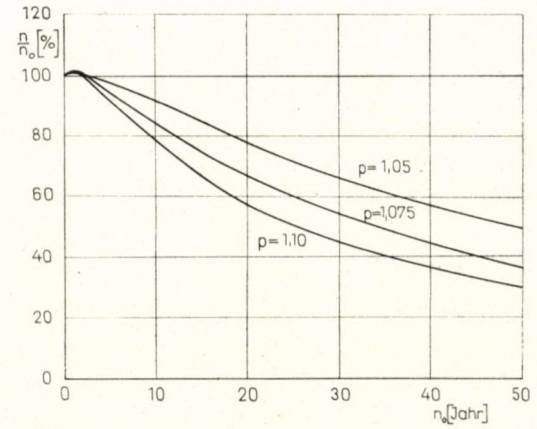


Abb. 3

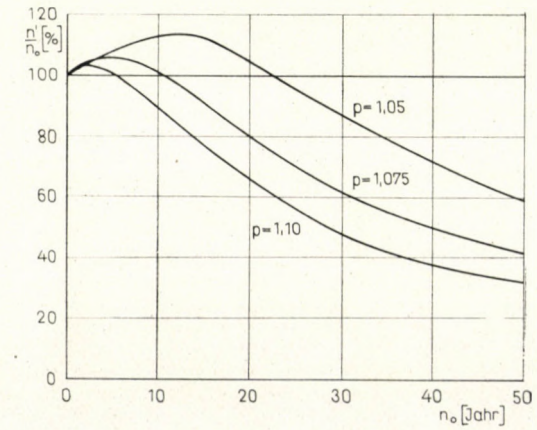


Abb. 4

Auf Grund der Beziehung (6) kann das Diagramm, das die Berechnung des Bruchwertes n/n_0 ersetzt, für diesen Fall entworfen werden. Abb. 3 bezieht sich auf den Fall $\mu = 0{,}60$. Wird diese Abbildung mit Abb. 1 verglichen, so kann festgestellt werden, daß ein Sinken des Exponenten μ die mit Verzinsung errechnete Lebensdauer verkürzt, die Kapazität aber selbstredend erhöht.

Wird außerdem noch mit der technischen Entwicklung gerechnet, so ergibt sich anstelle der Gleichung (5) folgende Formel:

$$n_0^{\mu+1} = \frac{\mu \cdot \ln g \cdot (n')^{\mu} \cdot g^{n'} \dfrac{p^{n'} - 1}{(p-1)(g-1)p^{n'}}}{\mu - 1 + \dfrac{n' \cdot \ln p}{p^{n'} - 1}}. \tag{7}$$

Abb. 4 wurde auf Grund der Beziehung (7) mit Benützung der Werte $\mu = 0{,}60$ und $g = 0{,}96$ entworfen.

Bei der praktischen Verwirklichung der Einstufung der Mineralrohstoffe nach ihrer Abbauwürdigkeit können in Kenntnis der zentral vorgeschriebenen Kennwerte (p und g) sowie der Einflußgrößen der Kostenfunktionen (μ und ν) die vorgeschlagenen Diagramme berechnet bzw. entworfen werden. Durch Vervielfältigung der erzielten Abbildungen kann erreicht werden, daß die Bestimmung der optimalen Kapazität der zu wertenden Einheiten bei jeder Organisationseinheit in gleicher Weise erfolge. Durch Benützung der Diagramme wird außerdem die Rechenarbeit wesentlich vereinfacht und die Einheitlichkeit der Wertung gewährleistet.

SCHRIFFTUM

1. Zambó, J.: Die optimale Erstreckung und Förderkapazität von Bergwerksbetrieben als Funktion des Zeitfaktors. *Bányászati Lapok* 1965, H. 6.
2. Zambó, J.: Anlegetheorie im Bergbau. Műszaki Könyvkiadó Budapest, 1966.
3. Kovács, F.: Die Ermittlung der grundlegenden Parameter von Tagebauen. Kandidatur-Dissertation, Miskolc, 1966.

DETERMINATION OF THE OPTIMAL PRODUCTION CAPACITY AT THE QUALIFICATION OF MINEABILITY OF MINERAL OCCURRENCES

F. KOVÁCS

SUMMARY

When qualifying the mineability of mineral occurrences, the optimal capacity of the unit to be qualified plays an important role in addition to the natural parameters. Therefore, it is desirable that the capacity determination of the units to be qualified should be based everywhere on the same principles and methods.

The paper presents a simple method for the determination of the optimal capacity. Starting out from the basic parameters of the expense-functions, the optimal capacity is determined as a function of the mineral reserves. Taking the effect of the interests into account,

a diagram is given from which the optimal life duration and capacity can be simply determined. The effect of the technical progress, diminishing expenses, can be also incorporated to the method proposed. The solution can also be used in such cases, when the function of the operational costs in its general form is yet unknown, and only the ratio of the operational costs is given.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОПТИМАЛЬНОЙ ПРОИЗВОДСТВЕННОЙ МОЩНОСТИ ПРИ ОЦЕНКЕ БЛАГОНАДЕЖНОСТИ ПОЛЕЗНЫХ ИСКОПАЕМЫХ

Ф. КОВАЧ

РЕЗЮМЕ

При оценке благонадежности полезных ископаемых, помимо природных параметров, значительную роль играет и оптимальная мощность оцениваемой части. Желательно поэтому, чтобы мощность оцениваемых единиц определялась везде по одинаковым принципам и методам.

В статье излагается простой метод для определения оптимальной мощности. Исходя из основных параметров расходных функций, оптимальная мощность определяется в зависимости от величины запаса ископаемых минералов, считаясь и влиянием процентности, дается диаграмма, использованием которой просто могут быть определены оптимальный срок службы и мощность. При разработанном методе можно учесть и уменьшительное действие технического развития. Метод может быть применен и в случае, когда функция производственных расходов в общем виде ещё не имеется, дана лишь пропорция производственных расходов постоянного характера.

Acta Geodaet., Geophys. et Montanist. Acad. Sci. Hung., Tomus 6 (3—4), pp. 405—428 (1971)

VERGLEICH DER FALSCHWETTERVERLUSTE BEI ZENTRALER UND BEI DIAGONALER BEWETTERUNG

J. ZAMBÓ

KORRESP. MITGLIED DER UAdW

[Eingegangen am 2. Februar 1971]

Inwiefern in einem Grubenbetrieb zwangsläufig Wetterverluste auftreten, hängt vom System der Grubenbewetterung ab. Das Ausmaß der Falschluftverluste ist sowohl für zentrale wie auch für diagonale Bewetterung nachweisbar. Einfacher aber kann dies Ausmaß ausgedrückt werden, wenn man vorerst von den Fliehströmen selbst absieht und zunächst nur das Ausmaß der Kurzschlußmöglichkeiten, d. h., das Ausmaß der Wetterverlust-Potentiale sucht. Das Wetteraustauschpotential ist proportional der zwischen zwei Strecken bestehenden Druckdifferenz. Infolgedessen kann bei einem gegebenen Wettermodell in Kenntnis jener Funktionen, die diese Druckdifferenzen kennzeichnen, das Ausmaß der potentiellen Gesamtwetterverluste angegeben werden. — Wie nachgewiesen werden kann, weicht das Ausmaß der effektiven Gesamtwetterverluste nur in geringem Maße von der Größe der potentiellen Gesamtverluste ab. Demetsprechend spiegelt das für die einzelnen Lösungsalternativen von Bewetterungsanlagen ermittelte potentielle Ausmaß praktisch auch das effektive Ausmaß wider. Diese Ausmaße erwiesen sich in gewissen Fällen als ziemlich groß.

In Bergwerksbetrieben bewirken abgesperrte Grubenräume über die im Gestein entstandenen Klüfte und Risse durch Kurzschluß ein Diffundieren der Wetter. Die dabei entweichende Falschluft darf selbst in einem einwandfrei angelegten und sorgfältig überwachten Grubenbetrieb nicht übersehen werden. Die Menge der Austauschwetter läßt sich ermitteln, wenn die in die Grube einziehenden Gesamtwetter sowie die an den Abbauorten eintreffenden Teilstromwettermengen im gleichen Zeitpunkt gemessen werden. Die auf diese Weise ermittelte Gesamtfalschluftmenge enthält aber auch jene Wetterverluste, die durch schadhafte oder offenstehende Wettertüren verursacht sind. Somit kann die — von technischen Maßnahmen unabhängig — entweichende Falschluft, die vor allem über die entstandenen Gesteinsrisse kommuniziert, nur schätzungsweise ermittelt werden. Von verschiedenen Autoren werden diese prozentuellen Wetterverluste aufgrund der an verschiedenen Orten durchgeführten Beobachtungen in ziemlich weiten Grenzen angegeben.

In der vorliegenden Abhandlung befassen wir uns nur mit dem untertägigen Wetteraustausch. Dies besagt, daß hier von einer Tiefbaugrube die Rede ist, bei welcher Falschluftverluste von oder nach Oberfläche praktisch nicht in Frage kommen.

Bevor wir nun zur meritorischen Untersuchung dieser Frage schreiten, seinen noch kurz jene grundlegenden Begriffe erörtert, die folgend zur Anwendung kommen.

An Falschluft verursachenden Orten ist die Menge der durchsickernden Wetter eine Funktion der zwischen dem Einzugs- und Auszugsort bestehenden Druckdifferenz. Diese Abhängigkeit ist praktisch linear, wenn die Re-Zahl sehr niedrig ist, d. h. eine rein laminare Strömung vorliegt. Ist die Strömung nicht laminar, so gilt angenähert das Atkinsonsche Gesetz, welches besagt, daß die Menge der diffundierenden Wetter proportional der Quadratwurzel der Druckdifferenz ist. Immer häufiger setzt sich die Auffassung durch, daß derartige Falschluftabgänge mit laminarer Strömung verlaufen. Natürlich ist dies nur eine Hypothese, da für ein Messen der zum Nachweis erforderlichen Parameter keine Möglichkeit besteht. Wir betrachten also bei unseren Untersuchungen die beiden Strömungsverhältnisse als Extremfälle, wobei der erste Grenzfall der rein laminaren Strömung entspricht, während für den anderen Extremfall das Atkinsonsche Gesetz gilt. Gewiß liegt die Wirklichkeit zwischen diesen beiden Extremfällen.

Die an den beiden Endpunkten des beliebigen Abschnittes x eines »L« langen Bewetterungsnetzes von durchwegs gleichem Querschnitt bestehende Druckdifferenz ergibt sich aus der Beziehung

$$h = px,$$

worin p den bei einer gegebenen Wettermenge (Q) auf die Längeneinheit entfallenden, für das betreffende Wettersystem charakteristischen Druckabfall, den Gradienten, bedeutet.

Ändert sich die zu bewegende Grubenwettermenge im gleichen Bewetterungsnetz in Q, $2Q$, $3Q$, . . ., nQ, dann nimmt der Gradient im Sinne des Atkinson-Gesetzes die Werte 1^2p, 2^2p, 3^2p, . . ., n^2p an.

Die Druckdifferenz kann also verallgemeinert durch die Beziehung

$$h = cQ^{\alpha}$$

definiert werden, worin α eine Funktion von Re ist. Wir akzeptierten also, daß in Grubenstrecken $\alpha = 2$ ist, obzwar es auch kleiner — doch immer größer als eins — sein kann.

Wird der Druckwert an einem Endpunkt des Wetternetzes von »L« Länge gleich null gesetzt, so beträgt am anderen Endpunkt der relative Druck Lp. Ebenso kann auch in jedem beliebigen Punkte (l) der Wetternetzlänge L der Druck gleich null gesetzt werden, so daß sich daraus an den beiden Endpunkten die relativen Druckwerte lp beziehungsweise $-(L-l)p$ ergeben. Die Gleichung für die Druckdifferenz zwischen den beiden Endpunkten lautet demnach:

$$lp - [-(L - l)p] = Lp.$$

Aus Zweckmäßigkeitsgründen wählen wir letztere Methode.

Bei unseren Untersuchungen kommt das Verzweigunspunkt-Gesetz noch öfters zur Anwendung. Da wir mit Modellen zu arbeiten haben, können wir innerhalb des Modells die Konstanz der Wetterwegsquerschnitte, ihre Übereinstimmung und gleiche Ausführung zur Bedingung stellen. Somit treten im Verzweigungspunktgesetz anstelle der Widerstände selbstredend die Längen,

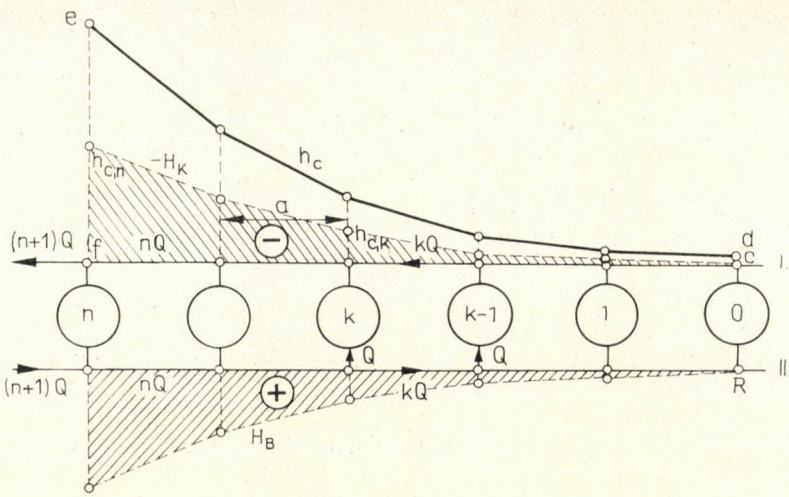


Abb. 1

da bei den obigen Annahmen der Quotient aus diesen beiden Größen einen konstanten Wert ergibt.

In Abb. 1 sei mit dem geraden Abschnitt II die einziehende Strecke des Bausohlensystems, mit I aber dessen ausziehende Wetterstrecke bezeichnet. Ferner sei angenommen, daß die beiden Strecken von Anfang bis Ende durchwegs gleichen Querschnitt besitzen, in der gleichen Bauweise ausgeführt wurden, und daß sich deshalb auch der Wetterwiderstand linear mit der Streckenlänge ändert.

Als Bewetterungsnetz wird Zentralbewetterung angenommen, wobei sich die Ein- und Ausgänge der mit 0, 1, 2, ..., k, ..., n bezeichneten Abbaue bzw. Wetterabteilungen der Einfachheit halber im gleichen Abstand (a) voneinander befinden sollen. Auch der Wetterwiderstand der Abbaue (R_f) sei gleich. Ist der Widerstand des Streckenabschnittes a gleich R_a, so kann die einem Abbau äquivalente Länge durch die Gleichung

$$b_0 = a \frac{R_f}{R_a}$$

ausgedrückt werden.

Das Bewetterungssystem soll ferner die Bedingung befriedigen, daß in der Zeiteinheit jeweils die gleiche Wettermenge Q die einzelnen Abbaue durchstreicht. Es ist leicht zu erkennen, daß diese Bedingung nur dann erfüllt werden kann, wenn mit Ausnahme des mit 0 bezeichneten Abbaus bei allen anderen Abbauen der Ein- oder Ausgang gedrosselt wird, u. zw. nach links fortschreitend in verstärktem Maße. Mit anderen Worten: Ist b_0 die den Abbau 0 repräsentierende Streckenlänge, so steht für den Abbau 1 die Länge b_1 usw., wobei $b_0 < b_1 < b_2 < \ldots < b_n$ ist.

Wir greifen nun den k-ten Abbau heraus. Um den Unterschied zwischen b_k und b_{k-1} angeben zu können, schreiben wir das Verzweigungspunkt-Gesetz mit der Bedingung auf, daß im Streckenabschnitt zwischen den Abbauen einstweilen ein Falschluftverlust nicht vorliegt. Die Gleichung lautet:

$$b_k Q^2 = a(kQ)^2 + b_{k-1}Q^2 + a(kQ)^2,$$

woraus

$$b_k - b_{k-1} = 2ak^2 \quad \text{ist.}$$

Hieraus folgt, daß

$$b_k = b_0 + 2a(1^2 + 2^2 + \ldots + k^2),$$

das heißt:

$$b_k = b_0 + \frac{a}{3} k(k+1)(2k+1) \quad \text{ist.}$$

Demnach ist nun die Druckdifferenz zwischen dem Einzungs- und Auszungspunkt des k-ten Abbaus

$$h_{c,k} = b_0 p + \frac{ap}{3} k(k+1)(2k+1).$$

Es ist sofort zu erkennen, daß unter der Bedingung gleicher Luftmengen eine Erhöhung der Anzahl der Abbaue die Drosselverluste in sehr starkem Maße erhöht.

In der Abbildung stellt die mit h_c bezeichnete gebrochene Gerade die Änderung der Druckdifferenz dar.

Anstatt der Droßlung besteht auch die Möglichkeit einer Droßlung in negativem Sinne, durch Anwendung eines Hilfslüfters. In diesem Falle erscheint — bezogen auf die Symmetrieachse — das Spiegelbild der obigen Situation. Damit aber wollen wir uns hier nicht weiter befassen, obwohl es interessant wäre, auch diese Spur zu verfolgen. Der leichteren Übersicht halber wollen wir zum relativen Vergleich der Wetterverluste nur dem ersteingeschlagenen Wege folgen.

Beim Betrachten der Abbildung ist sofort zu ersehen, daß die Druckdifferenz zwischen zwei beliebigen, mit k bezeichneten Punkten der ein- und ausziehenden Strecke B und K als Gleichung

$$h_{c,k} = H_{B,k} + H_{K,k} + b_0 p$$

geschrieben werden kann, worin:

$$H_{Bk} = ap(1^2 + 2^2 + \ldots + k^2) = \frac{ap}{6} k(k+1)(2k+1)$$

und

$$H_{K,k} = ap(1^2 + 2^2 + \ldots + k^2) = \frac{ap}{6} k(k+1)(2k+1) \text{ ist.}$$

So mußte es auch sein, da die den Druckabfall beschreibende gebrochene Gerade im Punkt R einen relativen Nullpunkt besitzt; mit andern Worten: Die von H_B und der Abszisse eingeschlossene Fläche ist positiv, während die von H_k begrenzte Fläche negativ, mithin:

$$h_c = H_B - (-H_k) + b_0 p \text{ ist.}$$

Die Skizze des diagonalen Bewetterungssystems ist in Abb. 2 zu sehen. Angenommen sei, daß auch hier die gleichen Verhältnisse und Bedingungen bestehen, wie im vorigen Falle; ferner sei zuerst n eine gerade Zahl, d. h. die Anzahl der Abbaue bzw. Wetterabteilungen sei eine ungerade Zahl. Die Bedingung der gleichen Wettermenge Q konnte in dem zentralen Wettersystem nur auf eine Weise verwirklicht werden, nämlich dadurch, daß für je einen Abbau die äquivalente Länge mit b_0 angenommen wurde. Hier bestehen zur Erfüllung dieser Nebenbedingung so viele Möglichkeiten, als die Anzahl der Abbaue beträgt, und die von der Droßlung herrührenden Verluste ändern sich je nachdem, welchem Abbau die Droßlung von Nullwert zuerkannt wird. Als weitere, noch rigorosere Bedingung sei festgelegt, daß die gesamten Drosselverlußte ein Minimum betragen sollen. Die Droßlung von Nullwert sei dem Abbau Nr. $n/2$, mithin der Symmetrieachse zugeordnet. Damit zerlegten wir das System in zwei Flügel, wobei die Flügel als Spiegelbilder zur Symmetriachse T erscheinen.

Vorübergehend wird nun die Abbaunumerierung in den beiden Flügeln etwas umgeordnet, u.zw.: $0, 1_b, 2_b, \ldots, i_b, \ldots, n/2$ bzw.: $0, 1_j, 2_j, \ldots, i_j, \ldots, n/2$. Dann werden — auch jetzt beliebig — die Abbaue Nr. i_b bzw. i_j gewählt, und danach — um die Differenzen $b_{i_b} - b_{i_b-1}$ bzw. $b_{i_j} - b_{i_j-1}$ ausdrücken zu können — das Verzweigungspunktgesetz aufgeschrieben, natürlich unter der vorherigen Bedingung. Die Geichung lautet:

$$b_{i_b} Q^2 + a\left(\frac{n}{2} - i_b + 1\right)^2 Q^2 = b_{i_b-1} Q^2 + \left(\frac{n}{2} + i_b\right)^2 Q^2 ,$$

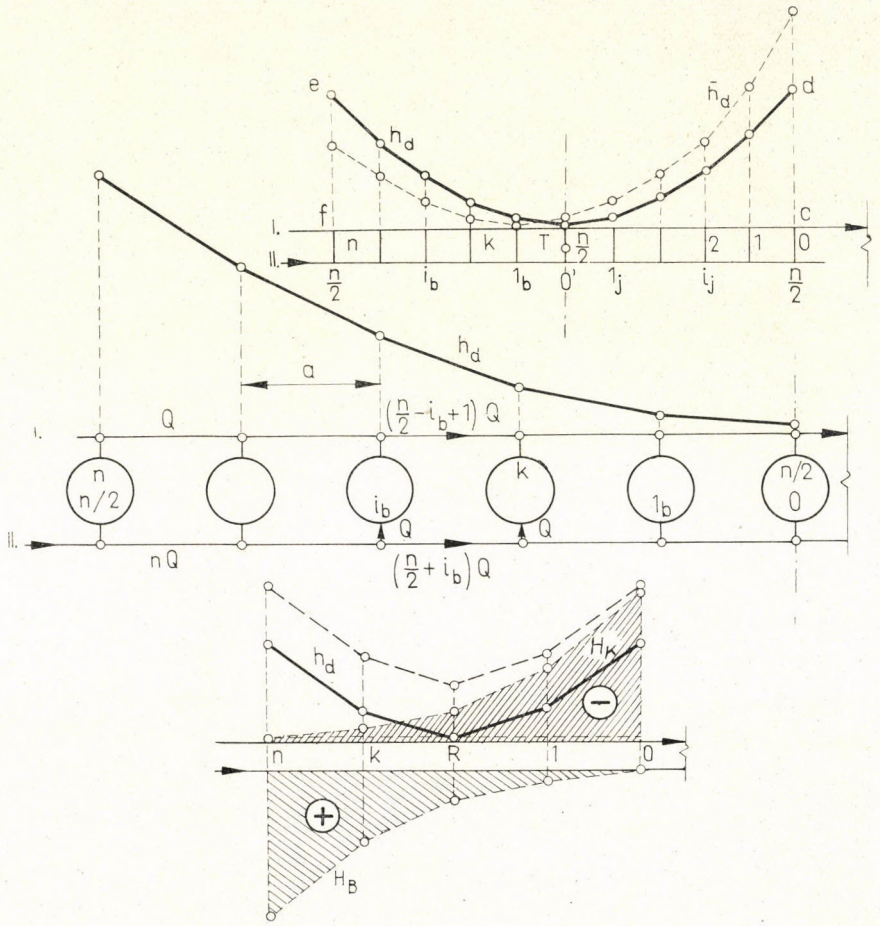


Abb. 2

bzw.

$$b_{i_j}Q^2 + a\left(\frac{n}{2} - i_j + 1\right)^2 Q^2 = b_{i_j-1}Q^2 + \left(\frac{n}{2} + i_j\right)^2 Q^2 ,$$

woraus

$$b_{i_b} - b_{i_b-1} = a(2i_b - 1)(n+1) ,$$

bzw.

$$b_{i_j} = b_{i_j-1} = a(2i_j - 1)(n+1) \text{ ist .}$$

Hieraus folgt, daß

$$b_{i_b} = b_0 + a[1 + 3 + 5 + \ldots + (2i_b - 1)](n+1) ,$$

bzw.

$$b_{i_j} = b_0 + a[1 + 3 + 5 + \ldots (2i_j - 1)](n + 1),$$

das heißt

$$b_{i_b} = b_0 + ai_b^2(n + 1),$$

bzw.

$$b_{i_j} = b_0 + ai_j^2(n + 1) \text{ ist.}$$

Bei einem Vergleich des ursprünglichen Numerierungssystems 0, 1, 2, ..., k, ... n mit dem einstweiligen Numerierungssystem 0, 1_b, 2_b, ..., i_b, ..., $n/2$ bzw. 0, 1_j, 2_j, ..., i_j, ..., $n/2$ wird es evident, daß

$$i_b = \frac{2k - n}{2}$$

bzw.

$$i_j = \frac{n - 2k}{2} \text{ ist.}$$

Dementsprechend ergibt sich in dem ursprünglichen Numerierungssystem die Länge, welche die dem beliebigen, mit k bezeichneten Abbau zugeordnete Droßlung repräsentiert, aus der Gleichung

$$b_k = b_0 + \frac{a}{4}(2k - n)^2(n + 1).$$

Demnach lautet — wenn n eine gerade Zahl ist — die Gleichung für die Druckdifferenz zwischen dem Eintritts- und Austrittspunkt des k-ten Abbaus

$$h_{d,k} = b_0 p + \frac{ap}{4}(2k - n)^2(n + 1).$$

Die mit h_d bezeichnete gebrochene Gerade zeigt den Verlauf der Druckdifferenzen an.

Nun muß noch bewiesen werden, daß die verschärfende Bedingung

$$\sum_{k=0}^{k=n} h_{d,k} \rightarrow \min$$

dann erfüllt wird, wenn die Null-Droßlung der Symmetrieachse zugeordnet wird. Die einfachste und anschaulichste Weise der Beweisführung kann aus der Abbildung abgelesen werden. Wird nämlich die Droßlung von Nullwert um eine Stelle nach links zum Punkt $n/2 + 1$ verschoben, so besagt dies fol-

gendes: Die gebrochene Gerade h_d verschiebt sich parallel zu sich selbst und der Abszisse nach links und damit wird $\Sigma \bar{h}_d > \Sigma h_d$. Ein weiteres Verschieben vergrößert noch den Unterschied. Natürlich tritt auch das Gleiche ein, wenn die Verschiebung nach rechts erfolgt.

Aufgrund von Abb. 2 kann auch jetzt festgestellt werden, daß

$$h_{d,k} = b_0 p + H_{B,k} + H_{K,k} - (H_{b,\frac{n}{2}} + H_{K,\frac{n}{2}}) \text{ ist,}$$

worin

$$H_{B,k} = ap(1^2 + 2^2 + \ldots + k^2) = \frac{ap}{6} k(k+1)(2k+1),$$

$$H_{K,k} = ap[1^2 + 2^2 + \ldots + (n-k)^2] = \frac{ap}{6}(n-k)(n-k+1)(2n-2k+1).$$

$$H_{B,\frac{n}{2}} = H_{K,\frac{n}{2}} = \left[1^2 + 2^2 + \ldots + \left(\frac{n}{2}\right)^2\right] = \frac{ap}{6} \cdot \frac{n}{2}\left(\frac{n}{2} + 1\right)(n+1)$$

bedeuten.

Das Einsetzen dieser Werte überzeugt uns von der Richtigkeit der Beziehung. Das letzte, zu subtrahierende Glied der Funktion bezieht sich auf jenen Abbau bzw. auf jene Abbaue, bei denen keine Droßlung vorliegt. Selbstredend ordnen wir den relativen Nullpunkt dieser Stelle zu.

