

08.684

CSILLAGÁSZATI LAPOK

A KIR. MAGY. TERMÉSZETTUDOMÁNYI TÁRSULAT
CSILLAGÁSZATI SZAKOSZTÁLYÁNAK FOLYÓIRATA

SZERKESZTI

DEZSŐ LORÁNT

6. évfolyam

1943

1. szám

TARTALOM

B. THÜRING : Methoden und Ergebnisse der Erforschung der Sonnen- granulation und der Sonnenflecken	1
DEZSŐ LORÁNT : A kolozsvári egyetemi csillagvizsgáló 1941—1942.	20
LASSOVSKY KÁROLY : A Svábhegyi Csillagvizsgáló Intézet 1942. évi működése	35
KÖNYVISMERTETÉSEK	43

BUDAPEST,
STEPHANEUM NYOMDA

CSILLAGÁSZATI LAPOK

A KIR. M. TERMÉSZETTUDOMÁNYI TÁRSULAT CSILLAGÁSZATI
SZAKOSZTÁLYÁNAK FOLYÓIRATA

MEGJELENIK NEGYEDÉVENKÉNT

Szerkeszti

DEZSŐ LORÁNT

A szerkesztőség címe : Csillagvizsgáló Intézet, Kolozsvár, Majális-u. 109. Tel. : 17-20,
vagy Csillagvizsgáló Intézet, Bpest-Svábhegy, Konkoly Thege Miklós-út 2. Tel.: 365-187.

A folyóiratot a Csillagászati Szakosztály tagjai illetmény gyanánt kapják. Tagdíj 7 P.
A Szakosztály tagja bárki lehet, ki egyúttal a Természettudományi Társulat tagja.

Nem tagok részére a Csillagászati Lapok évi előfizetési díja 8 pengő. Az elő-
fizetési díjak a Természettudományi Társulat címére (Budapest, VIII., Eszterházy-
utca 16. szám) küldendők.

Előzetes megbeszélés nélkül beküldött cikkek megjelenését a szerkesztőség
nem biztosíthatja.

Közleményeikért a szerzőik sajátmaguk kötelesek felelősséget vállalni.

Az ábrákat a szerzők klisírozásra alkalmas módon küldjék be.

A cikkek magyar, német, angol, francia és olasz nyelven küldhetők be.
A jövőben idegennyelvű cikkhez magyar, magyarnyelvű cikkhez idegen-
nyelvű összefoglalás irandó.

Az írói tiszteletdíj oldalankint 6 P, sűrűbben szedett szöveg esetén 7 P.
Doktori értekezések szerzői a tiszteletdíj helyett 150 példány ingyen
különlenyomatot kapnak. Egyébként a szerzők cikkeikből 40 különle-
nyomatot kapnak ingyen, de saját költségükön tetszőleges számú
példányt rendelhetnek.

Ez a «Csillagászati Lapok» első száma, amely idegennyelvű cikket is
tartalmaz.

Dieses ist das erste Heft der || This is the first number of the
Csillagászati Lapok
welches auch fremdsprachige Veröff. enthält. || including a publication in foreign language.

CSILLAGÁSZATI LAPOK

6. évfolyam

1943

I. szám

METHODEN UND ERGEBNISSE DER ERFORSCHUNG DER SONNENGRANULATION UND DER SONNENFLECKEN

Von *B. Thüring*, Wien.

Die exakte quantitative photometrische Erforschung der Granulation der Sonnenoberfläche begann im Jahre 1932 an der Münchener Sternwarte an einem Material von Ultraviolettaufnahmen der Sonne, welche mit einem von B. Schmidt hergestellten Horizontal-Spiegelsystem (Parabolspiegel + Planspiegel) von 9 m Brennweite in den vorausgegangenen Jahren gewonnen worden war. Was bis dahin vorlag, waren die photographischen Aufnahmen von Hansky, Chevalier und Janssen aus vorausliegenden Jahrzehnten, die jedoch keiner photometrischen Bearbeitung unterzogen worden waren.

Den Münchener photometrischen Arbeiten folgten vom Jahre 1936 ab die granulationsphotometrischen Arbeiten in Potsdam mit den Hilfsmitteln des dortigen Sonnenturms von 14 m Brennweite des Linsenobjektivs. In neuester Zeit schließlich stellte sich neben zwei englisch-amerikanischen Astrophysikern die Sternwarte Zürich auch in den Dienst der Erforschung des Granulations-Phänomens.

Schon diese somit erst seit 1932 in Gang befindlichen ersten Versuche zur Mikrophotometrie der Sonnenphotosphäre haben insofern eine Überraschung verwirrenden Charakters gebracht, als die Münchener und die ersten Potsdamer Aufnahmen gegenüber den von den alten Sonnenforschern angegebenen Durchmesser für die einzelnen Granulationsgebilde (Granulationselemente oder kurz Granula) Werte von 5 bis 10 Bogensekunden und auch noch darüber (wenn auch nur in Einzelfällen) ergaben, während jene bei 1—2'' gelegen waren. Neuere Potsdamer Aufnahmen sowie die veröffentlichten neueren englischen Ursprungs scheinen dagegen wieder diese kleinen Durchmesserwerte (1—2'') zu liefern. Man ist nun unter dem Eindruck dieser neuesten Ergebnisse geneigt, die auf den Aufnahmen in München und auf den ersten Potsdamer Aufnahmen sichtbare Granulation als «falsche» Granulation zu bezeichnen und sie im wesentlichen der Wirkung der Luftunruhe (Schlierenbildung) zuzuschreiben, welche Gruppen von kleinen Granulationsgebilden zu größeren solchen Gebilden zusammenfließen lassen soll. Insbesondere ist die Ansicht



CSILLAGÁSZATI LAPOK

A KIR. M. TERMÉSZETTUDOMÁNYI TÁRSULAT CSILLAGÁSZATI
SZAKOSZTÁLYÁNAK FOLYÓIRATA

MEGJELENIK NEGYEDÉVENKÉNT

Szerkeszti

DEZSŐ LORÁNT

A szerkesztőség címe : Csillagvizsgáló Intézet, Kolozsvár, Majális-u. 109. Tel.: 17-20,
vagy Csillagvizsgáló Intézet, Bpest-Svábhegy, Konkoly Thege Miklós-út 2. Tel.: 365-187.

A folyóiratot a Csillagászati Szakosztály tagjai illetmény gyanánt kapják. Tagdíj 7 P.
A Szakosztály tagja bárki lehet, ki egyúttal a Természettudományi Társulat tagja.

Nem tagok részére a Csillagászati Lapok évi előfizetési díja 8 pengő. Az elő-
fizetési díjak a Természettudományi Társulat címére (Budapest, VIII., Eszterházy-
utca 16. szám) küldendők.

Előzetes megbeszélés nélkül beküldött cikkek megjelenését a szerkesztőség
nem biztosíthatja.

Közleményeikért a szerzőik sajátmaguk kötelesek felelősséget vállalni.

Az ábrákat a szerzők klisirozásra alkalmas módon küldjék be.

A cikkek magyar, német, angol, francia és olasz nyelven küldhetők be.
A jövőben idegennyelvű cikkhez magyar, magyarnyelvű cikkhez idegen-
nyelvű összefoglalás irandó.

Az írói tiszteletdíj oldalankint 6 P, sűrűbben szedett szöveg esetén 7 P.
Doktori értekezések szerzői a tiszteletdíj helyett 150 példány ingyen
különlönyomatot kapnak. Egyébként a szerzők cikkeikből 40 különle-
nyomatot kapnak ingyen, de saját költségükön tetszőleges számú
példányt rendelhetnek.

Ez a «Csillagászati Lapok» első száma, amely idegennyelvű cikket is
tartalmaz.

Dieses ist das erste Heft der

||

This is the first number of the

Csillagászati Lapok

welches auch fremdsprachige Veröff. enthält. || including a publication in foreign language.

CSILLAGÁSZATI LAPOK

6. évfolyam

1943

I. szám

METHODEN UND ERGEBNISSE DER ERFORSCHUNG DER SONNENGRANULATION UND DER SONNENFLECKEN

Von *B. Thüring*, Wien.

Die exakte quantitative photometrische Erforschung der Granulation der Sonnenoberfläche begann im Jahre 1932 an der Münchener Sternwarte an einem Material von Ultraviolettaufnahmen der Sonne, welche mit einem von B. Schmidt hergestellten Horizontal-Spiegel-system (Parabolspiegel + Planspiegel) von 9 m Brennweite in den vorausgegangenen Jahren gewonnen worden war. Was bis dahin vorlag, waren die photographischen Aufnahmen von Hansky, Chevalier und Janssen aus vorausliegenden Jahrzehnten, die jedoch keiner photometrischen Bearbeitung unterzogen worden waren.

Den Münchener photometrischen Arbeiten folgten vom Jahre 1936 ab die granulationsphotometrischen Arbeiten in Potsdam mit den Hilfsmitteln des dortigen Sonnenturms von 14 m Brennweite des Linsenobjektivs. In neuester Zeit schließlich stellte sich neben zwei englisch-amerikanischen Astrophysikern die Sternwarte Zürich auch in den Dienst der Erforschung des Granulations-Phänomens.

Schon diese somit erst seit 1932 in Gang befindlichen ersten Versuche zur Mikrophotometrie der Sonnenphotosphäre haben insoferne eine Überraschung verwirrenden Charakters gebracht, als die Münchener und die ersten Potsdamer Aufnahmen gegenüber den von den alten Sonnenforschern angegebenen Durchmesser für die einzelnen Granulationsgebilde (Granulationselemente oder kurz Granula) Werte von 5 bis 10 Bogensekunden und auch noch darüber (wenn auch nur in Einzelfällen) ergaben, während jene bei 1—2'' gelegen waren. Neuere Potsdamer Aufnahmen sowie die veröffentlichten neueren englischen Ursprungs scheinen dagegen wieder diese kleinen Durchmesserwerte (1—2'') zu liefern. Man ist nun unter dem Eindruck dieser neuesten Ergebnisse geneigt, die auf den Aufnahmen in München und auf den ersten Potsdamer Aufnahmen sichtbare Granulation als «falsche» Granulation zu bezeichnen und sie im wesentlichen der Wirkung der Luftunruhe (Schlierenbildung) zuzuschreiben, welche Gruppen von kleinen Granulationsgebilden zu größeren solchen Gebilden zusammenfließen lassen soll. Insbesondere ist die Ansicht



ausgesprochen worden, daß wegen der größeren Brechbarkeit der ultravioletten Strahlen und damit wegen der stärkeren Beeinflussung dieser Strahlenarten durch die Schlierenbildung der Luft es durchaus verständlich sei, wenn — wie die Erfahrung tatsächlich zeigt — Aufnahmen der Sonne, welche durch ein Ultraviolettfiter gemacht worden sind, größere Granulationsgebilde zeigen als Aufnahmen durch ein Gelbfiter. Dem steht allerdings die Tatsache gegenüber, daß Ultraviolettaufnahmen, wie sie vor allem in München hergestellt worden sind, die Feinstruktur der Penumbra der Sonnenflecken (die sogenannten Filamente), welche von derselben Größenordnung ist wie die «Feingranulation» von 1—2", deutlich und klar zeigen und trotzdem das oben als «falsche Granulation» bezeichnete Phänomen wiedergeben. Die Frage der Mitwirkung der Luftunruhe und der atmosphärischen Schlierenbildung bei der Granulation der Sonnenoberfläche und zumal deren Abhängigkeit von der Wellenlänge des wirksamen Lichtes kann umso weniger heute als geklärt betrachtet werden, als hier noch ein Umstand von wesentlicher Bedeutung zu sein scheint, der in der Literatur bis jetzt nicht die ihm zukommende Beachtung gefunden hat: Es ist die *Definition* des Begriffes «Durchmesser eines Granulums» sowie, damit zusammenhängend, die *Definition* des Begriffes «Intensität eines Granulums».

In der Tat werden in der heute vorliegenden Literatur über Granulation *verschiedene* Definitionen dieser Begriffe benützt, und es wäre daher schon aus diesem Grunde nicht zu verwundern, wenn die Vermengung dieser einander widersprechenden Definitionen zu Diskrepanzen Anlaß geben, welche wenigstens einen Teil der oben erwähnten Unstimmigkeiten hervorrufen.

Den *Begriffen* des Durchmessers und der Intensität eines Granulums und eines «intergranularen Gebietes» seien deshalb zunächst einige Betrachtungen gewidmet.

Zunächst ist unschwer einzusehen, daß eine exakte Messung des Durchmessers und der Intensität eines Granulums dessen exakte *mikrophotometrische Vermessung* voraussetzt; denn die Granulation ist für sich allein d. h. phänomenologisch betrachtet nichts weiter als ein flächenhaft stark wechselnder Emmissionszustand der Sonnenphotosphäre. Die bloße visuelle *Betrachtung* einer Sonnenaufnahme und die auf sie allein sich gründende *Schätzung* oder *mikrometrische Vermessung* der Durchmesser und erst recht der Intensitäten der einzelnen Granula kann daher zu systematisch sehr verfälschten Werten führen; vor allem auch deshalb, weil diese Schätzung völlig abhängig ist von der jeweiligen Schwärzungskurve der verwendeten Platte und besonders von dem Teilbereich derselben, der bei der Herstellung des Negativs und Positivs zu praktischer Verwendung gelangte.

Man betrachte in dieser Hinsicht die Fig. 1.

Das Granulum (schematisch) in der linken unteren Ecke der Fig. 1 soll auf einer Platte mit der im oberen Teil der Fig. 1 wiedergegebenen Schwärzungskurve abgebildet werden, zuerst unter Benutzung des unteren Teils der Schwärzungskurve, dann ein zweitesmal unter Benutzung des oberen Teiles derselben. Die Resultate fallen hinsichtlich Durchmesser und Intensität ganz verschieden aus, wie die beiden Kurven rechts unten in Fig. 1 zeigen. Der bloße Betrachter, der sich über die photometrischen Umstände der Aufnahme, keine Rechenschaft ablegt, muß

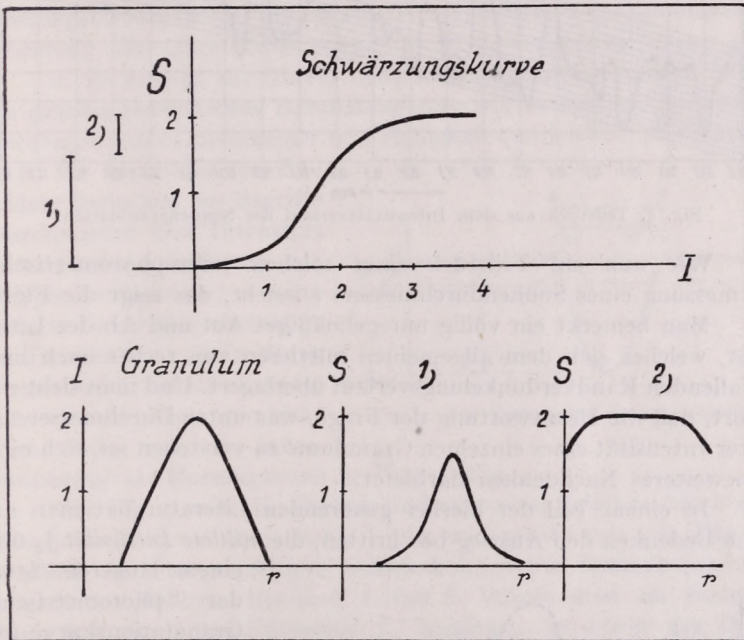


Fig. 1.

im ersten Fall einen kleinen Durchmesser und eine große Intensität des Granulums und im zweiten Falle einen großen Durchmesser und eine kleine Intensität feststellen, also eine Diskrepanz, welche qualitativ genau von der Art ist, wie die zu Beginn dieser Ausführungen erwähnten Unstimmigkeiten zwischen den alten und den neuen Ergebnissen.

Diese Quelle systematischer Verfälschung der Messungen kann also nur durch exakte mikro~~phot~~metrische Bearbeitung einer photographischen Aufnahme der Sonne vermieden werden.

Den ersten Schritt zu einer solchen stellt die Photometrierung der Aufnahme längs eines Sonnendurchmessers (München) oder längs eines mit dem Sonnenmittelpunkt konzentrischen Kreises dar (Pots-

dam). Das Ideal einer Isophotometrie der Granulation ist über gelegentliche Versuche nicht hinausgekommen, stellt aber ein notwendiges Ziel der Granulationsforschung dar.

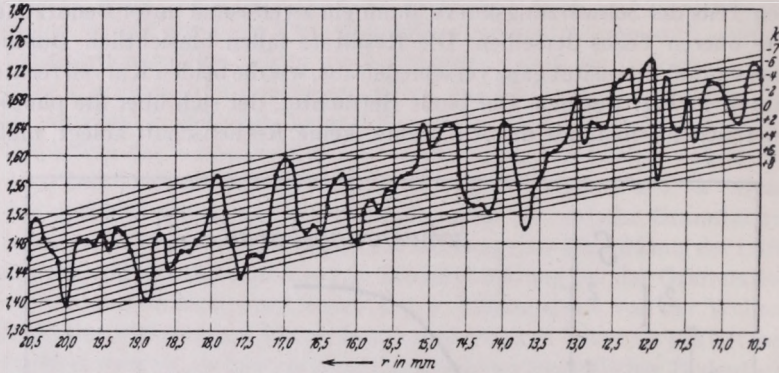


Fig. 2. Teilstück aus dem Intensitätsverlauf der Sonnengranulation.

Wie nun ein Teilstück einer solchen mikrophotometrischen Vermessung eines Sonnendurchmessers aussieht, das zeigt die Fig. 2.

Man bemerkt ein völlig unregelmäßiges Auf und Ab der Intensität, welches sich dem allgemeinen mittleren von rechts nach links abfallenden Randverdunkelungsverlauf überlagert. Und man sieht nun sofort, daß die Beantwortung der Frage, was unter Durchmesser und unter Intensität eines einzelnen Granulums zu verstehen sei, sich nicht ohne weiteres Nachdenken darbietet.

In einem Teil der hierher gehörenden Literatur hat man nun ohne Bedenken den Ausweg beschritten, die *mittlere Intensität* J_0 über

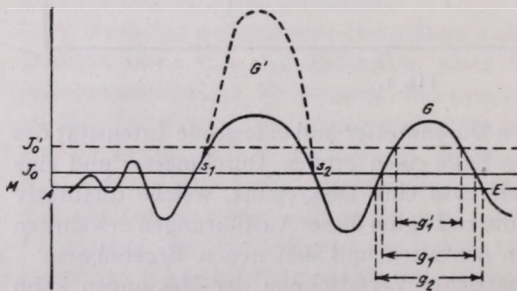


Fig. 3. Schematische Granulation.

dem photometrischen Granulationskurve (natürlich nach Abzug der systematischen allgemeinen Randverdunkelung) als die Messungsbasis zu betrachten, auf welche die Messungen der Durchmesser und Intensitäten der Granula zu beziehen seien (in Fig. 2 die rechts außen mit ϵ bezeichnete Linie).

In Fig. 3, welche den photometrischen Granulationsverlauf schematisiert zeigt, wäre diese mittlere Intensität (zwischen den Stellen

A und E) die horizontale Linie J_0 und der Durchmesser des in der Mitte der Fig. 3 gelegenen Granulums $s_1 s_2$.

Gegen die Wahl des Mittels J_0 ist aber folgendes einzuwenden :

1. Diese Wahl ist unbegründet und es findet sich auch in der Literatur keine Begründung hierfür. Auch die Wahrscheinlichkeitstheorie kann hier nicht helfen, weil die Wahl des arithmetischen Mittels als «wahrscheinlichster» Wert unbeweisbar ist, sondern *definitorischen* Charakter besitzt. Andererseits bedeutet die Wahl einer anderen Messungsbasis z. B. der Parallelen M zu J_0 in Fig. 3 die systematische Änderung aller Granuladurchmesser, z. B. $g_1 \rightarrow g_2$ wo $g_2 > g_1$.

2. Es müssen *alle* Oberflächenerscheinungen der Sonne als solche der gleichen *methodischen Behandlung* unterworfen werden, denn nur so werden sie nach Durchmesser und Helligkeit vergleichbar. Würde man z. B. für Sonnenflecken eine andere Definition der Begriffe Durchmesser und Intensität einführen und benützen, wie für die Granulation, so wäre auf die Dauer eine eindeutige vergleichende Behandlung dieser beiden Gebilde unmöglich. Gerade dieses geschieht aber, wenn man das Intensitätsmittel als Messungsbasis benützt : (Fig. 4.)

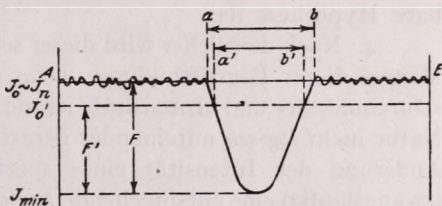


Fig. 4. Zur Vermessung eines Sonnenflecks.

Die Fig. 4 stellt die Photometerkurve eines Schnitts durch einen Sonnenfleck dar (schematisch). Links und rechts von der Fleckensenkung die unregelmäßigen Schwankungen der Granulation. Endpunkte des Meßbereiches sind A und E. Würde man als Messungsbasis hier das Intensitätsmittel J_0' benützen, so würde der Durchmesser des Flecks die Größe $a' b'$ und die Intensität des Flecks die Größe F' bekommen, während doch jeder Sonnenforscher ohne Bedenken die Werte ab bzw. F angeben würde. Es zeigt sich also in der Tat, daß in der Literatur oft Durchmesser und Intensität der Flecken *anders definiert* sind, als Durchmesser und Intensität der Granula und der intergranularen Gebiete. Dieser Umstand muß zu systematischen Mißständen führen.

3. Allgemein in der Naturwissenschaft gilt der *methodische Grundsatz*:

«Bei der Bildung von Definitionen muß man sich von impliziten Hypothesen freihalten».

Denn während eine Definition als solche jeder Prüfbarkeit an der Erfahrung naturgemäß entzogen ist, besteht das Wesen einer Hypothese

gerade darin, prinzipiell durch die Erfahrung prüfbar zu sein. So kann also eine Definition nicht gleichzeitig Hypothese sein.

Gegen diesen Grundsatz verstößt aber die Wahl des Intensitätsmittels als Messungsbasis; denn sie enthält implizite die *Behauptung*, daß der gesamte Intensitätsüberschuß der Granula:

$$\int_A^E (J_+ - J_0) ds$$

genau gleich sei dem gesamten Intensitätsdefizit der intergranularen Gebiete:

$$\int_A^E (J_- - J_0) ds.$$

Da aber die einzelnen Granula ihren eigenen kausalen (physikalischen) Gesetzen folgen, so stellt diese Behauptung eine prinzipiell unbeweisbare Hypothese dar.

4. Noch deutlicher wird dieser schwere methodische und logische Mangel dieser Begriffsbildung, wenn man bedenkt, daß die Begriffe «Durchmesser» und «Intensität» irgend eines Gebildes in der gesamten Natur nicht *logisch* miteinander derart verknüpft sein dürfen, daß die Änderung der Intensität eines speziellen solchen Gebildes logisch (zwangsläufig) eine entsprechende Änderung des Durchmessers mit sich bringt oder gar eine Änderung des Durchmessers auch noch anderer selbständiger Gebilde.

Man betrachte noch einmal Fig. 3. Findet z. B. zu einer Zeit eine (virtuelle) Intensitätsvergrößerung des in der Mitte der Figur gelegenen Granulums statt, während sich sonst zwischen *A* und *E* nichts physikalisches ändert, so erhöht sich die ganze *Messungsbasis* aller Granula von J_0 auf J_0' . Damit verkleinern sich die Durchmesser aller Granula, an denen sich doch physikalisch nichts geändert hat, z. B. g_1 wird zu g_1' . Man sieht also, daß der so definierte Durchmesserbegriff physikalisch sinnlos ist, d. h. keinen eindeutigen Sinn besitzt.

Aus dieser logisch-methodischen Zwangslage, die zu Verwirrungen prinzipieller Art in der Granulationsforschung führen muß und geführt hat, führt nur ein einziger Weg heraus:

a) Negativ formuliert: Abgehen von der Benützung des rein *formalen* Intensitätsmittels als Messungsbasis der Granulation.

b) Positiv formuliert: Bildung der Messungsbasis in solcher Weise, daß ihr von vorneherein ein eindeutiger *physikalischer* Sinn untergelegt wird. Dieser kann nur folgender sein: Die Messungsbasis muß jenen *ungestörten physikalischen Normalzustand* der Photosphäre darstellen, von welchem sich die Granula und intergranularen Gebiete als (kausale) *Individual-Gebilde*, als *Störungen* dieses Zustandes, abheben

In der schematischen Fig. 5 sei J_n jene eben bezeichnete, aber unbekannte ungestörte physikalische Normalintensität der Sonnenphotosphäre, D und Δ seien Durchmesser und Intensität des links in der Figur gelegenen Granulums. Es werde nun im folgenden der einfache Fall behandelt, daß alle Granula nur ein einziges Intensitätsmaximum und alle intergranularen Gebiete nur ein einziges Intensitätsminimum besitzen.

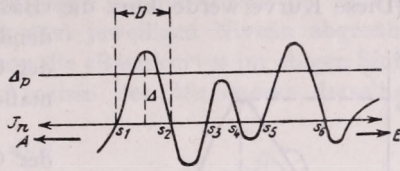


Fig. 5. Zum Begriff des Durchmessers D und der Intensität Δ eines Störung.

Diese Beschränkung ist natürlich keine prinzipielle sondern dient nur der einfachsten Darstellung des Wesentlichen.

Liegen dann auf der Strecke AE

- n_0 Granula mit Intensitäten $0 < \Delta < \Delta_1$
- n_1 " " " $\Delta_1 < \Delta < \Delta_2$
- \vdots " " " "
- n_i " " " $\Delta_i < \Delta < \Delta_{i+1}$

Liegen ferner auf dieser Strecke

- m_0 intergranulare Gebiete mit (negativen) Intensitäten $0 < \Delta < \Delta_{-1}$
- m_1 " " " " $\Delta_{-1} < \Delta < \Delta_{-2}$
- \vdots " " " "
- m_k " " " " $\Delta_{-k} < \Delta < \Delta_{-(k+1)}$

wobei immer

$$\Delta_p = p \Delta_1 \text{ und } \Delta_{-q} = -q \Delta_1 \quad \text{I}$$

sein soll (p und q ganze Zahlen von 0 bis i bzw. k), mit anderen Worten : die Δ_p und Δ_{-q} aequidistant sein sollen, so folgt für die Anzahl der Granula mit

$$\Delta > 0 : N_0 = n_0 + n_1 + n_2 + \dots + n_i$$

$$\Delta > \Delta_1 : N_1 = n_1 + n_2 + \dots + n_i$$

allgemein :

$$\Delta > \Delta_p : N_p = n_p + n_{p+1} + \dots + n_i$$

und hieraus die Ungleichungen

$$N_0 > N_1 > N_2 > N_3 > \dots > N_p > \dots > N_i \quad \text{IIa}$$

Entsprechend für die Anzahlen der intergranularen Gebiete

$$N_{-0} > N_{-1} > N_{-2} > \dots > N_{-q} > \dots > N_{-k} \quad \text{IIb}$$

Graphisch dargestellt ergeben die Ungleichungen I und II (Abszisse und Ordinate) eine von Null monoton bis zum Maximum N_0 anstei-

gende und dann wieder monoton zu Null abfallende Kurve, deren Maximum bei der Abszisse $\Delta = 0$ gelegen ist, d. h. bei $J = J_n$. (Fig. 6.) (Diese Kurve werde kurz die «Basiskurve» genannt.) Dieser entscheidende Umstand wirkt sich in der Praxis der Granulationsphotometrie folgendermaßen aus:

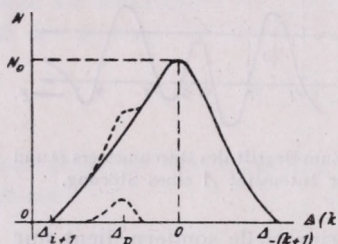


Fig. 6. Schematische Basiskurve.

Liegt der photometrische Verlauf der Granulation vor und ist außerdem eine Intensität J_0 bekannt; von welcher man weiß, daß sie sich von der gesuchten Intensität J_n nur um eine Konstante unterscheidet, so gestattet die Konstruktion der zugehörigen Basiskurve sofort aus der Lage ihres Maximalwertes N_0

die ungestörte *photosphärische Normalintensität* zu bestimmen und damit die Messungsbasis zu gewinnen.

Da J_0 sich von J_n nur um eine Konstante unterscheiden soll, darf J_0 nicht die Intensitätsschwankungen der Granulation aufweisen. Andererseits ist das die einzige Bedingung, die ihm aufzuerlegen ist. Daher kann für J_0 am einfachsten das Intensitätsmittel (auf der Strecke AE) genommen werden.

Das praktische Verfahren der Ermittlung von J_n aus einer vorgegebenen Photometerkurve der Granulation werde nun an Hand der schematischen Fig. 7 erläutert: Als Ordinaten sind Intensitäten aufgetragen. Gefragt ist nach der von Granulation *ungestörten* photosphä-

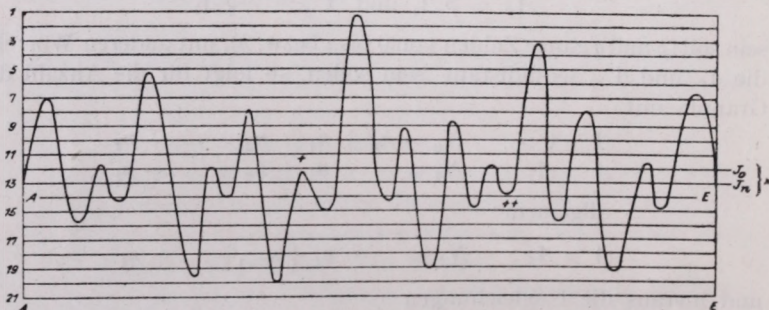


Fig. 7. Einfache Störung. $J_0 = 12.0$; $J_n = 13.0$.

rischen Normalintensität J_n , welche als Bezugsbasis für individuelle Durchmesser und Intensitäten der Granula und der intergranularen Gebiete dienen muß.

Die arithmetische (graphische) Mittelbildung über die ganze Strecke liefert den Intensitätswert $J_0 = 12$. Dieser darf aber nicht

unbesehen als Messungsbasis genommen werden. Sondern indem nun nach Konstruktion einer Reihe von parallelen «Intensitätsniveaus» (also mit konstanten Unterschieden gegen J_0) die Anzahl der Schnittpunkte der Photometerkurve mit dem jeweiligen Niveau abgezählt werden (welche gleich $2N$ ist), kann die «Basiskurve» im obigen Sinne leicht konstruiert werden. Die Abszisse des *Maximums* derselben (Fig. 8) bezeichnet dann sofort die ungestörte photosphärische Normalintensität $J_n = 13$, welche sich somit als verschieden von J_0 ergibt.

Damit sind dann alle individuellen Durchmesser und Intensitäten der Granula und intergranularen Gebiete eindeutig meßbar geworden. Auch eine wohl begründete, auf eindeutiges Material sich stützende *Statistik* dieser Gebilde kann erst jetzt durchgeführt werden.

Es ist auch leicht einzusehen, daß die früher angegebenen schweren Mängel, welche der Benutzung von J_0 als Messungsbasis anhaften, der Benutzung von J_n nicht anhaften:

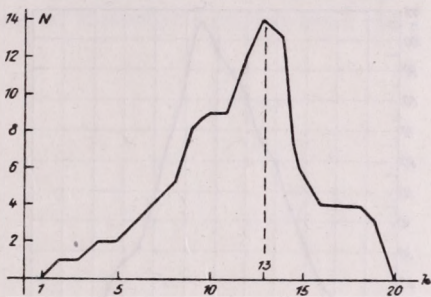


Fig. 8. Basiskurve zur Störungskurve Fig. 7.

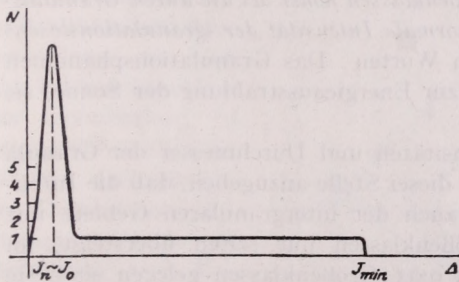


Fig. 9. Basiskurve eines Sonnenflecks.

Zu 1: Die Ermittlung von J_n geschieht auf methodisch wohl begründete Weise, eindeutig, und ohne fehlerhafte Bezugnahme auf die Wahrscheinlichkeitstheorie.

Zu 2. Die Behandlung der Sonnenflecken-Photometrie nach dieser Methode führt automatisch zu jener Messungsbasis J_n und damit zu jenen Werten von Durch-

messer und Intensität, welche dem Phänomen allein gerecht werden (Fig. 9 und Fig. 4).

Zu 3: Diese Definition der Messungsbasis enthält keinerlei implizite Hypothesen über das Verhältnis des Intensitätsüberschusses der Granula zum Intensitätsdefizit der intergranularen Gebiete.

Zu 4: Es besteht bei dieser Methode keine logische Verknüpfung der Begriffe Durchmesser und Intensität: Eine virtuelle Vergrößerung der Intensität des schon oben ins Auge gefaßten Granulums in Fig. 3 bringt keine Änderung der Messungsbasis hervor und damit auch keine

Änderung der Durchmesser und Intensitäten der anderen, ganz unbeteiligten Granula, denn die Basiskurve erfährt durch diese Änderung nur eine kleine Modifikation des aufsteigenden Astes (siehe Fig. 6), aber *nicht die geringste Verschiebung des Maximums*, auf welche allein es ankommt.

Die Anwendung des eben geschilderten Verfahrens der Messungs-

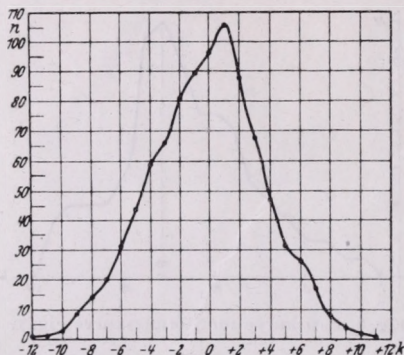


Fig. 10. Basiskurve der Granulation.

basisbestimmung auf eine besonders gut gelungene Platte des Münchener Sonnenmaterials ergab nun folgende Basiskurve: Auf der Abszisse bedeutet die Zahl 0 das Intensitätsmittel über den photometrierten Sonnendurchmesser und es zeigt sich deutlich, daß das Maximum der Basiskurve um 0,01 Größenklassen nach rechts, d. h. nach der Seite geringerer Intensitäten verschoben ist. Dieses Ergebnis konnte durch andere (umfangreichere) Photometrierungen bestätigt werden. Es kann

in die Aussage gekleidet werden: *Die mittlere Intensität des Photosphärenlichts ist um 0,01 Größenklassen höher als die durch Granulationsphänomene nicht gestörte normale Intensität der «granulationslosen» Photosphäre.* Oder mit anderen Worten: Das Granulationsphänomen leistet einen *positiven* Beitrag zur Energieausstrahlung der Sonne, sie *erhöht* diese.

Was nun aber die Intensitäten und Durchmesser der Granula selbst betrifft, so genügt es an dieser Stelle anzugeben, daß die Intensität ΔJ dieser Gebilde (wie auch der intergranularen Gebiete mit anderen Vorzeichen) 0,1 Größenklassen nur selten übersteigt, im allgemeinen aber bei 0,01 bis 0,03 Größenklassen gelegen sind. Sie stehen außerdem in einer deutlichen Korrelation zum jeweiligen Durchmesser D , wie Fig. 11 zeigt. In dieser Figur fällt das Vorkommen so großer Gebilde wie $D > 10''$ bis zu ca $25''$ auf und wir werden an dieser Stelle wieder an die eingangs erwähnte Diskrepanz zwischen den alten, neuen und neuesten Literaturangaben bezüglich der Durchmesser erinnert. Ganz abgesehen davon, daß bis heute eine exakte Methode der Durchmesserbestimmung in der Granulationsforschung, wie sie hier in ihren Grundzügen gegeben werden konnte, allein an dem Münchener Material teilweise durchgeführt wurde, wird für die Aufklärung der genannten Diskrepanz noch folgender Umstand von Bedeutung sein: Die Granula und die intergranularen

Gebiete haben nicht alle — wie im vorhergehenden einfachen Falle — bloß ein einziges Intensitätsmaximum bzw. Minimum, sondern viele Exemplare haben mehrere Maxima bzw. mehrere Minima (Fig. 12)

In Fig. 12 zeigt sich, daß bei solchen Exemplaren durch die exakte Methodik Gebiete als ein *einziges* Granulum mit großem Durchmesser angesprochen werden müssen, welche bei bloßer Schätzung oder Abzählung der vorhandenen Maxima bzw. Minima als eine Ansammlung mehrerer Granula mit entsprechend kleineren Durchmessern (die aber dann methodisch

nicht eindeutig definierbar sind) in Erscheinung treten. Bei exakter Methodik stellen *diese* Intensitätsschwankungen nur die *Feinstruktur* des betreffenden Einzelgranulums dar. (Von diesen Erörterungen völlig unabhängig ist natürlich die Frage nach dem Einfluß der irdischen Atmosphäre, der Luftunruhe, der Schlierenbildung etc. auf den Intensitätsverlauf der Granulation). So zeigt sich, wie zur Aufklärung der erwähnten Durchmesser-Diskrepanz *nicht nur* die Benützung von Momenten größter Luftunruhe und Schlieren-

losigkeit notwendig ist, *sondern auch* die Bearbeitung dieser Aufnahmen mit den exakten, hier in ihren Grundlinien angegebenen Behandlungsmethoden. In diesem Punkte liegt noch eine wesentliche Aufgabe für die Zukunft vor.

Wenden wir uns nunmehr dem Problem der kausalen oder wie man meist sagt der physikalischen Erforschung der Granulation zu, so steht hier ebenso wie bei der Gesamtphotosphäre (Randverdunklung) die Frage nach dem Vorhandensein von «Randeffekten» der Granulation im Vordergrund. Es mag genügen, sich hier auf zwei

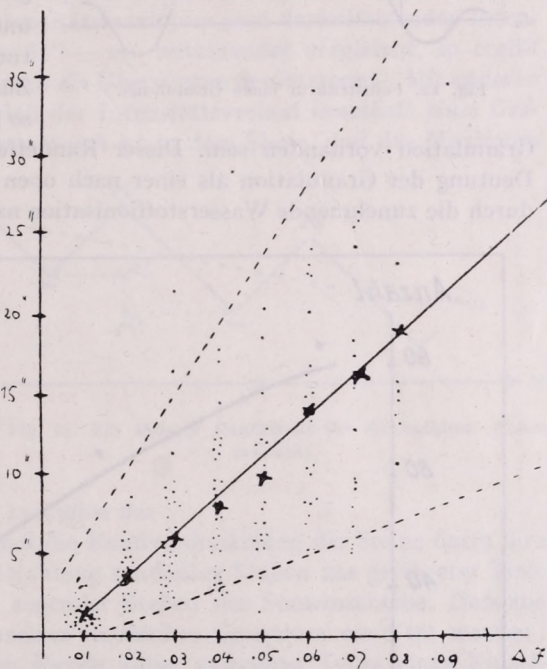


Fig. 11. Beziehung zwischen Durchmesser und Intensität der Granula.

derselben zu beschränken. Den ersten Randeffekt zeigt Fig. 13. Er besteht in einer steten *Abnahme* der Anzahl der Granula (innerhalb gleicher heliozentrischer Winkelbeträge) mit zunehmendem Einblickswinkel ϑ in die Photosphäre (Einblickswinkel in der Sonnenmitte 0 Grad, am Sonnenrande 90 Grad).

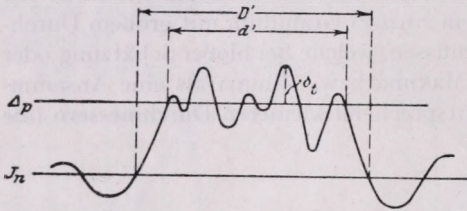


Fig. 12. Feinstruktur eines Granulums.

Die Abnahme beträgt bei $\vartheta = 61$ Grad bereits 50% und nach neueren Literaturangaben der Sternwarte Zürich soll von $\vartheta = 70$ Grad so gut wie überhaupt keine

Granulation vorhanden sein. Dieser Randeffekt fügt sich gut in die Deutung der Granulation als einer nach oben und unten begrenzten, durch die zunehmende Wasserstoffionisation nach der Tiefe hin hervor-

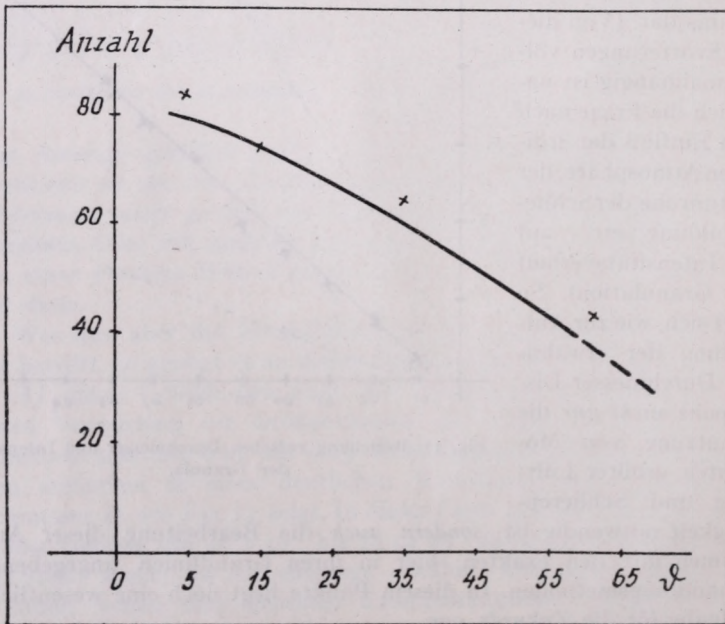


Fig. 13. Ein Randeffekt der Granulation.

gerufenen Konvektionszone ein: Hiernach kann nämlich oberhalb der optischen Tiefe 1.6 keine Konvektion mehr zustande kommen, andererseits ergibt die Theorie des Strahlungsgleichgewichtes als maximale

optische Tiefe, aus welcher noch Strahlung herausdringt, ebenfalls ungefähr diesen Wert bei $\vartheta = 70$ Grad und kleinere Werte bei $\vartheta > 70$ Grad. Der Blick dringt hiernach also für $\vartheta > 70$ Grad nicht mehr in jene Tiefen, in welchen die Konvektionsströme und damit die Granulationsphänomene sich zeigen.

Der zweite Randeffekt möge durch Fig. 14 veranschaulicht werden. Wenn man (auf einer Ultraviolettaufnahme) die Abstände von einem Intensitätsminimum m zum darauffolgenden Intensitätsmaximum M (in Richtung Mitte — Rand) (Strecke $m - M'$) und andererseits die Abstände von einem Intensitätsmaximum zum darauffolgenden Intensitätsminimum (Strecke $M'' - m$) miteinander vergleicht, so ergibt sich im Mittel in allen Zonen ein Überwiegen des letzteren: Mit anderen Worten, es zeigt sich, daß der Intensitätsverlauf *innerhalb eines Granulums* im Mittel *unsymmetrisch* ist in dem Sinne, daß das Maximum der Intensität zur Sonnenmitte hin verschoben ist. Ferner zeigt sich eine geringe Zunahme dieser Asymmetrie mit der Annäherung an den Sonnenrand. Als

kausale Deutung dieser Erscheinung bietet sich in sehr einfacher Weise folgende zwanglos dar:

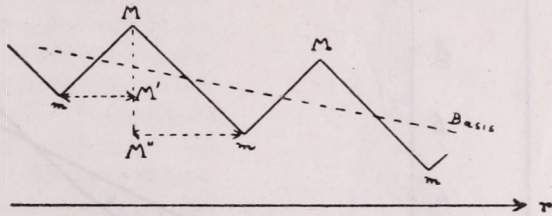


Fig. 14. Ein anderer Randeffekt der Granulation (schematisch).

Es ist bekannt, daß die Randverdunkelung der Sonne darin ihre Ursache hat, daß die Strahlung randnaher Stellen aus geringerer Tiefe stammt, als diejenige zentraler Stellen der Sonnenscheibe. Dasselbe muß auch für ein einzelnes randnahes Granulum erwartet werden: Die Strahlung des dem Rande näher gelegenen Teiles eines Einzelgranulums muß im Mittel aus geringerer Tiefe stammen als die Strahlung des der Sonnenmitte näher gelegenen Teiles dieses Granulums. Es ist nicht schwer, auf Grund eines einfachen Modells diese Vorstellung quantitativ zu fassen und die Größenordnung des zu erwartenden Effektes zu berechnen. Das Ergebnis zeigt die Fig. 15. Ergibt sich so eine positive Beantwortung der Frage nach dem Vorhandensein von besonderen Randeffekten der Granulation, so mußte die andere Frage nach dem Vorhandensein einer *periodischen zeitlichen Veränderlichkeit* derselben verneint werden. Man kann zwar nicht sagen, daß heute schon durch einen oder gar mehrere Zyklen hindurch systematische empirische Untersuchungen der Granulation vorlägen; aber man kann mit Sicherheit aussprechen, daß keine Periodizität der

Granulation von jener Deutlichkeit und Auffälligkeit vorliegt, wie man sie bei den Flecken und anderen solaren Erscheinungen kennt. Diese Bemerkung mag den Anlaß abgeben, den Sonnenflecken einige Aufmerksamkeit zuzuwenden :

Wenn nämlich die Häufigkeit der Sonnenflecken eine — wie bekannt, ca 11 jährige — Periodizität zeigt, die Granulation aber nichts dergleichen aufweist, so folgt daraus nach den Prinzipien der exakten Wissenschaften, daß eine *besondere spezifisch fleckenerzeugende Ursache*

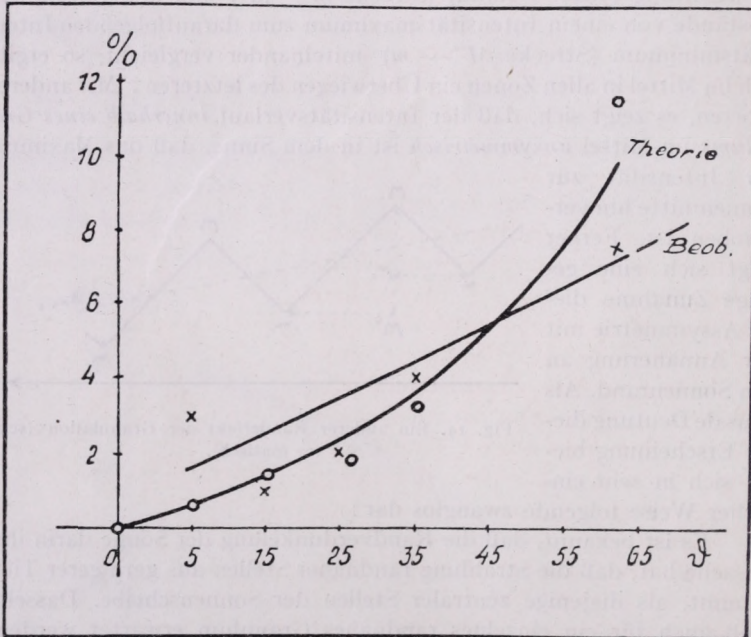


Fig. 15. Vergleich zwischen Beobachtung und Rechnung für den 2. Randeffekt.
Ordinate: Prozentuale Asymmetrie der Granulation.

angesetzt werden muß. Es stellt die einfachste Annahme dar diese Ursache, welche im folgenden kurz als «Fleckenherd» bezeichnet werden soll, als zeitlich *periodisch* wirkend anzusehen. Ob der Grund dieser Periodizität innerhalb oder außerhalb der Sonne zu suchen ist, möge dabei ganz unerörtert bleiben; man kann bei dem heutigen Stand der Kenntnis auch tatsächlich noch keinen zwingenden Schluß in dieser Hinsicht ziehen, und beide Meinungen werden in der Fachliteratur vertreten. Für den vorliegenden Zweck genügt es, sich auf die einfachst denkbare (schematische) Periodizität dieser Herdtätigkeit zu beschränken, nämlich ein einfaches Ansteigen und darauffolgendes Ab-

steigen der Fleckenerzeugung mit jeweils konstantem Gradienten und völliger Symmetrie anzusetzen, wie dies Fig. 16 zeigt.

Allein die Periodizität der Tätigkeit des Fleckenherdes führt noch nicht zu einer Periodizität der Fleckenhäufigkeit selbst. Würden nämlich die von diesem Fleckenherd erzeugten Flecken ewigen Bestand haben, so würde die Fleckenzahl auf der Sonnenoberfläche dauernd anwachsen, aber nie periodisch zu- und abnehmen. Um diese letztere Erscheinung hervorzurufen, ist es daher notwendig, eine *zweite Ursache* anzusetzen, welche dahin wirkt, die jeweils vorhandenen Flecken wieder zu vernichten.

Es handelt sich nun darum, sich die einfachste Vorstellung von dieser Ursache zu bilden, d. h. sie möglichst mit schon vorhandenen Mitteln zu formulieren ohne jede überflüssige Zusatzhypothese.

Es wurde vorhin erwähnt, daß der Zustand der Granulation der zeitlich unveränderliche Dauerzustand der Sonnenoberfläche ist; er kann daher als stabiler Gleichgewichtszustand der Photosphäre angesehen werden. Sonnenflecken, vom Fleckenherd erzeugt, stellen dann *Störungen* dieses Gleichgewichtszustandes dar und werden als solche innerhalb oder unterhalb der Photosphäre Kräfte auslösen, die man — um den einfachsten Fall zu nehmen — mit jenen oben erwähnten fleckenvernichtenden Ursachen identifizieren kann. Da somit jeder Fleck dieser zerstörenden Wirkung ausgesetzt ist, so wird die fleckenvernichtende Kraft umso größer sein, je größer die Anzahl der vorhandenen Flecken ist, und es bedeutet auch hier die einfachste Annahme, die *Proportionalität* zwischen beiden anzusetzen. Auf diese Weise kommt folgende diesen kausalen Vorgang auf einfachste Weise wiedergebende Differentialgleichung zustande:

$$\frac{dR}{dt} + kR = b \pm a\tau,$$

wo R die Fleckenzahl (Relativzahl), a der Gradient des Fleckenherdes, b die Amplitude des Fleckenherdes, τ den zeitlichen Abstand vom Herdmaximum bedeutet, und ferner k die «*Konstante der photosphärischen Stabilität*» genannt werde. Das Vorzeichen des letzten Gliedes bezieht sich auf den aufsteigenden bzw. den absteigenden Ast des Fleckenherdes.

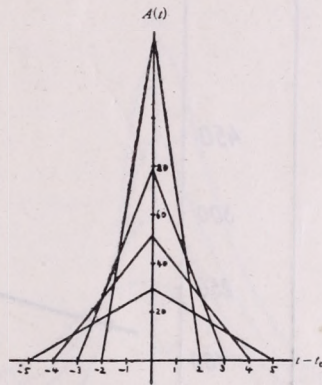


Fig. 16. Einfachster Verlauf der Herdtätigkeit.

Die Aufgabe lautet nun, Amplitude b und Gradient a des Fleckenherdes von Zyklus zu Zyklus zu variieren, die Stabilitätskonstante k aber als Konstante für *alle* Zyklen so zu bestimmen, daß R mit dem beobachteten periodischen Verlauf der Fleckenzahl übereinstimmt.

Das Resultat kann dann folgendermaßen formuliert werden:

1. Die während eines Fleckenzyklus vom Fleckenherd verausgabte fleckenerzeugende Gesamtenergie E kommt in einem umso kürzeren Zeitraum zur Ausgabe, je größer der Betrag dieser Energie ist (Fig. 17):
 $E = 120 + 1 \cdot 13 b$.

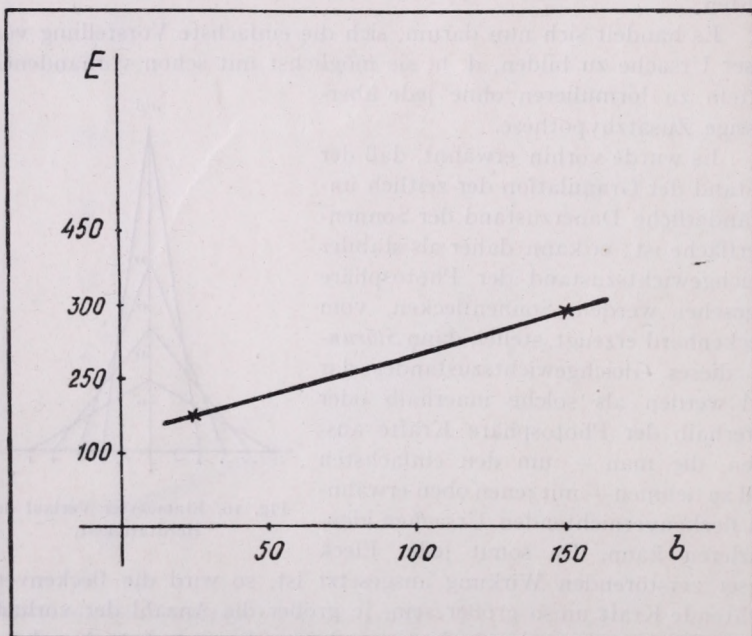


Fig. 17. Amplitude und Gesamtenergie der Herdtätigkeit.

2. Die Konstante der photosphärischen Stabilität hat den Wert $k = 0.4$, d. h. mit anderen Worten *die Anzahl der vorhandenen Flecken reduziert sich bei alleinigem Wirken der fleckenvernichtenden photosphärischen Stabilität in $\frac{1}{0.4} = 2.5$ Jahren auf ein Drittel des früheren Betrages*. Da diese Zeitspanne sehr groß ist im Vergleich zur mittleren Lebensdauer eines Einzelflecks, so kann sie sich nicht auf diese allein beziehen, sondern auf die Gesamtheit der auch in tieferen subphotosphärischen Schichten vorhandenen und dort offenbar mit den Einzelflecken ein *zusammenhängendes Ganzes* bildenden Störungen.

Man gewinnt auf diesem Wege einen erneuten Hinweis auf jene Gedankengänge, welche Bjerknes mit seiner Vorstellung von den durch lange subphotosphärische Wirbel zusammenhängenden Flecken gehegt hat.

In welch überraschend hohem Grade die im Vorangehenden auf Grund einfachster Kausalvorstellungen sich ergebenden Sonnenfleckenzyklen mit den wirklich beobachteten übereinstimmen, zeigt Fig. 18, welche auf der rechten Seite die Schar der mit ihren Maxima auf einander gelegten Zyklen der Fleckenanzahlen (in vier Exemplaren) auf Grund des heute vorliegenden empirischen Materials enthält, auf der linken Seite aber das theoretische Resultat der oben entwickelten

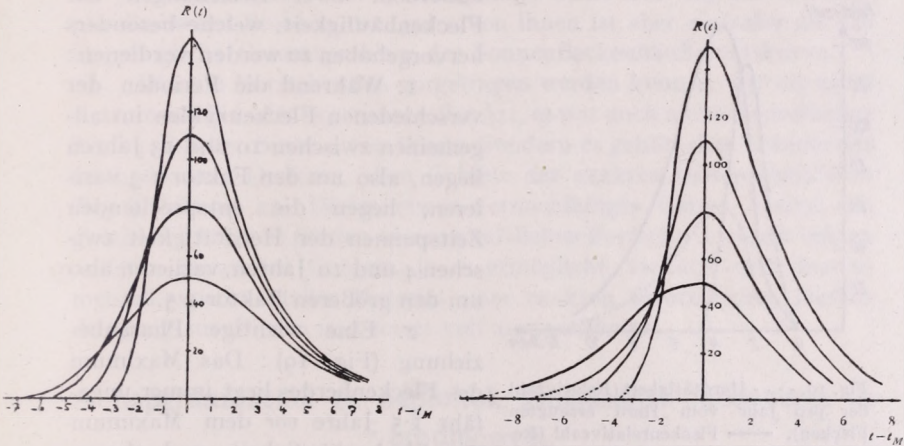


Fig. 18. Die theoretische und die empirische Schar der Fleckhäufigkeitskurven.

Differentialgleichung wiedergibt. Alle wesentlichen Merkmale der empirischen Kurvenschar enthält auch die theoretische Schar:

1. Die Gleichheit des Flächeninhalts der vom aufsteigenden Ast, Abszisse und Ordinate gebildeten Fläche in *allen* Zyklen. Überschneiden der aufsteigenden Äste.
2. Das Anwachsen der entsprechenden Flächeninhalte auf dem absteigenden Ast mit wachsendem Fleckenmaximum. Nichtüberschneiden der absteigenden Äste.
3. Die aus 1. und 2. resultierende *Asymmetrie* des Kurvenverlaufs, welche umso größer ist, je größer das Fleckenmaximum.
4. Das Auftreten von Wendepunkten auf beiden Ästen der Fleckkurven.

Es ist in neuerer Zeit gegen diese Deutung der Sachlage eingewendet worden, daß dem Fleckenherd schon alle die wesentlichen

Eigenschaften beigelegt werden müßten, welche man an der Fleckenkurve zu erklären wünsche, sodaß also keine Erklärung, sondern nur eine nutzlose *Verschiebung* des Problems vorliege.

Dieser Einwand besteht zu Unrecht; denn gerade die wesentlichen Eigenschaften der *Asymmetrie* und der *Wendepunkte*, welche die Fleckenkurven aufweisen, besitzt der Fleckenherd in unserem einfachen Falle nicht; er braucht sie also auch in der Wirklichkeit nicht zu besitzen. Ihr Auftreten bei der Fleckenkurve findet somit wirklich eine Erklärung durch die entwickelte Vorstellung der *photosphärischen Stabilität*.

Die Tätigkeit des Fleckenherdes selbst aber besitzt hiernach

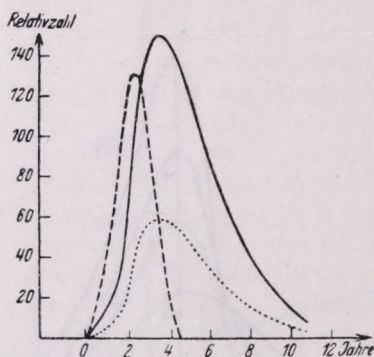


Fig. 19. - - - Herdtätigkeit (Relativzahl der pro Jahr vom Herd erzeugten Flecken). — Fleckenrelativzahl (Relativzahl der vorhandenen Flecken) . . . Relativzahl der durch die photosphärische Stabilität pro Jahr vernichteten Flecken.

außerdem zwei Beziehungen zur Fleckenhäufigkeit, welche besonders hervorgehoben zu werden verdienen:

1. Während die Perioden der verschiedenen Fleckenzyklen im allgemeinen zwischen 10 und 13 Jahren liegen, also um den Faktor 1.3 variieren, liegen die entsprechenden Zeitspannen der Herdtätigkeit zwischen 4 und 10 Jahren, variieren also um den größeren Faktor 2.5.

2. Eine wichtige Phasenbeziehung (Fig. 19): Das Maximum des Fleckenherdes liegt immer ungefähr 1.5 Jahre vor dem Maximum der Fleckenhäufigkeit, und ebenso ist die Herdtätigkeit bereits so gut wie erloschen, wenn die Fleckenanzahl noch verhältnismäßig groß

ist. Das Maximum der Fleckentätigkeit liegt zwischen dem Maximum und dem darauffolgenden Minimum des Fleckenherdes.

Diese Phasenbeziehung vermag in der Zukunft vielleicht ein wichtiges Kriterium abzugeben für die Entdeckung der den Fleckenzyklus verursachenden Vorgänge: Von diesen ist nämlich zu erwarten, daß sie die eben erwähnte Phasenbeziehung zur Fleckenkurve aufweisen.

Es ist vielleicht nicht unwichtig, an dieser Stelle auf die tatsächlich vorhandene Phasendifferenz zwischen Fleckenhäufigkeit und der *Abplattung der Sonnenkorona* hinzuweisen: Ihr Minimalwert tritt schon 1—2 Jahre vor dem Fleckenmaximum auf. Dasselbe gilt für die polaren Protuberanzen. Das Minimum der Abplattung der Sonnenkorona ist im übrigen hauptsächlich durch das Auftreten der Korona-

strahlen in hohen Breiten bestimmt, entspricht in Wirklichkeit also einem Maximum an solarer Tätigkeit. So liegt die Vermutung nicht ferne, daß die koronalen und die Protuberanzvorgänge in engster Beziehung zu dem stehen, was in diesem Artikel der Fleckenherd genannt worden ist. Näheres hierüber muß freilich erst die zukünftige Forschung lehren.

Der durch die vorstehende Analyse der Fleckenhäufigkeitskurven erzielte Fortschritt liegt im wesentlichen darin, daß das komplizierte Periodenphänomen in *zwei* näher bestimmte und quantitativ festgelegte *einfachere* Vorgänge aufgeteilt worden ist. Jeder von ihnen, die Periodizität des Fleckenherdes selbst sowie das Auftreten der Stabilitätskräfte der Photosphäre, stellt ein eigenes Sonnenphysikalisches Problem dar, jedes von ihnen ist aber *einfacher* als das ursprüngliche Gesamtproblem der Sonnenfleckenhäufigkeitskurve.

Was im Vorstehenden vorgetragen werden konnte, war oft nicht instrumenteller oder experimenteller Art, es war auch nicht theoretischer Art im üblichen Sinne dieser Worte. Sondern es gehört dem Gebiete des methodischen Denkens, dem Gebiete der exakten *wissenschaftlichen Begriffsbildung* an. Dieses etwas vernachlässigte Gebiet besitzt die gleiche Wichtigkeit für den wissenschaftlichen Fortschritt wie die beiden anderen genannten Gebiete, ja es ermöglicht vielfach erst, instrumentell-experimentelles Material einer exakten theoretischen Durchdringung zuzuführen und somit voll auszuschöpfen.

A napgranulációk és napfoltok kutatásának módszerei és eredményei.

Irta: B. Thüring.*

(Rövid tartalmi kivonat.)

A granulációk átmérőjének és intenzitásának a meghatározása igen erősen a definíciótól és a mérés módjától függ. A müncheni** csillagvizsgálón alkalmazott és itt részletesen kifejtett módszer azonban teljesen exakt eredményekhez vezet. A granulációknál két különböző perem-effektus áll elő. — A foltgyakoriság görbéinek speciális analízise a bonyolult periodikus jelenséget két közelebről meghatározott és kvantitatív is megadott egyszerűbb jelenségre bontja föl.

* A bécsi egyetem csillagász professzorának, a bécsi egyetemi csillagvizsgáló igazgatójának 1942-ben Budapesten Szakosztályunk keretein belül tartott előadását közöljük ebben a számunkban.

** Szerző u. i. Bécs előtt ott dolgozott.

A KOLOZSVÁRI EGYETEMI CSILLAGVIZSGÁLÓ

1941—1942.*

Irta : *Dezső Loránt.*

1. Története. Kolozsvárnak a csillagászzal való kapcsolatai az 1752-es évre nyulnak vissza. Hell Miksa ekkor költözött Zsolnáról Kolozsvárra. A jezsuiták Báthory egyetemén — az 1872-ben alapított m. kir. Ferenc József Tudományegyetem elődjén — működött közel három évig, míg 1755-ben Mária Terézia ki nem nevezte császári királyi csillagásznak. Kolozsvári tanszékét felcseréli tehát a bécsi egyetem csillagászati tanszékével és így, sajnos, a főleg általa kezdeményezett és szervezése alatt álló kolozsvári egyetemi csillagvizsgáló felszerelését nem fejezhette be.¹⁻² Új állásával járó kötelezettségei, a bécsi egyetemi csillagvizsgáló igazgatása mellett ezt csak úgy tudta volna megvalósítani, ha maradt volna Kolozsvárt legalább egy képzett csillagász szakember utóda. Hell, Bécsbe való letelepedése után ugyanis egészen haláláig tulajdonképpen irányítója maradt a magyarországi csillagászatnak és állandó érintkezést tartott fenn a hazájából csillagászokkal, csupán a kolozsvári csillagvizsgálóval való további kapcsolatairól nem ismeretes semmi.

Hell itteni tanársága idején készült el a tervei szerint épített első magyar csillagvizsgáló Nagyszombatban. A kolozsvári valószínűleg már csak távozása után, de mindenesetre 1766 előtt került tető alá és a jezsuita egyetem kétemeletes épületének tetején foglalt helyet. Hell Kolozsvárt saját lakásán kényszerült szerény obszervatóriumot berendezni.³⁻⁴

1798-ban az első kolozsvári «csillagász tornyot» azonban tűzvész pusztította el. A tűzvész után a gubernium a volt jezsuita, majd piarista, akkor pedig már guberniumi épülethez kimagasló épület-szárnyat emeltetett. Ennek tetejére épült az új csillagásztorony —

* Németnyelvű kivonat a *Vierteljahrsschrift der Astronomischen Gesellschaft* 78. (1943) évfolyamában fog megjelenni.

