

A MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADÉMIA
KÖZPONTI FIZIKAI KUTATÓ INTÉZETÉNEK
KÖZLEMÉNYEI

7. KÖTET

3. SZÁM

1959

BUDAPEST

R E P O R T S
of the
CENTRAL RESEARCH INSTITUTE FOR PHYSICS
of the
Hungarian Academy of Sciences

Vol.7.

1959

No.3.

C O N T E N T S

	Page
1. Gy.Bozóki, E.Fenyves and L.Jánossy: Measurement of the Absorption Length of Penetrating Shower Producing Cosmic Ray Particles in Lead	97
2. P.Chaloupka, T.Kowalski, P.Mokry, T.Sándor, A.Somogyi and F.Telbisz: A Sudden Decrease in the Intensity of the Cosmic Radiation	107
3. L.Turi: Microtron with a Sectorial Magnet	111
4. K.Tompa: Determination of Relaxation Times in Metals by Electron-Nuclear Double Resonance Method	115
5. Gy.Berecz and F.Fáthy: The Putting into Service of a Küstner-Type Large Ionisation Chamber	123
6. G.A.Nagy: The Producing of Carrierfree Radioisotopes VIII. Production of Carrierfree Cr-51 Samples by Means of the Szilárd-Chalmers Reaction	133
7. Á.I.Kiss and B.R.Muth: Ultraviolet Light Absorption of Monosubstituted Benzene Derivatives Containing the Oxygen Group Elements	147
8. Z.Madarász and Z.Zámori: Mercury Switch Pulse Generator ...	158
9. B.Sebestyén and F.Vajda: Stabilized Power Supply with Grid Controlled Rectifiers	168
10. B.Sebestyén and F.Vajda: Stabilized D.C.Power Supply	174

Editor:

E. F e n y v e s

Editorial Board:

Á.Bardócz, J.Erő, I.Kiss, T.Mátrai, J.Mertz, Zs.Náray, L.Pál

Publisher: Central Research Institute for Physics

P.O.B. 49. Budapest 114.

S u m m a r i e s

1. Measurement of the Absorption Length of Penetrating Shower Producing Cosmic Ray Particles in Lead

Gy.Bozóki, E.Fenyves and L.Jánossy

The absorption length of penetrating shower producing particles was measured in lead under great absorber thicknesses by means of a penetrating shower detector. For selecting single nuclear active particles local penetrating showers were particularly detected and the coincidence rates measured were corrected for spurious effects. The absorption length was found to be 414 ± 17 g/cm² in good agreement with results of other experiments. The mean energy of penetrating shower producing particles measured was estimated to be between 30 and 60 GeV.

2. A Sudden Decrease in the Intensity of the Cosmic Radiation

P.Chaloupka, T.Kowalski, P.Mokrý, T.Sándor, A.Somogyi and F.Telbisz

In the course of the IGY we registered a sudden decrease in the intensity of the cosmic radiation. The measurements were carried out with neutron monitors /Prague, 228 m.a.s.l. and Lomniczky Peak, 2634 m.a.s.l./ cubical telescopes/Prague and Lomniczky Peak/ and with an underground semicubical telescope. /Budapest, 410 m.a.s.l./ We determined the amplitude of the solar daily variation for the normal and for the disturbed days.

3. Microtron with a Sectorial Magnet

L.Turi

The microtron current can be considerably increased by the use of a sectorial magnet and it may attain the height of that of linear accelerators. The energy gain per each step depends on the gap width of the magnet and its value is arbitrary. In order to investigate the phase stable region the orbits of a possible set up were calculated.

4. Determination of Relaxation Times in Metals by Electron-Nuclear Double Resonance Method

K.Tompa

The effect of nuclear resonance saturation on the stationary nuclear polarization due to the Overhauser effect has been studied. It is shown that in verifying experimentally the Overhauser effect the required absorption measurements tend to reduce the stationary nuclear polarization. In the discussion of the results thus obtained a possible new method for determining the relaxation times T_n , T'_n and T_2 is suggested.

5. The Putting into Service of a Küstner-Type Large Ionisation Chamber

Gy.Berecz and F.Fáthy

A Küstner type large ionisation chamber in possession of our Institute being out of use for lack of an electrometer and measuring diaphragms was put in running order. The accuracy of measurement and the parameters of the apparatus being determined it is now ready for operation.

6. The Producing of Carrierfree Radioisotopes VIII. Production of Carrierfree Cr-51 Samples by Means of the Szilárd-Chalmers Reaction

G.A.Nagy

The chromium isotope obtained in the nuclear reaction $\text{Cr-50}(n, \gamma)\text{Cr-51}$ was separated from the chromate target in carrierfree state. The separation was carried out by adsorption on $\text{Fe}(\text{OH})_3$ and the iron was removed by ether extraction followed by electrolysis using asymmetric electrodes by which even traces of iron were removed. The electrolytic properties of extremely diluted Cr-51 and Fe-55 solutions were studied.

7. Ultraviolet Light Absorption of Monosubstituted Benzene Derivatives Containing the Oxygen Group Elements

Á.I.Kiss and B.R.Muth

The absorption spectra of the monosubstituted benzene derivatives containing the oxygen group elements may be successfully interpreted by means of the inductive and mesomeric effects. The mechanism of the light absorption and its relation to the molecular structure are discussed. The spectra of phenol and phenyl alkyl ethers as well as their sulphur and selenium analogues may be explained in the same way on the basis of the given mechanism.

8. Mercury Switch Pulse Generator

Z.Madarász and Z.Zámori

Working principle and design of mercury switches used for generating pulses of fast rise time are described. Some circuits are given by means of which the step functions produced by the mercury switch may be shaped to yield pulses similar to those of particle detectors used in nuclear physics.

9. Stabilized Power Supply with Grid Controlled Rectifiers

B.Sebestyén and F.Vajda

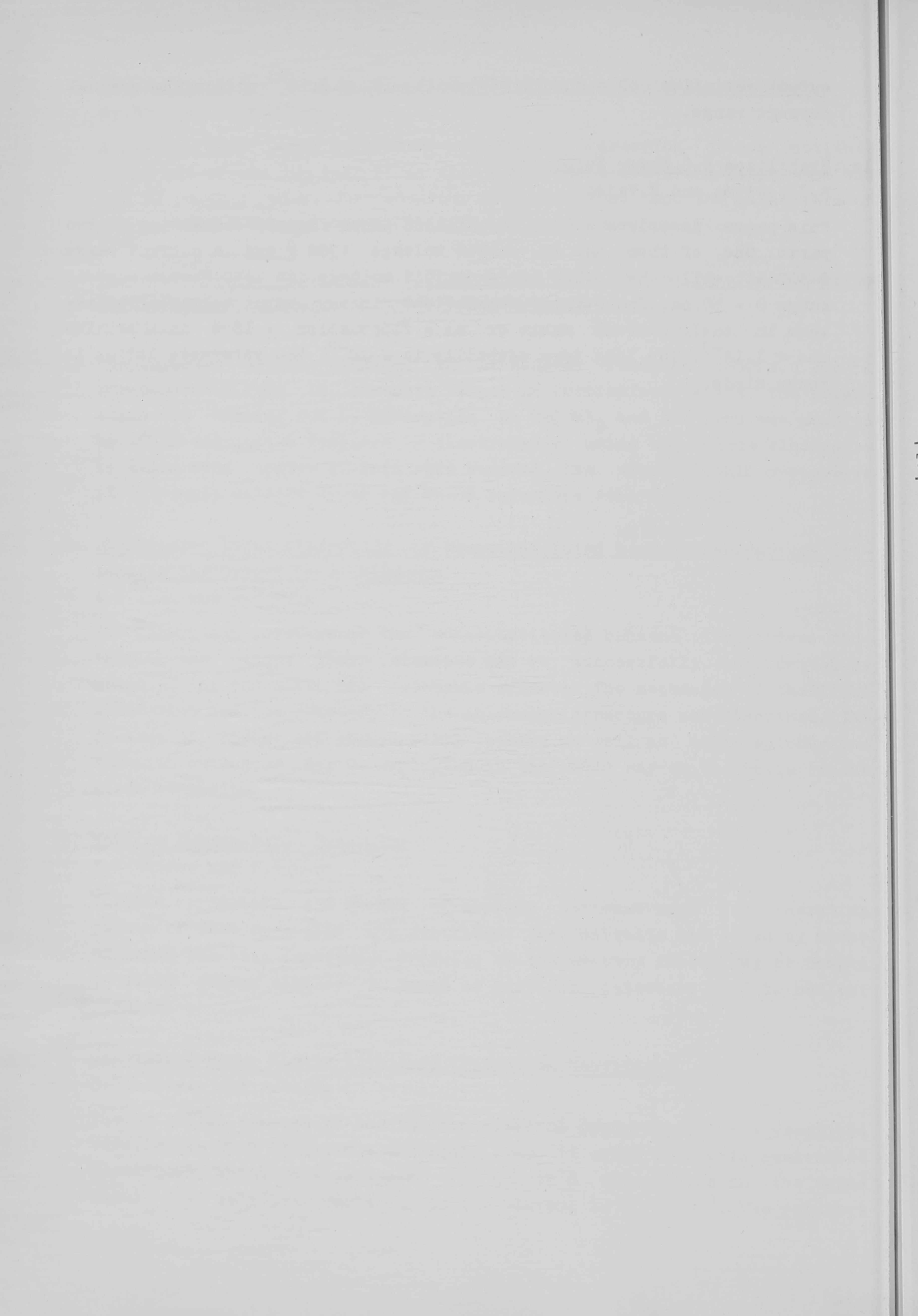
The principal feature of the 300 V d.c. 420 mA power supply unit described here, is its high efficiency and small size. It works with grid controlled rectifiers, which are pentodes. For a $\pm 10\%$ fluctuation in the mains input its relative variation in the output is $< 2 \cdot 10^{-3}$. The relative

output variation as a result of loading is $< 3 \cdot 10^{-3}$ within the nominal current range.