Es sei nun n eine gerade Zahl, das heißt die Anzahl der Abbaue sei ungerade. Nun verläuft die Symmetrieachse durch den Halbierungspunkt zwischen den mit $\frac{n-1}{2}$ bzw. $\frac{n+1}{2}$ bezeichneten Abbauen. Wird die Ableitung, ähnlich wie im Falle von n als gerader Zahl, durchgeführt, so erhält man als Ergebnis:

$$b_{i_b} = b_0 + a(i_b^2 + i_b)(n+1),$$

bzw.

$$b_{i_j} = b_0 + a(i_j^2 + i_j)(n+1).$$

Da nun

$$i_b = \frac{2k - (n-1)}{2},$$

bzw.

$$i_j = \frac{n - 1 - 2k}{2} \text{ ist,}$$

erhält man, wenn n mit ungerader Zahl gegeben ist, nach erfolgtem Einsetzen die Gleichung

$$h_{d,k} = b_0 p + \frac{ap}{4}[(2k-n)^2 - 1](n+1).$$

Sind die in den Abbildungen mit h_c und h_d bezeichneten gebrochenen Geraden bekannt, so kann sowohl die zur zentralen (Abb. 1), wie auch zur diagonalen Bewetterung (Abb. 2) gehörige Fläche $c - d - e - f$ ausgedrückt werden. Diese beiden Flächen hängen mit dem ganzen Kurzschlußluft-Potential zusammen, das für den Abschnitt zwischen den beiden äußersten Abbauen gilt.

Zuerst sei die Fläche T_c der zentralen Bewetterung ausgedrückt:

$$T_c = \frac{a}{2}\left(h_{c,0} + h_{c,n} + 2\sum_{1}^{n-1} h_{c,k}\right).$$

Nach Einsetzen und Ordnen lautet diese Gleichung:

$$T_c = nap\left[b_0 + \frac{a}{6}(n^3 + 2n^2 + 2n + 1)\right].$$

Ist n eine gerade Zahl, so lautet die Gleichung der diagonalen Bewetterung

$$T_d = nap\left[b_0 + \frac{a}{12}(n^3 + n^2 + 2n + 2)\right],$$

ist n jedoch eine ungerade Zahl:

$$T_d = nap\left[b_0 + \frac{a}{12}(n^3 + n^2 - n - 1)\right].$$

Die Flächen T_c und T_d kommen dann in Betracht, wenn die Menge der Kurzschlußwetterverluste sich linear mit der Druckdifferenz ändert. Wird aber für die Wetterverluste das ATKINSONsche Gesetz akzeptiert, dann muß die Quadratwurzel der Druckdifferenzen zugrundegelegt werden. Wir drücken also das Integral der Quadratwurzel der zwischen den Abbauen k und $k - 1$ bestehenden Druckdifferenz aus; laut Gleichung:

$$t_k = \int_0^a \left(h_{k-1} + \frac{h_k - h_{k-1}}{a}x\right)^{0,5} dx = \frac{2a}{3}\,\frac{h_k^{1,5} - h_{k-1}^{1,5}}{h_k - h_{k-1}}.$$

Die Gleichung für das zwischen den beiden äußersten Abbauen befindliche Gebiet aber lautet:

$$T_A = \frac{2a}{3}\sum_{1}^{n}\frac{h_k^{1,5} - h_{k-1}^{1,5}}{h_k - h_{k-1}}.$$

Diese Beziehung hat für die beiden Bewetterungssysteme Geltung, und ist zu berücksichtigen, daß falls n eine ungerade Zahl, mithin die Anzahl der Abbaue eine gerade Zahl ist, die Gleichung die Form

$$T'_A = T_A + a(b_0 p)^{0,5} \quad \text{annimmt.}$$

Nach Einsetzen der entsprechenden Werte erhält man für zentrale Bewetterung die Gleichung:

$$T_{A,c} = \frac{1}{9}\left(\frac{p}{3}\right)^{0,5} \sum_{k=1}^{k=n} k^{-2}\left\{\left[3b_0 + ak(k+1)(2k+1)\right]^{1,5} - \right.$$
$$\left. - \left[3b_0 + ak(k-1)(2k-1)\right]^{1,5}\right\}.$$

Ist n eine gerade, die Anzahl der Abbaue eine ungerade Zahl, so lautet die Gleichung bei diagonaler Bewetterung:

$$T_{A,d} = \frac{1}{3}\left(\frac{p}{4}\right)^{0,5} \sum_{k=\frac{n}{2}+1}^{k=n} \cdot$$

$$\cdot \frac{\left[4b_0 + a(2k-n)^2(n+1)\right]^{1,5} - \left[4b_0 + a(2k-n-2)^2(n+1)\right]^{1,5}}{(2k-n-1)(n+1)}.$$

Ist n jedoch eine ungerade Zahl, dann ist

$$T_{A,d} = \frac{1}{3}\left(\frac{p}{4}\right)^{0,5} \sum_{k=\frac{n+1}{2}+1}^{k=n} \cdot$$

$$\cdot \frac{\left\{4b_0 + a\left[(2k-n)^2 - 1\right](n+1)\right\}^{1,5} - \left\{4b_0 + a\left[(2k-n-2)^2 - 1\right](n+1)\right\}^{1,5}}{(2k-n-1)(n+1)} + a(b_0 p)^{0,5}.$$

Sind somit die grundlegenden Zusammenhänge bekannt, so können bereits die verschiedenen Systeme für das Anlegen von Schächten hinsichtlich des Gesamtpotentials ihrer Wetterverluste miteinander verglichen werden.

A) In Abb. 3 werden die beiden Systeme der zentralen und diagonalen Schachtanordnung miteinander verglichen, d. h. aufeinander gelegt. Das zentrale Anlegen der Schächte besagt, daß sich die beiden Schächte (C_1 und C_2) im Mittelpunkte des Schachtfeldes befinden, während bei der diagonalen Anordnung sich die beiden Schächte (D_1 und D_2) am Rande befinden. Bei Bausohlenbetrieb sind zwischen den beiden Sohlen (I und II) in gleichmäßiger Verteilung $n + 1$ Abbaue so angeordnet, daß die Situation den im Prinzip-Modell angenommenen Verhältnissen entspricht.

Bei der zentralen Schachtanordnung teilt sich der Wetterstrom des einziehenden Schachtes in zwei Teilströme $\frac{(n+1)}{2}$, Q während der in Schacht D_1 einziehende Wetterstrom $[(n + 1)Q]$ bei diagonaler Bewetterung ungeteilt bleibt. Sohle II sei die einziehende Bausohle. Damit sind die Wetterbewegungen eindeutig festgelegt.

In der oberen Hälfte des Bildes ist der Fall rein laminarer Strömung dargestellt, d. h. der Verlauf der gebrochenen Geraden h_c und h_d zu sehen. Das gesamte Wetterverlust-Potential ist proportional jener Fläche, die von

der gebrochenen Geraden h_c bzw. h_d und der Abszisse eingeschlossen wird. Jener Teil, worin sich die beiden Flächen unterscheiden, wurde schraffiert. Dabei wurde angenommen, daß es innerhalb des Schachtpfeilers keine Falschluftverluste gibt, und eine Möglichkeit für Fliehluftverluste nur im Gebiet zwischen den entferntest gelegenen Abbauen besteht.

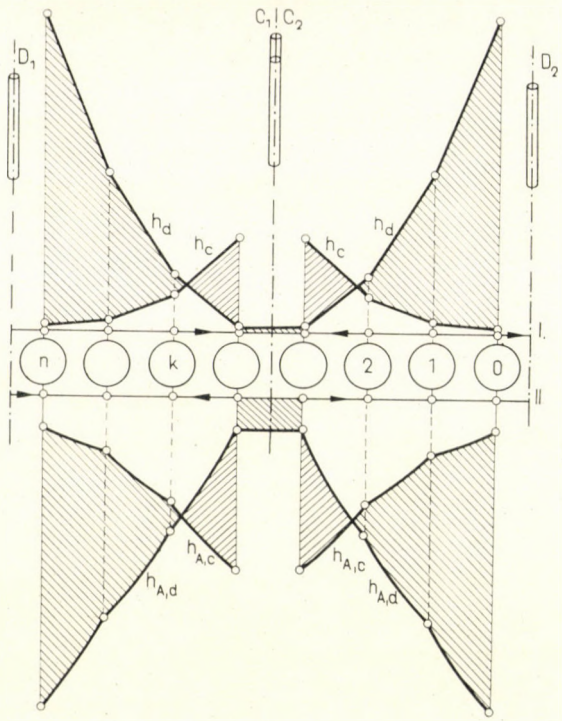


Abb. 3

Der untere Bildteil bezieht sich auf den Fall der turbulenten Wetterverluste, d. h., wir betrachten hier für die Wetterverluste das Atkinsonsche Gesetz als gültig. Der besseren Anschaulichkeit halber wurden in der Abbildung die Ordinaten der gebrochenen Geraden $h_{A,c}$ und $h_{A,d}$ in größerem Maßstab dargestellt als im oberen Bildteil.

Da wir das Ausmaß der Wetterverlust-Potentiale suchen, schreiben wir zuerst folgende Proportionen auf:

$$\varphi = \frac{T_d}{T_c} \qquad \varphi_A = \frac{T_{A,d}}{T_{A,c}}.$$

Da wir den T-Wert bereits ausgedrückt haben, können die Verhältniszahlen φ und φ_A in allgemeiner Form aufgestellt, und ihre Werte für jeden beliebigen Fall berechnet werden.

Die Verhältniszahlen nach der Anordnung in Abb. 3 geben wir nun auch nummerisch an. Im vorliegenden Falle ist $n = 7$; ferner sei $a = 240$ m, $b_0 = 100$ m. Mit Benützung dieser Größen ist

$$\varphi = \frac{100 + 20(7^3 + 7^2 - 7 - 1)}{2[100 + 20(3^3 + 3^2 + 2 \cdot 3 + 2)]} = 3{,}97 \approx 4$$

und

$$\varphi_A = \frac{3\sqrt{3}}{4} \frac{\sum_5^7 \frac{\{400 + 240[(2k-7)^2 - 1]8\}^{1,5} - \{400 + 240[(2k-9)^2 - 1]8\}^{1,5}}{16k - 64}}{\sum_1^3 \frac{[300 + 240k(k+1)(2k+1)]^{1,5} - [300 + 240k(k-1)(2k-1)]^{1,5}}{k^2}} =$$

$$= 2{,}1 \approx 2\,,$$

wobei das Glied $a(b_0 p)^{0,5}$ in der Berechnung nicht berücksichtigt wurde.

Das Berechnen der Größen T und T_A nach den obigen Formeln ist ziemlich umständlich. Wir können daher zu einer Vereinfachung greifen, die durch den Umstand ermöglicht wird, daß bei relativ fernabgelegenen Abbauen die äquivalente Länge des oder der gedrosselten und nichtgedrosselten Abbaue vernachlässigt werden kann; mit anderen Worten: Im Vergleich zur Fläche T ist die Fläche $T_0 = ab_0 p(n + 1)$ klein; das Bilden der Verhältniszahl wird durch ihre Vernachlässigung nicht übermäßig verzerrt, da sie ja aus beiden Flächen ausscheidet. Bei unserem Modell (Abb. 3) nehmen daher die Werte (wobei n eine ungerade Zahl ist) nach dem Wegfall von T_0 folgende einfachere Formen an:

$$\varphi = 4 \frac{n(n^3 + n^2 - n - 1)}{(n-1)(n^3 + n^2 + 3n + 3)}\,,$$

bzw.

$$\varphi_A = 3 \frac{\sqrt{3}}{2} (n+1)^{0,5} \cdot$$

$$\cdot \frac{(3^2 - 1)^{0,5} + (5^2 - 1)^{0,5} + \ldots + [(n-2)^2 - 1]^{0,5} + (n^2 - 1)^{0,5} \frac{n+1}{2}}{3^{2,5}(1 \cdot 2)^{-0,5} + 5^{2,5}(2 \cdot 3)^{0,5} + \ldots +}$$

$$+ (n-2)^{2,5} \left(\frac{n-3}{2} \frac{n-1}{2}\right)^{0,5} + (n-1)^{1,5} \frac{(n^2+n)^{1,5}}{2(n-1)^2}\,.$$

Aus dem Modell folgt, daß die φ-Werte nur im Falle $n \geq 3$ interpretiert werden können; dies kommt natürlich auch in der Formel zum Ausdruck.

Grundsätzlich kann zu jedem n-Wert φ und φ_A berechnet werden. In der Praxis aber ist $n + 1$, d. h. die Anzahl der Abbaue nur selten größer als 8 bis 10. Die errechneten Werte führen wir nachstehend an:

$n + 1$	4	6	8	10
n	3	5	7	9
φ	4,0	4,3	4,3	4,3
φ_A	2,0	2,1	2,2	2,2 .

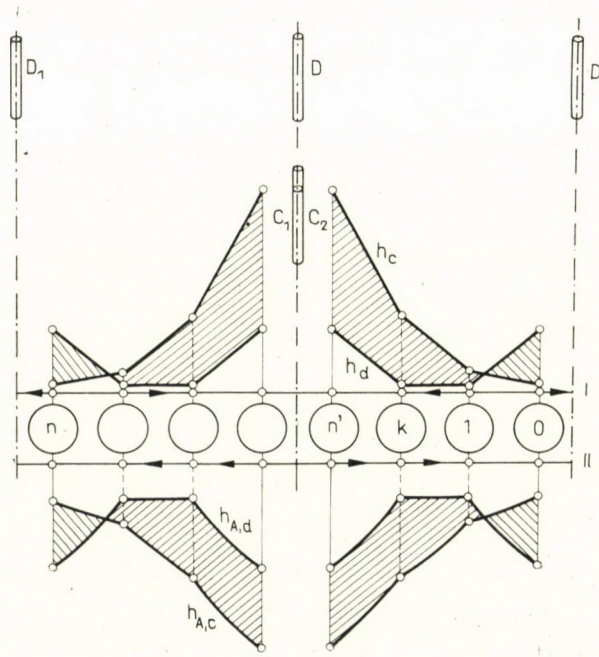


Abb. 4

Es läßt sich feststellen, daß das Ausmaß der Wetterverlustpotentiale bei den beiden Bewetterungsarten des Modells praktisch unabhängig von der Anzahl der Abbaue ist und grob dem Ausdruck $\varphi_A = \sqrt{\varphi}$ entspricht.

B) In Abb. 4 führen wir einen anderen grundsätzlichen Vergleich. Hier ist die eine Schachtordnung auch zentral (C_1, C_2), während die andere Anordnung in solchem Sinne eine diagonale ist, daß sich der Förderschacht (D) in der Schachtfeldmitte, die zu diesem gehörigen beiden Wetterschächte (D_1, D_2) aber sich an der Peripherie befinden. Die Verhältnisse und Bedingungen seien auch hier die gleichen wie im Falle **A)**.

Aus der Abbildung folgt, daß man sich — um das Ausmaß der Wetterverlust-Potentiale zu suchen — nur auf die eine Seite zu beschränken braucht. Dies besagt, daß sich die Bezeichnung der Abbaue bis n' erstreckt, wobei n in unserem Falle mit einer ungeraden Zahl gegeben, und $n' = \frac{n-1}{2}$ ist. Ferner ist auch zu erkennen, daß $T_c > T_d$ ist. Es ist also

$$\varphi = \frac{T_c}{T_d} = \frac{b_0 + \frac{a}{6}(n'^3 + 2n'^2 + 2n' + 1)}{b_0 + \frac{a}{12}(n'^3 + n'^2 - n' - 1)} .$$

Bei höheren n'-Werten kann b_0 vernachlässigt werden. Mit dieser Bedingung lautet also die Gleichung

$$\varphi = 2\,\frac{n'^3 + 2n'^2 + 2n' + 1}{n'^3 + n'^2 - n' - 1} .$$

Wir sehen sofort, daß bei einer Zunahme von n'; φ sich dem Wert zwei nähert.

Somit kann folgende Reihe aufgestellt werden:

$n+1$	8	10	12	14	16
n'	3	4	5	6	7
φ	3,3	2,8	2,6	2,5	2,4
φ_A	1,8	1,7	1,6	1,6	1,5 .

Wird auch hier die Annäherung akzeptiert, daß $\varphi_A = \sqrt{\varphi}$ ist, so haben wir uns bereits darüber informiert, wie sich das Ausmaß der Wetterverlust-Potentiale als Funktion der Anzahl der Abbauorte für die beiden im Modell gegebenen Lösungen der Schachtanordnung gestalten.

Abb. 4 zeigt eigentlich noch einen weiteren Vergleich. Nach der einen Anordnung der Schächte befindet sich die Zwillingsschachtanlage (C_1, C_2) am Rande des Schachtfeldes, während die andere Lösung (C_1, D_1) eine diagonale Anordnung am Schachtfeldrande darstellt. Die oben festgestellten Verhältnisse gelten auch für diesen Fall. Es muß jedoch bemerkt werden, daß eine derartige Anordnung der Zwillingsschächte sowohl hinsichtlich des Materialstroms unter Tage, wie auch der Bewetterung als degeneriert gelten kann. Nur eine schwierige Zwangslage kann eine derartige Lösung erfordern, da sich ja der günstigste Ansatzpunkt für jede Zwillingsschachtanlage immer im Massenmittelpunkt befindet. Eine solche Lösung ist nur dann statthaft, wenn für den Abbau des im Schachtsicherheitspfeiler blockierten, sehr be-

trächtlichen Kohlenvermögens jetzt und in Zukunft keine andere Möglichkeit besteht.

Abb. 4 und die daraus gezogenen Folgerungen zeigen klar, weshalb überall in der Welt die zentral angelegten Förderschächte und die am Rande des Schachtfeldes niedergebrachten ein oder mehreren Wetterschächte bevorzugt werden. Eindeutig und auch nummerisch erbrachten wir den Nachweis, in

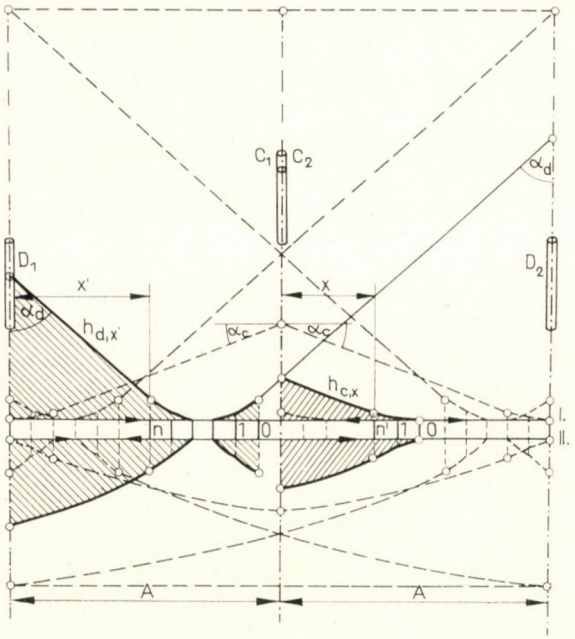


Abb. 5

welchem Maße diese Anlegungsart auch wettertechnisch jeder anderen Anordnung überlegen und vorteilhaft ist, natürlich einstweilen nur für den Fall, daß die Abbaue dauernd im ganzen Schachtfeld gleichmäßig verteilt, belegt und betrieben werden.

Im modernen Bergbau wird versucht, die dauernde Verstreuung der Abbaue soweit als möglich zu vermeiden. Vielmehr ist das Trachten auf das Anlegen von hochleistungsfähigen Abbauen oder Abbaugruppen ausgerichtet, so daß eine solche Abbaugruppe den überwiegenden Teil der Förderung allein bestreiten kann. Auch versucht man in der modernen Bergbautechnik möglichst das Vorkommen streifenartig abzubauen, wobei die Abbaugruppe zur Schachtfeldgrenze hin fortschreitet und dabei möglichst den ganzen abbauwürdigen Vorrat gewinnt. Unsere Untersuchungen über Kurzschlußwetterverluste müssen wir also auch auf diese Systeme ausdehnen, um so mehr, als eine immer größere Anzahl von Grubenbetrieben bemüht sein wird, den Abbau in der eben geschilderten Weise zu führen.

A) Abb. 5 stellt den Vergleich derselben beiden Schachtanordnungs-Alternativen dar, die in Abb. 3 zu sehen waren. Bei der einen Alternative befindet sich die Zwillingsschachtanlage im Zentrum (C_1, C_2), während bei der zweiten Alternative sowohl der Förderschacht (D_1) wie auch der Wetterschacht (D_2) an der Peripherie niedergebracht wurden. Bei der zentralen Bauweise schreitet die aus $n + 1$ Abbauen bestehende Abbaugruppe gleichzeitig auf beiden Flügeln vom Schacht zur Schachtfeldgrenze fort; bei der diagonalen Bauweise aber bewegt sich die aus zueinander nahen $n + 1$ Abbauen bestehende Gruppe in der Richtung vom Förderschacht (D_1) zum Wetterschacht (D_2), wobei natürlich $n' = \frac{n-1}{2}$ ist. Wir ersparen es uns hier, den störenden Einfluß des Sicherheitspfeilers zu berücksichtigen; auch ist in der Zeichnung der relativ niedrige b_0p-Wert nicht dargestellt. Ferner gelte für dieses Modell auch die Bedingung, daß sich die Abbaue voneinander in gleichem, jedoch kleinerem Abstand (a) befinden. Ebenso sei unverändert zur Bedingung gestellt, daß gleiche Wettermengen die Abbaue durchstreichen.

Auf einem Flügel des Schachtfeldes ist bei zentraler Bewetterung die jeweilige Lage der aus $n + 1$ Abbauen bestehenden Abbaugruppe durch x bestimmt, wobei sich x zwischen den Werten 0 und $A - n'a$ ändert. Bei diagonaler Bewetterung wird die beliebige Lage der aus $n + 1$ Abbauen bestehenden Abbaugruppe durch x' bestimmt, dessen Wert sich zwischen 0 und $2A - na$ ändert. Die Grenzfälle, d. h. die Anfangs- und Endsituationen, sind mit gestrichelten Linien bezeichnet. Selbstredend setzen wir Wetterverluste, d. h. Schleichströme nur in den abgebauten Gebieten voraus.

Innerhalb des Abbaugebietes ist die Änderung der Druckdifferenzen bereits bekannt. Die Richtungstangenten der Geraden der Außenabschnitte $h_{c,x}$ und $h_{d,x}$ können aufgrund des Verzweigungspunkt-Gesetzes folgendermaßen aufgeschrieben werden

$$\operatorname{tg} \alpha_c = 2p(n' + 1)^2,$$

bzw.

$$\operatorname{tg} \alpha_d = p(n + 1)^2.$$

Im Besitz der Richtungstangenten können nun die den Wetterverlust-Potentialen proportionalen Flächen mathematisch erfaßt werden. Wir können damit jene Zahl angeben, die das Verhältnis zwischen den mittleren Gesamtwetterverlust-Potentialen beider Anordnungen ausdrückt, wenn dabei die Strömung als laminar betrachtet wird. Im vorliegenden Falle ist n eine ungerade Zahl. Wird dies berücksichtigt, so lautet die Gleichung

$$\varphi = \frac{T_d}{T_c} = 8 \frac{a^2 n(n^3 + n^2 - n - 1) + 6(2A - na)^2(n + 1)^2}{a^2(n - 1)(n^3 + n^2 + 3n + 3) + 12[2A - (n - 1)a]^2(n + 1)^2}.$$

Beträgt die Anzahl der Abbaue 2, d. h. $n = 1$, und ist ferner $a \ll A$, so erhalten wir

$$\varphi = 4\frac{(2A - a)^2}{4A^2} \approx 4 .$$

Verläuft die Bewegung der Fliehstromwetter nicht laminar, so können wir anstatt der Aufstellung der komplizierten Beziehungen auch hier die relativ gute Annäherung akzeptieren, wonach $\varphi_A = \sqrt{\varphi}$ ist.

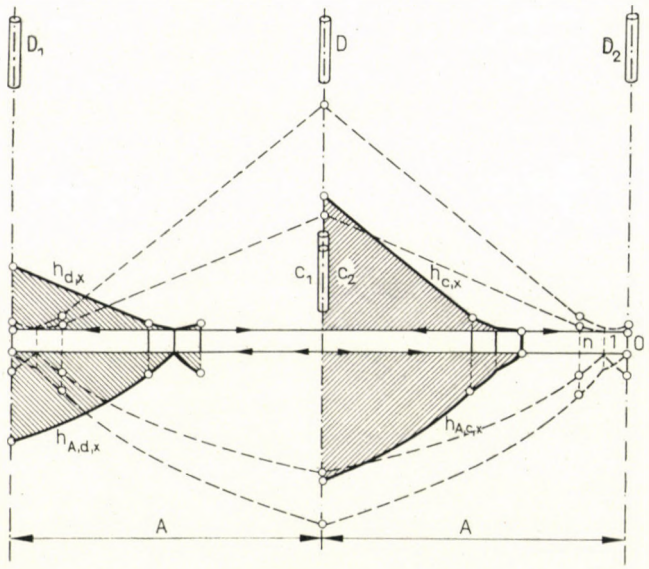


Abb. 6

Wir können also feststellen, daß bei dem in der Abbildung dargestellten Wettermodell die diagonale Bewetterung hinsichtlich der Fliehwetter wesentlich ungünstiger ist als die zentrale Bewetterung.

B) In Abb. 6 ist jener Vergleich dargestellt, der bereits in Abb. 4 vorgezeigt wurde. Die eine Alternative ist eine Doppelschachtanlage (*C*) in der Mitte des Schachtfeldes, während in der zweiten Alternative ein Förderschacht in der Schachtfeldmitte und zwei Wetterschächte am Schachtfeldrande vorgesehen sind. Das Vorkommen wird auch hier feldwärts abgebaut. Wetterverluste werden nur in dem bereits abgebauten Gebiet vorausgesetzt.

Wir verfahren ähnlich wie vorher. Zuerst wird die Verhältniszahl für jenen Fall der laminaren Wetterverluste — jetzt aber bei n als gerader Zahl — aufgeschrieben, die zwischen den mittleren Gesamtwetterverlust-Potentialen besteht. Diese Wetterverluste errechnen sich aus der Gleichung

$$\varphi = \frac{T_c}{T_d} = 2\,\frac{na^2(n^3 + 2n^2 + 2n + 1) + 6(A - na)^2(n + 1)^2}{na^2(n^3 + n^2 + 2n + 2) + 6(A - na)^2(n + 1)^2} .$$

Befindet sich auf jedem der Flügel nur ein Abbau, dann ist $n = 0$, somit $\varphi = 2$ bzw. $\varphi_A = \sqrt{2}$. Wieder zeigte es sich, weshalb die Anordnungslösung mit einem in der Schachtfeldmitte angesetzten Förderschacht und am Schachtfeldrande niedergebrachten zwei oder mehreren Wetterschächten so beliebt ist.

Es bleibt noch zu prüfen, um wieviel das Ausmaß der effektiven Gesamtwetterverluste von dem Ausmaß der potentiellen Gesamtwetterverluste abweicht.

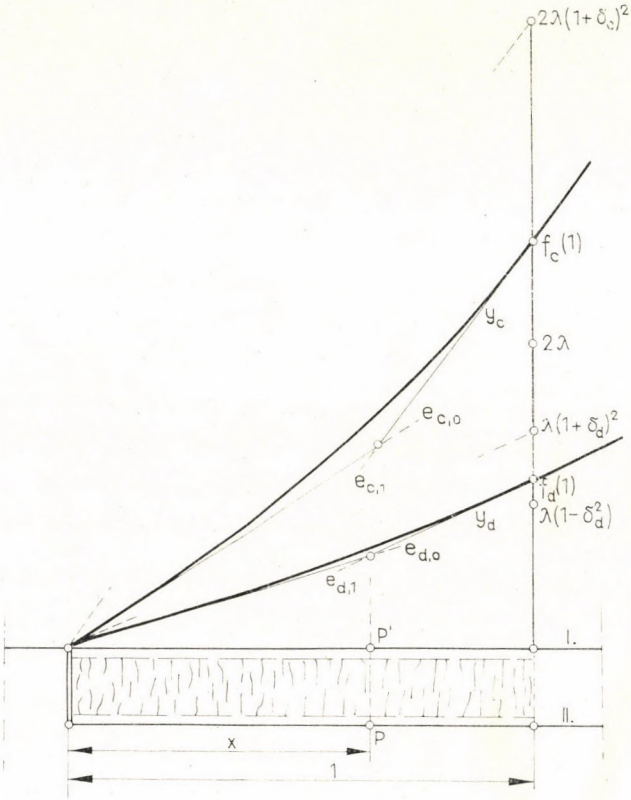


Abb. 7

Nach Abb. 7 ist in dem ausgekohlten Gebiet zwischen zwei Strecken die Möglichkeit für Schleichströme bzw. Wetterverluste gegeben. Der Abbau F werde alternativ einmal zentral (c), dann diagonal (d) bewettert. Der einfacheren Behandlung zuliebe wird angenommen, daß die Länge des ausgekohlten Gebietes der Einheit entspricht, ferner, daß auch der den Abbau durchstreichende Wetterstrom in beiden Wettersystemen gleich der Mengeneinheit ist. Schließlich wird vorausgesetzt, daß sich die Schleichstromwetter laminar bewegen.