Jelen (magyar nyelvű) cikk különnyomatban, mint az *Egyetemi Csillagvizsgáló, Kolozsvár, B) Különnyomatsorozatának 1. száma* is jelenik meg.

¹ Erdély Magyar Egyeteme. (Az erdélyi egyetemi gondolat és a m. kir. Ferenc József Tudományegyetem története.) Kolozsvár, 1941. Az Erdélyi Tudományos Intézet kiadása. Szerk. Bisztray Gy., Szabó T. A. és Tamás L. Lásd Bisztray Gyula: Az erdélyi tudományos élet és az egyetemi gondolat c. fejezetet. 90. old.

² Pinzger Ferenc: Hell Miksa emlékezete. I. rész. Budapest, M. Tud. Akad. kiad., 1920. 15—16. old.

³ Jakab Elek: Kolozsvár története. III. Budapest, 1888. 324—325. old.

⁴ Márki Sándor: A m. kir. Ferenc József Tudományegyetem története 1872—1922. Szeged, 1922. 22. old.

tehat jóformán a régi helyén — Mártonfi József erdélyi püspök költségén. Ő egyébként a csillagvizsgáló jövőjéről évjáradékszerű alapítvány adományozásával is gondoskodott. Ez azonban a kolozsvári csillagászat szerencsétlenségére nemsokára elértéktelenedett.⁵⁻⁶ 1805-től 1898-ig állott fenn ezen a helyen a csillagda, amíg a mai központi egyetemi épület két szárnya el nem készült és a gubernium egykori palotájának ezt a részét is le nem bontották. A csillagda voltaképpen az erdélyi római katolikus státus tulajdona volt és eredetileg a kegyesrendiek vezetése alatt álló katolikus líceumhoz tartozott. Bizonyos, hogy 1876-ban még ez a jogi viszony állott fenn és igen valószínű, hogy a csillagda, műszereivel együtt, de talán a könyvtár kivételével 1885-ben ment át az egyetem tulajdonába.⁷⁻⁵ A csillagda mintegy száz év előtt keltezett leltárában⁶ felsorolt könyvek közül néhányat a líceumi könyvtárban találtam meg; a műszerek hollétéről nem tudok semmit.

Az egyetem, úgy hiszem kezdettől fogva, használta a csillagdat és műszereit, ha nem is volt tulajdonjogilag az övé. Erre vall, hogy az egyetemi tanrendek tanúsága szerint már az 1872/73. tanévben voltak a hallgatók számára rendezett csillagászati gyakorlatok. A csillagászati műszerekkel végzett gyakorlatokat elsősorban az 1876/77. tanév I. felében, utoljára pedig az 1892/93. tanév II. felében tartották a csillagdában. Az egyetemi almanachban 1872/73-tól szerepel az egyetemi intézetek között a «csillagászati gyűjteménytár», ill. később az 1892/93. tanév II. felétől kezdve egészen a román megszállásig a «csillagászati intézet és gyűjteménytár». (Tehát a megszálláskor a régi műszereknek még meg kellett lenni.) Az intézet igazgatója elsősorban Martin Lajos matematikus professzor volt, míg később a mindenkori fizikai intézet igazgatója.

A kolozsvári csillagda műszereinek jegyzéke nagyjából ismeretes. A múlt század elején mintegy két évtizedig a gyulafehérvári csillagvizsgálóból is volt itt két kis távcső kölcsönként.⁶ Az 1800-as évek második felétől kezdve, mivel nem volt lehetőség újabb műszerek beszerzésére, a csillagda komolyabb csillagászati kutató munkára nem volt alkalmas és főleg didaktikai célokat szolgált. A csillagászat iránt érdeklődő egyetemi hallgatók azonban majdnem mindig folytathattak értékes tanulmányokat, amint erről az egyetemi tanrendek átlapozásával meggyőződhetünk.

⁵ Erdélyi Károly: A kolozsvári r. kat. főgymnasium története 1579—1898. A kegyes tanítórendiek vezetése alatt álló kolozsvári róm. kat. főgymnasium értesítője az 1897/98. tanévről. Kolozsvár, 1898. 124—125. old.

⁶ *Protocollum Speculae Astronomicae Claudiopolitanae in Transilvania ab anno 1832*. Könyvalakú kézirat a kolozsvári líceumi könyvtárban.

⁷ 4. alatt idézett mű 22—28., 42. és 69. old.

A mostoha körülmények miatt természetesen a Kolozsvárt végzett eredeti csillagászati észlelések száma csekély. Kéziratban láttam az eredményeit néhány csillagfödés és fogyatkozás megfigyelésnek.⁶ Ezek publikálásáról azonban nincs tudomásom. A kolozsvári csillagdában végrehajtott legjelentősebb észlelés Konkoly Thege Miklós irányítása mellett történt és az 1874-es Vénus átvonulás megfigyeléséből állott. Összefüggésben ezzel 1874 és 1875-ben több különböző észlelést végeztek még a csillagda pontos földrajzi koordinátáinak csillagászati úton való meghatározására.⁸⁻⁹

Már évekkel az 1914-ben kitört világháború előtt tervezték az új, korszerű egyetemi csillagvizsgáló felállítását. Az intézet helyéül a Fellegvárt szemelték ki. A költségek felét Harkányi Béla báró vállalta volna magára. A szép tervek keresztülvitelét a háború, majd az egyetemnek Kolozsvárról történő kényszerű elköltözése akadályozta meg.

A két évtizedes kolozsvári román uralom alatt a Ferenc József Tudományegyetem helyiségeibe beköltözött idegen egyetem hamarosan hozzáfogott csillagvizsgáló intézet létesítéséhez. Az új intézet végül is számottevő, sőt a legjelentősebb román csillagvizsgálóvá fejlődött. (Messze elmaradt azonban a — vele egyidőben keletkezett — svábhegyi csillagvizsgáló mögött.) A kolozsvári román csillagvizsgáló műszereivel végzett megfigyelésekről publikáció nem jelent meg.¹⁰

A románok Kolozsvárról történő kivonulásukkor, 1940 szeptemberében a csillagászati műszereket, az intézet teljes berendezésével, az épületekbe beépített és sok esetben az épületekhez tartozó összes tárgyával együtt magukkal vitték.¹¹⁻¹²

2. Szervezete. A mai kolozsvári egyetemi csillagvizsgáló a m. kir. Ferenc József Tudományegyetem Matematikai és Természet-tudományi karához tartozik és egyelőre az egyetemi meteorológiai obszervatóriummal közösen képez adminisztratív szempontból egy kari intézetet: Csillagvizsgáló és Léggörkutató Intézet néven. Mivel Kolozsvárt sem csillagászati, sem meteorológiai tanszék jelenleg nincsen, viszont a meteorológia a fizikai földrajznak speciális fejezete csupán, így ennek a tudománynak nyilvános tanára Prinz Gyula dr.

⁶ Konkoly: Csillagászati megfigyeléseim 1874 és 1875-ben. M. Tud. Akad. Ért. a Mat. Tud. Köréből. Budapest, 1876. 32—35. old. Kolozsvár földrajzi hosszának meghatározása; 36—38. old. A Vénus átvonulásának észlelése Kolozsvárott. Konkoly: Beobachtungen angestellt am Astophys. Obs. Ógyalla. Halle, 1879. 54—56. old.

⁸ Martin L.: Kolozsvár városa hosszmeghatározása. Erdélyi Múzeum II. 121—123. old. 1875.

¹⁰ Anuarul universităţii din Cluj, 1919/20-tól 1938/39-ig.

¹¹ I. alatt idézett mű 442. old.

¹² 1941 februárjában ezen csupasz falak közé nyertem kinevezést mint egyetemi tanársegéd.

lett e kettős intézet igazgatója. Egyébként a csillagvizsgáló és légkörkutató teljesen függetlenek egymástól, külön leltáruk van úgy, hogy bármikor szétválaszthatók lesznek.

3. Felszerelése. Az a tény, hogy a csillagvizsgálót háború közepe, nagyobb összegű beruházás nélkül korszerű tudományos kutató munkára máris fel lehetett szerelni, közvetve főleg néhai Konkoly Thege Miklós érdeme. A Konkoly által alapított és állandóan fejlesztett ógyallai csillagvizsgáló főműszerei kerültek felállításra teljesen felújított és a mai kor követelményeihez képest átalakított állapotban. A nem Ógyalláról származó és nem új tárgyak közül mindössze a svábhegyi csillagvizsgálóból való egyetlen mérőműszer és egy jelentősebb optika érdemel említést. A modernizált régi készülékeket jelentőség-teljes, egészen újfajta műszerek egészítik majd ki.

A döntő körülménynek, amely a kolozsvári csillagvizsgáló olcsón eszközölhető felszerelését lehetővé tette, tulajdonképen sajnálatos háttere van. Az ógyallai intézet legnagyobb távcsövét értékes tartozékaival a cseh megszállás előtt Budapestre vitték. Azóta ez a műszer teljesen használatlanul állott. 1938-ban Ógyallának Magyarországhoz történt visszacsatolásával az ógyallai csillagvizsgáló 1919-ben ott maradt műszerei is újból a mieink lettek. De ezek sem nyertek felhasználást és karbantartásuk elmaradt. Ilyen előzmények után sikerülhetett csak a kolozsvári csillagvizsgáló számára megszerezni az értékes műszereket.

A m. kir. vallás- és közoktatásügyi minisztérium az ógyallai csillagvizsgálót 1942 júliusában «de jure» is megszüntette és így minden hozzája tartozó felszerelés és berendezés átkerült jogutódjának, a svábhegyi csillagvizsgáló intézetnek leltárába. A minisztérium intézkedése szerint tehát mindazon tárgyak, amelyek akár a Svábhegyről, akár közvetlenül Ógyalláról kerültek Kolozsvárra, letétként tekintendők és leltárilag a Svábhegyre tartoznak.

A csillagvizsgáló könyvtárának és egyéb szükséges berendezési tárgyainak (mint pl. laboratóriumi eszközök, bútorok) a megszerzését különböző intézetek támogatása segítette elő. A könyvanyag legnagyobb része főképpen a svábhegyi csillagvizsgálóból, a debreceni egyetem fizikai intézetéből, az ógyallai csillagvizsgálóból és a kolozsvári egyetem földrajzi intézetéből való.

A tudományos alapfelszerelésre a m. kir. vallás- és közoktatásügyi minisztérium 25.000 P. hitelkeretet engedélyezett.¹³ Ezen összeg, tekintettel a más intézetektől átadott értékekre, a meginduláshoz elegendőnek is látszott. A csillagvizsgáló jövőjére nézve azonban komoly

¹³ Ennek teljes folyósítása azonban ezidőszent, sajnos, még nem történt meg.

aggodalomra ad okot az évi átalánynak szerfölött alacsony összegben való megállapítása.

A csillagvizsgáló felszerelése ügyében a m. kir. vallás- és közoktatásügyi minisztériumhoz beterjesztett javaslatban fel volt tüntetve az is, hogy a kolozsvári csillagvizsgáló az aránylag csekély anyagi befektetéssel igazán értékes munkásságot csupán akkor fog tudni kifejtetni, ha mindenkor számíthat a svábhegyi csillagvizsgáló messzemenő együttműködésére. A svábhegyi csillagvizsgáló elektro-mikrofotométere nélkülözhetetlenek a legtöbb fotografikus észlelés lemezeinek kimérésénél. A másik dolog, ami még különösen szükséges a kolozsvári csillagvizsgáló eredményes működéséhez, az a svábhegyi nagy könyvtár segítsége. Számunkra tehát elengedhetetlen a két intézet közötti szoros együttműködés, de ez a svábhegyi csillagvizsgálónak is csak előnyt jelenthet. Kolozsvárt ugyanis a már működésben lévő és a még épülés alatt álló műszerekkel együtt sokkal többirányú és tudományos szempontból értékesebb megfigyelési lehetőség nyílik majd, mint jelenleg a Svábhegyen.

4. Munkaprogrammja. A kolozsvári egyetemi csillagvizsgáló műszereivel főleg olyan csillagászati kutatások végzésére lesz alkalom, amilyeneket a svábhegyi — Magyarországon egyedüli másik, működő — csillagvizsgáló felszerelt berendezésével végezni nem lehet. Így a munkaprogramm elsősorban csillagok spektrálfotometriájára és a Nap fizikai vizsgálatára vonatkozik.

Leggyorsabban és legkisebb anyagi befektetéssel spektrálfotometriai megfigyelésekhez a tükör-prizma kamarát lehetett felállítani. Az exakt fotometriai skála megállapításához objektív rács készült. A ráccsal önállóan csillagok effektív hullámhosszának mérése céljából is lehet észleléseket végezni.

Különös jelentősége a még csak részben megindított napészleléseknek lesz. A fotoszféra és a kromoszféra változásait fogom tanulmányozni a legkorszerűbb módszerek segítségével. A napmegfigyelések bevezetését kiváltképpen indokoltá a következők teszik: 1. Felettébb értékes és igen hasznos napészleléseket összehasonlíthatatlanul kisebb költséggel is meg lehet valósítani egyenértékű más csillagászati megfigyelésekkel szemben. 2. Az újabb kutatások alapján manapság igen nagy érdeklődéssel fordul a tudomány a Nap fizikai vizsgálata felé. Elsősorban amiatt, hogy több geofizikai jelenség, mint a sarki fény, a földmágneses elemek feltűnőbb változásai és bizonyos, a rádióvételnél megnyilvánuló zavarok okai napfelületi jelenségek. Így igen fontos, hogy hazánk is mihamarabb bekapcsolódjék a csillagászat és a mindennapi élet ezen egymással összefüggő kérdéseinek tisztázásához.

5. Fekvése és elhelyezése. A kolozsvári egyetemi csillagvizsgáló a város középpontjától délre, a Házsongárd nevű részen, a temető fölött fekszik a Tordai-út és a Majális-utca között. (Majális-utca 109, Csillagvizsgáló-utca 4.) Tehát mintegy 110 méterrel magasabban, mint a Szamos völgye. A meridiánházban lévő passage műszer pillérének tengersizintfeletti magassága: 433·2 m; közelítő földrajzi koordinátái: $\varphi = 46^{\circ} 45' 36''$, $\lambda = 1^{\text{h}} 34^{\text{m}} 24^{\text{s}}$ Greenwich-től keletre.

A csillagvizsgálót környező városrész még jóformán most kezd beépülni, így attól nem kell tartani a közel jövőben, hogy további építkezések és az ezekkel kapcsolatos éjjeli világítás megnövekedése zavarná az észleléseket. De azért mindenesetre kívánatos lenne a szomszédos utcai villanylámpáknál a jelenleg alkalmazott légoztalmi csökkentett világítást egyszersmindenkorra állandósítani, továbbá megfelelő városi szabályrendeletet hozni, amely gondoskodna arról, hogy a környék beépülésekor a csillagászati észlelések ne károsodjanak.¹⁴ Ebben az ügyben rövidesen megtesszük a kellő lépéseket. Nagy nyílászivonyú fotografikus kamarák felállítására azonban városi fekvésénél fogva a csillagvizsgáló nem alkalmas. Egyetlen komoly zavaró körülmény, ami az észleléseknek már most némi korlátot szab: a kolozsvári rádióleadó szomszédsága. Ennek antennáját még a csillagvizsgáló építése előtt állították fel és az állomás esetleges speciális átalakítása teljesen veszélyeztethetné az észleléseket keleti irányban. Az antenna a kupulától kb. északkeletre 40° horizont feletti magasságig nyúlik.

A csillagászati megfigyelések szempontjából a meteorológiai viszonyok igen kedvezőnek mutatkoznak. Az 1942. évben az észlelési lehetőségek a következőképpen alakultak. Derült nappal volt 177, derült éjjel 161. Részben derült 242, ill. 227. Derültnek nevezünk egy napszakot, ha legalább 3 órán át, részben derültnek, ha legalább 1 órán át lehet észlelni. Ködös idő aránylag kevésszer van az eddigi tapasztalat szerint.

Az intézet helyiségeit a mintegy 1200 négyszögölnyi kertben lévő négy épület fogadja be. Az 5·5 m belső átmérőjű kupolában nyert felállítást az ógyallai 10"-es refraktor. Sok helyzetben az észlelés nem éppen a legkényelmesebb, mivel a kupolát nem ehhez a műszerhez méretezték és szerencsés véletlen csupán, hogy elfér. A forgókupola oldalra nyíló rése 125 cm széles. Villanymotoros forgatásra való átalakítása folyamatban van. A kupolaépületben van még két szoba. Az egyik a fotolaboratórium, a másik műszertár és kis kézi műhely.

¹⁴ Eféle intézkedések az egész világon mindenütt vannak. Így például Budapesten is a svábhegyi csillagvizsgáló közelében bizonyos körzetben építkezési engedélyt kizárólag az intézet hozzájárulásával lehet kapni.

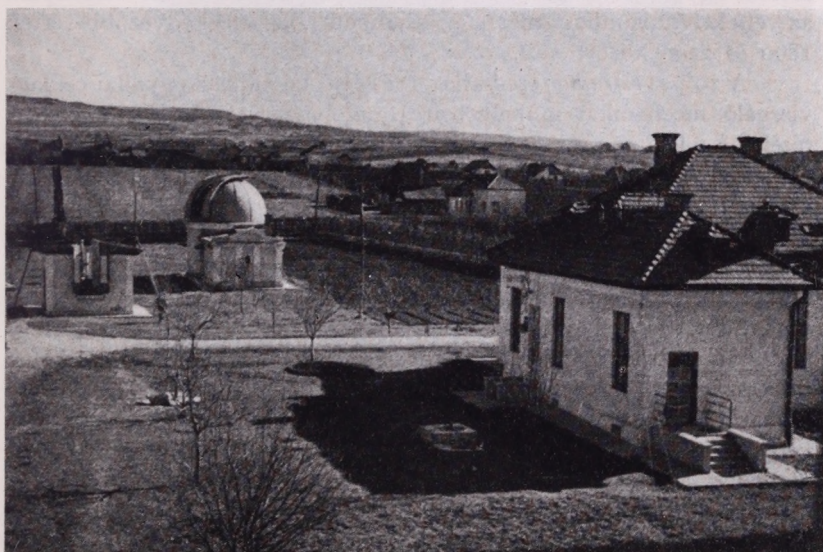
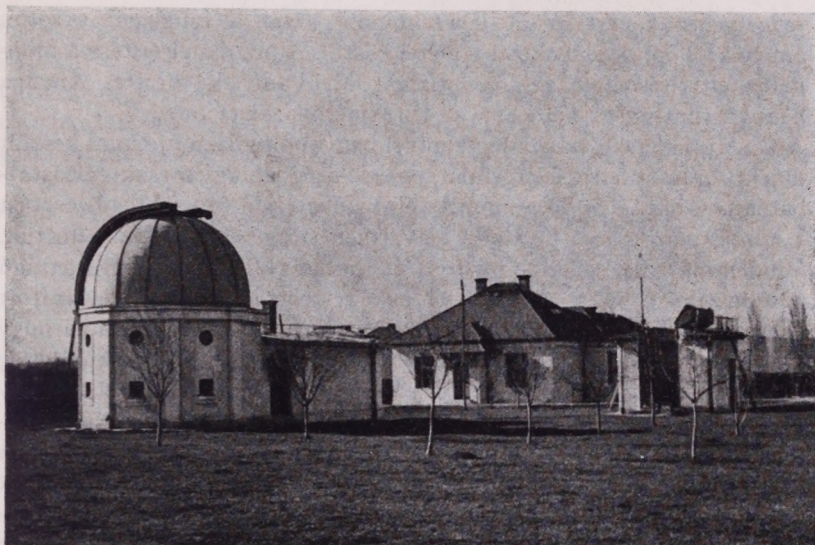
A meridiánházban foglal helyet a passage műszer mellett a foto-héliográf, a csillagóra, a kronográf és ide jön még a spektrohélioszkóp. Második kupola híjján a fotohéliográf elhelyezése végett a meridiánház déli ablakát ajtóra cseréltük ki és a műszert a lefektetett síneken lehet észleléskor kitolni a szabadba.

A főépületben van a fotografikus felvételek kimérésére szolgáló mérőműszereket befogadó mérőszoba és egy dolgozó szoba. A könyvtár ezekben lett megosztva. Itt van még a kétszobás csillagászlakás és a légkörkutató helyisége. A melléképület az altiszi lakásból és a vendégdolgozószobából áll. Amennyiben idővel szükség lesz több helyiségre, úgy a főépületnek emelettel való bővítése révén lehet majd a szükségleten segíteni. Ez eredetileg már emeletesnek volt tervezve és fedezet hiánya miatt maradt földszintes.

6. Műszerei. A csillagvizsgáló az összes kapott műszereket, attól eltekintve, hogy azok legtöbbje alapos átalakítás nélkül korszerű tudományos munkák végzésére nem volt alkalmas, eredeti állapotjuknak és céljuknak megfelelőleg is teljesen használhatatlan állapotban vette át. Ez áll kivétel nélkül a kisebb segédműszerekre és az egyes önálló műszeralkatrészekre nézve is, az optikákat nem számítva. Az első feladat tehát a szükséges műszerézmunkák elvégztetése volt.

Szerencsére sikerült egészen kitűnő műszerészek közreműködését megnyerni. Az összes javításokat és átalakításokat Sanyó Lajos, a svábhegyi csillagvizsgáló műszerésze, ill. Policsek Károly, a kolozsvári egyetemi kísérleti fizikai intézet mechanikai műhelyének vezetője és Tóth István műszerész végezték a svábhegyi csillagvizsgáló, ill. a kolozsvári egyetem kísérleti fizikai intézetének műhelyében. Mivel csillagvizsgálónknak külön mechanikai műhelye és műszerésze nincs, ez volt az egyedüli jó megoldás. A munkálatok így állandó irányításom mellett készülhettek. Ez volt egyben a lehető legolcsóbb út is, mert ily módon tulajdonképpen csak a tiszta munkadíjat és a felhasznált anyagot kellett megfizetni. Viszont másrészt a munkák előrehaladása természetesen elég lassan történhetett, hiszen a műszerészek nagyjából csak szabadidejükben dolgozhattak. Nagyban akadályozta még a gyorsaságot a kötött háborús anyaggazdálkodás.

Elsőnek a 10"-es kettős távcső készült el. 1942 májusában állítottuk fel. Az ógyallai csillagvizsgáló legnagyobb műszerével, a 10"-es refraktorral került egybeépítésre egy ugyanakkora nyílású 2:2 m fókusz távolságú *reflektor*. Krudy Jenő adományából került a svábhegyi csillagvizsgáló tulajdonába. A reflektorhoz Sanyó teljesen új csövet készített Newton-fokuszba szerelt 6,5 × 9 cm-es fotografiai lemezeket tartó és két merőleges irányban eltolható és forgatható kazettával. A fókuszírózó szerkezet a tükörnél van elhelyezve. A cső



1. és 2. kép. A kolozsvári csillagvizsgáló épületei. Felső kép délről, az alsó északról — a légkörkutató széltornyából — fényképezve.

végére a Svábhegyről hozzánk került ógyallai 10''-es objektívprizmát lehet pozíciósögben forgatható módon felszerelni. Az így előállt tükörprizma kamarát el lehet forgatni a refraktor vezető távcső optikai

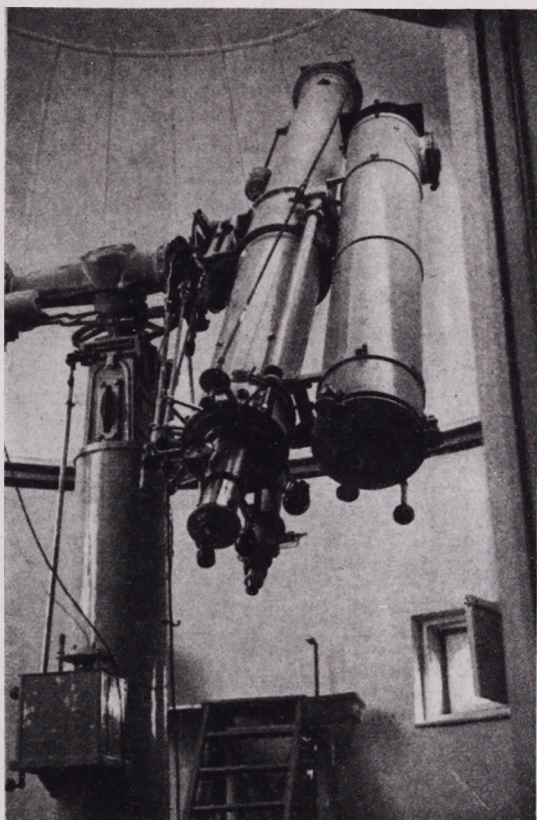
tengelyéhez képest, tehát lehet mindig azzal a csillaggal vezetni, amelyikről éppen a spektrál-felvétel készül. A prizma eltérítése a minimális eltérítésnél $2^\circ 22'$. A prizmát M. Pauly készítette. Anyaga könnyű flint-üveg. Törőele: $4^\circ 3'$. Átmérője: 252 mm.

A prizma elé, nálánál valamivel nagyobb nyílású ujonnan készült objektív rácsot lehet felerősíteni, pozíció szögben ugyancsak változtathatóan. A rács állandó 2 mm. Az elengedhetetlen egyenletes beosztást 1 mm-es emelkedésű precíziós csavarment segítségével biztosítottuk. Minden második menetbe feszített állapotban kb. 1 mm-es vastagságú gumihuzalokat fektetve nyertük az egyszerű eszközökkel előállított és igen jól bevált optikai rácsot. Segítségével lehet megállapítani, hogy a lemezen előálló sötétedéskülönbségnek mekkora intenzitáskülönbség felel meg. A rácsot prizma nélkül effektív hullámhosszmérésekre is felhasználhatjuk. Ezen esetben tehetünk minden egyes menetbe gumihuzalt és a kifeszítést annyira fokozhatjuk, hogy a huzal vastagsága lehetőleg megközelítse a 0.5 mm-t. Így a legnagyobb diszperziót érzük el, amit eddig effektív hullámhosszméréseknél alkalmaztak. A diszperzió további növelése már nem járna előnnyel. Eddigi kísérleteim szerint ugyanis a fókusz távolságnak a rácsállandóhoz való viszonyára az effektív hullámhosszmérések szempontjából legkedvezőbb érték 1800 és 2200 között van.

A 10"-es *refraktor* eredetileg 1882-ben készült az ógyallai csillagvizsgáló mechanikai műhelyében Konkoly tervei szerint. Szerkesztésénél a potsdami 12"-es és a strassburgi 18"-es távcsöveket vették elsősorban figyelembe. A nehéz öntöttvas részeket I. Anger bécsi gyorssajtó gyára készítette. Az objektív G. & S. Merz gyártmányú vizuális sugarakra korrigált dublett 252 mm nyílással és 443 cm-nyi fókusz távolsággal. 1904—5-ben a m. kir. orsz. meteorológiai intézet műhelyében a műszert teljesen felújították és átépítették. A fő cél az volt, hogy rászerezhető legyen egy 162 mm nyílású, $\frac{1}{14}$ -hez nyílásviszonyú asztrográf.¹⁵ Az átépítéskor a távcsövet a kellenél erősebbre méretezték és ennek köszönhető, hogy rátehetjük a tükör-prizma kamarát. Ekkor került a refraktorra a mai 80 mm nyílású Merz-féle keresőrefraktor. (Fókusz távolsága kb. 66 cm.) A svábhegyi csillagvizsgáló a kőbányai MÁV-gépgyárban három részből álló új öntöttvas oszlopot csináltatott a műszerhez. Mostani, végleges alakjára a svábhegyi csillagvizsgáló mechanikai műhelyében Sanyó műszerész hozta terveim szerint a kettős távcsőre átépített műszert. A legfontosabb újítások egyike a deklináció és rektaszcenzió finommozgások villanymotorra való átalakítása. Ezáltal a spektrumfelvételek exponálásakor különösen jelentős pontos vezetés sikeresen megoldhatóvá vált.

¹⁵ Az asztrográf ma a svábhegyi csillagvizsgáló 7"-es távcsövére van felszerelve.

A refraktor okulárkihuzatjára tehető fel a Svábhegyről hozott, ógyallai eredetű nagy diszperziójú *spektroszkóp*. A Browning londoni cégtől vett és még Konkoly által Töpfer berlini műhelyében átépített 6 prizmás spektroszkóp annakidején protuberanciák észlelésére szolgált. A protuberanciák észlelésére azonban már legalább 3 évtizede



3. kép. A kolozsvári csillagvizsgáló kettős-távcsöve.

teljesen elavult a protuberancia-spektroszkóp módszere. Én a kromoszféra napszélén észlelhető speciális változásainak tanulmányozására akarom felhasználni ezt a spektroszkópot és jelenleg folytatok kísérleteket, hogy erre a célra hogyan lehetne fotografiai felvételek készítésére átalakítani. A felvételek Leica kamara segítségével történének az egyes fényesebb kromoszférikus emissziós vonalak fényében.

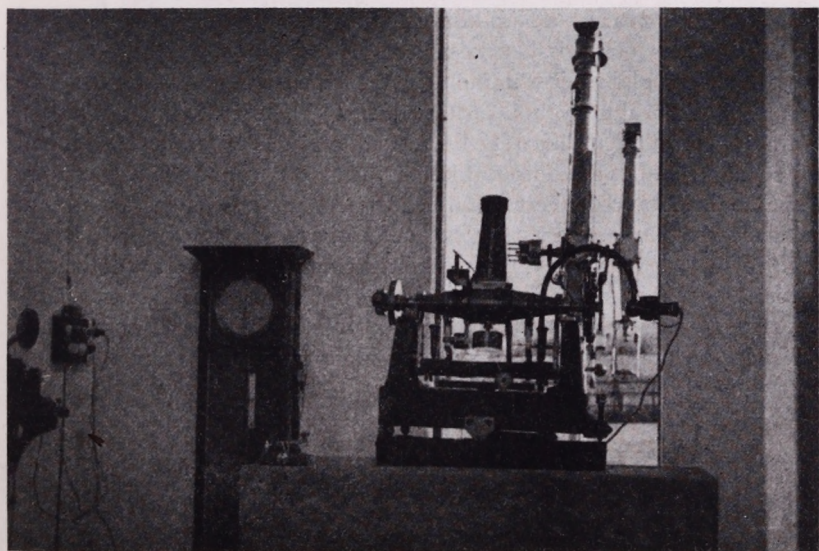
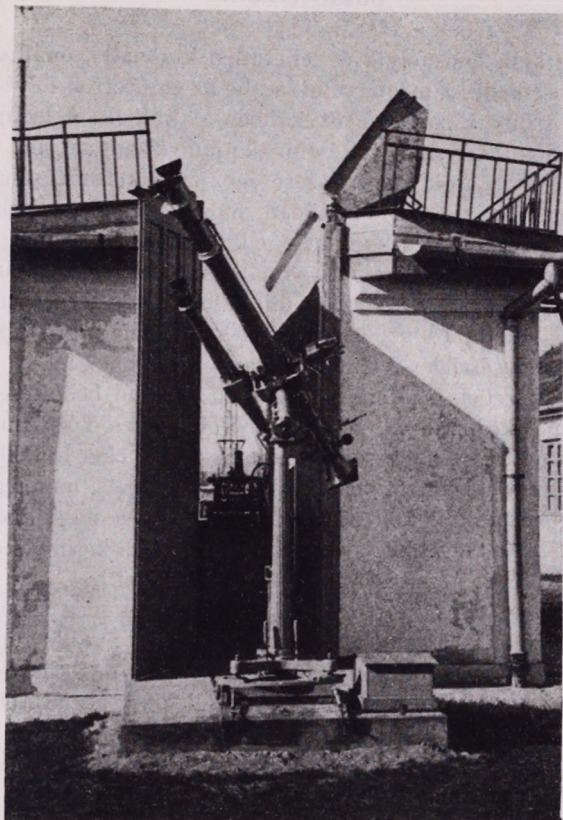
Ugyancsak a refraktor okulárkihuzatjára lesz feltehető a még kivitelezésre váró *protuberancia-kamara*. A legújabb módszer szerint

lesznek észlelhetők a protuberanciák ezzel a kamarával. Az új módszer elsősorban mozgásaik tanulmányozásához jelent rendkívüli haladást. Nem számítva a kezdeti kísérleteket, az első eféle műszert 1940-ben amerikai csillagvizsgálón helyezték üzembe. Tudtommal még 3 német csillagvizsgáló akar ezen módszerrel protuberancia észleléseket rendszeresíteni.

A protuberanciákat valóságos vagy «mesterséges» napfogyatkozás nélkül tudvalevőleg csupán monokromatikus fényben észlelhetjük egyes fényes emissziós vonalaik fényében. Az új módszer lényege: a polarizációs monokromátor elven alapuló interferencia-szűrő — ami egyébként sok más alkalmazást is talált — az utóbbi években éppen különösen a protuberanciák megfigyelésével kapcsolatban fejlődött ki. Fényerőben a nyereség óriási. Míg a közönséges spektrohéliografikus felvételekhez percekkel kellett exponálni, addig az interferencia-szűrővel az expozíciós idő nagyságrendje 1 másodperc lett. Ha most meggondoljuk még, hogy a protuberanciákban végbemenő mozgások oly gyorsak sokszor, hogy 20 másodpercnyi időköz alatt jól kivehető elmozdulásokat veszünk észre, úgy megérthető az új módszer hordereje.

A kolozsvári csillagvizsgáló néhány hete megérkezett interferencia szűrője az eddigiektől eltérőleg kérésemre bizonyos módosítással készült. A műszert a Zeiss-gyár kristálylaboratóriumában kiviteleztek. Kívánságomra ugyanis sikerült a szűrőt alkotó polarizátorok közé beágyazott 4 kvarc-lemez és 1 mészpát-lemez vastagságát úgy megválasztani, hogy a rendszer úgy a H_{α} , mint a D_3 vonalat egyszerre engedje át és 1 kvarc-lemez és polarizátorból álló kiegészítő szűrő 90°-al történő ide-odaforogatásával el lehet érni, hogy hol az egyik, hol a másik vonal rekesztődjek ki. Mindkét hullámsávban az λ n. félvonal szélesség kb. 25 Å. Az interferencia maximumok mintegy 5—6 Å-nyire vannak a vonalaktól. Az így előálló fényvesztés azonban jelentéktelen. A fényvesztéséget a vonalakra egyenlően osztották el.

A hidrogén H_{α} és a hélium D_3 vonalaira esik a protuberanciák látható fényének zöme, de ezek közül az első a sokkal fényesebb. Ezért általában hosszabb észlelési sorozatot mindig H_{α} fényben szokás csinálni. Különösen újabban egészen elhanyagolták a héliumban való megfigyeléseket, mióta bebizonyosodott, hogy a különböző vonalak fényében való eltérések nem reálisak. Én éppen ezt a látszólagos különbséget akarom kihasználni a mozgások pontosabb vizsgálatánál. A különböző alak csupán a H_{α} és a D_3 -beli eltérő saját abszorbcióra vezethető vissza és szó sincs arról, hogy a hidrogén gáz a héliumtól elkülönülten mozog. A nagy előny most már a D_3 vonalbeli észleléseknél az, hogy amikor egyes protuberanciáknál hidrogén-



4. és 5. kép. A kolozsvári csillagvizsgáló fotohéliográfja és passage műszere.

ben az egész alak összefolyik és lehetetlen különálló, önállóan mozgó részecskék viselkedését megfigyelni, addig az említettek folytán hélium fényben a viszonyok sokkal kedvezőbben alakulnak. A legújabb vizsgálatok és különösen a saját méréseim alapján viszont azt kell következtetni, hogy a mozgások törvényszerűségeinek a kikutatásánál nagyon vigyázni kell, hogy csakis önállóan mozgó részeket észleljünk és az egymástól független gáz-csomók elkülönülését felismerjük. Ezek kikeresése pedig szerintem a D_3 vonal fényében sokkal biztosabban történhet. (Még kedvezőbben kell alakulni a helyzetnek az ionizált kalcium vonalaiban. Idővel ezzel is meg szeretnék próbálkozni. Itt azonban bizonyos észlelés-technikai nehézségek lépnek fel.)

Az interferencia szűrőnek kamarába történő beépítése remélem hamarosan megkezdődhet.¹⁶ A munkát Policsek és Tóth műszerészek fogják végezni. A leglényegesebb feltételek, amelyeket ki kell elégíteni, a következők. A 30 cm átmérőjű szűrőt a fénynek merőlegesen kell átjární és gondoskodni kell elektromos fűtéssel a nagyjából állandó hőmérséklet biztosításáról. A vezetést és a Leica-kamra segítségével tervezett felvételek készítését kell még megoldani.

A 10"-es refraktor tartozékai közül érdemes még külön felemlíteni az Ógyalláról származó, de hozzánk a Svábhegyről került Browning-féle kettősképmikrométert és a herényi Gothard-féle törtcsövű vezető okulárt, továbbá egy megfelelőleg átalakított okulármikrométert, amely segítségével 25 cm-es napképet lehet kivetíteni az ujonnan készült projekciós ernyőre. A refraktor objektívjének nyílása iriszdiafragmával tetszésszerűen csökkenthető; ez a napészlelések miatt igen fontos.

A *fotohéliográf* közvetlenül az ógyallai csillagvizsgálóból lett Kolozsvárra hozva. Ez a Nap közvetlen fotografálására szolgáló távcső tulajdonképpen 1906—07-ben készült Konkoly tervei szerint a m. kir. orsz. meteorológiai intézet műhelyében. Igaz ugyan, hogy az 1895—96-ban azonos körülmények között épített fotohéliográfból keletkezett, de majdnem minden alkatrész helyett új készült. Az eredeti, Steinheil müncheni cégtől való fotografikus tripllett 80 mm nyílással csupán mint beállító távcső nyert alkalmazást. Az új objektívet, a 135 mm nyílású, kb. 2 m-es fókusz távolságú fotografikus triplettet M. Pauly szállította. Nagyító lencserendszerként kémiai sugarakra akromatizált ortoszkópot alkalmaztak. 11 cm átmérőjű napképeket lehet fényképezni a műszerrel. A pillanatzár az objektív fókusz síkjában rúgóval mozgatott részből áll. Az expozíciós idő a rúgó feszítésének változtatásával szabályozható.

A fotohéliográf teljes felújítását a kolozsvári egyetem kísérlet

¹⁶ Pillanatnyilag még két megfelelő lencse hiányzik.

fizikai intézetének mechanikai műhelyében végezték Policsek és Tóth műszerészek. A műszer 1943 január végén nyert felállítást. A meridiánházból síneken kigördülő távcsövet két feszítővel lehet egyszerűen rögzíteni, hogy mindig azonos azimutba maradjon. Mivel a fotohéliográfnál úgyis mindig csak pillanattfelvételek készülnek, ez a felállítás teljesen elegendő. Valamivel a direkt fókuszszík elé színszűrők beiktatására megfelelő szerkezet készült.

Az ógyallai csillagvizsgáló Gothard Jenő által herényi csillagvizsgálójának mechanikai műhelyében gyártott *passage műszere*¹⁷ szintén közvetlenül Ógyalláról került hozzánk. Az optika Reinfelder és Hertel müncheni cégtől való. Objektívnyílás: 55 mm, fókusz távolság: 0.6 m.

A csillagvizsgálónak, ha nem is összecszerüléggel, de tudományos szempontból kétségtelen legértékesebb műszere a Hale-féle *spektrohélioszkóp*, sajnos, még messze van a felállítástól.¹⁸ Az optikai alkatrészeket a Magyar Optikai Művek R.-T. 1943 évvégi határidővel tudja csak leszállítani. Mindamellett a műszer cölösztát részének mechanikáját a svábhegyi csillagvizsgáló műhelyében Sanyó műszerész hamarosan befejezi. A cölösztát-rész 20 és 13 cm-es átmérőjű sftükrökből és 12 cm nyílású 5 m-es fókusz távolságú egyszerű lencséből fog állni. A spektrohélioszkópban egyelőre prizmákat alkalmazunk. A képet rotáló Anderson-féle hasábok állítják majd elő.

A spektrohélioszkóp tervezésénél felhasználtam tapasztalataimat, amelyeket ezen műszerrel folytatott külföldi észeléseim alatt nyertem, valamint minden előnyös újítást, amelyeket a különböző helyeken felállított műszereknél már sikeresen alkalmaztak.

A kolozsvári csillagvizsgáló fotografikus lemezek kimérésére szolgáló *mérőműszerei* közül a két komparátor az ógyallai csillagvizsgáló óból lett ide szállítva. Az egyik a nagy C. Zeiss, Jena gyártmányú sztereo- és blinkkomparátor. A másikat Gothard Jenő és Sándor készítették Herényben. Ez egy Wanschaff által épített speciális komparátor javított alakja. A Hartmann-féle fotométer a svábhegyi csillagvizsgálóból való.

A zürichi csillagvizsgálóban kiszámították az év folyamán előálló különböző Nap-Föld helyzetekre a héliografikus dél- és parallelköröknek a napkorongon látszó helyzetét és ezek alapján 25 cm-es átmérőjű üveglemezre kopirozott koordinátahálókat készítettek. A 7 különböző háló segítségével a 25 cm-es napképekről tehát azonnal leolvashatók — az egyébként hosszúság számolás mellőzésével — a kérdéses hely héliografikus koordinátái. A zürichi intézet az önköltségi

¹⁷ Ez a 2. sz. Gothard-gyártású passage műszer. Az 1. számú valószínűleg az, amelyet a heidelbergi csillagvizsgálónak szállított.

¹⁸ A műszer Zelenka Pál budapesti cégvezető úr anyagi támogatásával készült.

ár megtérítése mellett csináltatott számunkra másodpéldány sorozatot *napkoordinátahálóról*.

A csillagvizsgáló *óráiról* kevés jót lehet mondani. Ógyalláról való a System-Hansen jelzésű középidő szerint szabályozott és a Horváth No. 18 csillagidőre szabályozott higanykompenzációs óra. A csillagidő óra az inga által másodpercenként záródó platinakontaktus révén hajtja a kupolában lévő ugyancsak ógyallai eredetű villamos kontakt órát. A középidő óra a főépületben nyert elhelyezést és elektromos áramkör másodpercenkénti zárása útján a kronográfön hasonlítható össze a rádióon vett időjellel vagy a csillagidő órával. A Gothard testvérek által készített kétbillentyűs pontszűrőkronográf szintén az ógyallai csillagvizsgálóból érkezett épügy, mint a Parkinson & Trodsham londoni cégtől való hajókronométer. Az órákkal kapcsolatos elektromos hálózatot 6 Voltos akkumulátortelep táplálja.

7. Köszönetnyilvánítás. Befejezésül kedves kötelességnek teszek eleget, midőn mindazoknak ez úton is hálás köszönetet mondok, akik a kolozsvári egyetemi csillagvizsgáló felszerelését bármiképen előmozdították.

Elsősorban tartozom lekötelező hálával dr. Prinz Gyula egyetemi ny. r. tanár úrnak, az Egyetemi Csillagvizsgáló és Légkörkutató Intézet igazgatójának azért, hogy a csillagvizsgáló igazgatását elvállalta és mindenben, mindenkor legmesszebbmenő támogatását nyújtotta.

Különös köszönettel tartozom még : dr. Gyulai Zoltán egyetemi nyilv. r. tanár úrnak, a kolozsvári egyetemi kísérleti fizikai intézet igazgatójának, amiért megengedte, hogy intézete mechanikai műhelyében műszerészei a csillagvizsgálónak mindenkor dolgozhassanak, dr. Szalay Sándor egyetemi tanár úrnak, a debreceni egyetemi fizikai intézet igazgatójának, hogy intézete könyvtárából a csillagászati tárgyú értékes könyvanyagot átengedte, dr. Kenessey Kálmán m. kir. fő-meteorológus úrnak, az ógyallai meteorológiai és földmágnességi obszervatórium vezetőjének, hogy a kolozsvári csillagvizsgáló ügyét elősegítette és a műszerszállításoknál is szíves segítséget nyújtott és Prof. Dr. W. Brunner zürichi műegyetemi és egyetemi tanár úrnak, a zürichi csillagvizsgáló igazgatójának, hogy intézete napkoordinátahálóról készséggel csináltatott másodpéldányt a kolozsvári csillagvizsgáló számára.

Végül igaz hálával gondolok mindazokra a szakemberekre, akik a kolozsvári csillagvizsgáló felszerelésével kapcsolatban tudományos tanácsaikkal segítségemre voltak. Így különösképen hálás vagyok Privatdozent Dr. M. Waldmeiernek, a zürichi csillagvizsgáló arosai obszervatóriuma vezetőjének, valamint dr. Detre Lászlónak, a sváb-

hegyi csillagvizsgáló obszervátorának és Prof. Dr. H. Siedentopfnek, a jeni egyetemi csillagvizsgáló igazgatójának.

1943 február II.

A SVÁBHEGYI CSILLAGVIZSGÁLÓ INTÉZET 1942. ÉVI MŰKÖDÉSE

Irta: *Lassovszky Károly.*

SZEMÉLYI ÜGYEK.

Az év folyamán KULIN GYÖRGY asszisztenset a IX. fiz. osztályba intézeti tanárrá nevezték ki. Az intézet tisztikara az év végén:

Igazgató: DR. LASSOVSZKY KÁROLY. Obszervátor: DR. DETRE LÁSZLÓ. Asszisztens: DR. BALÁZS JÚLIA. Intézeti tanár: DR. KULIN GYÖRGY. Szolgálatételre beosztott középiskolai helyettes tanár: KULINNÉ BLAHÓ MAGDA.

Megszakításokkal az intézetben dolgoztak még DR. TOLMÁR GYULA egyetemi csillagászati intézeti asszisztens, STROMMER GYULA műegyetemi tanársegéd, DR. KOLBENHEYER TIBOR és CSADA IMRE egyetemi csillagászati gyakornokok, GUMAN ISTVÁN és THEWREWK AURÉL egyetemi hallgatók, HAEFFNER TIVADAR önkéntes munkatárs.

Nyáron B. THÜRING, a bécsi csillagda igazgatója, ősszel K. WALTER, a krakói csillagda igazgatója egy-egy hetet töltöttek intézetünkben.

GAZDASÁGI ÜGYEK, ÉPÜLETEK.

A múzeum kifestésén és kisebb alkalmi (főképp vízvezeték-) javítási munkálatokon kívül nagyobb tatarozás ez idén nem történt. A megszüntetett óratermet légoltalmi helyiséggé alakítottuk át s erre a célra még a mellette lévő raktárhelyiséget is kiürítettük.

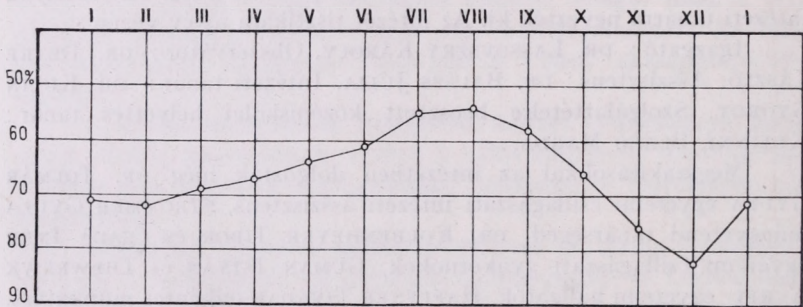
A parkban az asztrográfkupola közelében műszerpillért emelünk a passage-műszer részére, az első vertikálisban eszközölhető észlelések céljából. A pillér pontosan a meridiánház délvonalába esik, úgyhogy egyéb alkalomkor mira részére használható fel. Az előző évben az intézet műhelyében házilag készült ekvatoriális felállítású automatikus kiskamra részére horganyzott vaslemezből sínen eltolható házikót készítettünk.

MŰSZAKI ÜGYEK, MŰSZEREK.

Az intézet műszerfelszerelésének nagy gazdagodását jelenti, hogy az ez évben megszüntetett ógyallai csillagvizsgáló intézet egész berendezését, mint jogutód, a svábhegyi csillagda kapta. Bár az ógyallai intézet három legnagyobb távcsövét és egyéb értékeőbb műszerét még a cseh megszállás előtt Budapestre sikerült hozni, a még

annak idején ottmaradt műszereknek és egyéb berendezési tárgyaknak az elnyerése is igen nagy gazdagodást jelent. A most elhozott műszerek között — csak a fontosabbakra szorítkozva — szerepel: két kisebb (120 és 65 mm objektívnyílású) ekvatoriális távcső, egy 80 mm-es üstököskereső, három kisebb azimutális távcső, egy fotoheliográf, teodolit, sextáns, heliosztát, öt spektroszkóp, három spektrográf, egy protuberanciaspektroszkóp, egy Hartmann-féle mikrofotométer, egy Konkoly-féle komparátor, több precíziós ingaóra, számos kisebb műszer és laboratóriumi eszköz.

Vétel útján ezidén csak kisebb beszerzések történtek. Ezek között megemlíthető egy nagy logaritmusléc, egy fényképszárítógép és egy Zeiss-gyártmányú 9×12 cm nagyságú fotometriai neutrális félszűrő.



A borultság évi változása a Svábhegyen napi háromszori (7, 14 és 21 órakor végzett) megfigyelés alapján.

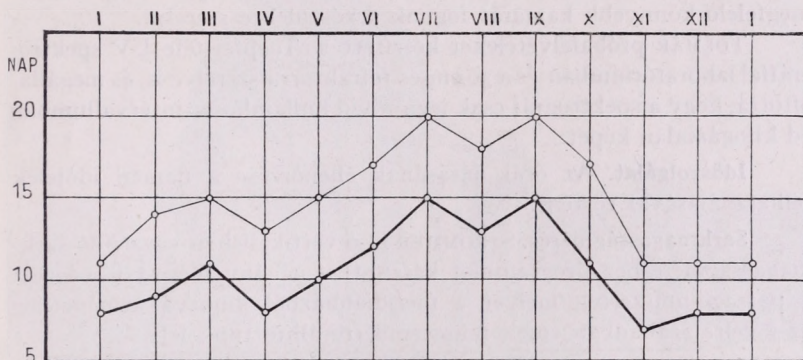
Mindenek felett legnagyobb jelentőségű az a két műszerrendelés, melyet a Budapesti Székesfőváros részéről néhány év óta élvezett állandó támogatás tett lehetővé. Nevezetesen megrendeltük a jeni Zeiss-gyárnál azt a résnélküli spektrográfot, melynek terveiről már az előző jelentésben is szó esett és mely a 60 cm-es reflektorra lesz szerelendő. Ugyancsak megrendeltünk Finnországból egy 50 cm-es Väisälä-féle reflektort, mellyel kapcsolatban már évek óta folyt a levelezés Väisälä professzorral. Mindkét műszer megszerzése rendkívüli jelentőséggel bír az intézet jövő munkaprogramja szempontjából.

A 60 cm-es reflektor nagy tükre egyszer, melléktükre kétszer volt az év folyamán ezüstözve. Az ezüstözést most is HAEFFNER önkéntes munkatársunk végezte a tőle megszokott kitűnő kivitelben.

Mivel az óraterem sokszor panaszolt nedvességét minden fázódás ellenére sem sikerült kiküszöbölni, az óratermet megszüntettük és az órákat a meridiánházban állítottuk fel. Az órák most vannak szabályozás alatt. Ha az órák járása új helyükön az ottani környezet jóval nagyobb hőmérsékletingadozása miatt nem lesz kielégítő, akkor az órákat esetleg hőszigetelő falakkal vesszük körül.

MEGFIGYELÉSEK; TUDOMÁNYOS MUNKÁK.

Időjárásvizsgálat. Intézetünk az ország egyik meteorológiai főállomása. A meteorológiai vizsgálatot az altisztek látják el. Ők végzik az előírt időben a meteorológiai műszerek leolvasását és a különböző regisztráló készülékek szalagjainak a váltását. Érdekesebb meteorológiai adatok az 1942. évből: legalacsonyabb hőmérséklet -26.1 (január 24-én) és ez egyúttal a legalacsonyabb hőmérséklet, melyet eddig (1923 óta) a Svábhegyi Csillagvizsgáló Intézetben észleltek; legmagasabb hőmérséklet $+30.7$ (augusztus 31-én); évi középhőmérsék-



A derült éjszakák (vastag vonal) és a részben derült éjszakák (vékony vonal) számának évi változása a Svábhegyen. (Tizenhat évi átlag.)

let $+7.8$ (0.8 -kal kevesebb az átlagnál). Csapadék 136 napon volt és az évi csapadék összege 603 mm. Napfénytartam 2054 óra.

A derült éjszakák számát az észlelők jegyzik. Azoknak az éjszakáknak a száma, melyeken legalább 1 óra hosszat lehetett csillagászati megfigyelést végezni, az 1942. évben 172 volt (tízszel kevesebb a tizenhat évi átlagnál). Azoknak az éjszakáknak a száma, melyeken 3 óránál több ideig lehetett észlelni, vagyis az általunk derülteknek vett éjszakáknak a száma 152 volt (24-el több az átlagnál).

Laboratóriumi vizsgálatok. TOLMÁR üzembehelyezte a Zeiss-féle fotocellás mikrofotométert és vele több fotometriai vizsgálatot végzett. Így ellenőrizte az idén beszerzett új fotometriai félszűrő minőségét és nikkellel beborított feléről megállapította, hogy annak abszorpciója 0.909 , függetlenül a hullámhossztól, úgyhogy a szűrő neutrálisnak tekinthető. TOLMÁR ezenkívül ugyancsak e mikrofotométer segítségével 7 lemezfajtának állapította meg a sötétedésgörbéjét, különböző hullámhosszakban.

Műszervizsgálat. HAEFFNER sajátkészítette 24 cm-es reflektor-tükörrel ($\Gamma : 3.3$, $f = 79$ cm), azt a 20 cm-es Heyde-refraktorra szerelve, próbafelvételeket készített a tükör minőségének a kivizsgálására. A tükörrel 10 perc alatt $14^m.3$ fényességű csillagokat sikerült lefényképezni és 2.1 átmérőjű látmezőben a leképezés kifogástalannak látszik.

STROMMER felvételeket készített az intézet műhelyében házilag készített önműködő kis asztrográffal a készülék beszabályozása és alkalmasságának a kimutatása céljából. Sajnos, a rászerezelt 14 cm-es Zeiss-triplet-kamara túlsúlyosnak bizonyult és a készülékkel kifogástalan pontszerű képeket nem lehetett nyerni, úgyhogy a hajtóműnek megfelelő könnyebb kamarát fogunk a készülékre szerelni.

TOLMÁR próbafelvételeket készített a Toepfer-féle UV spektrográffal laboratóriumban és a 30 cm-es refraktorra szerelve is, és megállapította, hogy a spektrográf csak igen rövid hullámhossz-intervallumban ad kifogástalan képet.

Időszolgálat. Az órák járásának ellenőrzése a naueni időjelek felhasználásával történt.

Sarkmagasságmérés. STROMMER első vertikálisban végzendő sarkmagasságméréshez programot készített s néhány mérést is végzett a passage-műszerrel, melyet a meridiánházból kihozva átmenetileg az e célra szabadban emelt műszerpillére állítottunk fel.

Színes felvételek. HAEFFNER és KULIN a 60 cm-es reflektorral Agfa Color filmen a Holdról, a Jupiterről és a Saturnusról igen sikerült színes felvételeket készítettek, melyek érdemessé teszik e vizsgálatok folytatását és kiterjesztését más égi objektumokra (kettőscsillagok, ködök stb.) is.

Pluto. LASSOVSZKY a Pluto bolygó fotometriai vizsgálatára a 60 cm-es reflektorral még régebben készített felvételeit részben fel dolgozta.

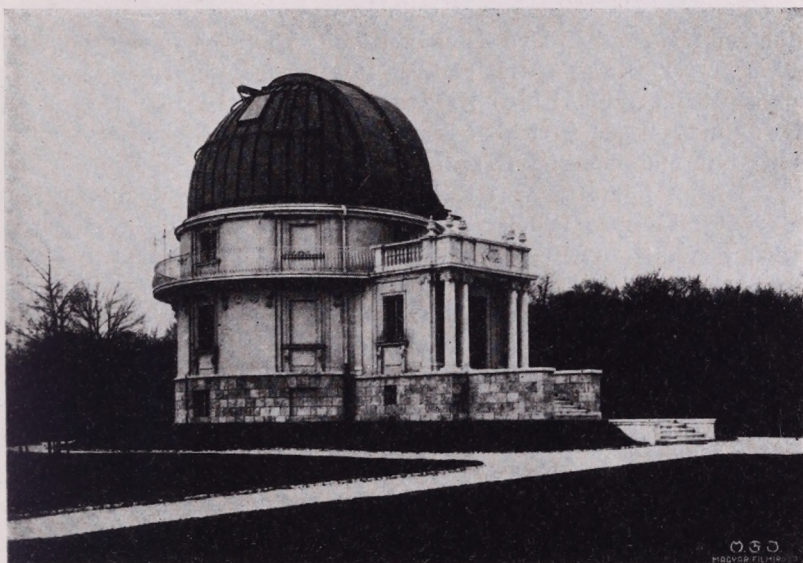
Kisbolygók. Pozíciómeghatározások. Kisbolygókról KULIN az év folyamán 252 felvételt készített a 60 cm-es reflektorral. A lemezek kiméréséből 27 bolygóra 51 közelítő és 5 bolygóra 45 pontos pozíciót határozott meg s ezeket a berlini Copernicus Intézet cirkulárjaiban közzétette.

Új felfedezések. A 60 cm-es reflektorral végzett észlelései során az év folyamán KULIN 6 új kisbolygót talált.

Pályaszámítások. KULIN 2 általa felfedezett kisbolygó részére pályát számított. (Közülök az egyiknek a Copernicus Intézetben végleges sorszámot adtak s ezzel a KULIN által eddig felfedezett és véglegesen besorozott kisbolygók száma tizenkettőre emelkedett.) KULIN ezenkívül a földtávolság variációjának a módszerével javította

az ugyancsak általa felfedezett Konkolya kisbolygó pályáját, továbbá a szintén általa felfedezett kisbolygó részére a Copernicus Intézet által kiadott «Kleine Planeten» 1943. évfolyamában efemerist számított.

Eros. Stracke professzor (Copernicus Intézet) felkérésére KULIN hozzákapcsolódott az Eros kisbolygó megfigyelési programjához, mely a napparallaxis és más csillagászati állandók pontosabb meghatározására irányul. Ezzel kapcsolatban KULIN 54 felvételt készített



A 60 cm-es reflektor kupolája.

az Erosról s a felvételek egy részét kimérte a program által megkövetelt igen pontos pozíciókat nyújtó módszerrel.

Üstökösök. *A Whipple—Bernasconi—Kulin 1942a. üstökös.* KULIN február 13-án két külföldi csillagással egymástól függetlenül szinte egyidőben új üstököst fedezett fel a 60 cm-es reflektorra vezető-távcsőként szerelt 30 cm-es refraktorral. KULIN elsőnek számította ki az új üstökös pályáját és ennek alapján efemerist is. A későbbi megfigyelések folyamán több, egyre pontosabb pályát határozott meg újabb efemerisekkel. A pályaelemek alapján az üstökös pályája rendkívül elnyúlt ellipszis, melynek nagytengeleke kerekén 6000, kistengeleke 200 csillagászati egység és a keringésidő kerekén 172.000 év. Földközeli 0.67 csill. egység = 100 millió km volt a távolsága a Földtől. Fényessége március közepén érte el a maximumát ($6^m.3$), felfedezésekor

körülbelül 1^m -val halványabb volt. KULIN összesen 61 felvételt készített róla a 60 cm-es reflektorral.

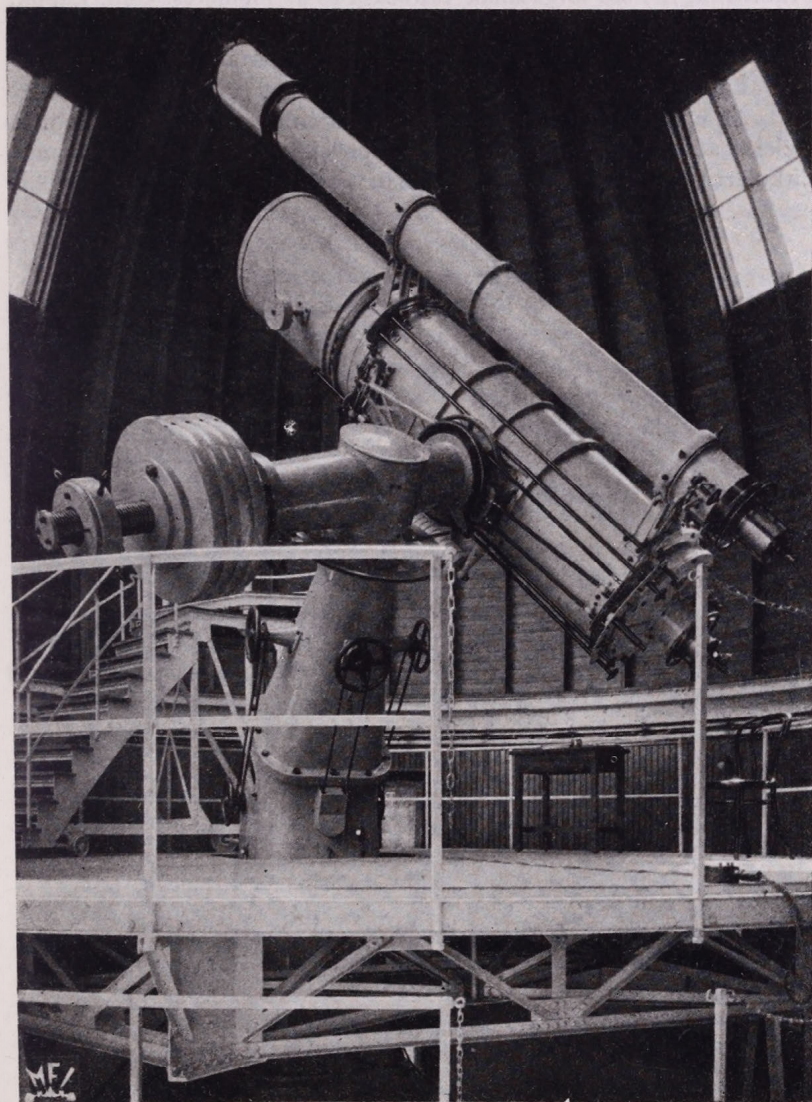
Egyéb üstökösök. KULIN a 60 cm-es reflektorral még más üstökös-ről is, összesen 37, felvételt készített. Mégpedig tízet az 1925 II Schwassmann—Wachmann I-, hetet az 1942a Oterma- és húszat az 1942b Väisälä-üstökösökről és a lemezek kiméréséből nyert 4 közelítő és 3 pontos pozíciót közétette.

Változó csillagok. A rövidperiódusú δ Cephei-csillagok periódus- és fénygörbeváltozásának a tanulmányozására az intézetben már több éve folyamatban lévő munkák során a 16 cm-es asztrográffal az RW Dra, XZ Dra és az RR Leo változókról az év folyamán összesen 794 felvétel készült. Ebből BALÁZS 270, DETRE 109, GUMAN 26 és KOLBENHEYER 389 felvételt készített. A felvételek kimérését a fotocellás mikrofotométerrel BALÁZS végezte.

DETRE folytatta az RR Lyrae változóról felgyülemlett nagy megfigyelési anyag feldolgozását s ennek során sikerült tisztázni e csillag periódus- és fénygörbeváltozásának minden sajátosságát. A fénygörbeváltozások két közel egyenlő (0.5590 és 0.5668 nap) periódusú rezgés szuperpozíciójával magyarázhatók. E rezgések periódusa lassan változik és így változik az interferenciájukból előálló szekunderperiódus is, melynek hossza kereken 41 nap, a valóságban tehát mintegy 3 nappal hosszabb az eddig általánosan elfogadott értéknél. DETRE e vizsgálatok mellett az általa alkalmazott módszerével más külföldi észlelők RR Lyrae-ra vonatkozó megfigyelési anyagát is feldolgozta és részben elkészült mind e kutatásaira vonatkozó tanulmányainak a kéziratával is. Ezenkívül feldolgozta az RR Leonisról a Svábhegyen kapott megfigyelési anyagot is.

IRODALMI MUNKÁSSÁG.