10. Stabilized D.C. Power Supply

B. Sebestyén and F. Vajda

This paper describes a d.c. stabilized power supply consisting of two parts. One of them has an output voltage +300 V and a current range 0-500 mA while the other one's output voltage is -150 V at a current range 0 - 50 mA. The relative variations in the output voltages loading them in their current range or at a fluctuation $\pm 10\%$ in the mains are $< 1 \cdot 10^{-3}$. The long term stability is $< 10^{-3}$. The reference device is zener diode.



A MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADEMIA
KÖZPONTI FIZIKAI KUTATÓ INTÉZETÉNEK
K Ö Z L E M É N Y E I

Erő János, Kiss István, Mátrai Tibor, Mertz János,
Náray Zsolt és Pál Lénárd
közreműködésével szerkeszti
Fenyves Ervin

7.kötet

1959

3.szám

T A R T A L O M J E G Y Z É K

	Oldal
1. Bozóki György, Fenyves Ervin és Jánossy Lajos: Áthatoló záporokat keltő kozmikus sugárzási részecskék abszorpció hosszának mérése ólomban	97
2. Chaloupka P., Kowalski T., Mokry P., Sándor Tamás, Somogyi Antal és Telpisz Ferenc: A kozmikus sugárzás intenzitásának hirtelen csökkenése	107
3. Turi László: Osztott mágnesű mikrotron	111
4. Tompa Kálmán: Relaxációs idők meghatározása fémekben elektronmág kettős rezonancia alapján	115
5. Berecz György és Fáthy Ferenc: Egy Küstner-féle nagy ionizációs kamra üzembehelyezése	123
6. Nagy Gizella Ágnes: Hordozómentes radioaktív izotópok előállítása VIII. Hordozómentes Cr-51 készítmények előállítása Szilárd-Chalmers-féle reakcióval	133
7. Kiss Árpád István és Muth Béla Róbert: Az oxigén-csoport elemeket tartalmazó monoszubsztituált benzolszármazékok ultraibolya fényelnyeléséről	147
8. Madarász Zoltán és Zámori Zoltán: Higanykapcsolós impulzusgenerátor	158
9. Sebestyén Béla és Vajda Ferenc: Stabilizált tápfeszültségforrás rácshvezérelt egyenirányítókkal	168
10. Sebestyén Béla és Vajda Ferenc: Nagyarányú, egyenfeszültségű stabilizált tápegység	174

Technikai szerkesztő: Stancsich Györgyné

ÁTHATOLÓ ZÁPOROKAT KELTŐ KOZMIKUS SUGÁRZÁSI RÉSZECSKÉK ABSZORPCIÓ HOSSZÁNAK MÉRÉSE ÓLOMBAN

Irta: Bozóki György, Fenyves Ervin és Jánossy Lajos

Kozmikus Sugárzási Osztály

Összefoglalás

Áthatoló záporokat keltő részecskék abszorpció hosszát mértük ólomban nagy abszorbens vastagságoknál áthatoló zápor detektor segítségével. Az egyes magaktiv részecskék szelektálása céljából a lokális áthatoló záporokat detektáltuk és a mért koincidencia számot a zavaró effektusok figyelembevételével korrigáltuk. A mért abszorpció hossz (414 ± 17) g/cm²-nek adódott, jó egyezésben más szerzők méréseivel. Az áthatoló záporokat keltő részecskék átlagos energiája a záporok számából 30 és 60 GeV közötti értékre becsülhető.

1. Bevezetés

Áthatoló záporokat keltő kozmikus sugárzási részecskék abszorpció hosszát néhány szerző az atmoszférában, valamint sűrűbb közegekben is mérte. Azt találták, hogy az abszorpció jó közelítésben exponenciális törvényt követ:

$$N(x) = N_0 e^{-x/\lambda_a} \quad (1)$$

ahol $N(x)$ az áthatoló záporokat keltő részecskék száma x g/cm² mélységben és λ_a egy konstans, amit abszorpció hosszának nevezünk. A nagy energiájú magaktiv részecskék abszorpció hossza általában 2 - vagy 3 - szor nagyobb volt, mint az átlagos ütközési szabad uthossz (λ_c) ugyanazon abszorbensben.

Az áthatoló záporokat keltő részecskéknek a maganyagban végbemenő egymásutáni ütközésekben történő abszorpcióját elméletileg először Heitler és Jánossy [1] dolgozták ki. Kimutatták, hogy egy hatványtörvényt követő primer spektrummal az abszorpció szigoruan exponenciális, jó egyezésben a kísérleti eredményekkel.* Az abszorpció hossz meghatározásának fizikai jelentőségére a nagy energiájú kölcsönhatásokban előforduló nukleáris kaszkád folyamatok tanulmányozásánál Asimov, Dobrotin és mások [2] mutattak rá. Ez utóbbi szerzők megmutatták, hogy az abszorpció hosszának az átlagos ütközési

* Ezen eredmény levezetésénél feltételezték, hogy annak a valószínűsége, hogy egy E energiájú magaktiv részecske egy nyugalomban lévő nukleonnal való ütközésekor ε és $\varepsilon + d\varepsilon$ közötti energia veszteséget szenvedjen, a következő alakú:

$$\omega(\varepsilon, E) dE = \omega(\varepsilon/E) d\varepsilon/E$$

szabad uthosszhoz való viszonya szén-, vas- és ólom abszorbens esetén konstans érték ($\lambda_a/\lambda_c = 3$). Ebből a kísérleti eredményből feltételezve, hogy a nukleár aktív részecskéknek a magokkal való kölcsönhatása a magon belül a nukleonokkal egymásután következő ütközésekben jön létre, arra következtettek, hogy a/ az áthatoló záporokat keltő részecskék abszorpciója[‡] átlagosan kb. három kölcsönhatás után jön létre könnyű elemekben éppen úgy, mint nehezebb anyagokban és b/ a semleges π -mezonok szintén hozzájárulnak a magon belüli nukleáris kaszkád folyamathoz. Dobrotin és munkatársai azt is megmutatták [3], hogy a nagy energiájú magaktív részecskék abszorpció hosszára vonatkozó kísérleti adatok lehetővé teszik, hogy a magkölcsönhatásoknál a szekunder részecskék közötti energia eloszlás mértékét megvizsgálhassuk. A primer részecske energiájához közeli energiájú szekunder részecskék természetével kapcsolatosan Friedländer és Ruckenstein [4] végeztek elméleti vizsgálatokat.

Ezen eredményektől sarkallva kidolgoztunk egy programot az áthatoló záporokat keltő részecskék különböző abszorbensekben mérhető abszorpció hosszának és átlagos ütközési szabad uthosszának meghatározására. Az abszorpció hossz, valamint az átlagos ütközési szabad uthossz értéke azonban függ a használt kísérleti elrendezéstől [5]. Ezért az szükséges, hogy az abszorpció hosszát és az átlagos ütközési szabad uthosszát ugyanazzal az áthatoló zápor detektorral mérjük.

A jelen cikkben a mérő berendezés leírását és az áthatoló záporokat keltő részecskék abszorpció hosszának ólomban történt mérésének eredményeit közöljük.

2. Kísérleti berendezés

Az áthatoló zápor detektor (N) egy ólomblokkba ágyazott A, B, C és D számlálócső sorozatból állott (1. ábra). Minden számlálócső sorozat tíz számlálót tartalmazott. A számlálócsövek átmérője 4 cm, effektív hosszúsága pedig 40 cm volt. Az A és B számláló csövek között három egyenlő vastagságú rétegben összesen 170 g/cm^2 ólom volt elhelyezve. A legfelső számlálók fölé helyezett Σ ólomabszorbens vastagságát, amelyben az áthatoló záporokat keltő részecskék abszorpcióját mértük 0 -tól 900 g/cm^2 -ig változtattuk.

Amplitudó diszkriminátorok segítségével olyan eseményeket választottunk ki, amelyek az A, B, C és D számlálócső sorozatok mindegyikében egyidejűleg legalább 2, illetve 3 számláló csövet szólaltatnak meg. Ezeket az ($A \geq 2, B \geq 2, C \geq 2, D \geq 2$), illetve ($A \geq 3, B \geq 3, C \geq 3, D \geq 3$) típusu koincidenciákat N_2 -, illetve N_3 -mal jelöltük.