Bei dem vorliegenden Modell wird das Ausmaß der potentiellen Gesamtwetterverluste durch die Beziehung

$$\varphi = \frac{2p}{p} = 2$$

ausgedrückt. Das Ausmaß der effektiven Gesamtwetterverluste aber lautet:

$$\varphi' = \frac{\delta_c}{\delta_d},$$

worin δ_c die bei zentraler, δ_d die bei diagonaler Bewetterung entweichende Wettermenge bedeutet.

Damnach betragen die auf die Einheitsmenge der den Abbau durchstreichenden Wetter bezogenen prozentuellen Verluste $100\ \delta_c$ bzw. $100\ \delta_d$, die prozentuellen Wetterverluste aber — bezogen auf die in das ausgekohlte Gebiet einziehende Wettermenge —: $100 \frac{\delta_c}{1+\delta_c}$ bzw. $100 \frac{\delta_d}{1+\delta_d}$. Der Wert δ ändert sich im allgemeinen zwischen 0 und 0,4.

Mit der Funktion $y_c = f_c(x)$ sei die effektive Druckdifferenz bei zentraler Bewetterung, mit der Funktion $y_d = f_d(x)$ aber die Druckdifferenz bei diagonaler Bewetterung ausgedrückt, wobei $0 \leq x \leq 1$ ist. Ferner ist $f_c(0) = f_d(0) = 0$, da das früher angeführte b_0 auch hier den Null-Wert besitzen soll. Somit ergibt sich das Ausmaß der effektiven Wetterverluste aus der Gleichung

$$\varphi' = \frac{\delta_c}{\delta_d} = \frac{\int_0^1 y_c dx}{\int_0^1 y_d dx}.$$

Bei zentraler Bewetterung durchströmt einen beliebigen Querschnitt $(P - P')$ sowohl der einziehenden, wie auch der ausziehenden Strecke die gleiche Wettermenge Q_x. Wir können also folgende Differentialgleichung aufstellen:

$$dy_c = 2\lambda Q_x^2 dx.$$

Im vorliegenden Falle setzt sich Q_x aus der Einheit und dem proportionalen Teil zusammen. Deshalb ist:

$$y_c' = 2\lambda \left(1 + \delta_c \frac{\int_0^x y_c dx}{\int_0^1 y_c dx} \right)^2.$$

Diese Differentialgleichung kann in geschlossener Form nicht gelöst werden; soviel aber ist zu ersehen, daß mit dem Wachsen der unabhängigen Variablen die erste Derivierte monoton zunimmt; außerdem kann der Wert der ersten Derivierten für die beiden Grenzfälle angegeben werden; u.zw.: $f'_c(0) = 2\lambda$ und $f'_c(1) = 2\lambda(1 + \delta_c)^2$. Mit monotoner Zunahme von x kann die Derivierte nur Werte annehmen, die zwischen den beiden Grenzwerten liegen. In der Abbildung wurden die beiden Tangenten $e_{c,0}$, $e_{c,1}$ eingezeichnet.

Bei diagonaler Bewetterung setzt sich die Wettermenge, die einen beliebigen Querschnitt der einziehenden Strecke in der Zeiteinheit durchstreicht, aus der Einheit und dem δ_d proportionalen Teil zusammen; gleichzeitig bedeutet in der Wetterstrecke infolge Wetterverlust δ_d einen anderen proportionalen Teil der strömenden Wettermenge. Wird auch die Bedingung $f_d(0) = 0$ berücksichtigt, so nimmt die für diagonale Bewetterung geltende Differentialgleichung folgende Form an:

$$y'_d = \lambda \left(1 + \delta_d \frac{\int_0^x y_d dx}{\int_0^1 y_d dx} \right)^2 = -\lambda \left(\delta_d \frac{\int_x^1 y_d dx}{\int_0^1 y_d dx} \right)^2 .$$

Da

$$\int_x^1 y_d dx = \int_0^1 y_d dx - \int_0^x y_d dx \quad \text{ist,}$$

lautet die Gleichung in endgültiger Form

$$y'_d = \lambda \left(1 + \delta_d \frac{\int_0^x y_d dx}{\int_0^1 y_d dx} \right)^2 + \lambda \left(\delta_d \frac{\int_0^x y_d dx}{\int_0^1 y_d dx} \right)^2 - \lambda \delta_d^2 .$$

Auch diese Gleichung ist in geschlossener Form nicht lösbar. Soviel ist jedoch schon jetzt zu erkennen, daß mit steigendem Wert der unabhängigen Variablen, sich der Wert der ersten Derivierten monoton erhöht, und daß der Wert der ersten Derivierten in den beiden Grenzfällen auch hier angegeben werden kann. Er lautet:

$$f'_0(0) = \lambda(1 - \delta_d^2) \text{ und } f'_x(1) = \lambda(1 + \delta_d)^2.$$

Die Tangenten aber sind: $e_{d,0}$, $e_{d,1}$.

Anstatt der schwer zu behandelnden offenen Formeln müssen wir ein der Praxis gut entsprechendes Verfahren suchen.

Hierfür scheint die iterierende Annäherung zweckmäßig zu sein. Die Iteration führt rasch zur erwünschten Genauigkeit, wenn die Ausgangs-Näherungsfunktion richtig gewählt wird. Wir konnten uns davon überzeugen,

daß das Polynom zweiter Ordnung relativ keine gute Annäherung ergibt. Das Polynom dritter Ordnung besitzt einen Inflexionspunkt; aus den Differentialgleichungen aber folgt, daß es innerhalb des Bereiches $0 < x < 1$ keinen Inflexionspunkt geben kann. Nach solchen Überlegungen kamen wir darauf, daß die erste substituierende Differentialgleichung die Form

$$y' = a_0 + a_1 \operatorname{ch} x$$

haben muß. Die Parameter a_0 und a_1 können aus den für die Grenzwerte ($x = 0$; $x = 1$) geltenden Bedingungen ermittelt werden. Nach der Durchführung dieser Operationen lauten die Gleichungen

$$y'_{0,c} = 2\lambda\left[1 + \frac{2\delta_c + \delta_c^2}{\operatorname{ch} 1 - 1}(\operatorname{ch} x - 1)\right]$$

$$y'_{0,d} = \lambda\left[1 - \delta_d^2 + \frac{2\delta_d + 2\delta_d^2}{\operatorname{ch} 1 - 1}(\operatorname{ch} x - 1)\right].$$

Die Integralkonstante wird durch die Bedingung bestimmt, daß $f(0) = 0$ ist, und somit ist:

$$y_{0,c} = 2\lambda\left[x + \frac{2\delta_c + \delta_c^2}{\operatorname{ch} 1 - 1}(\operatorname{sh} x - x)\right]$$

$$y_{0,d} = \lambda\left[(1 - \delta_d^2)x + \frac{2\delta_d + 2\delta_d^2}{\operatorname{ch} 1 - 1}(\operatorname{sh} x - x)\right].$$

Die Annäherung der Funktionen kann auch mit zwei kennzeichnenden Werten kontrolliert werden. Der eine lautet: $f_0(1) \leq f_{\max}(1)$, worin der Wert $f_{\max}(1)$ durch die Funktion $y_{\max} = cx$ gegeben ist; der andere aber: $f''_0(1) = f''(1)$. Nach Durchführen der Operationen und Vereinfachung kann, wenn $f(1)/\int_0^1 y\,dx = 2$ ist, geschrieben werden:

$$(2 + \delta_c)\frac{\operatorname{sh} 1 - 1}{\operatorname{ch} 1 - 1} \leq \frac{2}{3} + \frac{\delta_c}{5}; \qquad (1 + \delta_d)\frac{\operatorname{sh} 1 - 1}{\operatorname{ch} 1 - 1} \leq \frac{1}{3} + \frac{\delta_d}{5}$$

bzw.

$$(2 + \delta_c)\frac{\operatorname{sh} 1}{\operatorname{ch} 1 - 1} \approx 4(1 + \delta_c); \qquad (1 + \delta_d)\frac{\operatorname{sh} 1}{\operatorname{ch} 1 - 1} \approx 2(1 + \delta_d).$$

Ist $0 < \delta_c \approx 2\delta_d < 0{,}4$, dann sind die Gleichungen nahezu Identitäten.

Es werde nun mit den Näherungsfunktionen φ ausgedrückt:

$$\varphi'_0 = \frac{\int_0^1 y_{0,c}\,dx}{\int_0^1 y_{0,d}\,dx} = \frac{\delta_c}{\delta_d} = 2\,\frac{0{,}543 + 0{,}172\delta_c + 0{,}086\delta_c^2}{0{,}543 - 0{,}172\delta_d - 0{,}371\delta_d^2}.$$

Durch Einsetzen von δ_d kann das dazugehörige δ_c und somit φ'_0 berechnet werden. Es sei z. B. $\delta_d = 0{,}1$, die dazu gehörige Größe $\delta_c = 0{,}21$, so ist $\varphi'_0 = 2{,}1$. Wenn $\delta_d = 0{,}2$ ist, so ist $\delta_c = 0{,}45$, mithin $\varphi'_0 = 2{,}25$.

Die Genauigkeit des so errechneten φ'_0 kann durch nummerische Iteration erhöht werden; das ist nämlich wesentlich leichter. Die nummerischen Werte der nach der ersten Berechnung zusammengehörigen Größen δ_c und δ_d werden in die Gleichungen $y_{0,c} = f_{0,c}(x)$, bzw. $y_{0,d} = f_{0,d}(x)$ eingesetzt. In diesen Gleichungen ist es bei nummerischer Iteration zweckmäßig, anstatt sh x die ersten beiden, eventuell die ersten drei Glieder der offenen Form von sh x, nämlich $\left(x + \frac{x^2}{3!} + \frac{x^5}{5!} + \ldots\right)$ zu substituieren. Werden die auf diese Weise nummerisierten substituierenden Funktionen in die ursprünglichen Differentialgleichungen $[y'_c = f_c(x_c)$ und $y'_d = f_d(y_d)]$ eingesetzt, so kann die Differentialgleichung gelöst werden. Wir gelangen auf diese Weise zu den besser annähernden Funktionen: $y_{1,c} = f_{1,c}(x)$ und $y_{1,d} = f_{1,d}(x)$, mit welchen schon ein genauerer φ'_1-Wert errechnet werden kann. Das Verfahren kann natürlich fortgesetzt werden.

Nach einem solchen Schritt vermindert sich der vorherige Wert $\varphi'_0 = 2{,}1$ nun zu $\varphi'_1 = 2{,}09$, bzw. der vorherige Wert $\varphi'_0 = 2{,}25$ hier zu $\varphi'_1 = 2{,}22$. Damit änderten sich auch die zusammengehörigen Wertpaare

$$\delta_d = 0{,}1;\ \delta_c = 0{,}209;\ \text{bzw.}\ \delta_d = 0{,}2;\ \delta_c = 0{,}444\,.$$

Da die weiteren Schritte nun praktisch keine erhebliche Änderung bedeuten, kann festgestellt werden, daß die Näherungsfunktionen die Ansprüche der Praxis sehr gut befriedigen. Praktisch ist eine Iteration nicht erforderlich, da wir den Fehler der Näherungsfunktion beim Rechnen mit mittleren Wetterverlusten auf rund 0,5% schätzen können.

Wir führen nun den Begriff der Verhältniszahl $v = \varphi'/\varphi = \varphi'/2$ ein. Sie beträgt in den vorherigen zwei Fällen $v = 1{,}045$ bzw. $v = 1{,}110$.

Vorhergehend bezeichneten wir das Ausmaß der potentiellen Gesamtwetterverluste mit φ. Es sei nun das Ausmaß der effektiven Gesamtwetterverluste allgemein φ'. Ist $\varphi = T_c/T_d$, dann ist $\varphi' = v\varphi$; ist aber $\varphi = T_d/T_c$, dann ist $\varphi' = \frac{1}{v}\varphi$. Hiernach kann nötingenfalls die Korrektur durchgeführt werden.

Solange sich die Kurzschlußwetterverluste in normalen Grenzen verhalten, weicht der Wert v kaum von der Einheit ab. Ist aber die Menge der diffundierenden Falschluft außerordentlich groß, dann kann ihre Strömung nicht mehr als laminar betrachtet werden. Für nicht rein laminare Strömung aber haben die obigen Beziehungen keine Geltung, da dann das Ausmaß der

effektiven Gesamtwetterverluste nach der Beziehung

$$\varphi' = \frac{\int_0^1 y_c^{\alpha} dx}{\int_0^1 y_d^{\beta} dx}$$

berechnet werden müßte. Weder der Exponent α noch der Exponent β ist bekannt, nur soviel ist gewiß, daß $\alpha < \beta < 1$ ist, und daß dadurch ein Steigen des Wertes v verhindert wird. Deshalb ist die obige Korrektur praktisch nicht notwendig.

Wir können feststellen, daß bei als normal zu betrachtenden Wetterverlusten das Ausmaß der leicht zu berechnenden potentiellen Gesamtwetterverluste auch das Ausmaß der effektiven Gesamtwetterverluste ausdrückt. Ist die Möglichkeit für die Entstehung vor Falschluftverlusten größer als normal, dann kommen derartige Verhältnisse zustande, die sich mathematisch nicht annähern lassen, und sich der Kontrolle entziehen.

Es ist klar zu ersehen, daß wir ohne das in den obigen Erörterungen angewandte mathematische Rüstzeug bei der Annäherung dieses nicht gerade als leicht zu bezeichnenden Problems höchstens bis zur Stufe vager Spekulationen hätten vordringen können. Ebenso klar ist auch zu sehen, daß die mathematischen Beziehungen entsprechend interpretiert, bzw. die Grenzen und Bedingungen angegeben werden müssen, gemäß welcher erst diese Beziehungen uns angenäherte Informationen erteilen können.

SCHRIFTTUM

1. Peascod, W.—Keane, A.: The effects of leakage on mine ventilation. Colliery Engineering, 1955. p. 207.
2. Peascod, W.: Reducing leakage in mine ventilation. Colliery Engineering. 1955, p. 320.

A COMPARISON OF AIR LOSSES IN CASE OF CENTRAL AND DIAGONAL VENTILATION

J. ZAMBÓ

SUMMARY

The air loss necessarily occurring in mines, depends on the ventilation system of the mine. The ratio of air losses in case of central and diagonal ventilations can be determined. This ratio can be more simply expressed if instead of air losses as a first approximation only the ratio of air loss possibilities, i.e. air loss potentials is computed. The air loss potential is proportional to the pressure difference between the two drifts, so, if the functional form of pressure differences is known, the ratio of the potential total air losses can be given for any model. It can be shown that the ratio of the actual total air losses only slightly differs from that of the potential total air losses. Accordingly, the potential ratios determined for different settings reflect practically the actual ratios. These ratios were found, in certain cases, to be rather big.

СРАВНЕНИЕ УХОДОВ ВОЗДУХА ПРИ ЦЕНТРАЛЬНОЙ И ДИАГОНАЛЬНОЙ ВЕНТИЛЯЦИИ

Я. ЗАМБО

РЕЗЮМЕ

Мера законно появившегося в шахте ухода зависит от системы вентиляции шахты. Отношение ухода воздуха при центральной вентиляции к уходу при диагональной можно показать. Это отношение можно определить проще, если не учесть ухода воздуха, т. е. сначала ищем лишь отношения возможностей, потенциалов ухода воздуха. Потенциал ухода воздуха пропорционален разности давлений в двух штольнях, поэтому при известных функциях, описывающих разности давлений, в случае одной модели может быть задано отношение полных потенциальных уходов воздуха. Можно показать, что отношение истинных полных уходов воздуха только немного отличается от отношения полных потенциальных уходов. Соответственно этому, полученные при отдельных альтернативах заложения потенциальные отношения отражают практически и истинные отношения. Эти отношения в отдельных случаях оказались сравнительно большими.

Acta Geodaet., Geophys. et Montanist. Acad. Sci. Hung., Tomus 6 (3—4), pp. 429—448 (1971)

PARAMÈTRES HYDRAULIQUES DES ROCHES AQUIFÈRES PRINCIPALES À EAUX KARSTIQUES DU MASSIF CENTRAL HONGROIS DE LA TRANSDANUBIE ET LES POSSIBILITÉS DES PRONOSTIC DU DÉBIT D'EAU

A. SCHMIEDER

INSTITUT DE RECHERCHE DES MINES, BUDAPEST

[Manuscript présenté le 19 mars, 1971]

Grâce à la collecte systématique des données et aux recherches on arrive à une connaissance de plus en plus objective des paramètres hydrauliques de la montagne de base aquifère principale du Massif central hongrois de la Transdanubie. Basée sur les résultats de recherches de l'auteur, l'étude présente, — sans l'exigence d'être exhaustive, — les conditions et les lois influant sensiblement sur le nombre de coups d'eau, le débit et sur le rapport débit/dépression constatés lors de l'exploitation minière dans le Massif central hongrois de la Transdanubie.

Préambule

Dans la région de ce Massif central, l'industrie minière a reconnu déjà à la fin du siècle passé le danger que représente le coup d'eau karstique pour l'exploitation minière. Jusqu'à nos jours, on y a enregistré plus de 800 coups d'eau lors de l'exploitation des minéraux couverts de couches protectrices courant le risque d'eau karstique, dont plusieurs ont provoqué la paralyse d'un service de puit ou d'un champ de mine. Les soucis de prévenir la menace de l'eau ont nécessairement imposé des recherches visant à mettre à jour les causes des coups d'eau et les facteurs géologiques et hydrogéologiques et de ceux de technique minière influant sur ces causes. L'Institut de Recherches Minières se penche sur ce problème depuis sa fondation, mais seules des mesures systématiques effectuées dans ces deux dernières années ont permis un progrès sensible dans ce domaine.

Le coup d'eau est dû à la différence de pression entre la roche aquifère et l'aire d'exploitation minière. Pour ce qui concerne le débit et la durée de débit, ils sont conditionnés par plusieurs facteurs indépendant l'un de l'autre, tels comme le caractère aquifère de la montagne de base, la section de la galerie tracée, l'approvisionnement en eau, etc . . . Suivant les observations faites, le débit d'eau est relativement stable, — si l'effet de l'interférence est absent, — ce qui permet une appréciation sûre des phénomènes, tout en supposant un mouvement permanent. Pour le mouvement permanent, la vitesse de déplacement de l'eau (v), la différence de pression (Δz) et le rapport entre les pertes de courant peuvent être exprimés par la formule d'énergie de Bernouilli:

$$\frac{v_1^2}{2g} + z_1 = \frac{v_2^2}{2g} + z_2 + h$$

d'où (h) indique les pertes de courant absorbées dans la roche aquifère, ainsi qu'entre la roche aquifère et l'aire d'exploitation minière. La perte de courant entrant en jeu se divise en deux composantes principales dont la somme sera:

$$h = h_T + h_v$$

donnant la perte de pression totale absorbée par la montagne de base (h_T) et par la couche protectrice (h_v). Or, pour mettre à jour les dépendances des effets aux causes et pour estimer les valeurs possibles du débit d'eau et de la durée de ces premières, il convient de connaître les propriétés hydrauliques de la montagne de base, les lois de déplacement des eaux de cette même montagne de base et encore tous les facteurs, qui influent sur le débit des coups d'eau aussi à l'extérieur de la montagne de base. Pour simplifier et faciliter le travail, il convient de partir de mesures pratiques.

Conclusions hydrauliques pouvant être déduites des résultats de mesure du niveau et du débit d'eau

Dans la région du Massif central hongrois de la Transdanubie nous possédons actuellement plus de 200 puits d'observation pour l'enregistrement simultané du niveau de l'eau karstique principale [1]. Les résultats de mesure ont permis la rédaction de nivellement hydraulique dans des différentes périodes globalement pour le Massif central (voir la figure 1/a) et pour ses différentes zones, la représentation cartographique des variations du niveau d'eau (voir la figure 1/b) offrant des renseignements utiles concernant l'image de courant observée autour des points de prise et plus loin de ces points. Les résultats de mesure prouvant nettement les hypothèses de l'an 1941 de Szádeczky-Kardoss suivant lesquelles le niveau ou le niveau piézométrique du bassin principal d'eau karstique du Massif central hongrois de la Transdanubie est continu dans *la région étudiée*, ce qui est en majeure partie, étant en contact direct avec les atmosphérilies, un système à surface libre, dans les parties affaissées et recouvertes de sédiments de vasque à surface serrée, à fonctionnement de banc de gravitation. Les cartes à isohypses rappellent autour des points de prise concernant les différents bassins le mouvement radial planiforme (voir la figure 1/b), et au niveau régional ces cartes rappellent (voir la figure 1/a) le potentiel de vitesse résultant d'un système radial planiforme et d'un système à potentiel linéaire.

Dans le voisinage des coups d'eau, la dépression est trop raide. S'éloignant du point de coup d'eau le gradient de la surface de pression se voit brusquement diminué. L'image de courant décrite indique le fait que dans le voisinage des points de prise les forces principales déterminant le caractère du

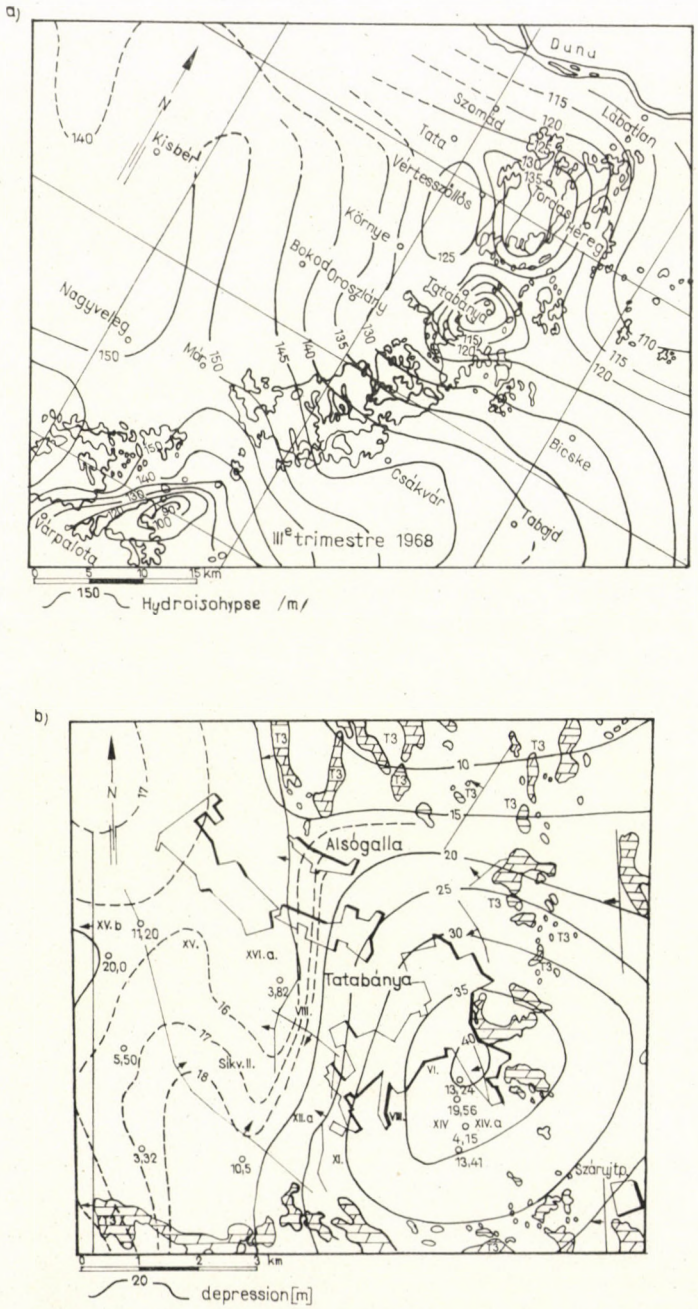


Fig. 1. Relief des eaux karstiques (*a*) de la région de Tatabánya et d'Iszkaszentgyörgy et la dépression (*b*) développée dans le bassin de Tatabánya

mouvement changent, ce qui doit être nécessairement mis en compte lors de l'étude dynamique du système. La descente du niveau de l'eau karstique due à l'intervention signale des dépressions différentes suivant la mesure différente de la prise. Dans le cas où la descente du niveau d'eau des bassins étudiés est représentée en fonction du *débit total* pris $\Sigma q_{i_{t=ti}}$ (voir la figure 2), on trouve, que le débit change selon la formule

$$s = A \cdot Q$$

avec la dépression pouvant être mesurée sur la carte, ce changement étant en proportion directe. Ceci indique que dans le réservoir principal à eau kar-

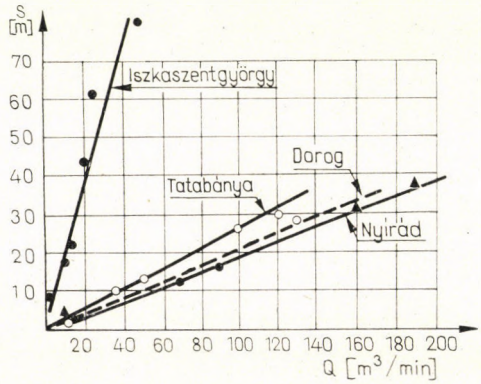


Fig. 2. Caractéristique de la montagne de base suivant les bassins

stique et dans une certaine distance à partir des points de prise le courant est potentiel, ce qui, — étant donné l'hypothèse du mouvement à rayon plat, — peut être étudié en première approximation par la fonction de DUPUIT-THIEM

$$s = A \cdot Q = B \cdot Q \cdot \ln \frac{R}{\varrho},$$

d'où (B) = constante dépendant des caractéristiques géométriques et celles de conduction d'eau de la roche aquifère, (R) = effet de distance de dépression et (ϱ) = la distance mesurée du centre de l'image du courant. Dans le cas où la dépression mesurée et représentée sur la carte est décrite réellement par la fonction de DUPUIT-THIEM, la dépression (s) est une droite en fonction du logarithme de la distance (ϱ)

$$s = C - D \lg \varrho.$$

Si on représente la dépression en fonction du logarithme de la distance, on aura en effet approximativement une droite (Fig. 3), *et il en suit que dans une*

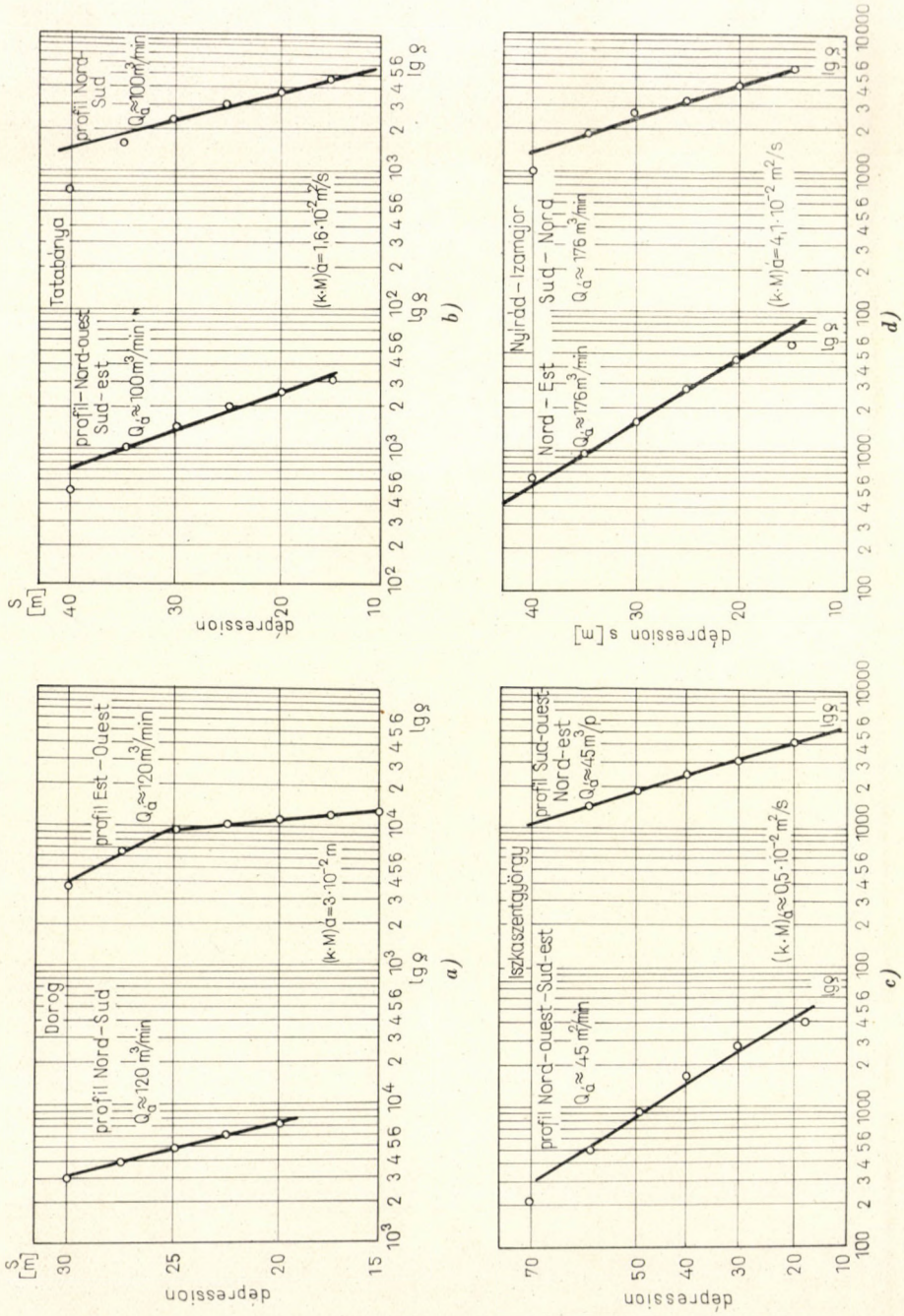


Fig. 3. Caractéristique du mouvement d'eau dans les zones de Dorog *(a)*, de Tatabánya *(b)*, d'Iszkaszentgyörgy *(c)* et de Nyirád *(d)*

certaine distance des points de prise le mouvement est déjà à rayon plan et potentiel, et à l'intérieur de cette distance, il est transitoire et turbulent. Si l'on confronte les expériences pratiques et les conclusions déduites d'elles aux propriétés d'hydrogéologie des principaux rochers aquifères, on aura une sûre base de départ pour l'analyse et pour la mise à jour des paramètres de la montagne de base aquifère karstique.