- BALÁZS, Szoros kettőscsillagok. Csill. Lapok. 5. 12.
 — Újabb vizsgálatok a napkoronáról. Búvár 8. 401.
 — Nóvák és szupernóvák. Term. Tud. Társulat 1943. évi almanachja. 39. l.
- DETRE, Az intersztelláris anyagok fénygyengítése. Mat. és Fiz. Lapok. 49. 187.
 — Az 1941/42. év csillagászati eseményei. Term. Tud. Társulat 1943. évi almanachja. 33. l.
- GUMAN, A gömbhalmazok szerkezete. Csill. Lapok. 5. 34.
- KOLBENHEYER, A Tejútrendszer dinamikája. Csill. Lapok. 5. 50.
- KULIN, Pályajavítás a bolygó földtávolságának és a sebességének variációjával. Csill. Lapok. 5. 62.
 — Komet Whipple—Bernasconi—Kulin 1942a. Neue Elemente. Beob. Zirkular 24. 71.



A 60 cm-es reflektor.

LASSOVSKY, Bericht über die Tätigkeit der Sternwarte Budapest—
Svábhegy für das Jahr 1941. Vierteljahrsschrift der Astrono-
mischen Gesellschaft. 77. 142. (Magyarul : Csill. Lapok. 5. 107.)

Az intézet még az előző évben azzal a kéréssel fordult illetékes tényezőkhöz, jelöltessék ki a csillagda körül megfelelő nagyságú védőöv az intézet zavartalan működésének a biztosítására. Ilyen zavaró körülmények lehetnek a közelben esetleg emelendő túl magas épületek, füstöt termelő és a levegő áttetszőségét zavaró üzemek, ezeknek nagy kivilágítása stb. Kérelmünk méltánylásra is talált és a Fővárosi Közmunkák Tanácsa a csillagda körül körülbelül 650 m sugarú területet jelölt ki, melyen belül építkezésre engedély csak a csillagvizsgáló intézet meghallgatása után adható ki.

Budapest Székesfőváros ebben az évben újból 10.000 pengőt adományozott a csillagda felszerelésének a kiegészítésére, amiért az intézet e helyen is nagy hálijának ad kifejezést.

A felozlatott ógyallai csillagda berendezésének Svábhegyre kerülésével gyakorlatilag a legnagyobb értékgyarapodás a több mint 3000 kötetes könyvtárral érte a svábhegyi csillagdát. E könyvgyarapodástól eltekintve, melynek leltározása még nem készült el, az intézeti könyvtár az év folyamán vétel útján 75 kötetel, ajándékozás és csere útján 92 kötetel szaporodott. 21 folyóiratot járattunk és 7 folyóiratot kaptunk ingyen, részben csere gyanánt. Az ingyen, illetve csere gyanánt kapott folyóiratok száma a háborús viszonyok miatt a békebeli szám egyharmadára csökkent le. A könyvtárt KULINNÉ és részben DETRE kezelte és a folyamatban lévő könyvtárrevízióban GUMAN és STROMMER is segédkeztek.

A vendégkönyv szerint 1942-ben 3690 érdeklődő tekintette meg az intézetet.

KÖNYVISMERTETÉSEK¹

Les Novae et les Naines Blanches. I. Observation des Novae, par K. LUNDMARK, S. GAPOSCHKIN, B. EDLÉN, C. P. GAPOSCHKIN, F. J. M. STRATTON, C. S. BEAL; *II. Théories des Novae et Supernovae*, par P. SWINGS, B. STRÖMGREN, W. BAADÉ; *III. Naines Blanches*, par G. P. KUIPER, S. CHANDRASEKHAR, A. EDDINGTON; *Actualités Scientifiques et Industrielles: 895, 896 és 897 szám* (Colloque international d'astrophysique tenu au Collège de France du 17 au 23 Juillet 1939). PARIS, HERMANN, 1941. 145, 62 és 85 oldal.

Közvetlenül a háború kitörése előtt Párizsban tartott nemzetközi asztrofizikai kollokvium előadásait és az azokat követő diszkusziók rövid kivonatát tartalmazzák ezek a füzetek. Az összes cikkek a nóvák és a fehértörpékkal kapcsolatos kérdésekkel foglalkoznak nagy részlegességgel, úgyhogy erről a tárgykörrel kimerítő és átnézetes összefoglalást kapunk.

¹ A háború kitörése óta az európai szárazföldön megjelent jelentősebb csillagászati könyveket ismertetjük az alábbiakban.

A csillagászat ezen rendkívüli érdekes és pillanatnyilag igen előtérbe került problémája töltötte ki a párizsi összejövettel megbeszéléseinek egész programját. A főcél az volt, hogy a jól megalapozott eredményeket mindenki tisztán láthassa és a további kutatásokhoz irányítást nyújtson. Ebben a szellemben íródtak az előadásokat tartalmazó cikkek. Mindegyik közlemény végén megtaláljuk a legfontosabb munkák felsorolását is.

Az I. részben a novákra vonatkozó közvetlen megfigyelési anyag összefoglalását kapjuk. Így a parallaxisra, radiális sebességre, térbeli eloszlásra, fényességre, spektrumvonal-mérésre és spektrálfotometriára, valamint a nováknak más típusú csillagokkal való rokonságára vonatkozó észlelésekből közvetlenül levonható eredményeket. A II. rész a novák elméletével foglalkozik. SWINGS a légköri fizikáját ismerteti, míg B. STRÖMGREN a novák belső szerkezetének valószínű mechanizmusát tárgyalja. A szupernovákat BAADE ismerteti. A fehértörpékről szóló III. rész első cikke a megfigyelési anyagról nyújt tájékoztatást. Ezt követi CHANDRASEKHAR fejezete a fehértörpéknek a csillagok fejlődésének elméletében való fontos szerepéről. EDDINGTON pedig a fehértörpe-elméletekről közöl rövid és sokban eredeti megfontolásokat. Még csak azt szeretnők megjegyezni, hogy történeti visszapillantást, ami már csak a kis terjedelem miatt is természetes, senki se keressen, csak a legújabb és fontos eredmények összefoglalását tartalmazzák ezek a füzetek.

Festschrift für Elis Strömgen. Astronomical Papers dedicated to Elis Strömgen. KOPENHAGEN, MUNKSGAARD, 1940. 348 oldal.

E. STRÖMGREN professzor, koppenhágai csillagvizsgáló intézeti igazgató 70. születésnapjára készült ez az emlékkönyv. (A háborús helyzet miatt azonban a kiadás kissé megkésett.) A könyvet K. LUNDMARK szerkesztette. Nyolc államból származó 19 eredeti tudományos értekezést tartalmaz az E. STRÖMGRENNEK dedikált emlékkönyv. Mindegyik más-más szerzőtől való. A könyv végén az ünnepelt tudományos munkásságának felsorolását olvashatjuk. Négy német és egy francia nyelvű cikken kívül a többiek mind angol nyelven íródtak.

A legnagyobb jelentőségű munka, talán éppen BENGT STRÖMGRENTŐL, ELIS STRÖMGREN fiától való, akinek egyébként E. STRÖMGREN nyugalombavonulásakor a dán csillagászat vezetését átadta. B. STRÖMGREN ezen újabb dolgozatában arra az igen érdekes megállapításra jutott, hogy a Nap légköre csaknem teljesen hidrogénből áll. Ennek különös fontossága a következők miatt van. Az EDDINGTON és B. STRÖMGREN által kidolgozott módszer szerint biztonsággal ki lehet számítani a Nap hidrogén-tartalmát. A megoldások két lehetséges számadathoz vezettek. Az egyik szerint 33%, a másik szerint 99.5% hidrogént tartalmaz a Nap. Eddig mindig, mindenki, az egyedül természetesnek tartott első értéket fogadta el. B. STRÖMGREN újabb vizsgálatának a naplégkörre kapott hasonló nagy eredménye azonban sokkal valószínűbbé teszi az egész Napra vonatkozóan is a második, magas értéket. Ennek az új megállapításnak vizsgáló fontossága lesz még a főágbeli csillagok kémiai felépítésének vizsgálatánál, de különösen a csillagok energiaforrásaira és fejlődésükre vonatkozó elméleteknél.

GRAMMEL, HAGIHARA, MÖLLER, SUNDMAN és WINTNER dolgozatainak tárgya: égi mec haniaki problémák. Mint külön érdekességet említtem meg, hogy HAGIHARA a matrix-módszernek égi mechanikai alkalmazásaiból mutat be példákat. CHANDRASEKHAR és LINDBLAD stellárdinamikai, GYLLENBERG, HOLMBERG, REIZ, WALLENQUIST és LUNDMARK stellárisztatikai munkákat közöltek. HEUMAN a gömbhalmazokban végbemenő mozgásokkal foglalkozik E. STRÖMGRENNEK egyik munkájához kapcsolódva. EDDINGTON a világegyetem «tágulásával» kapcsolatba hozza az atom, ill. a magfizikát 15 oldalas cikkében. A Jupiter légköréről közöl nagyobb tanulmányt SCHÖNBERG. A Mayak-csillagászatáról szóló 20 oldal LUDEN-

DORF egyik utolsó munkája. Ebben összefoglalja saját ezirányú kutatásait, de új anyagot is hoz. STRUVE egy spektroszkópiai kettős csillagról, VINTER—HANSEN pedig a Castor négyes rendszerről írt kis terjedelmű, kevésbé jelentős közleményt.

M. Waldmeier, Ergebnisse und Probleme der Sonnenforschung. LEIPZIG, AKADEMISCHE VERLAGS. 1941. *Probleme der Kosmischen Physik, Band XXII.* 264 oldal.

A csillagászati irodalom régi hiányosságát szüntette meg WALDMEIER könyve. A Nap fizikájáról írt könyvek (nem számítva UNSÖLD könyvének a Nap légkörére vonatkozó elméleti vonatkozású fejezeteit) már egytől-egytől egészen teljesen elavultak. A legutolsó kutatásokhoz bevezetőül szolgáló könyv 1910-ben jelent meg PRINGSHEIMTŐL. 1931-ben követte ezt BRUHA könyve, de ez már terjedelménél fogva is csupán első tájékozódásul szolgálhatott. ABETTI olasz és angol kiadásban is megjelent könyve nemigen volt más, mint a Handbuch der Astrophysikben írt, nem valami sikerült cikk kissé népszerűsített újranomása. Ezek után érthető, mennyire örömdeltesen hatott WALDMEIER könyve. Értékét különösen növeli az a tény, hogy szerzője a ma élő legkiválóbb napkutató. Így a különböző napjelenségek zürzavarában a legautentikusabb vezetőtől nyerhetünk tájékozódást az új könyvből.

WALDMEIER könyvének tárgyalási modora a lehetőségekhez képest egyszerű, hogy ne csak csillagászok használhassák könnyűszerrel, hanem a különböző napjelenségek után érdeklődő más tudományok szakemberei is. Így elsősorban gondolt szerző a geofizikus, ionoszféra-kutató, fizikus, meteorológus stb. szempontjaira is. A különböző elméleteknek matematikai szempontból mindig a lehető legegyszerűbb formáját mutatja be és a formulákat, a lehetőségekhez képest, egyszerűen vezeti le. A könyv nagyobb részét azonban a megfigyelések ismertetése képezi. Ez szükségképpen következménye a még csak éppen az utóbbi évtizedben kifejlődött rendszeres, intenzívebb napészleléseknek. Mivel a könyv kis terjedelménél fogva szerző elég szűk tére kényszerült mondanivalóját korlátozni, ezért történeti dolgokra egyáltalán nem térhetett ki, még kevésbé a napkutatásnál használatos műszerek ismertetésére és azok elméletére.

A megelőző könyv ismertetésénél említett újabb felfogás a nap kémiai összetételéről már csak röviden volt figyelembe vehető, úgyisintén még a régebbi nézetet tárgyalja részletességgel szerző a naplégkör folytonos abszorpciójánál (t. i., hogy az főleg a fémektől ered). Az újabb munkák, melyek ezekről a kérdésekről szólnak, nagyjából ugyanabban az időben jelentek meg, mint WALDMEIER könyve. Mint a könyv címe is kifejezetten mondja, az eredményeket közli, amelyet eddig a közvetlen megfigyelés és az azok nyomában járó elmélet kialakított és erősen kidomborítja a megoldatlan problémákat. Ez által válik WALDMEIER műve a kutatásnál egyszerű segédeszközzé. Nagyban hozzájárul ehhez a rengeteg irodalmi idézet, úgyhogy a legfontosabb és legújabb bibliográfiát is kézhez kapja az olvasó.

A könyv szerkezete a következőleg oszlik meg. Az első fejezetben a Nap integrált sugárzásával foglalkozik szerző és ismerteti az észleléseket a régebben különösen változóknak hitt napállandóra vonatkozólag, ami azonban mindjobban és jobban állandósul, ahogy a megfigyelés technikája tökéletesedik. A következő fejezet a Nap belső szerkezetének problémáját vizsgálja és a Nap korának meghatározásával, valamint az energiaforrás kérdésével foglalkozik. A Nap rotációjával foglalkozó fejezet részletesen ismerteti a heliografikus helymeghatározást, vagyis hogy hogyan tájékozódhatunk a napképen. A negyedik fejezet a fotoszféráról szól. Főleg a granullációról, annak elméletéről, továbbá a fotoszféra rétegződéséről és a nyomás és hőmérséklet eloszlásáról, valamint a szélsőtétüléről. Külön fejezet (az ötödik) foglalkozik a vonalas spektrummal. Négy fejezet

(6., 7., 9. és 10.) a napfelület legfeltűnőbb, állandóan (periódikusan) változó jelenségeit tárgyalja általánosságban, mint a napfoltokat, a fáklyákat, a protuberanciákat és a koronát. Közbevetőleg a nyolcadik fejezet a kromoszféráról szól. Itt a még nem említett kromoszférikus problémákat tárgyalja a könyv, melyek közül az erupciókat kell külön kiemelnünk.

Név- és tárgymutató zárja le a kötetet. A 102 szép ábra közül legtöbb a szerző saját felvétele.

K. Graff, Grundriss der geographischen Ortsbestimmung aus astronomischen Beobachtungen. BERLIN, WALTER, 1941. Zweite, neubearbeitete Auflage. 227 oldal.

Az 1913-ban megjelent első kiadástól lényegileg nem sokat tér el az új. Kimaradtak mindazon részek, amelyek a rádiójelek következtében egyszerűbb észleléseknél a gyakorlatban fölöslegessé váltak. E helyett magáról a rádióidőjelekről és azok értékesítéséről szól a szerző. A könyv főcélja, hogy az expedíciókon a földrajzi helymeghatározás kiszámításánál kézikönyvvül szolgáljon. Ennek a főcélnak megfelelőleg csak olyan kisebb műszerek ismertetésével és az ezekkel végzett észlelések kiszámításával foglalkozik, ahol a műszereknél $0,1'$ -nél kisebb szöget nem olvashatunk le. A könyv tankönyvnek is igen jó alkalmazást találhat. Csillagászati pályára készülők számára első bevezetesként nagyon megfelel a szférikus csillagászat elemeinek elsajátítására. Geodéták részére is különösen ajánlható.

Az első fejezet matematikai és néhány csillagászati alapismeretekről nyújt összefoglaló tájékozódást, mint például precessióról, nutációról stb. A következő rész az idő- és helymeghatározás műszereiről, az utána csatlakozó pedig ezen adatok közelítő meghatározásairól szól. A 4. és 5. fejezet az óra állásának, a földrajzi szélesség és hosszúság meghatározásának, valamint az azimut-meghatározásnak szigorúbb módszereivel foglalkozik. Az utolsó fejezetben a tengeren történő helymeghatározásnál alkalmazott Sumner-féle feladatot megoldását ismerteti a szerző. Az első függelékben 22 kidolgozott példát találunk, a második függelék 11. oldalán segéd-táblázatokat tartalmaz.

H. Happel, Das Dreikörperproblem. Vorlesungen über Himmelsmechanik. LEIPZIG, KOEHLER, 1941. 524 oldal.

Tekintve, hogy az utóbbi évtizedekben a csillagászok érdeklődési köre elsősorban az asztrofizika és a stellárstatisztika felé fordult és az égi mechanikai kutatásokat elhanyagolták, különösen figyelemreméltó HAPPEL könyvének megjelenése. Az utóbbi másfél évtizedben égemechanikai összefoglaló könyvet nem is adtak ki. HAPPEL könyvének fontos érdeme, hogy többet nyújt, mint közönséges tankönyv. A mellett, hogy általános összefoglalást ad, elvezet egészen a problémáig és így ösztönzésül szolgál további vizsgálatokhoz. A nehezen áttekinthető anyagról részletes tájékoztatást kapunk. Szerző saját vizsgálatait, valamint tanítványának, Karrasnak a vizsgálatait is erősen kidomborítja, amint az természetes is. Így elsősorban említendő HAPPELnek a VI. és VII. fejezetben közölt kutatásai. Ezek főleg a Hill-féle Hold-mozgáselmélettel vannak összefüggésben és a holdperturbációknak tisztán periódikus kifejtését célozzák.

A könyv 11 fejezetre oszlik. Kezdetben az analitikus mechanika formái apparátusával ismerkedünk meg. A mozgás differenciál-egyenleteinek felállítása, a kanonikus alak transzformációs eleméletükkel és a kéttestprobléma képezik az első négy fejezet fontosabb pontjait. Az 5. fejezet a perturbáló függvénnyel és a nagy bolygók háborgásaival foglalkozik. A 6. és 7. fejezet a holdmozgás elméletéről, míg a 8. és 9. a háromtest-probléma periódikus megoldásairól szól. Ezen utóbbiakra vonatkozólag POINCARÉ, WILKENS, SCHWARZSCHILD, HOPF, LAGRANGE, DARWIN és HOUGH munkáit tárgyalja részletességgel a szerző. Az utolsó, eléggé rövidre

fogott fejezet az ütközési problémával kapcsolatos, THIELE, LEVI—CIVITA, SUNDMAN és BIRKHOFF vizsgálatai nyomán. A STRÖMGREN irányításával végzett numerikus számítások azonban alig nyerneek említést. Ez azonban a könyv általános jellege miatt indokolt is. Mégis kár, hogy nincs több konkrét csillagászati eredmény példaként bemutatva a könyvben és hogy név- és tárgymutató is hiányzik.

O. Heckmann, *Theorien der Kosmologie. (Fortschritte der Astronomie, Herausgegeben von der Astronomischen Gesellschaft. Band 2.)* SPRINGER, BERLIN, 1942. 110 oldal.

A csillagászatnak, különösen a kívülről általánosan legérdekesebbnek tartott problémájáról, a kozmológiai elméletekről szól HECKMANN könyve. Milyen törvények szerint épült föl a gravitációs tömegek alkotta egész világegyetem? 1929 óta a kozmológiai elméleteknek a középpontjában az extragalaxisok távolsággal növekvő távolodó sebességének értelmezése áll. A föltételezés itt természetesen az, hogy az észlelt vöröseltolódás tényleg Doppler-effektus. (Vannak ugyanis olyan megfontolások is, amelyek az észlelt vöröseltolódást más, különféle fizikai feltevésekkel próbálják megmagyarázni. Az erre vonatkozó irodalmat könyve utolsó oldalán sorolja fel HECKMANN.) A különböző kozmológiai elméletekről nyújt áttekintő és sokban kritikai összefoglalást szerző. Referátuma igen tömör, így aránylag rövid és csak a szakember, aki ezekkel a kérdésekkel foglalkozik, olvashatja könnyen.

Az első rész a Newton-féle mechanika alapegyenleteibe gyökerező ú. n. dinamikus kozmológiával foglalkozik. MILNE és MCCREA fedezték fel ezeket a klasszikus mechanikán nyugvó kozmológiai lehetőségeket. A klasszikus mechanika eredményeit alkalmazták az egész euklidesi térben nem statikus anyageloszlásra. A második rész az általános relativitáselméletre felépített kozmológiával foglalkozik. Ezt HECKMANN metrikus kozmológiának nevezi. Bevezetőül 8 oldalon röviden vázolja az általános relativitás-elméletét és összeállítja a szükséges formulákat. A FRIEDMANN és LEMAITRETŐL származó vizsgálatokat ismerteti ebben a részben. Teljesre szerző nem törekedett az első két rész megírásánál, hanem csupán a lényegesek egységes ismertetésére. A harmadik rész a MILNE-féle LORENTZ-invariáns kinematikus kozmológiát tárgyalja. Az előző, bevezetés és utószó kapcsolja össze az anyagot és világít rá az összefüggésekre és arra a meglepő tényre, hogy a teljesen különböző módszerek igen hasonló és részben megegyező eredményre vezetnek. Expanzió vagy kontrakció tehát mindenesetre természetes jelenségnek látszik, míg statikus állapot csupán nagyon mesterkélt feltevésekkel magyarázható. A mű végén az 1933-tól megjelent újabb irodalom van összeállítva.

W. Becker, *Sterne und Sternsysteme. (Wissenschaftliche Forschungsberichte, Naturwissenschaftliche Reihe, Band 55.)* DRESDEN und LEIPZIG, STEINKOPFF, 1942. 392 oldal.

Élvezetes stílusban tárja elénk BECKER könyve a stellárstatisztika eredményeit. Szerző szerint könyve átmeneti jellegű akar lenni egy népszerű és egy szigorúan tudományos könyv között. Ezt a célkitűzését a legkitűnőbbben meg is oldotta. A számos idézettel, grafikonnal és táblázatokkal a könyv kitűnő kézikönyvnek is használható, annál is inkább, mivel más, a stellárstatisztika tárgykörébe vágó hasonló munkáknál sokkal áttekinthetőbb. Különösen jól kidomborodnak az egyes eredmények pontosságának és megbízhatóságának értéke úgyszintén a kérdéses adatok és az ellentmondó észlelések. A kutató számára táblázatokban állította BECKER össze az irodalomban elszórt számadatokat. Az interstelláris abszorpciót első ízben tárgyalja egy ilyen általános jellegű könyv fontosságát megillető terjedelemben. (Egyébként megemlíthetjük e helyen, hogy BECKER volt

az is, aki a térben levő interstelláris anyagról első ízben írt nagyobb összefoglaló referátumot. Ez a 78 oldal terjedelmű könyv volt a *Fortschritte der Astr.* sorozat 1. kötete. 1938-ban jelent meg.)

A könyv két részre tagozódik. Az első a Tejútrendszerrel, a másik az extragalaxisokról szól. Az állócsillagok állapotthatározóiról írt részletes bevezető fejezet után a változó és kettőscsillagokat, majd a halmazokat tárgyalja egy-egy fejezet. Utána következik egy fejezet a csillagok közötti anyagról. Majd a csillagok mozgásával és távolságával foglalkozik a rövid 6. fejezet. A Tejútrendszer-rész két utolsó fejezetének címe: a Tejútrendszer térbeli felépítése és a Tejútrendszer kinematikája és dinamikája. A második rész a könyv terjedelmének mindössze egynegyede csupán. Ez foglalkozik az extragalaxisokkal, mint csillagrendszerekkel, ezek különböző típusával, integrált tulajdonságaikkal, mozgásukkal és távolságmeghatározásaikkal. Az utolsó két fejezet egyike az extragalaxisok radiális sebességét, míg a másik a látszólagos és térbeli eloszlásukat tárgyalja.

Astronomischer Jahresbericht, herausgegeben vom Copernicus-Institut (Astronomisches Rechen Institut) zu Berlin—Dahlem. 41. Band. *Die Literatur des Jahres 1939.* GRUYTER, BERLIN, 1941. és 42. Band. *Die Literatur des Jahres 1940.* GRUYTER, BERLIN, 1942.

Különös nagy jelentőségű tény, hogy a háború ellenére is lehetségessé vált összeállítani az egész csillagászati világirodalmat ismertető, évenként megjelenő könyvet. Úgy az 1939, mint az 1940-es év anyagát K. HEINEMANN dolgozta fel, természetesen több német és más állambeli csillagász közreműködésével. A Németországgal háborús viszonyban álló nemzetek csillagászati munkálatait is sikerült nagyjából belevenni. A kimaradtakat a következő évfolyamokban pótolják.

Végül még egy, Németországban nagy sikert ért népszerű könyvet szeretnénk néhány szóval ismertetni, ámbar csillagászzal csupán közvetve áll összefüggésben. Szerzője a Berlinben élő KRBEK FERENC dr., aki rövid ideig a svábhegyi csillagvizsgáló asszisztense is volt.

F. Krbek, Erlebte Physik. Wandel in der Naturwissenschaft. DEUTSCHER VERL., BERLIN, 1942. 314 oldal.

Eredeti szellemességgel megírva, fizikai és matematikai problémákat tárgyal a szerző. Az anyag kiválasztásánál főleg a leginkább általános érdeklődésre számot tartó kérdések vezették, mégis olyan gazdag anyagot halmozott föl könyvében, hogy a könyv áttanulmányozása után, minden művelt ember számára egész modern fizikai világkép alakul ki. Nemcsak az eredményeket adja meg, hanem a rendszerint igen érdekes és tanulságos útról is beszámol, amelynek végén azokat elérték. Külön értéke a könyvnek, hogy sok új szempontot is közöl.

108 rajz és nagy fizikusok és matematikusok képét ábrázoló 16 tábla díszíti a könyvet. Öröndetes, hogy magyar fordításban is csakhamar megjelenik a könyv, a Természettudományi Társulat kiadásában.

D—δ.

CSILLAGÁSZATI LAPOK

VIERTELJÄHRLICH ER-
SCHEINENDE ZEITSCHRIFT
D. ASTRONOMISCHEN ABT.
DES KÖN. UNG. NATURWIS-
SENSCHAFTLICHEN VEREINS

REDIGIERT VON

QUARTERLY JOURNAL OF
THE ASTRONOMICAL SEC-
TION OF THE ROYAL HUNGA-
RIAN SOCIETY OF SCIENCES

EDITED BY

L. DEZSÓ

Universitäts-Sternwarte || University Observatory
Koložsvár

6. Jahrg. — Vol.

1943

Nr. 1

INHALT — CONTENTS

B. THÜRING: Methoden und Ergebnisse der Erforschung der Sonnengranulation und Sonnenflecken. — Methods and Results of the Research of the Granulation and Spots of the Sun. (In german)	1
L. DEZSÓ: Die Universitäts-Sternwarte zu Koložsvár 1941—1942. — The University Observatory of Koložsvár 1941—1942. (Ungarisch — Hungarian)	20
K. LASOVSKY: Bericht über die Tätigkeit der Sternwarte Budapest-Svábhagy für das Jahr 1942. — Annual report of the Observatory of Budapest-Svábhagy for 1942. (Ungarisch — Hungarian)	35
Buchbesprechungen — Reviews. (Ungarisch — Hungarian)	43

BUDAPEST

Stephaneum Buchdruckerei — Stephaneum Press.

3.684

CSILLAGÁSZATI LAPOK

A KIR. MAGY. TERMÉSZETTUDOMÁNYI TÁRSULAT
CSILLAGÁSZATI SZAKOSZTÁLYÁNAK FOLYÓIRATA

SZERKESZTI

DEZSŐ LORÁNT

1. évfolyam

1943

2. szám

TARTALOM

FÉNYES IMRE: Az atom hullámmechanikai és statisztikus elméletének kapcsolata	49
PONORI THEWREWK AURÉL: A Kheopsz-piramisról.....	69
KÖNYVISMERTETÉS	79
SZAKOSZTÁLYI ÜGYEK	80

BUDAPEST,
STEPHANEUM NYOMDA

CSILLAGÁSZATI LAPOK

A KIR. M. TERMÉSZETTUDOMÁNYI TÁRSULAT CSILLAGÁSZATI
SZAKOSZTÁLYÁNAK FOLYÓIRATA

MEGJELENIK NEGYEDÉVENKÉNT

Szerkeszti
DEZSŐ LORÁNT

A szerkesztőség címe : Csillagvizsgáló Intézet, Kolozsvár, Majális-u. 109. Tel.: 17-20.
vagy Csillagvizsgáló Intézet, Bpest-Svábhegy, Konkoly Thege Miklós-út 2. Tel.: 365-187.

A folyóiratot a Csillagászati Szakosztály tagjai illetmény gyanánt kapják. Tagdíj 8 P,
A Szakosztály tagja bárki lehet, ki egyúttal a Természettudományi Társulat tagja.

Nem tagok részére a Csillagászati Lapok évi előfizetési díja 9 pengő. Az elő-
fizetési díjak a Természettudományi Társulat címére (Budapest, VIII., Eszterházy-
utca 16. szám) küldendők. Postatakarékpénztári csekkszámla sz. 32.399.

Előzetes megbeszélés nélkül beküldött cikkek megjelenését a szerkesztőség
nem biztosíthatja.

Közleményeikért a szerzők sajátmaguk kötelesek felelősséget vállalni.

Az ábrákat a szerzők kliszfrozsra alkalmas módon küldjék be.

A cikkek magyar, német, angol, francia és olasz nyelven küldhetők be.
Idegennyelvű cikkhez magyar, magyarnyelvű cikkhez idegennyelvű össze-
foglalás irandó.

Az írói tiszteletdíj oldalankint 6 P, sűrűbben szedett szöveg esetén 7 P.
Doktori értekezések szerzői a tiszteletdíj helyett 150 példány ingyen
különlenyomatot kapnak. Egyébként a szerzők cikkeikből 40 külön-
nyomatot kapnak ingyen, de saját költségükön tetszőleges számú
példányt rendelhetnek.

CSILLAGÁSZATI LAPOK

6. évfolyam

1943

2. szám

AZ ATOM HULLÁMMECHANIKAI ÉS STATISZTIKUS ELMÉLETÉNEK KAPCSOLATA*

Irta: *Fényes Imre.*

I. A «self-consistent field» módszere és a statisztikus atommodell.

I. **Bevezetés.** Dolgozatomban az atom e kétféle elméletének közelebbi kapcsolatát világítom meg. Az I. részben *nemesgázszerű*, a II. részben pedig *valenciaelektront* is tartalmazó atomokkal, ill. ionokkal foglalkozom.

Először röviden ismertetem az atom statisztikus elméletét. Bontsuk fel a nemesgázszerű atom, ill. ion térfogatát $d\tau$ nagyságú térfogatelemekre. Ha $d\tau$ kicsiny, benne a potenciál állandónak, az elektrongáz pedig jó közelítéssel szabadnak tekinthető. Alkalmazzuk erre a ν sűrűségű szabad elektrongázra a *Fermi*-statisztikát. Eszerint a fázistér h^3 nagyságú térfogatelemébe maximálisan két antiparallel spinű elektron juthat. Tehát a $d\tau$ -ban lévő $\nu d\tau$ számú elektron betöltötte fázistér nagysága

$$\omega = w d\tau = \frac{h^3}{2} \nu d\tau,$$

ahol w a betöltött impulzustér térfogata. Innen

$$w = \frac{h^3}{2} \nu.$$

Nemesgázszerű atomok- és ionoknál az alapállapotban w gömbalakú. A gömb sugara, p_μ , a maximális impulzus. Így

$$\frac{4\pi}{3} p_\mu^3 = \frac{h^3}{2} \nu.$$

ahonnan a sűrűséget a maximális impulzus egyszerű függvényeként nyerjük:

$$\nu = \frac{8\pi}{3h^3} p_\mu^3 \dots \dots \dots (I, I)$$

* Doktori értekezés.



Hasonló elgondolások alapján a kinetikus energiát is előállíthatjuk p_μ , ill. v függvényeként¹:

$$\left. \begin{aligned} U_k &= \kappa_k v^{3/2} d\tau, \\ \kappa_k &= \frac{3}{10} (3\pi^2)^{2/3}. \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (I, 2)$$

A potenciális energia két részből áll. Az egyik, U_c , a Z töltésű mag és az elektronok, a másik, U_w , az elektronok egymásközi kölcsönhatásából származik:

$$\begin{aligned} U_c &= - \int V_k(r) v(r) d\tau, \dots \dots \dots (I, 3) \\ U_w &= - \frac{1}{2} \int V_e(r) v(r) d\tau, \dots \dots \dots (I, 4) \end{aligned}$$

ahol V_k a mag, V_e pedig az elektronok potenciálja:

$$\begin{aligned} V_k(r) &= \frac{Z}{r}, \\ V_e(r) &= - \int \frac{v(r')}{|r-r'|} d\tau'. \end{aligned}$$

Ha csak az (I, 2), (I, 3) és (I, 4) energiategokat vesszük figyelembe, a *Thomas—Fermi*-modellhez jutunk. Ekkor az atom energiája

$$E = \int \left\{ \kappa_k v^{3/2} - V_k - \frac{1}{2} V_e \right\} v d\tau. \dots \dots (I, 5)$$

Ez a kifejezés az elektronoknak önmagukkal alkotott elektrosztatikus kölcsönhatását is tartalmazza. *Fermi* és *Amaldi*² ezt közelítőleg úgy küszöbölte ki, hogy V_e -ből levonta egy elektron átlagpotenciálját, melyet úgy nyerünk, hogy V_e -t osztjuk az elektronok számával, N -el. Tehát a *Fermi* és *Amaldi* korrigálta modell energiája

$$E = \int \left\{ \kappa_k v^{3/2} - V_k - \frac{1}{2} \frac{N-1}{N} V_e \right\} v d\tau. \dots \dots (I, 6)$$

Azonban így még mindig hiányos az energiakifejezés. Ugyanis nem szerepel benne a kicserélődési és a korrelációs energia. A kicserélődési energia³

¹ Atomi egységekben. Tehát hosszegység a legkisebb Bohr-féle H -rádiusz

$a_H = \frac{h^2}{4\pi^2 m e^2} = 1$, tömegegység az elektron tömege $m = 1$, az időegység pedig

$\frac{h^3}{8\pi^3 m e^4} = 1$.

² Fermi E. és Amaldi E., Mem. Acc. Italia 6, 117, 1934.

³ Bloch F., Zs. f. Phys. 57, 545, 1929; Geiger—Scheel, Handb. d. Phys. XXIV/2, 2. kiadás, 485, Springer, Berlin, 1933.

$$\left. \begin{aligned} U_a &= -\alpha_a v^{1/3} d\tau, \\ \alpha_a &= \frac{3}{4} \left(\frac{3}{\pi} \right)^{1/3} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (I, 7)$$

tehát a kicserélődési kölcsönhatást is figyelembevevő, ú. n. *Thomas—Fermi—Dirac*-modell energiája

$$E = \int \left\{ \alpha_k v^{2/3} - \alpha_a v^{1/3} - V_k - \frac{1}{2} V_e \right\} v d\tau. \dots (I, 8)$$

Ebben a *Fermi—Amaldi*-korrekció azért nem szerepel, mert az elektronoknak önmagukkal való elektrosztatikus kölcsönhatását az önmagukkal való kicserélődési kölcsönhatás kompenzálja.

A korrelációs energiát is figyelembevevő modellel¹ itt nem foglalkozunk, mivel a korrelációs modell «*self-consistent field*» elmélete ezideig nem ismeretes.

A fenti energiakifejezésekkel a megfelelő modellbeli elektron-sűrűséget úgy kell meghatározni, hogy az energia minimális legyen. Egyúttal figyelembe kell vennünk az alábbi mellékfeltételt is:

$$\int v d\tau = N. \dots \dots \dots (I, 9)$$

Ilyenformán v a következő variációs problémából határozandó meg²:

$$\delta (E + V_0 N) = 0, \dots \dots \dots (I, 10)$$

ahol V_0 *Lagrange*-féle multiplikátor³. Eszerint az egyes energiakifejezéseknek megfelelő elektronsűrűség: a *Thomas—Fermi*-atomban

$$\left. \begin{aligned} v &= \gamma (V - V_0)^{3/2}, \\ \gamma &= \frac{2^{3/2}}{3\pi^2}, \quad V = V_k + V_e, \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (I, 11)$$

a *Thomas—Fermi—Amaldi*-atomban

$$\left. \begin{aligned} v &= \gamma (V - V_0)^{3/2}, \\ V &= V_m + \frac{N-1}{N} V_e, \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (I, 12)$$

és a *Thomas—Fermi—Dirac*-atomban

$$\left. \begin{aligned} v &= \gamma [(V - V_0 + \sigma^2)^{1/2} + \sigma]^3, \\ \sigma &= \frac{1}{2^{1/2}\pi}, \quad V = V_k + V_e. \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (I, 13)$$

¹ Gombás P., Zs. f. Phys. 121, 523, 1943.

² Lenz W., Zs. f. Phys. 77, 713, 1932; Jensen H., Zs. f. Phys. 89, 713, 1934.

³ Az E megválasztásától függően V_0 -nak más és más értéke van.

Az elektronsűrűségnek ezek a kifejezései mind összekapcsolhatók a *Poisson*-egyenlettel:

$$\Delta (V - V_0) = 4 \pi v, \dots \dots \dots (I, 14)$$

és így nyerjük rendre a *Thomas—Fermi*-egyenletet

$$\Delta (V - V_0) = 4 \pi \gamma (V - V_0)^{3/2}, \dots \dots \dots (I, 15)$$

a *Thomas—Fermi—Amaldi*-egyenletet

$$\Delta (V - V_0) = 4 \pi \gamma \frac{N-1}{N} (V - V_0)^{3/2}, \dots \dots (I, 16)$$

és a *Thomas—Fermi—Dirac*-egyenletet

$$\Delta (V - V_0) = 4 \pi \gamma [(V - V_0 + \sigma^2)^{1/2} + \sigma]^3. \dots (I, 17)$$

* * *

A hullámmechanikai többtestprobléma és a statisztikus atommodell kapcsolatával aránylag kevesen foglalkoztak. *Dirac*¹ kimutatta, hogy, ha a felcserélési relációkat elhanyagoljuk és ezen kívül még feltételezzük, hogy az elektronok száma h^3 nagyságú fáziscellánként nem lehet több kettőnél, akkor a *Hartree*-, ill. *Hartree—Fock*-egyenletekből a *Thomas—Fermi*-modellhez, ill. ennek a kicserélődési kölcsönhatással bővített alakjához jutunk. *Brillouin*² rámutatott arra, hogy a betöltési elvet nem szükséges előre adottnak vennünk, mert, ha a *Hartree*-, ill. *Hartree—Fock*-egyenleteket a W. K. B. módszer³ segítségével oldjuk meg, a betöltési elvet minden külön feltevés nélkül megkapjuk.

Az említett *Dirac*- és *Brillouin*-féle vizsgálatok sok helyen még nehezen áttekinthetők, így kívánatos az egyszerűbb tárgyalási mód. Dolgozatomnak ebben a részében a problémának az eddigieknél egyszerűbb tárgyalását adom. A *Schrödinger*-féle energiakifejezés *Hartree*-, ill. *Hartree—Fock*-féle alakjából kiindulva levezetem a megfelelő statisztikus energiakifejezéseket, melyekből a sűrűség variálásával, a már ismeretes módon, nyerjük a *Thomas—Fermi*-egyenletet, ill. ennek a *Fermi* és *Amaldi* korrigálta alakját és a *Thomas—Fermi—Dirac*-egyenletet.

¹ Dirac P. A. M., Proc. Cambridge Phil. Soc. 26, 376, 1930.

² Brillouin L., L'atome de Thomas—Fermi, Actualités scientifiques et industrielles 160, Paris, 1934, Hermann.

³ W. K. B. (a. m. Wentzel—Kramers—Brillouin-) módszer: Wentzel G., Zs. f. Phys. 38, 518, 1926; Kramers H. A., Zs. f. Phys. 39, 828, 1926; Brillouin L., Notions de mécanique ondulatoire les méthodes d'approximation, Actualités scientifiques et industrielles XXXIX, Paris, 1932, Hermann.

2. Az elektronsűrűség és a maximális impulzus közti kapcsolatot, vagyis a

$$v = \frac{8\pi}{3h^3} \dot{p}_\mu^3$$

egyenletet, a statisztikust elméletben abból a feltevésből vezettük le, hogy az alapállapotban lévő atomban a legmélyebb energiájú állapotoknak megfelelő fáziscellák egyenként két antiparallel spinű elektronnal vannak betöltve. Brillouin ezt az összefüggést a W. K. B. módszerből nyerte. Alábbiakban szintén a W. K. B. módszerből indulunk ki, de eljárásunk lényegesen egyszerűbb, mint a Brillouiné.

Tegyük fel, hogy az atom elektronjainak sajátfüggvényei a koordináták szerint szeparálhatók. Legyen a j -edik elektronnak egyik koordinátájától, pl. x -től függő sajátfüggvényének, $\psi(x)$ -nek, Schrödinger-egyenlete

$$\psi''(x) + \frac{8\pi^2 m}{h^2} [E - V(x)] \psi(x) = 0.$$

Ez az egyenlet a

$$\psi(x) = e^{\frac{2\pi i}{h} \int y(x) dx}$$

helyettesítéssel a

$$\frac{h}{2\pi i} y' = 2m [E - V(x)] - y^2$$

Riccati-egyenletbe megy át, melynek egy partikuláris megoldását az

y -nak $\frac{h}{2\pi i}$ hatványai szerinti sorbafejtésével nyerjük:

$$y = \sum_l \left(\frac{h}{2\pi i} \right)^l y_l,$$

ahol y_l az

$$y'^{l-1} + \sum_{\alpha=0}^l y_\alpha y_{l-\alpha} = 0$$

rekurziós formulából nyerhető. y_0 -nak a klasszikus impulzust¹ választjuk, amelyik a fenti Riccati-egyenletben a $h \rightarrow 0$ esetnek felel meg.

A Riccati-egyenletnek azokra a megoldásaira van szükségünk, amelyek kielégítik a megfelelő Schrödinger-egyenlet szokásos határfeltételeit. Itt nem részletezhető okokból,² a keresett megoldások azok lesznek, melyekre fennáll az

¹ $p_x = \pm \sqrt{2m(E - V(x))}$

² Wentzel, Kramers és Brillouin l. c. Ezenkívül Fues E., Zs. f. Phys. 78, 580, 1932; 79, 699, 1932; Dunham J. L., Phys. Rev. (2) 41, 713, 1932.

$$\dot{\phi} y(x) dx = k_x h,$$

vagyis a

$$\sum_{l=0}^{\infty} \left(\frac{h}{2\pi i} \right)^l \dot{\phi} y_l dx = k_x h$$

reláció, ahol k_x egész szám, az illető sajátfüggvény csomópontjainak a száma. Ez nulladik közelítésben ($l=0$) a Bohr—Sommerfeld-féle általános kvantumfeltétellel, vagyis a következő egyenlettel azonos:

$$\dot{\phi} p_x dx = k_x h.$$

Hasonlóképen a többi koordinátára

$$\dot{\phi} p_y dy = k_y h,$$

$$\dot{\phi} p_z dz = k_z h.$$

Mindez a W. K. B. módszer eredménye, melyből egyszerűen nyerhetjük a kvantumállapotok számossága megváltozásának a statisztikus kifejezését. Ha kis térrészre szorítkozunk, akkor a p -k kiemelhetők az integrál jele elé, pl.

$$\dot{\phi} p_x dx = p_x \dot{\phi} dx = k_x h,$$

ahonnan a k_x kvantumszám megváltozása

$$dk_x = \frac{1}{h} dp_x \dot{\phi} dx$$

és hasonlóképen

$$dk_y = \frac{1}{h} dp_y \dot{\phi} dy,$$

$$dk_z = \frac{1}{h} dp_z \dot{\phi} dz.$$

A kvantumállapotok számosságának megváltozása ezeknek a szorzata

$$dn = dk_x dk_y dk_z.$$

Tehát, ha a térfogat

$$d\tau = \iiint_{d\tau} dx dy dz$$

és az impulzustér elemi térfogata

$$dw = dp_x dp_y dp_z,$$

akkor

$$dn = \frac{d\tau}{h^3} dw. \dots \dots \dots (2, 1)$$

Gömbszimmetrikus esetben

$$dn = \frac{4\pi d\tau}{h^3} p^2 dp. \dots \dots \dots (2, 2)$$

Vegyünk egy N páros számú elektronból álló elektrongázt, amelynek elektronjai a lehető legmélyebb energiájú kvantumállapotokat mind betöltik. Legyen a j -edik kvantumállapotban lévő elektron teljes sajátfüggvénye $\psi(\mathbf{r}, \sigma)$, ahol \mathbf{r} a helykoordinátákat, σ pedig a spinkoordinátát jelöli. Így az elektrongáz sűrűsége

$$v(\mathbf{r}) = \sum_{j,+} \psi_j^*(\mathbf{r}, \sigma) \psi_j(\mathbf{r}, \sigma),$$

ahol j mellett $+$ a spinre vonatkozik. A spintől függő részt eliminálva

$$v(\mathbf{r}) = 2 \sum_{j=1}^{\frac{N}{2}} \psi_j^*(\mathbf{r}) \psi_j(\mathbf{r}) \dots \dots \dots (2, 3)$$

Ha N nagy szám, akkor itt az összegezést, jó közelítéssel, integrállal helyettesíthetjük:

$$v(\mathbf{r}) = 2 \int \psi^*(\mathbf{r}) \psi(\mathbf{r}) dn,$$

ahova dn -nek (2, 2)-beli értékét beírva

$$v(\mathbf{r}) = \frac{8 \pi d \tau}{h^3} \int_0^{p_u} \psi^*(\mathbf{r}) \psi(\mathbf{r}) p^2 dp \dots \dots \dots (2, 4)$$

A dn -nek itt használt értéke: nulladik közelítés, mikor is a megfelelő sajátfüggvények szabad elektronok sajátfüggvényei, melyek normált alakja

$$\psi(\mathbf{r}) = \frac{1}{(d \tau)^{1/2}} e^{\frac{2 \pi i}{h} (\mathbf{p}, \mathbf{r})}$$

Ezt behelyettesítve a (2, 4)-be:

$$v(\mathbf{r}) = \frac{8 \pi}{h^3} \int_0^{p_u} e^{-\frac{2 \pi i}{h} (\mathbf{p}, \mathbf{r})} e^{\frac{2 \pi i}{h} (\mathbf{p}, \mathbf{r})} p^2 dp,$$

$$v(\mathbf{r}) = \frac{8 \pi}{h^3} \int_0^{p_u} p^2 dp,$$

$$v(\mathbf{r}) = \frac{8 \pi}{3 h^3} p_u^3 \dots \dots \dots (2, 5)$$

Vagy

$$p_u = \frac{1}{2} \left(\frac{3}{\pi} \right)^{1/3} h v^{1/2} \dots \dots \dots (2, 6)$$

Ez a *Fermi*-statisztika egyik alapvető egyenlete, melyet itt hullám-mechanikailag vezetünk le.

3. A Thomas—Fermi-modell. A sűrűség és maximális impulzus előbbiekben levezetett kapcsolatát felhasználva, a *Hartree*-módszerből¹ egyszerűen levezethetjük a *Thomas—Fermi*-egyenletet.

Az atom energiája a *Hartree*-módszerben

$$E = \sum_j H_{jj} + \sum_{j > k} W_{jk}, \dots \dots \dots (3, 1)$$

ahol, atomi egységeket használva és a spintől eltekintve,

$$\left. \begin{aligned} H_{jj} &= \int \psi_j^*(\mathbf{r}) H_r \psi_j(\mathbf{r}) d\tau, \dots \dots \dots \\ H_r &= -\frac{1}{2} \Delta_r - \frac{Z}{r} \dots \dots \dots \end{aligned} \right\} (3, 2)$$

és

$$W_{jk} = \iint \frac{\psi_j^*(\mathbf{r}) \psi_j(\mathbf{r}) \psi_k^*(\mathbf{r}') \psi_k(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\tau_r d\tau_{r'}$$

A Δ_r operátort kezeljük *formálisan* és vegyük figyelembe, hogy a j és k szimmetrikusan szerepel, akkor az atom energiája így írható

$$\begin{aligned} E &= \int \sum_j \psi_j^*(\mathbf{r}) \psi_j(\mathbf{r}) \left\{ -\frac{1}{2} \Delta_r - \frac{Z}{r} \right\} d\tau_r + \\ &+ \frac{1}{2} \iint \sum_{j,k} \frac{\psi_j^*(\mathbf{r}) \psi_j(\mathbf{r}) \psi_k^*(\mathbf{r}') \psi_k(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\tau_r d\tau_{r'} - \\ &- \frac{1}{2} \iint \sum_j \frac{\psi_j^*(\mathbf{r}) \psi_j(\mathbf{r}) \psi_j^*(\mathbf{r}') \psi_j(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\tau_r d\tau_{r'}. \end{aligned}$$

Az utolsó tag az elektronoknak önmagukkal való elektrosztatikus kölcsönhatása; jelöljük ezt $E_{s.c.}$ -el, akkor

$$E + E_{s.c.} = \int \sum_j \psi_j^*(\mathbf{r}) \psi_j(\mathbf{r}) \left\{ -\frac{1}{2} \Delta_r - V_k(\mathbf{r}) - \frac{1}{2} V_e(\mathbf{r}) \right\} d\tau_r,$$

azaz

$$\begin{aligned} E + E_{s.c.} &= \int \sum_j \psi_j^*(\mathbf{r}) \psi_j(\mathbf{r}) \left(-\frac{1}{2} \Delta_r \right) d\tau_r + \\ &+ \int \left\{ -V_k - \frac{1}{2} V_e \right\} \nu(\mathbf{r}) d\tau_r, \dots \dots \dots (3, 3) \end{aligned}$$

amelyben az első tag a kinetikus energia

$$E_K = -\frac{1}{2} \int \sum_j \psi_j^*(\mathbf{r}) \psi_j(\mathbf{r}) \Delta_r \cdot d\tau_r \dots \dots \dots (3, 4)$$

¹ Hartree D. R., Proc. Cambridge Phil. Soc. 24, 89, 1928; Fock V., Zs. f. Phys. 61, 126, 1930.

Alkalmazzuk ezt a formulát szabad elektronokra, $\Delta_{\mathbf{r}}$ helyett pedig vegyük klasszikus analogonját

$$\Delta_{\mathbf{r}} \sim -p^2,$$

végül összegezés helyett integráljunk, akkor

$$E_K = \int \left\{ \int_0^{p_u} \frac{1}{d\tau} e^{-\frac{2\pi i}{h}(\mathbf{p}, \mathbf{r})} e^{\frac{2\pi i}{h}(\mathbf{p}, \mathbf{r})} p^2 dn \right\} d\tau$$

$$= \frac{4\pi}{h^3} \int \left\{ \int_0^{p_u} p^4 dp \right\} d\tau,$$

$$E_K = \int \frac{4\pi}{5h^3} p_u^5 d\tau \dots \dots \dots (3, 5)$$

Helyettesítsük be ide p_u -nek (2, 6)-beli értékét, akkor

$$E_K = \kappa_k \int v^{5/2} d\tau \dots \dots \dots (3, 6)$$

A kinetikus energiának ezt az alakját helyettesítsük vissza a (3, 3)-ba

$$E + E_{ec} = \int \left\{ \kappa_k v^{2/2} - V_k - \frac{1}{2} V_e \right\} v d\tau, \dots (3, 7)$$

ami a *Thomas—Fermi*-atom energiája. Ebből a sűrűség variálásával, és az alábbi mellékfeltétel figyelembevételével, az ismert egyenlethez jutunk.

A hullámmechanikai mellékfeltétel

$$\int \psi_j^*(\mathbf{r}) \psi_j(\mathbf{r}) d\tau_{\mathbf{r}} = 1, \dots \dots \dots (3, 8)$$

Innen

$$\int \sum_j \psi_j^*(\mathbf{r}) \psi_j(\mathbf{r}) d\tau_{\mathbf{r}} = N,$$

azaz

$$\int v(\mathbf{r}) d\tau_{\mathbf{r}} = N. \dots \dots \dots (3, 9)$$

4. **A Fermi—Amaldi-korrekcio.** Az előbbieken láttuk, hogy a *Thomas—Fermi*-atom energiája

$$E + E_{ec} = \int \left\{ \kappa_k v^{2/2} - V_k - \frac{1}{2} V_e \right\} v(\mathbf{r}) d\tau_{\mathbf{r}} \dots (4, 1)$$

tartalmazza az elektronoknak önmagukkal való elektrosztatikus kölcsönhatását is. Ennek hullámmechanikai alakja

$$E_{sc} = \frac{1}{2} \int \int \sum_j \frac{\psi_j^*(\mathbf{r}) \psi_j(\mathbf{r}) \psi_j^*(\mathbf{r}') \psi_j(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\tau_r d\tau_{r'},$$

$$E_{sc} = -\frac{1}{2} \int \sum_j \psi_j^*(\mathbf{r}) \psi_j(\mathbf{r}) V_{ej}(\mathbf{r}) d\tau_r, \dots \dots \dots (4, 2)$$

ahol V_{ej} a j -edik elektrontól származó potenciál. Ha az E_{sc} -nek statisztikai kifejezését akarjuk megállapítani, akkor abban V_{ej} nem szerepelhet, mivel a statisztikának éppen az a lényege, hogy az elektronokat megfosztja individualitásuktól. Emeljük ki tehát a Σ -jel elé V_{ej} átlagértékét

$$\bar{V}_{ej} = \frac{1}{N} V_e,$$

akkor

$$E_{sc} = -\frac{1}{2} \int \frac{V_e}{N} v d\tau \dots \dots \dots (4, 3)$$

Ezt visszahelyettesítve a (4, 1)-be, az atom energiájának olyan kifejezését nyerjük, melyből az elektronoknak önmagukkal való elektrosztatikus kölcsönhatását, legalább közelítőleg, kiküszöböltük

$$E = \int \left\{ \kappa_k v^{2/3} - V_k - \frac{1}{2} \frac{N-1}{N} V_e \right\} v d\tau \dots \dots (4, 4)$$

Ez azonos az (1, 6) formulával.

5. A Thomas—Fermi—Dirac-modell. Az eddigiek analógiájára a *Hartree—Fock*-módszerből¹ kiindulva, egyszerűen levezethetjük a *Thomas—Fermi—Dirac*-egyenletet is.

A *Hartree—Fock*-féle energiakifejezés a következő

$$E = \sum_j \int \psi_j^*(\mathbf{r}) \left[-\frac{1}{2} \Delta_r - \frac{Z}{r} \right] \psi_j(\mathbf{r}) d\tau_r +$$

$$+ \sum_{j > k} \iint \frac{\psi_j^*(\mathbf{r}) \psi_j(\mathbf{r}) \psi_k^*(\mathbf{r}') \psi_k(\mathbf{r}') - \psi_j^*(\mathbf{r}) \psi_j(\mathbf{r}') \psi_k^*(\mathbf{r}') \psi_k(\mathbf{r})}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\tau_r d\tau_{r'}.$$

j és k szerepe itt is felcserélhető. Adjuk hozzá ehhez az elektronoknak önmagukkal való elektrosztatikus és kicserélődési kölcsönhatását, akkor

$$E + E_{sc} + E_{sn} = \int \sum_j \psi_j^*(\mathbf{r}) \left[-\frac{1}{2} \Delta_r - \frac{Z}{r} \right] \psi_j(\mathbf{r}) d\tau_r +$$

$$+ \frac{1}{2} \sum_{j, k} \iint \frac{\psi_j^*(\mathbf{r}) \psi_j(\mathbf{r}) \psi_k^*(\mathbf{r}') \psi_k(\mathbf{r}') - \psi_j^*(\mathbf{r}) \psi_j(\mathbf{r}') \psi_k^*(\mathbf{r}') \psi_k(\mathbf{r})}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\tau_r d\tau_{r'}.$$

Azonban

¹ Fock V., 1. c.

$$E_{sa} = -\frac{1}{2} \iint \sum_j \frac{\psi_j^*(\mathbf{r}) \psi_j(\mathbf{r}') \psi_j^*(\mathbf{r}') \psi_j(\mathbf{r})}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\tau_r d\tau_{r'}.$$

Összehasonlítva ezt E_{sc} értékével, látjuk, hogy

$$E_{sa} = -E_{sc}.$$

Tahát a hullámmechanikában az elektronoknak az önmagukra gyakorolt elektrosztatikus és kicserélődési kölcsönhatása éppen kompenzálja egymást. Ha tehát a *Hartree—Fock*-féle energiakifejezésből indulunk ki, olyan statisztikus kifejezéshez juthatunk, amelyik az elektronoknak az önmagukra gyakorolt hatásait nem tartalmazza. Azonban, mint *Jensen*¹ vizsgálatai mutatják, kis elektronsűrűségek esetén ez a kompenzáció nem tökéletes.

Bloch és *Bethe*² szerint szabad elektrongáz esetén a kicserélődési energia

$$-\frac{1}{2} \iint \sum_{j,k} \frac{\psi_j^*(\mathbf{r}) \psi_j(\mathbf{r}') \psi_k^*(\mathbf{r}') \psi_k(\mathbf{r})}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\tau_r d\tau_{r'} = -z_a \int r^{1/3} d\tau.$$

Tehát

$$E = \int \left\{ z_k r^{2/3} - z_a r^{1/3} - V_k^* - \frac{1}{2} V_c \right\} r d\tau,$$

ami egyezik a *Thomas—Fermi—Dirac*-modell energiájával.

II. A valenciaelektront is tartalmazó atomok hullámmechanikai és statisztikus elméletének kapcsolata.

1. **Bevezetés.** Ebben a részben azzal a kérdéssel foglalkozom, hogy az elektronok sajátfüggvényei között fennálló ortogonalitási relációk miként helyettesíthetők az elektronokra ható taszító erővel, és hogyan lehet ezeknek az erőknek a potenciálját előállítani. Először *Gombás*nak ugyanezre vonatkozó, statisztikai megfontolások alapján végzett, vizsgálatait ismertetem és kitérek más szerzők ezirányú vizsgálataira is. A dolgozat további részeiben az említett potenciál hullámmechanikai alakját állapítom meg. Először megvizsgálom (2.), hogy a *Hartree*-egyenletek miként módosulnak, ha a sajátfüggvények csomófelületeit elhagyjuk, azaz, ha elhanyagoljuk a közöttük fennálló ortogonalitási relációkat. Ezzel az általános esettel nem foglalkozom részletesebben. A 3. pontban az ortogonalitás hiánya következtében fellépő taszító erő potenciálját valenciaelektronokra vezetem le hullám-

¹ Jensen H., Zs. f. Phys. 101, 141, 1936.

² Geiger—Scheel, Handb. I. c.

mechanikailag. A potenciált úgy állapítom meg, hogy most is ugyanazt a sajátértéket nyerjük, mint az orthogonalitási relációk fennállása esetén. Végül a 4. pontban kimutatom, hogy a hullámmechanikai kifejezésből félklasszikus határesetként a *Gombás* által levezetett statisztikai kifejezést nyerjük.

Pauli elve szerint az atomban, ha a spint is figyelembe vesszük, nem lehetnek egyenlő kvantumállapotú elektronok. Az elektronoknak egyenlő kvantumállapotokba való jutását a hullámmechanikában úgy akadályozzuk meg, hogy a magasabb energiájú kvantumállapotba helyezendő elektronok sajátfüggvényeit orthogonalizáljuk a mélyebb energiájú állapotok sajátfüggvényeire. A *Pauli*-elvnek ilyen módon való érvényesítése azonban a számításokat igen bonyolulttá teszi. Célszerű tehát az orthogonalizálás helyett más, egyszerűbb módszerhez folyamodni.

A probléma nem új. Valenciaelektronok esetében — a statisztikai elmélet alapján — *Gombás*¹ oldotta meg. Módszerét az alábbiakban röviden ismertetjük:

A valenciaelektront is tartalmazó atom egy nemesgázszerű ionból és a valenciaelektronokból áll. A nemesgázszerű rész statisztikailag kezelhető. Ennek eredményeként a zárt elektronhéj elektronjainak megfelelő impulzustérbeli pontok egy

$$p_{\mu} = \frac{1}{2} \left(\frac{3}{\pi} \right)^{1/3} h \nu^{1/3} \dots \dots \dots (1, 1)$$

sugarú u . n. impulzusgömböt teljesen betöltenek. Egészítsük ki a nemesgázszerű iont egy ψ_i sajátfüggvényű valenciaelektronnal. Láttuk az I. részben, hogy az elemi térfogatban a potenciál állandónak tekinthető, tehát a potenciális energiától egyelőre eltekinthetünk. Ezenkívül a valenciaelektron polarizáló hatása első közelítésben szintén elhanyagolható, tehát csak a kinetikus energiát kell figyelembe vennünk. Legyen a ψ_i sajátfüggvénnyel járó «kezdeti» kinetikus energia u_i . Ha $u_i > \frac{1}{2m} p_{\mu}^2$, akkor a valenciaelektron egy eddig még betöltetlen impulzuscellába kerül, tehát *Pauli* elve már eleve teljesül. Ha $u_i < \frac{1}{2m} p_{\mu}^2$, akkor viszont a valenciaelektron egy már betöltött állapotba kerülne, amit a *Pauli*-elv nem enged meg. Ennek bekövetkezését úgy akadályozzuk meg, hogy a valenciaelektront «kiemeljük» az impulzusgömbből, vagyis energiáját a

$$w_i = \frac{1}{2m} p_{\mu}^2 - u_i \dots \dots \dots (1, 2)$$

¹ *Gombás P.*, Zs. f. Phys. 118, 164, 1941; Mat. és Természettud. Értesítő LX 373, 1941.

értékkel növeljük, ahol m az elektron tömege. p_μ értékét az (1, 1)-ből vehetjük, u_i -t pedig Gombás szerint a következőképen fejezhetjük ki

$$u_i = c v_i^{2/3}, \dots \quad (1, 3)$$

ahol

$$c = \frac{1}{2} \left(3 \pi^2 \right)^{2/3} \varepsilon^2 a_H, \dots \quad (1, 4)$$

azonkívül ε az elemi töltés, a_H pedig az első Bohr-féle kör sugara. v_i azoknak az ionbeli elektronoknak a sűrűsége, amelyek kinetikus energiája kisebb u_i -nál. Tehát

$$w_i = c \left(v^{2/3} - v_i^{2/3} \right). \dots \quad (1, 5)$$

Ez az energianövekedés egy taszítóerőnek tulajdonítható, amelyik a Pauli-elv következtében lép fel és potenciálja

$$\varphi_i = -\frac{w_i}{\varepsilon} = -\frac{c}{\varepsilon} \left(v^{2/3} - v_i^{2/3} \right). \dots \quad (1, 6)$$

Ennek a potenciálnak az alkalmazása helyettesíti ψ_i -nek az ionbeli elektronok sajátfüggvényeire való orthogonalizálását. Tehát orthogonalizálás helyett a valenciaelektron Schrödinger-féle energiakifejezéséhez még egy tagot adunk a fentiek szerint a következő

$$E_{Fi} = c \int \psi_i^* \left(v^{2/3} - v_i^{2/3} \right) \psi_i d\tau. \dots \quad (1, 7)$$

Ha az atomnak több valenciaelektronja van, akkor ezeket az energiatagokat minden valenciaelektronra összegeznünk kell

$$E_F = \sum_i E_{Fi}. \dots \quad (1, 8)$$

Ennek alkalmazásával a valenciaelektronok sajátfüggvényeit csak egymásra kell orthogonalizálnunk.

Mint már említettük, v_i azoknak az ionbeli elektronoknak a sűrűsége, amelyek kinetikus energiája kisebb u_i -nál. Pl.¹ a K valenciaelektronjának $4s$ állapota esetén $v_i = 0$, a $4p$ állapotnál pedig v_i az $1s$ és $2s$ elektronok sűrűségét jelenti, végül a $3d$ állapotnál már $v_i = v$, tehát $\varphi_i \equiv 0$. Az u_i kezdeti energiát ilyen módon határozva meg, a számított term értékek igen jól egyeznek a kísérleti adatokkal.

Gombás és Kónya² újabban u_i -re a következő kifejezést vezették le, mely atomi egységekben

$$u_i = \frac{1}{2} \frac{l_i(l_i-1)}{r^2}, \dots \quad (1, 9)$$

ahol l_i az elektron mellékkvantumszáma.

¹Kozma B. és Kónya A., Zs. f. Phys. 118, 153, 1941; Kónya A., Mat. és Természettud. Értesítő LX, 390, 1941; A kvantumállapotok energianívóira vonatkozólag I. Hartree D. R., Proc. Roy. Soc. London (A) 143, 506, 1934.

²Gombás P. és Kónya A., Mat. és Természettud. Értesítő LXI, 677, 1942.

Gombós a fent tárgyalt módszer kidolgozása előtt egy hasonló elgondolás¹ alapján már levezette a *Pauli*-elv következtében fellépő taszítóerő potenciálját. Ezt azonban még csak s elektronokra lehetett alkalmazni. *Hellmann*² — *Gombástól* függetlenül — szintén eljutott az s elektron esetén fellépő fentebbi potenciálhoz. Azonban empirikus paramétereket használt, azonkívül egyes esetekben p állapotra is az s állapot esetén érvényes potenciált alkalmazta, ami nem helyes.

Az idevágó eddigi vizsgálatok ismertetése után áttérünk a probléma hullámmechanikai tárgyalására.