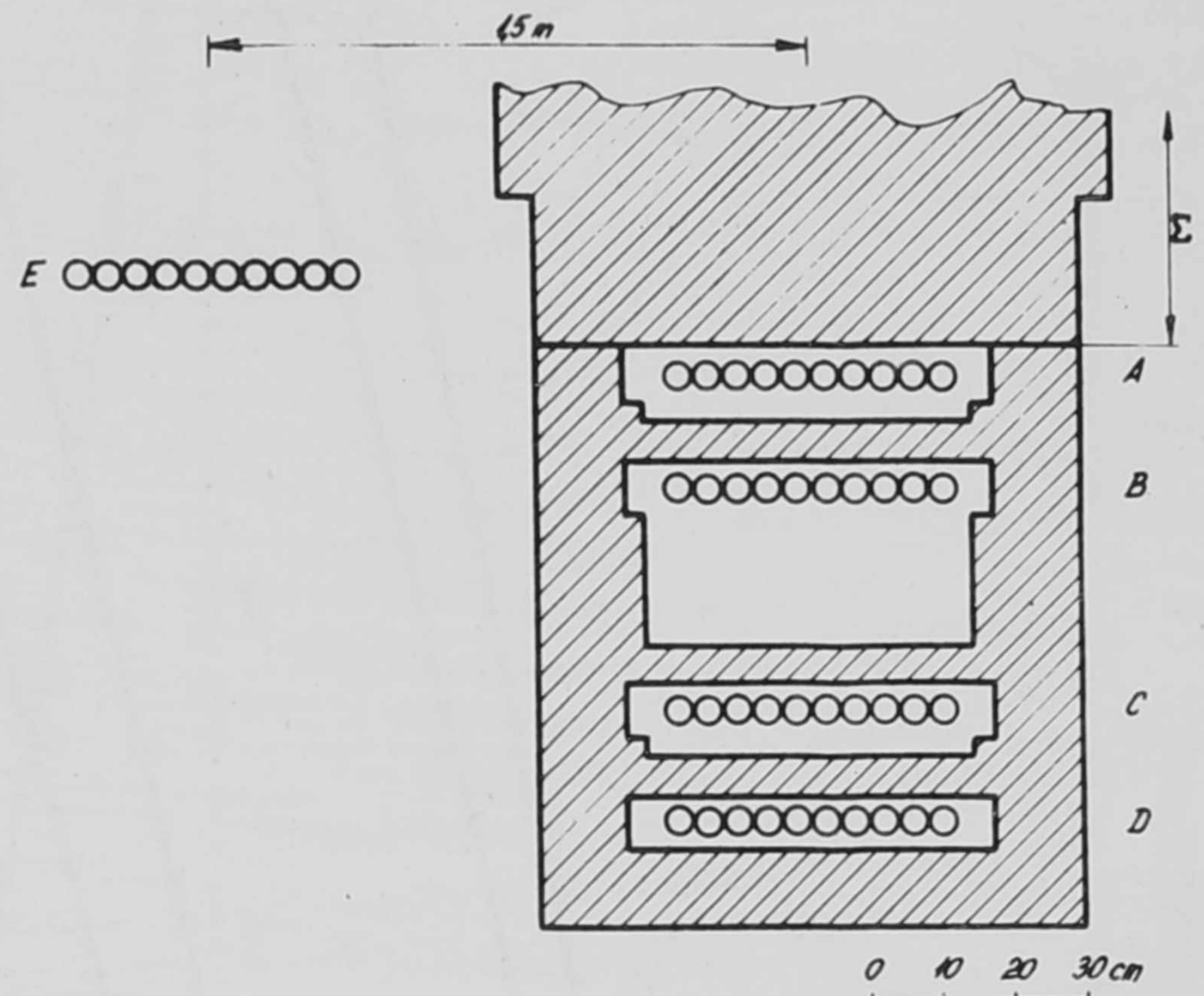
Az áthatoló zápor detektortól másfél méternyire egy le nem fedett számlálócső csoport volt elhelyezve (E), melynek teljes érzékeny felülete

[‡] Áthatoló záporokat keltő részecskék abszorpciója alatt azt értjük, hogy ezek áthatoló záporok keltése szempontjából hatástalanokká válnak.

3200 cm² volt. Ez a detektor a lokális és kiterjedt áthatoló záporok megkülönböztetésére szolgált.*

Egyidejűleg mértük az (N₂), (N₂,E), (N₂,-E) vagy az (N₃), (N₃,E), (N₃,-E) koincidenciákat, illetve antikoincidenciákat.**

Minden adszorbens vastagság mellett meghatároztuk az (A ≥ 2, B ≥ 1, C ≥ 1, D ≥ 1), (A ≥ 1, B ≥ 2, C ≥ 1, D ≥ 1) stb. és (A ≥ 3, B ≥ 1, C ≥ 1, D ≥ 1), (A ≥ 1, B ≥ 3, C ≥ 1, D ≥ 1), stb. valamint (A ≥ 1, B ≥ 1, C ≥ 1, D ≥ 1), típusu koincidenciák gyakoriságát, hogy az áthatoló zápor detektorra eső μ -mezon fluxust, valamint az A, B, C és D számológépsorozatokra vonatkozó egyszeres és kétszeres knock-on keltés valószínűségét megállapítsuk. Ezen mérések eredményeit a zavaró effektusokra való korrigálásnál használtuk fel és egyben a készülék helyes működésének ellenőrzésére alkalmaztuk. A méréseket Csillebércen 410 m-rel a tenger szintje felett végeztük.



1. ábra

A kísérleti berendezés

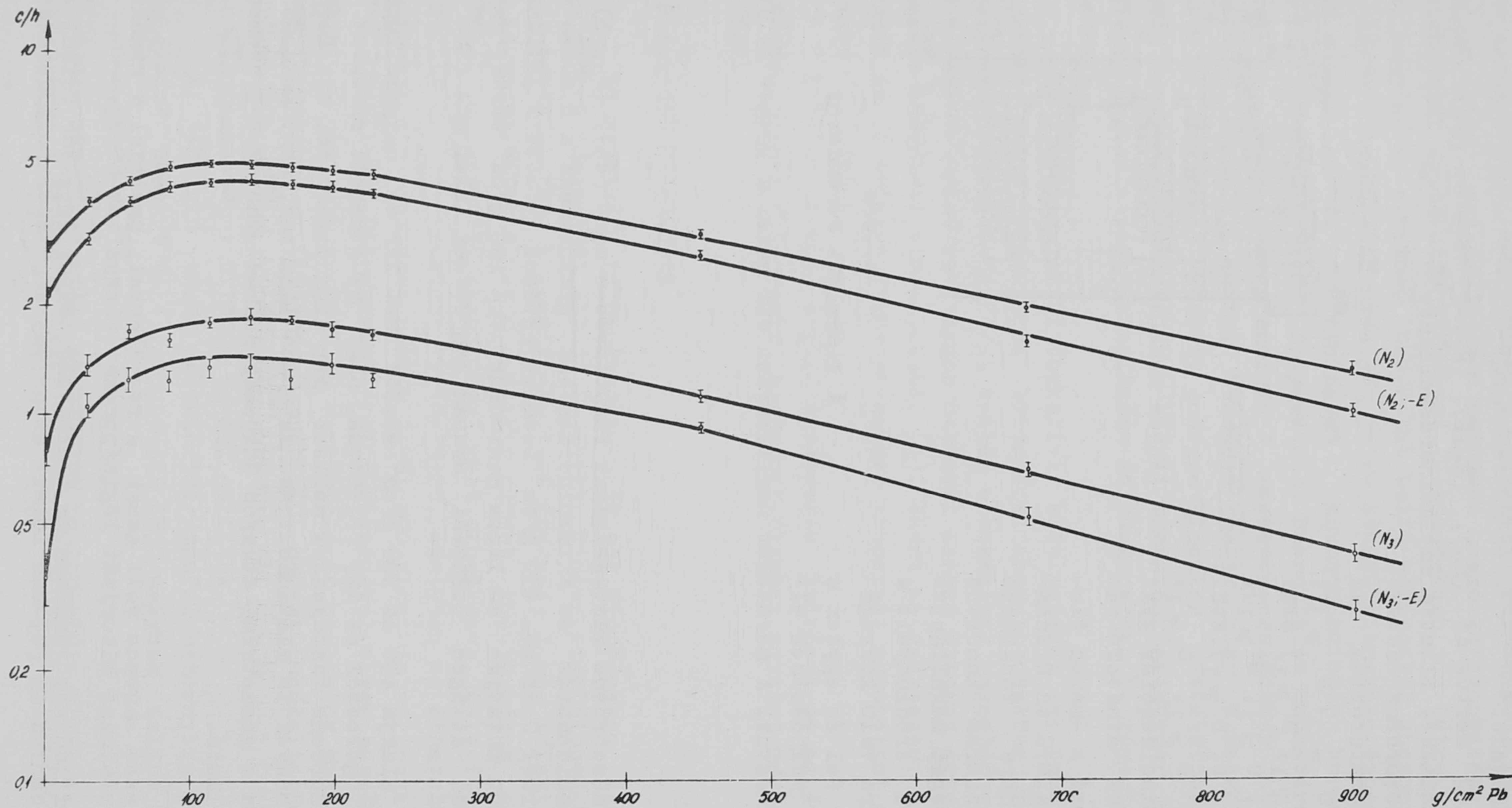
3. Eredmények

A Σ ólom abszorbens vastagságának függvényében mért (N₂), (N₂,-E) és (N₃), (N₃,-E) koincidenciák és antikoincidenciák gyakorisága a 2. ábrán van feltüntetve. A görbék 0 és kb. 450 g/cm² ólomvastagságok között a jólismert átmeneti effektust mutatják és lapos maximumuk van 150 g/cm² körül, amely kb. egy geometriai átlagos ütközési szabad uthossznak felel meg ($\lambda_c^{geom} = 160 \text{ g/cm}^2$).

A görbék alakja 450 és 900 g/cm² között nem tér el szignifikánsan egy exponenciális görbétől és így feltettük, hogy az átmeneti effektus [8] hatása ilyen abszorbens vastagságok mellett már elhanyagolható. Ezt Asimov és mások [9] eredményei is alátámasztják, akik azt találták, hogy az átmeneti effektus hatása a geometriai átlagos ütközési szabad uthossz 2-3-szorosánál már nem észlelhető.