Analyse hydraulique des liens débit-dépression

Les relations énergétiques des eaux se déplaçant dans la système analysé sont décrites par la formule d'énergie de Bernoulli valable pour des liquides réels. Le quotient différentiel de la formule selon r donne l'équation différentielle de la ligne de pression se développant le long de la fente:

$$\frac{dz}{dr} = \frac{dh}{dr} + \frac{v}{g} \cdot \frac{dv}{dr},$$

d'où (v) = la vitesse de l'eau, (h) = la perte de courant, (g) = accélération de la pesanteur et (r) = coordonnée polaire. Étant donné le caractère laminaire et turbulent du mouvement, la perte de courant peut être déterminée par la loi générale de la fuite, dont la substitution donne l'équation différentielle de la ligne de pression du mouvement d'eau lié à la fente:

$$\frac{dz}{dr} = a \cdot v + b \cdot v^2 - \frac{v}{g} \cdot \frac{dv}{dr}.$$

Suivant les mesures pratiques on constate la formation d'un courant à rayon plan autour des points de prise, donc on aura un déplacement de l'eau dépendant de la percée verticale de la montagne de base, dans un système de fentes supposé irrégulier et sous l'effet de la prise d'eau (Q) par la surface $(2\pi \cdot r \cdot M \cdot n_0)$ ayant la vitesse moyenne suivante:

$$v = \frac{Q}{2\pi \cdot r \cdot M \cdot n_0}.$$

Par la substitution de la vitesse ou bien du quotient différential selon r, par l'intégration et en substituant les conditions initiales, ($z = H$ au point $r = R$), ainsi qu'en passant à la vitesse de fuite, on aura la formule de l'aire de dépression suivante:

$$s = a \cdot \frac{Q}{2 \cdot \pi \cdot M} \cdot \ln \frac{R}{r} + b \cdot \frac{Q^2}{(2\pi \cdot M)^2} \cdot \left[\frac{1}{r} - \frac{1}{R}\right] + \frac{1}{2g} \cdot \frac{Q^2}{(2\pi \cdot M)^2} \cdot \left[\frac{1}{r^2} - \frac{1}{R^2}\right].$$

On reconnaît aisément, que le premier terme de l'équation indique la perte d'énergie due au frottement, le deuxième terme représente la perte de pression due à l'accroissement des forces d'inertie et que le troisième terme correspond au changement d'énergie cinétique. Les constantes de l'équation sont déterminées en fonction du caractère du mouvement.

Dans le cas où le mouvement est nettement laminaire

l'emploi de la fonction de DUPUIT-THIEM permet d'avoir la valeur de la constante du terme laminaire:

$$a = \frac{1}{k},$$

d'où (k) indique le facteur de fuite de la roche.

Dans le cas où le mouvement est nettement turbulent

c'est le terme second de droit qui devient de plus en plus valable. Au-dessus du nombre de REYNOLDS critique le facteur de résistance hydraulique aura la valeur

$$\frac{dh}{dr} = b \cdot v^2 = \lambda \cdot \frac{v^2}{2g} \cdot \frac{1}{d},$$

où (λ) a une valeur constante;
en conséquence

$$b = \frac{\lambda}{2gd} = \frac{c_1}{d}.$$

Considérant la corrélation suivante existante entre la largeur de fente (d) des roches fissurés et le facteur de fuite [2]

$$k = \frac{d^2}{c_2},$$

la constante du terme turbulent sera:

$$b = \frac{c}{\sqrt{k}}.$$

En substituant les constantes obtenues et en négligeant la perte d'énergie cinétique, le rapport débit-dépression sera le suivant:

$$s \cong \frac{Q}{2\pi \cdot k \cdot M} \cdot \ln \frac{R}{r} + c \cdot \frac{Q^2}{\sqrt{k}(2\pi \cdot M)^2} \cdot \left[\frac{1}{r} - \frac{1}{R}\right].$$

Le résultat obtenu est qualitativement en accord avec l'expérience pratique, notamment avec l'observation suivant laquelle la dépression est

trop raide au point de la prise d'eau, plus loin de ces points présentant une image de courant correspondant au mouvement potentiel. Les pompages d'essai ont permis la vérification de la fonction. Suivant l'analyse comparative [3, 4] *la fonction décrit fidèlement les relations réelles, par conséquent elle s'utilise convenablement tant à l'évaluation des données, qu'aux pronostics pratiques.* Son emploi permet en même temps le calcul de la conductibilité de la montagne de base.

Conductibilité à l'eau de la montagne de base étant l'aquifère karstique principal

La conductibilité à l'eau de la montagne de base peut être caractérisée per analogiam des roches poreuses par le facteur de fuite (k) de la montagne de base, ou bien par le produit du facteur de fuite avec l'épaisseur de la zone karstique aquifére ($k \cdot M$). Du point de vue pratique il convient de se servir du produit ($k \cdot M$), étant donné peu la valeur (M) n'est obtenu qu'avec une précision approximative. La conductibilité à l'eau du rocher aquifère se calcula à l'extérieur de la zone turbulente au moyen graphique en se servant des données de la Figure 3 avec la tangente de direction des droites

$$(k \cdot M) = -0{,}366 \cdot \frac{Q}{D},$$

ou bien avec une certitude plus grande avec l'emploi de la dépression et en utilisant la méthode des moindres carrés, qui donnera:

$$(k \cdot M)_i = \frac{Q \cdot [(\Sigma \ln \varrho_i)^2 - n\Sigma(\ln \varrho_i)^2]}{2\pi \cdot [n\Sigma s_i \ln \varrho_i - \Sigma s_i \ln \varrho_i]},$$

une équation permettant le calcul nécessaire, d'où (Q) = débit total du bassin étudié, (D) = la raideur des droites représentées sur la Figure 3, (n) = le nombre de puits d'observation utilisés pour l'analyse et (ϱ_i) = le rayon équivalent des coups d'eau ou des prises en nombre (m) du $i^{\text{ème}}$ puits d'observation:

$$\varrho_i = \sqrt[m]{\varrho_1 \cdot \varrho_2 \cdots \varrho_m}.$$

Les résultats obtenus à l'aide de différentes méthodes de calcul ont donné les moyennes récapitulées sur le Tableau I.

La conductibilité moyenne à l'eau de la montagne de base triasique supérieure du Massif central de la Transdanubie présente une image bien unique. *Considérant cet ensemble important, malgré sa structure de tensor, la conductibilité est du caractère de porosité de matrice.* Ceci indique le fait, que la conductibilité à l'eau de la montagne de base est réglée non pas par des

Tableau I

Dénomination du bassin	Dolomie	Calcaire	Dolomie	Calcaire
	$(k \cdot M)_i$	$(k \cdot M)_i$	k_i	k_i
	[m²/sec]	[m²/sec]	[m²/sec]	[m²/sec]
Tatabánya	$2{,}1 \cdot 10^{-2}$	$4{,}2 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-3}$	$2{,}1 \cdot 10^{-3}$
Dorog	—	$3{,}0 \cdot 10^{-2}$	—	$2{,}1 \cdot 10^{-3}$
Iszkaszentgyörgy	$0{,}6 \cdot 10^{-2}$	—	$0{,}6 \cdot 10^{-3}$	—
Nyirád	$2{,}3 \cdot 10^{-2}$	—	$1{,}5 \cdot 10^{-3}$	—

fentes à macrodimension, mais bien par celles à microdimensions, ce qui peut être caractérisé par la dimension représentante de la fente.

Une corrélation peut être établie entre le facteur de fuite de la montagne de base et la dimension représentante de la fente dans un système de mesure technique:

$$k \cong 10^4 \cdot d_e^2 [\mathrm{m/sec}],$$

d'où la dimension de fente (d) est donnée en m. Par la substitution des valeurs obtenues *la dimension représentante du calcaire sera* $\sim 0{,}5$ *mm, celui du dolomie* $\sim 0{,}3$ *mm*. Il semble être logique de se demander, si la valeur de fente représentante est une valeur en accord avec les conditions réelles? La réponse nécessite l'étude de la percée perpendiculaire au courant, soit de la percée verticale.

L'état de percée verticale de la montagne de base

La percée verticale de la montagne de base peut être calculée par sondages à partir du quotient de la longueur totale de la cavité ou des cavités karstiques mises à jour (Σd_i) et de la longueur du forage foncé dans la montagne de base (ΣL_i):

$$n_i = \frac{\Sigma d_i}{\Sigma L_i}.$$

ALBEL communique les données de 254 sondages dans la montagne de base karstique du bassin de Dorog, tout en indiquant les dimensions et la capacité d'absorption des fentes et des cavités trouvées (*Hidrológiai Közlöny*, 1950 Nos 11—12). En utilisant ces données on calcule tout d'abord la percée. Les valeurs obtenues sont ajoutées au niveau respectif karstique (Figure 4/a) et on aura la percée du calcaire suivant la profondeur ce qui donne en général les valeurs s'échelonnant de 0,6 à 1,0%. Les fentes et fissures découvertes peuvent être classées aussi suivant leur grandeur d'où on aura la courbe de

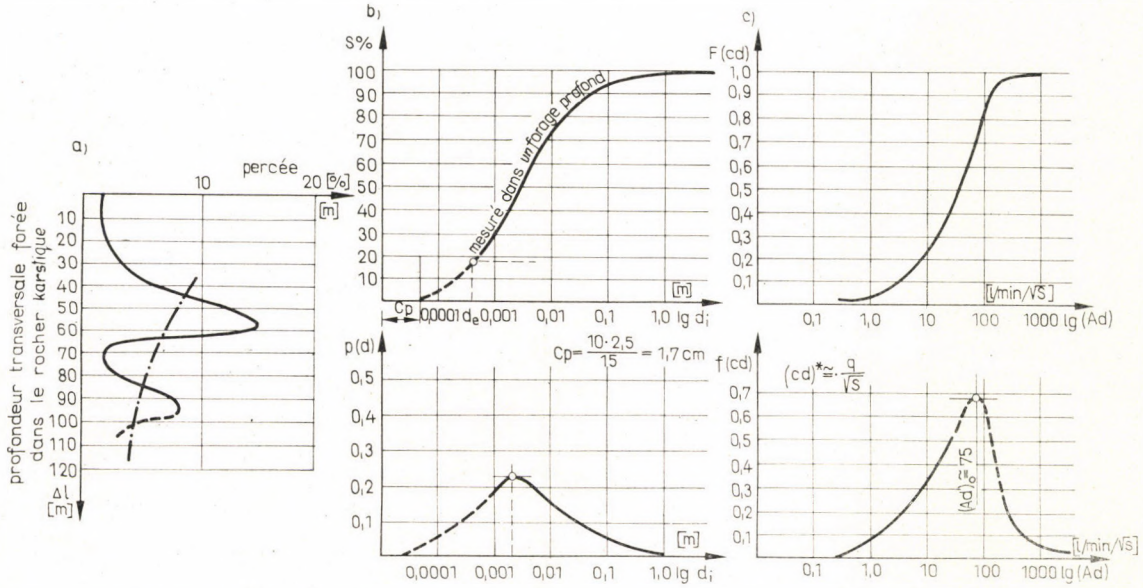


Fig. 4. La percée verticale *(a)* du calcaire karstique, la courbe de répartition *(c)* des dimensions de fente équivalentes calculée à partir des fentes mises à jour *(b)* et de la capacité d'absorption dans le bassin de Dorog

répartition des cours d'eau suivant les dimensions, tandis que le quotient différentiel permet d'obtenir la fonction de densité de ces mêmes cours d'eau (Figure 4/b). Les données dûment représentées permettent la conclusion, que la répartition des cours d'eau suivant les dimensions est lognormale. Sur la base des analyses statistiques des fentes des rochers fractionnés et fendus SNOW a fait en 1969 [5] les mêmes constatations: les fentes et les fissures se trouvant dans les roches présentent une répartition logarithmique normale.

La répartition des micro-galeries et des macro-galeries peut être bien saisie aussi par l'examen de la capacité d'absorption des sondages percés dans la montagne de base. La corrélation entre la dépression (s) se développant lors de l'absorption et le débit d'eau absorbé est la suivante:

$$s \cong b \cdot \frac{q^2}{(2\pi \cdot d^2)} \frac{1}{r_0},$$

d'où (d) = largeur équivalente de la fente ou des fentes, (r_0) = le rayon du forage et (b) = constante de la fonction. En transformant l'équation, le débit proportionnel à la dimension de la fente sera:

$$D \cong (cd) = \frac{q}{\sqrt{s}}.$$

Après les calculs — en représentant les valeurs en échelle semi-logarithmique — on aura pour la fonction de densité (D) proportionnelle à la dimension de la fente de nouveau une répartition lognormale caractéristique pour la répartition verticale des fentes (Figure 4/c).

La dimension représentante de fente obtenue du calcul découpe entre 15 *à* 20% *la courbe de répartition* (Fig. 4/b), *ce qui est bien similaire à la dimension significante de* 15% *utilisée pour les rochers poreux.* Voici que la perméabilité à l'eau verticale du calcaire triasique supérieur ou du dolomit est déterminée par des micro-fissures, tandis que les galeries à dimension de macromesure ne provoquent que des anomalies locales. Une telle anomalie est à remarquer sur la Figure 1/b le long de la ligne de faille NS se trouvant au milieu du terrain. Par rapport au coups d'eau des mines — par exemple l'effet des cours d'eau liés aux plans de faille —, cette anomalie n'est présente qu'au cas où la prise est directe, tandis que la capacité de conductibilité résultante du système ou bien le débit possible à enlever du système sont réglés par les galeries d'au-dessous de [mm]. *Suivant les études présentées la montagne de base karstique principale est un système à double fente dans lequel le rôle régulateur est assumé par des micro-galeries.*

L'exploitation minière poursuivant une protection passive-préventive ne rencontre qu'au hasard — dans la pluspart des cas — des eaux karstiques venant de la montagne de base sous forme des coups d'eau. Dans la multitude des coups d'eau frappés, ou bien dans une multitude partielle d'un bassin

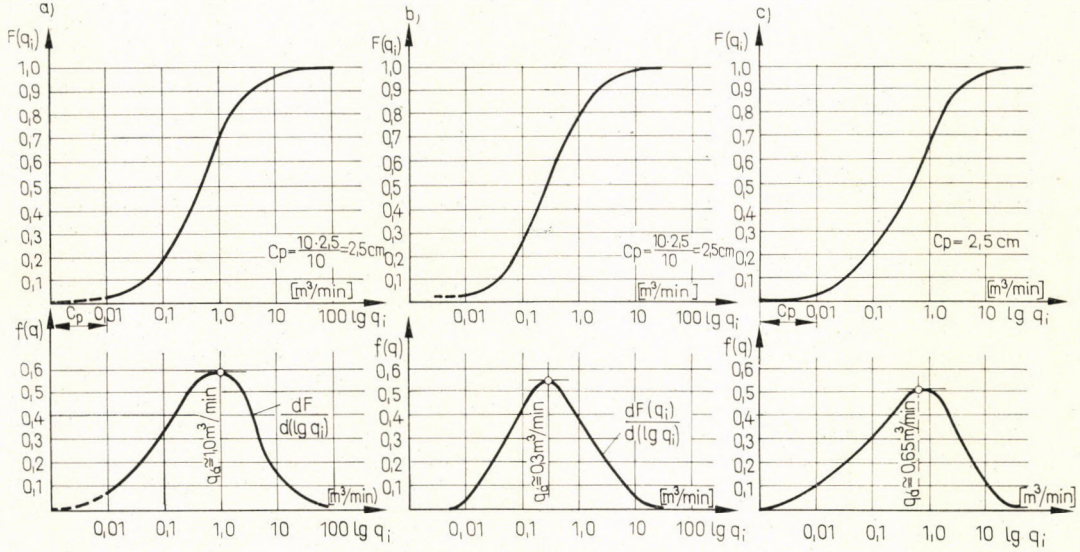


Fig. 5. La répartition et la fonction de densité des coups d'eau de Dorog *(a)* et de Tatabánya *(b)* ainsi que des sources *(c)*

$[H_1, H_2]$ les coups d'eau à intensité réduite, — similairement à la répartition des fentes, — se présentent plus fréquemment que les coups d'eau à débit important (Figure 5). La concordance des fonctions de répartition et des fonctions de densité établies en partant des données de différents bassins, ainsi que le caractère identique de ces fonctions avec la percée verticale permettent la conclusion, que le débit des coups d'eau et leur répartition suivant la grandeur sont déterminés par l'état de percée des rochers de soubassement, ou bien par la répartition suivant la grandeur des fentes et des fissures réglant le débit des coups d'eau individuels.

Connexion de la répartition suivant le débit des coups d'eau et de la percée superficielle de la montagne de base

La percée superficielle de la montagne de base est le quotient de la superficie totale des fentes (Δf_i) et de la superficie totale (F):

$$m(f)\Big|_F = \frac{\sum_1^N \Delta f_i}{F} = \overline{n}_0\Big|_F$$

d'où $(\overline{n}_0)$ = le volume de vide de la montagne de base. Actuellement, nous ne possédons encore des données permettant la détermination directe de la dimension et de la répartition suivant la grandeur des galeries conduisant l'eau sur la surface de contact du karst recouvert d'une couche protectrice. Par conséquent, on devait se servir d'une méthode indirecte en utilisant des donnés dérivées. Pour cette opération nous pouvons utiliser les données des coups d'eau.

Suivant les mesures pratiques, mais aussi conformément aux déductions, une corrélation parabolique est constatée entre le débit des coups d'eau et la dépression. Une corrélation bien connue peut être écrite entre la dépression (s_T) consommée par le courant turbulent, la surface des galéries conduisant l'eau (Δf) et le débit (q) comme suit:

$$q \cong \alpha \cdot \Delta f \cdot \sqrt{2g \cdot s_T},$$

d'où α est le facteur de perte. En substituant les valeurs mesurées, la surface des galéries sera:

$$\Delta f = 0{,}37 \cdot \frac{q}{\sqrt{s_T}}.$$

En utilisant les données (q, s_T) obtenues dans les bassins de Dorog et de Tatabánya et une fois le calcul et la graphique effectués, on obtient la fonction de la répartition et de la densité représentée sur la Figure 6. Pour l'apprécia-

tion univoque des résultats de calcul, il convient de rappeller deux faits essentiels qui sont:

— la répartition de l'amas de chiffres obtenus lors du calcul de (Δf) et celle des amas partiels appartenant à la dépression constante sont concordantes,

— les couches protectrices du côté de daîne n'influent pas, jusqu'à une valeur de limite donnée de l'épaisseur spécifique de la couche protectrice,

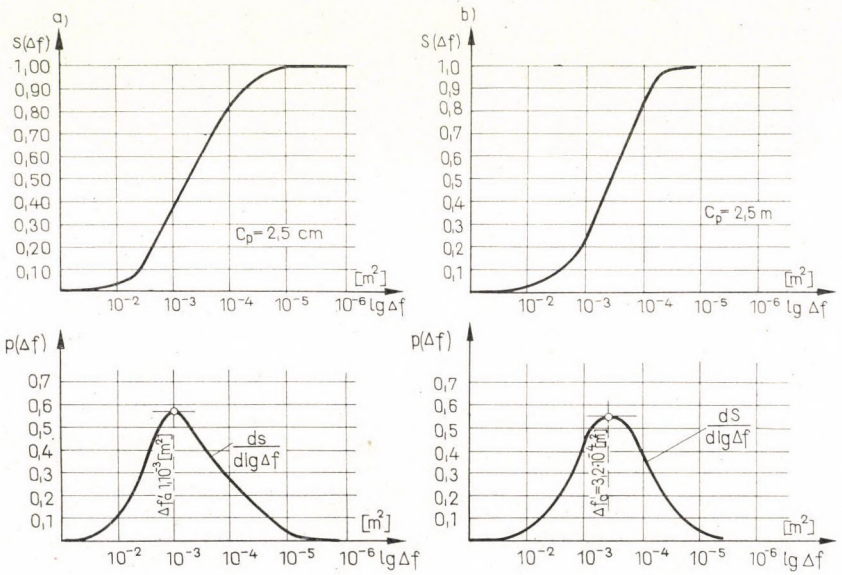


Fig. 6. La répartition et la fonction de densité suivant la grandeur des superficies perméables à grandeur de (Δf) traversant la superficie karstique rapportées aux bassins de Dorog *(a)* et de Tatabánya *(b)*

sur le débit moyen des coups d'eau pris dans la zone à une couche protectrice donnée, elles influencent seulement la nombre des coups d'eau [6].

Les examens effectués montrent que le nombre des données influencées est inférieur à 14% de l'amas total. Étant donné que le nombre des données de l'amas total est assez élevé, l'emploi des données des coups d'eau à débit réduit éventuellement influencées essentiellement par l'effet de la couche protectrice n'amènera pas des inconvénients dans les études suivantes et dans la déduction des conclusions. En connaissance de la corrélation et de la négligence traitées, dans ce que suit, l'emploi de la dénomination: *montagne de base* semble être justifié.

Les liens entre le débit des coups d'eau et les dimensions des galeries perméables peuvent être prouvés d'une façon plus démonstrative grâce aux

données disponibles et par la transformation de la fonction précédente. Après avoir carré et arrangé la formule précédente, nous avons:

$$\lg \frac{s_T}{q} = \lg \frac{q}{(c\Delta f)^2} .$$

Représentons les valeurs (s/q) en fonction de (q) dans un système de coordonnées doublement logarithmique pour avoir des droites obliques de 45° (Figure 7). L'équation des enveloppes sera:

$$\lg \frac{s_T}{q} = A - B \lg q .$$

Étant donné l'identité des fonctions de départ et obtenue on aura:

$$q = c \cdot \Delta f_i,$$

c'est-à-dire *la répartition des coups d'eau suivant leurs débits est déterminée par la répartition suivant les dimensions des fentes définissant la percée superficielle de la montagne de base karstique, la nature de la répartition étant déterminée par la répartition lognormale caractéristique à la structure de failles.* Le débit des coups d'eau pris des galeries à section de fente (Δf_i) identique sera en fonction de (s):

$$q_i = c \cdot \Delta f_i \cdot \sqrt{s},$$

soit variable suivant la caractéristique du courant, par conséquent avec un décalage vers la profondeur des niveaux de prise, et dans la cas, où la percée d'au-dessus de la montagne de base est identique, le débit moyen des coups d'eau accusera l'accroissement come suit:

$$\frac{\sum_1^N q_i}{N_i} = c \cdot \frac{\sum_1^N \Delta f_i}{N} \cdot \sqrt{s} .$$

Cependant, on peut se demander, si la percée de la superficie de la montagne de base se trouvant dans une profondeur variable est statistiquement identique. Pour en avoir une réponse, on procèdera simplement comme suit: on mettra le débit moyen des coups d'eau en fonction de la dépression, qui est approximativement la profondeur d'au-dessous du niveau des eaux karstiques. La constante de la courbe de régression obtenu des valeurs moyennes est la mesure de percée moyenne en fonction de la profondeur. Le mode de construction et le résultat sont présentés sur la Figure 8.

Suivant le résultat de cette construction la percée superficielle de la montagne de base en plusieurs profondeurs est approximativement constante tant dans le bassin de Dorog, que dans celui de Tata et est à peu près en accord avec la valeur de percée moyenne obtenue à partir de l'amas complet (Figure 6).