2. A Hartree-módszer egyszerűsített sajátfüggvényekkel. Vizsgáljunk egy N számú elektronból álló atomot, melyben a j -edik elektron sajátfüggvénye legyen $\psi_j(\mathbf{r})$, ahol \mathbf{r} az összes helykoordinátát jelenti. A sajátfüggvények és a megfelelő sajátértékek pl. a *Hartree*-módszer segítségével határozhatók meg. Mint ismeretes, a *Hartree*-módszer alapjául szolgáló *Hartree*-egyenletek a következő variációs problémából³ vezethetők le

$$\delta \left(U - \sum_{j=1}^N \lambda_j \int \psi_j^*(\mathbf{r}) \psi_j(\mathbf{r}) d\tau_{\mathbf{r}} \right) = 0, \dots \dots (2, 1)$$

ahol

$$U = \sum_{j=1}^N \int \psi_j^*(\mathbf{r}) \left[H_{\mathbf{r}} + V_j(\mathbf{r}) \right] \psi_j(\mathbf{r}) d\tau_{\mathbf{r}} \dots \dots (2, 2)$$

és

$$\int \psi_j^*(\mathbf{r}) \psi_j(\mathbf{r}) d\tau_{\mathbf{r}} = 1, \dots \dots \dots (2, 3)$$

végül

$$H_{\mathbf{r}} = -\frac{1}{2} \Delta_{\mathbf{r}} - \frac{Z}{r} \dots \dots \dots (2, 4)$$

$$V_j(\mathbf{r}) = \sum_{k=1}^N \int \frac{\psi_k^*(\mathbf{r}') \psi_k(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\tau_{\mathbf{r}'} \dots \dots \dots (2, 5)$$

A Σ -jel melletti vessző azt jelenti, hogy $j = k$ az összegezésből kihagyandó. Z az atom rendszáma.

(2, 1)-ből a *Hartree*-egyenletek

$$\begin{aligned} [H_{\mathbf{r}} + V_j(\mathbf{r})] \psi_j(\mathbf{r}) &= \lambda_j \psi_j(\mathbf{r}), \dots \dots \dots (2, 6) \\ (j &= 1, 2, \dots, N) \end{aligned}$$

ahol λ_j a ψ_j -hez tartozó energia-sajátérték.

A *Hartree*-féle sajátfüggvények azonban nem tesznek eleget a *Pauli*-elv kívánta szimmetriakövetelményeknek. De, mint a $V_j(\mathbf{r})$

¹ Gombás P., Ann. d. Phys. (5) 35, 65, 1939; 36, 680, 1939; Zs. f. Phys. 116, 184, 1940.

² Hellmann H., Acta Physicochimica U. R. S. S. 1, 913, 1935.

³ Fock V., Zs. f. Phys. 61, 126, 1930.

definíciójából közvetlenül belátható, a különböző j -khez tartozó $V_j(\mathbf{r})$ -k alig térnek el egymástól¹, így a különböző sajátfüggvények «szinte» ugyanannak a Schrödinger-egyenletnek a megoldásai, tehát «csaknem» orthogonálisaknak kell egymásra lenniük:

$$\int \psi_i^*(\mathbf{r}) \psi_j(\mathbf{r}) d\tau_{\mathbf{r}} = 0, \quad j > i \dots \dots \dots (2, 7)$$

Ennek következtében a növekvő sajátértékek szerint rendezett sajátfüggvények csomófelületeinek száma a sorszámmal nő. A *Hartree*-féle sajátfüggvényeknek ilyen módon mégis bekövetkező orthogonalitása akadályozza meg az elektronokat abban, hogy egyenlő kvantumállapotokba kerüljenek.

Egyszerűsítsük a *Hartree*-egyenleteket úgy, hogy a sajátfüggvények csomófelületeit hagyjuk el, vagyis hanyagoljuk el a (2, 7) relációkat. Ekkor az eredetitől eltérő egyenletekhez és sajátfüggvényekhez jutunk. Az így előálló sajátfüggvényeket jelöljük $\bar{\psi}_j(\mathbf{r})$ -el és az ezekkel képezett kifejezéseket szintén a fölhúzott vonással különböztessük meg a megfelelő $\psi_j(\mathbf{r})$ -el képezettektől, pl.

$$\bar{V}_j(\mathbf{r}) = \sum_k^N \int \frac{\bar{\psi}_k^*(\mathbf{r}') \bar{\psi}_k(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\tau_{\mathbf{r}'}$$

Az új egyenleteket most már nem a (2, 7)-nek a $\bar{\psi}_j(\mathbf{r})$ -ekkel képezett alakjából nyerjük, hanem mellékfeltételekként szerepelnek az orthogonalitás hiányát kifejező alábbi relációk is

$$\int \bar{\psi}_i^*(\mathbf{r}) \bar{\psi}_j(\mathbf{r}) d\tau_{\mathbf{r}} = c_{ji} \neq 0, \quad j > i \dots \dots \dots (2, 8)$$

Tehát variációs problémánk a következő lesz

$$\delta \left(\bar{U} - \sum_{j \geq i=1}^N \lambda_{ji} c_{ji} \right) = 0, \quad \dots \dots \dots (2, 9)$$

melyben c_{ji} egyelőre határozatlan. Innen pedig az új *Hartree*-egyenletek

$$\left[H_{\mathbf{r}} + \bar{V}_j(\mathbf{r}) \right] \bar{\psi}_j(\mathbf{r}) = \lambda_{ji} \bar{\psi}_j(\mathbf{r}) + \sum_{i=1}^{j-1} \lambda_{ji} \bar{\psi}_i(\mathbf{r}) \dots \dots (2, 10)$$

$(j = 1, 2, \dots, N.)$

A (2, 10) jobboldalán álló utolsó tag azért szerepel, mert a $\bar{\psi}_j(\mathbf{r})$ sajátfüggvények nem orthogonálisak egymásra. Ezt a tagot, mint később látni fogjuk, egy taszító erőnek tulajdoníthatjuk, amelyik taszító erő megakadályozza az elektront abban, hogy már betöltött

¹ $V_j(\mathbf{r})$ annyiban különbözik az atom teljes potenciáljától, hogy a j -edik elektron potenciálja nincs benne. Az egyes elektronoktól származó potenciálok egymástól való eltérése a többihez viszonyítva relative kicsiny.

kvantumállapotba kerüljön. Jelöljük a j -edik elektronra ható ez erőnek potenciálját $\varphi_j(\mathbf{r})$ -el, akkor¹

$$\varphi_j(\mathbf{r}) \bar{\psi}_j(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^{j-1} \lambda_{ji} \bar{\psi}_i(\mathbf{r}) (2, 11)$$

Innen látható, hogy az újonnan bevezetett erő, a j -edik elektron esetében, csak a mélyebb energiájú állapotokban lévő $1, 2, \dots, j-1$ -edik elektronoktól származik.

Helyettesítsük (2, 11)-et a (2, 10)-be, akkor a következő *Hartree*-egyenleteket nyerjük

$$\left[H_{\mathbf{r}} + \bar{V}_j(\mathbf{r}) - \varphi_j(\mathbf{r}) \right] \bar{\psi}_j(\mathbf{r}) = \lambda_{jj} \bar{\psi}_j(\mathbf{r}) , (2, 12)$$

ahol λ_{jj} a $\bar{\psi}_j(\mathbf{r})$ sajátfüggvényhez tartozó sajátérték.

Hasonlítsuk össze az újonnan nyert (2, 12) egyenleteket az eredeti (2, 6) *Hartree*-egyenletekkel. Láttuk, hogy ott, jó közelítéssel, tulajdonképpen egyetlen egyenlet szerepelt, melynek egymásra orthogonális megoldásai szolgáltatták a különböző elektronok $\psi_j(\mathbf{r})$ sajátfüggvényeit. Itt más a helyzet. A (2, 12) formailag abban különbözik a (2, 6)-tól, hogy $\bar{V}_j(\mathbf{r})$ mellett a $-\varphi_j(\mathbf{r})$ is fellép. A különböző $\bar{V}_j(\mathbf{r})$ -ek, az előbbihez hasonló okokból, szintén alig térnek el egymástól, de a mellettük lévő $-\varphi_j(\mathbf{r})$ -ek mindegyike lényegesen más és más. Ez a $\varphi_j(\mathbf{r})$ definíciójából közvetlenül következik.² Így a (2, 12) egyenletek szintén lényegesen különböznek egymástól. Vagyis: a $\psi_j(\mathbf{r})$ sajátfüggvények ugyanannak a *Schrödinger*-egyenletnek a különböző $-\varphi_j(\mathbf{r})$ tehát egymásra orthogonális — megoldásai, az ezek helyett bevezetett $\bar{\psi}_j(\mathbf{r})$ -eknek pedig mindegyike más és más egyenlet legmélyebb sajátértékéhez tartozó megoldása. Tehát a különböző $\bar{\psi}_j(\mathbf{r})$ -ek, feltevé-sünknek megfelelően, már nem kötelesek egymásra orthogonálisaknak senni, de nem is lehetnek, mivel nincs megfelelő számú csomófelületük.

A $\varphi_j(\mathbf{r})$ -ben szereplő λ_{ji} -k meghatározására szorozzuk meg a (2, 10) egyenletek mindegyikét rendre a $\bar{\psi}_l^*(\mathbf{r})$ -ekkel ($l = 1, 2, \dots, i$) és integráljunk az egész térre. Így a következő $\frac{1}{2}(N^2 - N)$ számú egyenletből álló egyenletrendszerhez jutunk

$$\sum_{i=1}^j \lambda_{ji} c_{li} = \int \bar{\psi}_l^*(\mathbf{r}) \left[H_{\mathbf{r}} + \bar{V}_i(\mathbf{r}) - \lambda_{ji} \right] \bar{\psi}_i(\mathbf{r}) d\tau_{\mathbf{r}} . . . (2, 13)$$

$$(l = 1, 2, \dots, i; j = 1, 2, \dots, N.)$$

melyekből a λ_{ji} -k és így a $\varphi_j(\mathbf{r})$ -ek is kiszámíthatók. A $\varphi_j(\mathbf{r})$ -ek azonban így még határozatlanok, mert az ismeretlen λ_{ji} sajátértékek szerepelnek bennük. Számunkra azok a $\varphi_j(\mathbf{r})$ -ek az értékesek, melyek

¹ L. Fock V., Zs. f. Phys. 81, 199 old. (16) formula.

² A j növekedésével $\varphi_j(\mathbf{r})$ -ben a tagok száma is nő.

a $\lambda_{ij} = \lambda_j$ értékekhez tartoznak. Tehát az újonnan nyerendő sajátértékeknek egyezniük kell az eredeti *Hartree*-féle sajátértékekkel. Ezáltal a $\varphi_j(\mathbf{r})$ -ek is határozottakká válnak. Itt részletesebben már nem foglalkozunk a kérdéssel, hanem csak valenciaelektronokra vonatkoztatva fogjuk megállapítani a kérdéses potenciál határozott alakját.

3. A valenciaelektronokhoz tartozó $\varphi(\mathbf{r})$ meghatározása. Láttuk az előző pontban, hogy az elektronok sajátfüggvényei között fennálló ortogonalitási relációk, az elektronokra ható erőkkel helyettesíthetők. Most ezeknek az erőknek a potenciálját valenciaelektronokra vonatkoztatva határozzuk meg.

Vegyünk ismét egy $N = n + z$ számú elektront tartalmazó atomot, melyben z valenciaelektron van. Tegyük fel, hogy külön az ion elektronjainak és külön a valenciaelektronok sajátfüggvényei ortogonálisak egymásra, de a valenciaelektronok és az ion elektronjainak sajátfüggvényei egymásközt nem. A valenciaelektronoknak az ion elektronjaira gyakorolt polarizáló hatásától első közelítésben eltekinthetünk. Így az ionbeli elektronok *Hartree*-egyenletei továbbra is a (2, 6) egyenletek lesznek, az α -adik valenciaelektroné pedig

$$\left[H_{\mathbf{r}} + \bar{V}_{n+\alpha}(\mathbf{r}) \right] \bar{\psi}_{n+\alpha}(\mathbf{r}) = \lambda_{n+\alpha, n+\alpha} \bar{\psi}_{n+\alpha}(\mathbf{r}) + \sum_{i=1}^n \lambda_{n+\alpha, i} \psi_i(\mathbf{r}) \dots \dots \dots (3, 1')$$

Az utolsó tagban $\psi_i(\mathbf{r})$ és nem $\bar{\psi}_i(\mathbf{r})$ szerepel, mivel a $\psi_i(\mathbf{r})$ -ek most ortogonálisak egymásra. Vezessük be a következő egyszerűsítő jelöléseket

$$\left. \begin{aligned} \bar{V}_{n+\alpha}(\mathbf{r}) &= \bar{V}_{\alpha}(\mathbf{r}), \quad \lambda_{n+\alpha, n+\alpha} = \bar{\lambda}_{\alpha} \\ \bar{\psi}_{n+\alpha}(\mathbf{r}) &= \bar{\psi}_{\alpha}(\mathbf{r}), \quad \lambda_{n+\alpha, i} = \lambda_i \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (3, 1'')$$

Ha itt is fennállának az ortogonalitási relációk, akkor (3, 1') helyett a

$$\left[H_{\mathbf{r}} + V_{\alpha}(\mathbf{r}) \right] \psi_{\alpha}(\mathbf{r}) = \lambda_{\alpha} \psi_{\alpha}(\mathbf{r}) \dots \dots \dots (3, 2)$$

egyenleteket nyernénk. Legyen ismét (3, 1')-ben az utolsó tag

$$\varphi_{\alpha}(\mathbf{r}) \psi_{\alpha}(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^n \lambda_i \psi_i(\mathbf{r}) \dots \dots \dots (3, 3)$$

Ezzel a (3, 1') így írható

$$\left[H_{\mathbf{r}} + \bar{V}_{\alpha}(\mathbf{r}) - \varphi_{\alpha}(\mathbf{r}) \right] \bar{\psi}_{\alpha}(\mathbf{r}) = \bar{\lambda}_{\alpha} \bar{\psi}_{\alpha}(\mathbf{r}) \dots \dots (3, 4)$$

Hogy itt szereplő $\varphi_{\alpha}(\mathbf{r})$ -eket meghatározhassuk, előbb a λ_i -ket kell kifejeznünk. Szorozzuk meg evégből a (3, 1') egyenleteket rendre az ionbeli elektronok sajátfüggvényeivel. Mivel pedig ezek orthogo-

nálisak egymásra és normáltak, a (3, 1'') egyszerűsítések figyelembe vételével

$$\lambda_i = \int \psi_i^*(\mathbf{r}) \left[H_{\mathbf{r}} + \bar{V}_\alpha(\mathbf{r}) - \bar{\lambda}_\alpha \right] \bar{\psi}_\alpha(\mathbf{r}) d\tau_{\mathbf{r}} \dots (3, 5)$$

Helyettesítsük be ezt a (3, 3)-ba. Ha a $\bar{\psi}_\alpha(\mathbf{r})$ -ek nem tartalmazzák a spintől függő részt, akkor az összegezést csak az illető valenciaelektronnal parallel spinű elektronokra kell kiterjeszteni. Tehát¹

$$\varphi_\alpha(\mathbf{r}) \bar{\psi}(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^{n/2} \psi_i(\mathbf{r}) \int \psi_i^*(\mathbf{r}) \left[H_{\mathbf{r}} + \bar{V}_\alpha(\mathbf{r}) - \bar{\lambda}_\alpha \right] \bar{\psi}_\alpha(\mathbf{r}) d\tau_{\mathbf{r}} (3,6)$$

Tegyük fel, hogy $\varphi_\alpha(\mathbf{r}) \bar{\psi}_\alpha(\mathbf{r})$ a $\psi_i(\mathbf{r})$ -ek szerint sorbafejthető

$$\varphi_\alpha(\mathbf{r}) \bar{\psi}_\alpha(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^{n/2} a_i \psi_i(\mathbf{r}),$$

ahol

$$a_i = \int \psi_i^*(\mathbf{r}) \varphi_\alpha(\mathbf{r}) \bar{\psi}_\alpha(\mathbf{r}) d\tau_{\mathbf{r}},$$

tehát

$$\varphi_\alpha(\mathbf{r}) \bar{\psi}_\alpha(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^{n/2} \psi_i(\mathbf{r}) \int \psi_i^*(\mathbf{r}) \varphi_\alpha(\mathbf{r}) \bar{\psi}_\alpha(\mathbf{r}) d\tau_{\mathbf{r}} \dots (3, 7)$$

Ezt (3, 6)-al összehasonlítva nyerjük, hogy

$$\varphi_\alpha(\mathbf{r}) \bar{\psi}_\alpha(\mathbf{r}) = \left[H_{\mathbf{r}} + \bar{V}_\alpha(\mathbf{r}) - \bar{\lambda}_\alpha \right] \bar{\psi}_\alpha(\mathbf{r}) \dots (3, 8)$$

$\varphi_\alpha(\mathbf{r})$ -nek ez az alakja azonban még határozatlan, mivel az ismeretlen $\bar{\lambda}_\alpha$ szerepel benne. Mint már említettük, $\varphi(\mathbf{r})$ -et úgy kell meghatározni, hogy az ortogonalitás elhanyagolása után is ugyanazt a sajátértéket nyerjük, mint amit az ortogonalitási relációkat kielégítő sajátfüggvénnyel nyernénk a megfelelő (3, 2) egyenletből.

Azzal, hogy $\lambda_\alpha = \bar{\lambda}_\alpha$, még nem láthatunk semmit a $\psi_\alpha(\mathbf{r})$ és a $\bar{\psi}_\alpha(\mathbf{r})$ kapcsolatából, mert a két sajátfüggvény kétféle *Schrödinger*-egyenletnek a megoldása. Tudjuk azonban, hogy a statisztikus elektronsűrűség menete átlagosan követi a hullámmechanikailag számított elektronsűrűség menetét. Feltehetjük tehát, hogy a csomófelülettel nem rendelkező $\bar{\psi}_\alpha(\mathbf{r})$ a csomófelülettel bíró $\psi_\alpha(\mathbf{r})$ -nek az átlagértékét adja. Ebből viszont az következik, hogy egy közösleges függvény hullámmechanikai átlagértéke mindkét sajátfüggvény szerint ugyanaz lesz. Hasonlóképp $V_\alpha(\mathbf{r})$ is közel egyezik $\bar{V}_\alpha(\mathbf{r})$ -el. Így tehát a kétféle sajátfüggvény megkülönböztetése csak akkor fontos, ha differenciáloperátort, esetünkben a *Laplace*-operátort, alkalmazzuk rájuk. Ekkor

¹ Érdekes ezt összehasonlítani azzal a formulával, amelyet *Fock* vezetett le a valencia- és az ionbeli elektronok közti kicserélődési kölcsönhatásra

$$A \psi(\mathbf{r}) = \varepsilon^2 \sum_{i=1}^{n/2} \psi_i(\mathbf{r}) \int \psi_i^*(\mathbf{r}') \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \psi(\mathbf{r}') d\tau_{\mathbf{r}'}$$

1. *Fock* V., *Zs. f. Phys.* 81, 201 old. (32)-es formulát.

ugyanis a csomófelületek következtében fellépő oszcilláció folytán, a $\Delta \bar{\psi}_\alpha(\mathbf{r})$ még csak átlagosan sem tudja követni a $\Delta \psi_\alpha(\mathbf{r})$ menetét.

Ezek alapján a (3, 8)-ban $\bar{\lambda}_\alpha \bar{\psi}_\alpha(\mathbf{r})$ helyett $\lambda_\alpha \psi_\alpha(\mathbf{r})$ -nek (3, 2)-beli értékét írhatjuk és így

$$\varphi_\alpha(\mathbf{r}) \bar{\psi}_\alpha(\mathbf{r}) = \frac{1}{2} \Delta_{\mathbf{r}} \left(\psi_\alpha(\mathbf{r}) - \bar{\psi}_\alpha(\mathbf{r}) \right) - \left(V_\alpha(\mathbf{r}) - \frac{Z}{r} \right) \left(\psi_\alpha(\mathbf{r}) - \bar{\psi}_\alpha(\mathbf{r}) \right) \dots \dots \dots (3, 9)$$

A jobboldal második tagjában $\psi_\alpha(\mathbf{r})$ helyett viszont ismét $\bar{\psi}_\alpha(\mathbf{r})$ írható és így ez a tag kiesik. Miáltal

$$\varphi_\alpha(\mathbf{r}) \bar{\psi}_\alpha(\mathbf{r}) = \frac{1}{2} \Delta_{\mathbf{r}} \left[\psi_\alpha(\mathbf{r}) - \bar{\psi}_\alpha(\mathbf{r}) \right] \dots \dots (3, 10)$$

Ez az egyenlet adja az α -edik valenciaelektronra ható annak az erőnek potenciálját, amelyik erő a valencia- és az ion elektronjainak sajátfüggvényei közt fennálló orthogonálitási relációkat helyettesíti. A *Hartree—Fock*-módszerből kiindulva szintén ugyanerre az eredményre jutunk. Ugyanis a potenciális energiával együtt a kicserélődési energia szintén kiesik a $\varphi_\alpha(\mathbf{r})$ -nek ott nyert kifejezéséből.

4. A $\varphi_\alpha(\mathbf{r})$ statisztikai analógja. A $\varphi_\alpha(\mathbf{r})$ potenciál fentebb levezetett hullámmechanikai kifejezése gyakorlatilag még nem alkalmazható, statisztikai analogonja azonban igen. $\varphi_\alpha(\mathbf{r})$ statisztikai megfelelőjét a (3, 10)-ből határozhatjuk meg. Láttuk, hogy

$$\varphi_\alpha(\mathbf{r}) \bar{\psi}_\alpha(\mathbf{r}) = \frac{1}{2} \Delta \psi_\alpha(\mathbf{r}) - \frac{1}{2} \Delta \bar{\psi}_\alpha(\mathbf{r}) \dots \dots \dots (4, 1)$$

A Δ operátor klasszikus analógja az impulzus négyzetének negatívja

$$\Delta \sim -p^2.$$

Tehát

$$\Delta \bar{\psi}_\alpha(\mathbf{r}) \sim -\bar{p}_\alpha^2 \bar{\psi}_\alpha(\mathbf{r}) \dots \dots \dots (4, 2)$$

és

$$\Delta \psi_\alpha(\mathbf{r}) \sim -p_\alpha'^2 \psi_\alpha(\mathbf{r}) \dots \dots \dots (4, 3)$$

A (4, 3) jobboldalán $\psi_\alpha(\mathbf{r})$ helyett ismét $\bar{\psi}_\alpha(\mathbf{r})$ -et írhatunk, mivel ott már a Δ operátor nem szerepel. Így

$$\Delta \psi(\mathbf{r}) \sim -p_\alpha'^2 \bar{\psi}_\alpha(\mathbf{r}) \dots \dots \dots (4, 4)$$

Helyettesítsük a (4, 2)- és a (4, 4)-t a (4, 1)-be

$$\varphi_\alpha(\mathbf{r}) \bar{\psi}_\alpha(\mathbf{r}) = -\frac{1}{2} \left(p_\alpha'^2 - \bar{p}_\alpha^2 \right) \bar{\psi}_\alpha(\mathbf{r})$$

ahonnan¹

$$\varphi_\alpha(\mathbf{r}) = -\frac{1}{2\varepsilon} \left(p_\alpha'^2 - \bar{p}_\alpha^2 \right) \dots \dots \dots (4, 5)$$

¹ Eddig az $\varepsilon = 1$ -t nem írtuk ki. Itt, hogy az (1, 6)-al való analógia tisztán lássék, ismét kiírjuk.

Itt p'_α az orthogonalizált sajátfüggvényhez, p_α pedig a $\psi_\alpha(\mathbf{r})$ -hez tartozó impulzus. Tehát p'_α az ion elektronjai által már be nem töltött impulzuscéllába esik. Így $p'_\alpha > p_\mu$, de ha az ionbeli elektronok száma, n , nagy, akkor alig különböznek egymástól és így p'_α helyett p_μ -t írhatunk. Hogy az így fellépő hibát legalább részben kompenzáljuk, p_α helyett szintén egy kisebb értéket vezetünk be, vagyis a $\psi_\alpha(\mathbf{r})$ sajátfüggvényű elektronnál mélyebb energiájú ionbeli elektronok betöltötte impulzuszögmb sugarát.¹ Ilyen módon a Gombás által levezetett (1, 6) formulához jutunk:

$$\varphi_\alpha(\mathbf{r}) = -\frac{c}{\varepsilon} (v^{2/3} - v_\alpha^{2/3}).$$

Minél nagyobb a p'_α és p_α közötti különbség, relatíve annál kisebb az (1, 6)-ban fellépő hiba. Tehát a legnagyobb pontosság s -termeknél várható és a valenciaelektron mellékkvantumszámának növekedésével ez a pontosság fokozatosan romlik. Az eddig végzett számítások² tanulsága szerint ez így is van.

* * *

Dolgozatomat a kolozsvári M. kir. Ferenc József Tudományegyetem Elméleti Fizikai Intézetében készítettem. Hálásan köszönöm az intézet igazgatójának, dr. Gombás Pál egyetemi ny. r. tanár úrnak, munkámban való állandó segítő támogatását.

Kolozsvár, 1943 július hó.

ÜBER DEN ZUSAMMENHANG ZWISCHEN DER WELLENMECHANISCHEN UND STATIS- TISCHEN THEORIE DES ATOMS

(Zusammenfassung)

von I. Fényes.

I. Herleitung des statistischen Atommodells aus der Methode des «self-consistent field».

In diesem Teil werden die statistischen Grundgleichungen aus den Gleichungen der Methode des «self-consistent field» mit Hilfe der Methode von Wentzel—Kramers—Brillouin hergeleitet und zwar auf eine bedeutend einfachere Weise als von Dirac und Brillouin.

¹ $p_\alpha \sim c v_\alpha^{2/3}$

² l. a 2. és 4. lábjegyzet, azonkívül Gombás P., Zs. f. Phys. 119, 318, 1942.

II. Über den Zusammenhang zwischen der wellenmechanischen und statistischen Theorie von Atomen mit Valenzelektronen.

Von *Gombás* wurde gezeigt, daß man das *Paulische* Besetzungsverbot der von den Rumpfelektronen vollbesetzten Quantenzustände in Bezug auf ein Valenzelektron durch ein Zusatzpotential ersetzen kann, das von der Nebenquantenzahl des Quantenzustandes des Valenzelektrons abhängt. Für *s*-Zustände des Valenzelektrons wurde dieses Potential auch von *Hellmann* hergeleitet. Dieses Potential — dem eine Abstoßungskraft entspricht — hindert die Elektronen daran, daß sie in die von den Rumpfelektronen vollbesetzten tieferen Quantenzustände stürzen. Während die Herleitung des Zusatzpotentials von *Gombás* auf statistischen Wege erfolgte, geben wir hier eine wellenmechanische Herleitung dieses Potentials. Das halbklassische Analogon des wellenmechanischen Potentialausdruckes ist mit dem von *Gombás* angegebenen Ausdruck identisch.

Institut für Theoretische Physik
der Universität Kolozsvár.

A KHEOPSZ-PIRAMISRÓL

Irta: *Ponori Thewrewk Aurél.*

A Kairó melletti Gizeh falu közelében található piramiscoport legkiemelkedőbb tagja a Kheopsz-piramis, nemcsak nagysága, hanem a benne rejlő számos matematikai és csillagászati vonatkozás miatt is.¹

A «piramis» szó kétségtelenül egyiptomi eredetű. *Eisenlohr* és a legtöbb egyiptológus szerint az egyiptomi «pr-m-ws»-ból (= az ablakból kijövő, azaz: függőön) származik. *Struwe*² szerint ez a terminus technicus aligha került a népnyelvbe, s a görögök csakis a néptől vehették át a gúlára vonatkozó kifejezésüket. Ezért inkább a «p³-mr»-re gyanakszik (= a piramis), melyet a görögök *πυραμῖς*-alakban használtak, s a későbbi mássalhangzócsere révén és a *πυραμῖς* (= búzából készült kalács) szóval egybeolvadva alakult a végleges *πυραμῖς* formába.

Kheopsz, vagy *Khufu* a IV. dinasztia (kb. Kr. e. XXVIII—

¹ A klasszikusok hét világsodája közt az első helyen a számos egyiptomi piramis állt. Már számukra is megfoghatatlanul hosszú idők előtt keletkeztek s ez csak növelte és misztikus fénybe vonta azt a csodálatot, melyet alakjuk és felépítésük tökéletessége okozott.

² *Struwe*: Mathematischer Papyrus... in Moskau. Quell. u. Stud. zur Gesch. der Mathematik, Abt. A. Bd. I (1931).

XXVI. szd.) megalapítójának, *Sznofru*-nak fia volt. Nevét, a görögök a legkülönbélebb módon írták le (*Khemmisz*, *Krhaofisz*, *Ameosz*, *Szufisz* stb.). *Herodotos* használta először a *Kheopsz* nevet s ez maradt meg a köztudatban is két és félezer éven át. *Herodotos*³ leírása szerint piramisának felépítésére 30 évet fordított.⁴

A Kheopsz-piramis, mint a legtöbb egyiptomi piramis, négyzetes gúla. Már a görögöknek is feltűnt az alapélek irányának csodálatosan pontos egyezése a világtájakkal. Az 1800-as évek legelején *Nouet* francia csillagász mérései szerint az É—D-i élek legnagyobb eltérése a meridián irányától csak 20'-et tesznek ki keleti irányban. *Piazzi Smyth* csak 4'30''-et talált hibául, és *Flinders Petrie*,⁵ egyiptológus, ki a leggondosabb méréseket hajtotta végre a Kheopsz-piramison, nem több, mint 3'43''-et állapított meg felső hibahatárul. *Proctor* angol csillagász mondta, hogy ez az eredmény «sokkal pontosabb, mint *Tycho* legjobb megfigyelése».⁶

A piramis alapélei egy eredetileg 230·3 m oldalú négyzetet alkottak (ez *Wilkinson* szerint ép 440 egyiptomi könyöknek felel meg). Képzeletbeli csúcsáig a magasság 146·6 m (280 könyök), de a piramis legtetején kis, 2·71 m (5 könyök) oldalú sík négyzetet hagytak építői. Az eddig mért magasság 145 m (277 könyök). Az oldal-lapok síkjának hajlása a horizont síkjához mérve 51°52'-et tesz ki (*Petrie*). A képzeletbeli csúcsig mért oldalmagasság 186·4 m; az oldalélek hajlása 41°58' s hosszúságuk 219·1 m.

A piramis eredeti köbtartalma tehát mintegy 2,550.000 m³.⁷ (Ebből a kömennyiségből a Kárpátok körül egy 1 m széles és 2 m magas falat bőven fel lehetne építeni.)

A terület, melyet a piramis alapja elfoglal, 53.000 m², azaz több, mint 5 ha.

Az alapnégyzet vízszintezését oly pontosan végezték a felépítők, hogy a vízszintes síktól való legnagyobb eltérés csak 2·1 cm.⁸ *Petrie*⁹

³ *Herodotos* : Hist. t. II. p. 124.

⁴ Ebből tíz évet az előkészület, a fennmaradt huszat maga a felépítés vett igénybe. Állandóan 150.000 munkást foglalkoztatott ez az óriási munka; *Diodorus*⁸ szerint 360.000 rabszolga 20 évig dolgozott az iszonyú építményen. *Herodotos* kegyetlen zsarnoknak írja le *Kheopsz*-ot, aki nem törődött azzal, hogy hány rabszolga szakad bele a képzelhetetlenül nagy munkába, s még a templomokat is bezáratta, hogy a munka éjjel-nappal szünet nélkül folyhassék. Az egyiptomi feliratok azonban ezt nem sejtetik, sőt tudósítanak minket arról, hogy új templomokat is emelt, így *Izisz* istennőknek.

* *Diodoros* : Bibl. hist. t. I. p. 63.

⁵ *Fl. Petrie* : The Pyramids of Gizeh, p. 120.

⁶ *Proctor* : The Great Pyramid, p. 149.

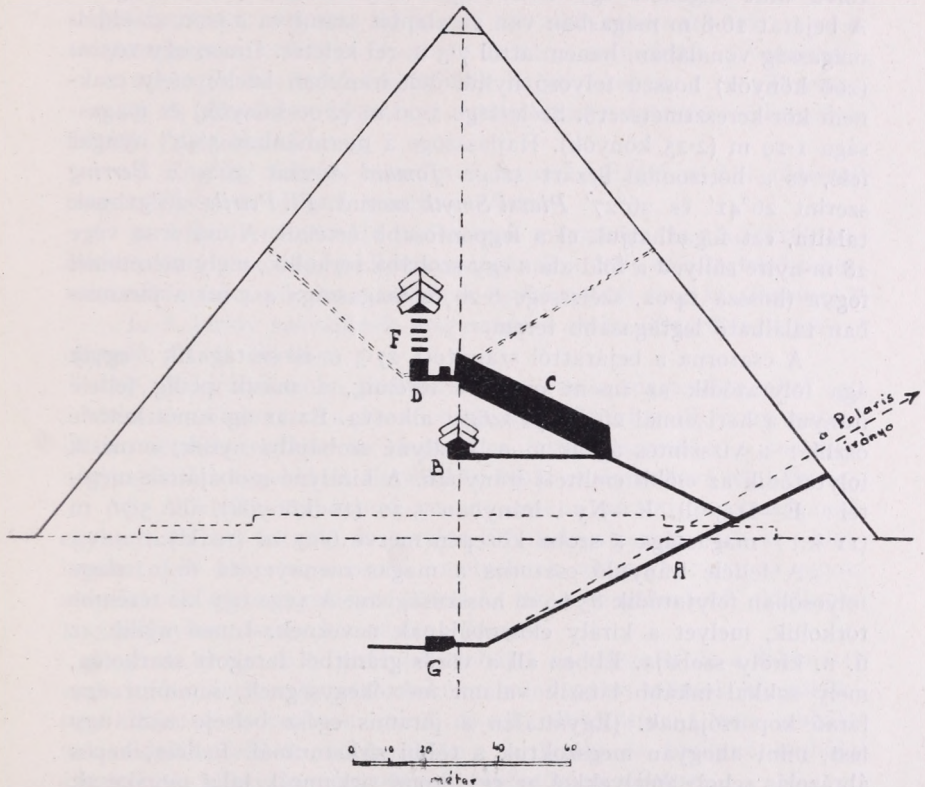
⁷ *Jomard* : Memphis et les pyramides. II. éd. p. 613.

⁸ *Borchard* : Längen u. Richtungen d. vier Grundkanten d. gr. Pyramide bei Gizeh. S. 7.

⁹ *Fr. Petrie* : The Pyramids of Gizeh, p. 125.

szerint az alapnégyzet 4 szögének közepes eltérése a derékszögtől 12''.

A piramis eredetileg síma mészkővel volt borítva. Elképzelhetetlenül lenyűgöző látvány lehetett a napfényben csillogó négy különös helyzetű háromszög-fal, melyek mindegyikén gigantikus



A bejárat csatorna
B királyné szobája

C nagy folyosó
D király szobája

F tehermentesítő szobák
G földalatti szoba

1. ábra.

méretű, színes jelenetek voltak láthatók, és a rengeteg igen dekoratív hieroglif-felirat csak növelte ezt a hatást. *Herodotos* idejében még sértetlenül megvolt a piramisnak ez a ruházata, s a görög történetíró szerint a feliratok 6000 írott oldalt töltöttek volna meg. Fájdalom, ezekből ma már semmi sem maradt meg; az élelmes arabok kőbányának használták a piramist, és lefejtették a borító anyagot. Kairó arab negyedeiben található középkori mosék és mecsetek egyrésze ebből épült, s a színes és mondhatatlan nagybecsű fel-

iratok ezeknek kövei közt szunnyadnak. Ma a piramisnak csak a csontváza áll, a gránittömbök halmaza, mely lépcsőzetesen keskenyedik a szédítő magasba. 202 lépcsőt számlálhatunk meg rajta.

*Strabo*¹⁰ szerint a piramisba való bejárat nyílását az északi oldal közepetáján egy elfordítható kő fedte, mely a hozzáértőktől félretolva utat engedett egy tekervényes folyosón át a szarkofághoz. A bejárat 16·8 m magasban van az alaptól számítva s nem az oldalmagasság vonalában, hanem attól 7·3 m-rel keletre. Innen egy 105 m (200 könyök) hosszú folyosó nyílik déli irányban lefelé, mely csaknem kör-keresztmetszetű. Szélessége 1·00 m (2·00 könyök) és magassága 1·19 m (2·25 könyök). Hajlásszöge a meridiánhoz 5'49" nyugat felé, és a horizonttal bezárt szöge *Jomard* szerint 26°30', *Perring* szerint 26°41' és 26°27' *Piazzi Smyth* szerint. *Fl. Petri* 26°31'-nek találta, ezt fogadhatjuk el a legpontosabb értékül. A csatorna vége 28 m-nyire süllyed a föld alá s egy szobába torkollik, mely méreteinél fogva (hossza 14·02, szélessége 8·26 és magassága 4·4 m) a piramisban található legtágasabb terem.

A csatorna a bejáratától számított 27·3 m-re szétágazik; egyik ága folytatódik az imént említett teremig, a másik pedig felfelé irányul a horizonttal 26°3'-nyi szöget alkotva. Ez az ág ismét kétfelé oszlik: a vízszintes ág az ú. n. királyné szobájába nyílik, a másik folytatódik az előbb említett irányban. A királyné szobájának méretei: É—D-i, ill. K—Ny-i irányban 5·20 (10 könyök), ill. 5·76 m (11 k.); magassága a szoba közepén mérve 6·25 m (12 k.).

A felfelé irányuló csatorna a magas mennyezetű ú. n. nagy folyosóban folytatódik 85·60 m hosszúságban. A vége egy kis terembe torkollik, melyet a király előszobájának neveznek. Innen nyílik az ú. n. király szobája. Ebben áll a vörös gránitból faragott szarkofág, mely sokkal inkább látszik valami mértékegységnek, semmint egy fáraó koporsójának. (Egyáltalán a piramis egész belseje nem úgy fest, mint ahogyan megszoktuk a többi sírkamránál. Felirat, képes ábrázolás sehol, amelyekkel az egyiptomi sírkamrák falai ugyancsak bővelkednek. A falak díszítése itt rendkívül gyér, s geometriai mintákból áll.) A királyi szoba mérete É—D és K—Ny felé 5·23 m (10·00 k.), ill. 10·46 m (20·00 k.), magassága pedig 5·858 m (11·125 k.). Ebbe a helyiségbe tart a két szellőztető nyílás, melyeknek rendeltetése ismeretlen. Átmérőjük 0·3 m, s a piramis északi és déli oldala felé irányulnak.

A szarkofág köbtartalma 138.000 egyiptomi köbhüvelyk. Ezzel a számmal a Bibliában két helyen is találkozunk: ennyi volt a frigyszekrénynek és Salamon király rézmedencéjének térfogata. A szarkofág

¹⁰ *Strabo*: Geogr. XVII. t. I. p. 33.

méretei megkövetelik, hogy előbb hozták volt a mostani helyére, mint a piramist egészen felépítették.

*Antoniadi*¹¹ a következőkben foglalja össze a piramison és a piramisban található méretek geometriai viszonyait :

1. Gyakran kerül elő a 2-es szám, továbbá hatványai : 4, 8, 16, 64 és 128 ; a 3-as szám, négyzete : 9, köbe : 27 (*Antoniadi*) ; az 5-ös ; a 7-es ; a 10-es ; az 50-es ; 100-as és 200-as számok ; a 12-es számrendszer a 12-es, 24-es, 36-os és 72-es számokkal (*Antoniadi*).

2. A piramis belső folyosóinak hajlásviszonya 1 : 2 (*Perring*).

3. A vízszintes folyosó az épület magasságának ötödrészában fekszik (*Antoniadi*).

4. A nagy folyosó vízszintes hossza egyenlő a déli részének magasságával az alaptól számítva (*Petrie*).

5. A királyné szobája padlójának magassága az alapsíktól számítva a király szobája padlómagasságának a felét és a legfelső tehermentesítő szoba csúcsmagasságának egyharmadát teszi ki (*Perring*).¹²

6. A király szobájának magassága a szoba átmérőjének felével egyenlő (*H.-L. Smith*).

7. A királyi szoba padlójának ott van a magassága, ahol egy a vízszintes síkmetszet a piramist két egyenlő térfogatú részre osztja ; itt a metszet területe az alapterület felével egyenlő ; a metszet-négyzet átlója egyenlő az alapéllal és oldala az alapátmérő fele (*Petrie*).

8. A király szobájának mennyezete a piramis magasságának egyharmadában fekszik, és a rajta áthaladó vízszintes sík az oldal-lapokat két oly részre osztja, melyeknek aránya 5 : 4 ; az egyik alapélen és a mennyezeten áthaladó sík a szembenlevő oldallapot 1 : 3 arányban osztja két részre (*Jomard*).

9. A király és a királyné szobája, az előszoba és a földalatti szoba méreteinek négyzetei csaknem mind páros számok könyökökben kifejezve és csaknem mind 10-nek többszöröse ; eme szobák-nak oldalátmérői 10 többszöröse ; a király és királyné szobája átmérőinek köbei 10 négyzetének többszöröse (*Petrie*).

10. A királyi szoba szarkofágjának külső köbtartalma a belsőé-nek kétszerese ; és az alapjának térfogata az oldalakénak ép fele (*Piazzi Smyth*).

11. A királyné szobájának és a legfelső tehermentesítő szobá-nak mennyezetét alkotó kötömb függőleges magassága az említett szobák szélességének egyharmadát teszik ki (*Perring*).

12. A szarkofág hossza a piramis alapéllének századrésze (*Petrie*).

13. Az épület magassága az alapél $\frac{5}{8}$ -a (*Perring*).

¹¹ *Antoniadi* : L'Astronomie égyptienne, p. 137—140. Paris, Gauthier—Villars, 1934.

¹² *Jomard* : Memphis et les pyramides. II. éd. p. 629—630.

14. Az oldalmagasság úgy aránylik az alaphoz, mint 4 : 5-höz (*Jomard*).

15. Egy oldalháromszög területe a magasság négyzetével egyenlő (*Becket*).

16. Az alap és az oldal területének aránya 10 : 4, vagy 5 : 2 (*Jomard*).

17. Az alap átmérőjének 9/10-edrésze a magasság kétszeresével egyenlő (*Cipriani*).

18. Az alpnégyzet átmérőinek összege közelítőleg egyenlő a magasság négyzete köré írt kör kerületével (*Cipriani*).

19. Az alapél fele oly szabályos tizszög oldala, melynek sugara az oldalmagasság (*Cipriani*).

20. Az oldalélek oly szabályos ötszög oldalai, melynek sugara az oldalmagasság (*Cipriani*).

21. Az oldalak felülete mértani középárányos az egész felület és az alap felülete közt (*Cipriani*).

22. A magasság mértani középárányos az alapél fele és az oldalmagasság közt (*Cipriani*).

23. A piramis egész felülete egyenlő az oldalmagasság négyzetének négyszeresével (*Cipriani*).

24. Az É—D-i irányú függőleges metszet területe közelítőleg egyenlő annak a körnek területével, melynek átmérője a magasság (*Cipriani*).

25. Ha* az oldalmagasság kétszeres köbét vesszük, az alapél köbét kapjuk (*Jomard*).

26. A π a piramisban található méretekből a 22 és a 7-es számok hányadosaiként áll elő (*Petrie*); a magasság oly kör sugara, melynek kerülete a piramis alapkerületével egyenlő; a király szobájának alapkerülete oly kör kerületével egyenlő, melynek sugara a szoba szélessége; ugyanezen szobának hossza egyenlő a kerületének átmérőjével (*Petrie*); s végül a $\pi/2$ értéket az alap és a magasság négyzeteinek átmérő-viszonya adja (*Cipriani*).

27. A piramis délköre Egyiptom legészakibb csúcsán halad át; az épület alapjának átmérője a Nílus deltáját zárják be, mely kör-cikk alakú (Napoleon akademikusai).

28. Közelítőleg a piramis délkörén fekszik a legtöbb szárazföld és a legkevesebb tenger (*Petrie*).

29. A piramis szélességi köre fekszik a legtöbb szárazföldön (*Piazzí Smyth*).

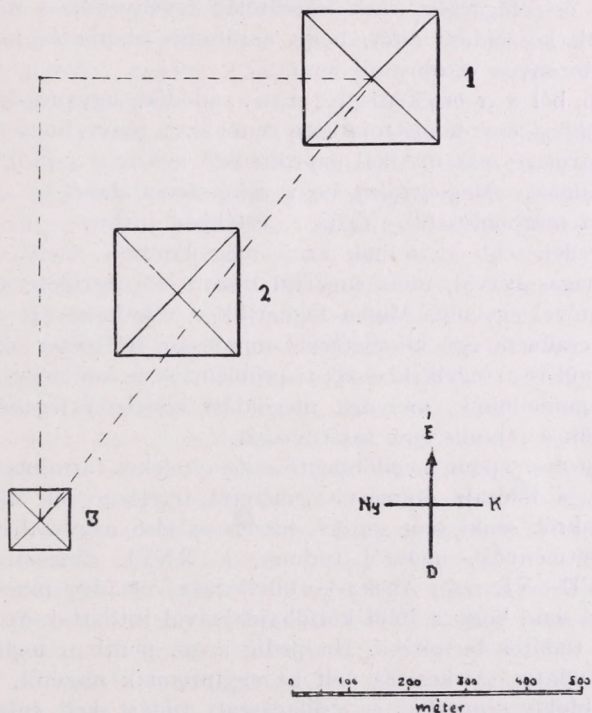
30. A piramis alapkerülete egy fél ívperc-hosszúságot tesz ki Egyiptom földrajzi helyére (*Jomard*).

Ezekbe fűzhetjük még :

31. A piramis csaknem pontosan a 30. szélességi körön fekszik.

32. A piramis a *Menkaura* (görögösen *Mykerinos*) piramisával a 2. ábrán látható módon oly derékszögű háromszöget alkot, melynek oldalviszonya a híres 3 : 4 : 5.

Antoniadi maga e pontok legtöbbszöréhez nem fűz megjegyzést. Egy kis utánaszámolás meggyőzhet minket arról, hogy ezeknek az összefüggéseknek egyrésze vagy egymásból következik, vagy ellent-



1. Kheopsz (Khufu) piramisa 2. Khefren (Khafrá) piramisa 3. Mykerinos (Menkaura) piramisa

2. ábra.

mondásban is van egymással, vagy egynémelyik csak a pusztá véletlenség szülötte. Nézzük meg például a 15. és 22. pont összefüggését. Jelölje a piramis magasságát m , az alapél hosszát a és az oldalmagasságot m_0 .

$$15. \dots \dots m^2 = \frac{am_0}{2}; \quad \text{és} \quad 22. \dots \dots m = \sqrt{\frac{a}{2} m_0},$$

azaz 22. nem más, mint a 15. más szavakkal kifejezve. Vagy vegyük szemügyre a 14. és 25. pontban foglaltakat :

$$14. \dots \dots \dots 4a = 5m_0, \text{ köbre emelve } 64a^3 = 125m_0^3; \text{ és a}$$

$$25. \dots \dots \dots a^3 = 2m_0^3,$$

ami nem áll fenn, csak közelítőleg, hiszen a fentebbi egyenletben a jobboldalon nem $128m_0^3$ áll. (A piramison végzett legpontosabb mérések szerint a 14. nagyobb megközelítése a valóságnak, mint a 25.)

Nyilvánvaló, hogy pl. a 18., 19. és 20. pontban foglaltak nem szándékos összefüggések, csak közelítőleg érvényesek, s mindegyik csak annak köszönheti létét, hogy a piramis alapja és magassága közt egy bizonyos viszony áll fenn.

A 26.-ból a π értékére 3, 1413... adódik, ugyancsak közel a helyes értékhez, és érdemes fontolóra venni azt a tényt, hogy a későbbi időkből származó matematikai papiruszok¹³ a π -re a 4 $(8/9)^2$ -t, azaz 3:1605-t adnak. Megjegyzem, hogy a kétszeres alapél és az átmérő viszonya a mégpontosabb 3:1416... értékhez juttat.

Legérdekesebb a 26.-nak az a megállapítása, mely szerint a piramis magasságával, mint sugárral húzott kör kerülete az épület alapkerületével egyenlő. Aligha foghatjuk a véletlenre ezt az összefüggést: csaknem egy kilométernél mindössze fél méter az eltérés. Önkéntelenül is az egyik klasszikus problémára, a kör négyszögesítésére kell gondolnunk, melynek megoldási kísérletei legelsőbbjének tekinthetjük a piramis eme sajátosságát.

Az utolsó 5 pont megdöbbentő észrevételeket tartalmaz. A 27., 28. és 29. a földrajz olymértvű ismeretét tételezné fel, melyet az egyiptomiakról senki sem sejtett, hiszen az első nagyszabású hajózási teljesítményük, melyről tudunk, a XXVI. dinasztia idején (Kr. e.-i VII—VI. szd.) Afrika körülhajózása volt. Így nincs jogunk feltételezni sem, hogy a Föld körülhajózásával juthattak az említett ismeretek tudatos birtokába. Ha pedig a 30. pontban foglalt megállapítás tudatos szerkesztés volt az egyiptomiak részéről, akkor a legnagyobbfokú geográfiai és csillagászati tudást kell tulajdonítanunk nekik, mely a görög földmérési eredményekkel felveszi a versenyt, s azokat mintegy 2500 évvel megelőzi.¹⁴ A piramis alapkerülete 921·6 m és 0·5' hossza a 30. szélességi fokra nézve 923·8 m.

A 28.-ra nézve megjegyzendő, hogy *Antoniodi* szerint az a délkör, mely a legtöbb szárazföldet érinti, 3°-al nyugatabbra fekszik.

Igen érdekes foglalkozni azokkal a kérdésekkel, melyek a 31. ponttal kapcsolatban felmerülnek. Például: hogyan tudták megközelíteni ily elenyészően kis hibával a 30. szélességi fokot? (Ez a törekvésük nyilvánvalóan tudatos volt, ezt számos bizonyíték

¹³ V. ö. pl. a Rhind-papirusz 50., vagy a Moszkvai pap. 10. felad.-ával.

¹⁴ *Achilles Tatius*: Hist. II. 5.: «...mondják, hogy az egyiptomiak mérték meg elsőnek... a Földet».

támasztja alá.) Két mód állhatott rendelkezésükre eme céljukat megvalósítandó: a Nap árnyékának az ekvinociumok alkalmával vetett árnyéka, vagy a Sarkcsillag segítségével. *Proctor* az utóbbi módszert tartja valószínűbbnek.¹⁵

Az ekvinokciumok alkalmával a Nap delelési magassága a hely földrajzi szélességének pótszögét adja. A 30. szélességi fokra nézve tehát a mondott időben egy gnómon által vetett árnyék hossza a rúd csúcsa és a csúcs árnyéka közti távolságnak ép fele, lévén $\sin 30^\circ = 0,5$. Bár ez a módszer meglehetősen egyszerűnek látszik, nem valószínű, hogy ily primitív módon érték volna el ilyen pontos eredményt. (A piramis középpontja a 30. szélességi körtől délre 2130 m-re fekszik.)

Proctor nyomán inkább a másik módszert tesszük valószínűvé. Ennél a Polaris alsó és felső kulminációját kellett kiközepelni, hogy a piramis leendő helyének pontos szélességét meghatározzák.

A világtengely a precesszió folytán nem a mai Polaris közelébe irányult. Kr. e. 2795-ben az akkori Sarkcsillag az α Draconis volt (magnitúdója mintegy 3), mely akkor csak 7'-re esett a valódi Sarktól.

Itt térhetünk egy problémára megválaszolására, mely már sokak fantáziáját foglalkoztatta. Ez a bejáratú csatorna iránya. A népszerű munkákban még véletlenül sem találunk mást, minthogy ez a Sarkcsillag irányában épült. (De hogy ez mennyire állja meg a helyét, nem kutatják.) Ezt a kijelentést először *Gratien le Père*¹⁶ mondta ki. A kérdéssel már *W. Herschel* is foglalkozott. Kiemelte,¹⁷ hogy a piramis építése korában az akkori Sarkcsillagot az alsó kulminációjában lehetett látni. Ez azonban azt tételezné fel — amit *Antoniadi* is magáévá tett —, hogy a piramis Kr. e. 3400 körül, sőt már esetleg előbb épült. Ez a kronológia mai eredményei mellett valószínűtlen, dacára annak, hogy az első dinasztiák kora meglehetősen bizonytalan. A piramis keletkezésére a legvalószínűbb a Kr. e.-i XXVIII. század. S ha ez így van, a csatornából nem lehetett látni a Sarkcsillagot (α Drac.), minthogy az ép ebben az időben volt a piramis helyéről nézve a legközelebb a 30°-hoz a horizon felett.

A három legnagyobb piramis bejáratának hajlásszöge *Perring* nyomán a következő:

26°31', 26°30' és 26°2' (Kheopsz, Khefren, Mykerinos.)

Véleményem szerint a piramisok bejárata nem a Sarkcsillag alsó kulminációs pontjának irányába épült; egyszerűen azért készi-

¹⁵ *Proctor*: The Great Pyramid, p. 82—88.

¹⁶ Mémoire sur les pyramides d'Égypte, p. 16.

¹⁷ Outlines of Astronomy, 1876-os kiad. p. 205—6.

tették ilyen hajlásszögűekre, mert ennek a hajlásnak aránya 1 : 2 (lásd a 2. pontot).

A trigonometriából ismeretes, hogy

$$\operatorname{tg} 26^{\circ} 34' = 0.5000,$$

ettől az értékről a Kheopsz-piramis bejáratának hajlása a telehold vagy a Nap látszó átmérője $\frac{1}{10}$ -részének megfelelő 3'-cel tér el csupán.

Már 1799-ben felvetődött az a gondolat, hogy a bejárat csatorna és a nagy folyosó csillagászati megfigyelések céljaira is szolgáltak. Az előbbi a méreteinél fogva (105 m) a világ leghatalmasabb lencse nélküli távcsövének tekinthető.¹⁸ Igaz, hogy vele csak a cirkumpoláris csillagoknak egy kis része volt megfigyelhető. *Proctor*¹⁹ szerint az egyiptomi csillagász-papok nem a földalatti szobából, hanem a nagy folyosóból vizsgálták ezen át a csillagokat egy, a folyosók elágazásánál alkalmazott tükör, valószínűleg vízfelület segítségével.

A bejárat csatornánál még alkalmasabbnak látszik csillagászati célokra a magasmennyezetű nagy folyosó. Természetesen ez csak addig szolgálhatott csillagászati megfigyelésekre, míg a piramis déli oldalát is fel nem építették. Ha ez valóban a csillagászat szolgálatában állt, mint azt *Proctor* bebizonyítottan állítja lenni, akkor a világ első és legnagyobb passage-műszerét csodálhatjuk benne, mellyel a szabadszemmel történt észlelések közül a legpontosabbat végezheték el a megfigyelők. Megállapították az év pontos hosszát, a holdhónap tartamát és az állócsillagok delelését, melyek egy kb. 80°-os tartományban vannak — 50° és + 30° között. *Antoniadi* valószínűnek tartja, hogy egy diafragma segítségével itt megfigyelték a Nap képét is.

Nem lehet az itt ismertetett megállapítások felett szemethúyni. Hogy annyi összefüggés merő véletlen legyen, oly valószínűtlen, hogy aránytalanul kevesebb hibát követünk el akkor, ha mindegyiket az egyiptomiak által tudatosan létrehozottaknak fogadjuk el, mint akkor, ha mindegyiket elvetjük.²⁰

¹⁸ *Jomard* : Remarques sur les pyramides, p. 203.

¹⁹ *The Great Pyramid*, p. 97.

²⁰ Vannak, akik túlzásba vitték vagy vizik az összefüggések keresését, sőt a piramis tagadhatatlanul titokzatosnak látszó kérdéseit misztikus és okkultista fénnel vonják be. (Pár tudós *J. Taylor*, *Piazzi Smith*, *Baxandell* és mások külön vallást alapítottak, a piramidizmust, és hirdették, hogy a piramisban egy istentől sugalmazott ember kinyilatkoztatásai vannak elrejtve az utókor számára.) De lehetetlen józan, elfogulatlan szemmel meg nem látnunk és meg nem hallanunk egy csodálatraméltóan magas kultúra üzenetét: a számos piramis, de különösen a Kheopsz-piramis felépítésének tökéletessége, néma és mégis oly beszédes matematikai, csillagászati és földrajzi ajáttságai útján szól hozzánk sok-sok évszázad és évezred távolából csodálatos rissességgel, mintha igaz lenne a középkori arab bölcseinek, Abd al-Latífnak mondanása: «mindenki fél az Időtől, az Idő a piramisoktól fél».

DE LA PYRAMIDE DE CHÉOPS

par A. Ponori Thewrewk.

(Sujet de l'article précédent.)

Nous donnons ci-dessus un exposé en langue hongroise à propos de la pyramide de Chéops et les rapports astronomiques, géométriques et géographiques que l'on peut y trouver.

Cet article a été inspiré en partie par le livre d' *Antoniadi*: « L'Astronomie Egyptienne », ²¹ ou la plupart des informations ont été puisées.

KÖNYVISMERTETÉS

A Csillagászati Lapok olvasói közül már többen szóvátették, hogy míg lapunkban a külföldi könyvújdonságokról majdnem kivétel nélkül megjelentek kritikák, addig a Magyarországon megjelent csillagászati munkákról csak elvétve történt említés. Ezt a hiányt akarjuk most pótolni, amikor néhány számunkon keresztül a könyvismertetések rovatot magyarországi, eddig még nem ismertett csillagászati munkák kritikai ismertetésére tartjuk fenn.

Sztrókey Kálmán: *A kis csillagász.* Budapest, Rózsavölgyi és társa kiadása. 1941. Ára 6 40 P. 304. oldal.

A könyv címéből ítélve, a szerző valószínűleg fiatal kezdők számára írta könyvét első bevezetésnek. A könyv átlapozása után azonban arra a megállapításra kell jutnunk, hogy elsősorban magának a szerzőnek lenne szüksege valami bevezető, elemi csillagászati olvasmányra. Mert könyve tele van a legegyszerűbb tévedésekkel, különösen a IV. fejezettől kezdve. Ezek közül elég néhányat felsorolnunk.

Szerző a 198. oldalon azt írja, hogy a csillagok színét a légkörben levő anyagok döntik el. Mégpedig úgy, hogy az abszorpciós vonalak által elfoglalt színképrészlet komplementér színében látjuk a csillagot. El lehet képzelni, hogy ezek után szerzőnek milyen fogalmi lehetnek az asztrofizikáról. Így már nem is csodálkozunk, hogy a 108. oldalon a csillagok színképének abszorpciós vonalaiból arra következtet, hogy ezek az égítetek izzó szilárd vagy cseppfolyós anyagok! A 226. oldalon a planetáris ködfoltok forgásáról beszél olyan jelenségek alapján, melyekről közel két évtizede tudják, hogy a ködök expanziójával magyarázhatók. A nebulum szerző szerint nem földi elem (263 o.). A nóvák kitéréséről is helytelen ábrázolást ad (230. o.). A csillagok energiatermeléséről teljesen elavult dolgok vannak a 255. oldalon. A molekulásávokra a *köteg* szót használja a szerző! (106. o.)

A gyakorlati csillagászat keretébe tartozó néhány megállapítás annyira naív, hogy inkább derűkeltő, mint bosszantó. Szerző szerint a csillagászati fényképezésben a legegyszerűbb probléma a Nap (110. o.); a pontírozó távcső nagyobb, mint a fotografáló (110. o.); a fényképezés

²¹ Paris, Gauthier-Villars, 1934.

a nagyobb távcsövekkel rendszerint 18 × 18 cm-es lemezeken történik (300. o.).

De ezeken kívül is alig van oldal a könyvben, ahol valami helytelen megjegyzés ne lenne. És nem utoljára szemrehányást lehet tenni a szerzőnek azért, hogy a modern eredmények nagy részéről fogalma sincs. Így a bolygók felszínére és légkörére vonatkozó újabb kutatásokról egy szó említés sem történik a könyvben.

Az, hogy nálunk ilyen könyv egyáltalában megjelenhetett, tisztán annak köszönhető, hogy a hazai csillagászatban nem fejlődött ki eddig kellő kritika. A Csillagászati Lapok egyik fontos feladatának kell a jövőben tekinteni, hogy az ilyen próbálgatásoktól eleve elvegye a kedvet. *Detre*

SZAKOSZTÁLYI ÜGYEK

A Csillagászati Szakosztály mérlege

Bevétel

1942 december 31-én.

Kiadás

	P		P
Maradvány 1941-ről ..	17,358.88	Irói és szerkesztői díjak.	1,595.90
10 Lesz. Bank részv.	720.—	Jegyzői tiszteletdíj....	200.—
30 Ker. " "	5,820.—	Kisnyomtatványok ...	53.24
2 M. Nemz. Bank "	750.—	Nyomatás	3,434.44
3 Műtrágya "	660.—	Kezelési tiszteletdíj...	183.58
5 Hazai Tak. "	690.—	Postaköltség	23.01
Adomány	500.—	Egyenleg :	
Szakosztálydíjakból be-		készpénz 18,640.26	
folyt 1942-ben (benne		értékpap. 8,640.—	27,280.26
a Társulattól kapott			
2000 P és az Állam-			
tól kapott 300.—)....	5,725.87		
Értékpapírszelvény ka-			
mata	198.50		
1941 évi kp. maradv.			
kamata 1942-ben....	347.18		
Összesen ..	32,770.43	Összesen ..	32,770.43

Budapest, 1942 december 31-én.

Dr. Schütz Béla s. k.

a K. M. Természettudományi társulat
pénztárnoka.

A kiadásért felelős: Dr. Gombocz Endre.

Stephaneum nyomda Budapest. Felelős: ifj. Kohl Ferenc.



Csillagászati műszerek

Refraktorok
Tükrteleszkópok
Asztrógráfok
Mellékkészülékek
Kupolák
Mozgópadiók
Kilátó-távesztek
Planetáriumok

CARL ZEISS
JENA

A VILÁG MINDEN RÉSZÉBEN
ÉS MINDENÜTT, AHOL NAGYTELJESÍTMÉNYŰ
OPTIKAI ÉS FINOMMECHANIKAI MŰSZEREKET
HASZNÁLNAK, ISMERIK ÉS NAGYRABECSÜLIK
A ZEISS-NEVET, MELY VALÓSÁGGAL EGYBE-
FONÓDOTT A TÖKÉLETES PRECIZITÁS
FOGALMÁVAL.

ZEISS

CARL ZEISS – JENA

Magyarországi vezérképviselő: RÁD MIKLÓS
Budapest, VI., Andrásy-út 52. Telefon: 116-640.

CSILLAGÁSZATI LAPOK

VIERTELJÄHRLICH ER-
SCHEINENDE ZEITSCHRIFT
D. ASTRONOMISCHEN ABT.
DES KÖN. UNG. NATURWIS-
SENSCHAFTLICHEN VEREINS

QUARTERLY JOURNAL OF
THE ASTRONOMICAL SEC-
TION OF THE ROYAL HUNGA-
RIAN SOCIETY OF SCIENCES

REDIGIERT VON

EDITED BY

L. DEZSŐ

Universitäts-Sternwarte || University Observatory
Kolozsvár

6. Jahrg. — Vol.

1943

Nr. 2

INHALT — CONTENTS

- I. FÉNYES: Über den Zusammenhang zwischen der wellenmechanischen und statistischen, Theorie des Atoms. — The Connection of the Wave Mechanical and Statistical Theory of the Atom. (Ungarisch; deutsche Zusammenfassung. — Hungarian; with a Summary in German.)..... 49
- A. PONORI THEWREWK: Über die Kheops-Pyramide. — The Cheops Pyramid. (Ungarisch; französische Inhaltsangabe. — Hungarian; with the Contents in French.) 69
- Buchbesprechung. — Review. (Ungarisch — Hungarian)..... 79

BUDAPEST

Stephaneum Buchdruckerei — Stephaneum Press.

308.684

CSILLAGÁSZATI LAPOK

A KIR. MAGY. TERMÉSZETTUDOMÁNYI TÁRSULAT
CSILLAGÁSZATI SZAKOSZTÁLYÁNAK FOLYÓIRATA

SZERKESZTI
DEZSŐ LORÁNT

6. évfolyam

1943

3. szám

TARTALOM

H. VOGT: Die chemische Zusammensetzung und die Entwicklung der Sterne	81
SCHMID AND GERŐ: Dissociation Energy of the NO Molecule	101
SCHMID AND GERŐ: Dissociation Energy of the N ₂ Molecule	102
KULIN GY.: Fényképfelvételek az 1942g Whipple-Fedtke üstökösről	104
ISMERTETÉSEK	106
SZAKOSZTÁLYI ÜGYEK	110

BUDAPEST,
STEPHANEUM NYOMDA

CSILLAGÁSZATI LAPOK

A KIR. M. TERMÉSZETTUDOMÁNYI TÁRSULAT CSILLAGÁSZATI
SZAKOSZTÁLYÁNAK FOLYÓIRATA

MEGJELENIK NEGYEDÉVENKÉNT

Szerkeszti

DEZSŐ LORÁNT

A szerkesztőség címe : Csillagvizsgáló Intézet, Kolozsvár, Majális-u. 109. Tel. : 17-20.
vagy Csillagvizsgáló Intézet, Bpest-Svábhegy, Konkoly Thege Miklós-út 2. Tel.: 365-187.