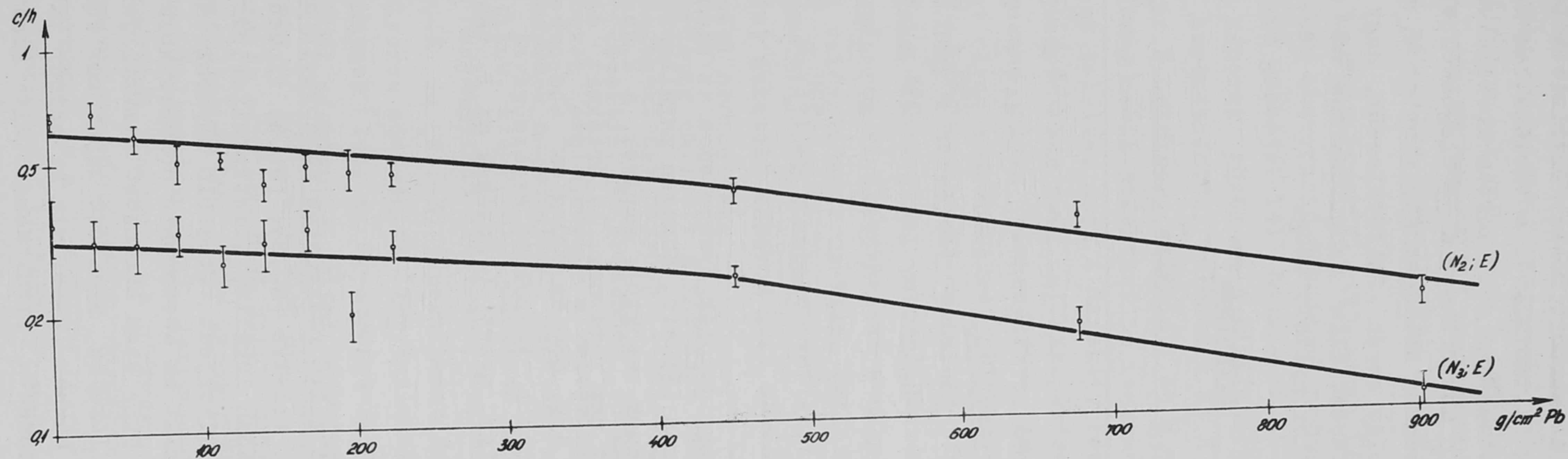
* A teljes berendezés azonos volt azzal a készülékkel, amellyel a magaktív részecskéket tartalmazó kiterjedt légizáporokat vizsgáltuk [6,7].

** A totális mérési idő egy részében az N áthatoló zápor detektor koincidenciába volt kapcsolva az [6]-ban leírt kiterjedt légizápor berendezéssel.



2.ábra

A (N_2) , (N_3) , $(N_2,-E)$ és $(N_3,-E)$ koincidenciák és antikoincidenciák gyakorisága $/c/h/$ az ólomabszorbens vastagságának függvényében.



3. ábra

Az (N_2, E) és (N_3, E) koincidenciák gyakorisága (c/h) az ólomabszorbens vastagságának függvényében.

Az abszorpciós görbéknek a 450, 680 és 900 g/cm² vastagságokhoz tartozó pontjait használva, a λ_a abszorpció hossz értékeit a legkisebb négyzetek módszerével határoztuk meg (I. táblázat). A táblázatban megadott λ_a értékek az effektív abszorbens vastagságra vonatkozóan korrigálva vannak. Ugyanis azon részecskék, amelyek a Σ abszorbenst a merőlegestől eltérő irányokban szelik keresztül több abszorbensen haladnak át, mint azok, amelyek függőleges irányból érkeznek. A számolás során feltételeztük, hogy az áthatoló záporokat keltő részecskék differenciális szögeloszlása $\cos^2 \theta$ -val arányos, ahol θ a függőleges irányhoz viszonyított szög.

I. Táblázat

Koincidenciák típusa	λ_a (g/cm ²)
(N ₂)	534 ± 24
(N ₃)	443 ± 27
(N ₂ , -E)	455 ± 21
(N ₃ , -E)	394 ± 25
(N ₂ , E)	673 ± 117
(N ₃ , E)	598 ± 99

Az (N₂, E) és (N₃, E) koincidenciák gyakorisága az ólomabszorbens vastagságának függvényében a 3. ábrán látható. Könnyen megállapítható, hogy ezek a görbék határozottan különböznek azoktól, amelyek a 2. ábrán láthatóak és semmiféle kifejezett maximumot nem mutatnak. λ_a értékeit ezekre a görbékre is az előbbiekhöz hasonlóan a 450, 680 és 900 g/cm² abszorbens vastagságokhoz tartozó pontokból és ugyanazon korrekció segítségével számítottuk ki, mint a 2. ábra görbéinél. Az így nyert λ_a értékek az I. táblázatban vannak megadva.

4. Mérési eredmények

4.1. Áthatoló záporokat keltő részecskék abszorpció hosszának meghatározása. Az (N₂, -E), (N₃, -E), illetve (N₂, E), (N₃, E) típusu koincidenciákhoz tartozó eseményeket általában lokális, illetve kiterjedt áthatoló záporoknak nevezzük. A lokális és kiterjedt áthatoló záporok átmeneti görbéje közötti jelentős eltérés, valamint az abszorpció hosszak közötti közel szignifikáns különbség arra utal, hogy ezek különböző fizikai jelenségeket reprezentálnak. Nyilvánvaló, hogy lokális áthatoló záporokat főleg egyedi nagy energiájú magaktív részecskék hoznak létre, míg kiterjedt áthatoló záporokat, az egyedi magaktív részecskéken kívül asszociált áthatoló részecskék

(μ -mezonok, valamint magaktiv részecskék) is előidéznek. Ezen utóbbi események nem mutatnak kifejezett maximummal rendelkező átmeneti effektust és nagyobb abszorpció hosszuk van, mint a lokális áthatoló záporoknak. Az (N_2) és (N_3) koincidenciáknak megfelelő események, mind lokális, mind pedig kiterjedt áthatoló záporokat tartalmaznak s így egy kevert fizikai jelenségnek felelnek meg.

A fenti megfontolásokból világosan látható, hogy a nagy energiájú magaktiv részecskék abszorpció hosszának meghatározásához a lokális áthatoló záporok abszorpció görbáját kell használni. A lokális áthatoló záporoknak az összes áthatoló záporok közül való kiválasztása azonban erősen függ a használt kísérleti berendezéstől, különösen az E elektron detektor felületének nagyságától és az E detektor, valamint az N zápor-detektor közötti távolságtól. Ugyanakkor egy másik effektust is figyelembe kell vennünk. Néhány szerző [11,12,13] azt találta, hogy a magaktiv részecskék energia spektruma akár kíséri őket légizápor akár nem, hatványspektrum formájában állítható elő, amelynek az exponense olyan részecskékre, amelyeket légizápor kísér kisebb ($\gamma \sim 0,9$), mint olyan részecskékre, melyeket légizápor nem kísér ($\gamma \sim 1,5$). Ez azt jelenti, hogy a kiterjedt áthatoló záporok mérése a kisebb energiájú magaktiv részecskék detektálási valószínűségét csökkenti és fordítva, a lokális áthatoló záporok kiválasztásával a nagyobb energiájú magaktiv részecskék detektálási valószínűsége csökken. Tekintetbe véve az áthatoló zápor detektor küszöbenergiájának konstans voltát, a fenti effektusok a kiterjedt (illetve lokális) áthatoló záporok mért abszorpció hosszának növekedését (illetve csökkenését) okozhatják.

Másrészről az említett effektusok az E elektron detektor felületének nagyságától függenek. Egy nagyobb felület a lokális áthatoló záporok jobb szelekcióját biztosítja, de erősebben csökkenti a nagyobb energiájú egyedi magaktiv részecskék észlelésének a valószínűségét. Laboratóriumunkban végzett előzetes mérések megmutatták azonban, hogy E felületének megválasztása nem nagyon kritikus. Ezért, mint szokásos egy az áthatoló zápor detektor méretével azonos nagyságrendű elektron detektort használtunk.

Az ($N_2, -E$) és ($N_3, -E$) típusu koincidenciákat zavaró effektusok is okozhatják, amelyekre adatainkat korrigálni kell. Ezek a zavaró effektusok a következők lehetnek [14]: a/ μ -mezonok által létrehozott knock-on záporok keltése (meglökött elektronok által létrehozott záporok) az egyes számlálócső sorozatokban, b/ két, vagy több bejövő áthatoló részecske közötti véletlen koincidencia és c/ μ -mezonok által keltett magkölcsonhatások. Az egyes számlálócső sorozatokban két, vagy három számlálócső egyszeres, illetve kétszeres knock-on folyamatok által létrehozott megszólalásának kísérletileg mért valószínűségéből, valamint a μ -mezon fluxus mért intenzitásából és a koincidencia berendezés felbontási idejének értékéből ki lehetett számítani a knock-on záporokra és a μ -mezonok véletlen koincidenciáira (a. és b. típusu események) vonatkozó korrekciót. Miután a μ -mezonok hatáskeresztmetszetét olyan záporok keltésére, amelyek berendezésünkkel észlelhetők, nem

ismerjük kielégítően, erre az utóbbi effektusra (c. események) nem végeztünk korrekciót. Ezen effektus felső határának durva becslése azonban azt mutatta, hogy λ_a értékében a lehetséges korrekció a statisztikus hibát nem haladja meg. Az $(N_2, -E)$ antikoincidenenciák esetében a knock-on folyamatokra való korrekció értéke elhanyagolható volt. Így az $(N_2, -E)$ antikoincidenenciák számát csak az asszociált μ -mezonok véletlen koincidenenciáira korrigáltuk és ezekből az értékekből becsültük meg a korrigált abszorpció hosszát. Az $(N_3, -E)$ antikoincidenenciákra vonatkozó korrekció elhanyagolható volt. Az $(N_2, -E)$ és $(N_3, -E)$ antikoincidenenciákra vonatkozó korrigált abszorpció hosszak a II. táblázatban találhatóak.