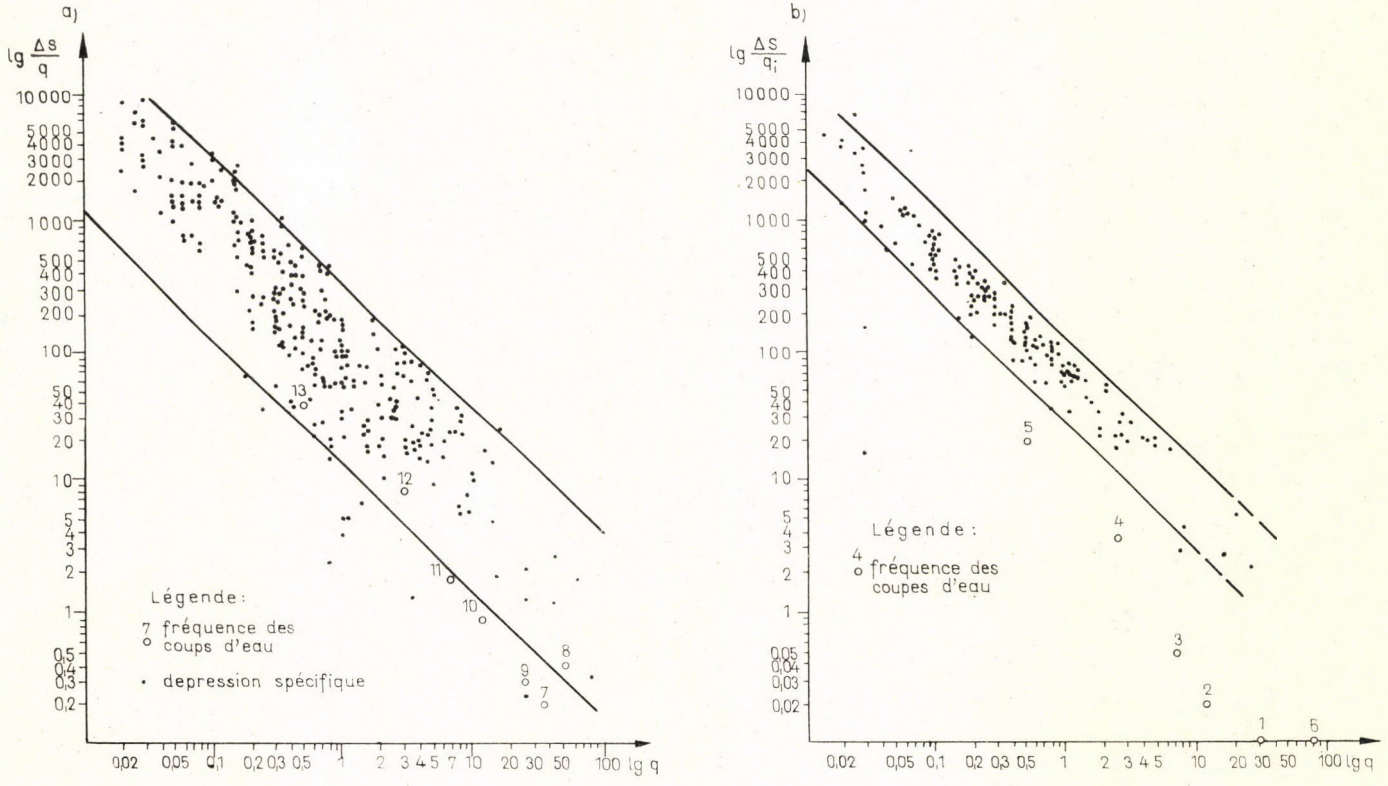


Fig. 7. Répartition des données de Dorog et de Tatabánya

Quant au résultat acquis, il convient d'ajouter qu'on dispose de nombre différent de données dans les différents espaces de profondeur, et vers la profondeur le nombre de données disponibles est bien réduit, par conséquent, suivant les lois statistiques le lot de valeurs diminue et l'intervalle de la confidence indique une tendance augmentante, mais ceci ne permet point d'en déduire des conclusions essentielles.

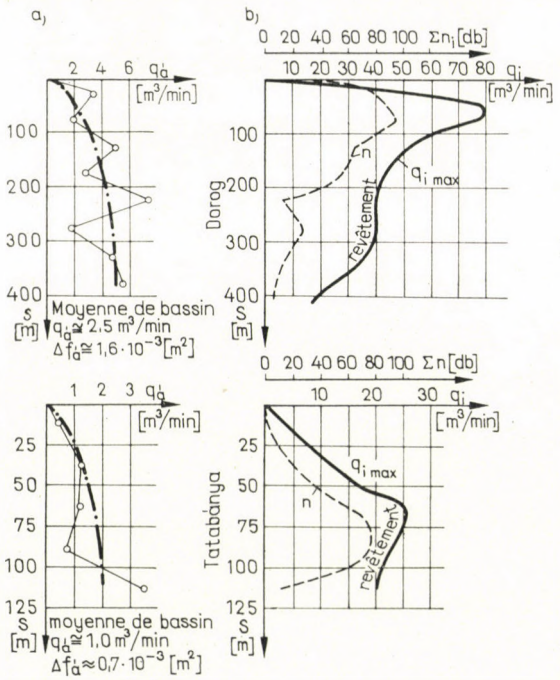


Fig. 8. L'évolution des débits moyens et maximaux *(a)*, ainsi que du nombre *(b)* des coups d'eau suivant la profondeur dans les bassins de Dorog et de Tatabánya

L'analyse des paramètres hydrauliques du Massif central de la Transdanubie sert au but important, soit à la mise au point des méthodes de calcul des débits d'eau karstiques se prêtant au pronostic sûr. L'exploitation minère menacée par des eaux karstiques soulève deux formes de détermination du débit:

— quel est le *débit à prendre* pour que le niveau d'eau karstique descende pendant un temps déterminé à la profondeur nécessaire,

— quel est le débit à considérer et quelle est la répartition lors de l'exploitation dans une zone recouverte d'une couche protectrice en fonction de la superficie ouverte, de la profondeur et la couche protectrice.

Les analyses précédentes ont cherché de réponses à ces questions.

Détermination du débit d'eau pouvant être pris ou sortant de la montagne de base

L'évolution dans le temps du débit pouvant être pris de la montagne de base est réglé par le bilan hydraulique dont le côté gauche est défini par des facteurs hydrauliques et géométriques, tandis que le côté droit est déterminé par le débit en réserve et approvisionné. Le bilan hydraulique du système est le suivant:

$$Q_e \cong Q_u + n_0 \cdot \frac{\partial v}{\partial t},$$

d'où: (Q_e) indique le débit pris, (Q_u) représente le débit approvisionné et finalement $(n_0 \cdot \partial v/\partial t)$ signifie le changement du débit stocké.

Dans l'exploitation minière seule la dépression laminaire est utilisable, par conséquent le bilan hydraulique peut approximativement représenté par une équation différentielle:

$$c \cdot s \cdot \cong Q_u + \beta \cdot \frac{n_0 \pi}{3} \cdot (R^2 - \varrho_0^2) \cdot \frac{ds}{dt}.$$

Après la séparation et l'intégration des variables, le débit disponible aura l'évolution suivante dans le temps:

$$Q(t) \cong \frac{Q_{e_0} - Q_u Q'}{e^{\frac{t \cdot Q_{e_0}}{n_0 V}}} + Q_u$$

d'où:

(Q_{e_0}) = le débit initial
$(n_0 \cdot V)$ = le débit stocké à prendre
t = le temps.

Le débit disponible peut être calculé avec une erreur relative de 10 *à* 20% *grâce à cette méthode*

La définition du nombre du débit et du débit simultané des coups d'eau aléatoires est beaucoup plus difficile et délicate.

Le débit des coups d'eau spontanés est conditionné — comme il suit de notre traitement — par la percée de la montagne de base, tandis que le nombre de coups d'eau est défini par l'effet de la couche protectrice, suivant les travaux de Zs. Keserü [6]. Dans les zones sans couche protectrice et cultivées un coup d'eau à l'intensité de (q) est possible de la montagne de base dont la probabilité est de $[p(q)]$. Si l'on connaît la densité superficielle des galeries $[p(N)]$ et la répartition des galeries suivant leurs dimensions $[p(\Delta f)]$, la probabilité du coup d'eau sera:

$$p(q)_F = p(N) \cdot p(\Delta f).$$

Étant donné que la densité des galeries superficielles de la montagne de base est égale au volume (coefficient) de cavité ($\bar{n}_0$) de la proximité du niveau karstique, la moyenne de bassin de la probabilité cherchée sera:

$$p(q)_F = \bar{n}_0 \cdot p(\Delta f).$$

Dans les zones recouvertes de couche protectrice, cette dernière obture les galeries perméables à l'eau développées sur la superficie de la montagne de base, par conséquent, un coup d'eau n'est possible, qu'au cas où la galerie ou les galeries se trouvant sur la superficie de la montagne de base rencontre ou rencontrent une galerie perméable dans la couche protectrice, ou bien dans les zones affaiblies de cette dernière et celle-ci à un gradient hydraulique donnée [7].

La probabilité de rencontre est de $p(v)$. En considérant aussi le fait qu'en dépassant une certaine limite l'épaisseur de la couche protectrice influe sur le débit [6] $V(v)$, la probabilité d'un coup d'eau à débit (q) dans les zones recouvertes des couches protectrices sera:

$$p(q)v = \bar{n}_0 \cdot p(\Delta f) \cdot \frac{p(v)}{V(v)a}.$$

En utilisant le résultat obtenu, la totalité des débits d'eau (Q_F) probable dans une zone (T) et dans une profondeur de (s) au-dessous du niveau des eaux karstiques, soit la prise simultanée de $E(q)$ sera la suivante:

$$Q_F = c \cdot \sqrt{s} \cdot T \int_0^\infty p(q)r \cdot E(q) \cdot q \cdot dq \leq Q(t).$$

Le calcul de cette équation est facilité en partie par des fonctions de densité traitées.

L'exposé, en se servant des moyens simples, a mis à jour les lois de base qui influent sur la totalité des débits pris ou possibles à prendre de la montagne de base aquifère karstique du Massif central hongrois de la Transdanubie, sans exigence d'être exhaustif. L'exploitation des corrélations traitées permet le pronostic du débit plus sûr que dans le passé, ce qui revêt un intérêt primordial dans l'exploitation minière mécanisée d'une manière moderne, concentrée et courant le risque des eaux karstiques.

BIBLIOGRAPHIE

1. Schmieder, A.—Pohl, K.: Die Ergebnisse der hydrogeologischen Forschungen im ungarischen Kohlen- und Bauxitbergbau. Conférence No. III-D.1. au Congrès International de mine, Madrid, 1970.
2. Schmieder, A.: Az aknamező kiterjedésének hatása a karsztvízhozam alakulására (Effet de l'étendue du champ de mine sur l'évolution du débit d'eau karstique). Publications BKI, année VIII, No 2, 1963.
3. Schmieder, A.—Willems, T. et al.: Víztárolók víz- és kőzetmozgási törvényszerűségeinek kutatása a bányavízvédelem hatékonyságának növelése céljából (Recherches des lois des mouvements de l'eau et du rocher des bassins de retenue en vue d'accroissement

de l'efficacité de la protection des mines contre les eaux). Rapport final de recherches de BKI, Février 1970.
4. NYERGES, L.: Recherches hydrogéologiques-hydrauliques dans la région de l'abaissement de niveau des eaux karstiques de Nyirád. Publication de la VI[e] Conférence sur la protection des mines contre les eaux, 1970.
5. SNOW, D. T.: The frequency and apertures of fractures in rock. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, Vol. 7, No 1, Janvier, 1970. Oxford—London—New York—Paris, p. 23—40.
6. KESERÜ, Zs.—HARSÁNYI, A.—GERBER, P.—WILLEMS, T.: A feküoldali védőrétegek értékelésének, valamint a vízvédelmi pillérek méretezésének továbbfejlesztése a tatabányai medencében (Développement de l'appréciation des couches protectrices du daine et du dimensionnement des piliers de protection contre les eaux dans le bassin de Tatabánya). Rapport final de recherches de BKI, 1968.
7. SCHMIEDER, A.: A Dunántúli Magyar Középhegység főkarsztvíztároló kőzeteinek hidraulikai paraméterei. (Paramètres hydrauliques des roches aquifères karstiques du Massif central hongrois de la Transdanubie.) Publications de BKI, 2 (1970), 15—30.
8. SCHMIEDER, A.: A megcsapolás és a tárolókőzet egyes jellemzőinek és ezek eloszlásának hidraulikai értelmezése a Dunántúli Magyar Középhegység térségében. (Appréciation hydraulique de certaines caractéristiques de la prise et de la roche aquifère dans le Massif central hongrois de la Transdanubie). Publication de la VI[e] Conférence sur la protection des mines contres les eaux, 1970.

HYDRAULICAL PARAMETERS OF THE MAIN KARSTIC AQUIFERS IN THE HUNGARIAN TRANSDANUBIAN CENTRAL MOUNTAINS AND POSSIBILITIES FOR THE PROGNOSTICS OF THE DISCHARGE

A. SCHMIEDER

SUMMARY

Due to a systematic collection of data and several investigations, the hydraulical parameters of the main karstic aquifers in the basement of the Hungarian Transdanubian Central Mountains have become more and more objectively known. The paper presents — without striving to completeness — some interrelations and regularities which influence the number of water invasions, their discharge as well as the discharge — depression connection in case of artificial depression of the water level, as experienced in the mining activity in the Hungarian Transdanubian Central Mountains.

ГИДРАВЛИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ХРАНЯЮЩИХ ГЛАВНЫЕ КАРСТОВЫЕ ВОДЫ ПОРОД ЗАДУНАЙСКИХ СРЕДНЕВЕНГЕРСКИХ ГОР И ВОЗМОЖНОСТИ ПРОГНОЗА ПРИТОКА ВОДЫ

А. ШМИДЕР

РЕЗЮМЕ

Гидравлические параметры хранилища главных карстовых вод Задунайских Средневенгерских гор, взаимосвязи откупорок и хранящих пород удается всё объективнее познавать в результате регулярного сбора данных и исследования. В статье, на основе результатов исследований автора — без стремления к полноте — показываются зависимости и закономерности, основательно влияющие на число и приток прорывов воды, обнаруженных при горных работах в Задунайских Средневенгерских горах, на связь притока воды и депрессии при опускании уровня воды.

Acta Geodaet., Geophys. et Montanist. Acad. Sci. Hung., Tomus 6 (3—4), pp. 449—457 (1971)

ZU FRAGEN DER ERDBEBENPROGNOSE

EINE FACHBIBLIOGRAPHISCHE INFORMATION ÜBER DAS WICHTIGSTE INTERNATIONALE SCHRIFTTUM DER JAHRE 1960 BIS 1969

P. SCHMIDT

WISSENSCHAFTLICHES INFORMATIONSZENTRUM DER BERGAKADEMIE, FREIBERG (SACHS.)

[Eingegangen am 2. April 1971]

Der Verfasser verweist auf die große Bedeutung relevanter fachbibliographischer Arbeiten für konkrete seismologische Themen und verzeichnet zu Fragen der Erdbebenprognose aus dem internationalen Schrifttum von 1960 bis 1969 195 selbständige Arbeiten. Bei den erforderlichen Recherchen wurde wissenschaftliche Vollständigkeit angestrebt, Redundanz jedoch vermieden. Über die zeitliche Verteilung der ermittelten Arbeiten gibt eine Abbildung Auskunft.

Fragen der Vorhersage von Erdbeben haben nicht nur theoretisches Interesse. Mit der Zunahme der Bevölkerungsdichte und der Industriealisierung in erdbebengefährdeten Gebieten wird die Forderung nach sicheren Möglichkeiten von Erdbebenprognosen vielmehr immer dringlicher. Wiederholt waren deshalb in der Vergangenheit Fragen der Vorhersage von Erdbeben Gegenstand wissenschaflicher Untersuchungen. In den letzten Jahren hat die Anzahl der diese Thematik betreffenden Arbeiten so rasch zugenommen, daß es gegenwärtig für den Seismologen, Geophysiker, Geologen oder Bauschaffenden schwierig ist, sich ausreichend und ohne größeren Zeit- und Arbeitsaufwand über die Möglichkeiten und Grenzen einer Erdbebenprognose zu informieren. Das trifft besonders für die Information über Ergebnisse der ausländischen Fachkollegen zu. Aktuelle und relevante fachbibliographische Untersuchungen werden deshalb auch auf diesem seismologischen Gebiet immer notwendiger. Durch derartige Informationsleistungen muß erreicht werden, daß der Seismologe, Geologe oder Bauschaffende die Ergebnisse seiner Kollegen rasch und mit relativ kleinem eigenem Arbeitsaufwand kennenlernt und auffindet. Die optimale Nutzung der stürmischen Wissenschaftsentwicklung legitimiert diese Tatsache nachdrücklich. Denn: Die Informiertheit über den Stand der Fachwissenschaft und das Potential eigener Ideen und Möglichkeiten sind wesentliche Voraussetzungen für effektives wissenschaftliches (und praktisches) Arbeiten.

Auf der Grundlage dieser Überlegungen wird im folgenden das wichtigste internationale Schrifttum der Jahre 1960 bis 1969 zu Fragen der Erdbebenprognose verzeichnet. Die bibliographische Beschreibung der Titel entspricht den allgemeinen Gepflogenheiten der Titelaufnahme in naturwissenschaftlichen Arbeiten. Über die zeitliche Verteilung der ermittelten Arbeiten gibt nachstehende Abbildung Auskunft.

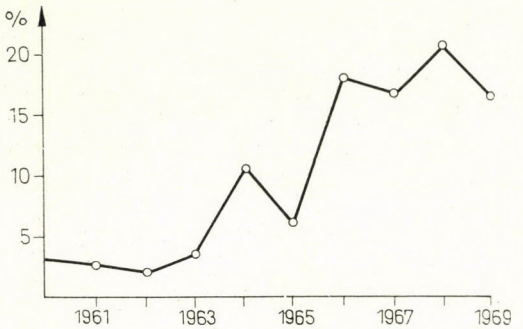


Abb. 1. Zeitliche Verteilung des in vorliegender Arbeit verzeichneten Schrifttums

1. Adams, W. M.: Prediction of tsunami inundation from current real-time seismic data. Hawaii 1969. 57 pp.
2. Аки, К.: Количественное предсказание частоты землетрясений как случайной величины. Слабые землетрясения. Москва 1961. стр. 496—508.
3. Aki, K.: Method of Data Proceedings for Earthquake Prediction. Proc. United States-Japan Conference Res. Earthqu. Pred. (1964), p. 15—16.
4. Аки, К.: Подход к обработке данных при прогнозе землетрясений. Предсказание землетрясений. Москва 1968. стр. 62—64.
5. Alexander, S. S.: Earthquake forecasting. Earth and Mineral Sci. 38 (1968), 2, p. 16—18.
6. Anderson, D. C.: Analytical model for predicting ground shock environment from surface and shallow-buried nuclear explosions. Proc. DASA Ground Shock Calculation Meeting Calif. (1967), p. 111—132.
7. Анцыферов, М. С.: О возможностях геоакустического прогноза местных землетрясений. Труды 3-го Всес. симпозиума сейсмич. режиму 1968. Ч. 2. Новосибирск 1969. стр. 128—141.
8. Анцыферов, М. С.: Статистический сейсмопрогноз опасности динамических явлений. Труды 3-го Всес. симпозиума сейсмич. режиму 1968. Ч. 2. Новосибирск 1969. стр. 142—147.
9. Bailey, L. F.: The use of historical tsunami wave height data in forecasting runup. ESSA Symp. Earthq. Pred. Rockville, Md. 1966. p. 110—111.
10. Barosh, P. J.: Use of Seismic Intensity Data to Predict the Effects of Earthquakes and Underground Nuclear Explosions in Various Geologic Settings. *Geol. Surv. Bull.* 1279 (1969), 93. pp.
11. Барсуков, Д. М.: Изменение ϱ_K во времени — возможный критерии прогноза землетрясений. *Физика Земли* (1968) 7, стр. 86—88.
12. Båth, M.: Will it be possible to predict earthquakes? Zapisnik Praha 6.10. 1964, p. 2—4.
13. Båth, M.: Earthquake prediction. *Scientia* 101 (1965) 5/6, p. 234—243.
14. Бот, М.: Прогноз землетрясений. Предсказание землетрясений. Москва 1968. стр. 9—20.
15. Bourne, H. K.: The prediction and prevention of natural catastrophes, such as earthquakes. London 1969. 6 pp.
16. Brace, W. F.: Laboratory Studies pertaining to Earthquake Prediction. International Union of Geodesy and Geophysics. XIVth General Assembly Switzerland September 25th—October 7th, 1967. Abstracts of Papers. Vol. II. p. 77.
17. Brace, W. F.: Laboratory studies pertaining to earthquake prediction. Compt. Rend. Séanc. Quatorzième Conférence. Réunie à Zurich du 25 septembre au 6 octobre 1967. Première Partie. p. 131.
18. Brace, W. F.: Current laboratory studies pertaining to earthquake prediction. *Tectonophysics* 6 (1968) 1, p. 75—87.
19. Broggi, J. A.: Condiciones del pronóstico sismico para que eficaz. *Abh. Deutsch. Akad. Wiss. Berlin. Kl. Bergb., Hüttenwesen u. Montangeol.* (1962) 2, S. 482—483.
20. Бунэ, В. И.: Опыт прогноза повторяемости сильных землетрясений на Восточном Кавказе. *Труды Инст. Физ. Земли* им. О. Ю. Шмидта 33 (1964), 100—117.

21. CARDER, D. S.: Earthquake Prediction, Past, Present and Possibilities for the Future. *Earthquake Notes* 35 (1964) 3/4, p. 53.
22. CARDER, D. S.: Earthquake Prediction, Past, Present, and Possibilities for the Future. Proc. 3d World Conf. Earthquake Eng. New Zealand 1 (1965), III—251 p.
23. CARTER, L. J.: Earthquake Prediction: ESSA and USGS Vie for Leadership. *Science* 151 (1966) 3707, p. 181—183.
24. CONSTANTINESCU, L.: Mechanism of earthquake genesis and possibility of earthquake prediction. *Nature*, Buc. 20 (1968) 3, p. 28—34.
25. EATON, J. P.: Evidence on the Eruptive Mechanism of Kilauea Volcano from seismic and Strain Measurements: A Key to Prediction? Proc. 2d United States — Japan Conf. Res. Earthquake Prediction Problems (1966), p. 55—56.
26. ERNST, W.: Erdbeben-Vorhersage aufgrund von Bodengas-Messungen. *Naturwissenschaften* 56 (1969) 5, S. 280.
27. FEDOTOV, S. A.: On regularities of strong earthquakes distribution of Kamchatka, Kuril islands and North-East Japan and longtermed seismic prognosis for Kuril-Kamchatka region. Abstr. 11d Sci. Pac. Congr. Pap. Geophys. (1966).
28. Федотов, С. А.: Долгосрочный сейсмический прогноз для Курило-Камчатской зоны. Проблемы цунами. Москва 1968. стр. 121—132.
29. Федотов, С. А.: О сейсмическом цикле, возможности количественного сейсмического районирования и долгосрочном сейсмическом прогнозе. Сейсмическое районирование СССР. Москва 1968, стр. 121—150.
30. Федотов, С. А.: О сейсмичности области очага катастрофического итурупского землетрясения 6. XI 1958 г. и сейсмическом прогнозе. *Физика земли* (1969) 1, стр. 3—12.
31. Фидзии, Й.: Достижения в вопросах прогноза землетрясений. Kagaku no jikken 17 (1966) 3, p. 259—265.
32. FIEDLER, G.: Seismological study of the Caracas earthquake of 15 April 1960, and problems of earthquake prediction. Bol. Inf. 3 (1960) 5, p 113—137.
33. Флоренсов, Н. А.: К вопросу о прогнозе землетрясений (вместо заключения). Гоби-Алтайское землетрясение. Мосьва 1963. стр. 381—383.
34. FOWLER, R. A.: Earthquake prediction from laser surveying. A report, NASA SP-5042. Washington 1968. 32 pp.
35. FOWLER, R. A.—CASTELLANO, V.—R. B. HOFMANN: Geodetic Laser Survey System (GLASS) — An Application to Earthquake Prediction. *Trans. Amer. Geophys. Union* 47 (1966) 1, p. 166—167.
36. Фудзита, Н.: Земной магнетизм и прогнозы землетрясений. *Сокурё* 19 (1969) 9, стр. 10—13.
37. FUJII, Y.: Relation between maximum vertical displacements of the crust and magnitudes of earthquakes and its application to the problem of earthquake prediction. *Bull. Geogr. Surv. Inst.* 15 (1969) 1, p. 68—92.
38. Гайский, В. Н.: Карты сейсмической активности и их прогностическое значение. *Докл. Акад. Наук Таджиск. ССР* 10 (1967) 5, стр. 18—22.
39. Гайский, В. Н.—А. П. Каток: Применение теорий экстремальных значений для оценки повторяемости сильных землетрясений. Динамика земной коры. Москва 1965. стр. 9—14.
40. Гамбурцев, Г. А.: Состояние и перспективы работ в области прогноза землетрясений. Г. А. Гамбурцев. Избранные труды. Москва 1960. стр. 427—435.
41. Гамбурцев, Г. А.—В. В. Белоусов: Прогноз землетрясений. Г. А. Гамбурцев. Избранные труды. Москва 1960. стр. 436—443.
42. Geomagnetic Group for Earthquake Prediction Research (Convenor: T. RIKITAKE): A Differential Proton Magnetometer — A Geomagnetic Project under the 5-year Plan for Earthquake Prediction Research. *Bull. Earthquake Res. Inst.* 44 (1966) 3, p. 1167—1178.
43. G. C.: Études pour la prévision des tremblements de terre. Nature. Sci. Progr. (1964) 3349, p. 170—172.
44. Годин, Ю. Н.—Мильштейн, Д. М.—Коростин, Г. Н.—Дубровский, В. Г.—Непесов, Р. Д.—Н. Н. Ионычев: Глубинное строение земной коры, сейсмический режим и прогноз Землетрясений Туркмении. Ашхабад 1961. 9 стр.
45. GORSCHKOV, G. P.: Sind Erdbeben vorauszusagen? *Kultur u. Leben* 12 (1968), 8, S. 22—24.
46. Горшков, Г. П.: О прогнозе землетрясений. *Весн. Московс. Университета* (1968) 5, стр. 25—34.
47. GROVER, J. C.: Forecasting of Earthquakes — Correlation between Deep Foci and Shallow Events in Melanesia. *Nature* 213 (1967) 5077, p. 686—687.