A folyóiratot a Csillagászati Szakosztály tagjai illetmény gyanánt kapják. Tagdíj 8 P,
A Szakosztály tagja bárki lehet, ki egyúttal a Természettudományi Társulat tagja.

Nem tagok részére a Csillagászati Lapok évi előfizetési díja 9 pengő. Az elő-
fizetési díjak a Természettudományi Társulat (a Csillagászati Lapok Kiadóhivatala)
címeire Budapest, VIII., Eszterházy-utca 16. sz. küldendők. Postatakarékpénztári
csekszámla sz. 32.399.

Előzetes megbeszélés nélkül beküldött cikkek megjelenését a szerkesztőség
nem biztosíthatja.

Közleményeikért a szerzők sajátmaguk kötelesek felelősséget vállalni.

Az ábrákat a szerzők klisírozásra alkalmas módon küldjék be.

A cikkek magyar, német, angol, francia és olasz nyelven küldhetők be.
Idegennyelvű cikkhez magyar, magyarnyelvű cikkhez idegennyelvű össze-
foglalás irandó.

Az írói tiszteletdíj oldalankint 6 P, sűrűbben szedett szöveg esetén 7 P.
Doktori értekezések szerzői a tiszteletdíj helyett 150 példány ingyen
különlenyomatot kapnak. Egyébként a szerzők cikkeikből 50 különle-
nyomatot kapnak ingyen, de saját költségükön tetszőleges számú
példányt rendelhetnek.

CSILLAGÁSZATI LAPOK

6. évfolyam

1943

3. szám

DIE CHEMISCHE ZUSAMMENSETZUNG UND DIE ENTWICKLUNG DER STERNE*

Von *H. Vogt* (Heidelberg)

Die Fixsterne sind alle wie unsere Sonne große Massen von hoher Temperatur — und zwar Gasmassen —, die beständig gewaltige Mengen von Energie in den Weltenraum aussenden.

Über das Innere dieser Sterne etwas auszusagen, erscheint uns auf den ersten Blick unmöglich. Denn mit keinem Beobachtungsmittel sind wir imstande, durch die äußeren Schichten eines Sternes in dessen tieferes Innere vorzudringen. Selbst bei der Sonne vermögen wir nur bis zur Photosphäre hindurchzublicken, durch die dünnen äußersten Schichten, die einen fast verschwindenden Bruchteil der Sonnenmasse ausmachen. Was wir beobachten oder aus den Beobachtungen ableiten können, sind zunächst nur gewisse Integralwerte, und auch diese sind nur in sehr beschränktem Umfang der Beobachtung zugänglich. Es sind dies die Massen der Sterne, ihre Radien, ihre mittleren Dichten, ihre Leuchtkräfte oder die von ihnen in der Sekunde ausgestrahlten Energiemengen, ihre Spektren oder die Energieverteilung der von ihnen ausgesandten Strahlung und ihre effektiven Temperaturen. Dabei ergibt sich, daß die Sterne eine sehr große Mannigfaltigkeit zeigen in bezug auf ihre Größe, ihre mittlere Dichte und ihre Leuchtkraft. Auffallend wenig scheinen dagegen ihre Massen voneinander abzuweichen, wenigstens wenn man von den ausgefallensten Objekten (wie z. B. den sogenannten *Trümpler*-schen Sternen) absieht.

Wenn nun auch alle diese genannten Daten, die wir zunächst aus den Beobachtungen erhalten, nichts direkt über den inneren Zustand der Sterne aussagen, so kann man aber doch von ihnen ausgehend durch Anwendung allgemeiner physikalischer Gesetze eine Reihe von mehr oder weniger zuverlässigen Schlüssen über die Beschaffenheit und den Mechanismus des Sterninneren ziehen. Freilich läuft dies insofern auf eine weitgehende Extrapolation hinaus, als man dabei voraussetzt, daß im ganzen Weltall überall die gleichen Naturgesetze gelten wie auf der

* Vortrag, gehalten in der astronomischen Abteilung des K. Ungarischen Naturwissenschaftlichen Vereins im September 1943.



Erde. Aber auf diesem Grundsatz beruht schließlich die ganze astronomische Forschung.

Was gar die Entwicklung eines Sternes betrifft, so ist es erst recht nicht möglich, ein und denselben Stern in seinen verschiedenen Entwicklungsstadien zu beobachten. Denn dazu ist selbstverständlich das Lebensalter des Menschengeschlechtes zu kurz. Aber die Beobachtung gibt uns eine große Zahl von Sternen in den allerverschiedensten Stadien der Entwicklung, und unsere Aufgabe ist es, aus dem räumlichen Nebeneinander der jetzt existierenden Sternzustände auf die zeitliche Folge dieser Zustände beim einzelnen Sternindividuum zu schließen.

Für das Studium des inneren Aufbaues eines Sternes stehen uns von vornherein zunächst einmal zwei Prinzipien zur Verfügung.

Das erste ist die Bedingung des mechanischen Gleichgewichtes.

Das Leben eines Sternes spielt sich, wie wir heute wissen, innerhalb von Zeiträumen ab, die mindestens in die Milliarden von Jahren gehen. Es müssen sich also die Sterne — wenigstens wenn man von den sogenannten Veränderlichen absieht — wegen ihrer außerordentlich langsam fortschreitenden Entwicklung in einem nahezu vollkommen stationären Zustand befinden. Dies ist natürlich nur dadurch möglich, daß sich im Inneren der Sterne Energiequellen befinden, die immer wieder von neuem das an Energie ersetzen, was die Sterne dauernd durch Ausstrahlung nach außen an den Weltenraum abgeben.

Für Sterne im stationärem Zustand muß aber erfüllt sein die Bedingung des mechanischen Gleichgewichtes. Diese fordert, daß im Inneren der Sterne der Druck in jedem Punkte dem Gewicht der darüberliegenden Massen das Gleichgewicht hält. Beschränken wir uns auf Sterne, die nicht rotieren und keinen äußeren Kräften unterworfen sind und die deshalb einen kugelsymmetrischen Aufbau besitzen, so läßt sich die Bedingung des mechanischen Gleichgewichtes ausdrücken durch die bekannte hydrostatische Gleichung

$$\frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} = - \frac{G}{r^2} \int_0^r 4\pi \rho r^2 dr. \quad (1)$$

P bedeutet hierbei den Gesamtdruck und ρ die Dichte im Abstand r vom Sternzentrum und G die Gravitationskonstante.

Wegen der hohen Temperaturen, mit denen wir es im Inneren der Sterne zu tun haben, sind die Atome des Gasgemisches, aus dem die Sternmaterie besteht, mehr oder weniger stark ionisiert, d. h. eines mehr oder weniger großen Teiles ihrer Elektronen beraubt. Wir haben es infolgedessen im Sterninneren zu tun mit einem Gemisch von Ionen (d. h. ionisierten Atomen), ferner von abgesprengten freien Elektronen, dann

von Energiequanten und — wenn auch wahrscheinlich nur in außerordentlich geringen Mengen — von Neutronen und Positronen, die bei Kernprozessen vorübergehend frei werden.

Der Gesamtdruck P setzt sich daher zusammen aus dem Gasdruck p und dem Strahlungsdruck q .

Der Gasdruck rührt in erster Linie von den freien Elektronen her, die wegen nahezu völliger Ionisation der Atome sehr viel zahlreicher sind als die Ionen, und zwar fast um den Faktor N zahlreicher, wenn N die mittlere Ordnungszahl der Elemente bedeutet, aus denen sich die Sternmaterie zusammensetzt.

Der Strahlungsdruck dagegen, der bei irdischen Verhältnissen gewöhnlich nur durch äußerst feine Experimente nachzuweisen ist, im Inneren der Sterne aber die Größenordnung des Gasdruckes erreichen kann, hat seine Ursache darin, daß das Sterninnere in allen Richtungen von Energiestrahlen durchlaufen wird, die bei ihrer Absorption auf jedes auf dem Wege ihrer Ausbreitung liegende Hindernis einen Impuls ausüben, und auf diese Weise den Stern gegen die Wirkung der Schwere auszudehnen suchen.

Das zweite erwähnte Prinzip, das uns für das Studium des Sterninneren zur Verfügung steht, ist die Zustandsgleichung der Sternmaterie

$$p = p(T, \rho, \mu), \quad (2)$$

die eine Beziehung zwischen dem Gasdruck p , der Temperatur T und der Dichte ρ gibt, in die aber auch noch das mittlere Molekulargewicht μ und damit die chemische Zusammensetzung der Sternmaterie eingeht.

Es wird hier die Bezeichnung Molekül für jedes sich unabhängig frei bewegende Teilchen gebraucht, und es gehen also auch die abgesprengten Elektronen als selbständige Moleküle bei der Berechnung des mittleren Molekulargewichtes ein.

Im allgemeinen wird für die Sternmaterie die Zustandsgleichung idealer Gase

$$p = \frac{\Re \rho T}{\mu} \quad (2')$$

angesetzt werden können, wo \Re die universelle Gaskonstante bedeutet und das mittlere Molekulargewicht μ der Sternmaterie in Vielfachen des Wasserstoffatoms auszudrücken ist. Denn infolge der starken Ionisation ist die effektive Größe der Atome im Sterninneren außerordentlich viel kleiner als die neutraler Atome, ihre Zusammendrückbarkeit ist sehr viel größer, und es verhält sich deshalb die Sternmaterie in einem viel weiten Temperatur- und Dichtebereich wie ein ideales Gas als Materie unter irdischen Verhältnissen. Selbst bei Dichten, die 100-mal größer als die

des Wassers sind, scheinen im Sterninneren noch keine wesentlichen Abweichungen von der idealen Zustandsgleichung aufzutreten. Für unsere Betrachtung hier ist es übrigens gleichgültig, welche Form die Zustandsgleichung der Sternmaterie hat. Auf jeden Fall stellt diese Zustandsgleichung bei gegebener chemischer Zusammensetzung der Sternmaterie ebenfalls eine bestimmte Beziehung dar zwischen Druck, Dichte und Temperatur.

Unter gewissen Voraussetzungen können zwar die Bedingung (1) des mechanischen Gleichgewichtes und die Zustandsgleichung (2) der Sternmaterie schon genügen, um den Aufbau eines Sternes, d. h. wenigstens den Druck- und Dichteverlauf in seinem Inneren, zu bestimmen, nämlich wenn z. B. — wie es für die sogenannten «weißen Zwerge» oder «überdichten» Sterne angenähert zutreffen dürfte — der Stern als ganz aus entarteter Materie bestehend angesehen werden kann. In diesem letzteren Fall ist nämlich der Gesamtdruck P in erster Annäherung nur eine Funktion der Dichte ρ . Es kann dann die Zustandsgleichung angesetzt werden in der Form $P = P(\rho)$, und wir haben dann zwei Gleichungen, die Zustandsgleichung und die Bedingung des mechanischen Gleichgewichtes, in denen außer r nur P und ρ vorkommen und aus denen man also den Druck P und die Dichte ρ als Funktionen des Abstandes r vom Sternzentrum erhalten kann.

Im allgemeinen genügen aber natürlich die Bedingung des mechanischen Gleichgewichtes und die Zustandsgleichung der Sternmaterie noch nicht, um den inneren Aufbau eines Sternes, d. h. den Druck-, Dichte- und Temperaturverlauf in seinem Inneren zu bestimmen. Es ist hierzu mindestens noch eine dritte unabhängige Fundamentalbeziehung zwischen den drei Zustandsgrößen Druck, Temperatur und Dichte nötig, selbst wenn man berücksichtigt, daß sich der Strahlungsdruck q leicht als Funktion der Temperatur darstellen läßt, und ebenso bei gegebener chemischer Zusammensetzung der Sternmaterie auch das mittlere Molekulargewicht μ als Funktion der Zustandsgrößen.

Falls die Materie im Stern stabil geschichtet ist, erhält man diese dritte Fundamentalbeziehung, indem man die Bedingung zum Ausdruck bringt, daß im Stern Stationarität der Temperaturverteilung herrschen soll, d. h. daß die Temperatur überall im Sterninneren ungeändert bleibt trotz dem nach außen gehenden Energietransport. Denn die Sterne befinden sich ja, was noch einmal betont werden muß, in einem nahezu vollkommen stationären Zustand. Die Bedingung für Stationarität der Temperaturverteilung aber verlangt, daß der Nettostrom an Energie, welcher durch Strahlung oder auch durch molekulare Wärmeleitung in der Zeiteinheit durch irgendeine Niveaufläche des Sternes nach außen fließt, gleich der Energiemenge ist, die in der Zeiteinheit durch irgendwelche Prozesse innerhalb der von der Niveaufläche eingeschlossenen

Masse erzeugt wird, und diese Bedingung läßt sich wiedergeben durch die Gleichung

$$L_r = -4\pi r^2 \sigma \frac{dT}{dr} = 4\pi \int_0^r \varepsilon \rho r^2 dr. \quad (3)$$

L_r bedeutet den Nettostrom an Energie, der im Abstand r vom Sternzentrum in der Zeiteinheit durch eine Niveauläche (d. h. eine Fläche gleichen Potentials und gleicher Dichte) nach außen fließt, wobei die Frage hier offen gelassen werden soll, ob die Energie durch Strahlung oder molekulare Leitung transportiert wird. Ferner bedeutet σ den Leitungskoeffizienten und ε die pro Massen- und Zeiteinheit im Abstand r vom Sternzentrum freiwerdende Energiemenge, wo σ und ε natürlich auch Funktionen der Zustandsgrößen der Sternmaterie sind und wobei hier zunächst auch wieder die Frage offen gelassen wird, welcher Art die Energiequellen sind, aus denen ε stammt.

Durch die drei Gleichungen (1), (2) und (3) ist also der Aufbau eines Sternes bestimmt, wenigstens sofern sich dieser im statischen Gleichgewicht befindet. Es braucht nun aber im Inneren eines Sternes nicht unbedingt überall statisches Gleichgewicht zu bestehen, sondern es kann sich ein Stern auch ganz oder teilweise im konvektiven Zustand befinden, d. h. in einem Zustand, bei dem die Sternmaterie durch aufsteigende und absteigende Strömungen ständig durchmischt wird. In diesem Fall erfolgt der Transport der Wärmeenergie von einem Teil des Sternes zum anderen vorwiegend durch eine wirkliche Bewegung der die Wärme enthaltenden Materie, ähnlich wie es z. B. in den unteren Schichten unserer Erdatmosphäre geschieht.

Die eigentlichen Ursachen für die Entstehung von Konvektion im Sterninneren können verschiedene sein. So bildet sich z. B. in der Umgebung des Sternzentrums eine Konvektionszone aus, wenn die Energiequellen im Stern sehr stark nach dessen Zentrum hin konzentriert sind (wie es in Wirklichkeit übrigens sehr wahrscheinlich der Fall ist).

Bei konvektivem Zustand kann als dritte Fundamentalbeziehung, die an Stelle von (3) zusammen mit (1) und (2) den Aufbau eines Sternes bestimmt, in guter Annäherung die Adiabatenbedingung

$$d(EV) + PdV = 0 \quad (4)$$

angesetzt werden. V bedeutet hier das Volumen der Masseneinheit und E die in der Volumeneinheit enthaltene Gesamtenergie.

Die Adiabatenbedingung drückt aus, daß die Zustandsänderungen der auf- und absteigenden Massenelemente im Sterninneren adiabatische sind, d. h. solche, bei denen keine Zu- oder Abfuhr von Energie durch Wärmeleitung oder Strahlung erfolgt. Streng adiabatisch sind diese

zwar nicht. Aber wenn man von den äußersten Sternschichten absieht, so wirken sich die Abweichungen nur sehr wenig aus, weil nämlich die Zu- und Abfuhr an Energie durch Wärmeleitung, Strahlung und Energieerzeugung pro Masseneinheit nur sehr gering ist im Vergleich zu dem großen Energieinhalt eines Gramms Sternmaterie.

In den Grundgleichungen, welche den Aufbau eines Sternes bestimmen, also in den Gleichungen (1), (2) und (3) bzw. (4), treten nun außer Temperatur, Druck und Dichte nur Größen auf (nämlich ε , σ , μ und E), die bei gegebener chemischer Zusammensetzung der Sternmaterie direkte oder indirekte, aber ganz bestimmte Funktionen von Temperatur, Druck und Dichte sind.

Was nun wichtig ist:¹ Es bestimmen diese Grundgleichungen den Aufbau eines im stationären Zustand befindlichen Sternes, der die notwendigen Oberflächen- und Zentrumsbedingungen erfüllt, eindeutig, sobald die Gesamtmasse des Sternes und die chemische Zusammensetzung der Sternmaterie vorgegeben sind. Die Zentrumsbedingungen sind dabei: $M_r = 0$ und $L_r = 0$ für $r = 0$. Und die Oberflächenbedingungen sind: $M_r = M$ und $q = 0$ für $r = R$; außerdem muß für $r \rightarrow R$ noch T so gegen einen Grenzwert T_0 gehen, daß $4\pi R^2 \frac{1}{4} ac T_0^4 = \int_0^R 4\pi \rho r^2 \varepsilon dr$ wird. M_r bedeutet die in der Kugel mit dem Radius r enthaltene Masse, M dagegen die Gesamtmasse des Sternes, R seinen Radius, L seine Leuchtkraft, T_e seine effektive Temperatur und a ist die Konstante des *Stefanschen* Gesetzes.

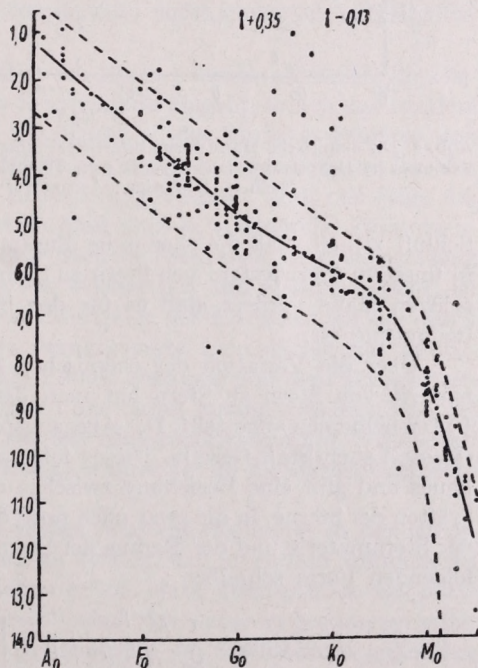
Also um es noch einmal zu wiederholen, es gilt das Theorem: Der Aufbau eines Sternes im stationären Zustand ist vollständig bestimmt durch seine Masse und seine chemische Zusammensetzung. Ob er sich im statischen Gleichgewicht oder im konvektiven Gleichgewicht befindet, ist dabei gleichgültig. Es können höchstens Abweichungen auftreten infolge von Effekten, die durch Rotation oder äußere deformierende Kräfte hervorgerufen werden.

Dieses Theorem, so wenig interessant es vielleicht auch auf den ersten Blick erscheint, ist in Wirklichkeit von außerordentlich großer Wichtigkeit. Zunächst folgt aus ihm, daß Sternentwicklung nur möglich ist, wenn sich die Masse oder die chemische Zusammensetzung eines Sternes oder diese beiden Parameter ändern. Weiter geht aus dem Theorem hervor, daß im stationären Zustand bei gleicher chemischer Zusammensetzung der Sternmaterie die Leuchtkräfte, die Radien und die effekti-

¹ Vgl. *H. Vogt*, *Astron. Nachr.* 226 (1926) 301; *Astron. Nachr.* 255 (1935) 101; *Veröff. d. Univ.-Sternw. Jena* Nr. 3 (1930) 18; *Veröff. d. Bad. Landes-Sternw. Heidelberg* 14 (1940) Nr. 1, 11; sowie *Aufbau und Entwicklung der Sterne*, Leipzig 1943; vgl. ferner *H. N. Russell*, *Journ. R. A. S. Canada*, Dec. 1933, p. 416.

ven Temperaturen der Sterne Funktionen der Sternmasse allein sind. Man kann also verhältnismäßig sehr einfach feststellen, ob und inwieweit die Sterne im Universum chemisch einheitlich zusammengesetzt sind. Trägt man z. B. für eine Gruppe von Sternen in einem Diagramm die Leuchtkraft oder den Radius oder die effektive Temperatur auf als Funktion der Sternmasse oder auch, wie beim *Hertzsprung-Russell*-Diagramm, die absolute Helligkeit als Funktion des Spektraltypus, so müssen die Sterne im stationären Zustand bei gleicher chemischer Zusammensetzung eine eindimensionale Serie bilden. Streuungen können bei gleicher chemischer Zusammensetzung der Sterne nur auftreten infolge von Effekten, die durch Rotation oder Gezeitenkräfte bedingt sind, oder schließlich durch Sterne, die sich nicht im stationären Zustand befinden, indem ein wesentlicher Teil ihrer Ausstrahlung durch Kontraktionsenergie bestritten wird bzw. aus einer Energiequelle, deren Ergiebigkeit nicht durch lokale Temperatur, Dichte und chemische Zusammensetzung der Sternmaterie bestimmt ist.

Abb. 1 gibt z. B. das Spektrum-Helligkeits-Diagramm, welches die Leuchtkraft bzw. die absolute, auf die Entfernungseinheit reduzierte Helligkeit als Funktion des Spektraltypus darstellt, für die Sterne der Sonnenumgebung, und zwar nach *Hopmann*.¹ Wie man sieht, zeigt dieses zwar eine Abhängigkeit der absoluten Helligkeit von dem Spektraltypus, aber eine ziemlich lockere. Denn die Streuung ist doch noch verhältnismäßig groß.² Das gleiche gilt von der Beziehung zwischen den



¹ J. Hopmann, Ber. Math.-Physik. Kl. Sächs. Akad. Wiss. Leipzig 90 (1938) 175.

² Die Streuung ist zwar bei dem Hopmannschen Diagramm geringer als bei den bekannten älteren, auf ungenauem Beobachtungsmaterial beruhenden Hertzsprung-Russell-Diagrammen.

Abb. 1. Spektrum-Helligkeitsdiagramm der Sterne der Sonnenumgebung nach J. Hopmann. Abszissen: Spektraltypen nach Mount-Wilson-Beobachtungen. Ordinaten: Absolute Größen im System der Potsdamer Durchmusterung.

Leuchtkräften und den Massen der Sterne, wie Abb. 2 zeigt. Auch da ist die Streuung größer, als sie allein auf Grund der in den Daten steckenden Beobachtungsfehler zu erwarten wäre. Man muß also wohl den

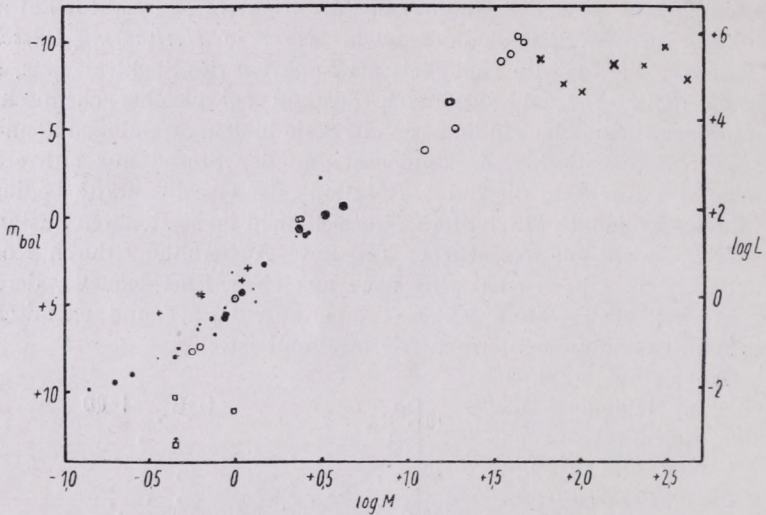


Abb. 2. Die empirische Masse-Leuchtkraft-Beziehung. ● visuelle Doppelsterne; ○ spektroskopische Doppelsterne; + Hyaden; × Trümplersche Sterne; □ weiße Zwerge; Nach G. P. Kuiper, *Astrophys. J.* 88 (1938) 472.

Schluß ziehen, daß die chemische Zusammensetzung der Sternmaterie in unserem Sternsystem von Stern zu Stern variiert, und zwar in einem solchen Maße variiert, daß es für den Sternaufbau von wesentlicher Bedeutung ist.

Über die Variation der chemischen Zusammensetzung der Sternmaterie von Stern zu Stern hat man denn auch bereits ausführliche Untersuchungen angestellt. Der Ausgangspunkt ist dabei das sogenannte «Masse-Leuchtkraft-Gesetz». Dieses folgt aus der Theorie des Sternaufbaues und gibt eine Beziehung zwischen den Massen und den Leuchtkräften der Sterne, in die zwar auch noch das mittlere Molekulargewicht der Sternmaterie und der Radius der Sterne eingeht. Man kann es in der folgenden Form schreiben :

$$L = \text{const} \cdot \frac{1}{\alpha_0} \frac{M^{11/2}}{R^{1/2}} \mu^{15/2} \beta^{15/2} \left[1 + \psi \frac{\beta}{4-3\beta} \right], \quad (5)$$

wo

$$\mu = \frac{1}{2X + \frac{3}{4}Y + \bar{n}(1 - X - Y)}, \quad (6)$$

$$\kappa_0 = 3,9 \cdot 10^{25} \cdot \frac{1}{\tau} (1 + X) (1 - X - Y) \quad (7)$$

und

$$\frac{1 - \beta}{\beta^4} = \chi M^2 \mu^4 \quad (8)$$

ist.

L bedeutet die Leuchtkraft eines Sternes, M seine Masse, R seinen Radius, β das Verhältnis von Gasdruck zum Gesamtdruck, μ wieder das mittlere Molekulargewicht der Sternmaterie, κ_0 eine Größe, die durch den Opazitätskoeffizienten der Sternmaterie eingeht und τ den sogenannten Guillotine-Faktor. Ferner bedeuten χ und ψ Konstanten, die nur von dem Sternmodell abhängen. X und Y aber sind, was uns hier besonders interessiert, die Häufigkeitsfaktoren des Wasserstoffs und Heliums, d. h. sie geben an, zu welchem Bruchteil die Sternmaterie aus diesen beiden Elementen besteht, und \bar{n} schließlich ist die Zahl der freien Partikeln, in die m_{H} Gramm der Elemente (d. h. eine Menge, deren Masse gleich der Masse des Wasserstoffatoms ist) mit Ausnahme von Wasserstoff und Helium im Sterninneren durchschnittlich aufgespalten sind.

Jedenfalls sieht man, daß in das Masse-Leuchtkraft-Gesetz die chemische Zusammensetzung der Sternmaterie eingeht, indem das mittlere Molekulargewicht μ und der Koeffizient κ_0 des Opazitätsgesetzes von ihr abhängen. Es muß also möglich sein, für Sterne, deren Masse, Leuchtkraft und Radius durch die Beobachtung bekannt sind, mit Hilfe des Masse-Leuchtkraft-Gesetzes Aufschluß über die chemische Zusammensetzung zu bekommen, und zwar über die chemische Zusammensetzung des Sterninneren. Wenn man von Wasserstoff und Helium absieht, ist zwar der Einfluß der relativen Häufigkeit der Elemente auf die durch das Masse-Leuchtkraft-Gesetz vorausgesagte Leuchtkraft nur gering. Dagegen ist aber die Leuchtkraft stark abhängig von dem Wasserstoff- und Heliumgehalt, was in erster Linie damit zusammenhängt, daß bei vollständiger Ionisation das mittlere Molekulargewicht für Wasserstoff bzw. Helium nur $\frac{1}{2}$ bzw. $\frac{4}{3}$ beträgt, während es für die übrigen Elemente ungefähr gleich 2 ist.

Da man auf Grund des großen Wasserstoffgehaltes in den Sternatmosphären glaubte annehmen zu können, daß im ganzen Sterninneren der Wasserstoffgehalt den Heliumgehalt stark übertreffe, so hat man¹ zunächst versucht, den Wasserstoffgehalt der Sterne zu bestimmen unter der Voraussetzung, daß der Heliumgehalt im Sterninneren gegenüber dem Wasserstoffgehalt zu vernachlässigen sei. Die Methode, die dabei befolgt wurde, ist die folgende: Mit einer Reihe von hypothetischen

¹ A. S. Eddington, Monthly Not. 92 (1932) 471 und B. Strömgen, Z. Astrophys. 4 (1932) 118; 7 (1933) 222.

Ansätzen über den Häufigkeitsfaktor X des Wasserstoffs und bei Vernachlässigung von Y wird nach den Gleichungen (5) bis (8) unter Benutzung der durch die Beobachtung gegebenen Werte für die Masse M und den Radius R die entsprechende Leuchtkraft L berechnet. (Das Ergebnis ist zwar von dem angenommenen Sternmodell abhängig, aber nur in verhältnismäßig geringem Maße.) Aus dem Vergleich zwischen den berechneten Werten und dem beobachteten Wert für die Leuchtkraft kann man dann auf den wirklichen Wasserstoffgehalt schließen.

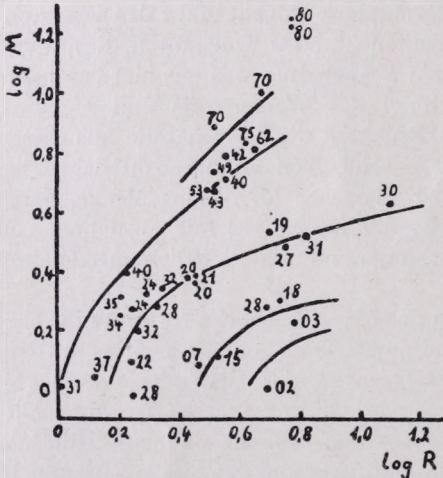


Abb. 3. Aus Masse, Radius und Leuchtkraft berechneter Wasserstoffgehalt als Funktion von $\log R$ und $\log M$. Die eingezeichneten Kurven entsprechen ungefähr konstantem Wasserstoffgehalt. Nach B. Strömgen, Z. Astrophys. 7 (1933) 237.

Abb. 3 gibt für eine größere Anzahl von Sternen das Ergebnis der Untersuchung, und zwar nach Strömgen.

Jedem Punkt in Abb. 3 entspricht ein Stern, und die den Punkten beigefügten Zahlen zeigen die aus Masse, Radius und Leuchtkraft berechneten Wasserstoffgehalte eingetragen als Funktion von $\log R$ und $\log M$. Die eingezeichneten Kurven entsprechen konstantem Wasserstoffgehalt.

Hierbei wurde zwar der Heliumgehalt gegenüber dem Wasserstoffgehalt vernachlässigt. Ist dieser nicht zu vernachlässigen, so geht selbstverständlich in das Problem der Bestimmung der chemischen Zusammensetzung außer dem Wasserstoffgehalt X noch eine weitere Unbekannte, der Heliumgehalt Y , ein. Es steht aber für die Bestimmung der beiden Unbekannten X und Y nur eine Gleichung, das Masse-Leuchtkraft-Gesetz, zur Verfügung. Man muß also schon noch eine bestimmte Voraussetzung machen, um jetzt mit Hilfe des Masse-Leuchtkraft-Gesetzes unter Benutzung der gegebenen Beobachtungsdaten den Wasserstoffgehalt oder auch den Heliumgehalt zu berechnen. Wenn man z. B. eine Annahme macht über den Wert des mittleren Molekulargewichtes oder über das Mengenverhältnis von Helium zu den schwereren Elementen, so ist das Problem der Bestimmung der chemischen Zusammensetzung der Sternmaterie festgelegt.

Jedenfalls ergibt sich aber immer wieder ein ähnliches Bild, daß nämlich die chemische Zusammensetzung in unserem Sternsystem von

Stern zu Stern variiert, vielleicht zwar nicht ganz so stark, wie man auf Grund der Abb. 3 annehmen müßte. Denn die Verbesserung der empirischen Daten wird sicher das Streufeld der Punkte noch einengen. Im wesentlichen aber handelt es sich bei der Streuung sicher um eine «echte kosmische Streuung». Eigentlich ist dieses Ergebnis auch ohne lange Berechnung selbstverständlich. Denn Sterne gleicher Masse streuen ja, wie die Beobachtung zeigt, in ihren Leuchtkräften und ihren Radien. Auf Grund des angeführten Theorems, wonach Masse und chemische

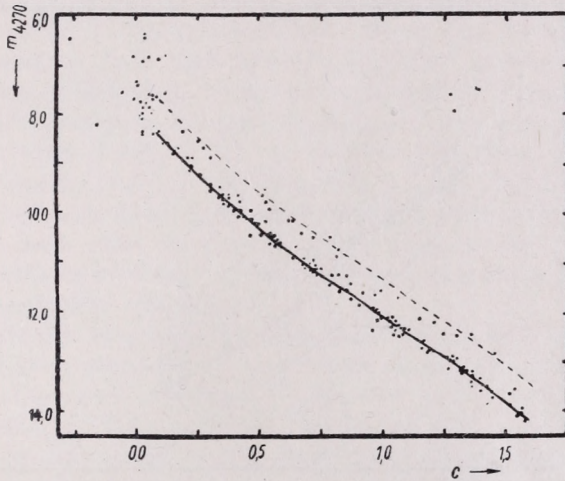


Abb. 4. Farben-Helligkeits-Diagramm der Praesepe. Nach H. Haffner und O. Heckmann, Vierteljschr. d. Astron. Ges. 72 (1937) 345.

Zusammensetzung einen Stern in seinem gesamten Aufbau festlegen, ist dies aber, wie wir bereits festgestellt haben, nur möglich, wenn sich die Sterne in ihrer chemischen Zusammensetzung voneinander unterscheiden.

Betrachten wir nun Sterne eines Sternhaufens, wie z. B. die der Plejaden oder die Sterne der Praesepe, d. h. Sterne, die physisch zusammengehören, so ist es plausibel, anzunehmen, daß diese Sterne nicht nur alle gleich alt sind, sondern daß sie auch denselben Ursprung haben und wenigstens ursprünglich auch die gleiche chemische Zusammensetzung hatten. Sieht man wieder von Effekten ab, die durch Rotation und äußere deformierende Kräfte hervorgerufen werden, so wäre also, wie bereits dargelegt wurde, zu erwarten, daß die zu einem Sternhaufen gehörenden Sterne in einem Spektrum-Helligkeits-Diagramm oder auch in einem Farben-Helligkeits-Diagramm, in dem die Helligkeit der einzelnen Haufensterne als Funktion ihrer Farbe eingetragen wird, eine ein-dimensionale Serie bilden.

In diesem Zusammenhang sind von besonderem Interesse zwei Farben-Helligkeits-Diagramme, die für den Sternhaufen der Praesepe und den der Plejaden mit großer Exaktheit abgeleitet wurden, das erstere von *Heckmann* und *Haffner*¹ und das andere von *Behr*,² und die in Abb. 4 und 5 wiedergegeben sind.

Die Streuung der Sterne in beiden Farben-Helligkeits-Diagrammen ist sehr gering. Eine gut ausgeprägte Kammlinie (durch eine kräftig ausgezogene Kurve besonders hervorgehoben) ist in beiden Diagrammen

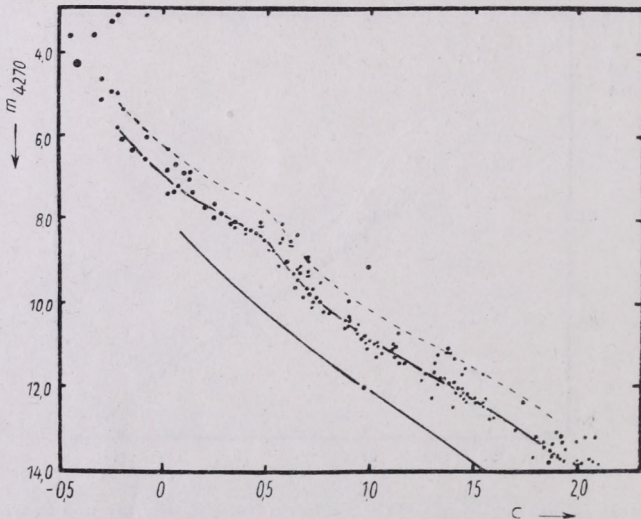


Abb. 5. Farben-Helligkeits-Diagramm der Plejaden. Nach *A. Behr*, *Z. Astrophys.* 19. (1940) 339.

vorhanden. Nach unten, zu den schwächeren Sternen hin, ist der Abfall vom Kamm sehr steil. Die ihm entsprechende geringe Streuung dürfte praktisch allein von Beobachtungsfehlern herrühren. Nach oben, zu den helleren Sternen hin, aber ist eine Auflockerung bis etwa zu dem durch eine gestrichelte Linie angedeuteten Abstand von 0.75 Größenklassen zu erkennen, die sehr wahrscheinlich zurückzuführen ist auf das Vorhandensein von un aufgelösten Doppelsternen, deren Komponenten, wenn man sie trennen könnte, ebenfalls auf der Kammlinie liegen würden. Eine scheinbare Streuung kann ja natürlich auch hervorgerufen werden durch Doppelsterne bzw. mehrfache Sterne, deren Komponenten wir infolge Unzulänglichkeit unserer Instrumente nicht getrennt sehen können. Der unter dieser Annahme sich ergebende maximale Abstand von 0.75 Größenklassen wird auch befriedigend innegehalten.

¹ *H. Haffner* und *O. Heckmann*, Veröff. d. Univ.-Sternw. Göttingen Nr. 55 (1937)

² *A. Behr*, *Z. Astrophys.* 19 (1940) 339.

Es ist also anzunehmen, daß alle Sterne eines solchen Haufens ursprünglich die gleiche chemische Zusammensetzung hatten. Jetzt brauchen Sterne verschieden großer Masse, die demselben Haufen angehören, natürlich nicht mehr die gleiche chemische Zusammensetzung zu besitzen. Denn es kann sich ihre chemische Zusammensetzung je nach der Masse der einzelnen Sterne verschieden schnell und stark geändert haben. Sind doch die Temperatur-, Druck- und Dichteverhältnisse auch bei gleicher chemischer Zusammensetzung in Sternen verschieden großer Masse verschieden. Statt daß man sagt, der Aufbau eines Sternes ist festgelegt durch seine Masse und seine chemische Zusammensetzung kann man auch gerade so gut sagen, der Aufbau eines Sternes ist festgelegt durch seine ursprüngliche Masse und seine ursprüngliche chemische Zusammensetzung und sein Alter. Und wenn die Sterne eines Haufens sich in ihrer ursprünglichen chemischen Zusammensetzung und in ihrem Alter nicht voneinander unterscheiden, so wird späterhin der Sternaufbau auch nur eine Funktion der Sternmasse allein sein, auch wenn die einzelnen Sterne je nach ihrer Masse dann wegen verschieden schneller Entwicklung in ihrer chemischen Zusammensetzung voneinander abweichen.

Je nach den ursprünglichen chemischen Zusammensetzungen und den Entwicklungsaltern zweier Sternhaufen werden sich deren Farben-Helligkeits-Diagramme natürlich voneinander unterscheiden. In dem Farben-Helligkeits-Diagramm der Plejaden in Abb. 5 ist z. B. zum Vergleich die Kammlinie des Farben-Helligkeits-Diagramms der Praesepe mit eingetragen worden. Man sieht, die Kammlinien der beiden Farben-Helligkeits-Diagramme sind gegeneinander verschoben. Ob diese Verschiebung nur in einer ursprünglich verschiedenen chemischen Zusammensetzung ihre Ursache hat oder in einem verschiedenen Entwicklungsalter der Haufen, oder ob auch andere Einflüsse, z. B. selektive Absorption oder fehlerhafte Parallaxe mitspielen, läßt sich selbstverständlich nicht so ohne weiteres entscheiden.

Um also noch einmal zusammenzufassen: Die Sterne eines Haufens wie z. B. die der Praesepe oder die der Plejaden, die physisch zusammengehören, scheinen alle die gleiche chemische Zusammensetzung zu haben oder doch wenigstens ursprünglich gehabt zu haben. Ganz allgemein hinsichtlich der Sterne unseres Milchstraßensystems läßt sich dies dagegen nicht mehr behaupten. Man muß vielmehr annehmen, daß entweder die chemische Zusammensetzung der Sternmaterie oder das Sternalter in unserem Milchstraßensystem nicht ganz einheitlich ist, sondern von Stern zu Stern bzw. von Sterngruppe zu Sterngruppe variiert, und zwar in einem solchen Maße variiert, daß es für den Sternaufbau von wesentlicher Bedeutung ist.

Was nun die Sternentwicklung betrifft, so ist, wie bereits dargelegt

wurde, eine solche nur möglich, wenn sich die Masse oder die chemische Zusammensetzung eines Sternes oder diese beiden Parameter ändern, oder auch, wenn ein wesentlicher Teil der Ausstrahlung eines Sternes durch Kontraktionsenergie bestritten wird, wobei das letztere (mit der Lebensdauer der Sterne verglichen) nur während sehr kurzer Zeiträume der Fall sein kann.

Bis noch vor wenigen Jahren neigte man bei der Diskussion über die Sternentwicklung zu der Ansicht, daß sich im Verlauf der Entwicklung eines Sternes dessen Masse stark ändere. Man nahm an, daß die Ruhemasseenergie die eigentliche Energiequelle der Sterne darstelle, d. h. daß im Sterninneren dauernd Elementarteilchen vernichtet und umgewandelt würden in Strahlungsenergie. Die Sterne sollten dabei eine so lange Lebensdauer haben, daß sie im Verlauf ihrer Entwicklung durch Umwandlung von Ruhemasseenergie in Strahlungsenergie stark an Masse abnehmen müßten. Im *Hertzsprung-Russell-Diagramm*, welches die Verteilung der Sterne nach absoluter Helligkeit und Spektraltypus gibt, wollte man auch das Entwicklungsdiagramm der Sterne sehen und nicht etwa nur ein Diagramm, welches zeigt, bei welchen absoluten Helligkeiten und Spektraltypen die Sterne je nach ihrer Masse und ihrer chemischen Zusammensetzung stationäre Zustände erreichen. Jeder Stern sollte nach dieser Auffassung als sogenannter Riesenstern (nicht nur in bezug auf Volumen, sondern auch auf Masse) sein sichtbares Dasein beginnen und dann im Verlauf seiner langen Entwicklung übergehen in einen Zwergstern (in bezug auf Volumen und Masse).

Der Hauptgrund, weshalb man diese sogenannte Vernichtungshypothese, nach der in den Sternen dauernd Ruhemasse vernichtet und in Strahlungsenergie umgesetzt würde, annahm, war der, daß man nur auf diese Weise glaubte, einen genügend langen Zeitraum für die Lebensdauer der Sterne zu bekommen. Man hielt es für nötig, für die Sterne eine Lebensdauer anzunehmen, die mindestens in die Billionen von Jahren ging, um gewissen Ergebnissen stellarstatistischer Untersuchungen gerecht werden zu können. Heute ist man jedoch der Ansicht, daß es kein Argument mehr gibt, das wirklich zur Annahme dieser langen Zeitskala zwingt. Man ist deshalb auch von der Vernichtungshypothese wieder abgekommen, zumal sich diese Hypothese bis jetzt weder experimentell noch theoretisch auch nur einigermaßen sicher begründen läßt. Man nimmt jetzt an, daß die Ausstrahlung der Sterne bestritten wird aus Energie, die bei Atomkernprozessen im Sterninneren frei wird, bei Prozessen, die den Aufbau von Atomkernen ändern, aber die Gesamtzahl der dabei beteiligten Protonen und Neutronen unverändert lassen. Wohl wird dabei die Masse eines Sternes auch etwas geändert. Denn mit jeder Ausstrahlung von Energie ist ja ein Massenverlust verbunden, der gegeben ist durch

$$\frac{dM}{dt} = -\frac{L}{c^2}, \quad (9)$$

wo L wieder die Leuchtkraft, bzw. die pro Zeiteinheit abgegebene Energiemenge und c die Lichtgeschwindigkeit bedeutet. Die Sonne z. B. die in der Sekunde $9,4 \cdot 10^{25}$ Grammkalorien in den Weltraum abgibt, verliert auf diese Weise rund $4 \cdot 10^6$ Tonnen pro Sekunde an Masse, und bei den anderen Sternen ist es ähnlich. Aber dieser Massenverlust, so groß er absolut genommen ist, ist im Vergleich zu der gewaltigen Gesamtmasse der Sonne ($2 \cdot 10^{27}$ Tonnen) bzw. eines Sternes doch außerordentlich klein. Ja selbst der Massenverlust, den ein Stern im Verlauf seines ganzen sichtbaren Daseins durch Ausstrahlung von Energie erleidet, dürfte mit der Gesamtmasse des Sternes verglichen, unwesentlich sein. Wir müssen also schon annehmen, daß die Ursache der Entwicklung eines Sternes im wesentlichen in einer Änderung seiner chemischen Zusammensetzung zu suchen ist. In der Tat geht ja auch, wie bereits gesagt wurde, die Ansicht heute dahin, daß gerade diese dauernde Änderung der chemischen Zusammensetzung der Sternmaterie die eigentliche Energiequelle der Sterne ist.

Wir wissen heute, daß im Sterninneren wegen der dort herrschenden sehr hohen Temperaturen die thermischen Zusammenstöße bereits genügen, um Umwandlungen von Atomkernen hervorzurufen. Die Wahrscheinlichkeit von Kernreaktionen pro Atomkern ist zwar bei diesen Temperaturen immer noch sehr gering, aber die reagierenden Mengen im Inneren der Sterne sind so gewaltig groß, daß auch sehr langsam verlaufende Kernreaktionen von Bedeutung sind.

Die im Sterninneren möglichen Kernreaktionen wurden in den letzten Jahren systematisch untersucht vor allem von *v. Weizsäcker*, *Gamow* und *Teller* und von *Bethe*. In Tabelle 1 sind nach *Bethe* und *Gamow* alle Atomkernreaktionen zusammengestellt, die unter Bedingungen, wie man sie für das Sonneninnere annimmt ($T = 2 \cdot 10^7$ Grad, $\rho = 80$ g/cm³, Wasserstoffgehalt 35%), eine wesentliche Rolle spielen.

In der ersten Spalte sind die verschiedenen Reaktionen aufgeführt, die zweite Spalte gibt die bei den einzelnen Reaktionen freiwerdende Energie, die dritte Spalte die Lebensdauer der Kerne, d. h. die Zeit, die im Mittel ein Kern existiert, bevor er durch Protoneneinfang umgewandelt wird, und die letzte Spalte schließlich gibt die bei den verschiedenen Reaktionen pro Massen- und Zeiteinheit freiwerdende Energiemenge, unter der zusätzlichen Annahme, daß die Konzentration des betreffenden Elementes gleich 0,1 ist (mit Ausnahme der ersten Reaktion natürlich, bei der X_1 und X_2 gleich 0,35 zu setzen ist).

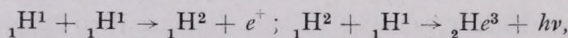
Man sieht, es handelt sich durchweg um Protoneneinfangreaktionen

Tabelle 1.

Reaktion	$\eta \cdot 10^6$ (erg)	Lebensdauer	$\epsilon \left(\frac{\text{erg}}{\text{g. sec}} \right)$
$\text{H}^1 + \text{H}^1 \rightarrow \text{H}^2 + e^+$	2·2	$1 \cdot 2 \cdot 10^{11}$ Jahre	2·2
$\text{H}^2 + \text{H}^1 \rightarrow \text{He}^3 + h\nu$	8·5	2 Sek.	$1 \cdot 10^{+17}$
$\text{H}^3 + \text{H}^1 \rightarrow \text{He}^4 + h\nu$	31	0·2 «	$3 \cdot 10^{+18}$
$\text{Li}^6 + \text{H}^1 \rightarrow \text{He}^4 + \text{He}^3$	5·9	5 «	$1 \cdot 10^{+16}$
$\text{Li}^7 + \text{H}^1 \rightarrow 2 \text{He}^4$	27	1 Min.	$5 \cdot 10^{+15}$
$\text{Be}^9 + \text{H}^1 \rightarrow \text{Li}^6 + \text{He}^4$	3·5	15 «	$3 \cdot 10^{+13}$
$\text{B}^{10} + \text{H}^1 \rightarrow \text{C}^{11} + h\nu$	13·2	1000 Jahre	$3 \cdot 10^{+6}$
$\text{B}^{11} + \text{H}^1 \rightarrow 3 \text{He}^4$	13·5	3 Tage	$3 \cdot 10^{+11}$
$\text{C}^{11} + \text{H}^1 \rightarrow \text{N}^{12} + h\nu$	0·6	10^8 Jahre	1·1
$\text{C}^{12} + \text{H}^1 \rightarrow \text{N}^{13} + h\nu$	2·9	$2 \cdot 5 \cdot 10^6$ «	180
$\text{C}^{13} + \text{H}^1 \rightarrow \text{N}^{14} + h\nu$	11·8	$5 \cdot 10^4$ «	$3 \cdot 6 \cdot 10^{+4}$
$\text{N}^{14} + \text{H}^1 \rightarrow \text{O}^{15} + h\nu$	11·2	$5 \cdot 10^7$ «	30
$\text{N}^{15} + \text{H}^1 \rightarrow \text{C}^{12} + \text{He}^4$	7·5	2000 «	$4 \cdot 5 \cdot 10^{+5}$
$\text{O}^{16} + \text{H}^1 \rightarrow \text{F}^{17} + h\nu$	0·7	10^{12} «	$7 \cdot 10^{-5}$
$\text{F}^{19} + \text{H}^1 \rightarrow \text{O}^{16} + \text{He}^4$	12·7	$3 \cdot 10^7$ «	55
$\text{Ne}^{22} + \text{H}^1 \rightarrow \text{Na}^{23} + h\nu$	15·4	$2 \cdot 10^{13}$ «	$7 \cdot 10^{-5}$
$\text{Mg}^{26} + \text{H}^1 \rightarrow \text{Al}^{27} + h\nu$	11·5	10^{17} «	$8 \cdot 10^{-9}$
$\text{Si}^{30} + \text{H}^1 \rightarrow \text{P}^{31} + h\nu$	10·0	$3 \cdot 10^{20}$ «	$3 \cdot 10^{-22}$

mit leichten Kernen. Kernreaktionen, bei denen beide Partner schwerer sind als Wasserstoff, treten im Sterninneren nur so selten auf, daß sie für die Energieproduktion bedeutungslos sind.

Für die engere Auswahl der für die Energieerzeugung im Sterninneren verantwortlichen Kernreaktionen sind maßgebend einmal die Lebensdauer der verschiedenen Kerne gegen Protoneneinfang bei den im Stern herrschenden Temperaturen und Dichten und dann die Energieausbeute der einzelnen Reaktionen. Die Lebensdauer der Kerne gegen Protoneneinfang darf im Vergleich zu dem Alter der Sterne nicht zu lang sein, und die Gesamtmenge der freiwerdenden Energie muß so groß sein, daß sie die Ausstrahlung eines Sternes zu decken vermag. Bei sorgfältiger Prüfung aller Möglichkeiten ergibt sich,¹ daß für die Energieerzeugung im Inneren der Sonne sowie überhaupt der Sterne der Hauptserie (welche ja die überwiegende Mehrzahl der Sterne ausmachen) im wesentlichen nur zwei Umwandlungsketten in Frage kommen. Die erste beginnt folgendermaßen:



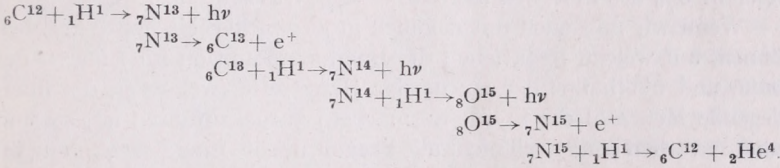
¹ C. F. v. Weizsäcker, Physik. Z. 38 (1937) 176; 39 (1938) 633 und H. A. Bethe, Phys. Rev. 55 (1939) 434.

und aus ${}^2_2\text{He}^3$ kann sich dann auf verschiedenem Wege gewöhnliches Helium ${}^2_2\text{He}^4$ bilden. Drei Möglichkeiten sind :

1. ${}^2_2\text{He}^3 + {}^1_1\text{H}^1 \rightarrow {}^3_3\text{Li}^4 + h\nu$; ${}^3_3\text{Li}^4 \rightarrow {}^2_2\text{He}^4 + e^+$,
2. ${}^2_2\text{He}^3 + {}^2_2\text{He}^4 \rightarrow {}^4_4\text{Be}^7 + h\nu$; ${}^4_4\text{Be}^7 \rightarrow {}^3_3\text{Li}^7 + e^+$; ${}^3_3\text{Li}^7 + {}^1_1\text{H}^1 \rightarrow 2 {}^2_2\text{He}^4$,
3. ${}^2_2\text{He}^3 + e^- \rightarrow {}^1_1\text{H}^3$; ${}^1_1\text{H}^3 + {}^1_1\text{H}^1 \rightarrow {}^2_2\text{He}^4 + h\nu$.

Bei keiner dieser Möglichkeiten kommt man über ${}^2_2\text{He}^4$ hinaus.

Die zweite Reaktionskette aber verläuft nach dem folgenden Schema :



Bei dieser zweiten Kette handelt es sich, wie man sieht, ebenfalls um eine fortlaufende Umwandlung von Wasserstoff in Helium. Denn beim Durchlaufen des ganzen Zyklus ist an Stelle von vier Wasserstoffkernen ein Heliumkern gebildet worden. Kohlenstoff (${}^6_6\text{C}^{12}$) und Stickstoff (${}^7_7\text{N}^{14}$) spielen dabei die Rolle von Katalysatoren und werden immer wieder von neuem frei.

Eine genauere Berechnung zeigt, daß bei den Verhältnissen, wie man sie für das Sonneninnere annimmt, fast die gesamte Energieproduktion aus der zweiten Kette, dem C-N-Zyklus stammen und die H-H-Reaktion mit den daran anschließenden Reaktionen nur eine untergeordnete Rolle spielen dürfte. Bei Sternen mit geringerer Zentraltemperatur als die der Sonne wird jedoch die H-H-Reaktion gegenüber dem C-N-Zyklus immer mehr in den Vordergrund treten, da die bei dem C-N-Zyklus freiwerdende Energiemenge mit der Temperatur sehr viel schneller abnimmt als die von der H-H-Reaktion herrührende. (Abb. 6.)

Wieviel Wasserstoff muß nun in der Sonne im Verlauf ihrer Entwicklung mindestens umgewandelt worden sein? Bei Umwandlung von Wasserstoff in Helium wird etwa 0,7% der ganzen Masse in Strahlung umgesetzt. Eing Wasserstoff liefert also insgesamt $0,007 \cdot (3 \cdot 10^{10})^2$ oder rund $6 \cdot 10^{18}$

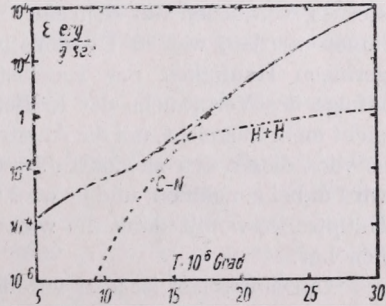


Abb. 6. Die Energieproduktion aus der H-H-Reaktion und dem C-N-Zyklus als Funktion der Zentraltemperatur. Nach Bethe.

Erg. Die Sonne hat nun ein Mindestalter von 2 Milliarden Jahren. Denn das Alter der Erde beträgt mindestens 2 Milliarden Jahre, wie wir aus Untersuchungen über das Vorkommen von radioaktiven Stoffen und deren Produkten in Sedimentgesteinen wissen, und die Sonne ist sicher nicht jünger als die Erde. Wenn sich die Strahlungsintensität der Sonne nicht wesentlich geändert hat, so hat sie im Verlauf von 2 Milliarden Jahren, welche ihr Mindestalter darstellen, rund $2,5 \cdot 10^{50}$ Erg ausgesandt. Hierfür mußten also $4 \cdot 10^{31}$ g Wasserstoff in Helium umgewandelt werden. Das sind nur 2% der gesamten Sonnenmasse oder ungefähr 6% des in der Sonne enthaltenen Wasserstoffes.

Wenn wir nun auch mit ziemlich großer Sicherheit heute angeben können, auf welche Reaktionen die Energieproduktion im Inneren der Sonne und überhaupt der Sterne der Hauptserie (welche ja die überwiegende Mehrzahl der Sterne ausmachen) zurückzuführen ist, so sind damit natürlich doch noch nicht alle Fragen, die die Energieerzeugung im Sterninneren betreffen, geklärt.

So steht die Frage noch offen, wie die Sterne des Riesenastes, vor allem die roten Riesen, ihre Ausstrahlung decken. Diese Sterne besitzen große Leuchtkräfte, aber viel geringere Dichten und wohl auch geringere Zentraltemperaturen als die Sterne der Hauptserie. Es kann deshalb die Energieproduktion in ihrem Inneren auch nicht auf die gleichen Kernreaktionen zurückgeführt werden wie im Inneren der Sterne der Hauptserie. Wenn überhaupt Kernprozesse als eigentliche Energiequelle für sie in Frage kommen, dann kann es sich nur um solche handeln, an denen leichtere Elemente als Kohlenstoff und Stickstoff beteiligt sind und die bereits bei tieferen Temperaturen als der *C-N*-Zyklus und auch die *H-H*-Reaktion ablaufen. Der Vorrat an diesen leichteren Kernen wird aber dann verhältnismäßig schnell abnehmen, da sie ja nicht wie Kohlenstoff und Stickstoff bei dem *C-N*-Zyklus immer wieder regeneriert werden. Es wird deshalb auch das Entwicklungsstadium eines Riesensternes, verglichen mit dem eines Sternes der Hauptserie, rasch durchlaufen werden, was in Übereinstimmung ist mit der verhältnismäßig geringen Häufigkeit der Riesensterne. Sobald die Energieerzeugung infolge des Verbrauchs der in Betracht kommenden leichteren Kerne nicht mehr ausreicht, um die Ausstrahlung eines Riesensternes zu decken, so wird dieser sich zu kontrahieren anfangen, seine Zentraltemperatur wird dabei zunehmen, und er wird sehr wahrscheinlich überwechseln zur Hauptserie, womit dann die wichtigste Epoche seines Lebens begonnen hat.

Unbeantwortet ist aber vor allem auch noch die Frage der Entstehung der schwereren Elemente im Sterninneren. Nach der oben wiedergegebenen Theorie ist die Energieerzeugung im Inneren der Sonne und auch der anderen Sterne der Hauptserie im wesentlichen gebunden an das

Vorhandensein der Katalysatoren Kohlenstoff und Stickstoff. Da sich aber der Vorrat an Kohlenstoff und Stickstoff sowie auch an schwereren Elementen im Inneren eines Sternes der Hauptserie während dessen Entwicklung nicht ändert, muß die Entstehung dieser Elemente auf ein früheres Entwicklungsstadium zurückgeführt werden. Um das Stadium der Riesensterne kann es sich hierbei wohl nicht handeln, da in deren Inneren wegen der geringen Zentraltemperaturen und Dichten die Verhältnisse für einen Aufbau von schwereren Elementen noch ungünstiger sein dürften als im Inneren der Sterne der Hauptserie. Es stehen sich zur Zeit zwei Ansichten gegenüber über die Entstehung der schwereren Elemente im Sterninneren. Nach der einen, der von *Eddington*,¹ ist es möglich, daß der Ort, an dem die schwereren Elemente entstanden sind, in dem Inneren «weißer Zwerge» zu suchen ist. Es wird dabei angenommen, daß es zwei Klassen von «weißen Zwergen» gibt, nämlich solche mit niedrigem Wasserstoffgehalt, die das Endstadium der Sternentwicklung darstellen (nachdem der Wasserstoff fast vollständig verbraucht und dann die Kontraktionsenergie in Kraft getreten war), und solche mit sehr hohem Wasserstoffgehalt, die ziemlich am Anfang der Sternentwicklung stehen und in deren Inneren die Dichte- und Temperaturverhältnisse so sind, daß sich schwerere Elemente aufbauen können. Die andere Ansicht, die vor allem v. *Weizsäcker*² vertritt, geht dahin, daß die schwereren Elemente, soweit sie in den Sternen vorhanden sind, bereits bei der Bildung der Sterne existiert haben und daß sie entstanden sind in einem früheren, vom heutigen wesentlich verschiedenen Zustand des Kosmos. Man hält es nicht für ausgeschlossen, daß die Sterne entstanden sind in einer Epoche, die nur einige Milliarden von Jahren zurückliegt. Dabei stützt man sich auf die Untersuchungen über die Rotverschiebung in den Spektren der Spiralnebel, die tatsächlich Anlaß bieten, der Welt für einen etwa $3 \cdot 10^9$ Jahren zurückliegenden Zeitpunkt einen wesentlich anderen physikalischen Zustand als heute zuzuschreiben (wenigstens wenn man die Rotverschiebung in den Spektren der Spiralnebel als Dopplereffekt deutet und die daraus sich ergebende Fluchtbewegung rückextrapoliert).

Hier bietet sich natürlich ein weites Feld für Spekulationen, auf die wir nicht näher eingehen wollen.

Es mag nur noch darauf hingewiesen werden: Wenn tatsächlich die Häufigkeitsverteilung der Elemente mit Ausnahme der leichteren als bereits bei der Bildung der Sterne gegeben angesehen werden müßte, so könnte das Alter der heutigen Sterne größenordnungsmäßig nicht höher sein als die Halbwertszeit der heute noch vorhandenen radio-

¹ A. S. *Eddington*, Monthly Not. 99 (1939) 595.

² C. F. v. *Weizsäcker*, Physik. Z. 39 (1938) 633.

aktiven Elemente. Man gelangt so auf Grund quantitativer Abschätzungen auch wieder zu einem Alter von etwa $5 \cdot 10^9$ Jahren.

Man sieht, daß noch vieles zu klären bleibt, was mit der Energieerzeugung im Sterninneren und mit der Sternentwicklung zusammenhängt, aber die schnelle Weiterentwicklung auf diesem Gebiete gerade in den letzten Jahren läßt uns hoffen, daß es der Zusammenarbeit von Astronomen und Physikern gelingen wird, auch eine weitere Klärung dieses Problems bald herbeizuführen.

A CSILLAGOK KÉMIAI ÖSSZETÉTELE ÉS FEJLŐDÉSÜK

Irta: *H. Vogt*.*

(Tartalmi kivonat.)

Csillagászati megfigyelésekből a csillagoknak csak bizonyos integrál sajátosságairól szerzünk tudomást. Ezek: a csillag tömege, sugara, közepes sűrűsége, kisugárzott energia mennyisége, spektruma (vagyis a kibocsátott sugárzásoknak energia eloszlása a különböző hullámhosszakra) és a csillag felületi, effektív hőmérséklete. Ezekből az adatokból az általános fizikai törvények felhasználásával következtünk a csillagok belső szerkezetére. A csillagok statikus állapotát a mechanikai egyensúly, az általános gáztörvény és ama követelmény által határozhatjuk meg, hogy a csillag belsejében a hőmérséklet a kifelé tartó energia áram ellenére se változzék meg. A mechanikai egyensúlyt a hidrodinamika segítségével fejezhetjük ki, míg az általános gáztörvény az ideális gázok állapotegyenletével helyettesíthető. Szokás a csillagok belsejében konvektív állapot lehetőségét is vizsgálni. Tehát ilyenkor nem követeljük meg, hogy a csillagok belsejében mindenütt statikus egyensúly legyen. Eszerint a csillagok anyaga fel- és leszálló áramlásokat végez. Konvektív állapot esetében az energiacsere, tehát nemcsak sugárzás, hanem főleg a hőenergiát tartalmazó anyag valóságos mozgása által történik. Az elméleti megfontolások szerint a csillag stacionárius állapotát teljesen meghatározza két adat: a tömeg és a kémiai összetétel. Ebből igen fontos következtetést vonhatunk a csillag fejlődésére, ez ugyanis csak akkor következik be, ha a két állapot-határozó közül az egyik vagy mind a kettő megváltozik. A kémiai összetételnek csillagról-csillagra való vizsgálatához a csillagok belső felépítésének elméletéből kiadódó «tömeg-abszolút fényesség» törvény és a Hertzsprung-Russel-diagram

* A heidelbergi egyetem csillagász professzorának és ottani csillagvizsgáló igazgatójának f. év szeptemberében Szakosztályunk ülésén elhangzott előadását közöljük jelen számunkban.

szolgáltatják az alapokat. Ahelyett, hogy a csillag állapotát jelenlegi tömegével és kémiai összetételével megadnók, meghatározhatjuk a csillagot fejlődésének bármely fázisában a csillag eredeti tömege és eredeti kémiai összetétele és a csillag kora segítségével. A csillagok tömege a sugárzásuk következtében, ha igen csekély mértékben is, de állandóan csökken, míg a kémiai összetétel változása az energiaforrás kérdésével kapcsolatos. Ma már tudjuk ugyanis, hogy a csillagok belsejében uralkodó fizikai állapotok mellett különböző atommagreakciók játszódhatnak le és e folyamatok következtében felszabaduló energia pótolja a sugárzásból keletkező energia veszteségét.