II. táblázat

Koincidenenciák típusa	λ_a (korrigált) (g/cm^2)
$(N_2, -E)$	429 ± 22
$(N_3, -E)$	394 ± 25

Látható, hogy az $(N_2, -E)$ és $(N_3, -E)$ antikoincidenenciákra vonatkozó korrigált λ_a értékek jó egyezésben vannak és súlyozott átlagértékük

$$(414 \pm 17) \text{ g}/\text{cm}^2. \quad (2)$$

Ezt az értéket kissé befolyásolja a lokális áthatoló záporok nem teljes szelekciója, a nagyobb energiájú részecskék detektálásának előnyben részesítése és a μ -mezonok által keltett áthatoló záporok hatásának elhanyagolása.

4.2. Áthatoló záporokat keltő részecskék energiájának becslése. Az áthatoló záporokat keltő részecskék átlagos energiáját közelítőleg ki lehet számítani az észlelt és számított intenzitás összehasonlításából. A magaktív részecskék gyakoriságának számítása azon feltételezés alapján történt, hogy ezen részecskék energia spektruma hatványtörvényt követ [15]. Az áthatoló zápor berendezés w hatásosságára, azaz arra a valószínűségre, hogy a készülék egy, az abszorbens tetejére eső E energiájú magaktív részecskét detektál, a következő feltevést tettük:

$$w(E) = 0, \quad \text{amikor} \quad E < E_{th}$$

$$w(E) = a, \quad \text{amikor} \quad E \geq E_{th}$$

ahol a egy konstans és E_{th} a berendezés küszöbenergiája. Az átmeneti görbe maximumához közeli értékre, vagyis $150 \text{ g}/\text{cm}^2$ abszorbens vastagságra vonatkozó megszólalási valószínűséget kb. 0,4-nek becsültük. A magaktív részecskékre vonatkozó Bridge és Rediker [16] által meghatározott energia spektrumot

használva az észlelt részecskék átlagos energiájára és a berendezés küszöb-energiájára az alábbi értékeket kaptuk:

$$E_{th} = 10 \text{ GeV}, \quad \langle E \rangle = 30 \text{ GeV}, \quad (N_2) \text{ eseményekre} \quad (3)$$

$$E_{th} = 18 \text{ GeV}, \quad \langle E \rangle = 54 \text{ GeV}, \quad (N_3) \text{ eseményekre.} \quad (4)$$

Igy a készülékben az (N_2) és (N_3) koincidenciák segítségével észlelhető áthatoló záporokat keltő részecskék átlagos energiájának értéke 30 és 60 GeV között van, a kapott abszorpció hossz pedig erre az energia tartományra vonatkozóan $(414 \pm 17) \text{ g/cm}^2$.

4.3. Más mérésekkel való összehasonlítás. Több szerző végzett nagy energiájú ($10^{10} - 10^{11} \text{ eV}$) magaktiv részecskék abszorpció hosszára vonatkozó hasonló kísérleteket ólomabszorbenssel [2, 12, 16-20]. Ezen mérések eredményei a III.táblázatban vannak összeállítva.

III.táblázat

Kísérlet	Használt technika	Abszorpció hossz Pb-ban	
		λ_a	g/cm^2
E.F.Fahy, M.Schein [17]	ionizációs kamra	434	
T.G.Stinchcomb [18]	ionizációs kamra	350 ± 40	
G.T.Zacepin és mtsai [12]	ionizációs kamra	340 ± 60	
H.S.Bridge, B.Rossi [19]	ionizációs kamra és GM számlálók	430 ± 90	
H.S.Bridge, R.H.Rediker [16]	ionizációs kamra és GM számlálók	440 ± 50	
W.G.W.Rosser, N.W.Swift [20]	emulzió magzáporok, ($n_s \geq 2$)	380 ± 65	
S.Asimov és mtsai [2]	GM számlálók	482 ± 31	
Jelen kísérlet	GM számlálók	414 ± 17	

A III.táblázatból világosan látható, hogy a mért értékek a különböző technikák ellenére sem különböznek szignifikánsan egymástól. Jelen kísérlet előtt publikált adatok súlyozott átlaga $\langle \lambda_a \rangle = (420 \pm 19) \text{ g/cm}^2$ jó egyezésben van az általunk kapott értékkel.

A kiterjedt légizáporokkal asszociált nagy energiájú magaktiv részecskék abszorpció hosszát Zacepin és munkatársai [12] $(570 \pm 120) \text{ g/cm}^2$ -nek találták. Ez az érték nincs ellentmondásban az (N_2, E) és (N_3, E) koincidenciákból kapott λ_a értékekkel (lásd I.táblázat).

5. Következtetések

A fenti megfontolásokból világos, hogy az áthatoló záporokat keltő magaktiv részecskék abszorpció hosszát nagy abszorbens vastagságoknál létrejött lokális áthatoló záporok abszorpciójának közvetlen mérésével lehet meghatározni. A 30 és 60 GeV közötti átlagos energiával rendelkező magaktiv részecskék abszorpció hosszának értéke (414 ± 17) g/cm²-nek adódott. Ez az érték, annak ellenére, hogy néhány fentebb említett effektus befolyásolja, a valódi abszorpció hossz jó közelítésének tekinthető.

I r o d a l o m

- [1] Heitler W., Jánossy L., Proc.Phys.Soc. A 62, 374 /1949/
- [2] Asimov S.A., Dobrotin N.A., Ljubimov A.L., Ryshkova K.P., Izv.A.N.SSSR. 17, 80 /1953/
- [3] Dobrotin N.A., Zacepin G.T., Nikol'skij S.I., Hristiansen G.B., Nuovo Cimento Suppl. 10, 635 /1956/
- [4] Friedländer E., Ruckenstein E., JETP 35, 104 /1958/
- [5] Bozóki Gy., Fenyves E., Jánossy L., Nuclear Physics 1, 501 /1956/
- [6] Bozóki Gy., Fenyves E., Sándor T., Somogyi A., Nuclear Physics 7, 677 /1958/ és KFKI Közl. 6, 36 /1958/
- [7] Bozóki Gy., Fenyves E., Sándor T., Somogyi A., Acta Phys.Hung. 9, 245 /1959/ és KFKI Közl. 6, 433 /1958/
- [8] Podgoretzkij M.I., JETP 21, 1097 /1951/
- [9] Asimov S.A., Vishnevskij V.F., Chil'ko N.I., DAN 78, 231 /1951/
- [10] Cervasi Fidecaro M., Fidecaro G., Marini G., Mezzetti L., Nuovo Cimento 9, 38 /1958/
- [11] Watase Y., Fukui S., Higashimo I., Suga K., Hinotai K., Mitani S., Murata Y., Tanaka Y., Miyamoto S., Ann.Rep.Scient.Works, Fac.Sci.Osaka Univ. 5, 1 /1957/
- [12] Zacepin G.T., Krugovuh V.V., Murzina E.A., Nikol'skij S.I., JEPT 34, 298 /1958/
- [13] Dovzhenko O.I., Kozhevnikov O.A., Nikol'skij, Rakobolskaya I.V., JETP 34, 1637 /1958/
- [14] Froehlich F.E., Sitte K., Phys.Rev. 97, 151 /1955/
- [15] Williams R.W., Phys.Rev. 98, 1393 /1955/
- [16] Bridge H.S., Rediker R.H., Phys.Rev. 88, 206 /1952/
- [17] Fahy E.F., Schein M., Phys.Rev. 75, 207 /1949/
- [18] Stinchcomb T.G., Phys.Rev. 83, 422 /1951/
- [19] Bridge H.S., Rossi B., Phys.Rev. 75, 810 /1949/
- [20] Rosser W.G.V., Swift M.W., Phil.Mag. 42, 856 /1951/

Érkezett 1959.április 30.

KFKI Közlemények 7.évf. 3.szám, 1959.

A KOZMIKUS SUGÁRZÁS INTENZITÁSÁNAK HIRTELEN CSÖKKENÉSE

Irta: Chaloupka P.,[✠] Kowalski T.,^{✠✠} Mokry P.,[✠]
Sándor Tamás, Somogyi Antal és Telbisz Ferenc

Kozmikus Sugárzási Osztály

Összefoglalás

A Nemzetközi Geofizikai Év során 1958 március 25-én 17 órai kezdettel a kozmikus sugárzás intenzitásában hirtelen csökkenést észleltünk. Az észleléseket neutron detektorral (Prága, Lomnici csucs), köbös teleszkóppal (Prága, Lomnici csucs) és a földfelszín alatt félköbös teleszkóppal (Budapest) végeztük. Az intenzitás csökkenésén kívül a napi járás megnövekedését is észleltük.

A Nemzetközi Geofizikai Évvel kapcsolatban végzett kozmikus sugárzási mérések során az áthatoló komponens és a kis energiájú nukleon komponens intenzitásában egy hirtelen bekövetkezett csökkenést észleltünk. A csökkenés greenwichi idő szerint 1958. március 25-én 17^h 46^m 6^s -kor kezdődött. Az intenzitásváltozásokat az 1-5. ábrákon tüntettük fel. Az 1. és 2. ábrán a Prágában 228 m tengerszint feletti magasságban, illetve a Lomnici csucson 2634 m tengerszint feletti magasságban elhelyezett N.G.É. szabvány szerint megépített neutrondetektorok méréseredményei láthatók. A 3. és 4. ábrán a Prágában, illetve a Lomnici csucson működő szabványos köbös geometriájú, az 5. ábrán pedig a Budapesten (18 m-rel a földfelszín alatt, 410 m tfsz.) működő szabványos félköbös geometriájú számlálócső teleszkópok μ -mezonkomponensre vonatkozó észlelési adatai vannak feltüntetve.