48. Губин, И. Е.: О прогнозе землетрясений. I. *Изв. Акад. Наук СССР, Сер. Геофиз.* (1964) 8, стр. 1162—1170.
49. Губин, И. Е.: О прогнозе землетрясений. II. *Изв. Акад. Наук СССР, Сер. Геофиз.* (1964) 9, стр. 1292—1299.
50. GUBIN, I. E.: La prévision des séismes. *Rev. Géogr. Phys. Géol. Dyn.*, Ser. 2, 8 (1966) 5, p 385—397.
51. Гзовский, М. В.: Тектонофизика и прогноз землетрясений. *Acta Techn. Acad. Scient. Hung.* 37 (1961) 3/4, p. 435—456.
52. GZOVSKII, M. V.: Tectonophysics and earthquake forecasting. Union Géod. Géophys. Intern., Ass. Séis. Phys. l'Intérieur Terre, Compt. Rend. 13 (1961), p. 183—184.
53. GZOVSKY, M. V.: Tectonophysics and earthquake forecasting. *Bull. Seis. Soc. Am.* 52 (1962) 3, p. 485—505.
54. HAGIWARA, T.: Earthquake prediction. *Kagaku* 32 (1962) 7, p. 367—371.
55. HAGIWARA, T.: Brief Description of the Project Proposed by the Earthquake Prediction Research Group in Japan. Proc. United States—Japan Conference Res. Earthqu. Pred. (1964), p. 10—12.
56. HAGIWARA, T.: Earthquake prediction. *Kagaku Sjuppansja* 11 (1966) 4, p. 116.
57. HAGIWARA, T.: Response and Opening Remarks. Proc. 2d United States — Japan Conf. Res. Earthqu. Pred. Probl. (1966), p. 5.
58. HAGIWARA, T.: 5-Year Plan for Earthquake Prediction Research in Japan. Proc. 2d United States — Japan Conf. Res. Earthqu. Pred. Probl. (1966), p. 6—7.
59. HAGIWARA, T.: Concluding Remarks. Proc. 2d United States — Japan Conf. Res. Earthqu. Pred. Probl. (1966), p. 105.
60. HAGIWARA, T.: Symposium on Earthquake Prediction: Introductory Remarks. International Union of Geodesy and Geophysics. XIVth General Assembly Switzerland, September 25th—October 7th. 1967. Abstracts of Papers. Vol. II. p. 77.
61. HAGIWARA, T.: Inter-Association Symposium on Earthquake Forecasting. Introductory remarks. Compt. Rend. Séanc. Quatorzième Conférence. Réunie à Zurich du 25 septembre au 6 octobre 1967. Première Partie. p. 127.
62. HAGIWARA, T.: The Japanese program on earthquake prediction. Compt. Rend. Seanc. Quatorzième Conférence. Réunie à Zurich du 25 septembre au 6 octobre 1967. Première Partie. p. 128.
63. HAGIWARA, T.: Symposium on earthquake prediction: Introductory remarks. *Tectonophysics* 6 (1968) 1, p. 9.
64. HAGIWARA, T.: Prediction of Earthquake. Geophys. Monogr. 13. The Earth's Crust and Upper Mantle. Washington 1969, p. 174—176.
65. HAGIWARA, T.: Прогнозы землетрясений. Сокурё 19 (1969) 9, p. 4—9.
66. HAGIWARA, T.—RIKITAKE, T.: Japanese Program on Earthquake Prediction. A prediction program now under way in Japan succeeds in long-range forecast of the Matsushiro earthquakes. *Science* 157 (1967) 3790, p. 761—768.
67. HAGIWARA, T.—RIKITAKE, T.: La previsione dei terremoti. Enciclopedia della scienza e della tecnica. 1969. p. 218—228.
68. HEMON, C.: Some Applications of the Prediction Theory to Interpretation of Seismic Data. *Geophys. Prospect.* 14 (1966) 3, p. 335.
69. HEMON, C.: Some applications of the theory of prediction to the treatment of seismic data. *Geophys. Prospect.* 17 (1969) 2, p. 165—181.
70. HEROY, W. B. jr.: Earthquakes, explosions, research, and prediction. *Geotimes* 10 (1965—1966) 5, p. 14—15.
71. HERRERA, I.—ROSENBLUETH, E.—RASCON, O. A.: Earthquake spectrum prediction for the valley of Mexico. Proc. 3d World Conf. Earthquake Eng. New Zealand 1 (1965), p. I 64—I 74.
72. HERRIN, E.: Brief comments: Panel discussion of the earthquake prediction programme. ESSA Symposium on Earthquake Prediction, Rockville, Md. 1966. p. 153—167.
73. HIERSEMANN, L.: Continuous Observations of Recent Crustal Movements as Expedient for the Earthquake Prediction. International Union of Geodesy and Geophysics. XIVth General Assembly Switzerland September 25th —October 7th. 1967. Abstracts of Papers. Vol. II. p. 81.
74. HIERSEMANN, L.: Continuous observations of recent crustal movements as expedient for the earthquake prediction. Compt. Rend. Séanc. Quatorzième Conférence. Réunie à Zurich du 25 septembre au 6 octobre 1967. Première Partie. p. 130.
75. HOFMANN, R. B.: Changes in Rate of Fault Movement Preceding California Earthquakes. Proc. 2d United States — Japan Conf. Res. Earthqu. Pred. Probl. (1966), p. 37—38.

76. Hofmann, R. B.: Earthquake Prediction from Fault Movement Monitoring in California *EOS*. Trans. Amer. Geophys. Union 50 (1969), 5, p. 381—382.
77. Isacks, B. L.—Page, R.: Comment on Paper by C. Lomnitz. „Statistical Prediction of Earthquakes". *Rev. Geophys.* 6 (1968) 1, p. 99—100.
78. Isacks, B. L.—Page, R.: Reply to C. Lomnitz. *Rev. Geophys.* 6 (1968) 1, p. 102.
79. Jain, C. S.: On prediction of earthquakes. *Metals and Minerals Rev.* 6 (1967), 5, p. 43—48.
80. Юркевич, О. И.: Современные вертикальные движения земной коры и прогноз землетрясений. Современ. движения земн. коры (1963) 1, стр. 218—223.
81. Юркевич, О. И.: О прогнозе землетрясений. Сейсмичность Украины. Киев 1969. стр. 3—10.
82. Kapasi, K. B.: Can earthquakes be predicted? *Sci. Rep.* 4 (1967) 3, p. 113—114.
83. Кармалеева, Р. М.: Попытка, прогноз близких землетрясений во времени. *Изв. Акад. Наук СССР, Сер. Геофиз.* (1960) 3, стр. 467—474.
84. Karuss, E. V.: Can the Seismologist Forecast Earthquakes? The University of Geophysics. Teheran University. Publications 10 (1965), p. 44—48.
85. Касимов, Х. К.—Уломов, В. И.—Мавашев Б. З.: О возможном прогнозе афтершоков Ташкентского землетрясения по вариациям радона в водах Ташкентского артезианского бассейна. Ташкент 1967.
86. Kawasumi, H.: A. Imamura's Note on Successful Earthquake Prediction. Proc. United States—Japan Conference Res. Earthquake Prediction Problems (1964), p. 90—91.
87. Кавасуми, Х.: По поводу статьи проф. Имамуры об успешном предсказании землетрясения. Предсказание землетрясений. Москва 1968. стр. 64—67.
88. Kinoshita, M.—Ohnaka, M.: Magnetism of Rock from a Lava Dome, Mt. Minakami — Application to Earthquake Prediction (1). *Bull. Volcanol. Soc. Japan*, 2. Ser. 13 (1968) 1, p. 1—11.
89. Константинова, А. Г.—Мысина, Л. Г.—Иванова, Г. М.: О прогнозе динамических явлений в угольных шахтах по возрастанию шумности. *Физика Земли* (1969) 2, стр. 75—81.
90. Koridalin, E. A.: Forecasting earthquakes. *Eng. News India* 20 (1968), 7. p. 398—411.
91. Kovach, R. L.: Earthquake forecasting. *Geoscience News* 1 (1968) 5, p. 9—11.
92. Kozsuch, P. J.—Huang, Y. T.: A seismograph calibration technique and prediction of seismometer parameters. United Electrodynamics, Inc. Geotechn. Div., Techn. Rep. 66—63 (1966), 33 pp.
93. Kubotera, A.—Yoshikawa, K.: Prediction of volcanic eruption Aso and Sakurazima and some related geophysical problems. *Bull. Volcanol.* 26 (1963), p. 297—317.
94. Kuo, J. T.: Application of Extremal Statistics of the Possible Prediction of Maximum-Magnitude Earthquakes. Proc. 2d United States—Japan Conf. Res. Earthqu. Pred. Probl. (1966), p. 88.
95. Laclavère, G.: Can we forecast and protect ourselves against earthquakes? Impact 10 (1960) 4, p. 217—229.
96. Levtek, J.: Seizmomagnetni efekt in možnost napovedovanja potresov. Gradb. Vestn. 14 (1965) 2, str. 27—30.
97. Lomnitz, C.: Review of „Proceedings of the United States—Japan Conference on Research related to Earthquake Prediction Problems, Tokyo, March, 1964, 105 p. *Bull. Seis. Soc. Am.* 55 (1965) 6, p. 1059.
98. Lomnitz, C.: Statistical Prediction of Earthquakes. *Rev. Geophys.* 4 (1966) 3, p. 377—393.
99. Lomnitz, C.: Review of Earthquake-Generating Processes. *Trans. Am. Geophys. Union* 47 (1966) 1, p. 166.
100. Lomnitz, C.: Time Series and Earthquake Prediction. Proc. Sci. Computing Symposium Environmental Sci., Yorktown Heights, N. Y. 1966, New York 1967, p. 129—141.
101. Lomnitz, C.: Reply to Comment by B. Isacks and R. Page. *Rev. Geophys.* 6 (1968) 1, p. 101.
102. Luhrs, L. B.: Ground motion prediction. Alexandria, Virginia 1964. 28 pp.
103. Matova, M.: Une Structure Transversale dans les Kraichtides — Sredna Gora. Essai de Prognostic Seismo-Tectonique. *Compt. Rend. Acad. Bulg. Sci.* 19 (1966) 1, p. 49—52.
104. Медведев, С. В.: Землетрясения должны перестать быть стихийным бедствием. *Земля и вселенная* (1967) 6, стр. 8—13.
105. Мещеряков, Ю. А.: Изучение современных движении земной коры, и проблема прогноза землетрясении. Современные движения земной коры 3 (1968), стр. 44—62.
106. Миядзи, М.: Прогнозирование землетрясений и топографическая служба. *Сокурё* 19 (1969) 9, стр. 3.
107. Миямото, С.: Основные проблемы предсказания землетрясении. *Zisin* 17 (1964) 4, p. 233—234.

108. MIYAMURA, S.: A Comment on the C.R.C.M. and its Role for the Earthquake Prediction Research. Proc. United States-Japan Conference Res. Earthqu. Pred. (1964), p. 33—35.
109. MIYAMOTO, S.: A Proposal of Plan Predicting Earthquakes by the Marine-Magnetometer. *Zisin* 18 (1965) 2, p. 61—67.
110. MIYAMOTO, S.: On the Prediction of Earthquake (1). *Zisin* 20 (1967) 1, p. 56—57.
111. Миямура, С.: Заметки и комиссии по современным движениям земной коры (КСДК) и её роли в исследованиях проблемы прогноза. Предсказание землетрясений. Москва 1968. стр. 84—86.
112. Мячкин, В. И.: О прогнозе горных ударов и землетрясений. Сеисмические методы исследования. Москва 1966. стр. 98—102.
113. MOORE, G. W.: Magnetic Disturbances Preceding the Alaska Earthquake. *Nature* 203 (1964) 4944, p. 508—509.
114. NÉRET, L.: Can Earthquakes be Predicted? *South African Journ. Sci.* 56 (1960) 11, p. 261—262.
115. Нерсесов, И. Л.: Об организации работ по прогнозу землетрясений и сеисмогранионированию в зонах строительства гидротехнических сооружений Средней Азии. Проблемы геофизики Средней Азий и Казахстана. Москва 1967. стр. 30—35.
116. NEUNHÖFER, H.: Statistische Gesetzmäßigkeiten der zeitlichen Verteilung sowie des Energie-Häufigkeits-Zusammenhanges von Gebirgsschlägen und die Möglichkeiten einer statistischen Gebirgsschlagsprognose. Veröff. Inst. Geodyn. Jena A 11 (1967), 80 S.
117. OHNAKA, M.—KINOSHITA, H.: Effect of Compressional Stress on the Magnetization of Volcanic Rocks. Application to Earthquake Prediction (2). *Bull. Volc. Soc. Japan*, 2. Ser. 13 (1968) 1, p. 12—20.
118. OLIVER, J.: Some General Considerations Relating to Earthquake Prediction. Proc. United States-Japan Conference Res. Earthqu. Pred. Probl. (1964), p. 12—15.
119. OLIVER, J.: Earthquake Prediction. *Science* 144 (1964) 3624, p. 1364—1365.
120. OLIVER, J.: Introduction. Proc. 2d United States—Japan Conf. Res. Earthqu. Pred. Probl. (1966), p. 1.
121. OLIVER, J.: Opening Remarks. Proc. 2d United States—Japan Conf. Res. Earthqu. Pred. Probl. (1966), p. 4.
122. OLIVER, J.: Concluding Remarks. Proc. 2d United States—Japan Conf. Res. Earthqu. Pred. Probl. (1966), p. 106.
123. OLIVER, J.: Prospects for Earthquake Prediction. *Sci. Journ.* 2 (1966) 2, p. 44—49.
124. OLIVER, J.: Earthquake Prediction: United States—Japan Cooperative Science Program. *Science* 164 (1969), 3875, p. 92—93.
125. PAKISER, L. C.—EATON, J. P.—HEALY, J. H.—RALEIGH, C. B.: Earthquake Prediction and Control. Scientists look beyond prediction to controlled release of stored strain energy in active fault zones. *Science* 166 (1969) 3912, p. 1467—1474.
126. Петрушевский, Б. А.: Землетрясения и возможности их предсказания. Москва 1961. 48 стр.
127. Петрушевский, Б. А.: Землетрясения и возможности их предсказания. Кишинев 1963. 44 стр.
128. Петрушевский, Б. А.: О должном месте проблемы предсказания времени землетрясения. *Физика Земли* (1968) 10, стр. 107—113.
129. PLAFKER, G.: Holocene (Recent) Vertical Displacements in Coastal South Central Alaska: A Possible Approach to Prediction. Proc. 2d United States—Japan Conf. Res. Earthqu. Pred. Probl. (1966), p. 83.
130. PLUTCHOK, R.—BROOME, P.: Modelling of Seismic Signals from Large Underwater Explosions to Predict the Spectra and Covariance Functions. *Bull. Seis. Soc. Am.* 59 (1969) 3, p. 1137—1147.
131. PRESS, F.: Earthquake Prediction: A Proposal for Ten Year Program of Research. Washington 1965. 39 pp.
132. PRESS, F.: Earthquake prediction: A challenge to geophysicists. *Geophysics* 30 (1965) 6, p. 1242.
133. PRESS, F.: The 10-Year Program for Earthquake Prediction Research in the U.S. Proc. 2d United States—Japan Conf. Res. Earthqu. Pred. Probl. (1966), p. 8—11.
134. PRESS, F.: The Strategy of an Earthquake Prediction Research Program. International Union of Geodesy and Geophysics. XIVth General Assembly Switzerland September 25th—October 7th. 1967. Abstracts of Papers. Vol. II. p. 78.
135. PRESS, F.: The strategy of an earthquake prediction research program. Compt. Rend. Séanc. Quatorzième Conference. Réunie à Zurich du 25 septembre au 6 octobre 1967. Première Partie. p. 127—128.

136. Press, F.: A strategy for an earthquake prediction research program. *Tectonophysics* 6 (1968) 1, p. 11—15.
137. Press, F.—Brace, W. F.: Earthquake Prediction. Recent developments reopen the question of the predictability of earthquakes. *Science* 152 (1966) 3729, p. 1575—1584.
138. Пресс, Ф.—Брейс, У. Ф.: Развитие проблемы прогноза землетрясений. Предсказание землетрясений. Москва 1968. стр. 32—61.
139. Recq, M.—Roussel, J.: Forecasting of swell by very long period microseisms. *Cah. Océanogr.* 17 (1965) 7, p. 449—455.
140. Rikitake, T.: A Five-Year Plan for the Earthquake Prediction Research in Japan. *Tectonophysics* 3 (1966) 1, p. 1—15.
141. Rikitake, T.: Geomagnetism and Earthquake Prediction. International Union of Geodesy and Geophysics. XIVth General Assembly Switzerland September 25th—October 6th. 1967. Abstracts of Papers. Vol. II. p. 83.
142. Rikitake, T.: Geomagnetism and earthquake prediction. Compt. Rend. Séanc. Quatorzième Conférence, réunie à Zurich du 25 septembre au 6 octobre 1967. Première Partie. p. 130—131.
143. Rikitake, T.: Earthquake prediction. *Earth-Sci-Rev.* 4 (1968) 4, p. 245—282.
144. Rikitake, T.: Symposium on earthquake prediction. *Tectonophysics* 6 (1968) 1, p. 7—8.
145. Rikitake, T.: Geomagnetism and earthquake prediction. *Tectonophysics* 6 (1968) 1, p. 59—68.
146. Rikitake, T.: An approach to prediction of magnitude and occurence time of earthquakes. *Tectonophysics* 8 (1969) 2, p. 81—95.
147. Rikitake, T.: О методах прогнозирования землетрясений. *Kagaku* 39 (1969) 5, p. 255—261.
148. Rikitake, T.: Prediction of Magnitude and Occurence Time of Earthquake. *Bull. Earthqu. Res. Inst. Univ. Tokyo* 47 (1969) 1, 107—128.
149. Rikitake, T.: Development of the 5-Year Program on Earthquake Prediction Research in Japan. *EOS. Transactions American Geophysical Union* 50 (1969) 5, p. 377—378.
150. Robinson, E. A.: Predictive decomposition of the time series with application to seismic exploration. *Geophysics* 32 (1967) 3, p. 418—484.
151. Садовский, М. А.: Наука будет предсказывать землетрясения. *Земля и Вселенная* (1967) 6, стр. 3—4.
152. Садовский, М. А.: Научно-организационные задачи прогнозирования времени землетрясений. Пробл. геоф. Средн. Азий и Казахстана. Москва 1967. стр. 23—29.
153. Садодский, М. А.—Нерсесов, И. Л.: Прогноз землетрясений: Состояние проблемы. *Вестник Акад. Наук СССР* (1969), 4, стр. 61—69.
154. Sadowski, M.—Nerssessow, I.: Erdbebenvorhersage und ihre Probleme. Ideen exakten Wissens (1969) 11, 728.
155. Sanford, A. R.—Singh, S.: Prediction of seismicity from microearthquake activity. Spec. Paper Geol. Soc. Am. (1967).
156. Savarenskiy, Ye. F.: On the prediction of earthquakes. *Tectonophysics* 6 (1968) 1, p. 17—27.
157. Саваренский, Е.: Предсказание землетрясений. Предисловие. Предсказание землетрясений. Москва 1968. стр. 5—7.
158. Savarensky, E. F.—Boulanger, Yu. D.: Earthquake Prediction. International Union of Geodesy and Geophysics. XIVth General Assembly Switzerland, September 25th.—October 6th. 1967. Abstracts of Papers. Vol. II. p. 79.
159. Savarensky, E. F.—Boulanger, Yu. D.: Earthquake prediction. Compt. Rend. Séanc. Quatorzième Conférence réunie à Zurich du 25 septembre au 6 octobre 1967. Première Partie. p. 128—129.
160. Shebalin, N.: Se puede conjurar el terremoto? El prognostico no basta. *Chile Univ. Bol.* 73 (1967), p. 43—45.
161. Штейберг, В. В.: Исследование спектров близких землетрасений для прогноза сейсмического воздействия. Вопросы инж. сеисмол. 11 (1967), стр. 123—150.
162. Simons, H.: Predicting earthquakes. *New Scient.* 28 (1965) 466, p. 170.
163. Smith, P.: Snags in earthquake prediction. *New Scient.* 39 (1968) 609, p. 277—280.
164. Spencer, T. W.: Long-time response predicted by exact elastic ray theory. *Geophys.* 30 (1965) 3, p. 363—368.
165. Stacey, F. D.: Seismo-magnetic Effect and the Possibility of Forecasting Earthquakes. *Nature* 200 (1963) 4911, 1083—1085.
166. Stacey, F. D.: Could earthquakes be predicted? *New Scient.* 21 (1964) 373, p. 70—73.
167. Стейси, Ф. Д.: Можно ли предсказывать землетрясения? Предсказание землетрясений. Москва 1968. стр. 21—32.

168. SUGIMURA, A.: Researches on Tectonic Movements for Prediction of Earthquakes. Proc. United States—Japan Conference Res. Earthqu. Pred. Probl. (1964), p. 90—91.
169. Сугимура, А.: Исследование тектонических движений с целью прогноза землетрясений. Предсказание землетрясений. Москва 1968. стр. 144—146.
170. Сува, А.: Проблема прогнозирования землетрясений. *Кисё* (1969) 149, стр. 2506—2508.
171. TALANDIER, J.: Contribution à la prévision des Tsunamis. *Compt. Rend. Hebdomadaires Séanc. Acad. Sci.*, Sér. B 263 (1966) 16, p. 940—942.
172. TOCHER, D.: Earthquake Prediction and Hazards Reduction Research by the U.S. Environmental Science Services Administration. Proc. 2d United States—Japan Conf. Res. Earthqu. Pred. Probl. (1966), p. 38.
173. TOKAREV, P. I.: On a possibility of forecasting of Bezymianny Volcano eruptions according to seismic data. *Bull. Volcanol.* 26 (1963), p. 379—386.
174. TOKAREV, P. I.: Volcanic earthquakes and predictions of eruptions. Proc. 2d All-Union Volcanol. Conf., Petropavlovsk-Kamchatka 1964. Vol. 1. 1966. p. 46—49.
175. TOPERCZER, M.: Kann man Erdbeben voraussagen? Schriften Ver. Verbreitung naturwiss. Kenntnisse Wien 104 (1964) 67—82.
176. TSUBOI, C.—WADATI, K.—HAGIWARA, T.: Prediction of Earthquakes. Progress to Date and Plans for Further Development. Tokyo 1962. 21 pp.
177. Цубои, Ч.—Вадати, К.—Т. Хагивара: Предсказание землетрясений план исследований, представленный в 1962 г. японской исследовательской группой. Предсказание землетрясений. Москва 1968. стр. 203—206.
178. Уломов, В. П.: На пути к прогнозу землетрясений. *Земля и Вселенная* (1968) 3, стр. 23—30.
179. Венгренівський, О. Ф.—О. О. Фаловський: Некоторые принципы прогнозирования землетрясения методами гидрогеологии. *Доповиди Акад. Наук УРСР* (1967) 9, стр. 774—779.
180. WALSH, J.: Earthquake Prediction: OST Panel Recommends 10-Year Program. *Science* 150 (1965) 3694, p. 321—323.
181. YOSHIDA, K.: Interpretation and prediction of tsunami waves approaching a variable coastline. Union Geod. et Geophys. Internat. Monogr. 24 (1963), p. 49—51.
182. ESSA Symposium on Earthquake Prediction. Rockville, Maryland February 7, 8, 9, 1966. Washington 1966. V, 167 pp.
183. Estudios sobre prediccion de terremotos en el Japón. *Dyna* 44 (1969) 2, p. 81—82.
184. Fish forecast for earthquakes. *New Scient.* 41 (1969) 642, p. 672.
185. Inert gas in well water predicts earthquakes. *New Scient.* 36 (1967) 573, p. 555.
186. Magnetic changes may help to predict earthquakes. *Geophys. Digest* 12 (1964) 1, p. 34—35.
187. Материалы о американо—японской научной конференции по проблемы прогноза землетрясений. (The United States—Japan conference on Research related to earthquake prediction problems, march, 1964.) Предсказание землетрясений. Москва 1968. стр. 61—159.
188. Материалы совещания по проблемы прогноза землетрясений, проведенного в Роквилле (Штат Мэриленд) 7—9 февраля 1966 г. Управлением службы естественных наук (ЭССА). (ESSA Symposium on earthquake prediction, Rockville, Maryland, 1966). Предсказание землетрясений. Москва 1968. стр. 162—203.
189. Predictions of peak values of ground motion. 3rd. Alexandria, Virginia 1964. 11 pp.
190. Предсказание землетрясений. Сборник статей и материалов по разработке проблемы предсказания землетрясений. Перевод с английского В. Я. Варласа. Под редакцией и с предисловием Е. Ф. Саваренского. Москва 1968. 213 стр.
191. Proceedings of the United States—Japan Conference on Research related to Earthquake Prediction Problems. Sponsored by National Science Foundation and Japan Society for Promotion of Science. March, 1964. Tokyo and Palisades, New York (1964). 105 pp.
192. Proceedings of the Second United States—Japan Conference on Research related to Earthquake Problems. Edited by Robert Page. Sponsored by National Science Foundation and Japan Society for Promotion of Science. June, 1966. Tokyo and Palisades, New York (1967), 106 pp.
193. Science tries to call the shocks. If California soothsayers did nothing else they publicized how little scientists know about earthquakes. Now there's pressure for better protection against quake hazards. *Business Week* (1969) 2069, p. 66—67.
194. Studie e ricerche per la previsione dei terremoti. *Anticendio e protezione industriale* 20 (1968) 2, 109—112.

195. Вторая японо—американская конференция по прогнозу землетрясений. (Сокращенный перевод важнейших материалов). (Report of the II US—Japan conf. on Earthquake prediction problems, 1966). Предсказание землетрясений. Москва 1968. стр. 206—212.

ERGÄNZUNG

1. Пирогов, В. А.: Прогноз времени возникновения землетрасения. Изв. забайкалск. фил. Георг. О—ВА СССР 5 (1969) 1, стр. 57—60.
2. Pronostico de temblores de tierra par computadora. *Scientia* 36 (1969) 138, p. 115—116.
3. Proposal for a Ten-Year National Earthquake Hazards Program. A Partnership of Science and the Community. Ad Hoc Interagency Working Group for Earthquake Research Federal Council for Science and Technology, December 1968. Washington 1968, III, d, 42, 42 pp.

TO THE PROBLEM OF EARTHQUAKE PROGNOSIS

Technical information about the most important international literature in the years 1960 to 1969

P. SCHMIDT

SUMMARY

The author refers to the great importance of relevant technical—bibliographical works for concrete seismological problems and presents the titles of 195 independent papers related to the problem of earthquake prognosis from the international literature in the years 1960—1969. In the collection of the material scientific completeness have been aimed at, redundancies have been, however, avoided. The temporary distribution of the papers quoted is represented on a figure.

К ВОПРОСУ ПРОГНОЗА ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ

Информация о международной специальной литературе в 1960—69 гг.

П. ШМИДТ

РЕЗЮМЕ

Автор подчеркивает важность соответствующей специальной литературы в случае конкретных сейсмологических тем и перечисляет 195 самостоятельных работ, связанных с прогнозом землетрясений. Автор стремился к научной полноте в соответственных исследованиях, но избежал редунданцию. О распределении во времени перечисленных работ дает выяснение рисунок.

Acta Geodaet. Geophys. et Montanist. Acad. Sci. Hung., Tomus 6 (3—4), pp. 459—477 (1971)

PROPOSAL FOR A FIRST UPPER MANTLE MAGNETOTELLURIC E—W PROFILE ACROSS EUROPE*

H. G. FOURNIER

INSTITUT DE PHYSIQUE DU GLOBE "UNIVERSITÉ PARIS VI"

A. ÁDÁM

GEODETICAL AND GEOPHYSICIAL RESEARCH INSTITUTE
OF THE HUNGARIAN ACADEMY OF SCIENCES, SOPRON

L. DE MIGUEL

INSTITUTO GEOGRAFICA Y CATASTRAL, MADRID

E. SANCLEMENT

OBSERVATORIO DEL EBRO, TORTOSA

[Manuscript received May 13, 1971]

Deep magnetotelluric soundings are made in some European countries. The general trend is a 4 layer cross section: a first resisting layer of few thousands ohm meter, an intermediate conducting layer "I.C.L." of about 60 Ω m, a second resisting layer of the order of thousand ohm meter and finally an ultimate conducting layer "U.C.L." of 1 Ω m or less.

The I.C.L. has been found in Pripyatskaya valley (Soviet Union), Poland, Czechoslovakia, Hungary, GDR, GFR, Belgium, France, Spain, Ireland. This layer is generally situated in the interval 30—150 km depth.

The U.C.L. has been found in Soviet Union, Czechoslovakia, Hungary, GDR, GFR, France, Spain.

In France the mean depth of the top of the U.C.L. for the four stations, Garchy, Chambon, Parc St-Maur, Planchez appears to be at 760 km. In Spain, the U.C.L. begins at 675 km in the average for the two stations Tortosa and Toledo. For France and Spain these results were obtained by the tensorial magnetotelluric analysis and in all cases the interpreting direction found was that of the regional tectonic. Noting the great dispersion in magnetotelluric measurements it is safer to allow a 15% margin for the depth values given. For the other countries the results concerning the U.C.L. were generally obtained by the CAGNIARD simple method and consequently these results may be not entirely adequate for the depth interpretation.

On the methodological difficulties of magnetotelluric soundings

In the past decade, on account of the Upper Mantle Project (UMP), the research of the electrical properties of the upper mantle has come to the foreground. Nearly simultaneously with the UMP, practical testing of the magnetotelluric frequency sounding (MTS), a new electrical exploration method began. As against the earlier applied global geomagnetic soundings, it has been expected from this novel procedure to provide the possibility of a more detailed study of the upper mantle structure.

* Paper read at the First European Earth and Planetary Physics Colloquium at Reading March 30, 1971

Like every exploration method, magnetotelluric sounding, too, has its weak points which are generally disclosed by experiments only. Before interpreting the observations results, the most important limiting factors of magnetotelluric sounding must be taken into account.