DISSOCIATION ENERGY OF THE NO MOLECULE

By R. F. Schmid † and L. Gerő.

Physical Institute of the Royal Hungarian University of Technical and Economic Sciences, Budapest, Hungary.

Investigating the band spectrum of NO molecule with large intensity and resolving power, predissociation phenomena were found on the upper levels of the γ -bands. Intensity drops were observed in the branches of the bands at lines, whose upper-states are $v' = 0, K' = 74$; $v' = 1, K' = 64$; $v' = 2, K' = 52$ and $v' = 3, K' = 38$, respectively. The limiting curve of predissociation, drawn in an energy $\sim J(J+1)$ diagram near this rotational levels, intersects the ordinate axis at an energy of 53800 cm^{-1} . At this height a combination of atomic terms $N + O$ must lie.

It is known, that the upper-state rotational term series of the β -bands intersect the much steeper upper term series of the γ -bands at many places. The lines risen from terms lying in the vicinity of the intersections, shows no perturbations under about 50500 cm^{-1} ; above this limit, intensity anomalies can be obtained at the intersection points. This can be explained by supposing another atomic term combination at this height, which can produce predissociation of the perturbed γ -terms only. With the aid of both these predissociation limits the $N + O$ atomic term scheme can be fixed relatively to the NO molecular levels, and it follows, that the dissociation energy of NO is 34600 cm^{-1} or 4.29 electronvolts. Since the vibrational levels of the NO ground state are observed up to nearly 4 volts, their convergence limit must lie higher than the atomic ground term combination $N(^4S) + O(^3P)$. The most probable dissociation limit for the NO ground state X²I is the $N(^2D) + O(^3P)$ combination at 53800 cm^{-1} .

The above dissociation scheme is the only one, which can fully explain the break up of the β -emission-bands with $v' = 4$, of the γ -bands with $v' = 3$ and of the δ -bands with $v' = 0$, furthermore the photodissociation phenomena of *NO*. *Flory* and *Johnston*¹ observed namely a photochemical decomposition of *NO* while irradiated with the 1832 Å line of mercury. The wave number of this line, 54567 cm⁻¹, is little greater than the height of the dissociation limit on the upper level of the γ -bands. If the formerly accepted *NO* dissociation energy of 5.29 volts were right, no atomic term combination would lie near the energy of this photochemical decomposition.

Az *NO* molekula disszociációs energiája.

(Összefoglalás.)

A nitrogénoxid molekula sávós szinképén végzett újabb vizsgálatok, melyeknek folyamán két predisszociációs határt sikerült megállapítani, 4.29 elektronvoltban határozzák meg az *NO* disszociációs energiáját. Az új disszociációs skémát, mely szerint az *NO* alapállapot az $N(^2D) + O(^3P)$ atomtermkombinációba disszociál, a nitrogénoxid fotokémiai disszociációjára vonatkozó kísérletek szintén alátámasztják.

DISSOCIATION ENERGY OF THE N_2 MOLECULE

By *R. F. Schmid* † and *L. Gerő*.

Physical Institute of the Royal Hungarian University of Technical and Economic Sciences, Budapest, Hungary.

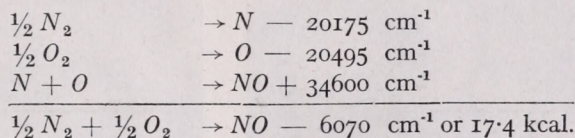
The new determination of the dissociation energy of *NO* makes the revision of the N_2 dissociation energy also necessary, because a value of 7.38 volts, established formerly by *Herzberg*² is inconsistent with $D(NO) = 4.29$ volts. Calculating 21.6 kcal as the heat of the formation for *NO* and $D(O_2) = 5.08$ volts, the dissociation energy of N_2 is about 5.2 electronvolts. Reexamination of the dissociation phenomena in N_2 and N_2^+ —the two known predissociation limits in N_2 , convergence in N_2^+ , Rydberg series etc. — shows, that a dissociation energy of 5.001

¹ *P. J. Flory, H. L. Johnston*, Journ. Am. Chem. Soc. 57:2641. 1935.

² *G. Herzberg, H. Sponer*, Zeitsch. f. phys. Chem. (B) 26. 1. 1934.

volts is consistent with all experimental data concerning N₂, N₂⁺ and NO. As the vibrational levels of the X ¹Σ_g⁺ N₂ ground state were observed up to even more than 5 volts, the molecular ground state cannot dissociate in the atomic ground states ⁴S + ⁴S. The dissociation products of the N₂ ground state are very probably both in the ²D state, at 78750 cm⁻¹ above the v = 0, J = 0 ground state of N₂.

From the dissociation energies of O₂, NO and N₂, obtained spectroscopically, one can now calculate an accurate value of the heat of formation of NO:



This value must be much more accurate, than the value obtained thermochemically.

The selective excitation of some N₂ bands in active nitrogen, observed by many authors,¹ finds in the new dissociation scheme of N₂ a quite natural and satisfactory explanation. Experiments with active nitrogen showed, that in the afterglow the bands of the «first positive nitrogen group» with initial vibrational quantum numbers v' = 0, 6 and 12 are much more strongly excited, than the other bands of this system. Now in the new dissociation scheme just at these energies there are the atomic term combinations ⁴S + ²D, ⁴S + ²P and ²D + ²D. If in the active nitrogen, as commonly proposed, there are free nitrogen atoms in the ⁴S ground state and in the ²D and ²P metastable states also, they can give rise to the selective excitation of the mentioned vibrational levels.

Az N₂ molekula disszociációs energiája.

(Összefoglalás.)

Az NO disszociációs energiájának új értéke az N₂ disszociációs energiájának újból való meghatározását is szükségessé tette. A D (N₂) számára megállapított új érték, 5·001 elektronvolt, a legjobb összhangban van az N₂ és N₂⁺ spektrumokban észlelt disszociációs és ionizációs jelenségekkel, valamint az aktív nitrogénben észlelt szelektív gerjesztéssel.

¹ F. Cavalloni, Zeitsch. f. Phys. 90. 342. 1934.; G. Herzberg, Zeitsch. f. Phys. 46. 878. 1928., 49. 512. 1928.

FÉNYKÉPFELVÉTELEK AZ 1942g WHIPPLE-FEDTKE ÜSTÖKÖSRŐL



1. 1943 február 4. Expozíció 40 perc. A perihélium átmenet előtt két nappal.



2. 1943 február 24. Expozíció 40 perc. Igen erős csóva 18 nappal a perihélium átmenet után.



3. 1943 február 25. Expozíció 60 perc. A fej erős sugárzása.



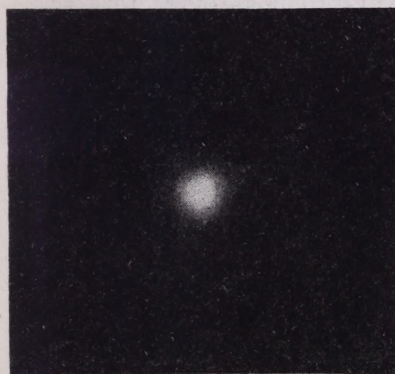
4. 1943 február 26. Expozíció 70 perc. A fej sugárzása csökkent, a fócsóva szétterült.



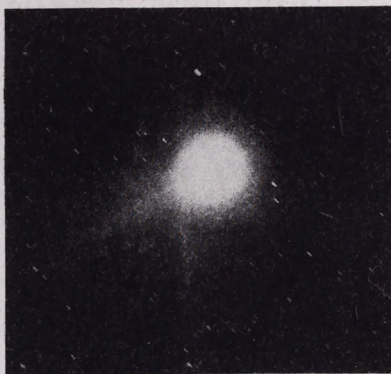
5. 1943 február 27. Expozíció 60 perc. Haeffner felvétele. Voigtländer Heliar $f = 105$ mm $F : 3.5$. Kettős csóva. A nagyobbik 15° hosszú. A Göncölszekér csillagai jól ismerhetők.



6. 1943 március 4. Expozíció 50 perc. A fej és a csóva terjedelme erősen lecsökkent.



7. 1943 március 7. Expozíció 40 perc. A kisugárzás csaknem teljesen megszűnt.



8. 1943 március 10. Expozíció 60 perc. Újabb csóvaképződés, erős fejkisugárzással.

Az 1942g üstökös 1943 február 6-án haladt át a perihéliumon. Az itt közölt felvételsorozat arról tanuskodik, hogy az üstökös legnagyobb fényessége nem a perihélium idején volt, hanem mintegy három héttel utána. Az üstökös fénye február 24-én hirtelen lángolt fel, majd utána pár nap múlva ismét erősen lecsökkent a csóvaképződés. Március 10.-e táján egy újabb tevékenység mutatkozott a csóvaképződésben. Mindkét esetben nagyméretű napfoltcsoport volt látható a Nap középpontján és igen valószínű, hogy az üstökös fényességében kimutatható változások az erős naptevékenységgel voltak összefüggésben.

A közölt képek egy kivételével a Svábhegyi Intézet 60 cm átmérőjű reflektorával készültek.

Budapest-Svábhegy, Csillagvizsgáló.

Kulin György

ISMERTETÉSEK¹

A Svábhegyi Csillagvizsgáló Intézet Közleményei, 1—18. sz. (= Mitteilungen der Sternwarte Budapest-Svábhegy, Nr. 1—18.) Budapest, 1929—1943.

A svábhegyi csillagdában végzett vizsgálatok, illetve megfigyelések nagy része 1938-ig az Astronomische Nachrichten című német folyóiratban jelent meg. 1938-ig az intézet közleményei közt nem is szerepelt magában az intézetben végzett munka eredményeiről való beszámoló. 1938 óta viszont főleg e közlemények keretében történik az intézeti tudományos eredmények publikálása, sőt utólag felvettek a sorozatba már régebben másutt közölt megfigyelési anyagot is (így a 7., 9., 14., 16. sz. kiadvány esetében). Innét magyarázható a közlemények számának 1938-tól való gyors növekedése az eddigi gyér gyarapodással szemben. A közlemények nyelve német, kivéve a 4. számút, mely magyarul jelent meg német összefoglalással. A 2. számú közlemény teljes szövege németül és magyarul is kiadásra került. A legtöbb német nyelvű közleményhez magyar összefoglalást csatoltak.

1. sz. L. DETRE: *Über die räumliche Verteilung der Sterne*. 1929. 37. o. A munka szerzőnek a berlini Recheninstitutban Kopff professzornál készült doktori értekezése. Szerző az új mt. wilsoni csillagszámlálások alapján kimutatja, hogy a csillagszámokban a Seeliger-féle elmélet által a csillagrendszer határának tulajdonított diszkontinuitás nincs meg. Az abszolút fényességek eloszlási függvényét sikerült mint két Gauss-féle eloszlás összegét, a csillagszámfüggvényt pedig mint egy harmadrendű exponenciális függvényt előállítani. A stellárstatisztikai integrálegenlet új megoldásainak igénybevételével és több átalakítása után sikerült a térbeli sűrűségeloszlás függvényét zárt alakban megkapni. Ugyanezzel a módszerrel az egyes színképosztályok térbeli eloszlását is vizsgálja, majd kimutatja, hogy a Malmquist-féle módszer a csillaghalmazok távolságának meghatározására nem alkalmazható általánosságban. A stellárstatisztika akkori állásának megfelelőleg az interstelláris abszorpciót a számításoknál nem vette szerző figyelembe, és ezért a numerikus eredmények ma már elavultnak tekinthetők.

2. sz. KELÉNYI: *A magyar csillagászat története. — Die Geschichte der ungarischen Astronomie*. 1930. (50 + 56 old.)

Ennek a munkának célja lett volna, hogy a külföldi csillagászokat megismertesse a magyarországi csillagászat eredményeivel és azokkal a nehézségekkel, melyek nálunk ezen tudomány kifejlődését mindig újra és újra megakadályozták. Sajnos, azonban a magyar csillagászat tényleg elért sikereiről nem tudunk meg belőle semmit, szerencse, hogy legalább csillagászatunkat ért tragikus körülmények még aránylag jól kitűnnek. (Amint ezt a V. J. S. 1931. évfolyamában található német kritikában is

¹ Ld. folyóiratunk legutóbbi számában a 79. oldalon a «Könyvismertetés» címszót követő megjegyzést.

olvashatjuk.) A munka célt tévesztettségéért azonban nem a szerző, hanem a kiadó felelős. Szerző, aki nem csillagász másként meg sem írhatta művét, és nem neki róható fel hibául, hogy tudományos szempontból annyira nem helytálló módon írta meg a magyar csillagászat történetét. Ilyen tárgyú és intézeti kiadványban megjelent munkát feltétlenül csillagásszal kellett volna megírtni. Részletekbe e helyen nem bocsátkozhatunk, csupán azt említjük még meg, hogy «a magyar csillagászat a XV—XVII. században» fejezetben asztrológusokat és csillagászati ismertetések szerzőit is, mint a magyar csillagászat képviselőiként sorol fel, továbbá, hogy egy ú. n. amatőr csillagász által felállított kis távcsövet is (amellyel egyébként semmi néven nevezendő legcsekélyebb tudományos produkció sem történt), szintén már egy fejezet címében is mint «magyar csillagvizsgáló» említi.

3. sz. K. MÓRA : *Der Lichtwechsel von R Scuti*. 1934. 172 o. A munka célja R Scutiról, a legtöbbet észlelt RV Tauri-típusú csillagról 1927-ig összegyűlt igen nagy megfigyelési anyagnak egységes fotometriai skálára való redukciója, és az így nyert homogén anyag alapján a csillag fényváltozásának vizsgálata. Mórának 66 különböző megfigyelőtől 1795 óta több mint 13.000 észlelést sikerült összegyűjteni. Mindegyik megfigyelő szisztematikus hibáit részletesen vizsgálja, és hosszabb időre kiterjedő megfigyelési anyag, mint pl. Schmidt és Argelander esetében, részletesen kitér a becslési skálaérték évszakos és lassú változásaira is. Így Móra munkája metodikai szempontból is igen értékes. R Scuti fényváltozásának periódusa Móra eredménye szerint periódusosan változik, és a fénygörbe alakváltozásában több szabályosság mutatható ki.

4. sz. BALÁZS JULIA : *A NO és CO⁺ molekula $^2\Sigma-^2\Pi$ sávjainak Zeemann-effektusa* (német összefoglalással). 1935. 24 o. Az értekezés szerzőnek fizikai doktori értekezése. A tárgynak csillagászati vonatkozása nincs, és mivel nem is a svábhegyi intézetben készült, a kiadványok közé való felvétele nem indokolt.

5. sz. JULIA BALÁZS und L. DETRE : *Untersuchungen über die Perioden- und Lichtkurvenänderungen von kurzperiodischen δ Cephei-Sternen*. I. 1938. 36 o. Detre kezdeményezésére 1934-ben a svábhegyi csillagda 16 cm-es asztrográfján több munkatárssal széleskörű program indult meg a rövid-periódusú δ Cephei-csillagok periódusváltozásának tanulmányozására. Ez a közlemény beszámol a munka első négy évének eredményeiről, 39 csillagról összegyűlt 17000 felvétel alapján. Eszerint azon csillagok száma, melyeknél periódus- és fénygörbeváltozások lépnek fel, sokkal kisebb, mint eddig hitték. Az észlelt periódusváltozások két csoportra oszthatók : 1. Nagyon lassú periódusváltozások, amelyek valószínűleg periódusosak, de olyan hosszú periódussal, hogy még egyetlen csillagról sem fejeződött be felfedezésük óta egy teljes periódus. 2. Igen erős, gyors periódusváltozások néhány hetes periódussal, melyeket ugyanezen periódussal ismétlődő erős fénygörbeváltozások kísérnek. Mint példát bemutatják a szer-

zők az RW Draconis változócsillag fénygörbéjének periódusos változásának tulajdonságait saját felvételeik alapján.

6. sz. K. LASSOVSKY: *Der photometrische Doppelstern SV Tauri*. 1938. 26 o. Szerző a csillagról hat éven át 1260 vizuális fotometriai észlelést végzett. Ezek alapján meghatározza a csillag fénygörbéjét, majd ebből a Russell-féle módszer segítségével levezeti a rendszer elemeit, mind egyenletes fényességű, mind teljes szélsőtétedéses korongok feltételezése mellett.

7. sz. G. KULIN: *Beobachtungen von kleinen Planeten in den Jahren 1933—38*. 1939. 32 o. Összefoglalás a 60 cm-es reflektorral felállítására óta történt kisbolygó-észlelésekről. 1933 szept. 15-én és 1938 dec. 31. között 1662 felvétel készült 828.⁹⁸ összexpozícióval. Ezek túlnyomó részét, 1024-et, Kulin készítette. A felvételekből levezetett kisbolygó-pozíciókat táblázatosan közli a szerző. A munka végén a 35 újonnan felfedezett bolygó van felsorolva. Ezeket mind Kulin fedezte fel, egyet Abaházival közösen.

8. sz. JULIA BALÁZS und L. DETRE: *Untersuchungen . . . II. AR Herculis*. 1939. 49 o. Az 5. sz. közlemény folytatása. 3363 felvétel alapján sikerült szerzőknek most először teljes képet kapni egy rövidperiódusú δ Cephei-csillag fénygörbeváltozásáról. Az eredmény igen jelentős a pulzációelmélet szempontjából (l. bővebben Csillagászati Lapok II. évf. 4. sz.).

9. sz. L. DETRE u. K. LASSOVSKY: *Beobachtungen von veränderlichen Sternen mit einem Keilphotometer*. 1939. 15 o. Szerzők vizuális fotometriai méréseinek összefoglaló ismertetése. Minthogy ezek részletesen már megjelentek az *Astronomische Nachrichten*-ben, ez az újbóli jóformán csak ábrákra szorítkozó kiadás nyugodtan feleslegesnek mondható, annál is inkább, mert nincs különösebb fontosságuk az ilyesfajta észleléseknek.

10. sz. L. DETRE: *Das System WZ Cephei*. 1940. 11 o. A csillagot régebben δ Cephei-típusúnak osztályozták, Detre felvételei alapján kiderült, hogy W Ursae Maioris-típusú fotometriai kettőscsillag. 414 felvételtől levezetett fénygörbe segítségével szerző megállapítja a rendszer-állandókat. A rendszer érdekessége, hogy a legjobban belapult komponenssel rendelkezik az összes ismert rendszerek közül ($b/a = 0.67$).

11. sz. JULIA BALÁZS und L. DETRE: *Das photometrische Doppelsystem WY Tauri*. 1940. 10 o. Ezt a csillagot is δ Cephei-csillagnak osztályozták, és a svábhegyi felvételek derítették ki kettős voltát. 411 felvétel alapján β Lyrae-típusú fénygörbe adódik, és szerzők ebből kiszámítják a rendszer-állandókat.

12. sz. Z. BERKES: *Die meteorologischen Verhältnisse am Svábhegy*. 1941. 29 o. Ennek a munkának inkább a Meteorológiai Intézet kiadványai között kellett volna megjelennie, ott is egy-két évtizeddel később.

Annál is inkább, mert a leolvasásokat a svábhegyi csillagda altiszti személyzete végezte és bizony közülük némelyik nem éppen a legnagyobb lelkiismeretességgel. Már ezért is hosszabb észlelési sorozatot kellett volna bevárni. Ettől eltekintve a 18 éves megfigyelési sorozatnak igen gondos feldolgozását találjuk itt.

13. sz. K. LASSOVSKY: *Photometrische Beobachtung der Pallas*. 1941. 10 o. Az 1936 június 13. és 22. között a Pallas bolygóról öt éjjelen készített 680 0,5—1 perces felvételek célja — szerző szerint — a bolygó fényváltozásának tanulmányozása és esetleges tengelyforgásának megállapítása lett volna. Erre vonatkozólag azonban szerzőnek nem sikerült semmiféle eredményre jutnia, megfigyelési anyagából még azt sem lehet eldönteni, hogy a bolygó változtatja-e egyáltalában fényét. Szerző ugyan a jún. 18-án és különösen a jún. 22-én kapott fényingadozást reálisnak tartja, de ezt a véleményét nem oszthatjuk. Ugyanis mindkét napon éppen lemezváltással kapcsolatosak a fényességugrások és így kétségtelen szisztematikus hibákról (valószínűleg egyenlőtlen előhívásról) van csak szó, nem pedig reális fényingadozásról. Amellett olyan fényváltozás, mint amelyet szerző észleléseiből levezet, kisbolygóknál fizikailag lehetetlen. Véleményünk szerint ennyire gyenge és kicsi észlelési anyagot nem lett volna szabad publikálni.

A következő három füzet a csillagda földrajzi koordinátáinak meghatározásával foglalkozik.

14. sz. L. TERKÁN: *Die Polhöhe der Sternwarte*. 1941. 7 o. A Horrebow—Talcott-módszerrel 1021 csillagpárból szerző 1925—28 közötti észleléseiből a passage-ház pillérének földrajzi szélességére

$$\varphi = + 47^{\circ} 29' 58''.627 \pm 0''.015$$

értéket kap. Ezt az eredményt már régebben az *Astronomische Nachrichten*ben is publikálták, és így újbóli közlése feleslegesnek mondható.

15. sz. A. KLIPP: *Die geographische Länge der Sternwarte*. 1941. 18 o. A svábhegyi Askania-féle passage-műszerrel történt 10 időmeghatározásból szerző a műszer pillérének földrajzi hosszúságára

$$\lambda = 1^{\text{h}} 15^{\text{m}} 51^{\text{s}}.407 \pm 0^{\text{s}}.004$$

értéket kap.

16. sz. E. GUÓTH: *Die Seehöhe der Sternwarte*. 1941. 2 o. Az eredmény 474.4476 m. Ennek külön kiadványban való közlése szokatlan, és szerintünk a kiadványok külföldi presztizsét nem nagyon emeli. Erről természetesen nem a szerző tehet.

Az utolsó két kiadvány a rövidperiódusú δ Cephei-csillagok főképviseletével, RR Lyrae-vel foglalkozik, az 5. sz. kiadványban vázolt program keretében:

17. sz. L. DETRE: *Untersuchungen... III. Die Perioden von RR Lyrae*. 54. o. 1943.

18. sz. JULIA BALÁZS und L. DETRE: *Untersuchungen ... IV. Die sekundären Helligkeitsschwankungen von RR Lyrae.* 35 o. 1943.

Szerzők fotografiai felvételeik — ezek száma 6512 — alapján megállapítják, hogy RR Lyrae fénygörbéjének változásai ugyanazokat a tulajdonságokat mutatják, mint a II. közleményben tárgyalt AR Herculis-nél. Ezeket legegyszerűbben két közel egyenlő periódusú rezgés összetevődésével magyarázhatjuk. A két periódus RR Lyrae-nél 0.^d567 és 0.^d559. A más oldalról eddig publikált megfigyelési anyag részletes feldolgozásából szerzők bebizonyítják, hogy mindkét periódus lassú változásokat mutat, és pedig úgy, hogy változik a két rezgés összetevődéséből származó lebegés periódusa is, amely tulajdonképpen a fénygörbeváltozások periódusával azonos. A csillag fényváltozásának sajátosságairól eddig, bár már igen nagy megfigyelési anyag állt rendelkezésre külföldi forrásból, teljesen téves nézetek uralkodtak.

* * *

Összefoglalóan megállapíthatjuk, hogy a svábhegyi csillagda kiadványai közül néhány internacionális viszonylatban is számottevő. Véleményünk szerint csak ezek kiadására kellett volna szorítkozni, nem a kiadványok száma, hanem a minősége fontos. Feltétlen nagyobb megbecsülésnek örvendenének általánosságban külföldön e kiadványok, ha legalább a 2., 13. és 16. számúak elmaradtak volna. De a 4., 9., 12., 14. és 15. számúak elhagyásáért sem lett volna kár. Reméljük, a jövőben csak a tényleg nívós munkákat veszik föl a kiadványok közé. D—ő.

SZAKOSZTALYI ÜGYEK

A Szakosztály új tisztikara.

Az 1943 május 14-én tartott szakosztályi ülés első programja az új tisztikar és az új intézőbizottság megválasztása volt.

Ezek szerint a következő három évre: elnök: *dr. Detre László*, a svábhegyi csillagvizsgáló obszervátora; alelnökök: *dr. Bacsák György* ügyvéd és *dr. Perczel György*, a BSzKRT. vezérigazgatója; jegyző: *dr. Kulín György*, a svábhegyi csillagvizsgáló intézeti tanára; intézőbizottsági tagok: *Fraunhofer Lajos*, a m. kir. orsz. meteorológiai és földmágnességi intézet nyug. igazgatója; *dr. Jelítai József* egyetemi magántanár; *dr. Lassouszky Károly*, a svábhegyi csillagvizsgáló igazgatója; *dr. Ortvay Rudolf*, a Pázmány Péter Tudományegyetem ny. r. tanára és *dr. Rybár István*, a Pázmány Péter Tudományegyetem ny. r. tanára.

Szerkesztőnek az intézőbizottság *dr. Dezső Lorántot*, a kolozsvári egyetemi csillagvizsgáló asszisztensét választotta meg.

Szakosztályi alapszabályok.*

1. A Szakosztály célja a Kir. Magyar Természettudományi Társulat keretén belül alkalmat nyújtani a csillagászat körébe vágó eredeti dolgozatok és közlemények előterjesztésére és a csillagászat újabb haladását feltüntetető összefoglaló, valamint egyes szakmunkák ismertetésére, avagy előre kitűzött tudományos kérdések megvitatására. Ezzel kapcsolat-

* A Csillagászati Lapok eddig még nem közölte a Szakosztály alapszabályait, most az új tisztikarválasztás különösen időszerűvé teszi leközlésüket.

ban alkalmat akar adni, hogy az ugyanebben a szakban munkálkodók egymással érintkezessenek és egymással tudományos eszmecserét folytathassanak.

2. A Szakosztály tagjai. A szakosztálynak tagjai a Társulatlak azok a tagjai, akik a Szakosztály által megállapított 8 P tagsági díjjal a Szakosztályba belépnek.

Azt a tagot, aki a Szakosztály anyagi támogatásához nagyobb összeggel hozzájárul, a Szakosztály a pártoló tag címmel tüntetheti ki.

3. A tagok jogai. A tagok előadást tarthatnak, a Szakosztály működési körébe vágó eszközöket bemutathatnak, szakmunkákat ismertethetnek stb. és hozzászólási joggal részt vehetnek a Szakosztály ülésein, szavazhatnak és választhatók; azonban csak akkor, ha az előző évi társulati és szakosztályi tagsági kötelezettségüknek eleget tettek.

A Szakosztályban csak szakosztályi tagok adhatnak elő és csak szakosztályi tagok dolgozatai terjeszthetők elő. Ez alól a szabály alól a Szakosztály elnöksége, ill. intéző bizottsága kivételes méltánylást érdemlő esetekben felmentést adhat (ha pl. külföldi előadóról, vagy más szakosztályok kiváló tagjairól, esetleg anyagiakban szűkölködőkről van szó).

4. A Szakosztály tisztviselői a következők: *a)* az elnök (esetleg tiszteletbeli elnök); *b)* egy, vagy két alelnök; *c)* a szerkesztő; *d)* a jegyző. Tisztviselők csak a Szakosztály tagjai közül választhatók. Az elnök, amennyiben nem választmányi tag, a Társulat Választmányába tanácskozási joggal meghívatik.

5. Az intézőbizottság tagjai. A Szakosztály tisztviselői, a Szakosztály által választott öt taggal együtt alkotják az intézőbizottságot.

6. A tisztviselők választása. A tisztviselőket, a szerkesztő kivételével, valamint az intézőbizottság többi tagját, a Szakosztály tagjai három évenként a Társulat évi közgyűlését követő szakosztályi ülésen titkos szavazással, általános szótöbbséggel választják. A hároméves ciklus letelte előtt megüresedett tisztségeket a Szakosztály a ciklus hátralevő idejére időközben is betöltheti.

A három évi ciklus letelte után az elnök és az alelnökök szükségképpen változnak, kivéve, ha a ciklus leteltelkor tisztségüket a ciklus közben való megüresedés folytán, három évnél rövidebb idő óta viselik, amikor újból való megválasztásuk esetében csak a következő ciklus végén lépnek vissza.

Az intézőbizottság a tisztviselők választásakor, mint jelölő bizottság is működik; a jelölés azonban csak tájékoztató jellegű, a Szakosztály tagjainak joguk van szavazatukat másokra is leadni.

A szerkesztőt a ciklus tartamára az intézőbizottság választja és a választás eredményét bejelenti a Szakosztálynak.

A választások eredménye a Társulat választmányának bejelentendő.

(Az előző ciklus elnöke alelnökké, az alelnöke elnökké megválasztható.)

7. A tisztviselők díjazása. A tisztviselők közül a szerkesztő és a jegyző díjazásban részesül. A Csillagászati Szakosztályban a jegyző tiszteletdíja 200 P, a szerkesztő tiszteletdíja 400 P; a szakosztály-költségvetés terhére.

A tiszteletdíjat a Társulat pénztára fizeti ki.

8. Az intézőbizottság feladata. Vezeti a Szakosztály ügyeit; előzetesen megvitatja a Szakosztály elé terjesztett indítványokat, javaslatokat készít; fenntartja a kapcsolatot a Szakosztály és a Társulat között; megállapítja és ellenőrzi a Szakosztály számadásait és költségvetését; közreműködik a Csillagászati Lapok kiadásában és szerkesztésében; szükség esetében az egyes benyújtott dolgozatokról véleményt mond és megjelenésük felett dönt.

Az intézőbizottság határozatai a szakosztályi üléshez megfelelőbevezethetők.

9. Az elnök képviseli a Szakosztályt és a Társulat Elnöksége, ill. Választmányának közötti kapcsolatot; összehívja és vezeti a Szakosztályt és az intézőbizottság üléseit; szavazatok egyenlősége esetében, kivéve a választásokat, szavazatával dönt; látmozza a Szakosztály összes számadásait és közreműködik a Csillagászati Lapok szerkesztésében.

10. Az alelnökök az elnököt akadályoztatása esetében ügykörében helyettesítik.

11. A jegyző írja a Szakosztály üléseiről szóló tudósításokat. A tudósítások egy példányt a Társulat Titkárságának adandó át, hogy az belőle esetleg jelentést tehessen a Választmányának. Előterjeszti a Szakosztálynak az intézőbizottság megállapodásait, javaslatát és a beérkezett indítványokat; nyilvántartja a tagok névsorát; gondoskodik

előadókról; a szerkesztővel egyetértésben kiosztja bemutatásra a beérkezett dolgozatokat, megállapítja az elnök közreműködésével az ülés tárgysorozatát, lehetőleg a dolgozatok beérkezésének sorrendje szerint; intézkedik, hogy a meghívók a Társulat irodája által kellő időben szétküldessenek; végzi a Szakosztálynak a szerkesztéssel nem kapcsolatos összes levelezését.

12. A Szakosztály ülései.

a) Az intézőbizottság üléseit rendszerint közvetlenül a Szakosztály ülései előtt tartja. Összehívásukról az elnök gondoskodik.

b) A szakosztályi ülések, általában július, augusztus és szeptember hónapok kivételével, minden hónapban hétköznapon tartandók. A társulati választmányi ülés napján, valamint más szakosztály részére megállapított napon egyidejűleg szakosztályi ülés nem tartható. A szakosztályi ülésre szóló meghívókat az elnök és a jegyző írja alá. 20 tag írásban beadott kívánságára az elnök 14 napon belül rendkívüli ülést köteles összehívni.

Akik előadást (bemutatást, ismertetést) óhajtanak tartani, előadásuk címét az ülés előtt legalább nyolc nappal a jegyzőnek bejelenteni tartoznak. Akik dolgozatukat nem személyesen kívánják bemutatni, azok azt, rövid kivonat kíséretében, mely a legfontosabb eredményeket tartalmazza, a bemutatásra vonatkozó esetleges kívánságaiknak megjelölésével a jegyzőnek küldik, ki a dolgozatokat ismertetés céljából, a szerkesztővel egyetértésben, a szerző esetleges kívánságainak tekintetbe vételével, a Szakosztály valamelyik, az illető tárggyal foglalkozó tagjának adja át.

Minden előadó köteles előadásának tömör rövidséggel szerkesztett kivonatát lehetőleg az ülés előtti napon a jegyző kezébe juttatni, hogy a tudósítást idejében megírhasssa és hogy a napisajtót az előadásról idejekorán értesíthesse.

13. A szerkesztő az elnök közreműködésével szerkeszti a Csillagászati Lapokat, végzi a folyóirattal kapcsolatos levelezéseket; ellenőrzési záradékkal látja el a füzetek elszámolási jegyzékét és az összes, a folyóiratot illető számlákat; minden rendkívüli szükségletről jelentést tesz az intézőbizottságnak; a Társulat pénztárosával és a Szakosztály jegyzőjével elkészíti a Szakosztály mult évi számadását és folyó évi költségelőirányzatát és azokat a Társulat közgyűlését megelőző szakosztályi ülésen bemutatja.

14. Általános határozmányok. A Szakosztály kifelé (hatóságokkal, más tudományos társulatokkal stb.) közvetlen nem közlekedhetik, csakis a Társulat Elnöksége útján.

A Szakosztály működésének szüneteltetése vagy feloszlata a Társulat Választmányának hatáskörébe tartozik, mely intézkedéseiről a közgyűlésnek jelenlést tesz.

A Szakosztálynak, mely nem jogi személy, vagyona nincs; az a vagyon, mely a Szakosztály rendeltetésének szolgálatára jut a Társulat tulajdonába, a Szakosztály feloszlása esetén, a Társulat szabad rendelkezésére áll.

* * *

A K. M. Természettudományi Társulat valamennyi szakosztályának lényegileg egységes Szabályzata van. De a Szakosztályoknak jogukban áll különleges célkitűzéseiknek megfelelően ezen egységes szabályzat egyes pontjaihoz, amennyiben azzal nem ellenkeznek, függelékeket csatolni.

A szerkesztésért Dr. DEBŐ LORÁNT, kiadásért Dr. GOMBOCZ ENDRE felelős:

Stephanum nyomda Budapest. Felelős: ifj. Kohl Ferenc.

HIRDETÉS.

Csillagászati és kilátó távcsöveket, kronomé-
reket, kronográfokat bármely állapotban veszek.

Érdeklődők forduljanak «Astro» jellegével a szerkesztőséghez.

CSILLAGÁSZATI LAPOK

VIERTELJÄHRLICH ER-
SCHEINENDE ZEITSCHRIFT
D. ASTRONOMISCHEN ABT.
DES KÖN. UNG. NATURWIS-
SENSCHAFTLICHEN VEREINS

REDIGIERT VON

QUARTERLY JOURNAL OF
THE ASTRONOMICAL SEC-
TION OF THE ROYAL HUNGA-
RIAN SOCIETY OF SCIENCE

EDITED BY

L. DEZSŐ

Universitäts-Sternwarte || University Observatory
Kolozsvár

6. Jahrg. — Vol.

1943

Nr. 3

INHALT — CONTENTS

- H. VOGT: Die chemische Zusammensetzung und die Entwicklung der Sterne — The chemical Constitution and the Development of the Stars (Deutsch, mit ungarischem Auszug — German, with an Extract in Hungarian) 81
- R. F. SCHMID, L. GERŐ: Die Dissoziationsenergie des NO Moleküls — Dissociation Energy of the NO Molecule (Englisch, mit ungarischer Zusammenfassung — English, with a Summary in Hungarian) 101
- R. F. SCHMID, L. GERŐ: Die Dissoziation des N_2 Moleküls — Dissociation Energy of the N_2 Molecule. (Englisch, mit ungarischer Zusammenfassung — English, with a Summary in Hungarian) 102
- GY. KULIN: Photographische Aufnahmen des Kometen 1942g Whipple-Fedtke — Photographs of the Comet 1942g Whipple-Fedtke..... 104
- Besprechungen. — Reviews (Ungarisch — Hungarian.) 106
- Vereinsangelegenheiten — Account of the Society concerns (Ungarisch — Hungarian)..... 110

BUDAPEST

Stephanum Buchdruckerei — Stephanum Press.

08.684

CSILLAGÁSZATI LAPOK

A KIR. MAGY. TERMÉSZETTUDOMÁNYI TÁRSULAT
CSILLAGÁSZATI SZAKOSZTÁLYÁNAK FOLYÓIRATA

SZERKESZTI
DEZSŐ LORÁNT

6. évfolyam

1943

4. szám

TARTALOM

BACSAK Gy.: Összefüggések a Föld változó pályaelemeiben	113
BARABÁS J.: Tükröző felületekről	120
Dezső L.: A protuberanciák mozgása	126
KÖNYVISMERTETÉSEK	154
SZAKOSZTÁLYI ÜGYEK	157
A 6. évfolyam tartalma	158

BUDAPEST,
STEPHANEUM NYOMDA

CSILLAGÁSZATI LAPOK

A KIR. M. TERMÉSZETTUDOMÁNYI TÁRSULAT CSILLAGÁSZATI
SZAKOSZTÁLYÁNAK FOLYÓIRATA

MEGJELENIK NEGYEDÉVENKÉNT

Szerkeszti

DEZSŐ LORÁNT

A szerkesztőség címe : Csillagvizsgáló Intézet, Kolozsvár, Majális-u. 109. Tel. : 17-20.
vagy Csillagvizsgáló Intézet, Bpest-Svábhegy, Konkoly Thege Miklós-út 2. Tel.: 365-187.

A folyóiratot a Csillagászati Szakosztály tagjai illetmény gyanánt kapják. Tagdíj 8 P.
A Szakosztály tagja bárki lehet, ki egyúttal a Természettudományi Társulat tagja.

Nem tagok részére a Csillagászati Lapok évi előfizetési díja 9 pengő. Az elő-
fizetési díjak a Természettudományi Társulat (a Csillagászati Lapok Kiadóhivatala)
címeire Budapest, VIII., Eszterházy-utca 16. sz. küldendők. Postatakarékpénztári
csekszámla sz. 32.399.

Előzetes megbeszélés nélkül beküldött cikkek megjelenését a szerkesztőség
nem biztosíthatja.

Közleményeikért a szerzők sajátmaguk kötelesek felelősséget vállalni.

Az ábrákat a szerzők kliszózásra alkalmas módon küldjék be.

A cikkek magyar, német, angol, francia és olasz nyelven küldhetők be.
Idegennyelvű cikkhez magyar, magyarnyelvű cikkhez idegennyelvű össze-
foglalás irandó.

Az írói tiszteletdíj oldalankint 6 P, sűrűbben szedett szöveg esetén 7 P.
Doktori értekezések szerzői a tiszteletdíj helyett 150 példány ingyen
különlenyomatot kapnak. Egyébként a szerzők cikkeikből 50 különle-
nyomatot kapnak ingyen, de saját költségükön tetszőleges számú
példányt rendelhetnek.

CSILLAGÁSZATI LAPOK

CSILLAGASZATI LAPOK

ZEITSCHRIFT DER ASTRO-
NOMISCHEN ABTEILUNG
DES KÖN. UNGARISCHEN
NATURWISSENSCHAFT-
LICHEN VEREINS

JOURNAL OF THE ASTRO-
NOMICAL SECTION OF THE
ROYAL HUNGARIAN
SOCIETY OF SCIENCE

REDIGIERT VON | EDITED BY

L. DEZSÖ

6. JAHRGANG

1943

6. VOLUME

1943

BUDAPEST

STEPHANEUM BUCHDRUCKEREI — STEPHANEUM PRESS

CSILLAGÁSZATI LAPOK

A KIR. MAGY. TERMÉSZETTUDOMÁNYI TÁRSULAT
CSILLAGÁSZATI SZAKOSZTÁLYÁNAK FOLYÓIRATA

SZERKESZTI

DEZSŐ LORÁNT

6. ÉVFOLYAM

1943

BUDAPEST

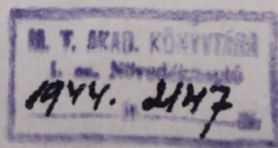
STEPHANEUM NYOMDA

9116. 11/11

TARTALOMJEGYZÉK

Inhalt — Contents

	Oldal
1. szám.	
THÜRING B., Methoden und Ergebnisse der Erforschung der Sonnengranulation und der Sonnenflecken	1
(A napgranulációk és napfoltok kutatásának módszerei és eredményei)	19
DEZSŐ L., A kolozsvári egyetemi csillagvizsgáló 1941—1942	20
LASSOVSKY K., A svábhegyi csillagvizsgáló intézet 1942. évi működése	35
KÖNYVISMERTETÉSEK	43
2. szám.	
FÉNYES I., Az atom hullámmechanikai és statisztikus elméletének kapcsolata	49
(Über den Zusammenhang zwischen der wellenmechanischen und statistischen Theorie des Atoms)	68
P. THEWREWK A., A Kheopsz-piramisról	69
(De la pyramide de Chéops)	79
KÖNYVISMERTETÉS	79
SZAKOSZTÁLYI ÜGYEK	80
3. szám.	
VOGT H., Die chemische Zusammensetzung und die Entwicklung der Sterne	81
(A csillagok kémiai összetétele és fejlődésük)	100
SCHMID R. F., GERŐ L., Dissociation Energy of the NO Molecule	101
(Az NO molekula disszociációs energiája)	102
SCHMID R. F., GERŐ L., Dissociation energy of the N ₂ Molecule ...	102
(Az N ₂ molekula disszociációs energiája)	103
KULIN Gy., Fényképfelvételek az 1942g Whipple—Fedte-üstökösről..	104
ISMERTETÉSEK	106
SZAKOSZTÁLYI ÜGYEK	110
4. szám.	
BACSAK Gy., Összefüggések a Föld változó pályaelemeiben	113
(Zusammenhänge zwischen den säkularveränderlichen Elemente der Erdbahn)	119
BARABÁS J., Tükröző felületekről	120
(Über spiegelnde Oberflächen)	125
DEZSŐ L., A protuberanciák mozgása	126
(The Motion of the Prominences)	153
KÖNYVISMERTETÉSEK	154
SZAKOSZTÁLYI ÜGYEK	157



CSILLAGÁSZATI LAPOK

6. évfolyam

1943

4. szám

ÖSSZEFÜGGÉSEK A FÖLD VÁLTOZÓ PÁLYAELEMEIBEN

Írta: Bacsák György

1. Ha a precessziótól eltekintünk és csak azokat a szekuláris változásokat vizsgáljuk, melyeket a többi 7 nagybolygó hoz létre a Föld pályaelemeiben, akkor két pár változó elemet találunk: az egyik pár az e és $\tilde{\omega}$, a másik pár az i és Θ . Az e a pálya középpont-kívüliségét jelenti s mivel a nagytengely változatlan, tulajdonképpen a kistengely változásairól ad hírt. Az $\tilde{\omega}$ a perihelium pontjának a kezdő tavaszponttól mért héliocentrikus hosszúságát, vagy úgy is mondhatjuk, hogy a nagytengelynek az ekliptika síkján belül való elfordulását jelenti. Ez az elfordulás általában direkt irányú. Az i azt a szöveget jelenti, mellyel az ekliptika síkja kezdeti helyzetével szemben a csomóvonal mint tengely körül elbillen. A Θ a felszállócsomópont hosszúságát, vagy úgy is mondhatjuk, hogy a csomóvonal elfordulását jelenti, mely általában hátráló irányú.

Az első pár változó elem a háborgató erőnek attól az össze-tevőjétől származik, mely a mindenkori ekliptika síkjába esik. A második pár változó pedig a háborgató erőnek attól az össze-tevőjétől ered, mely a mindenkori ekliptika síkjára merőle-gesen hat.

2. Ezt a két pár változó elemet olyan időpontból kiindulva, melyben a bolygópályákat jól ismerjük, akár a múltba, akár a jövő-dőbe az égi mechanika tanítása szerint a következő egyenletek alap-ján lehet kiszámítani:

$$e = \sqrt{h^2 + l^2}, \quad \operatorname{tg} \tilde{\omega} = \frac{h}{l}, \quad \operatorname{tg} i = \frac{p}{q}, \quad \operatorname{tg} \Theta = \frac{p}{q}, \quad \text{ahol}$$

$$h = \sum_k N_k \sin(g_k t + \beta_k) \quad p = \sum_k N'_k \sin(g'_k t + \beta'_k)$$

$$l = \sum_k N_k \cos(g_k t + \beta_k) \quad q = \sum_k N'_k \cos(g'_k t + \beta'_k).$$

Ezekben a képletekben h , l , p és q tiszta viszonyszámok és a segédváltozók szerepét töltik be, amelyek alapján az e , $\tilde{\omega}$, i és Θ értékeit valamely kívánt időpontra kiszámíthatjuk.

Az N , g , β és N' , g' , β' csillagászati állandók, melyek a válasz-



tott kiindulási időponthoz tartoznak és minden háborgató bolygóra nézve más és más értékűek, amit a k index jelez. A g az illető bolygó nagytengelyének a keringési síkján belül elfoglalt helyzetét, illetve ennek évi átlagos direkt irányú elfordulását, a g' pedig a csomóvonalának évi átlagos hátráló irányú elfordulását jelenti. A t éveket jelent.

3. Az állandók kiszámításához a középtávolságokat és a bolygók tömegét kell ismernünk az egységül vett Nap tömegéhez képest. Maga a kiszámítás roppant bonyolult. Csúpan a 42 állandó kiszámításához szükséges képletek több oldalszámot foglalnának el. MILANKOVICS MILUTIN (1.) ezt azzal jellemzi, hogy sok egyében kívül az állandók meghatározása nem kevesebb, mint 80.640 különböző numerikus kiszámítást igényel. Minthogy pedig itt approximációról van szó, a számítás többszöri megismétlése is szükséges. Éppen azért a bolygók tömegéről való tudásunk folytonos fejlődésének dacára nem sok csillagász vállalkozott erre a kiszámításra. A leg híresebb számítás LEVERRIER (2.) műve volt s azért ezeket az állandókat Leverrier-féle állandóknak is szokták nevezni. A leg újabb számítás, mely teljesen LEVERRIER képletei alapján, de a modern bolygótömegekkel volt végrehajtva, 1931-ből MISKOVICS VAZUL-tól¹ származik (3.).

4. MISKOVICS a Naprendszer 1800 I/1-iki állapotából kiindulva a h , l , e és $\tilde{\omega}$ értékeiről 10.000 évenként, a p , q , i és Θ értékeiről 5000 évenként — 650.000 évig kész táblázatokat is tett közzé. Ha ezekben a táblázatokban néhány sajtóhibát s néhány jelentéktelen számítási hibát kijavítottunk s azokba mindama nem kerek évszámokhoz tartozó adatokat is közbeiktattuk, ahol az előjelre való tekintet nélkül $h = l$, vagy $p = q$, avagy $h = 0$, $l = 0$, $p = 0$ vagy $q = 0$, akkor igen egyszerű az e , $\tilde{\omega}$ pár és az i , Θ pár történeti lefolyását szemléltető ábrákat megszerkeszteni.

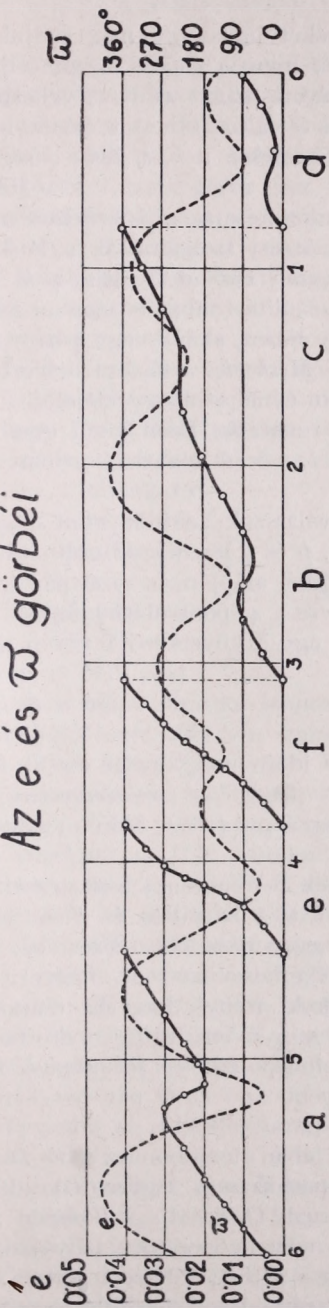
Azokban az időpontokban t. i., mikor $h = 0$, akkor $e = l$ és fordítva, ha $l = 0$, akkor $e = h$, amit a kiegészített Miskovics-féle táblázatokból készen kapunk.

A $h = l$ időpontokban, ha az előjelek egyezők, $\tilde{\omega} = 45^\circ$ vagy 225° ; ha az előjelek különbözők, akkor $\tilde{\omega} = 135^\circ$ vagy 315° . A $h = 0$ időpontokban $\tilde{\omega} = 180^\circ$ vagy 360° s az $l = 0$ időpontokban $\tilde{\omega} = 90^\circ$ vagy 270° . Ha a grafikont időrendben szerkesztjük, akkor a $\tilde{\omega}$ -nél lehetséges két különféle érték között a választás önként adódik, mert az egyik környolcadból mindig csak egy szomszédos környolcamba juthatunk.

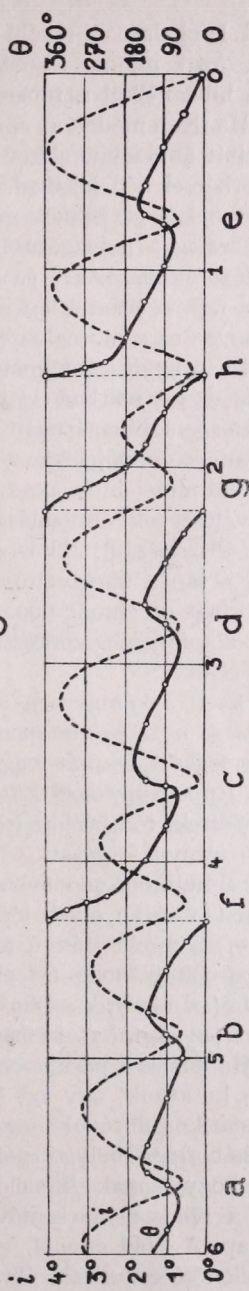
Mindez szószerint áll a p , q segédváltozók és a $tg i$ meg $tg \Theta$ között fenálló összefüggésre nézve is s ezeknek a változó elemeknek

¹ A belgrádi csillagvizsgáló igazgatója.

Az e és ϖ görbék



Az i és θ görbék



I. ábra.

8*

történeti lefolyását ábrázoló görbéket ugyanúgy meg tudjuk szerkeszteni. Az i mindig kisebb volt, mint 4° , azért a mi céljainkra nagyobb hiba nélkül a tangens helyett magát az ívet, vehetjük.

5. Ha ilyen módon az e , $\bar{\omega}$, i és Θ változásainak történeti lefolyását akarjuk ábrázolni, akkor természetesen a h , l , p és q segédváltozók görbéivel kell kezdeni.

Ezeknek a görbéknek megszerkesztése azért is érdemes munka, mert mellesleg a legszigorúbb ellenőrzést szolgáltatják a Miskovics-féle táblázatokhoz. Az l és q ugyanis első deriváltja a h , illetve p -nek s a rajz ez úton a legkisebb számítási hibát is azonnal felszínre hozza, legyen az a hiba akár h vagy p -ben, akár l vagy q -ban. A p és q rovatokban egyébiránt, melyekre *Miskovics* a fősúlyt helyezte, alig van hiba. A p rovatban — 415.000 évnél van egy előjelhiba, mely mint számszerű hiba átment a Θ rovatába. Ezen kívül csak sajtóhibák vannak az előjelekben. A h , l , e és $\bar{\omega}$ rovatban néhány jelentéktelen számítási hiba akad.

A változások ábrázolásánál válasszuk az időt mint független változót abszcisszául, akkor a h , l , p és q lesznek az ordináták.

Ha aztán a segédváltozók görbéi alapján az e , $\bar{\omega}$ pár és az i , Θ pár görbéit az elmúlt 600.000 évre a 4. pont alatt kifejtett összefüggések alapján megszerkesztjük, úgy a következő 1 ábrán látható képet nyerjük.

6. Ezen a két görbepáron azonnal feltűnik, hogy a $\bar{\omega}$ *kétféleképpen reagál az e minimumaira*, vagy egy időre (20—25.000 évre) hátráló mozgásba csap át, vagy egy időre meggyorsítja direkt irányú forgását. Éppen úgy a Θ *kétféleképpen reagál az i minimumaira*, vagy egy időre direkt irányú forgásba csap át, vagy egy időre meggyorsítja a hátráló irányú forgását.

Az elmúlt 600.000 évben e -nek 6 minimuma volt, ezek közül 4 esetben (az ábrán $a—d$) lépett föl a $\bar{\omega}$ hátrálása és 2 esetben (az ábrán $e—f$) a direkt irányú forgás gyorsulása következett be.

Az i -nek 600.000 év alatt 8 minimuma volt, melyek közül 5 esetben (az ábrán $a—e$) a Θ direkt irányú forgásba csapott át, 3 esetben (az ábrán $f—h$) hátráló irányú forgását gyorsította meg.

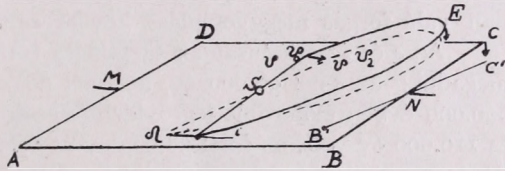
7. Ha ennek a párhuzamosan föllépő érdekes jelenségnek fizikai oka után kutatunk, úgy azt könnyebb az i és Θ pár esetében egyszerű sematikus ábrával megadni. (2. sz. ábra.)

A háborgató bolygó pályasíkjában feküdjön az $ABCD$ négyzet úgy, hogy annak BC oldala párhuzamos legyen a kezdő időpontban a Föld-pálya csomóvonalával, $\Omega_0\bar{\sigma}_0$ -tal s a közepén S -ben lesz a Nap. A Föld eszmei, vagyis nem háborgatott, pályájának az $ABCD$ sík fölé eső részét ábrázolja a $\Omega_0E\bar{\sigma}_0$ kihúzott görbe. A két keringési sík egymással az i szöget zárja be. A felszálló csomópont-

ban a háborgató erőnek olyan összetevője, mely az ekliptika síkjára merőleges volna, még nincsen. Azonban E -felé haladva ez az összetevő növekszik s az ekliptika síkját végül is a csomóvonal mint tengely körül elbillenti. A Föld háborgatott pályája tehát az ábrán a vonalkázva rajzolt görbe lesz, mely a kihúzott görbe alá esik. A következő keringés útja azután még mélyebbre esik. Természetes tehát, hogy a háborgatott pálya az $ABCD$ síkot nem \bar{O}_0 pontban, hanem korábban, \bar{O} pontban fogja elérni. Az új csomóvonal tehát $\bar{O}\Omega$ lesz s ezzel érthetővé válik, hogy az i változásával kapcsolatban a csomóvonal is általában hátráló irányban $\Delta\theta$ szöggel elfordul.

Ha mármost az i értéke igen kicsiny lesz, minimumba kerül, akkor a θ kétféle reakcióját könnyű megérteni, ha tekintetbe vesszük, hogy az $ABCD$ sík sem változatlan, hanem egy *harmadik* bolygó háborgatása folytán ez is elbillenhet. Legfeltűnőbb lesz ennek hatása, ha a háborgató

bolygónak a harmadik bolygóval szemben létező csomóvonalát az AB oldallal párhuzamosan vesszük föl, mint az ábrán az MN jelzi. Úgy okoskodhatunk, hogy a Földön és az



2. ábra.

$ABCD$ síkban keringő háborgató bolygón kívül még másik 6 bolygó áll rendelkezésünkre, melyeknek csomóvonalai éppen úgy forgolódnak, mint a Földé. Tehát egy csak akad közöttük, melynek csomóvonalja közelesik az MN irányhoz.

Ha mármost az $ABCD$ sík elbillenése olyan értelemben történik, hogy az $A'B'$ az AB fölé, a $C'D'$ oldal pedig a CD alá kerül, mint azt az ábrán $B'C'$ pontozott egyenes jelzi, akkor a Föld háborgatott pályája, vagyis a vonalkázott görbe, már nem \bar{O} pontban, hanem csak később a \bar{O}_0 ponttól balra, az $ABCD$ síkon alul, valahol a \bar{O}_1 pontban dőfi át az új $A'B'C'D'$ síkot, amivel a Föld csomóvonalának retrográd irányból direkt irányba való átsapása már meg van magyarázva.

Ha pedig az $ABCD$ sík az MN csomóvonal körül az ellenkező irányban billen el, akkor a Föld háborgatott pályája a háborgató bolygó új pályasíkját nem \bar{O} pontban, hanem már korábban, attól jobbra valahol \bar{O}_2 pontban fogja átdőfni s ezzel a hátráló forgás meggyorsulása is érthetővé válik.

Egyszóval a θ kétféle reakcióját az i minimumaival szemben nem lehet egyedül a 3 test problémája (Nap, Föld, háborgató bolygó) alapján megérteni, hanem ehhez egy *negyedik test* háborgatását is

segítségül kell hívnunk. A negyedik test háborgató hatása helyett természetesen lehet a többi 6 bolygó háborgató erőinek közös eredőjét is érteni.

Ugyanerre a mintára meg lehet magyarázni azt is, hogy miért reagál az $\tilde{\omega}$ kétféleképpen az e minimumaira, csak hogy ez körülmenyesebb, több segédvonalra van szükség s az ábrák számát kell szaporítani. Az $\tilde{\omega}$ esetében azonban nem szabad elfelejteni, hogyha egyszer az e minimumba kerül, vagyis a Föld pályája a háborgató bolygó hatására majdnem kör lesz, akkor a többi 6 bolygó részéről már nem kell valami nagy háborgató erő ahhoz, hogy a Földpálya nagytengelye erre vagy arra elforduljon.

8. Az $\tilde{\omega}$ és Θ kétféle reakciójának első következménye az, hogy ezeknek periódusaira nézve nem lehetséges észszerű átlagot megadni, mert a 360° -ot bezáró periódus teljesen különböző, aszerint, hogy azon belül a forgás irányának megváltozása, avagy az eredeti irányban való forgás meggyorsulása következett-e be.

Az e és i periódusainak tartamára tűrhető középértékeket lehet megadni: az e -nél 92.000 év, az i -nél 70.000 év. Az e -nél az utolsó 600.000 évben előfordult legrövidebb és leghosszabb periódus 72.000 és 110.000 év volt, az i -nél 58.000 év és 80.000 év. Az eltérések tehát itt sem csekélyek, de az egyes értékek az átlaggal nagyságrendben mégis egyeznek.

Ezzel szemben az $\tilde{\omega}$ átlagperiódusa 144.000 év volt, az egyes periódusai pedig 65.000 évtől 230.000 évig nyúltak, tehát már nagyságrendben is különböznek az átlagtól és egymástól. A Θ átlagperiódusa 185.000 év, legrövidebb és leghosszabb periódusa pedig 68.000 év, illetve 208.000 év volt. Minthogy pedig az ismert 600.000 év alatt a periódusok száma az $\tilde{\omega}$ -nál csak $4\frac{1}{4}$, a Θ -nál csak $3\frac{1}{4}$ volt, ennél fogva az átlagok, 144.000 év és 185.000 év, többé-kevésbbé semmitmondóak. Lehet, hogyha 1,200.000 évet ismernénk, már egészen más átlagokat kapnánk.

Magábanvéve a számításokban rejlő hibahatár miatt egy irányban nem igen lehet 600.000—650.000 éven túl kiterjeszteni azokat, de a jövő 600.000 évre éppen olyan pontos lesz az eredmény, mint visszafelé a múltba.

9. A Θ történeti lefolyását ábrázoló görbéből az is rögtön feltűnik, hogy a direkt irányba való átcsapások mindig csak a 45° és 135° közé eső körnegyedben folytak le, míg a hátráló forgás gyorsított szakaszai mind a 225° és 315° között levő körnegyedre esnek. Ennek következményeképpen a Θ görbéje a többi körnegyeden csak végigrohan, a 45° és 135° közé eső negyedben ellenben sokáig ide-oda forgolódik. Minthogy a Föld is csak éppen olyan bolygó, mint akár-melyik másik társa, nyilvánvaló, hogyha ezeknek Θ -görbéit ugyan-

csak az 1800 I/i állapotból kiindulva számítanánk ki, azok is a 45° és 135° közé eső körnegyedeket fogják favorizálni. A Naprendszer mai állapotában tényleg valamennyi bolygó felszálló csomópontja ebbe a körnegyedbe esik: Mercur 47° , Mars 49° , Uranus 73° , Venus 76° , Jupiter 99° , Saturnus 113° , Neptunus 131° . Valamennyi csomóvonal hátráló, a kivételes direkt irányú forgásra ma nincs példa.

Arra a jelenségre, hogy az e minimumában az $\tilde{\omega}$ hátráló irányba csap át, a Naprendszer mai állapotából csak egy példát hozhatunk föl, a Venusét. Ma minden többi bolygó nagytengelye direkt irányban forog, csak a Venusé hátrál évente $0.8''$ -cel. Középpontkivülisége 0.0068 , tehát minimális.

Arra, hogy valamely bolygó minimális középpontkivüliség mellett a hozzá tartozó $\tilde{\omega}$ direkt forgását meggyorsítaná, ma nincs példa, amin azonban nem szabad csodálkoznunk, mert $\tilde{\omega}$ -nál ez a jelenség minden körnegyedben elszórtan fordul elő s azonkívül is elég ritka eset, hisz a Föld esetében is 600.000 év alatt csak kétszer fordult elő.

10. A háborgatások természetére és történeti lefolyására nézve egyszerű áttekintést nyújtana, ha a két pár változó elem görbéit, ugyanúgy mint az 1. sz. ábrán a Földre vonatkozólag 600.000 évre megszerkesztettük, a többi 7 nagybolygóra nézve is megtehetnénk, vagy éppen 1,200.000 évre terjeszthetnénk ki az ábrázolásokat. Elméleti nehézsége ennek nem volna, csak igen sok számítást igényelne. Fiatal csillagásznak érdemes célkitűzés lenne.

Irodalom

1. MILANKOVITCH M.: Kanon der Erdbestrahlung. Belgrád, 1941. (335 oldal.) A szerb Kir. Tud. Akadémia kiadványa.
2. LEVRIER: Recherches astronomiques. Paris, 1842 és *Annales. Obs. Paris* 1856. évi II. kötete.
3. MISKOVICS V.: A Föld pályaelemeinek szekuláris változásairól. Belgrád, 1931. *Glasz CXLIII*. (Csak szerb nyelven jelent meg.)

ZUSAMMENHÄNGE ZWISCHEN DEN SÄKULARVERÄNDERLICHEN ELEMENTEN DER ERDBAHN

Von G. von Bacsák
(Zusammenfassung)

Es wird dargestellt, wie man auf Grund der Tabellen von W. MISCHKOVITCH den Verlauf der Variationen von e , $\tilde{\omega}$, i und Θ graphisch verfolgen kann um einen leichten Einblick in die Störungen zu gewinnen. Die Bildkurve von $\tilde{\omega}$ (Figur 1), also die Drehung der Apsidenlinie der Erde,

reagiert auf die minima von e zweierleiweise: entweder übergeht ϖ auf eine Zeit (20.000—25.000 Jahre) in eine retrograde Drehung, oder wird seine direkte Drehgeschwindigkeit auf eine Zeit verschärft. Ebenso reagiert Θ , also die Drehung der Knotenlinie der Erde, zweierleiweise auf die minima von i : entweder übergeht Θ für eine Zeit in eine direkte Drehrichtung, oder wird seine retrograde Drehgeschwindigkeit für eine Zeit verschärft. Die physikalische Ursache dieser Erscheinung kann schematisch leichter in dem Fall von i und Θ erklärt werden, indem man bedenkt, daß auch die Bahnebene des störenden Planeten (ABCD auf Figur 2.) Änderungen durch einem vierten Körper erleiden kann. Die störende Kraft eines vierten Körpers kann selbstverständlich auch als die Resultante der übrigen 6 Planeten aufgefaßt werden. Auffallend ist in Figur 1., daß sich bei Θ das Umschlagen von der retrograden in eine direkte Richtung immer nur in den Quadranten zwischen 45° und 135° vorkommt, wo sich dann der aufsteigende Knotenpunkt lange verhält, die übrigen Quadranten werden dagegen schnell durchheilt. Die übrigen 7 Planeten müssen offensichtlich auch den selben Quadranten begünstigen. Tatsächlich befinden sich heute die aufsteigenden Knotenpunkte der übrigen 7 Planeten alle zwischen 45° und 135° . Auf die Erscheinung, daß bei einem Minimum von e die Apsidenlinie in eine retrograde Drehrichtung überschlägt, finden wir heute das Beispiel des Planeten Venus. Alle übrigen Apsidenlinien drehen sich heute im direkten Drehsinne, nur die Apsidenlinie der Venus ist rückläufig mit einem jährlichen Betrag von $0.08''$, wobei die Excentrizität 0.0068 , also minimal ist.