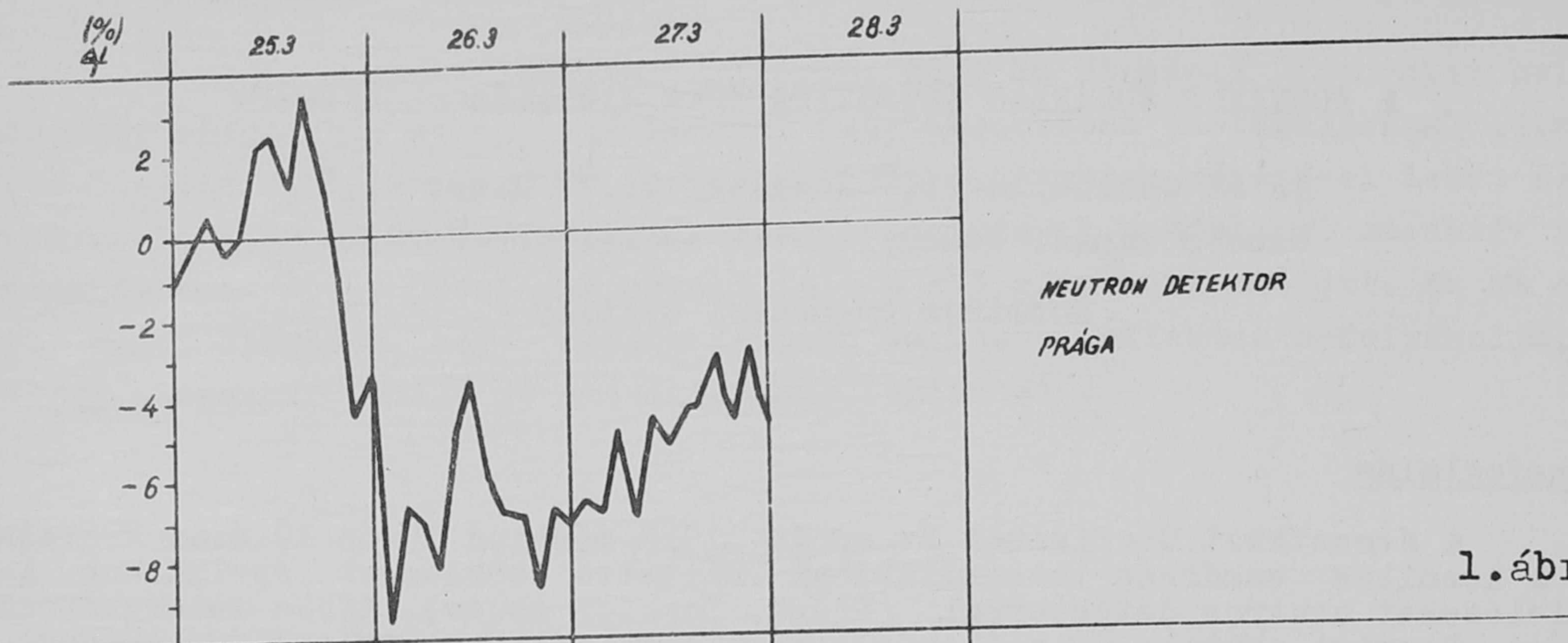
Az intenzitáscsökkenés bekövetkezése előtt néhány órával a prágai és a tihanyi obszervatóriumban egyaránt kis geomágneses vihart észleltek (H értéke kb. 60 γ -val megnőtt) (6-7. ábra). Meg kell jegyeznünk, hogy hasonló nagyságrendű mágneses viharok előfordultak az intenzitáscsökkenés előtt és után is.

A kozmikus sugárzási minimum előtt két nappal egy szokatlanul fényes napkitörést (3+) észleltek 1958 március 23-án 9^h50-kor.

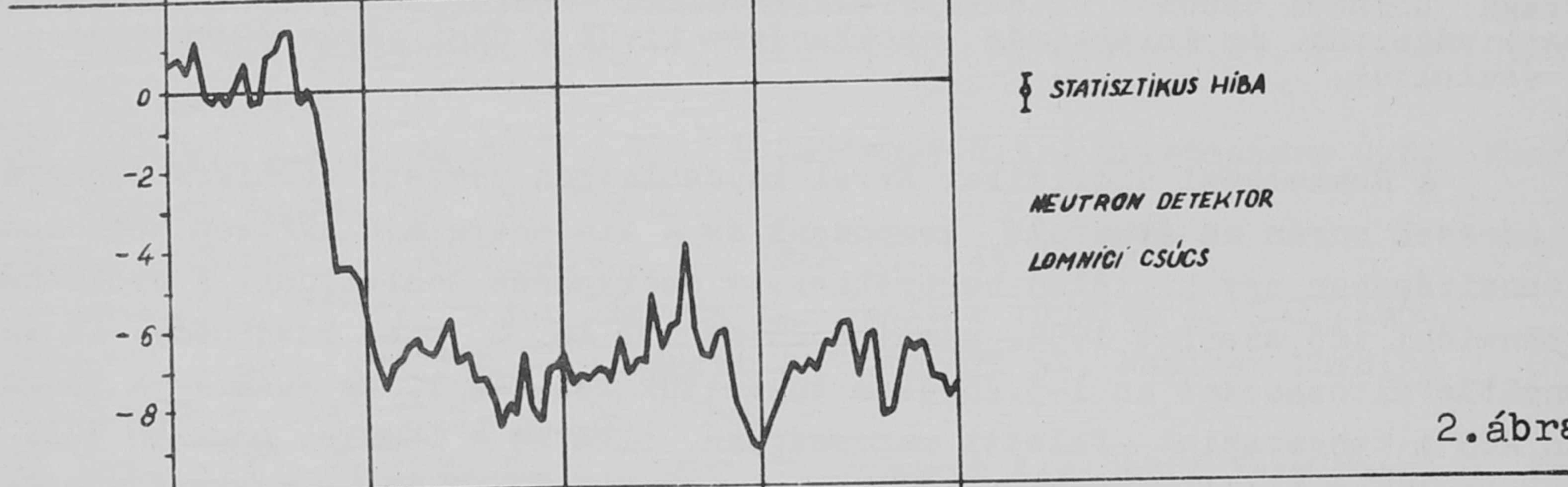
Az észlelt intenzitáscsökkenés érdekes sajátossága volt, hogy a csökkenés a nagy energiájú μ -mezonokra is kiterjedt, amint azt a földfelszín alatt 18 m-rel végzett mérések igazolják. A csökkenés e tartományban $6,5 \pm 0,6$ % volt. Még érdekesebb ennél az a tény, hogy a napi intenzitás változás amplitudója megnőtt; mert míg normális napokon a napi periódus amplitu-

[✠] Csehszlovák Tudományos Akadémia Fizikai Intézete, Prága

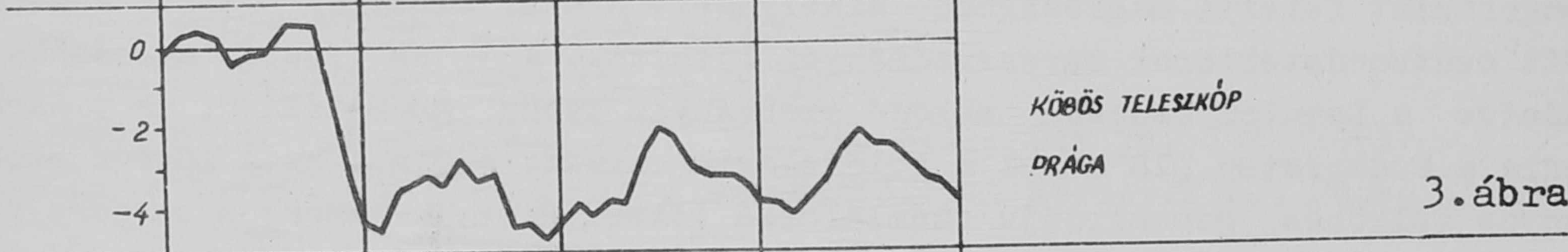
^{✠✠} Lengyel Tudományos Akadémia Magfizikai Kutató Intézete, Krakó