If the resistivity curves (ϱ_x and ϱ_y) are determined from the corresponding electrical (E) and magnetic (H) components with the simple method of the apparent amplitudes as functions of period in two directions perpendicular to each other, two essential peculiarities can be observed in most cases:

a) $\varrho_x(\sqrt{T}) \neq \varrho_y(\sqrt{T})$, the $\varrho(\sqrt{T})$ curves are functions of the direction of measurement;

b) The ϱ values show a considerable scattering.

The deviation of the ϱ_x, resp. ϱ_y curves, as is well known, is called "magnetotelluric anisotropy", having its origin in the anisotropy, resp. in the horizontal inhomogeneity of the ground. Mathematically, this can be described by the relation

$$\vec{E} = \{Z\}\vec{H}, \tag{1}$$

where $\{Z\}$ is the impedance tensor characterising the ground, a function of period. The mostly complex tensor components (apart from the so-called S-intervall),

$$\begin{aligned} Z_{xx} &= a^r + ia^i \qquad Z_{yx} = b^r + ib^i \\ Z_{xy} &= c^r + ic^i \qquad Z_{yy} = d^r + id^i \end{aligned} \tag{2}$$

can be determined with statistical methods (e.g. after digital filtering) as functions of the period. This computation makes the construction of sounding curves in the principal directions of the magnetotelluric anisotropy (in the axis-directions of the impedance ellipses) possible. In this way, the extreme values of curve-variations possible in different directions are obtained (e.g. E and H polarisation in case of two-dimensional structures).

The scattering of points determined with individual amplitudes depends on the variation of the field polarisation expressed by the relation (1) on the one hand, and on the fine structure of the primary electromagnetic field (e.g. the variation of amplitude and period as functions of the geographical coordinates; the role of the space dimensions of PRICE [1]), on the other. The former is considered with a complete computation of the impedance tensor, the latter factor comes, however, to expression in a minor, mostly negligible shifting of the $\varrho(\sqrt{T})$ curves determined from observations made in different times.

With the above-mentioned statistical methods, however, such relatively stable magnetotelluric curves can be established, the interpretation of which is already possible.

The basic assumption of CAGNIARD [2], a horizontally layered half-space, is satisfied very seldom (e.g. in table regions). Thus, a theoretical com-

putation of earth models corresponding to the $\varrho(|\overline{T})$ curves under this assumption is a mere approximation. In an optimum case, a large volume of data (areal measurements) may be of help, out of which the curves distorted by local effects and thus also misleading informations can be selected. The condition of exact interpretation is:

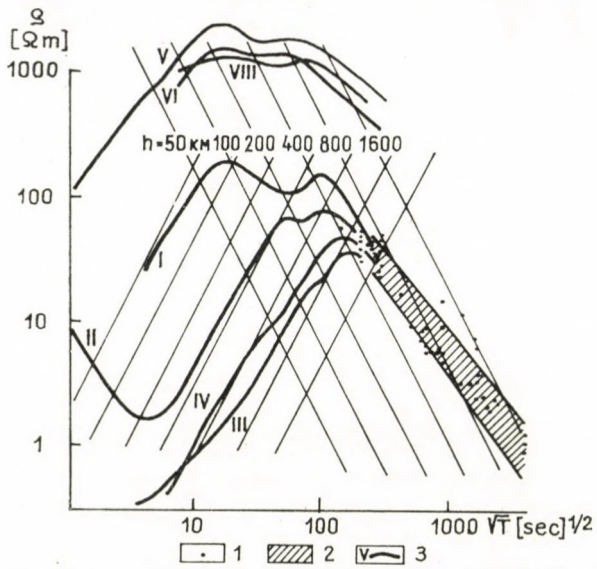


Fig. 1. Deep sounding curves (ROKITYANSKY [1].) 1 — global continental MVS data. 2 — the area, where the global continental curves lie with a probability not less than 0.8. 3 — MTS curves. I. From the Transural, in the neighbourhood of Tumen (KRASNOBAEVA). II. Borok, syncline of Moscow. III. Zanzibar (PORSTENDORFER). IV. Northern shore of Java (Van BEMMELEN, FOURNIER). V—VI. Anticline of Bielorussia, Plescenica, ϱ_{yx} and ϱ_{xy} curves (x = N—S direction) (TIKHONOV, LIPSKAYA). VII. Ukrainian shield, Korec (TIKHONOV, LIPSKAYA) ϱ_{xy}

a) The knowledge of nearsurface disturbing factors (horizontal inhomogeneity, anisotropy, i.e. geological structures), that is, a complex geophysical interpretation;

b) the knowledge of the peculiarities of different field distortions according to theoretical computations, laboratory and field models.

The number of models is increasing, in spite of the mathematical (and technical) difficulties of the problems involved, but even today they can mostly be used for qualitative interpretation only. In case of some models, however, these computations even pointed out that in what direction the sounding curves (E and H polarisation) suffer no distortion and can thus be interpreted according to the assumption of CAGNIARD.

By magnetotelluric sounding, the Earth can be divided into conducting and high-resistivity zones down to several hundred kilometers. The method is extremely sensitive as to the indication of conducting layers (section of

decreasing resistivity). It is without doubt, however, that such sections may appear on account of the distorting effect of a horizontal inhomogeneity or anisotropy; what is more, the sounding curves may shift, on account of the horizontal inhomogeneity (e.g. of the variation of the horizontal conductivity $S = H/\varrho$), along the ϱ axis, thus making the depth-determination of conducting

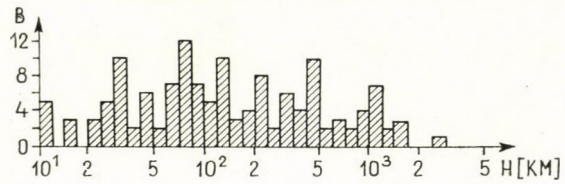


Fig. 2. Frequency distribution of the depth of electrically conducting zones (PORSTENDORFER) [4]. H = depth, B = number of references

layers (zones) inaccurate. In interpretation, these must be taken to a great extent into account.

These factors, enumerated above without a claim to completeness, called forth various counter-feelings against the method, expecially in the representatives of the global geomagnetic spherical harmonic analysis.

At the same time, the results of magnetovariation sounding (MVS), for example according to the data of ROKITYANSKY [3], are well correlative, in several cases, with the results of the MTS (see Fig. 1), although the depth data of the MVS themselves are held for accurate only if the structure of the variations permit the spatial harmonic analysis.

According to the histogram of PORSTENDORFER [4] (see Fig. 2), the magnetotelluric soundings carried out on different places of the Earth indicate a conducting layer in different depths. The question is, whether there is a regularity in their distribution, which would be valid for the whole Earth. To answer this question in this form, according to the histogram, is difficult. Here, also the horizontal inhomogeneity plays a certain role, but the distribution is decisively explained by the complicated structure of the upper mantle, hardly to be generalized for the whole Earth. One must therefore return to the initial data, to the MTS-curves. Even thus it is advisable to carry out the investigations first on a "smaller" area, e.g. on a natural geographical unit, in our case, Europe.

Magnetotelluric soundings in Europe

The varying geological, earth-physical build-up of Europe (orogenic regions, crystalline shields, table regions, intermediary basins, etc.) may constitute a very interesting experimental ground in the judgement of the performance of magnetotelluric sounding.

At present, very few observation data are available, and even these are of an uneven areal distribution. The observation points are scarce (mostly related to certain observatories); consequently, it is seldom possible to use statistical procedures in their interpretation as compared to network-like, well densified soundings. The number of interpretation tentatives with inho-

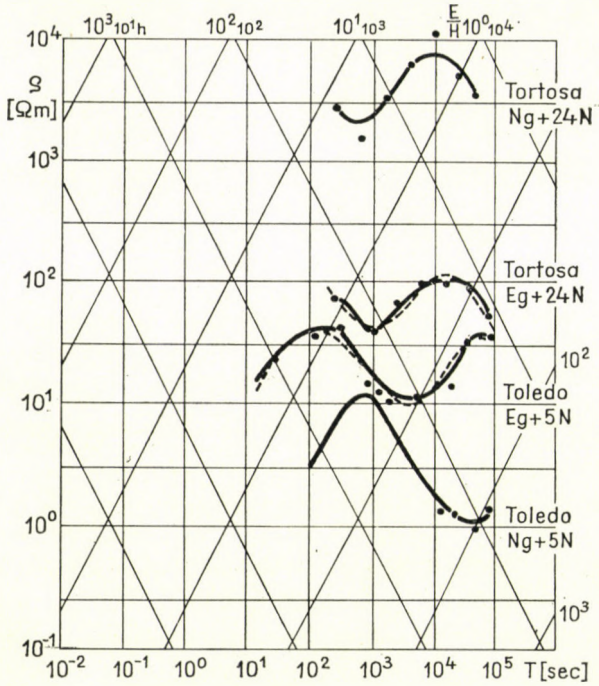


Fig. 3. MTS curves from Spain (H. FOURNIER, E. SANCLEMENT, L. de MIGUEL) [6] [7]

mogeneous models is similarly small. A good part of the sounding curves are mere fraction containing mostly the left-side ascending section, insignificant from the point of view of upper mantle research (*S*-interval). A drawing-in of these curve-fractions into the regional synthesis would lead to guesses and erroneous conclusions only.

In Europe, the study of the (horizontal) distribution of the electrical conductivity has been carried out, beside magnetotelluric sounding, with the induction arrows of WIESE, based upon the relation of vertical and horizontal geomagnetic components, and with relative telluric frequency sounding. Both methods are relative, mostly dependent on arbitrary assumption in the determination of the depth distribution of conductivity, if there is no suitable initial base. Consequently, their interpretation, too, requires exact, well interpretable MTS-s [5].

Following an imaginary E—W profile across Europe, the countries listed hereunder contain such magnetotelluric soundings which furnish at least informatory data from the upper mantle, i.e., from beneath the Mohorovičić discontinuity:

Spain (Fig. 3) [6], [7], [17], [18].

France (Fig. 4) [6].

German Federal Republic (e.g. Göttingen, Fig. 5) [8], [19].

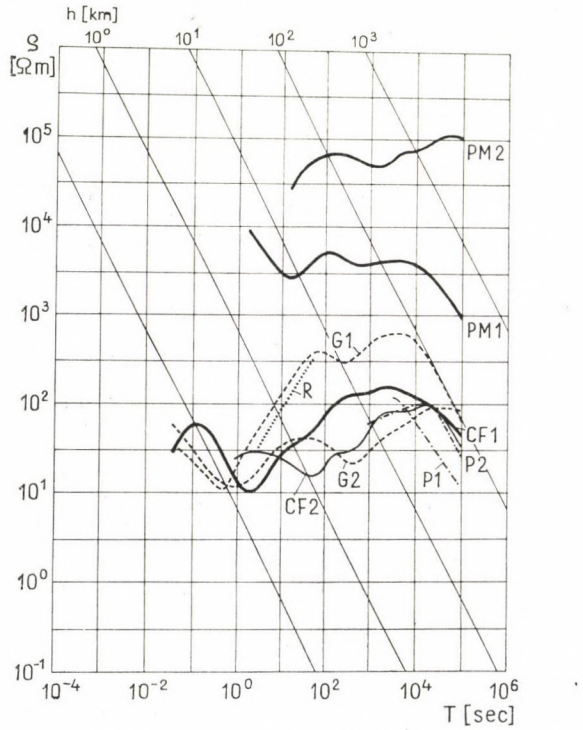


Fig. 4/a. MTS curves from France (H. FOURNIER) [6]

German Democratic Republic (Fig. 6) [9]

Czechoslovakia (Fig. 7) [10]

Poland

Hungary (Figs 8/*a* and 8/*b*) [11], [12]

Soviet Union (Fig. 9) [13]

[Although some sounding curves, resp. magnetotelluric resistivity data are known from Great Britain (Eskdalemuir), Belgium (Dourbes) and Bulgaria, too, these do not satisfy the above-mentioned requirements.]

The data of conducting layers appearing on the sounding curves in the depth range of the upper mantle have been compiled. From these, the following basic statements can be made:

On the full-value (broad spectrum) sounding curves generally two conducting formations appear. Let us name these

a) intermediate conducting layer — "I.C.L."

b) ultimate conducting layer — "U.C.L."

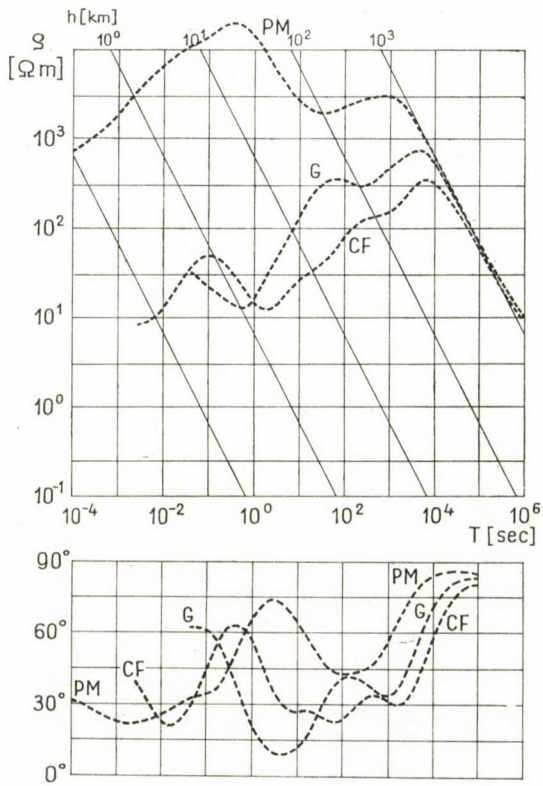


Fig. 4/b. Theoretical MTS curves for the interpretation of French soundings (H. FOURNIER) [6]

Out of these, the I.C.L. does not appear on the sounding curves from crystalline shields (table structures) in the Soviet Union and from basins covered by thick, good conducting sediments (e.g. in the German Democratic Republic). While in sedimentary basins the missing of the I.C.L. on the MTS-s can be due to the screening effect of the conducting sedimentary beds, it has, over crystalline shields, table regions of the Soviet Union probably an earth-physical cause, indicated in these areas also by the well-known low heat-flow ($< 1.10^{-6}$ CGS). Departing from the assumed relation between heat-

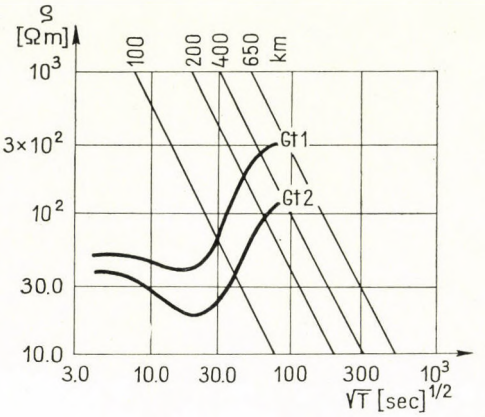


Fig. 5. MTS curves of Göttingen (H. FOURNIER, [8])

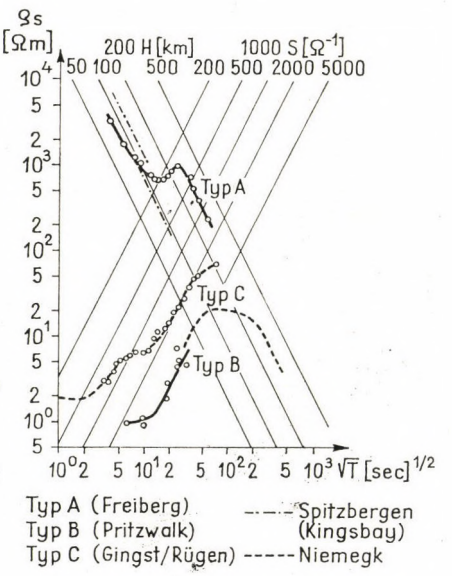


Fig. 6. Typical MTS curves from the GDR (G. PORSTENDORFER) [9]

flow and I.C.L., it is taken for natural, at the same time, that the I.C.L. is well visible on the sounding curves in the Carpathian Basin, where the heat-flow is higher than 2.10^{-6} CGS. On account of the regional magnetotelluric anisotropy of the Hungarian Basin (at $T > 100$ sec generally $\varrho_x > \varrho_y$), the I.C.L. appears on the E—W measured sounding curves (ϱ_y) between 25 and 50 km, while on 75% of the curves measured in N—S direction (ϱ_x) between 50 and 100 km. According to considerations related to horizontally anisotropic

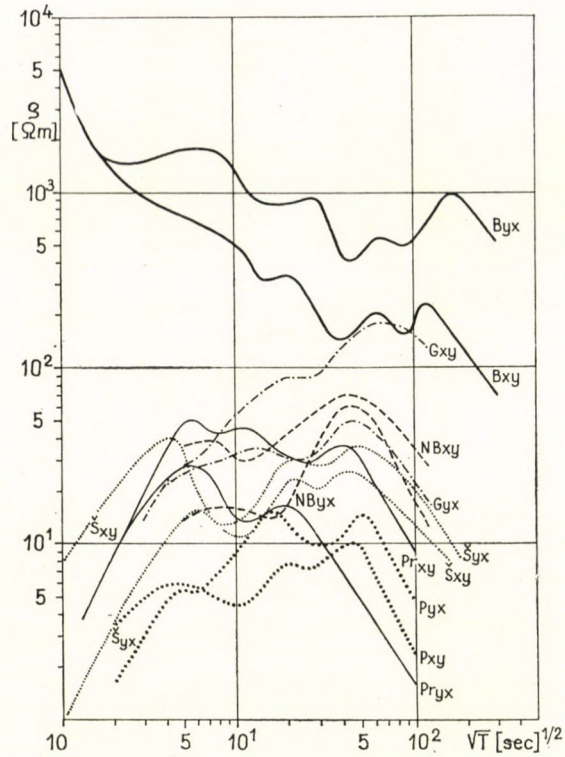


Fig. 7. MTS curves from Czechoslovakia (J. Pečova, V. Petr, O. Praus) [10]

and inhomogeneous models we take the data of the ϱ_x curves for more probable. This depth range can be related to the LVL, too. The Czechoslovakian researchers, whose measurements are connected to those of the Hungarians, include both horizons in their data. On the territory of Czechoslovakia, the second horizon is shifted in some cases deeper (e.g. at Šrobarova to 145 km) and it has, as a second (assumably intermediate) conducting layer, a correspondent horizon on some Hungarian observation points, too (e.g. at Baja, Vezseny: $\sim$ 150 km). The depth range of the I.C.L. on the French and Spanish observation points, eventually on account of the Alpine orogenesis, agrees with the values observed in the Carpathian Basin.

The depth range of the I.C.L.-s can be given for Europe generally as 30—150 km (the thickness is around 50 km, the resistivity between 10 and 100 Ωm). In its existence and depth, its relation to heat flow and LVL, further to strongly tectonized areas (see e.g. the 50 km deep conducting layer observed in the Pripyatskaya valley in the Soviet Union) are emphasized. The I.C.L. is called to existence assumably by the enrichment of the alkaline rocks and by partial melting.

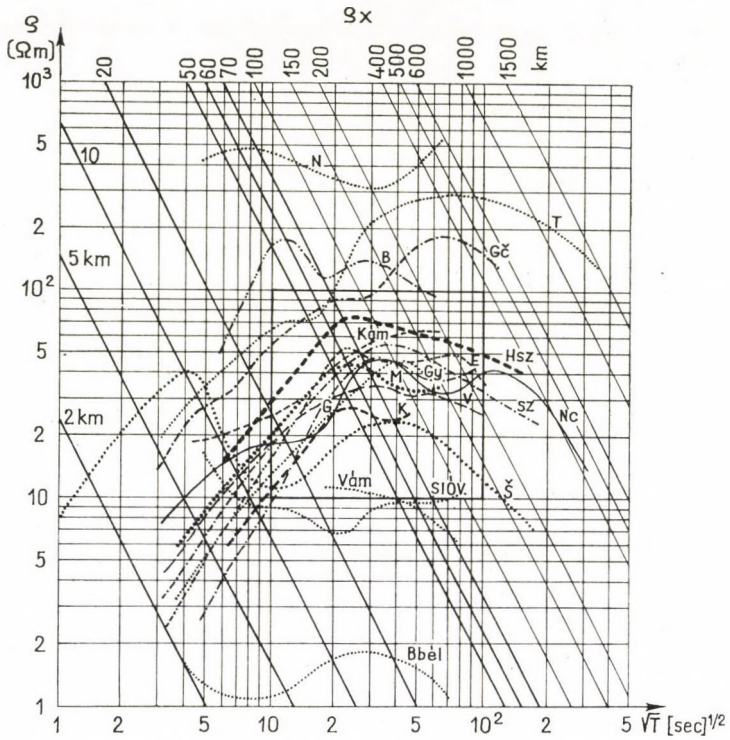


Fig. 8/a. ϱ_x (x = N—S direction) MTS curves from Hungary (A. ÁDÁM) [12]

The greatest depth values of the U.C.L. appear, in an interesting way, on the Spanish and French observation points (650—850 km). This depth range is indicated also by the MVS data of ROKITYANSKY [3] (see Fig. 1). Also the depth values obtained on the crystalline massif of Bielorussia lie near to these (500—700 km).

The depth value of 225 km in average, observed in the Central Russian Basin, is considerably lower. ÁDÁM [14] in his study, explained this with the displacement of the I.C.L. towards the deep and with a merging of the effects of the I.C.L. and of the U.C.L.

As know, the development of the U.C.L. is assumably a result of the phase-transition olivine-spinell.

The interpretation of the magnetotelluric research results carried out in Europe until now is difficult, due the lack of sufficient data. Even the sounding curves obtained up to now have no full value. The establishment of the dynamic earth model would make it necessary that the European countries should increase their efforts in order to obtain suitable electromagnetic information from the crust and from the upper mantle. The most suit-

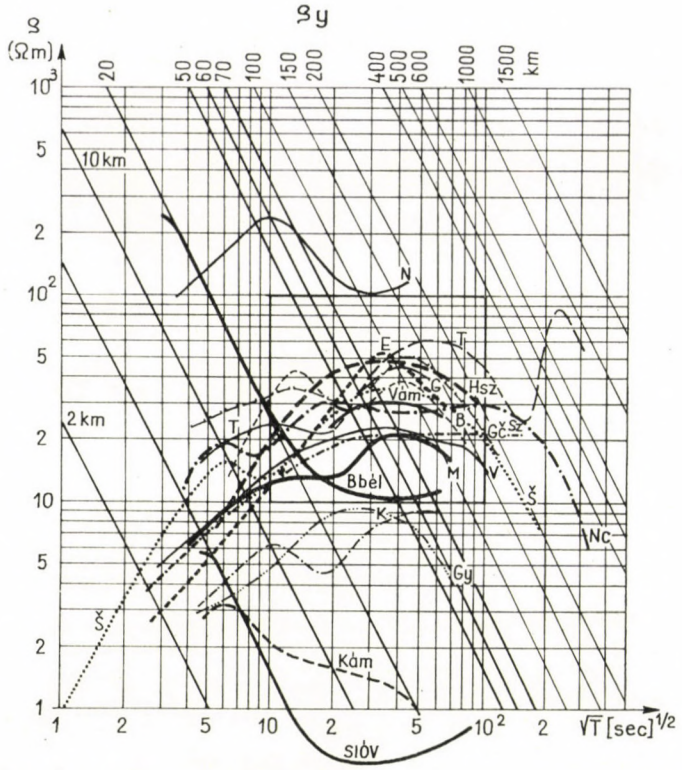


Fig. 8/b. ϱ_y (y = E—W direction) MTS curves from Hungary (A. ÁDÁM) [12]

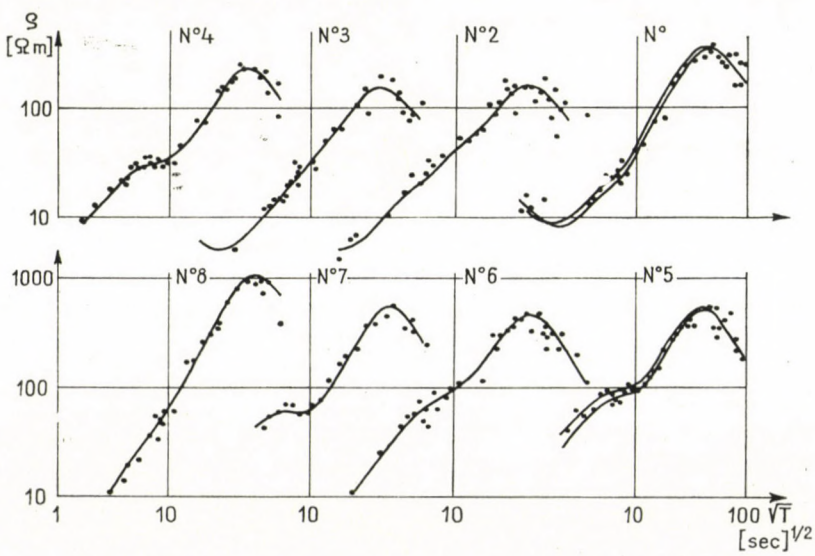


Fig. 9. MTS curves from West-Lettonia (A. KOVTUN et al.) [13]

Table Ia

Country Station	Direction of the interpreted MTS	Depth of the conducting layer (and thickness) [km]				
		25—50	50—100	100—150	150—200	>200
Spain						650
Tortosa	Eg 24°N	37 (23)				
Toledo	Eg 5°N	29				
		(44)				700
France						
Chambon-la-Foret (CF)	Eg 55°N		90			750
			(70)			
Garchy (G)	Ng 6°W		67			
			(21)			800
Planchez du Morvan (PM)	Ng 5°E	45				850
		(10)				
Parc St Mauer	E 15°N					650
G.F.R.						
Bavaria Falkenstein	NS				185?	
Fürstenfeldbruck	EW		55?		(31)	>370
			(75)			
Göttingen	NS	≃20				>400
G.D.R.						
Freiberg	?		85			300?
Ückermünde	EW			107,8?		>300
				(80)?		
Niemegk	NS					>400
Czechoslovakia	?					
Budkov (B)		25		90—150		350, 800
Semikovice (Se)	?	35				250
Hodonin (Ho)	?	25	60—70			
Prievaly (Pr)	?	40	100			
N. Blatnica (NB)	?				200	
Gabčíkovo (G)	EW	39			165	
Šrobárová (S)	?	45		145		
Hungary						
Nagycenk (Nc)	NS (ϱ_x)		99,5			410

Specific resistivity of the conducting layer Ω m					Method of determination: T : tensorial G : graphic + : Cagniard method	Author
25—50	50—100	100—150	150—200	<200		
11,5				1	T	E. Sanclement [17] [18]
						H. Fournier [6]
						L. de Miguel [7]
5,4				1	T	H. Fournier [6]
	108			1,2	T	H. Fournier [6]
	80			1	T	H. Fournier [6]
				1	T	H. Fournier [6]
					T	H. Fournier [6]
			80?		+	A. Berktold
						H. Fournier [6]
						K. Burkhart
	40?				+	A. Berktold [6]
						H. Fournier
					+	H. Fournier [8]
						H. Repsold [19]
					G	G. Porstendorfer [9]
		40		1	+	H. Wiese [20]
					+	H. Wiese [20]
					?	J. Pečová et al. [10]
					?	
					?	
					?	
					?	
					?	
					?	
	10			0,1	+	A. Ádám [12]

(Table Ia cont.)