TÜKRÖZŐ FELÜLETEKRŐL

Irta: Barabás József

1. Előállítás. Tükröző felületek előállítására legtöbbször fémetek használunk, nem kompakt állapotban, hanem valami idegen anyagra, általában síma üveglapra lecsapatva.

Egyszerű eljárásnak mondható a fizikában, technikában és a csillagászatban igen gyakran alkalmazott kémiai úton való ezüstözés. A dolog lényege az, hogy alkáli, és pedig leginkább ammoni-alkáli ezüstnitrát-oldatot valamilyen redukáló oldat segítségével redukálunk és ilyen módon ezüst csapadékot hozunk létre síma üveglapon. Itt tehát ezüstfelületünk alakul. Ez a kémiai eljárás alkalmas még arany és rézcsapadékok előállítására, megfelelő oldatokat alkalmazva. Miután ezek (arany, réz) reflexióképessége kicsi, ritkán alkalmazzák őket tükrök gyanánt. Különböző receptek ismertetése nem feladatom, csupán arra mutatok rá, hogy midőn az ezüstfelület a levegővel

érintkezésbe kerül, jól ismert felületi jelenségek lépnek föl, melyekkel szemben a homogén ezüstfelületet védeni kell. Erre a célra szolgáló eljárásokat lentebb ismertetek.

Másik eljárás, elsősorban platinával, azután arany-, ezüst- és irídiumfémekkel való bevonásra az üveglapba való beégetés. Nagyon szilárdan tapadó bevonatok nyerhetők ilyen módon. Üvegre kenünk fel alkalmas fémsó oldatot és lassan hevítjük. Az oldószer lassan elpárolog és a fémbevonat az üveglapon marad. Miután az oldatoknak gyárakból való megrendelése ajánlatos, az eljárást kevésbé alkalmazzák.

Utoljára hagytam a tükrök készítésénél a két legfontosabb eljárást: a katódelporlasztási és a légüres térben való felpárolgotatási eljárást.

Míg a kémiai úton való ezüstözésnél félig átlátszó szűrő alig érhető el, addig bármilyen átlátszóképeséggel rendelkező szűrő előállítható e két utóbbi eljárással. A kettő bizonyos mértékig kiegészíti egymást, amennyiben a fémek természetéhez képest egyszer egyik, máskor a másik eljárás alkalmazható könnyebben. (Platina-csapadékot pl. katódelporlasztással egészen könnyen nyerhetünk, felpárolgotatással ellenben nehezebben.)

A katódelporlasztási eljárásnál a különböző szerzők által ajánlott kedvező feltételek meglehetősen eltérnek egymástól. Mindenestre a legfontosabb, mint általában, úgy itt is, a bevonandó felület roppant gondos tisztítása. A nehézség csak az, hogy az eljárás egészen tiszta nemesgázt követel, amiben a kisülésnek létre kell jönnie, továbbá bizonyos elővigyázat szükséges arra nézve is, hogy a réteg felületének kiérdesedését elkerüljük és egyenletes réteg keletkezzék.

A katódelporlasztással nyert rétegek kristályos szerkezetet mutatnak.

EDISON már 1890-ben szabadalmat nyert fémnek vákuumban való elpárolgotatására, mellyel egy hideg lapon fémcsapadékokat akart létrehozni. Az eljárás azonban csak a legutóbbi időben vált jelentőssé, mióta nagy vákuumok előállítása nem jelent nehézséget. A szobahőmérsékleten szilárd fémek, melyek elpárolgotathatók, hideg felületre lecsapódva, tükröző felületeket képeznek. Ha a tégelytől, melyből az illető fém elpárolog, a bevonandó felület elég messze van, máris egyenletes rétegvastagságot tudunk elérni.

Jó tükrök előállítása magas reflexióképeséggel és jó tapadással bizonyos feltételek betartását teszi szükségessé. A fémréteg tapadása az üveglaphoz és egyben a reflexióképeség abszolút értéke annál jobb, minél magasabb a párolgó fém hőmérséklete, továbbá minél tisztább a bevonandó üveglap.

2. Tartósság. Ha homogén ezüstfelület levegővel érintkezik, jól

ismert jelenségek lépnek fel a felületen. Atmoszférikus befolyások folytán a homogén ezüst felület aránylag rövid időn belül sárga, majd lassan barna színű lesz. Ennek elkerülésére ajánlja **BURGER** és **CITTERT** az ezüst felületnek felpárologatott kvarc réteggel való bevonását.¹ A wolfram-spirálisra ekkor vékony kvarcfonalat csavarunk, és így a felpárologatott ezüstre vékony — nem túl vastag — kvarc réteg hozható. Az ilyen módon konzervált tükrök reflexióképessége alig változott, s még másfél év múlva is egészen jók voltak.

RITSCH² más kezelést ajánl. A kész ezüst tükröket készítés után só- vagy salétromsavgőzbe tartjuk. Ilyen módon egyrészt a kezdetben laza, könnyen sebezhető tükrök jóval szilárdabbak lesznek gyenge karcolásokkal szemben, másrészt az optikai kvalitásuk is javul. Az ezüstnek az alapanyaggal, tehát elsősorban üveggel való laza kapcsolata oly módon is megerősíthető, hogy a tükröző felületet előállítás után erős oxidáló szerek (oxigén, ózon, hidrogén-szuperoxid) hatásának tesszük ki, melyeket pl. vizes oldatból melegítéssel üzzük el és a rétegre fújjuk. Az ezüstréteg a kezelés után lényegesen jobban ellenáll gyenge karcolásnak vagy mosásnak.

Ezüstfelületek konzerválhatók vékony caponlakk-bevonattal is. Ezt felpárologatott ezüstfelületekre általában ugyancsak felpárologatással szokták létrehozni. Ha a réteg elég vékony, nem rontja az ezüstfelület reflexióképességét, de ebben az esetben megmarad a karcolásokkal szemben való érzékenység.

A rhodium igen jól tartható, s mint nemes fém jórészt érzéketlen az oxidációval szemben.

Ha krómot párolgatunk fel légüres térben üveglapra, oly jól tapadó bevonatot nyerünk, mely csak fluorsavval távolítható el. Sajnos, a króm reflexióképessége nem fekszik olyan magasan, mint pl. az alumíniumé, viszont, ha egy krómbevonatra alumíniumot párolgatunk fel, olyan tükröt nyerünk, melynél nagy ellenállóképesség a mechanikai behatásokkal szemben párosul magas reflexióképességgel.

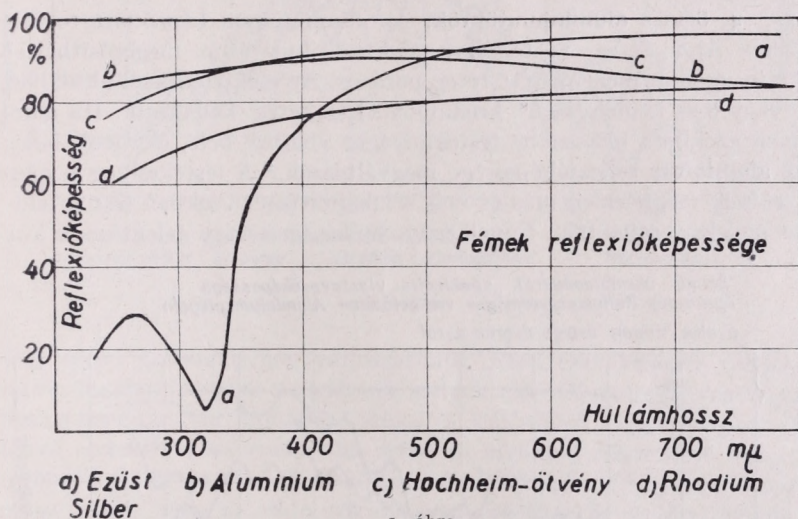
Az alumínium és az összes könnyű fémek levegőn azonnal bevonódnak vékony oxid-réteggel. Már 10^{-4} — 10^{-5} mmHg nyomásnál is fellép az oxidáció. Szobahőmérsékleten, normális nyomásnál kb. egy hónap szükséges ahhoz, hogy 150 Å vastag Al_2O_3 -réteg keletkezzék az alumíniumfelületen. Ez a vékony oxidréteg elegendő ahhoz, hogy az alatta levő fémet további korrózióval szemben megvédje.

3. Reflexióképesség. A testek felületei által visszavert fényintenzitás általában függ a hullámhossztól. Megkülönböztetünk tük-

¹ **BURGER, CITTERT:** Eine Methode zur Konservierung von Silberspiegeln. *Zs. f., Phys.* 66. 218. 1930.

² **RITSCHL:** Über ein Verfahren zur halbdurchlässigen Versilberung von Interferometerspiegeln durch Verdampfen im Hochvakuum. *Zs. f. Phys.* 69. 578. 1931.

röző és diffuz reflektáló anyagokat. Tükröző anyagoknál meghatározhatunk egy a hullámhossztól függő tört értéket a következő módon: Jelöljön I_0 beeső fényintenzitást, I_1 pedig az ugyanolyan szög alatt visszavert fény intenzitását monokromatikus fény esetében. (A tér bármely más pontján $I_1 = 0$). Az $I_1/I_0 = R$ tört adja az illető anyagnak a vizsgált hullámhosszra vonatkozó reflexióképességét. A diffuz-reflektáló anyagoknál a fény egy félgömbön szóródik. Szigorúan véve abszolút tükröző felület előállítására nehéz, azonban a síma üveglapon



1. ábra.

a fenti módszerekkel létrehozott fémcsapadékok felülete tükröző felületnek vehető.

A reflexióképesség ismeretéhez oly módon jutunk tehát, hogy mérjük a beeső monochromatikus fény intenzitását és a visszavert fény intenzitását. Ilyen módon mért értékeket mutat az 1. ábra. Az ezüst, alumínium, rhodium és Hochheim-ötvényt rajzoltam fel. Az ezüst és alumínium látható és ultraviola részét saját méréseim³ alapján rajzoltam be, a rhodium adatai M. AUWÄRTER⁴ méréseiből származnak, míg a Hochheim-ötvénynél K. v. FRAGSTEIN⁵ adataira támaszkodom. Itt meg kell említenem, hogy az ultraviola részben

³ BARABÁS J.: Spektrales Reflexionsvermögen hochgradig reflektierender Stoffe im Ultraviolett. Diss. Technische Hochschule Hannover. 1943.

⁴ M. AUWÄRTER: Bemerkungen über die optischen Konstanten des Rhodiums *Zs. f. Phys.* 18. 467. 1937.

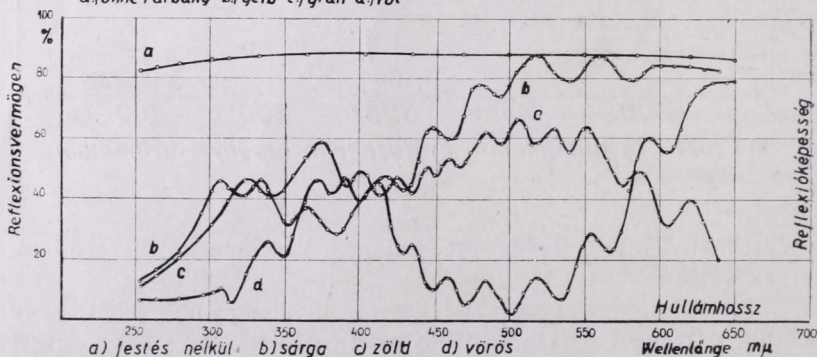
⁵ K. v. FRAGSTEIN: Ein Beitrag zur Bestimmung des Reflexionsvermögens von Metallen im Sichtbaren und im Ultraviolett *Ann. d. Phys.* 17. 1. 1933.

F. HLUCKA⁶ nem egyenletes görbét kap a Hochheim-ötvény esetében, hanem mintegy 15—20%-os ingadozást. Hasonló okokból, miután különböző szerzők más és más adatot adnak a króm reflexióképességére, annak reflexióképességét elhagytam.

A fentiekben leírt bevonatok ezüst részére nem befolyásolják lényegesen annak reflexióképességét, ugyanígy egyáltalán nem zavar az alumíniumnál a 150 Å vastag Al_2O_3 -réteg sem. Alumínium esetében csupán egy fél μ vastag oxidréteg esetében lép fel mérhető (2—3%-os) csökkenés a reflexióképességben.³

4. Színes alumíniumtükörök. Az alumíniumon képződött természetes Al_2O_3 -réteg vastagsága elektrolitikus úton megerősíthető.⁷ Az ily módon megerősített réteg porózus. Az elektrolízisnél általában 7 vagy 8-as keménységű⁸ kristályos Al_2O_3 -réteg keletkezik. Ha mármost ezekbe a likacsokba festékanyagot viszünk bele, elérhető, hogy az alumínium reflexióképessége megváltozzék.⁹ A festékanyag természetének megfelelően más és más színek tartományokban lesz a felület szelektív reflektáló. Ennek valószínűleg igen nagy jelentősége lesz

*Színes alumíniumtükörök spektrális visszaverő képessége
Spektrales Reflexionsvermögen von gefärbten Aluminiumspiegeln
a) ohne Färbung b) gelb c) grün d) rot*



2. ábra.

a csillagászatban, amennyiben ezek a színes tükörök megadják a lehetőséget arra, hogy egyes színek tartományokat tetszés szerint elnyeljük vagy legyengítsük.

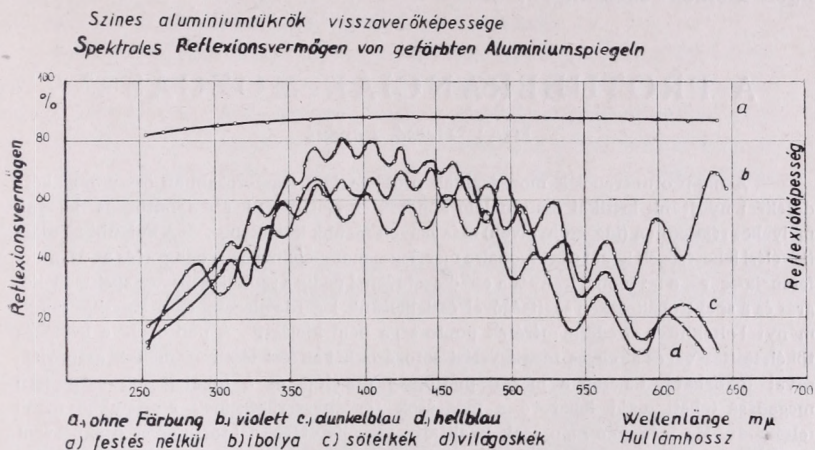
⁶ F. HLUCKA: Reflexionsvermögen einiger Metallen, *Zs. f. Phys.* 96. 230. 1935.

⁷ Az eljárásokról részletesen beszámol: A. JENNY: Die elektrolytische Oxydation des Aluminiums c. könyvében. Technische Fortschrittsberichte Bd. 42. Verlag: Steinkopf; Leipzig u. Dresden 1938.

⁸ Mohs-féle keménységi fokozat.

⁹ Ilyen színes tükörök készítésével a berlini Siemens A. G. Elektrochemie osztálya foglalkozik. Az előállítás módja egyelőre gyári titok.

A 2. és 3. ábrából láthatók ilyen különböző színes alumínium-tükrök reflexióképességei saját méréseim alapján.³ Amint látjuk, az eredetileg szelektivitással nem rendelkező alumínium reflexióképessége



3. ábra.

sége széles tartományban változtatható. Ezek csak előzetes vizsgálatok, de szisztematikus vizsgálatok, melyek különféle festékanyagokkal bizonyára egész sor különböző széles és különböző hullámhosszaknál fekvő szelektív abszorpciós, ill. reflexiós sávokkal rendelkező reflektorhoz fognak vezetni. Ezen módszer R. HASE szerint¹⁰ új lehetőséget nyújt majd, hogy az eddig alkalmazott szűrőket ily módon helyettesítsük.

ÜBER SPIEGELNDE OBERFLÄCHEN

von J. Barabás

(Zusammenfassung)

Nach einer kurzen Besprechung der Herstellungsmöglichkeiten der in der Astronomie viel benutzten Spiegel werden die verschiedenen Eigenschaften der Silber-, Rhodium-, Chrom- und Aluminiumspiegel besprochen. In Abbildung 1. wird das Reflexionsvermögen dieser Spiegel gegeben in einem Spektralbereich von 2000 AE bis 8000 AE nach eigenen³ Messungen und nach Messungen von M. AUWÄRTER⁴ und K. v. FRAGSTEIN.⁵ Zuletzt ist auf eine ganz neue Möglichkeit zur Herstellung der Reflektoren mit verschiedener selektiver Reflexion

¹⁰ Prof. Dr. R. HASE szóbeli közlése alapján.

hingewiesen. Damit wird nach R. HASE¹¹ die Möglichkeit gegeben, Filter durch dieses Verfahren zu ersetzen. Abbildung 2. und 3. zeigen das Spektrale Reflexionsvermögen von gefärbten Aluminiumspiegeln nach meinen⁸ Messungen.

A PROTUBERANCIÁK MOZGÁSA*

Irta: *Dezső Loránt*

A napprotuberanciák mozgásainak problémáival legszorosabban összefüggő kérdésekről nyújtunk kritikai összefoglaló képet** és néhány új szempontot is hozunk melyeket részletesen (idegen nyelven) más helyen fogunk közretenni. — A különböző megfigyelési lehetőségek közül a látóvonalra merőleges mozgásoknál a koronográf és az új interferencia-szűrő, a látóvonal irányába eső összetevőnél pedig a radiális sebesség spektroheliográf és a spektrohélioszkóp segítségével észlelhetünk legérdelemesebben. Egy-két tanulmánytól eltekintve az eddigi mérések pontossága nem kielégítő. A pontosság a leképzés tökéletesítésével és az egyes megfigyelési sorozatoknál az észlelések számának szaporításával fokozható. Csupán a mérési pontosság növelése és a hibahatárok számszerű megadása teheti majd lehetővé a mozgások törvényszerűségeinek részletekbe menő feltárását. Ma még jóformán csak kvalitatív megállapításoknál tartunk és ezeknél sem tudjuk érvényességük feltételeit. Az elméletek megközelítőleg sem szolgáltatnak magyarázatot az észlelt jelenségekhez, pedig a protuberanciák mozgásainak értelmezése alapvető fontosságú lenne a Nap egész légkörének fizikájában is. A leglényegesebb két feladat a protuberanciák elméletével kapcsolatban: a gravitációs erőket kiegyensúlyozó ellen-erő és az ismeretlen természetű vonzási központok problémájának megoldása.

1. A közvetlen észlelés¹

A napkorong szélén látható protuberanciák fényessége általában 10.000-szer gyengébb, mint magáé a fotoszféráé és a nem magaslati fekvésű és normális meteorológiai viszonyok alatt álló megfigyelő helyen a Nap «közeliében» levő légköri szórt napfény is még legalább százszorosan intenzívebb. Így 1868-ig protuberanciákat csak napfogyatkozások alkalmával láttak, mikor is a levegőben szóródó fotoszféra-fény a napkorong közelében kellő mértékben lecsökken. 1931 óta nagy tengerszint feletti magasságban, igen tiszta levegőnél a Lyot-féle

¹¹ Die in diesem Artikel veröffentlichten eigenen Messungen wurden im Institut für technische Physik und Elektrowärme an der Technischen Hochschule Hannover unter Leitung von Prof. DR. R. HASE durchgeführt.

* Jelen dolgozat különnyomatban, mint az *Egyetemi Csillagvizsgáló, Kolozsvár, B) Különnyomatsorozatának 2. száma* jelenik meg.

** Szerzőnek Zürichben, az ottani műegyetem asztrofizikai kollokviumai kapcsán 1940 júniusában tartott (német nyelvű) előadása nyomán, kibővítve az újabb eredmények figyelembevételével.

¹ V. ö. szerzőnek «A folyamatos napészlelésekről» szóló és a *Csillagászati Lapok* 3. évf. (81—101 old.) 3. számában, 1940-ben megjelent cikkével.

koronográf² elő tudunk állítani — sok szempontból igen jó — mes terséges napfogyatkozást. Így ezzel a műszerrel a protuberanciák is elsőrangúan észlelhetők. Sőt valószínű, hogy észlelésükhöz nem is kellene különleges megfigyelő helyet választani.²⁰ De Lyot-féle koronográf, sajnos, mindezideig csak kettő van üzemben.

Az a tény azonban, hogy a protuberanciák fényének zöme mindössze néhány spektrumvonaltól ered, nyilvánvalóvá teszi, hogyha akkora diszperziót alkalmazunk, hogy a protuberancia-vonal környékén a távcsőbe jutó zavaró szórt fény intenzitása jóval kisebb legyen, mint egy-egy fényesebb protuberancia-vonalé, úgy a protuberanciák emissziós vonalaik fényében láthatóvá lesznek. LOCKYER és JANSSEN vették ezt először észre és az 1860-as évek vége felé megkezdődött ily módon a protuberanciák eloszlásának és gyakoriságuknak a vizsgálata és habár elég kezdetlegesen, de a mozgások tanulmányozása is.

A protuberanciák monokromatikus megfigyelésére alkalmas, különlegesen kiképezett és a távcső okulárjának helyére felerősíthető protuberancia-spektroszkóppal csupán vizuális észleléseket lehetett végrehajtani. De ezt is csak úgy, hogy már a közepes nagyságú protuberanciákból is egyszerre mindössze egy-egy keskeny csík volt látható. A látható sáv vastagságát a spektroszkóp-rés szélessége szabja meg. Azt viszont, hogy a rést mennyire lehet kinyitni, esetről-esetre a légspektrum intenzitása dönti el. Ez pedig a mindenkori meteorológiai tényezők függvénye.

Igy teljes egészükben csak az egész kicsi protuberanciák láthatók jól a protuberancia-spektroszkóppal, amelyekben általában sem struktúrát megkülönböztetni, sem mozgásokat észrevenni nem lehet és ezek is csupán igen szép időben. Ha nagyobb protuberancia alakját akarjuk lerögzíteni, úgy célszerűbb a napperemhez érintőlegesen elhelyezett rést a normális mentén fokozatosan távolítani és közben részletekben rajzot készíteni. A rajzkészítést, ha a Nap képe a távcsőhöz képest nem mozdul el, tehát az óragép kielégítő pontosságú, a geometriai szerkesztés finomságáig lehet fokozni a rés pozíció-szögének és a Nap szélétől való távolságának mérésével, továbbá az okulárnál alkalmazható fonálkereszt-mikrométer segítségével. De természetesen csak azon esetben, ha a rajzkészítés alatt a protuberancia alakját nem változtatja. A nehézség viszont éppen onnan ered, hogy a protuberanciák mozgásai és az ezek nyomán létrejövő alakváltozások, a legtöbb eset-

² A Lyot-féle koronográf ismertetését lásd az 1. alatt idézett dolgozatban (101. oldal.)

²⁰ Lásd. pl. B. Lyot kísérletét, L'observation directe des protubérances à Meudon, *Comptes rendus de l'Acad. des Sci.*, Paris, 195, 943—945, 1932. (Ref. B. S. A. F. 47, 41, 1933.)

ben és különösen az érdekes és fontos esetekben, sokkal gyorsabban játszódnak le, mintsem, hogy ily módon észlelve, a mozgásokat így érdemlegesen lehetne tanulmányozni.

Talán némi kivételt képeznek azok a ritka jelenségek, ha pl. egy-egy kis fényes csomó vagy a protuberancia nagyobb összefüggő része alakját nemigen változtatva felszáll a kromoszféráról. Ezeket a felszállásokat elég jól végig követhetjük, ha a rést állandóan a protuberancia egyazon pontján tartva, a résznek a különböző időben felvett helyzeteit végigregisztráljuk. Viszont ilyenkor a legtöbbször több önállóan mozgó részecskét kellene egyidejűleg végigkövetni, ám a protuberancia-spektroszkóppal ez megint nem lehetséges.

Különösen nagy baj azonban a protuberancia-spektroszkóppal történő észleléseknél, hogy az észlelés vizuális. Tetézi ezt még, hogy az észlelés technikai kivitele szerfölött körülményes, nagyon nagy gyakorlatot és ügyességet kíván. A szubjektív mérési hibák tehát, amik az észlelés természeténél fogva hozzá még inkább szisztematikus, mint véletlen jellegűek, rendkívül nagyok lehetnek. Így a protuberancia-spektroszkópot — legalább is a protuberanciák mozgásaival kapcsolatban — ma már nem használják.³

A protuberancia-spektroszkópból fejlődött ki a spektrohéliográf (1890) és a spektrohélioszkóp (1926). Elvileg mindkét műszer nem áll másból, mint diszperziós monokromátorból és egy igen finom szerkezetből, amely a spektrográf, ill. spektroszkóp részét szinkron mozgatja a monokromátor-réssel. Bármilyen egyszerűnek is tűnik fel ezen megoldás, a gyakorlatban az elengedhetetlenül precíz kivitelezés miatt annál bonyolultabb. A mozgó réses rendszer helyett legtöbbször más fajta, ezzel ekvivalens módszert alkalmaznak.

Vizuális spektrohélioszkópos észleléseknél az okularmikrométerrel (a látóvonalra merőleges mozgásokat illetőleg) exakt méréseket kellő pontossággal nem végezhetünk, eltekintve bizonyos különleges alkalmakat, mint amilyenek a felszálló protuberanciák esetei. A vizuális észleléseknek a legnagyobb hátránya, hogy megfigyeléseket csak a protuberancia egyetlen pontján végezhetünk, holott gyakran egy-

³ A protuberanciákat illetőleg, ha ma már teljesen elavultnak is kell tekintenünk a protuberancia-spektroszkópot, úgy éppen az ellenkezője áll a kromoszférának a napkorong szélén történő észlelésére vonatkozólag. A kromoszféra magasságváltozásainak a mérésére a protuberancia-spektroszkóp az egyedüli műszer. Ezenkívül még bizonyos speciális kromoszféra-vizsgálatokra is a protuberancia-spektroszkóp mutatkozik a legjobban alkalmazhatónak. Különlegesen jó légköri viszonyoknál szépen látható vele a kromoszférának a napfogyatkozási felvételekről jól ismert «rúcskös» szerkezete. Ezeknek a kis protuberanciákhoz hasonló «rúcskőknek» a természetét (változásait, élettartamukat stb.) ma még nem ismerjük, holott ezeknek az ismerete igen nagy fontosságú lenne a kromoszféra dinamikájának elmélete szempontjából. Ilyen irányú megfigyelésekkel éppen szerző szeretne megpróbálkozni a kolozsvári egyetemi csillagvizsgálón.

szerre 10—20 különböző irányú és sebességű mozgást is lehetne vizsgálat alá venni.

Spektrohéliográf⁴ csak fotografiai felvételeket készíthetünk és csupán az előhívás után szerezhethetünk tudomást a protuberancia-változásairól. Így esetleg egészen érdekes jelenségek kerülhetik el figyelmünket, hacsak nem áll a spektrohéliográf mellett spektrohélioszkóp is rendelkezésre, amellyel a protuberanciákat közvetlenül láthatjuk. Az amerikai Michigan-egyetem McMath—Hulbert-csillagvizsgálóján^{5-5a} sikerült a két műszert szoros együttműködésbe hozni. Az ottani, erre a célra speciálisan kiképezett műszerekkel már igen figyelemre méltó eredményeket értek el. Onnan való egyébként a protuberanciákra vonatkozó megfigyelési anyag legnagyobb része. A protuberanciáknak azok a részei, ahol a látóvonal irányába eső ú. n. radiális sebesség komponens nagy, általában nincsenek rajta a spektrohéliogramon. A Doppler-effektus folytán ezek a részek már lecsúsznak a monokromátor-résről. A legtöbb spektrohéliográfnál rendszerint nagy Doppler-effektusnak mondjuk már ilyen értelemben a ± 30 km./sec. sebességnek megfelelőt is.

Ez a helyzet pl. a Yerkes-csillagvizsgáló Rumford spektrohéliográfjánál. Ezzel a műszerrel készült az 1936 előtről származó legtöbb felvétel, amelyeket a protuberanciák mozgásainak tanulmányozásához felhasználtak.

A McMath—Hulbert-csillagvizsgáló toronyteleszkóppal összekötött spektrohéliográfján általában kinematikus kamarával fényképezik a protuberanciákat. A kombinált műszer fókusz távolsága rövid idő alatt változtatható (50, 40, 20, 8,1, 6,2 lábnyira), úgyhogy a mindig legjobban megfelelő nagyításban készülhetnek a felvételek. A képesség szempontjából azonban a Rumford-spektrohéliográfot ez a műszer nem hinném, hogy felülmulta volna.

A McMath—Hulbert-csillagvizsgáló műszerének nagy előnye, hogy először is az észlelés technikáját annyira tökéletesítették, hogy percenként 4 vagy ennél is több felvételt készíthetnek és az egyes expozíciók között eltelté kihasználatlan időt 2,5 sec-ra csökkentették. Másodsor átlagos levegőn keresztül széles spektrográf és monokromátor réssel (különlegesen új Eastman-emulzió) a ± 270 km/sec

⁴ Spektrohéliográf⁴nak nevezem a következőkben a spektrohélioszkóp elvén vibráló résekkel vagy rotáló, ú. n. Anderson-prizmákkal működő, de fényképezésre berendezett-műszert is.

⁵ R. R. McMATH, H. E. SAWYER, A Review of Lake Angelus Prominence Observations. *Publ. Obs. Univ. Michigan*, 7, 191—208, (No 9) 1939.

^{5a} I. c. 5, 103—117, 1933 (No 8.); 7, 1, 1937; R. R. McMATH, Recent Studies in Solar Phenomena. *Proc. American Phil. Soc. Philadelphia*, 79, 475—498, 1938.; R. R. McMATH, Solar Prominences in Motion. *Journ. Acoust. Soc. Amer.* 13, 87, 1941 (Nr. 1).

radiális sebességű részek is fényképezhetőkké váltak H_{α} -ban is a Doppler-effektust nem mutató részekkel egyidőben. Ezt a haladást 1938-ban érték el. A felső határérték a második résig jutó szórt fény intenzitásától függ. Ez természetesen a Lyot-féle koronográfból alkalmazott leképzés által növelhető. A K_2 spektrohéliogramokon a jóval teteme-sebb vonalszélesség miatt már régebben is könnyebben tudtak nagyobb (± 100 km/sec) radiális sebességeket fényképezni.

Azáltal, hogy a protuberancia nagy radiális sebességet mutató részeit is a többi részeivel együtt spektrohéliogramon lerögzítjük szükségképpen bizonyos fokig torzítjuk a képet. A spektrumvonalak eltolódása miatt a látóvonal mentén mozgó gázok leképzése a látóvonal irányába nyugvókhoz képest a sebesség nagysága szerint szintén eltolódik.^{5b} (Protuberancia-spektroszkópnál a Doppler-effektus általán-ban a képek elmosódásához vezet.)

Legegyszerűbben a koronográffal észlelhetjük a protuberanciákat. Elvileg a koronográfból a protuberanciákat természetes, integrált fényükben láthatjuk, akár csak napfogyatkozások alkalmával. Ám a gyakorlatban, mivel a koronográfok objektívje egyszerű lencséből áll csupán, megfelelő szűrők segítségével ki kell választani a szinkép egy keskeny részét (rendszerint a H_{α} vidékét⁶) és az észlelések így voltaképpen megint csak effektíve egy-egy protuberancia emissziós vonalának fényében folynak. A koronográf-észlelésekkel a spektrohéliográfikus észlelések nem vehetik fel a versenyt. Elsősorban a képek kvalitásának tökéletessége folytán. Ez természetes is bizonyos fokig, hiszen a spektrohéliográfban éppen úgy, mint a spektrohélioszkópban a képet a rés által megszabott elemiképek egymásmellé rakásával nyerjük.

Hogy mennyire fontos a lehető legtökéletesebb leképzésre való törekvés, az kiderül M. WALDMÉIER^{6a} újabb méréseiből. Azt tapasztalta, hogy különösen jó légköri viszonyok mellett és alkalmasabb fotóanyagra készített felvételekkel sokkal nagyobb pontosságot lehet elérni, mint a régebbi, de egyébként ugyan olyan módon készült koronografikus felvételeken. Az emulzióknak további tökéletesítésével, hogy lehető nagy érzékenység mellett is a szemcsék a lehető legkisebbek legyenek még fokozhatók lesznek az eredmények. Olyan szép és gazdag struktúrájú protuberanciát reprodukcióban vagy fényképfelvételen

^{5b} V. Ö. R. R. McMATH, E. PETTIT, The Doppler Effect in an Eruptive Prominence. *P. A. S. P.* 51, 154—157, 1939.

⁶ Erre a célra megfelel egy 1—2 mm vastag RG 5 vagy RG 2 Schott-színszűrő, amely a H_{α} -nál rövidebb és egy 5 cm vastag neodynnitratoldat, ami a H_{α} -nál hosszabb hullámhosszú fényt rekeszti ki. Ez utóbbira azonban fényképezésnél már nemigen van szükség, mivel a pankromatikus emulziók ezen a vidéken általában nem érzékenyek.

^{6a} M. WALDMÉIER, Strömungen in Sonnenprotuberanzen. I. (Ein neues Bewegungsgesetz der Protuberanzen.) *ZS. f. Astrophys.* 21, 130—141, 1942. (3. H.)

még sohasem találtam, mint amilyent vizuálisan az arosai koronográfon keresztül láttam.

A koronográf-felvételeken finom szerkezetű apró gázcsomók mozgásait tudjuk végigkövetni. A protuberanciákat alkotó sok-sok kisebb-nagyobb tömegű önállóan, sokszor egymástól függetlenül mozgó gázcsomókat individuálisan figyelhetjük meg a koronográf-felvétel-sorozatokon, míg a spektrohéliogramokon a kép kvalitástól függően általában több-kevesebb csomót összefolyva észlelünk. Az észleléseknek pedig éppen főleg arra kellene törekedni, hogy az önálló dinamikájú részecskéket felismerjük és egymástól független mozgásait végigkövethessük. Csak így lesz elérhető a protuberanciák mozgási törvényeinek részletekbe menő feltárása.

Tehát egyrészt a koronográf-felvételekkel egyszerűen keresztülvihető, az önállóan mozgó részecskék észlelése a jó leképzés folytán, másrészt felbecsülhetetlen előny még a koronografikus észleléseknél, hogy az expozíciós idők nagyságrendje mindössze egy másodperc. Ez nemcsak észleléstechnikai szempontból előnyös⁷ amiatt, hogy így a vezetés kisebb gondot okoz. A másodperc nagyságrendű expozíciós idő azért lényeges, mivel gyorsan mozgó protuberancia-részek látszó elmozdulása 20 sec alatt már tetemes. A spektrohéliográfoknál csak a McMath—Hulbert-csillagvizsgáló speciális toronyteleszkóppal összekötött műszerén sikerült 12—20 sec-ra csökkenteni az expozíciós időket, egyébként általában ennek tízszerese szükséges más közönséges spektrohéliogramok készítéséhez. Mivel a protuberanciák különböző részei között általában tetemes fényességkülönbségek vannak, így az expozíciós idő természetesen attól is függ, hogy melyik rész vizsgálatára helyezük a fókuszot.

A koronográf-felvételekkel valószínűleg egyenrangú megfigyelési lehetőséget nyújtanak majd a protuberanciák észleléséhez az újfajta polarizációs monokromátorok. Ezeket interferencia-szűrőnek is nevezik. Y. ÖHMAN-nak⁷ köszönhetjük ezt az újfajta segédműszert, aminek természetesen más irányú fontos alkalmazási lehetőségei is vannak. Hasonló elven alapuló fény-monokromatizálásra és csillagászati alkalmazásaira ÖHMAN előtt már B. LYOT^{7a} is rámutatott.

Nem térhetek most ki ezen monokromátorok részletes elméletére és csupán annyit akarok közölni, hogy bizonyos meghatározott módon polarizátorok közé kvarclemezeket helyezve elérhetjük, hogy a rendszer csupán néhány keskeny hullámhosszúságú sávon engedjen át fényt. Azt, hogy milyen hullámhosszknál és milyen széles sávon legyen az így keletkezett szűrő átlátszó, elsősorban a kvarclemék vastagsága és száma határozza meg. Kisebb mértékben a hőmér-

⁷ Y. ÖHMAN, A New Monochromator. *Nature*, 141, 157, 291, 1938. = *Stockholms Observatorium, Meddelande* No. 35.

^{7a} B. LYOT, Comptes rendus de l'Acad. des Sci., Paris, 197, 1593, 1933. (Dez.)

séklettől, továbbá a fénysugárnak a szűrőn való áthatolási irányától is függ, hogy milyen hullámhosszakat bocsát át a rendszer.

ÖHMAN⁸⁻⁹ 1937-ben látott a stockholmi csillagvizsgálón először négylemezes *H α* monokromátorával protuberanciákat, kis készülékét a távcső okulárja és szeme közé tartva. Ez az első egyszerűen elért siker már magában véve is szép reményekre jogosított. Mégis még sokat kellett az interferencia-szűrőkön és a távcsőre való felszerelésükön tökéletesíteni, míg egyáltalán a jobb spektrohéliogramokon elérhető képminőséget utólérték. Bizonyos fokig még ma is csak a kísérletezés stádiumában vagyunk, de a sikeres megoldáshoz kétség nem fér többé. Az amerikai Chabot-csillagvizsgálón J. W. EVANS¹⁰ alkalmazott 1940-ben hatlemezes kvarc-monokromátort és ő volt (tudomásom szerint^{11, 11a}) az első, akinek sikerült már tényleg szép eredményeket elérni ez úton a protuberanciák fényképezésében.

A Zeiss-gyár kristálylaboratóriumában M. HAASE¹² tökéletesítette az interferencia-szűrőt és a jeni csillagvizsgálón SIEDENTOPF és WEMPE¹³ vizsgálták meg csillagászati alkalmazhatóságát. Az új, ötlemezes Zeiss-féle szűrőknél az ötödik kvarclemét helyett mészpát-lemézt alkalmaztak. A Zeiss-gyár által német csillagvizsgálóknak szállított néhány interferencia-szűrő protuberancia-észlelésekre való alkalmazásáról még nem jött hír.

A kolozsvári csillagvizsgáló számára, elgondolásom szerint, a Zeiss-gyár speciális interferencia-szűrőt készített,¹⁴ amely két külön-

⁸ Y. ÖHMAN, Über die Quarz-Säule-Monochromator. *Bergstrand Festskrift*, Uppsala, 1938. 138—149.

⁹ Y. ÖHMAN, *Populär Astronomisk Tidskrift*, 19, 11—27, 1938. *Sterne*, 18, 625, 1938.

¹⁰ J. W. EVANS, The Quartz Polarizing Monochromator. *P. A. S. P.* 52, 305—311, (No. 309.) 1940.

^{10a} J. W. EVANS, A New Instrument for the Observation of Solar Prominences. *P. A. S. P.* 10, 52, 1940.

¹¹ EVANSnak a 10. alatt idézett dolgozatában közölt 6 felvételen kívül más ezzel a módszerrel készült kielégítő protuberancia-képet még nem láttam. Más amerikai csillagvizsgálón való alkalmazásáról és a Chabot-csillagvizsgáló további eredményeiről a háborús helyzet következtében, sajnos, nincs tudomásom.

^{11a} A korrektúra olvasásakor kaptam levelet dr. YNGVE ÖHMAN-tól a saltsjöbadeni Stockholms Observatorium obszervatóráról, amelyben többek között a következőket írja. «PETTIT (Amerikában) hétlemezes 5,5 A.-nyi effektív vonalszélességet adó monokromátorával rendkívül jó eredményeket ért el. PETTIT szerint: a protuberanciák sok részletet mutatnak és jó látási viszonyok mellett az alsó kromoszféra részletei is más műszerekkel össze nem hasonlítható élességgel látszanak.»

¹² M. HAASE, Interferenzfilter. *Zeiss-Nachrichten*. 4. Folge, Heft 2. 1941.

¹³ H. SIEDENTOPF, J. WEMPE, Über Interferenzfilter und ihre astronomische Anwendung. *Astr. Nachr.* 270, 276—283, 1940. (H. 6.) = *Mitt. Univ.-Sternw., Jena*, Nr. 10.

¹⁴ V. Ö, DEZSŐ LORÁNT, A kolozsvári egyetemi csillagvizsgáló 1941—1942. *Csillagászati Lapok*, 6, 20—35, 1943 (1. szám) = *Egyetemi Csillagvizsgáló, Kolozsvár*, B) *Különlenyomatsorozat* 1. szám.

böző, előre kiválasztott vonalsávon enged át fényt. Így el lehet érni egy csavar 90° -os ide-oda forgatásával, hogy hol a $H\alpha$, hol a D_3 vonal környékén eresztődjék át fény. Ezzel a műszerrel¹⁵ főleg a kevés struktúrát mutató, de fényes protuberanciáknál gondolok az eddigiéknél nagyobb mérési pontosságot elérni azáltal, hogy ezeket a szokásos $H\alpha$ helyett a D_3 vonalban fogom fényképezni, ahol a struktúra, tehát az önállóan mozgó részecskék is sokkal jobban észlelhetők lesznek. De ezenkívül esetleg még más szempontokból is több lehetőséget fog nyújtani ez a szűrő.

Nincs még teljesen kikísérletezve, hogy milyen leképzést kell alkalmazni az interferencia-szűrővel kapcsolatban, hogy megfelelő jó képeket kapjunk. A Chabot-csillagvizsgálón koronográfyszerű kettős leképzést használnak. Közben magát a szűrőt nem párhuzamos sugárnyaláb járja át. Az amerikai szűrőtől kissé eltérő Zeiss-félenél mindenesetre fontosnak látszik¹³ párhuzamos sugarak átengedése, így egyelőre a kolozsvári műszernél a koronográf-leképzéstől tekintek el.¹⁶

Első pillanatra a legtökéletesebb protuberancia észlelési lehetőségnek ezek után nyilván azt kell tartani, ha interferencia-szűrőt koronográfval kötünk össze. LYOT¹⁷ ezt a Pic du Midin levő obszervatóriumban ki is próbálta egy általa készített (az ÖHMAN-féletől kissé eltérő) monokromátor-szűrővel. A protuberanciákat így módon még rossz légköri viszonyok mellett, mint pl. cirruszokon keresztül is tudta fényképezni. Kérdés azonban, hogy jó levegőnél nem ront-e többet a képen, mint amennyit használ a szűrőnek és ezáltal a sugármenetbe kerülő különböző optikai részeknek a káros hatása. Ezen állítás nincs ellentétben LYOT tapasztalatával. Felhők esetében u. i. az általuk okozott légköri szórt fényt szűri ki a monokromátor, míg jó időben a sugármenetbe való bekapcsolása csupán növeli magában a műszerben előálló szórt fényt.

Mivel ma már bebizonyítottnak vehetjük, hogy a protuberanciáknak a különböző elemek emissziós vonalainak fényében való alakváltozásai csak látszólagosak^{18a, 18b, 18c} és főleg a különböző saját-abszorp-

¹⁵ Pillanatnyilag a műszernek kamarába való beépítése még nem fejeződött be.

¹⁶ Már csak azért is, mivel nincs erre a célra megfelelő optikánk.

¹⁷ B. LYOT, Un filtre monochromatique spécialement adapté aux recherches sur le Soleil, *Comptes rendus de l'Acad. des Sciences, Paris*, **212**, 1013—1017, 1941. (N^o. 24.)

¹⁸ E. PETTIT, The similarity of Solar Prominences Photographed in the Spectral lines $H\alpha$ and K_2 , *P. A. S. P.* **43**, 159—160, 1931 — W. H. McCREA, Gas Motions in Prominences, Wolf-Rayet stars and Novae, *Monthly Notices*, **95**, 509—519, 1936.

^{18a} E. PETTIT, Characteristic features of Solar Prominences, *Astrophysic. J.* **76**, 9—43, 1932 = Mt. Wilson Contr. 451;

^{18b} B. LYOT, Quelques observations de la couronne solaire et des protubérances en 1935, *Comptes rendus de l'Acad. des Sci., Paris*, **202**, 392, 1936; *B. S. A. F.* **51**, 203—218, 1937; PEREPKIN, *Poulkovo Obs. Circ. Nr.* **8**, 1933.

^{18c} W. H. McCREA számításai szerint is a protuberanciák sűrűsége elegendő nagy ahhoz, hogy a protuberancia gáztömegei ne különbözzenek el a különböző elemek szerint.

cióra vezethető vissza,¹⁹ így a mozgások tanulmányozásához voltaképen mindegy, hogy milyen fényben végezzük az észleléseket. A legtöbb észlelés a vizuálisba eső protuberancia-vonalak között összehasonlíthatatlanul legfényesebb H_α (6562.8 Å) hidrogén-vonalban történt. Ezenkívül jelentősebb nagyobb megfigyelési anyag csupán az ionizált kalcium K vonalában (3968.7 Å) van. A hélium D_3 (5875.6 Å) vonalának fényében hosszabb észlelési sorozatokat még nem végeztek, mivel a legtöbb protuberanciában ez a vonal sokkal halványabb, mint a H_α és így spektrohéliográffal már túl hosszú expozíciók kellettek volna. A sajátabszorpció általában K , H_α , D_3 sorrendben csökken. Így míg a legtöbb esetben a D_3 -ban jóformán átlátunk a protuberancián, addig a K -vonal majdnem csak a felénkeső külső részeket mutatja. Különböző protuberanciákban az egyes emissziós vonalak intenzitásának viszonya gyakran különböző. Nem valószínű ugyan, hogy ennek a mozgásokra bármi kihatása is lenne, mégis, mielőtt bármit kijelenténék, ilyen irányban is, még észlelési sorozatokat kell végrehajtani.

Már az eddig felsorolt néhány példából belátható, hogy szükség van, több különböző atom emissziós vonalainak fényében egy időben készült hosszabb észlelési sorozatok összehasonlító tanulmányozására is.^{19a} Eféle észlelési sorozatok a kolozsvári csillagvizsgáló interferencia-szűrőjével és más vonalpárookra készítenő hasonló szűrőkkel lenne legjobban keresztülvihető. Mint érdekes séget megemlítem még ezekkel kapcsolatban LYOT¹⁷ kísérletét. Speciálisan szerkesztett szűrő monokromátorát a koronográffal összekötve a szűrő hőmérsékletének változtatásával, sikerült neki egymás után három különböző protuberancia-vonalban észlelni. (H_α , D_3 , H_β)

Interferencia-szűrők refraktorokon való alkalmazásának, ha sikerül egyszer a zavaró és a műszerben szóródó fényt a lehető minimumra csökkenteni, lesz talán még némi előnye is a mai közönséges koronografikus észlelésekkel szemben. A jelenleg létező mindkét koronográf u. i. aránylag rövid gyújtótávolságú műszer, úgyhogy a direkt képet még nagyítani kell, ami általában a kép kvalitásának rovására történik. Ezzel szemben hosszú, 5—6 m-es gyújtótávolságú refraktoron alkalmazva az interferencia-szűrőt, a leképzést 1 : 1 arányban tarthatjuk. Ekkora gyújtótávolságú refraktor direkt napképénél nagyobb nagyítást protuberancia-felvétel sorozatoknál nem is igen használnak. Már csak azért sem, mivel a felvételeket rendszerint 25 mm széles normálfilmre exponálják kinematikus kamarával. Nem

¹⁹ M. MINNAERT, C. SLOB, *Proc. Amsterdam Acad.* 33, 65, 1930; K. SCHWARZSCHILD, *Astr. Mitt. Göttingen*, Teil 11, 1906.

^{19a} A. D. THACKERAY, *Comparison of Hydrogen and Helium Radiation in Solar Prominences. OBSERVATORY*, 64, 169—174, 1941. (Nr. 805. Dec. 1941).

lebecsülendő előny még az interferencia-szűrő javára, hogy hosszú észlelési sorozatokat gyors mozgásokkal a halványabb vonalak fényében, ahol viszonylag hosszú expozíciókra van szükség, az interferenciaszűrővel könnyen végre lehet majd hajtani, míg spektrohéliográfal nem.

Az eddigiekben, ha állandóan nem is említettük, de azért mindig csak a napkorong szélén feltűnő protuberanciákról és azoknak a látóvonalra merőleges síkban való mozgásuk észleléséről volt szó. Magán a napkorongon a protuberanciákat sötét flokkuluszokként vagy más néven filamenteknek²⁰ látjuk. Annak ellenére, hogy ma már a Nap peremén megfigyelhető protuberanciák és a sötét flokkuluszok azonossága kétségtelen, a legtöbb esetben mégis megtartjuk a flokkulusz-elnevezést, ha a napkorongon észlelt protuberanciákról beszélünk. Célszerű elővigyázatosságból így cselekedni. Magán a napkorongon u. i. a peremhez viszonyítva annyira más körülmények között észlelünk, hogy az eredmények között valószínűleg ma még meg nem állapított szisztematikus eltérések lehetnek. A Nap peremén a protuberanciákat oldalról, míg a korongon a középpont felé haladva mindjobban és jobban felülről nézve szemléljük. Oldalról nézve, a protuberanciák általában középértékben ötször akkora felületet mutatnak. Részben e miatt, továbbá a mozgási pályák relatív térbeli fekvése miatt is, stb., a mozgások tanulmányozásához az összehasonlíthatatlanul értékesebb adatokat a peremészlelések képezik. A korongészleléseknél nagyon zavar még a kromoszféra alkotta fényes háttér is. Mindezek mellett a korongészlelések is igen nagy fontosságúak. A protuberanciákkal kapcsolatos, ma még ismeretlen tulajdonságú vonzási központok helyeit, valamint a protuberancia pontos helyzetét (héliografikus szé-

²⁰ Fel szeretném hívni a figyelmet arra, hogy az irodalomban a *flokkulusz* elnevezést különböző kutatók más-más értelemben használják. Eredetileg G. E. HALE használta először a *monokromatikus fáklyák* megjelölésére, mikor észrevette, hogy ezek nem azonosak az integrált fényben közönséges távcsővel is jól látható fáklyákkal. Mivel a spektrohéliográf feltalálásakor a fényes monokromatikus fáklyákkal egyidőben (tőlük ugyan karakterisztikusan különböző, de) első pillanatra rokon tüneménynek tartott sötét monokromatikus fáklyákat is észleltek, ezeket *sötét flokkuluszoknak* nevezték. Az amerikaiak és angolok általában a HALE-féle elnevezést használják (úgyisint én is ilyen értelemben adtam meg az elnevezéseket 1. alatt idézett dolgozatomban). Ezzel szemben a franciák DESLANDRES után *floculinak* a monokromatikus fényben észlelhető és a fotoszférikus granuláció szerkezetéhez hasonló kromoszférikus fényes szemcséket nevezik, míg a hosszú életű HALE-féle sötét flokkuluszokat *filamenteknek*. WALDMEIER is könyvében³³ ezen utóbbi megjelöléseket használja, de csak azokat a korongon észlelhető protuberanciákat nevezi filamenteknek amelyek nincsenek összefüggésben napfoltokkal. A fényes flokkuluszok elnevezése a francia konvenció szerint (*plages faculaires* vagy precízebben) attól függően, hogy milyen atom emissziós vonalától ered: kalcium vagy hidrogén stb. *jelhők*. A német nyelvű irodalomban a HALE-féle flokkuluszokat sokszor egyszerűen *fényes* vagy *sötét* (monokromatikus) *fáklyáknak* is hívják. Az angol nyelvű irodalomban használják a *dark markings* elnevezést is a napfoltokkal vagy erupciókkal kapcsolatos sötét flokkuluszokra.

lességét) és kölcsönhatását egyéb napjelenségekkel csakis korong-észlelések útján lehet megállapítani.

A sötét flokkuluszok észlelésére mindmáig az egyedüli alkalmas műszer a spektrohéliográf. Amennyiben továbbra is csak a látóvonalra merőleges mozgásokat tekintjük. Elméletileg az interferencia-szűrőt is lehetne erre a célra használni, ha a félvonal szélességet az eddig előállított szűrőkkel szemben sikerülne 1—2 nagyságrenddel összébb szorítani úgy, hogy a szűrő áteresztő helyén a félvonal szélesség legalább valamivel kisebb legyen, mint a protuberancia-vonalé.

Mostanig a látóvonalra merőleges síkban lezajló protuberancia-mozgások észlelésével foglalkoztunk. Láttuk, hogy a mozgások érdemleges tanulmányozása — néhány kivételes esettől eltekintve — fotografikus úton történik. Esetről-esetre az egyes protuberanciákban végbemenő mozgások gyorsaságától függő időközökben fényképfelvételeket készítünk és ezen sorozatok megfelelő kiértékelésével kapjuk a protuberancia mozgó részecskéinek pályáit a hozzátartozó sebességgel együtt. A látóvonal irányában a mozgások pályáit természetesen nem észlelhetjük, sebességeik azonban annál egyszerűbben közvetlenül mérhetők a Doppler—Fizeau-elv alapján, és pedig egyformán legyen az a korongon vagy a peremen észlelhető protuberancia.

Protuberanciák radiális sebességeinek mérése legegyszerűbben vizuálisan eszközölhető a spektrohélioszkóp második rése elé helyezett és a réssel párhuzamos tengely körül forgatható planparallel üveglemez segítségével. A nagy Doppler-effektust mutató protuberancia-vonal a második rés normális helyzetében és ha a planparallel lemez merőleges a sugármenetre, nem esik a résre. Ha az egész protuberanciában ily nagy a sebesség, akkor a protuberancia láthatatlan marad. Minél nagyobb a radiális sebesség, annál nagyobb szöggel (φ) kell elfordítani a planparallel-lemezt, hogy a protuberancia-vonal a résre toljódjék és a protuberancia a látómezőben megjelenjen. Ezért nevezik a planparallel-lemezt vonaleltolónak. φ értéke nyilván csak a radiális sebéségtől és a műszertől függ. Így elérhető akár az is, hogy az elforgatását mutató skálán közvetlenül (km/sec-ban) mindjárt a radiális sebéségeket olvassuk le.

A másik módszer protuberanciák radiális sebességének mérésére igen régi, mégis egészen 1939-ig jóformán nem alkalmazták. Ez a módszer fotografikus és elve DESLANDRESTŐL származik. A McMath—Hulbert-csillagvizsgálón rendszeresítettek az utóbbi időben a Deslandres-féle módszerrel, javított technikájú kivitelben radiális sebéségméréseket.²¹

²¹ R. R. McMATH, H. E. SAWYER, O. MOHLER, J. BRODIE, A Method of Measuring Radial Velocities in Solar Prominences. *Publ. Obs. Univ. Michigan*, 8, 57—59. 1940. (No. 4) és *P. A. A. S.* 10, 59—60, 1940.

A műszer²² maga nem egyéb, mint egy spektrohéliográf, csak az exponálás módja más. A felvételek a következőképpen készülnek. A második rés szélességét (r_2) az első rés szélességének (r_1) többszörösére vesszük és úgy állítjuk be a réseket, hogy az első rés a második rés közepe tájára képződjék le. Az exponálást nem egyenletes folytonos résmozgás végzi, hanem álló réshelyzetben exponálunk, majd utána a réseket ugrásszerűen visszük tovább r_2 távolsággal. Természetesen ezáltal nem kapunk egy teljes képet. A nyert kép első pillanatra olyan, mintha normális spektrohéliogramot r_2 vastag drótokból álló ráccsal takartuk volna le. Ez a hasonlat azonban teljes szigorúsággal csak akkor áll fenn, ha a protuberancia egyáltalán nem mutat Dopplereffektust. Hogy a normális spektrohéliogramokon látható összes képrészleteket mind megkapjuk, úgy r_2/r_1 ilyen képet kell készíteni oly módon, hogy minden újabb felvétel előtt a kiindulási pontot rendre r_1 távolsággal odébb visszük. Tegyük fel most már, hogy az első rés a protuberancia éppen olyan keskeny csíkját takarja, ahol a csík egyik felében a radiális sebesség nulla, míg ettől kezdve a csík másik felében a csík végéig a radiális sebesség folyton növekszik. Ez a képen abban fog megnyilvánulni, hogy a csík egyik fele, ahova a nulla radiális sebességű részek esnek, egyenes lesz, míg a másik felének pontjai fokozatosan távolodni fognak ennek az egyenesnek a képzeletbeli meghosszabbításától. Az egyes pontoknak az egyenestől való távolsága mértéke az illető pontok radiális sebességeinek. Ez a példa világosan megmagyarázza a mérés menetét.

Különösen értékes protuberancia-észleléseket képeznek azok a sorozatok, amelyekből a sebességek mind a három dimenzióban levezethetők és így a teljes térbeli sebességek is meghatározhatók. Sajnos, ilyen irányban nagyobb megfigyelési sorozatokat még csupán 1939 októberétől és egyedül a McMath—Hulbert-csillagvizsgálón kezdeményeztek.²³ A radiális sebesség spektrohéliográfjal és a közönséges spektrohéliográfjal készíteneek egyidejűleg felvételeket. Gyorsan mozgó protuberancia-részeknél azonban, azt hiszem, aránylag kevés összetartozó sebességet lehet azonosítani és hogy ez mennyire sikerül, inkább a szerencsés véletlentől függ. Ha $r_2/r_1 = 20$, úgy a radiális sebesség spektrohéliográfban az egész protuberanciának csupán mintegy huszadrésze van rajta. Tehát a teljesen precíz exakt észlelés az lenne, ha

²² A McMath—Hulbert-csillagvizsgálón Stone radiális sebesség spektrohéliográfjának nevezik a műszer-t. (J. F. STONE adományából építették.) DESLANDRES meudoni műszerét eredetileg *spectroenregistreur des vitesses*-nek nevezte.

²³ R. R. McMATH, H. E. SAWYER, O. C. MOHLER, The Measurement of Space Motion of Solar Prominences. *Publ. Obs. Univ. Michigan*, 8, 123—132, 1941. (No. 9.) Megelőzőleg három dimenzióbeli mozgásokat közöltek: DESLANDRES, *Obs. Paris. Ann. Meudon* 4, No 1. 1910.; KEENAN, *Astrophysic J.* 83, 55. 1936 és WALDMEIER.³¹

húsz különböző radiális sebesség spektrohéliogramot lehetne készíteni azalatt, míg két²⁴ közönséges spektrohéliogram készül. Ám ez technikailag keresztülvihetetlen. Éppen ellenkezőleg, átlagban radiális sebesség spektrohéliogrammból csak fele annyit lehet készíteni, mint a közönségesből, mivel minden egyes radiális sebesség spektrohéliogram tetejébe ráexponálnak még halványan egy közönséges spektrohéliográfikus felvételt, hogy a két felvételsorozat azonosítása biztosan és könnyű szerrel véghezvihető legyen. Ez a nehézség azonban annál inkább elenyészik, minél lassúbbak a látóvonala merőleges síkban folyó mozgások, mivel az ezen síkban fekvő sebességeket ellentétben a radiális sebességekkel, tulajdonképpen mindig csak több egymásutáni felvételtől lehet levezetni.

Spektrohélioszkópos vizuális radiális sebességméréseknek az összekapcsolása a látóvonala merőleges síkba eső sebességekkel már sokkal körülményesebb. Míg az imént vázolt fotografikus eljárásnál az identifikációt egyértelműen végre lehet hajtani, addig a spektrohélioszkóp esetében már magáért azért, mivel vizuális észleléseket kell azonosítás végett sokkal később egybevetni a fotografikus eredményekkel, sok technikai nehézség áll elő. Ehhez járul még az is, hogy amennyiben pl. koronografikus megfigyeléseket akarunk összehasonlítani spektrohélioszkóp-észlelésekkel, a felvételeken jól elkülönülő, esetleg teljesen más mozgási állapotú részeket a spektrohélioszkópban összefolyva látunk és így csupán együttes radiális sebességük mérhető. A spektrohélioszkóppal észlelt látóvonalba eső protuberancia-mozgásoknál, különösen a filamenteknél a legtöbb esetben nem állapítható meg, hogy a mért sebességértékek tulajdonképpen a protuberancia milyen típusú részéhez tartoznak. A legtöbb esetben egészen más típusú részek sebességeit mérjük, mint pl. a koronográf segítségével vizsgálható fényes csomókká tömörült, jól definiált és önállóan mozgó gáztömegeknél.

Tekintsük egy protuberancia oly kis részét, amely már strukturát a spektrohélioszkópban nem mutat. E részecske radiális sebességének mérése a következőképpen történhet. Vagy megállapíthatjuk, hogy a kiszemelt rész milyen vonaleltoló állásnál a legélesebb (rendszerint legfényesebb is), vagy azt keressük, hogy milyen szélső helyzetű vonaleltoló állásoknál nem tűnik még teljesen el a kép. Mi a jelentése most már ezen vonaleltoló állásokhoz tartozó sebességeknek? Az éles képpel korrespondáló sebesség nyilván a protuberancia szóbanforgó részét alkotó gáztömegek zömének átlagos középsebességét jelenti. A másik

²⁴ Azért lenne elég 2 (és nem egy) közönséges spektrohéliogram készítéséhez szükséges idő alatt csinálni egy különböző fázisú radiális sebesség spektrohéliogram-sorozatot, mivel minden egyes látóvonala merőleges síkba eső sebesség levezetéséhez legalább két felvétel szükséges.

két szélső helyzetbeli érték pedig az (előjellel vett) előforduló maximális és minimális sebességeket adja. Megjegyzendő azonban, hogy ezen utóbbi értékek magától érthetően erősen függenek az okulárba jutó atmoszférikus és instrumentális szórt fénytől.

Külön ki kell még emelni a filamentekkel kapcsolatban, hogy ezeknek a méréseknek a pontosságát az észlelés módja miatt igen befolyásolja az, hogy a kép alakja a második rés vonal-profilhoz való különböző helyzetei szerint más és más, és hogy ezen különböző állások szerint tulajdonképpen a protuberancia különböző magasságú részeit látjuk élesen. Ez a hibaforrás azonban csak kis sebességeknél jelentékeny és a peremészleléseket sem befolyásolja annyira.

Ha gyorsan mozgó (erupciókkal kapcsolatos) flokkulusz radialis sebességének változását észleljük hosszú időn át, úgy főleg a flokkulusz emelkedése és süllyedése alatt előálló alakváltozás miatt egyáltalán nem biztos, hogy mindvégig ugyanannak a gáztömegnek a mozgását követtük végig.²⁵⁻⁴⁴ De még másik, a bizonytalanságot növelő egyéb körülmény is közrejátszhat a méréseknél.^{25a}

A spektrohélioszkópos radiális sebességmegfigyelések önmagukban is szerfölött értékesek, kiváltképpen a sötét flokkuluszokra vonatkozóak. A filamenteknél a látóvonalmonti sebességadatok és az ezekből megállapítható mozgások sokkal gazdagabb adatokat nyújtanak, mint a látóvonalra merőleges síkú mozgások megfigyelései. A napkorongon magán általában inkább csak alakváltozásokat vehetünk észre és csak igen ritkán láthatjuk a protuberanciák egyes részeinek közvetlen elmozdulását.

2. A mérési eredmények.

A protuberanciák mozgási észleléseivel kapcsolatos mérési eredmények zömét a sebességértékek képezik. Exakt pályákat, gyorsulásokat stb. még alig észleltek. A mozgó protuberancia-részek tömegeire és fényességváltozásaira vonatkozólag pedig még csak becslések történtek.²⁶ Ha most már a mérési eredmények megbízhatóságáról akarunk ítéletet mondani, úgy voltaképpen érdemlegesen mindössze

²⁵ A. HUNTER, Short-lived H_{α} Prominences Observed on the Sun's disk. *Observatory* 64, 201—204, 1942 (Nr. 886). F. SLOCUM, The Effect of Radial Velocity upon the appearance of solar Flocculi and Prominences. *P. A. A. S.* 9, 19, 1937.

^{25a} A. D. THACKERAY, *Observatory* 64, 204—206. 1942.

²⁶ Jelenleg éppen szerzőnél van feldolgozás alatt egy a zürichi csillagvizsgáló arosai koronográfjával készített feivételsorozat, amelyre fotometriai skálát is fényképek közvetlenül a protuberancia képek után. Így ezek lesznek valószínűleg az első pontos mérések a mozgó protuberancia-részek sebesség- és fényességváltozásai közötti összefüggés keresésére.

a sebességek hibáiról beszélhetünk, mivel a többi mérések eredményeinél nem áll kellő számú adat rendelkezésre, hogy azok értékét statisztikailag megvizsgálhassuk.