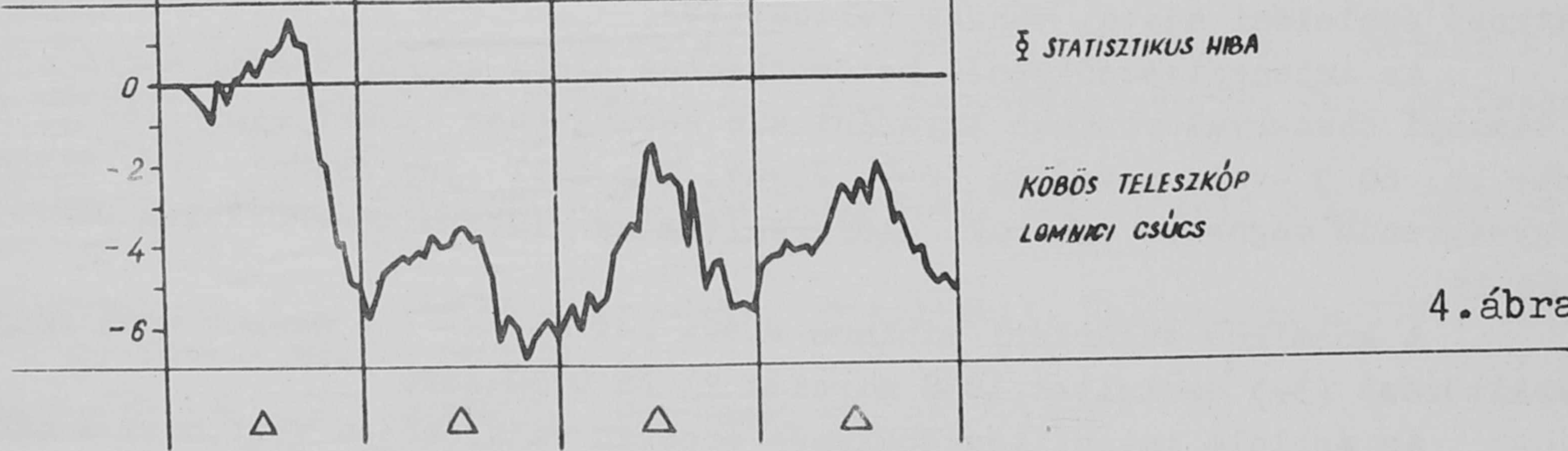
1. ábra



2. ábra

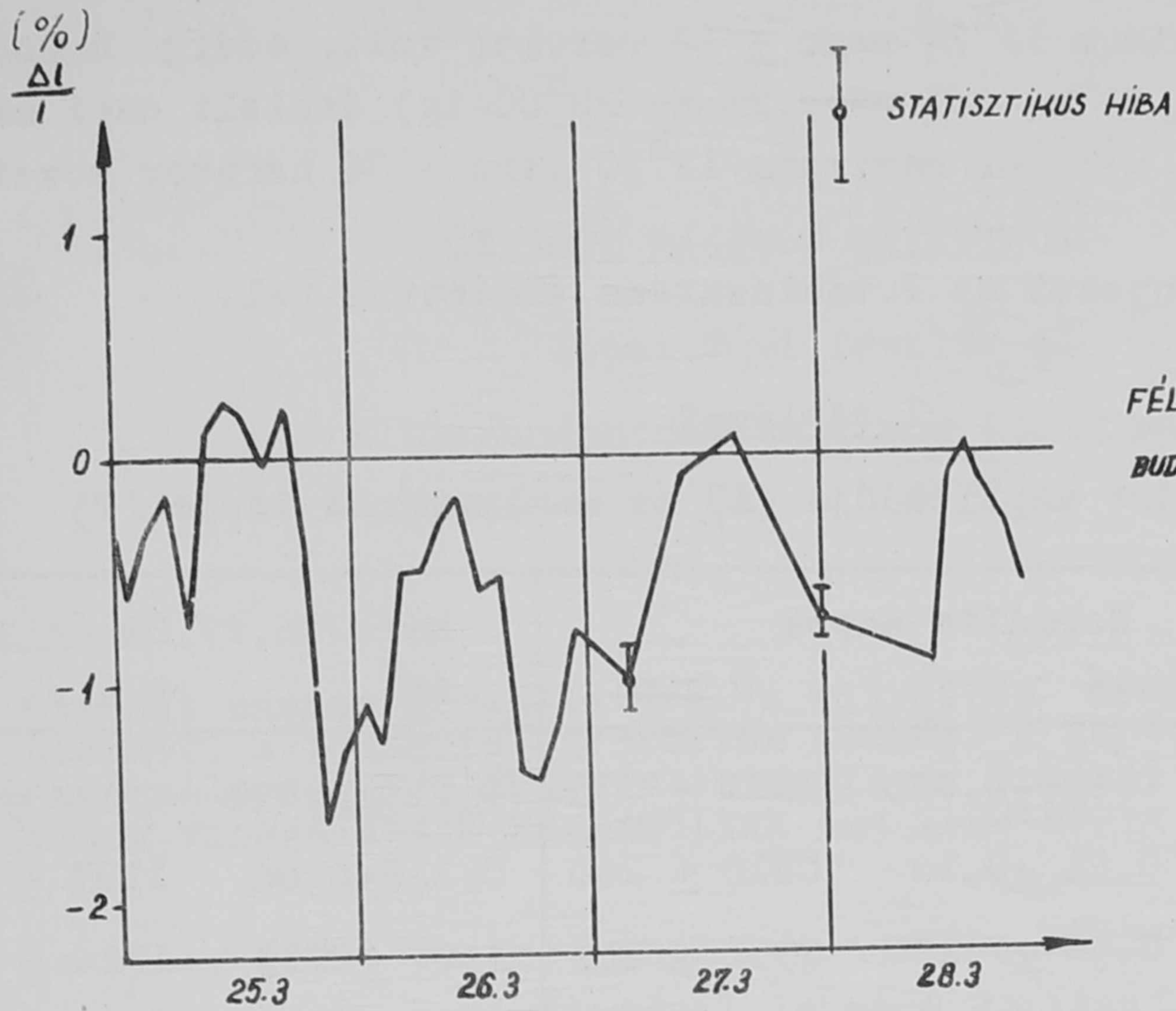


3. ábra

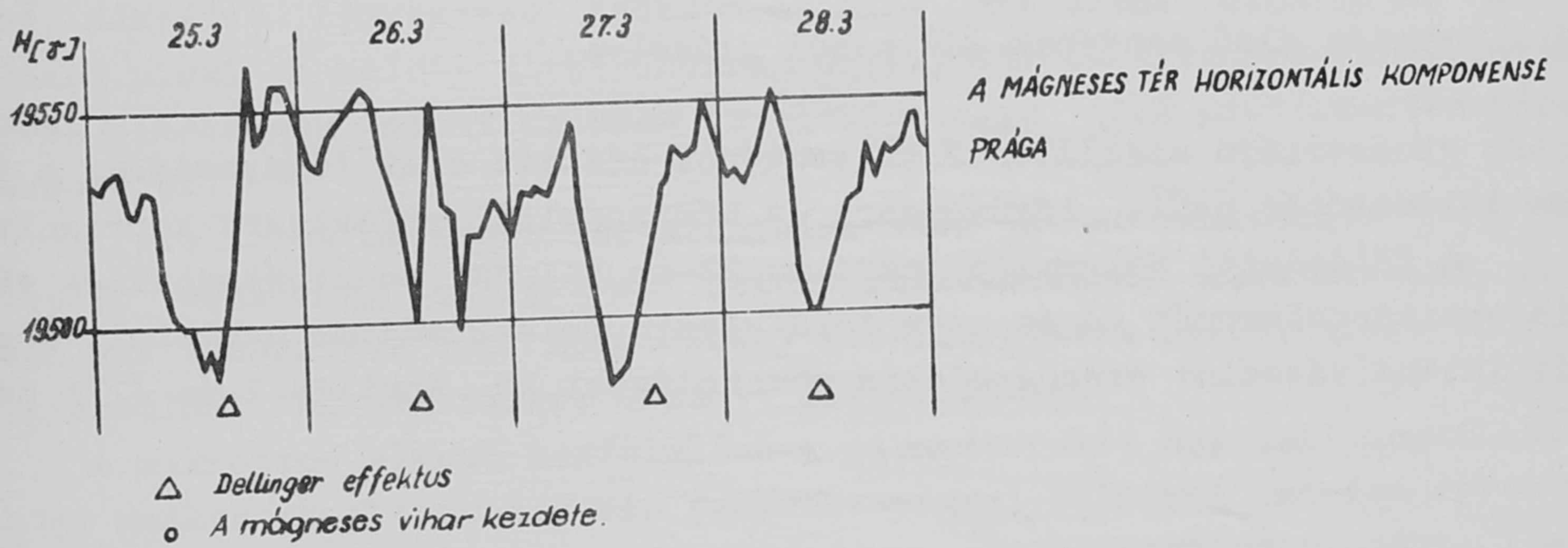


4. ábra

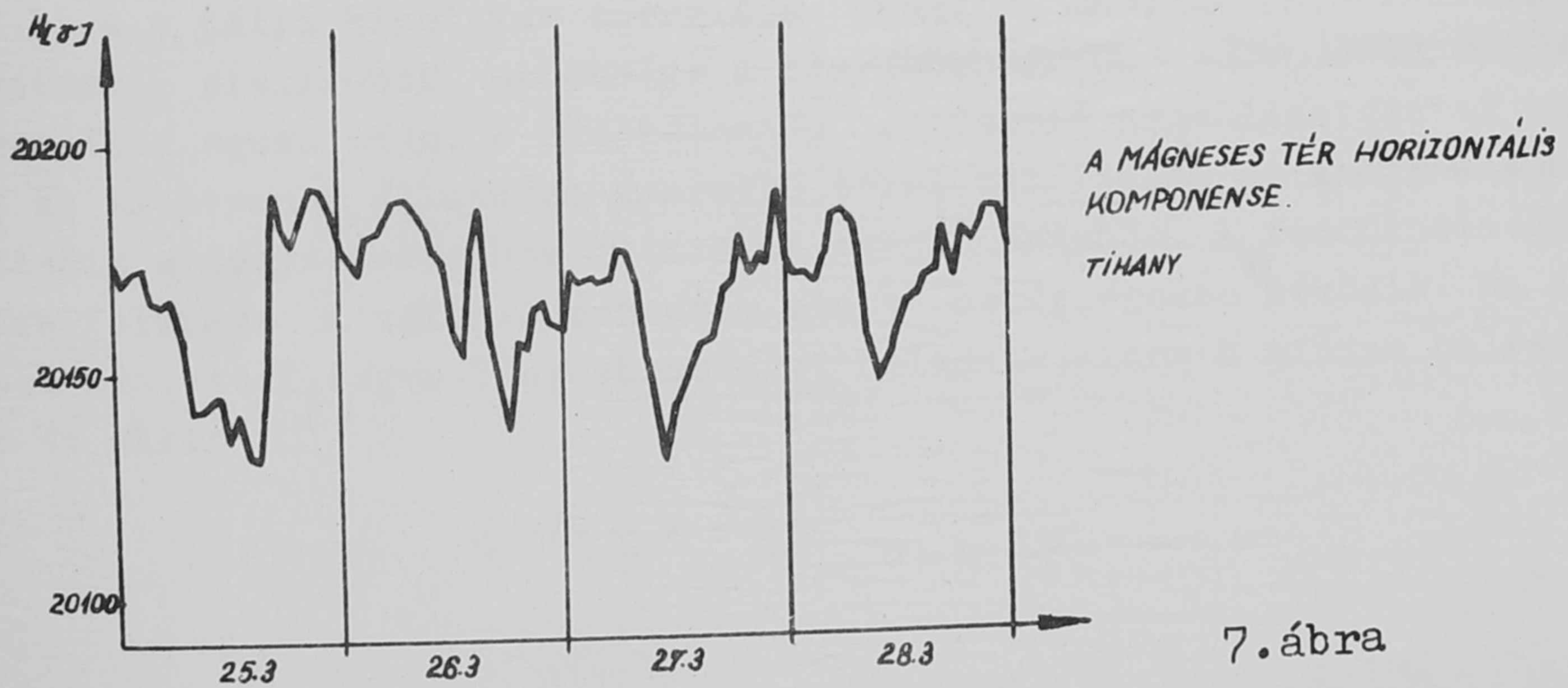
△ Dellinger effektus
○ A mágneses vihar kezdete.