Country Station		Direction of the interpreted MTS	Depth of the conducting layer (and thickness) [km]				
			25–50	50–100	100–150	150–200	>200
				(60)			
		EW (ϱ_y)	~50				~300
Kám		NS			?		
Tihany	(T)	NS		~55			~500
		EW	~37				
Nadap	(N)	NS	70—100				
		EW	70—100				

Table Ib

Country Station		Direc of t interp MT	Depth of the conducting layer (and thickness) [km]				
			25—50	50—100	100—150	150—200	>200
Baja	(B)	NS		~65	~150		
		EW	~40		~130		—
Vezseny	(V)	NS		80		?	
		EW	40		142		
			(100)				
Endrőd	(E)	NS		70			~230
				(60)			
		EW			100—125		?
					(60)		
Szarvas	(Sz)	NS			~100		
		EW	~40				
Túrkeve	(G)	NS		~100			
		EW	~30				
Gyula	(Gy)	NS		100			410
				(60)			
		EW	~50				
Kétegyháza	(K)	NS		~60			
Hajdúszoboszló	(Hsz)	NS		70—100			
		EW					
Méhtelek	(M)	NS		~70			
		EW	~25	~70			

Specific resistivity of the conducting layer Ω m					Method of determination: T: tensorial G: graphic +: Cagniard method	Author
25–50	50–100	100–150	150–200	<200		
					G	A. ÁDÁM—J. VERŐ [11]

Specific resistivity of the conducting layer Ω m					Method of determination: T = tensorial G = graphic + : Cagniard method	Author
25—50	50—100	100—150	150—200	<200		
					G	A. ÁDÁM [12]
						A. ÁDÁM—J. VERÖ [11]
					+	
10		0,01			+	
					+	
					+	
					G	
					G	
	10			0,1	+	
0,01					+	
					G	
					G	
					G	

(Table Ib cont.)

Country Station	Direction of the interpreted MTS	Dopth of the conducting layer (and thickness) [km]				
		25–50	50–100	100–150	150–200	>200
USSR						
Central Russian Basin						
(Plateau)						
Borok						240
Temta						380
Lubim						200
Matveevskaya						200
Novlenskoe						240
Vognema						280
W-Latvia						
Priekuli						440
Adzi						300
Vendzava						300
Cpare						370
Kandava						500
Gayki						450
Spoleni						550
Priedula						1000
Belorussian Massif						500—700
Pripjatskaya valley		~50				
Odessa	E 15°N					≃350

able tool of this might be complex electromagnetic research, in which magnetotelluric and deep seismic sounding might have their equal share.

We suggest therefore that, as a first step, the E—W magnetotelluric profile across Europe should be extended and made more precise. It should form a part of the new "Geodynamics Project"! The profile gives informations about the depth and thickness of the conducting layer in the upper mantle under Europe which is a part of the Eurasian plate. The intermedian conducting layer (ICL) corresponds probably to the low velocity layer (LVL) wholly or partly and by its systemathical investigation more informations can be got on the reasons of the horizontal displacement of the plates, as e.g.: pressure, tension, gravity or even drift related with convection. The ultimate conducting

Specific resistivity of the conducting layer Ω m					Method of determination: T: tensorial G: graphic + : Cagniard method	Author
25–50	50–100	100–150	150–200	<200		
						B. E. Brunelli et al. [15]
					+	
					+	
					+	
					+	
					+	
					+	
						A. A. Kovtun et al. [13]
				10	+	
				10	+	
				10	+	
				10	+	
				10	+	
				10	+	
				10	+	
				10	+	
						N. W. Lipskaya et al. [16]
						N. W. Lipskaya et al. [16]
				1	T	H. Fournier

layer (UCL) can perhaps have a role in the problem of reccurent currents. The isoline-map drawn on base of MTS-curves may give informations about further problems, as e.g. the "Plate tectonic" based on the hypothesis of Vine and Matthews. The construction of an U.C.L.-map was proposed by Fournier already in 1962 [21] and 1963 [8].

* 1. The connection between low velocity layer (LVL) and intermediate conducting layer was pointed out independently by H. Fournier, S. H. Ward, H. F. Morrison [22] and A. Ádám [23] respectively. It is interesting that an analogy has been recently found in the Earth's crust. In this respect it can be referred to the summarizing work of G. Porstendorfer [4] or to the paper of V. Haack et al. [24]: in later both an eletric conducting layer and a seismic LVL has been shown out in the same depth-interval for the area of the Rhine-graben.

REFERENCES

1. PRICE, A. T.: The theory of magnetotelluric method when the source field is considered. *Jour. Geophys. Res.* 67 (1962), 1907—1918.
2. CAGNIARD, L.: Basic theory of magnetotelluric method of geophysical prospecting. *Geophysics*, 18 (1963), 605—635.
3. ROKITYANSKY, I. I.: Investigation of electric conductivity in the depth (in Russian). *Geofizičeskij Sbornik ANUSSP*, 38 (1970), 102—105.
4. PORSTENDORFER, G.: Zu Problem elektrisch gutleitender Schichten in der mittleren bis tiefen Erdkruste. Vortrag am Symposium »Gemeinschaftliche Untersuchung der geoelektrischen und geothermischen Konstanten der Erdkruste und des Obermantels«. 18—20. Nov. 1970., Leningrad.
5. ÁDÁM, A.: Some quantitative contribution to the telluric relative frequency-soundings (RFTS) in the Hungarian Basin. *Geofizikai Közlemények* XIX (1970), 55—59.
6. FOURNIER, H.: Contribution au développement de la méthode magnétotellurique, notamment en vue de la détermination des structures profondes. Thèse à la Faculté des Sciences de l'Université de Paris (1970).
7. DE LA ROSA, J. R.—COMINA, S. C.—DE MIGUEL GONZALES—MIRANDA, L.: Application del metodo magnetotellurico al estudio de las discontinuidades corticales y del manto superior en Toledo. Instituto Geografico y Catastral Seccion 1ª.—Servicio de Geomagnetismo y Aeronomia, (1968) Madrid 1—51.
8. FOURNIER, H.: De quelques remarques à propos des courbes d'investigation et de sondages magnétotelluriques actuellement connues. *Acta Techn. Hung.* 43 (1963).
9. PORSTENDORFER, G.: Beiträge der Magnetotellurik zu einem komplexgeophysikalischen Nord—Süd-Profilschnitt durch die DDR. Vortrag auf dem Geophysikalischen Symposium, Leipzig (1967).
10. PEČOVA, J.—PETR, V.—PRAUS, O.: Depth distribution of the electric conductivity on Czechoslovak territory. *Jour. of Geomag. and Geoel.* 22 (1970), 235—240.
11. ÁDÁM, A.—VERŐ, J.: Das elektrische Modell des oberen Erdmantels im Karpatenbecken. *Acta Geod. Geoph. et Mont. Hung.* 5 (1970), 5—20.
12. ÁDÁM, A.: Problems of the electric upper mantle research in Hungarian Basin. Fifteen Years Geodetical and Geophysical Res. Lab. of Hung. Acad. of Sci. in Sopron (1970), 77—91.
13. KOVTUN, A. A.—ČIČERINA, N. D.—LIPATOV, A. A.—POROHOVA, L. N.: Electric parameters of the structure of earth crust and upper mantle in the West. Latvia (in Russian). *Voprosy Geofiziki*, 18 (1968) Izdat. Lenigradskovo Univ., 73—78.
14. ÁDÁM, A.: Über die gutleitende Schicht des oberen Erdmentels *Acta Geod. Geoph. Mont. Hung.* 5 (1970), 105—120.
15. BRUNELLI, B. E.—KOVTUN, A A.—KUZNECOV, N. S.—RASPOPOV, O. M.—ČIČERINA, N. D.—YANOVSKIJ, B. M.: Investigation of the region of Central Russian Basin by magneto-telluric sounding (in Russian). *Voprosy Geofiziki* 15. (1964) Izdat Laningradskovo Univ. 3—16.
16. LIPSKAJA, N. W.—DENISKIN, N. A.—NIKIFOROWA, N. N.—CHOTJO, E. P.—KISNEZOW, JU. N.: Magnetotellurische Erforschungen im Westlichen Teil der Russischen Tafel. Vortrag am Symposium »Gemeinschaftliche Untersuchung der geoelektrischen und geothermischen Konstanten der Erdkruste und des Obermantels« 18—20. Nov. 1970, Leningrad.
17. Boletin Mensual del Observatorio del Ebro Tortosa (Espana) 1933, 1934, 1935.
18. SANCLEMENT, E.: Personal communication for H. FOURNIER.
19. REPSOLD, H.: Ergebnisse der Messung natürlicher Erdströme bei Göttingen. *Zeitschrift für Geophysik*, 25 (1959), 97—103.
20. WIESE, H.: Geomagnetische Tiefentellurik. Deutsche Akademie der Wissenschaften zu Berlin. Geomagnetisches Institut Potsdam. Abhandlung 36, Akad. Verlag Berlin (1965).
21. FOURNIER, H. G.: Position relative des courbes d'investigation magnéto-tellurique, essentiellement directionelles, obtenues à la Station Géophysique du Nivernais, à Garchy. Bull. d'Inf. de l'Ass. Ing. de la Fac. Polytech. de Mons, 10, oct (1962), 4—10.
22. FOURNIER, H.—WARD, S. H.—MORRISON, H. F.: Magnetotelluric evidence for the low velocity layer Space Science Laboratory, Univ. of California (1963).
23. ÁDÁM, A.: The exploration of electric resistivity of the earth's crust and upper mantle in Hungary with the electromagnetic field of the Earth. Dissertation (1963).
24. HAAK, V.—SENGPIEL, K. P.—BERKTOLD, A.—GREINWALS, S.: The telluric method: results of the measurements along a profile across the Rhinegraben between Stuttgart and Kaiserslautern UMP, Scientific Rep, No. 27 Stuttgart (1970).

ПРЕДЛОЖЕНИЕ ОТНОСИТЕЛЬНО МАГНИТОТЕЛЛУРИЧЕСКОГО ПРОФИЛЯ В ВЕРХНЕЙ МАНТИИ, ПРОТЯНУВШЕГОСЯ ЧЕРЕЗ ЕВРОПУ В НАПРАВЛЕНИИ В—З.

Х. Г. ФУРНЬЕ, А. АДАМ, Л. де МИГЕЛ, Е. САНКЛЕМЕНТ

РЕЗЮМЕ

Магнитотеллурические глубинные зондирования проводились в нескольких странах Европы. Общий тренд показывает 4-х-слойный профиль: слой с большим сопротивлением в несколько тысяч омм, средний проводящий слой (I. C. L.), примерно, в 60 омм, второй слой большого сопротивления в несколько тысяч омм, и, наконец, последний хорошо проводящий слой (U. C. L.) примерно, в 1 омм.

I. C. L. было найдено в Припятской впадине (СССР), в Польше, в ЧССР, в Венгрии, в ГДР, в ФРГ, в Бельгии, во Франции, в Испании. Средняя глубина верхней части U. C. L. на основе 4-х станций во Франции (Гарши, Шамбон, Парк, Сенмор, Планш) оказалась равной 760 км. В Испании, на основе двух станций (Толедо и Тортоза) U. C. L. начинается в среднем при 675 км. Французские и испанские данные получились на основании тензорного магнитотеллурического анализа, и в каждом случае интерпетируемое направление получилось в направлении региональной тектоники. Учитывая большой разброс магнитотеллурических измерений, целесообразно к заданным глубинным данным приписать 15%-ную ненадежность. В остальных странах результаты относительно U. C. L. получились простым методом Каньяра и, следовательно, результаты не совсем пригодны для интерпретации глубины.

RECENSIONES

L. Egyed

DIE ERDBEBEN UND DIE ERDE

123 Seiten mit 37 Abbildungen. Akadémiai Kiadó, Budapest 1971. 45,— Ft

Das vorliegende Büchlein ist die etwas abgeänderte Übersetzung des im Jahre 1966 ungarisch erschienenen Buches des leider allzufrüh gestorbenen Professors EGYED. Beide Bücher haben den Zweck, dem Nichtfachmann in leicht verständlicher Weise ein Bild über den Aufbau der Erde und dessen Forschungsmethoden zu geben.

Wir anerkennen gern, daß das übersetzte Buch an einigen Stellen gelungener ist, als das ursprüngliche. Es ist aber allgemein bekannt, daß die volkstümliche, aber dennoch einwandfreie Darstellung von wissenschaftlichen Problemen keine leichte Aufgabe ist und so kann auch hier der gedruckte Text noch weiter verfeinert werden. Dies bezieht sich auch auf einige nicht ganz richtige Angaben, wie auf S. 45, wo an Stelle von »3,6 Millionen Megabar« richtiger »3,6 Megabar« und an Stelle von »Atmosphäre« »Million Atmosphäre« zu setzen wären. (Im ungarischen Text sind sie richtig). Zur S. 76 wäre zu bemerken, daß KÖVESLIGETHY 1862 geboren ist usw.

Trotz der kleinen Schönheitsfehler, die bei einer zweiten Auflage leicht beseitigt werden können, ist das Buch eine wertvolle Bereicherung der volkstümlichen geophysikalischen Literatur und ein sehr nützliches Mittel, geophysikalische Probleme weiteren Kreisen zu erläutern.

A. Tárczy-Hornoch

H. Kastner

STATIK DES TUNNEL- UND STOLLENBAUES (AUF DER GRUNDLAGE GEOMECHANISCHER ERKENNTNISSE)

Springer Verlag, 1971. Zweite umgearbeitete Auflage, 121 Abbildungen, 269 Seiten. Preis: gebunden US $ 16,—.

Die erste Auflage des Werkes mit demselben Titel erschien 1962 auf 313 Seiten, mit 175 Abbildungen. In zehn Kapiteln wurden sämtliche bedeutendere Fragen des Themenkreises mit verschiedener Ausführlichkeit erörtert. Nun können wir die zweite umgearbeitete Auflage mit weniger Seiten und verminderter Abbildungsmenge begrüßen. Dieser letztere Umstand beweist die Zielsetzung des Verfassers: präzis, verständlich, bündig zu konzipieren und zielstrebend zu beweisen. Die überaus sorgfältige Drucklegung, die sorgfältige Setzung des Textes und der Formeln, die sehr gute Reproduktion des richtig ausgewählten Abbildungsmaterials erleichterte das Streben des Verfassers und diente gleichzeitig dem guten Ruf des wohlbekannten Verlages.

Die elf Kapitel der zweiten Auflage: Die mechanischen Eigenschaften der Gesteinsmasse; Gruppierung der Gesteine; Der primäre Spannungszustand der Erdkruste; Der sekundäre Spannungszustand; Gesteinsdruck bei Tunnel- und Stollenbau; Dimensionierung in kohäsionsfreiem Gestein; Dimensionierung bei effektivem Gesteinsdruck; Flüssigkeitsspeicher;

Zeitgemäße Sicherungskonstruktionen, sind mit denen der ersten Auflage übereinstimmend. So bedeutet eher die reinere Art der Erörterung und das Anstreben der Verallgemeinerung als die Besprechung von neuen Stoffteilen relativ geringen Ausmaßes: wie der neueren Versuchsmethoden, der Bohrfördermaschinen in festen Gesteinen usw. einen Fortschritt. Schade, daß die zur täglichen Tätigkeit der Bergbaues gehörigen und auf diesen Themenkreis bezogenen, außerordentlich reichen empirischen Versuchs- und theoretischen Ergebnisse in dem die Statik des Tunnel- und Stollenbaues erörternden Werk kaum Raum erhalten.

R. Richter

Schmidt, P.

ZUR GESCHICHTE DER GEOLOGIE, GEOPHYSIK, MINERALOGIE UND PALÄONTOLOGIE

Freiberg, 1970. 136 Seiten

Im Tauschwege von der Bibliothek der Bergakademie erhältlich.

Es ist das Vorhaben des Verfassers, einen wirksamen Beitrag im Prozeß geowissenschaftlicher Informationsermittlung, -aufarbeitung, -speicherung und -nutzung zu liefern, sehr zu begrüßen. Das vorliegende Buch umfaßt die in der DDR zwischen 1949 und 1969 erschienenen diesbezüglichen 667 Arbeiten und führt auch 146 einschlägige Nachlässe mit Angabe der Aufbewahrungsstellen in der DDR an.

Alle, die sich mit Fragen der Geschichte der einschlägigen Wissenschaften beschäftigen, müssen dem Verfasser für seine wertvolle Arbeit sehr dankbar sein.

A. Tárczy-Hornoch

INDEX

Abd Eldayem, M. M.—Facsinay, L.: A new method for calculating the second vertical derivative of gravity — *Абдэлдаем, М. М.—Фачинай, Л.:* Новый метод для определения второй вертикальной производной гравитации 237

Egerer, F.: Investigation of certain problems concerning the determination of the average heat-conductivity of boreholes — *Эгерер, Ф.:* Исследование некоторых вопросов, связанных с определением средней теплопрозодности буровых скважин 255

Le Minh Triet: Remarques sur la signification physique de la structure macroscopique des orages magnétiques — Remarks on the physical meaning of macroscopic structure of magnetic stroms — *Ле Минь Чиет:* Некоторые замечания о физическом значении макроскопической структуры магнитных бурь 263

Bencze, P.—Holló, L.: A study of the dependence of correlation between the occurrence of sporadic E and geomagnetic activity on period at middle latidudes — *Бенце, П.—Холло, Л.:* Исследование зависимости отпериода корреляции между частотой спородического слоя Е и геомагнитной активностью 271

Halmos, F.—Kádár, I.—Karsay, F.: Die Automatisierung der geodätischen Satellitenbeobachtungen und Auswertungen — Automatization of satellite observations and evaluations for geodetical use — *Халмош, Ф.—Кадар, И.—Каршаи, Ф.:* Автоматизация геодезических спутниковых наблюдений и анализов 279

Verő, J.: Vormittag-Nachmittag-Asymmetrie in der erdmagnetischen Pulsationen — Asymmetry in respect of local noon in the activity of geomagnetic micropulsations — *Верэ, Й.:* Утренне-веречняя асимметрия в активности геомагнитных пульсаций 305

Märcz, F.: Ionospheric absorption around sunrise and sunset. Seasonal variations — *Мерц, Ф.:* Поглашение в нижней ионосфере окало восхода и захода солнца . 319

Rösler, R.—Oelsner, K.: Die inverse Filterung gravimetrischer Messungen — The inverse filterung of gravimetric measurements — *Резлер, Р.—Елснер, К.:* Обратное фильтрование гравиметрических измерений 327

Грейм, И. А.—Сарвин, А. А.: Маркшейдерский тахеометр ПВД — *Greim, I. A.—Sarvin, A. A.:* PVD tacheometer for mine surveying 345

Tarján, G.: Mass impact in the field of crushing and pelletizing — *Тарян, Г.:* Массовый удар в области пробления 355

Tarján, G.: Contribution to the kinematics of tumbling mills — *Тарян, Г.:* Добавка к кинематике шаровых мельниц 377

Schröder W. Results and problems of noctilucent cloud investigation — *Шредер, В.:* Результаты и проблемы изучения ночных серебристых облаков 389

Kovács, F.: Die Ermittlung der optimalen Produktionskapazität zur Beurteilung der Abbauwürdigkeit von Mineralrohstoffen — Determination of the optimal production capacity at the qualification of mineability of mineral occurrences — *Ковач, Ф.:* Определение оптимальной производственной мощности при оценке благонадежности полезных ископаемых 395

Zambó, I.: Vergleich der Falschwetterverluste bei zentraler und bei diagonaler Bewetterung — A comparison of air losses in case of central and diagonal ventilation — *Замбо, Й.:* Сравнение уходов воздуха при центральной и диагональной вентиляции 405

Schmieder, A.: Paramètres hydrauliques des roches aquifères principales à eaux karstiques du Massif central hongrois de la Transdanubie et les possibilités des pronostic du débit d'eau — Hydraulical parameters of the main karstic aquifers in the Hungarian Transdanubian Central Mountains and possibilities for the prognostics of the discharge — *Шмидер, А.:* Гидравлические параметры храняющих главные карстовые воды пород задунайских средневенгерских гор в возможности прогноза притока воды 429

Schmidt, P.: Zu Fragen der Erdbebenprognose — To the Problem of Earthquake Prognosis. Technical Information about the Most Important International Literature in the Years 1960 to 1969 — *Шмидт, П.:* К вопросу прогноза землетрясений. Инормацня о международной специальной литературе в 1960—69 гг. 449

Fournier H. G.—Ádám, A.—De Miguel, L.—Sanclement, E.: Proposal for a first Upper Mantle magnetotelluric E—W profile across Europe — *Фурнье, Х. Г.—Адам, А.—де Мигэл, Л.—Санклэмэнт, Е.:* Предложение относительно магнитотеллурического профиля в Верхней Мантии, протянувшегося через Европу в направлении в—З. 459

Recensiones

Egyed, L.: Die Erdbeben und die Erde — *A. Tárczy-Hornoch* 479

Kastner, H.: Statik des Tunnel- und Stollenbaues (auf der Grundlage geomechanischer Erkenntnisse) — *R. Richter* 479

Schmidt, P.: Zur Geschichte der Geologie, Geophysik, Mineralogie und Paläontologie — *Á. Tárczy-Hornoch* 480

The ICSU Abstracting Board announce the publication of the

"SURVEY OF THE ACTIVITIES OF THE ICSU SCIENTIFIC UNIONS, SPECIAL AND SCIENTIFIC COMMITTEES AND COMMISSIONS OF ICSU IN THE FIELD OF SCIENTIFIC INFORMATION DURING THE YEAR 1969."

(May 1970, 365 pp. Tables, Price U.S. $ 12 plus mailing charges)

This report describes briefly the activities of ICSU Bodies in the field of scientific information.

It is published regularly each year since 1965.

More than 170 Commissions or Committees are listed; for each of them general information is given (name of the Commission, Chairman, Secretary, periodicity of meetings, etc . . .) as well as general description of the activities of the Commission and a summary of its activities during the year 1969.

This publication is now on sale and may be obtained from the ICSU AB Secretariat, 17 rue Mirabeau, Paris 16e, FRANCE.

The ICSU Abstracting Board announce the publication of the

"TENTATIVE LIST OF PUBLICATIONS OF ICSU SCIENTIFIC UNIONS, SPECIAL AND SCIENTIFIC COMMITTEES AND COMMISSIONS OF ICSU, YEAR 1969, AND CORRECTIONS AND ADDITIONS TO THE 1968 LIST."

(May 1970, 44 pp. Price U.S. $ 5 plus mailing charges)

This publication is now on sale and may be obtained from the ICSU AB Secretariat, 17 rue Mirabeau, Paris 16e, FRANCE.

Printed in Hungary

A kiadásért felel az Akadémiai Kiadó igazgatója — Műszaki szerkesztő: Várhelyi Tamás

A kézirat nyomdába érkezett: 1971. IX. 15. — Terjdedelem: 22,75 (A/5) ív, 103 ábra

72.72483 Akadémiai Nyomda, Budapest — Felelős vezető: Bernát György

Acta Geodaetica, Geophysica et Montanistica ist eine Halbjahresschrift der Ungarischen Akademie der Wissenschaften. Sie veröffentlicht Originalbeiträge aus dem Bereiche der Geodäsie, Geophysik und des Bergbau, in deutscher, englischer, französischer oder russischer Sprache.

Redaktion: Budapest V., Münnich Ferenc utca 7.

Jahresabonnementspreis: $ 16.00.

Bestellbar bei Kultura, Außenhandelsunternehmen für Bücher und Zeitungen (Budapest 62, P. O. B. 149) oder bei den Vertretungen im Ausland.

Acta Geodaetica, Geophysica et Montanistica est une revue biannuelle de l'Académie Hongroise des Sciences publiant des essais originaux, en français, anglais, allemand ou russe, du domaine de la géodésie, géophysique et des sciences minières.

Rédaction: Budapest V., Münnich Ferenc utca 7.

Le prix de l'abonnement: $ 16.00 par an.

On s'abonne chez Kultura, Société pour le Commerce de Livres et Journaux (Budapest 62, P. O. B. 149) ou chez ses représentants à l'étranger.

Acta Geodaetica, Geophysica et Montanistica выходят два раза в год в издании Академии наук Венгрии. В журнале публикуются оригинальные исследования по проблемам геодезии, геофизики и горного дела на русском, английском, немецком и французском языках.

Адрес редакции: Budapest V., Münnich Ferenc u. 7.

Подписная цена на год: $ 16.00.

Заказать журнал через Внешнеторговое предприятие «Kultura» (Budapest 62. P.O.B. 149) или через его заграничные представительства.

Reviews of the Hungarian Academy of Sciences are obtainable at the following addresses:

ALBANIA

Drejtorija Qändrone e Pärhapjes
dhe Propagandimit të Librit
Kruga Konferenca e Päzes
Tirana

AUSTRALIA

A. Keesing
Box 4886, GPO
Sydney

AUSTRIA

GLOBUS
Höchstädtplatz 3
A 1200 *Wien XX*

BELGIUM

Office International de Librairie
30, Avenue Marnix
Bruxelles 5
Du Monde Entier
5, Place St.-Jean
Bruxelles

BULGARIA

HEMUS
11 pl Slaveikov
Sofia

CANADA

Pannonia Books
2, Spadina Road
Toronto 4, Ont.

CHINA

Waiwen Shudian
Peking
P. O. B. 88

CZECHOSLOVAKIA

Artia
Ve Směčkách 30
Praha 2
Poštovní Novinová Služba
Dovoz tisku
Vinohradská 46
Praha 2
Mad'arská Kultura
Václavské nám. 2
Praha 1
SLOVART A. G.
Gorkého
Bratislava

DENMARK

Ejnar Munksgaard
Nörregade 6
Copenhagen

FINLAND

Akateeminen Kirjakauppa
Keskuskatu 2
Helsinki

FRANCE

Office International de Documentation
et Librairie
48, rue Gay-Lussac
Paris 5

GERMAN DEMOCRATIC REPUBLIC

Deutscher Buch-Export und Import
Leninstraße 16
Leipzig 701
Zeitungsvertriebsamt
Fruchtstraße 3—4
1004 Berlin

GERMAN FEDERAL REPUBLIC

Kunst und Wissen
Erich Bieber
Postfach 46
7 Stuttgart S.

GREAT BRITAIN

Blackwell's Periodicals
Oxenford House
Magdalen Street
Oxford
Collet's Subscription Import Department
Denington Estate
Wellingborough, Northants.
Robert Maxwell and Co. Ltd.
4—5 Fitzroy Square
London W. 1

HOLLAND

Swetz and Zeitlinger
Keizersgracht 471—487
Amsterdam C.
Martinus Nijhof
Lange Voorhout 9
The Hague

INDIA

Hind Book House
66 Babar Road
New Delhi 1

ITALY

Santo Vanasia
Via M. Macchi 71
Milano
Libreria Commissionaria Sansoni
Via La Marmora 45
Firenze
Techna
Via Cesi 16.
40135 Bologna

JAPAN

Kinokuniya Book-Store Co. Ltd.
826 Tsunohazu 1-chome
Shinjuku-ku
Tokyo
Maruzen and Co. Ltd.
P. O. Box 605
Tokyo-Central

KOREA

Chulpanmul
Phenjan

NORWAY

Tanum-Cammermeyer
Karl Johansgt 41—43
Oslo 1

POLAND

Ruch
ul. Wronia 23
Warszawa

ROUMANIA

Cartimex
Str. Aristide Briand 14—18
Bucureşti

SOVIET UNION

Mezhdunarodnaya Kniga
Moscow G—200

SWEDEN

Almquist and Wiksell
Gamla Brogatan 26
S—101 20 Stockholm

USA

F. W. Faxon Co. Inc.
15 Southwest Park
Westwood Mass. 02090
Stechert Hafner Inc.
31. East 10th Street
New York, N. Y. 10003

VIETNAM

Xunhasaba
19, Tran Quoc Toan
Hanoi

YUGOSLAVIA

Forum
Vojvode Mišića broj 1
Novi Sad
Jugoslovenska Knjiga
Terazije 27
Beograd

12. V. 1972 Index: 26.008