A látóvonatra merőleges mozgásoknál közvetlenül csupán pozíciókat észlelünk és a pozícióváltozásokból határozzuk meg a sebességeket. (Magukat a pozíciókat fotografikus felvételeknél a legtöbb-ször projekcióban 1 mm pontossággal szokták leolvasni. Ennek az 1 mm-es távolságnak a Napon a képminőségtől függő projekciós nagyításnak megfelelően más-más távolságok felelnek meg; közép-értékben vehetünk 500 km-t, de a határok kb. 200—3000 km között váltakoznak. Komparátorban csak nagynéha sikerült mérni, mert a kontrasztok rendszerint gyengék és a fényérzékeny emulzió szemcsés szerkezete igen zavarólag hat.) A sebességeket általában grafikusán a távolság-idő-diagramokból határozták meg; így a sebességek hibái ismeretlenek maradtak. A távolságmérés kezdőpontját a sebességek szempontjából bárhol választhatjuk, mivel végül úgyis csak a távolságkülönbségek érdekelnek. A mérés módját azonban célszerű mindig úgy eszközölni, hogy a látóvonatra merőleges síkba eső teljes sebességkomponenseket nyerjük. Erre, sajnos, nem mindig voltak kellő figyelemmel.^{26a} A nem koronografikus felvételekből ily módon nyert régebbi publikált sebességértékeket a távolság-idő-diagramjaik alapján tanulmányozva, átlagosan a sebességek közepes véletlen hibáira legalább 20%-os pontatlanságot kellett megállapítani.

Különösen megfontolásra késztet H. R. HULME²⁷ diszkusziója a régebbi sebességek megbízhatóságát illetően. A távolság-idő-diagramok pontjait egyenes darabokkal rendszerint könnyű összekötni, sőt ezt a tapasztalatot törvényszerűségnek mondták ki. HULME azonban kimutatta, hogy — legalább is az általa megvizsgált és a kromoszféra felé mozgó részekenél — a legtöbb esetben a távolság-idő-diagramok pontjai összekötésénél nem volt indokolt és megengedett az egyenes darabokkal való közelítés. Más szavakkal ez annyit jelent, hogy az egyenesekből számított sebességértékek sem reálisak. Ilyen esetekben, mint arról könnyen meggyőződhetünk, a sebességek hibái a 20%-nál lényegesen nagyobbakra rúgnak.

A látóvonatra merőleges sebességek mérési hibája az újabb koronografikus felvételek segítségével lecsökkent az átlagos 5%-ra, tehát a régi megfigyelésekkel szemben a százalékos pontosság legalább

^{26a} H. E. SAWYER, J. BRODIE, Effect of Projection Factor on Time-Distance Plots of Motions in Loops of Class III Prominences. *Publ. Obs. Univ. Michigan* 7, (No 3), 79—92, 1938.

²⁷ H. R. HULME, On the Motion on Solar Prominences and Streamers. *Monthly Notices* 99, 634—641, 1939.

négyszeresen kedvezőbb lett. Saját méréseim²⁸ alapján lehetett ezt a következtetést vonni. A sebességeket a grafikus módszertől eltérőleg minden egyes alkalommal számítással határoztam meg és így a sebességek közepes véletlen hibái is egyszerűen kiadódtak. Mivel egynéhány számított sebességtől³² eltekintve nincs az irodalomban más ilyen nagyszámú pontos hibákkal együtt közölt sebességadat, nem lesz érdektelen megnézni e sebességek hibáinak eloszlását.

Egy-egy látóvonalra merőleges sebességadat levezetéséhez elvileg elegendő, hogy a mozgó gázcsomót legalább két felvételen azonosíthassuk. De, ha komolyan megbízható adatokat akarunk, úgy legalább három felvételen való azonosítás szükséges. Természetes, hogy a felvételek számának (n) növekedésével a hibák csökkennek. Ezt mutatja az 1. táblázat, hol a 21.0 és 30.9, illetve a 61.0 és 70.9 km/sec határok közé eső sebességek hibáinak középértékeit állítottam össze.

n v km/sec	3	4	5	6	A hibák középértékei
21.0—30.9	1.9 km/sec	1.3 km/sec	1.2 km/sec	0.7 km/sec	1.4 km/sec 5.4%
61.0—70.9	4.0 km/sec	3.5 km/sec	2.6 km/sec	2.2 km/sec	3.3 km/sec 5.0%

1. Táblázat.

Még erősebben csökkennek a hibák értékei, ha nem a felvételek száma, hanem az az időtartam (t) növekedik, ameddig az állandó sebességgel haladó csomót megfigyelhetjük. Ez látható a 2. táblázatból.

A hibák abszolútértéke, amint az várható is volt, a sebességgel együtt növekedik, de érdekes a már magából e két táblázatból is kitűnő tény — ami egyébként, ha az összes sebességeimet vesszük figyelembe még inkább szembeszökő —, hogy a százalékos hibák a sebesség növekedésével csökkennek. Lehetséges, hogy ennek oka magában a protuberanciák még ismeretlen sajátos mozgásában rejlik.

A látóvonalban fekvő — vizuális spektrohélioszkópos — sebességméréseknél a véletlen mérési hibát már magánál a fellépő és az 1. pontban vázolt nehézségeknél fogva is igen nehéz meghatározni. Lassan változó protuberancia-részek gyors egymásutáni többszöri mérésével

²⁸ L. Dezső, Beispiele von Bewegungen in Protuberanzen auf Grund von Aufnahmen mit dem Koronographen. *Publ. Eidg. Sternwarte Zürich*, 7, Heft 2/3, 1940.

t min. v km/sec	1—5	5—10	10—15
21.0—30.9	1.7 km/sec 6.6%	1.7 km/sec 6.6%	1.0 km/sec 3.9%
31.0—40.9	3.1 km/sec 8.7%	2.0 km/sec 5.6%	0.7 km/sec 1.9%
61.0—70.9	3.7 km/sec 5.6%	2.6 km/sec 3.9%	—
21.0—80.9	7.3%	4.8%	—

2. Táblázat.

lehetne csak az ilyen radiális sebességméréseknél fellépő véletlen hibákat kiszámítani. Eféle rendszeres észlelési sorozatról azonban nincs tudomásom. Mindenesetre itt a véletlen hibák mellé legalább ugyanakkora szisztematikus hibák is társulnak. A hibák értéke függ még az észlelésre használt spektrumvonalától. Szerintem a véletlen hibák általában legalább 10%-ot tesznek ki, de kis (kb. 10 km/sec vagy ennél is kisebb) sebességeknél még összehasonlíthatatlanul többet, úgyhogy ily kicsi sebességeknél a méréseket teljesen illuzórikussá tehetik.

A radiális sebesség spektrohéliográfnál a véletlen mérési hibákat (talán kissé derülátóan) 1.3 km/sec-nak adták meg.²³

3. A mozgási törvények.

E. PETTIT^{18a} kezdeményezésére a McMath-Hulbert-csillagvizsgálón a protuberanciákat különböző szempontok szerint, de leginkább alakjuktól függően osztályozták.^{29 29a 5} Öt főtípust és még több altípust állapítottak meg. A különböző fajta protuberanciáknál mozgásaikban is sokban eltérések mutatkoztak. Biztonsággal kimondhatjuk azonban, hogy ennek az osztályozásnak nem sok fizikai alapja van. A Pettit-féle osztályozás voltaképpen a legtöbbször azonos

²⁹ E. PETTIT, The Motion of Prominences of the Eruptive and Sun-spots types. *Astrophysic. J.* 84, 319—345, 1936. = *Mt. Wilson Contr.* 552.

^{29a} R. R. McMATH, E. PETTIT, Prominences of the Avtive and Sunspot types Compared. *Astrophysic. J.* 85, 279—303, 1937. = *Mt. Wilson Contr.* 568.

típusú protuberancia életének különböző fázisaira vonatkozik. Legjobb akarat mellett is mindössze három protuberancia típust állapíthatunk meg. WALDMEIER³⁰ csak két lényegesen eltérő típusra osztja fel őket. Az egyik típust azzal jellemezhetjük legszabatosabban, hogy elkerüli a foltokat, míg a másik típus mindig napfolt fölött vagy foltcsoport között, illetve közvetlen közelében fekszik. Legtöbbször, alakjukról is meg lehet a két különböző típust állapítani. A protuberanciák javarésze az első típusba tartozik. Ezek a közönséges hosszú életű protuberanciák, amelyeket a korongon rendszerint, mint elnyúló keskeny filamenteket észlelünk. A második csoportba tartozó és általában kis területre terjeszkedő protuberanciákat két alcsoportba sorozhatjuk: az elsőt a tulajdonképpeni folt-protuberanciák, míg a másodikat az erupciókkal kapcsolatban fellépő, rövid élettartamú protuberanciák alkotják. WALDMEIERnek a protuberanciafelszállásokra vonatkozó érdekes észrevétele alapján helyesebb sokkal inkább, ha a két főcsoportra osztást fogadjuk el és három típusról, ú. m. 1. közönséges, 2. folt és 3. erupciókkal összefüggő protuberancia típusokról csak egyszerűség kedvéért beszélünk. H. W. NEWTON^{30a} tisztán radiális sebességek észlelése alapján is szintén ezen osztályozás véleményén van.

Felszálló protuberanciákról akkor beszélünk, ha egy protuberancia úgyannyira emelkedni kezd, hogy úgy tűnik fel, mintha felszállna a kromoszféráról és elrepülne a Napról. Sokszor megfigyelték azonban, hogy a jóideig felszállóként viselkedő protuberancia később csaknem teljesen visszatért a Nap felületére, mintha a kromoszféra egy pontján fellépő vonzási központ szippantotta volna vissza. Ezek a megfigyelések azt valószínűsítik, hogy olyankor is, ha közvetlenül nem is észlelhető, azért a felszálló protuberanciák anyaga feloszolva szintén visszakerül a kromoszférába. Ámbár a sebességek gyakran érnek el olyan nagy értékeket, hogy a Nap gravitációs teréből egyes protuberanciák el is szabadulhatnak.^{30b} Egyébként mind a három fajta protuberanciánál gyakran előfordul, hogy feloszólásuk, tehát életük végső szakasza felszállással fejeződik be. Ennek az állításnak nem mond ellent az a tény, hogy protuberancia-felszállásokat aránylag igen ritkán észleltek. Másokkal^{30c} ellentétben WALDMEIER³¹ szerint

³⁰ M. WALDMEIER, *Ergebnisse und Probleme der Sonnenforschung*, Leipzig, Akad. Verl. 1941. (Probl. d. Kosm. Physik. Bd. XXII.) 209. és 217. old.

^{30a} H. W. NEWTON, *The Distribution of Radial Velocities of dark H α Markings near sunspots. Monthly Notices* 94, 472—476, 1934.

^{30b} E. PETTIT, *The possible Escape of Prominences from the Sun. P. A. S. P.* 52, 172—181, 1940.

^{30c} R. S. RICHARDSON, *The sudden Disappearance of Disk Prominences. P. A. S. P.*, 50, 299—300, 1938.

³¹ M. WALDMEIER, *Aufsteigende Protuberanzen. Zs. f. Astrophys.* 15, 299—314, 1938.

a protuberancia-felszállások száma nagyságrendileg egyezik a protuberanciák számával. De végetérhet a protuberancia úgy is, hogy egész anyaga egy vagy több jól definiált vonzási központ felé szabályos ívelt pályák mentén lefolyik, avagy lassanként különböző részek leválása közben fokozatosan elhalványodik és így tűnik el.

WALDMEIER³² vizsgálat alá vette az általa. (1938 végéig) észlelt 10 felszálló protuberanciát, valamint az ő előtte észlelt egyéb 47-et és a következő érdekes statisztikai összefüggést nyerte. Jelölje h a felfelé mozgó protuberancia kromoszféra feletti magasságát (10^5 km-ben mérve), t pedig az időt (órákban kifejezve), úgy a

$$p = \frac{d \log h}{dt}$$

paraméterrel karakterizálhatjuk a felszállást. Már most az az érdekes, hogy a p értékek úgy oszlanak meg, hogy az első típusba sorolható protuberanciákra vonatkozólag a középértékek 0.36, míg a foltokkal kapcsolatos protuberanciáknál 2.24-re vezetnek.

A protuberanciák mozgására vonatkozó elsőnek felismert törvény PETTIT^{18a 29 33 34} nevéhez fűződik. E szerint a protuberanciák gáztömegei általában egy-egy ideig állandó sebességgel mozognak és az olykor-olykor fellépő sebességváltozások hirtelen, ugrásszerűen jönnek létre. Tehát a távolság-idő-diagramok egyenes darabokból tevődnek össze.

A sebességek értékei leggyakrabban talán 20—100 km/sec között vannak. De észleltek már^{34a} a látóvonalra merőleges mozgásoknál 700 km/sec-nál nagyobb sebességeket is. A radiális sebességként mért legnagyobb érték — 450 km/sec volt. Még a protuberancia «nyugvó» részeiben is állandó áramlások vannak. Igen szépen mutatják ezeket LYOT^{34b} és WALDMEIER koronográffal készült kinematografikus felvételei. Ezek a belső mozgások rendszerint 4—10 km/sec közötti sebességűek. Ma még teljesen ismeretlenek ezen áramlások törvényszerűségei. Mindenesetre a spektrumvonalak kiszélesedését ez okozza.

³² M. WALDMEIER, Bewegung aufsteigender Protuberanzen. *Zs. f. Astrophys.* 118, 241—251, 1939.

³³ E. PETTIT, The Forms and Motions of the Solar Prominences. *Publ. Yerkes Obs.* 3, (Part IV), 205—240, 1925.

³⁴ R. R. McMATH, E. PETTIT, Prominence Studies, *Astrophys. J.* 88, 244—277, 1938. = *Mt. Wilson Contr.* 597.

^{34a} R. R. McMATH, E. PETTIT, H. SAWYER, J. BRODIE, An Eruptive Prominence of Record Height and Velocity. *P. A. S. P.* 49, 305—308, 1937.

^{34b} B. LYOT, A Study of the Solar Corona and Prominences without eclipses. *Monthly Notices*, 99, 580—594, 1939. (No. 8.) (Georg Darwin lecture.)

PETTIT úgy gondolta, hogy még a következő második törvényszerűség^{29 35} is kielégítést nyer a felfelé tartó mozgásoknál. Ha a sebesség megváltozik, úgy az új sebesség a réginek kis egészszámú többszöröse. Később R. R. McMATH és PETTIT³⁴ e törvényt úgy próbálták módosítani, hogy az utolsó sebesség nem az utolsóelőtti, hanem az azt megelőző egészszámú többszöröse kell, hogy legyen.

Eredetileg ezen Pettit-féle I. és II. törvényt felfelé irányított — a kromoszférától távolodó — mozgásokra mondták ki, de később úgy tapasztalták, hogy a sokkal gyakoribb lefelé, így a vonzási centrumokhoz tartó mozgásokra is érvényes.^{29^a 34}

Ma már teljes biztonsággal állíthatjuk, hogy a Pettit-féle II. törvény nincs megvalósítva.^{28 31 32 36} Míg az első törvényt nagy általánosságban az újabb mérések is igazolták.^{28 6^a 37} Sőt WALDMEIER azt tapasztalta,^{6^a 37} hogy a protuberanciákban végbemenő áramlásoknál (legalább is két igen nagy pontossággal mérhető protuberanciánál) maguk a mozgás pályái is egyenes darabokból tevődnek össze. A protuberanciák gáztömegei tehát egyenesvonalú egyenletes mozgást végeznek, vagy legalább is ilyen erő nélküli mozgás is előfordulhat. A nehézségi erőt teljes mértékben kiegyensúlyozza egy ma még nem teljesen ismert ellenerő. Erre az ellenerőre azonban még több más észlelésből is következtethetünk. Sokszor a sebességek változásaival egyidőben a pályában is irányváltozások mutatkoznak.^{31 6^a 37}

Nincs még egyáltalán tisztázva, hogy milyen feltételek mellett, de valószínű, hogy sűrűn előfordulhatnak^{43 32 36 37^a} folytonos sebességváltozások is, különösen a lefelé való áramlásoknál.^{27 28} Másrészt saját méréseim tapasztalatai azt mutatják, hogy a távolság-idődiagramok sokszor egészen jól definiált egyeneseiről bizonyos pontok kiugorhatnak anélkül, hogy a kiugrások realitásához kétség férne. Ezeket értelmezhetjük, mint az egyenletes sebességet megzavaró átmeneti perturbációt, ámbár okozhatja a fényintenzitás maximumának eltolódása is. Hogy a két lehetséges értelmezés közül melyik a helyes, azt csak a további észlelések fogják eldönteni tudni.

³⁵ E. PETTIT, A Second Law of the Motion of Eruptive Prominences. *Washington Nat. Acad. Proc.* 22, (No. 5), 249—253, 1936. = *Mt. Wilson Com.* 118.

³⁶ PAN PUH, Sur le mouvement des protubérances. *Comptes rendus de l'Acad. des Sci.*, Paris, 208, 1793—1795, 1939.

PAN PUH, Recherches sur le mouvement des protubérances solaires. *Annales Obs. Paris*, section de Meudon, t. 8, fasc. 4, 1939. (96 p. + 3 pl.; 30 fig.)

³⁷ M. WALDMEIER, B. BECK, Strömungen in Sonnenprotuberanzen II. *Zs. f. Astrophys.* 21, 286—294, 1942.

^{37^a} M. NOTUKI, On the Ascending Motion of the Eruptive Prominence of the Sun. *Proc. Physico-Math. Soc. Japan* (3), 18, 598—622, 1936. = *Ann. Tokyo Astr. Obs. App.* 53; és *Proc. etc.* (3), 19, 1936.

McMATH és SAWYER³⁸ úgy gyanították, hogy a sebességváltozások bizonyos rétegekben jönnek létre. Ennek azonban már magában véve bizonyos régebbi megfigyelésük is ellentmond.⁵ Észrevették u. i., hogy az ugyanazon trajektóriák mentén mozgó különböző részek egészen más-más viselkedésűek lehetnek. Méréseim²⁸ sokkal inkább arra utalnak, hogy a sebességváltozások nem a helynek, hanem az időnek függvényei. Sokszor előfordul, hogy egymástól nagyobb távolságban mozgó részekenél a sebességváltozások egyidejűleg jönnek létre. A távolság-idő-diagramok egyenes darabjainak végpontjai az időtengelyen nem egyenletesen oszlanak el, hanem sokkal inkább csoportokba tömörülni látszanak.²⁸ Ezt erősíti meg egyébként WALDMEIER egyik dolgozatában^{6a} közölt (4.) ábra is.

Különösen nehéz problémát adnak fel a vonzási központok felé tartó áramlások. Magukról a vonzási központok mibenlétéről sincs még semmi tudomásunk. Eddig még általában sem a kromoszférán, sem a fotoszférán nem vettek észre semmilyen elváltozást az ilyen helyeken. Ámbár vannak, akik bizonyos összefüggést vélnek felismerni a vonzási központok és a foltok között.³⁹ A folt-protuberanciáknál (a harmadik típusba sorolhatókat is beleértve) a legtöbb mozgás, mint az várható is, folt felé irányul, míg az első típusú protuberanciáknál csak ritkán figyelték meg⁴⁰ napfolt felé irányuló áramlásokat. A legtöbb esetben a vonzási központok helyeihez közel egyáltalán nincs is folt. Ha protuberancia folt felé mozog, úgy az eddigi észlelések szerint a penumbrába tart. G. H. HALE⁴¹ úgy találta mintha ilyenkor spirálisan haladna.

Közönséges protuberanciáknál úgy látszik, hogy összefüggés van a sebesség és a vonzási központtól való távolság között²⁸ olymódon, hogy a sebesség a vonzási centrumtól való távolság csökkenésével növekszik. Ha egyetlen mozgó protuberancia-részt tekintünk csak, akkor ennek közepes sebességnövekedését jó közelítésben lineárisnak vehetjük.⁴² Ez olvasható le I. ábránkról is. Az ábra WALDMEIER^{6a} sebességmérései és a hozzájuk tartozó pályákat feltüntető ábra alapján készült. Amennyiben a protuberancia összes attrakció centrumok felé irányuló sebesség adatait egyszerre nézzük, akkor lineáris össze-

³⁸ R. R. McMATH, H. E. SAWYER, Location of Velocity Changes in a Class III. b. Prominence. *P. A. S. P.* 51, 165—166, 1939.

³⁹ P. C. KEENAN, The Distribution of Centers of Attraction for Prominences. *Astrophysic. J.* 82, 369—376, 1936.

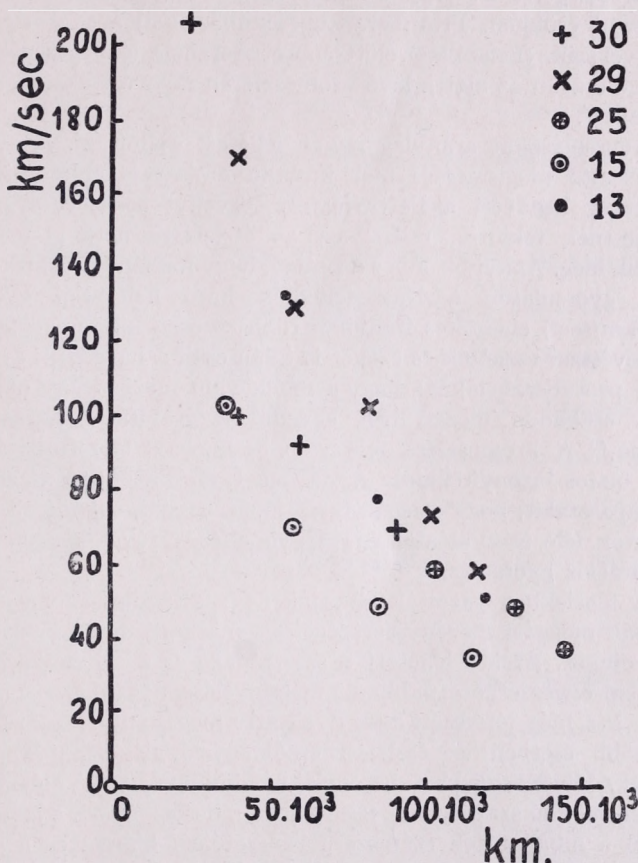
P. C. KEENAN, Centers of Attraction for Prominences. *P. A. S. P.* 8, 143, 1936.

⁴⁰ Ld. pl. ST. JOHN észlelései a Handbuch des Astrophysik Band IV. 117. old.

⁴¹ G. H. HALE, Solar Vortices. *Astrophysic. J.* 28, 100—116, 1908. = *Mt. Wilson Contr.* 26.

⁴² Ld. 28. alatti dolgozatom 4. ábráját.

függésről már aligha beszélhetünk, hacsak nem engedünk meg igen nagy szórást. Ezzel szemben statisztikailag most is bátran kimondhatjuk, hogy a sebességek átlagértéke nagyobbodik a vonzási köz-



1. ábra. Összefüggések az 1940 december 28.-án WALDMEIER⁶² által észlelt protuberancia attrakció centrumokhoz áramló részeinek sebességei és attrakció centrumtól való távolságai között. A protuberancia két szélén észlelt attrakció centrumokhoz tartó mindazon részek adatait berajzoltuk a diagramba ahol csak legalább 3 sebességet lehetett mérni. A különböző jelek különböző részekre vonatkoznak.

pont felé való közeledéssel. PETTIT³³ már az 1919 május 29-i nagy protuberanciánál a vonzási központ távolságának csökkenésével «majdnem lineáris sebességnövekedést» vett észre. Mégis ezóta erre a jelenségre egyáltalán nem figyeltek fel, holott valószínűleg fontos törvényszerűség első nyomait mutatják ezek az észrevételek. Közbevetőleg

megemlítem még, hogy az észlelt sebességváltozások zöménél, ha a mozgás (a kromoszférához viszonyítva) lefelé irányul: a sebesség leginkább növekedik. Ugyanezt mondhatjuk talán a mozgó részecskék fényességéről is. Míg a felfelé tartó mozgásoknál a fényesség rendszerint csökken. Protuberancia-felszállásoknál a sebesség általában növekszik. «Felszállás» előtt a protuberancia lényegesen kifényesedik, de magán az alatta lévő kromoszférán nem vettek észre semmi rendellenest.

Gyorsulásokat aránylag ritkán lehetett számítani. A gyorsulások kielégítő megismerése már pusztán amiatt is elmaradt, mivel egyszerűség kedvéért a Pettit-féle I. törvényt sokszor olyankor is kielégítettnek tekintik, mikor azt az észlelések nem is feltétlenül követelik meg. Annyi bizonyos azonban, hogy felszálló protuberanciákban a gyorsulások a Nap felületén ható nehézségi gyorsulást (0.274 km/sec^2) ellentétes irányban többszörösen kikompenzálhatják. Csak kevésszer észlelték és ezeket is talán csak a harmadik csoportba tartozó protuberanciáknál, hogy a felfelé való mozgás úgy zajlott le, mintha szabadon mozgó test egyedül a gravitáció hatása alatt mozogna.⁴³ A kromoszféra felé való szabadesés előfordulására sincsenek biztos bizonyítékaink. Annál meglepőbb azonban az a kétségtelen tapasztalat, hogy a lefelé tartó mozgásoknál, sőt még a vonzási központok felé irányulóaknál is a gyorsulások jóval kisebbek, mint a gravitációs gyorsulás.^{28 43 44}

A fentiekben vázoltak alkotják nagy általánosságban a protuberanciák mozgási törvényszerűségeire vonatkozó mai legvalószínűbb ismereteinket. Ezeket lehetett a szerteágazó és a sokszor egymással össze sem egyeztethető publikált megfigyelésekből kihámozni. Amint látjuk, ma még jóformán csak kvalitatív megállapításoknál tartunk. A legtöbb esetben az észlelési eredmények megbízhatóságát sem ismerjük. Különböző protuberanciáknál különböző, egymással gyakran ellentmondó szabályokat tapasztaltak, de bizonyára a legtöbbször pusztán a hibahatárok számszerű ismeretének hiánya és a mérések pontatlansága okozza a zavart. Néhány különlegesen érdekes protuberanciára vonatkozó,⁴⁵ de általánosabb tartalmú közleményekben⁴⁶ felhalmozott régebbi megfigyelési anyag adatai közül sem lehet erős kri-

⁴³ M. A. ELLISON, Problems of the Motions of Solar Prominences. *Nature* 147, 662—664, 1941. (Nr. 3735.)

M. A. ELLISON, Some Studies of the Motions of Hydrogen Flocculi by Doppler Displacements of the H_{α} line. *Observatory* 64, 188—190, 1942. (Nr. 806, Apr.) és *Monthly Notices* 102, 11—21, 1942. (Nr. 1.)

⁴⁴ H. W. NEWTON, Characteristics Radial Motions of H_{α} absorption Markings seen with Bright Eruptions on the Sun's disc. *Monthly Notices* 102, 2—10, 1942. (Nr. 1.) és *Observatory* 64, 185—188, 1942. (Nr. 806, April.)

tika mellett sok mindent felhasználni, mivel még nincsenek kellő kritériumaink, hogy az észleléseknél a realitás határát biztosan megvonhassuk.

⁴⁵ E. PETTIT, Catalogue of Eruptive Prominences, *P. A. S. P.* 52, 172, 1940. (Nr. 307.)

M. G. FRACASTRO, La protuberanza eruttiva del 18 April 1941. *Rend. Roma* (7) 2, 976—978, 1941. (Nr. 12.)

E. PETTIT, The Eruptive Prominence of September 14, 1940. *P. A. S. P.* 52, 414—416, 1940.

R. SÉRVAJÉAN, Un filament solaire d'étendue exceptionnelle. *B. S. A. F.* 54, 137—138, 1940.

R. S. RICHARDSON, A Tornado Prominence of Record Height. (1940. júl. 7.) *P. A. S. P.* 52, 326, 1940. (Nr. 309.)

M. NOTUKI, T., HATTORI, I. SEMBA, An Active Prominence on Sept. 7—9 1939. *Tokyo Astr. Bull.* 391.

S. B. NICHOLSON, A Prominence with Large Doppler Displacements. *P. A. S. P.* 51, 175, 1939. (No. 301.)

E. PETTIT, The Highest Eruptive Prominence. *Scientific Monthly* 47, (Nov.) 421—428, 1938. és *P. A. S. P.* 50, 168—170, 1938. (Nr. 295.)

E. R. HOGE, A Typical Example of Motion in an Active Prominence. *P. A. S. P.* 50, 58—59, 1938.

R. R. McMATH, E. PETTIT, A Quasi-eruptive Prominence Observed in Hydrogen. *P. A. S. P.* 50, 240—241, 1938. (Nr. 296.)

R. R. McMATH, E. PETTIT, Motions in the Loops of Prominences of the Sunspot Type, Class III b. *P. A. S. P.* 50, 56—57, 1938.

E. PETTIT, The Great Eruptive Prominences of May 29 and July 15 1919. *Astrophysic. J.* 50, 206—219, 1919.

⁴⁶ R. R. McMATH, E. PETTIT, The Development of Eruptive Prominences. *P. A. S. P.* 9, 159—160, 1939.

F. SLOCUM, E. PETTIT, Some Striking Similarities in Solar Prominences. *P. A. S. P.* 9, 133—134, 1938.

R. R. McMATH, E. PETTIT, Some New Prominence Phenomena. *P. A. S. P.* 49, 240—241, 1937. (Nr. 292.)

PH. C. KEENAN, Observations of Radial Motions of Prominences. *Astrophysic. J.* 83, 55—60, 1936.

B. LYOT, Observations des protubérances solaires faites au Pic du Midi en 1935 és 1937. *Comptes rendus de l'Acad. des Sci. Paris*, 202, 392—394, 1935; 206, 648—650, 1938. Quelques observations de la Couronne Solaire et protubérances en 1935. *B. S. A. F.* 51, 203—218, 1936.

H. W. NEWTON, On two Allied Types of Chromospheric Eruptions. *Monthly Notices* 95, 650—655, 1935.

A. M. NEWBIGIN, H. W. NEWTON, Dark Hydrogen Flocculi and «Motion Forms» *Observatory* 54, 20—21, 1931.

G. E. HALE, The Spectroheliograph and its Work. II. és III. *Astrophysic. J.* 71, 73, 1930. és 73, 379, 1931. = *Mt. Wilson Contr.* 393. és 425.

Greenwich Photoheliographic Results 1930. évi kötetétől.

E. PETTIT, Studies in Prominence Characteristics. *Popular Astronomy* 27, 669—671, 1919.

E. J. PEREPELKIN, Über die Natur der Sonnenprotuberanzen. *Zs. f. Astrophys.* 3, 338—353, 1931.

4. Az elméletekről.

A protuberanciák mozgásait értelmezni próbáló elméleteknek legelőször is a következő három kérdésre kellene feleletet adni. 1. Mi az az ellenerő, amely a gravitációs erőt teljesen kiegyensúlyozni képes és hogyan hat ez a protuberancia gáztömegeire. 2. A vonzási központokat milyen erőhatás okozza és milyen törvényszerűség szerint vonzza maga felé a protuberanciák bizonyos tömegeit. 3. Mi okozza az ugrásszerű sebességváltozásokat. Valószínűleg három, teljesen független erő működik s ezek együttes hatását észleljük a protuberanciák különös mozgásaiban.

A gravitációs erőt kiegyensúlyozó ellenerőként bizonyára csak a sugárnyomást tekinthetjük.⁴⁷ A belső korona rétegeiben uralkodó csekély gáznyomás általában nem eredményezhet számottevő ellenerőt. Az atomra ható sugárnyomás és gravitációs erő viszonyát (μ) egyszerűen felírhatjuk. Jelölje e az elektron töltését, m tömegét, M az illető atom tömegét, c a fénysebességet, h a Planck-féle állandót, k a Boltzman-féle állandót, G a gravitációs gyorsulást a Nap felületén, úgy a T hőmérsékletű fekete testnek λ hullámhossznál ható sugárnyomására μ a következő lesz :

$$\mu = \frac{2 \pi^2 e^2 h}{m c M G \lambda^3} e^{-\frac{c}{\lambda k T}}$$

Mivel azonban a sugárnyomásnak egyáltalán csak a protuberancia színekpvonalakkal összeeső λ -knál lesz hatása a protuberancia tömegeire, így fenti kifejezést még f/r -el kell megszorozni, ahol f a vonal u . n. oszcillátor-erősségét, r pedig a λ hullámhosszú Fraunhofer-vonal közepének («maradék») intenzitását jelenti. Ha most már numerikus értékeket helyettesítünk be (a Nap felületi hőmérsékletét, ahonnan a sugárnyomás szempontjából számításba jövő fény jön 5740° -nak véve), általában nem kapunk egyáltalán kielégítő eredményt. Hidrogénnél pl. 10^6 — 10^7 -el kisebb értékekre jutunk. Egyedül a Ca^+ -nál lesz $\mu = 1$.

E. A. MILNE⁴⁸ protuberancia elmélete éppen a calcium ionok ezen különös kivételes sajátságán alapszik. MILNE részletesen kifej-

⁴⁷ N. T. BROBNOVNIKOFF, Repulsive Forces in Solar Prominences. *Astrophysic. J.* 74, 157—187, 1931.

D. H. MENZEL, Radiation Pressure and Prominence Motions. *P. A. A. S.* 9, 225—226, 1939.

⁴⁸ E. A. MILNE idevonatkozó dolgozatai a *Monthly Notices*-ben jelentek meg: 84, 354, 1924; 85, 111, 739, 1925; 86, 8, 459, 1926; 87, 697, 1927; 88, 188, 493, 1928. Ld. még R. S. PIKE dolgozatát: u. o. 88, 3, 1927.

tette, hogy a calcium-protuberanciák kromoszféra feletti lebegését és a protuberancia-felszállásokat hogyan lehet az ionizált calcium H és K vonalainál fellépő sugárnyomással megmagyarázni. Azonban már a μ -t adó formulára tekintve is azonnal arra a gondolatra jutunk, hogy a MILNE-féle elmélet szerint a protuberancia anyaga különböző atomokból álló részekre szétkülönül, hiszen értéke attól függ, hogy melyik atomot és annak melyik vonalát tekintjük. Az első döntő érv MILNE elmélete ellen, hogy a protuberanciákban ilyen féle, atomfajtákra való separálódás nincsen.^{18 18^a 18^b 18^c} A második pedig a következő. Mivel elkülönülés nem jön létre, azt kellene feltételezni, hogy a calcium ionok magával ragadják a protuberancia többi atomjait. W. H. MCCREA¹⁸ kimutatta ugyan, hogy a protuberanciákban a sűrűség elég nagy és így az impulzuscseré az atomok között elég gyors, úgyhogy elegendő, ha a protuberanciákban a fölöttébb leggyakoribb hidrogén atomoknak problémáját oldjuk meg, mert ezek azután képesek arra, hogy a többi is magukkal vigyék, de a calcium ionok ezt nem tudják megtenni. A protuberanciák anyagának u. i. mindössze 2%-a áll calciumból s hozzá még ebből is a legtöbb kétszeresen ionizált állapotban van, ezek pedig a sugárnyomáshoz megint alig járulnak hozzá.

A nyitva hagyott probléma tehát az, hogy mi módon lehet $\mu = 1$ értéket kapni hidrogénnél. Neutrális hidrogénnél a sugárnyomás értékét a Lyman-sorozat és ennek a határán a 912 Å hullámhossznál csatlakozó Lyman-kontinuum dönti el. Ha $\mu = 1$ értéket akarunk elérni, úgy a protuberancia alatti sugárzó réteg hőmérsékletét a valóságos (mai tudásunk alapján legbiztosabbnak tartott érték helyett) annak mintegy kétszeresére kellene venni.

A problémának, ha nem is a megoldására, de mindenesetre a megoldáshoz vezető lehetséges útra A. UNSÖLD⁴⁹ mutatott rá. Szerinte a dolog nyitja ott van, hogy a protuberanciák alatti rétegben, valamint magukban a protuberanciákban is igen messze vagyunk a termodinamikai egyensúlytól. Így azt kell feltételeznünk, hogy a sugárzás intenzitása a Lyman-vidéken kb. hat nagyságrenddel nagyobb, mint az az 5740°-ra szóló Planck-görbéből következne. Bármennyire valószerűtlennek látszik is első pillanatra ez, egészen másfajta tapasztalatok (így pl. Földünk legkülső légrétegének magas ionizáció foka) ugyancsak e feltevés helyessége mellett tanuszkodnak.

UNSÖLD feltevését elfogadva, most már, ha $\mu = 1$, úgy megérthetjük, hogy a protuberancia a kromoszféra felett lebegve maradhat. Amint a Lyman-sugárzás valahol átmenetileg (pl. erupciókban) megerősödik, úgy az ilyen réteg feletti protuberancia ($\mu > 1$ miatt) emelkedni kezd. A felfelé csökkenő sűrűséggel azonban az ionizáció

⁴⁹ A. UNSÖLD, Physik der Sternatmosphären, mit besonderer Berücksichtigung der Sonne. Berlin, Springer, 1938. 424. old.

foka növekszik s így, mivel az ionokra a Lyman-sugárzásból adódó sugárnyomás már nem hathat, a protuberancia megint nyugvásba jut. Meg szeretném még jegyezni, hogy a protuberancia alatt elterülő réteg a környezethez képest valószínűleg sokkal erősebben sugárzó. Erre vall, hogy a filamentek alatt, ha a napkorongon kissé oldalról látszanak, gyakran fényes flokkuluszhoz hasonló jelenséget figyelhetünk meg.

Még sokkal kevesebbet tudunk ma még mondani a vonzási központok felé való mozgásokról és az ugrásszerű sebességváltozásokról. Ezeknél elektromos és mágneses erők játszanak valószínűleg szerepet.

H. ALFVÉN⁵⁰ megmutatta, hogy napfoltokból kiinduló mágneses erővonalak egészen hasonló pályákat mutatnak, mint bizonyos (vonzási központokhoz haladó) protuberanciák mozgó részei. ALFVÉN eredménye nem sok reményre biztat, hacsak arra gondolunk, hogy a vonzási központok egybeesése napfolttal csupán inkább speciális kivételnek számít. Emlékeztetni szeretnék azonban arra, hogy a Mt. Wilsonon a mágneses napfoltészlelésekkel kapcsolatban találtak olyan, teljesen normálisnak látszó fotoszféra helyeket, amelyek mágneses szempontból a foltokhoz hasonlóan viselkedtek.⁵¹

Régebben már K. O. KIEPENHEUER⁵¹ is megkísérelt mágneses erőket és belső surlódást figyelembe venni. Elméletét azonban nem fogadhatjuk el. Először is, mert a felszálló protuberanciák nem állnak összefüggésben a napfoltokkal, másodsor az erupciók és protuberanciák sincsenek egymással olyan vonatkozásban, mint azt ő felvette.

Az ugrásszerű sebességváltozásokat erupciókkal összefüggésben álló protuberanciáknál R. G. GIOVANELLI⁵² szerint mágneses erők okozzák. Elméletében az erupcióbeli L_{α} -vonal konturja játssza a főszerepet, azonban ennek az észlelésekkel nehezen összeegyeztethető sajátosságokat tulajdonít.

A protuberanciák elméletéhez még mások^{53 54} is érdemlegesen

⁵⁰ H. ALFVÉN, Tentative Theorie of Solar Prominences. *Arkiv för Matematik Astronomi och Fysik*. 27, No. 20. (10. old.)

⁵¹ Sajnos, olyan irányban még nem végeztek észleléseket, hogy a protuberanciák vonzási központjainak helyeit Zeeman-effektus után szisztematikusan megvizsgálták volna. Megjegyzem, ennek igen nehéz észlelés-technikai nehézségei is volnának.

⁵² R. G. GIOVANELLI, The Motion of Eruptive Prominences. *Astrophysic. J.* 91, 83—90, 1940. (No. 1.) = *Canberra Repr.* 16.

⁵³ K. O. KIEPENHEUER, Zur Dynamik der Sonnenprotuberanzen, *Zs. f. Astrophys.* 15, 53—68, 1938. = *Veröff. Univ. Sternw. Göttingen* 58.

⁵⁴ S. CHANDRASEKHAR, The Relation between the Chromosphere and the Prominences. *Observatory*, 57, 65—68, 1934.

⁵⁴ W. H. MCCREA The Apparent Motions of Solar Prominences. *Observatory* 62 16—21, 1939.

hozzászoltak. H. ZANSTRA⁵⁵ igen érdekes hidrodinamikai kísérleteit, melyeket elméletileg is alátámasztott, kell még külön felemlíteni. Hogy azonban a protuberanciák alakjait és mozgásait komolyan értelmezni lehessen előbb be kell várnunk míg megfelelő számú és kellő pontosságú új megfigyelési anyag fog rendelkezésre állni.

Egyetemi Csillagvizsgáló, Kolozsvár,
1943 július 2.

THE MOTION OF THE PROMINENCES

By *L. Dezső*
(Summary)

A report is given of the results and problems concerning the motions of the solar prominences. The 1st part deals with the direct observations. The various methods of observation are discussed upon, such as the use of the : spectroscope, spectrohelioscope, spectroheliograph, radial velocity spectroheliographic, oronograph and of the polarizing monochromator. All their advantages and disadvantages are being considered. Of all the different observational possibilities the most satisfactory results in the determination of the movement perpendicular to the line of sight can be obtained with the coronagraph and the new monochromator and in the line of sight with the spectrohelioscope and the radial velocity spectroheliograph. The 2nd part treats briefly with the velocity errors. Tables I. and II. (on pages 141, 142) give some of the errors obtained by the author in measuring some of WALDMEIER's earlier films taken with the coronagraph. Part 3 deals with the main laws found so far by the investigations of the prominences' motion. In general the motions are following PETTIT's first law, but there are surely many exceptional cases when the velocity changes continuously. On the other hand PETTIT's second law cannot be regarded as fulfilled. WALDMEIER's parameter divides all the prominences in two definite classes, namely: the one comprising the type of ordinary prominences which are not connected with sunspots and the second, all the others. (The spot prominences are yet of two sorts, one of which is always connected with chromospheric eruptions.) WALDMEIER has lately discovered (in two prominences which were both following PETTIT's first law) that the trajectories of the moving knots in prominences are built up by straight lines. Many motions are directed towards centres of attraction which are mostly not identical with spots. It appears as if the velocities were increased at the approach of such centres. This is also proved (in the case of one of the above mentioned prominences which was observed

⁵⁵ H. ZANSTRA, Some Hydrodynamical Experiments in connection with Prominences, *Monthly Notices*, 99, 499—524, 1939. = *Comm. Univ. Obs. Oxford Nr. 15.* 311—336, 1939.

by WALDMEIER) in our Figure 1. (On page 147.) The same rule was shown even before, in two other cases. (See PETIT's and the author's works loc. cit. 33 and 28 respectively) Finally part 4 gives a short review of the chief lines of the theories of the prominences. It is shown that the various and complicated motions cannot be explained by any one of them.

Investigating the problems of the prominences motions we must come to the conclusion that before any hope can be had of fully understanding the general characteristics of the prominences we must first collect in greater number observational material of better quality. Great care must especially be taken for each individual velocity determination and the errors of the velocity must also be given. The observations done with the coronagraph showed that one of the most important conditions to obtain good accuracy is the distinctness and sharpness of the pictures. The good quality of the pictures is also very important as only in the case of the prominence showing a detailed structure is it possible to observe separately all the individual knots which are in general moving independently one from the other. On account of this reason it should be sometimes even easier to study the motions in prominences in the line D_3 instead of H_α , as at D_3 the self-absorption being in general less than in H_α and consequently the prominences show more resolved structure.

KÖNYVISMERTETÉSEK

Gombás Pál : *Bevezetés az atomfizikai többtestprobléma kvantummechanikai elméletébe*. Kolozsvár, 1943. (Acta scientiarum mathematicarum et naturalium 14.) 176 oldal.

Felbecsülhetetlen jelentőségű a magyarországi elméleti fizikai kutatások szempontjából GOMBÁS könyvének megjelenése. Ez tulajdonképpen az első olyan magyar nyelvű fizikai könyv, amely a tankönyvek jellegén messze túlszárnyalóan az önálló tudományos kutatásokhoz szolgál bevezetőül. Kétségtelen, hogy nálunk, ha valaki tudományos vizsgálatokkal (így elsősorban, ha fizikával vagy csillagászáttal) foglalkozni kíván elengedhetetlen, hogy idegen, így elsősorban német és angol nyelven legalább olvasni tudjon. Mégis szerfőlött nagy könnyebbséget jelent, még annak is, aki idegen nyelvtudással, habár igen jól rendelkezik is, ha anyanyelvén olvasva szerezheti meg a szükséges előismereteket. Nem szólva arról, hogy több fiatal, kiváló tehetségű egyén nem kapcsolódhatik be a kutatásokba idejében és igen gyakran elvész a magyar tudomány számára pusztán azért, mivel — a legtöbbször anyagiak híján — nem tehetett szert kellő nyelvismeretre. GOMBÁS könyve a kezdő magyar elméleti fizikusokat a mai atomfizika egyik legfontosabb szerteágazó területére vezeti el. Különös szerencse, hogy hozzá még olyan autentikus professzor magyar írását olvashatjuk, aki a könyvében tárgyalt kérdések megoldásához sajátmaga is lényegesen hozzájárult.

A könyv tartalmát már pusztán címe is igen jól körvonalazza. Kiváltképpen részletesen foglalkozik szerző magával az atommal, mint többtest-

problémával. Hat fejezetre tagozódik a könyv. Az I. fejezet a többtest-probléma hullámmechanikai tárgyalásának alapjait és a hidrogén atom elméletét adja; a II. a többtestprobléma általános hullámmechanikai elméletével; a III. a két elektront tartalmazó rendszerekkel; a IV. a sajátfüggvények és energiasajátértékek közelítő módszereinek meghatározásával, külön részletességgel tárgyalva a variációs és a HARTRE és HARTRE—FOCK módszert; az V. fejezet az atom statisztikus elméletével és végül a VI. a molekulák és kristályok kötésével foglalkozik.

A kvantummechanikai alapfogalmak ismertetését a könyv nem tárgyalja. Szerző u. i., mint azt előszavában külön megemlíti, könyvét azoknak szánta, kik a kvantummechanika alapismereteinek már birtokában vannak. A könyv végén részletes irodalmi tájékoztatást találunk további tanulmányokhoz. Úgy a fontosabb összefoglaló művek, mint az eredeti önálló közlemények felsorolása a könyv egyes fejezeteinek megfelelően van csoportosítva. Név- és tárgymutató zárja le a kötetet.

Külön ki szeretnénk még emelni, hogy szerző önálló vizsgálatainak egyik igen jelentős eredményét, amely szerint sikerült a PAULI-elvet a statisztikai elmélet alapján megfogalmazni és egy bizonyos potenciál bevezetésével helyettesíteni szintén részletesen ismerteti a könyv.

Ennek a potenciálnak az alapján többek között nehéz atomok termjeit igen egyszerűen lehet számítani. Asztrofizikai szempontból is fontossága van GOMBÁS eredményeinek.

HYLLERASnak csupán az atomfizikai kéttestproblémáig menő és talán nagyon is vázlatos könyvétől eltekintve, ehhez hasonló más könyv egyáltalán nincs a nemzetközi fizikai irodalomban sem. Reméljük tehát, hogy GOMBÁS külföldi szempontból nézve is hézagpótló könyve idegen nyelvű fordításban ugyancsak meg fog jelenni.

D—ö.

Szőkefalvi Nagy Gyula: *A geometriai szerkesztések elmélete.* VIII + 87 l. Kolozsvár 1943. (Acta scientiarum mathematicarum et naturalium 18.)

Ez az alig 100-lapos kis könyv a matematikai monografiáknak világ-irodalmi viszonylatban is egyik gyöngyszeme, a magyar szakkönyvek között pedig alig akad még egy hasonló, amely a matematika szépségei iránt fogékony olvasóközönség olyan széles rétegében akkora érdeklődésre tarthat számot, mint ez a munka. Néhány alapvető ismeretre támaszkodva egységes, áttekinthető és sok helyen a legújabb kutatásokat is felölelő képet nyújt az egyik «legklasszikusabb tudományág»-ról. Tömörség tekintetében elsőbbség illeti ezt a munkát a hasonló tárgyú idegennyelvű művekkel szemben. Ennek ellenére minden lapja könnyen érthető, világos és szabatos. Olvasását még megkönnyíti szép és bő ábraanyaga. Külön érdeme a könyvnek kifogástalan magyarsága. Ebben a tekintetben is mintaképpül állíthatjuk oda. Bártran elmondhatjuk, hogy ez a munka bőséges tanulságot és a legszebb élményekben gazdag órákat nyújt a benne elmélyedő olvasónak.

Vessünk egy-egy pillantást az egyes fejezetekre!

Az I-ben megismerkedünk a körzövel és vonalzóval való szerkesztettség algebrai feltételeivel, rövid bizonyítást kapunk a déloszi probléma, a triszekció, a szabályos 7- és 9-szög szerkesztésének megoldhatatlanságára és

egyszerű szerkesztést a szabályos 5- és 17-szögre. A 17-szög szerkesztésének meglepő rövidségét külön ki kell emelnünk. A II. fejezetben a szerző már a körosztás Gauss-féle elméletének mélységeibe ragadja az olvasót. A III. fejezet főbb pontjai a Mohr—Mascheroni-, a Poncelet—Steiner-féle szerkesztések és ezekkel rokon vizsgálatok. Ezután — a IV. fejezetben — a vonalzó használatának kiterjesztésével végezhető szerkesztések következnek, így pl. egységátrakó-, egy vagy két derékszögvonallal és papírhajtogatással. Az V. fejezet a Poncelet—Steiner-féle vizsgálatok bizonyos irányú továbbviteleként egy körtől különböző kúpszelet, valamint bizonyos harmadrendű görbék segítségével végezhető szerkesztésekkel foglalkozik, a VI. fejezet pedig bepillantást enged a különböző szerkesztéseket egyszerűség szempontjából összehasonlító ú. n. geometrografiába. A könyv VII. és egyben utolsó fejezete a körnégyesgöcsítésessel, valamint ezzel kapcsolatos kérdésekkel foglalkozik. Ez az egyedüli fejezet, amely az analízis elemeiből a középiskolában elsajátítható alapismereteket meghaladó ismereteket követel. Ennek fejében az olvasó a matematika egyik legszebb eredményét ismeri meg, amely az emberi elmét több mint 2000 éven át izgató problémát zár le.

A mű szerzője külföldön is ismert és elismert tudós. Mint tankönyvíró azonban csak most volt alkalma a magyar olvasóközönségnek Őt megismerni. Azt hiszem, minden magyar matematikus óhaját fejezem ki, amikor azt kívánom ebből az alkalomból, hogy ezt a remekbe szabott kis könyvet mielőbb kövesse a többi.

Fejes László.

Simon Béla: *A földrendések.* A Kir. M. Természettudományi Társulat kiadása. Budapest, 1943.

Régi hiányt pótol a most megjelent könyv, mert ámbár az alig 50 esztendőre visszatekintő önálló földrendéstudomány kifejlődésében Magyarország már kezdettől fogva méltó helyet vívott ki magának a többi nemzetek között, bizonyos fejezeteit tárgyaló tudományos értekezéseken és népszerű hirdapcikkeken kívül a földrendéskutatás tudományának minden kérdését összefoglaló munka magyar nyelven még nem jelent meg. Annál inkább hézagpótló a 184 oldal terjedelmű, 100 szöveggéppel, 32 táblával és 1 a magyar medence földrendésgyakoriságát feltűntető térképpel ellátott könyv, mert benne a szakembereken kívül a művelt nagyközönség is megtalálja mindazt, amit e fiatal tudomány a legelvontabb kutatásokban és gyakorlati alkalmazásaiban eddig alkotott.

Első fejezeteiben megismertet a földrendés fogalmával, fajaival. Az emberi érzékszervekkel közvetlenül megfigyelhető földrendések kutatásánál rámutat a megrázott terület lakosságának fontos szerepére a megfigyelési anyag gyűjtésében; mert csak ennek segítségével s a szakember helyszíni vizsgálataival együtt állapítható meg a rengés erőssége s annak eloszlása. Ennek segítségével határozható meg ugyanis a rengés epicentruma és keletkezésének oka, valamint az altalaj minőségének és az építkezési módnak befolyása az okozott károkra. Ezekből a védekezési mód és veszélyességi zónák kijelölése válik lehetővé.

A következőkben a földrendésjelző készülékekkel, a földrendésfeljegyzés kiértékelésével s ezzel kapcsolatban a földrendési hullámoknak

a Föld belsejében és felületén való terjedésével és azok elméletével foglalkozik. Bevezeti az olvasót a földrengés tan legelvontabb kutatásának területére: a Föld belső fizikájának megismerésére irányuló vizsgálatokhoz, amelyek eddigelé szinte egyetlen járható útját a földrengési hullámok adták.

Továbbiakban a földrengések okait s a Föld felületén való eloszlásukat, valamint gyakoriságukat s az elő- és utórengéseket ismerteti.

Végül a makro- és mikro szeizmológiához szervesen kapcsolódó és a földrengés tan legmodernebb ágát képező alkalmazott földrengés tan az altalaj, az út- épület rezgések vizsgálatára, valamint a természeti kincsek felkutatására szolgáló módszereit és nagyrésztük eredményeit adja elő, amelyek nemzetgazdasági szempontból felbecsülhetetlen jelentőségűek.

A földrengés kutatás nemzetközi szervezetének, nemzeti vizsgáló állomások hálózatának és észlelési egységes szempontok szerint való fel- dolgozásának ismertetése után végül a földrengés tan rövid történetét írja le.

Függelékül néhány nagyobb földrengés ismertetése zárja be a könyvet.

A könyv szép magyarsága és gördülékeny stílusa figyelmet érdemel.

Szilber Józsefné.

SZAKOSZTÁLYI ÜGYEK

Előadások 1943-ban

Az 1943. év folyamán a Szakosztály ülésein a Társulat (Budapest, VIII., Eszterházy-u. 16. sz. alatti) üléstermében a következő előadások hangzottak el (valamennyi előadás kezdetét d. u. 1/2 órára tűzték ki).

Február 19-én, pénteki napon: 1. *Forró Magdolna dr.*, a Pázmány Péter Tudomány-egyetem Kísérleti Fizikai Intézetének adjunktusa «A kozmikus sugárzás eredete» és 2. *Réthy Antal dr.* c. egyetemi ny. rk. tanár, a m. kir. Országos Meteorológiai és Földmágnességi Intézet igazgatója «Szlovák csillagda a Tátrában» címmel tartott előadást. (Ez utóbbi feltehetőleg előadás kivonatban a Csillagászati Lapok 1942. évi. 5. évf. 4. számában 162—164. old. jelent meg.)

Április 6-án, kedden: *E. Schoenberg* professzor, a breslauer csillagvizsgáló igazgatója, a Szakosztály meghívására a Jupiter légköréről tartott németnyelvű előadást. (Zur Dynamik der Jupiteratmosphäre.) Az előadás magyar fordításban a Csillagászati Lapok 7. évfolyamában fog megjelenni.

Május 14-én, pénteken: *Bacsák György dr.*, a Milankovics-féle jégkorszakelmélet kiváló magyar ismerője tartott előadást az ezen elmélet körébe vágó «Miskovics-féle táblázatokról».

Szeptember 29-én, szerdán: *H. Vogt* professzor, a heidelbergi csillagvizsgáló igazgatója a Szakosztály és a Svábhegyi Csillagvizsgáló meghívására tartott előadást «Die chemische Zusammensetzung und die Entwicklung der Sterne» címmel. Az előadást megelőző számunkban közöltük.

Október 25-én, hétfőn: *Dozent Dr. W. Becker*, a bécsi csillagvizsgáló tudományos tanácsosa, aki jelenleg hosszabb idő óta a göttingai csillagvizsgálón dolgozik, tartott előadást. A Szakosztály és a kolozsvári egyetem Elméleti és Kísérleti Fizikai Intézeteinek meghívására jött Magyarországra és nevezett intézetek által rendszeresített fizikai kollokviumok keretében Kolozsvárt is tartott előadást. A Cephei-problémáról beszélt «Zur Deutung des Lichtwechsels der δ Cephei-Veränderlichen» címmel. Az előadás a Csillagászati Lapok 7. évfolyamában fog megjelenni.

November 10-én, szerdán: *Detre László dr.*-nak, a svábhegyi csillagvizsgáló obszervatóriának érdekes elnöki megnyitója után, *Kulín György dr.*, a svábhegyi csillagvizsgáló intézeti tanára tartott előadást «Az 1943 májusban Magyarországon megfigyelt fényes meteorról».

A 6. ÉVFOLYAM TARTALMA

Inhalt des 6. Jahrganges. — Content of the 6. volume.

Szerzők szerinti névmutató.

Autorenregister. — Index of the Authors.

	Oldal
BACSÁK GYÖRGY: Összefüggések a Föld változó pályaelemeiben. (Zusammenhänge zwischen den säkularveränderlichen Elemente der Erdbahn)	113 119
BARABÁS JÓZSEF: Tükröző felületekről. (Über spiegelnde Oberflächen)	120 125
DETRE LÁSZLÓ: <i>Lásd Könyvismertetések alatt.</i>	
DEZSŐ LORÁNT: A kolozsvári egyetemi csillagvizsgáló 1941—1942 A protuberanciák mozgása	20 126
(The Motion of the Prominences)	152
<i>Lásd Könyvismertetések.</i>	
FEJES LÁSZLÓ: <i>Lásd Könyvismertetések.</i>	
FÉNYES IMRE: Az atom hullámmechanikai és statisztikus elméletének kapcsolata	49 68
(Über den Zusammenhang zwischen der wellenmechanischen und statistischen Theorie des Atoms)	
GERŐ LÓRÁND: <i>Lásd Schmid Rezső.</i>	
KULIN GYÖRGY: Fényképfelvételek az 1942g Whipple—Fedtke- üstökről	104
LASSOVSZKY KÁROLY: A svábhegyi csillagvizsgáló intézet 1942. évi működése	35
SCHMID REZSŐ és GERŐ LÓRÁND: Dissociation Energy of the NO Molecule	101
(Az NO molekula disszociációs energiája)	102
Dissociation Energy of the N ₂ Molecule	102
(Az N ₂ molekula disszociációs energiája)	103
SZILBER JÓZSEFNÉ: <i>Lásd Könyvismertetések.</i>	
THEWREWK AURÉL: A Kheopsz-piramisról	69
(De la pyramide de Chéops)	79

	Oldal
THÜRING BRUNO: Methoden und Ergebnisse der Erforschung der Sonnengranulation und der Sonnenflecken	1
(A napgranulációk és napfoltok kutatásának módszerei és eredményei)	19
VOGT HEINRICH: Die chemische Zusammensetzung und die Ent- wicklung der Sterne	81
(A csillagok kémiai összetétele és fejlődésük)	100

Könyvismertetések.

Buchbesprechungen. — Reviews.

<i>Astronomischer Jahresbericht</i> Bd. 41 (1939), Bd. 42 (1940), (Dezső)	48
<i>A Svábhegyi Csillagvizsgáló Intézet Közleményei</i> 1—18. sz. (Dezső)	106
BECKER W., <i>Sterne und Sternsysteme.</i> (Dezső)	47
GOMBÁS P., <i>Bevezetés az atomfizikai többtestprobléma kvantum- mechanikai elméletébe.</i> (Dezső)	00
GRAFF K., <i>Grundriß der geographischen Ortsbestimmung.</i> (Dezső)	46
HAPPEL H., <i>Das Dreikörperproblem.</i> (Dezső)	46
HECKMANN O., <i>Theorien der Kosmologie.</i> (Dezső)	47
KRBÉK F., <i>Erlebte Physik.</i> (Dezső)	48
KUIPER G. P., <i>Lásd Lundmark.</i>	
LUNDMARK K., <i>Les Novae et les Naines Blanch.</i> I—III. (Dezső)	43
SIMON B., <i>A földregégek.</i> (Szilberné)	156
STRÖMGREN E., <i>Festschrift für ...</i> (Dezső)	44
SWINGS P., <i>Lásd Lundmark.</i>	
SZŐKEFALVI NAGY GY., <i>A geometriai szerkesztések elmélete (Fejes)</i>	155
SZTRÓKAY K., <i>A kis csillagász.</i> (Detre)	79
WALDMEIER M., <i>Ergebnisse und Probleme der Sonnenforschung (Dezső)</i>	45

Szakosztályi ügyek.

Alapszabályok	110
Előadások 1943-ban	157
Mérleg 1942 végén	80
Tisztikar	110

CSLLAGÁSZATI LAPOK

A Kir. M. Természettudományi Társulat Csillagászati Szakosztályának negyedéves folyóirata

Szerkesztőség: Egyetemi Csillagvizsgáló Intézet, Kolozsvár, Majális-u. 109, ill. Csillagvizsgáló Intézet Budapest—Svábhegy, Konkoly-Thege Miklós-út 2.

Kiadóhivatal: Kir. M. Természettudományi Társulat, Budapest VIII., Eszterházy-u. 16. (Postatakarékpénztári csekkszámra sz. 32399.)

Ez a Csillagászati Lapok első évfolyama, amelyik idegennyelvű közleményt is tartalmaz.

CSILLAGÁSZATI LAPOK

Vierteljährlich erscheinende Zeitschrift der Astronomischen Abteilung des Kön. Ungarischen Naturwissenschaftlichen Vereins.

Manuskriptsendungen sind zu richten an die Redaktion: Universitäts—Sternwarte, Kolozsvár, Majális-u. 109, oder Sternwarte, Budapest—Svábhegy, Konkoly-Thege Miklós-út 2.

Bestellungen sind zu richten an der Verlag: Kön. Ungarische Naturwissenschaftlichen Verein, Budapest VIII. Eszterházy-u. 16.

Dieses ist der erste Jahrgang der

Quarterly Journal of the Astronomical Section of the Royal Hungarian Society of Science.

Communications for publication should be addressed at the University Observatory, Kolozsvár, Majális-u. 109, or at the Observatory, Budapest—Svábhegy, Konkoly-Thege Miklós-út 2.

All applications concerning Distribution or Subscription should be sent to the Royal Hungarian Society of Science, Budapest, VIII., Eszterházy-u. 16.

This is the first Volume of the

CSILLAGÁSZATI LAPOK

welches auch fremdsprachige Veröff. enthält. | including some Publ. in Foreign Language.

A szerkesztésért dr. Dezső Loránt, a kiadásért dr. Gombocz Endre felelős.



Csillagászati műszerek

- Refraktorok
- Tükörteleszkópok
- Asztrográfok
- Mellékkészülékek
- Kupolák
- Mozgópadiók
- Kilátó-távcsövek
- Planetáriumok

CARL ZEISS
JENA

**A VILÁG MINDEN RÉSZÉBEN
ES MINDENÜTT, AHOL NAGYTELJESÍTMÉNYŰ
OPTIKAI ÉS FINOMMECHANIKAI MŰSZEREKET
HASZNÁLNAK, ISMERIK ÉS NAGYRABECSÜLIK
A ZEISS-NEVET, MELY VALÓSÁGGAL EGYBE-
FONÓDOTT A TÖKÉLETES PRECIZITÁS
FOGALMÁVAL.**

ZEISS

CARL ZEISS - JENA

Magyarországi vezérképviselő: RÁD MIKLÓS
Budapest, VI., Andrássy-út 52. Telefon: 116-640.

CSILLAGÁSZATI LAPOK

VIERTELJÄHRLICH ER-
SCHEINENDE ZEITSCHRIFT
D. ASTRONOMISCHEN ABT.
DES KÖN. UNG. NATURWIS-
SENSCHAFTLICHEN VEREINS

REDIGIERT VON

QUARTERLY JOURNAL OF
THE ASTRONOMICAL SEC-
TION OF THE ROYAL HUNGA-
RIAN SOCIETY OF SCIENCE

EDITED BY

L. DEZSŐ

Universitäts-Sternwarte || University Observatory
Kolozsvar

6. Jahrg. — Vol.

1943

Nr. 4

INHALT — CONTENTS

Gy. BACSÁK: Zusammenhänge zwischen den säkularveränderlichen Elementen der Erdbahn. — Connections between the secular variable Elements of the Earth's Orbit (Ungarisch, mit deutscher Zusammenfassung — Hungarian, with a Summary in German)	113
J. BARABÁS: Über spiegelnde Oberflächen. — Reflecting Surfaces. (Ungarisch, mit deutscher Zusammenfassung — Hungarian, with a Summary in German)	120
L. DEZSŐ: Über die Bewegung der Protuberanzen. — The Motion of the Prominences. (Ungarisch, mit englischer Zusammenfassung — Hungarian, with a Summary in English)	126
Buchbesprechungen — Reviews. (Ungarisch — Hungarian)	154
Inhalt des 6. Jahrganges. — Content of the 6. Volume.	158

BUDAPEST

Stephaneum Buchdruckerei — Stephaneum Press.