5. ábra



6. ábra



7. ábra

dója $0,8 \pm 0,1 \text{ ‰}$, a maximum $11^{\text{h}}24$ perc ± 12 perckor volt, addig a csökkenés első napján (márc.25-én $20^{\text{h}}00$ -tól márc.26-án $20^{\text{h}}00$ -ig) észlelt napi amplitudó $6,8 \pm 1,2 \text{ ‰}$ -re nőtt, melynek maximuma $12^{\text{h}}30$ perc ± 36 perckor következett be.

A mérési eredményeket az I.táblázatban tüntettük fel.

I.táblázat

A napi periódus amplitudója (A) és maximumának ideje (T)

Észlelő berendezés	Normális napok		márc.26,27,28	
	A%	T h,p	A%	T h,p
Köbös teleszkóp,Prága	$0,239 \pm 0,035$	1111 ± 33	$0,705 \pm 0,038$	1219 ± 14
Köbös teleszkóp,Lomn.	$0,21 \pm 0,10$	0810 ± 200	$0,118 \pm 0,06$	1131 ± 13
Neutron detektor,Prága	$0,54 \pm 0,15$	0951 ± 100	$1,04 \pm 0,13$	1214 ± 31
Neutron detektor,Lomn.	$1,27 \pm 0,22$	0619 ± 43	$0,55 \pm 0,14$	0858 ± 55
Félköbös teleszkóp Budapest	$0,08 \pm 0,01$	1124 ± 12	$0,68 \pm 0,12^{1/}$	$1230 \pm 36^{1/}$

^{1/} A csökkenés első napjának adataiból számolva.

A köbös geometriájú számlálócső teleszkópok adatait csak légnyomásra, a félköbös teleszkópét pedig légnyomásra és hőmérsékleti effektusra korrigáltuk.

A földalatti teleszkóp március 28-án sajnos meghibásodott és ezért az intenzitáscsökkenés végét csak földfelszín felett tudtuk észlelni. A normális intenzitás szint exponenciális növekedéssel kb. április 1-én állt helyre.

Érkezett 1959.március 16.

KFKI Közlemények 7.évf. 3.szám, 1959.

OSZTOTT MÁGNESÜ MIKROTRON

Irta: Turi László

Elektromágneses Hullámok Osztálya

Összefoglalás

Osztott mágnes használatával a mikrotron árama jelentősen megnövelhető és elérheti a lineáris gyorsítók áramát. A lépésenként felvett energia a mágnes résszélességétől függ és tetszőleges értéket vehet fel. A fázisstabil tartomány vizsgálatára kiszámoltuk egy lehetséges beállítás pályáit.

Az eddig épült mikrotronok legnagyobb hátránya a kicsi intenzitás, amin csak elektronágyu használatával lehetne segíteni. Ezenkívül az első pályán nagy a szóródás, mivel az üreg falából emittált elektronok elég nagy kúpszögben lépnek ki az üregből, és ezeknek csak mintegy 1 %-a talál vissza az üregbe [1] [2] [3] [4]. Elektronágyu használatával egyrészt növelni lehet az áramot, másrészt lényegesen csökken az első gyorsítás alkalmával fellépő szóródás, mivel a belőtt elektronokra érvényesül az üreg fókuszáló hatása. Belövési nehézségek miatt az üreg és elektronágyu csak erőtermentes részen helyezhető el.

A szektoros mágneses tér előnyeire több szerző rámutatott [5] [6] [7], ez azonban csak nagy energiával belőtt részecskéknél alkalmazható. Jelen cikkben azt vizsgáljuk meg, hogy néhány keV-energiával belőtt elektronok hogyan gyorsulnak fel két részre osztott mágnes esetén.

A mikrotron elvnek megfelelően a paramétereket úgy kell megválasztani, hogy amikor az elektronok már fénysebességgel haladnak, minden egyes pálya az előző pálya idejénél a periódusidőnek egy egészszámszorosaival legyen hosszabb. Azaz

$$\frac{2 \pi m_0 c^2}{e H c} (E_k - E_{k-1}) = b T.$$

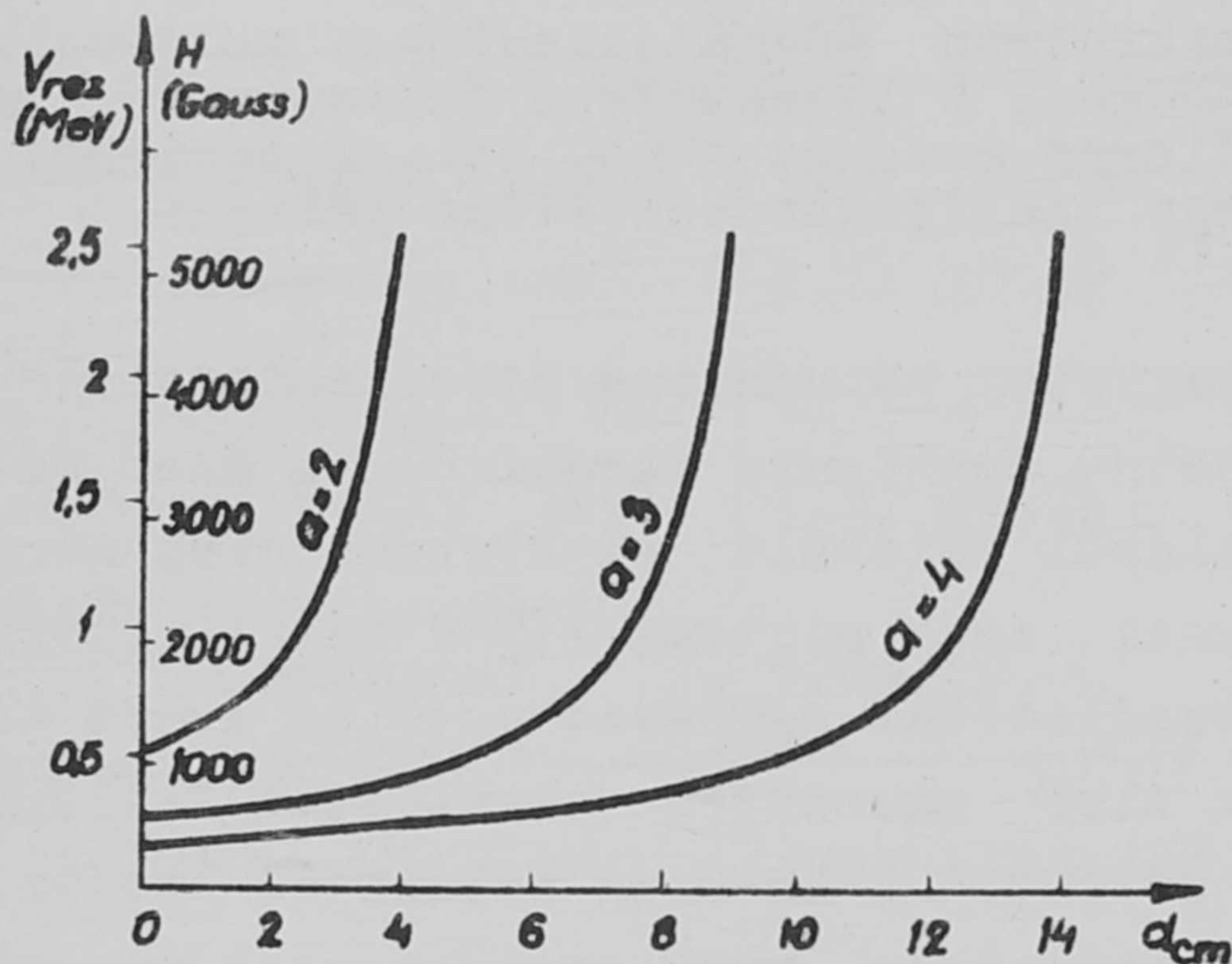
ahol E_k a k . pálya kinetikus energiája nyugalmi energia egységeken. Az első pályákon az elektronok sebessége a fénysebességtől jelentősen eltér, ezért b nem lesz egész szám. A résszélesség megfelelő megválasztásával elérhető, hogy az elektronok állandóan gyorsító teret találjanak és ahogy a sebességük közeledik a fénysebességhez b tart az egész számhoz. A rezonanciaegyenletek pontos felírása a változó sebesség miatt nehézségekbe ütközik. Ha az elektronok kezdettől fogva fénysebességgel haladnak, akkor b minden pályára egész szám és ekkor

$$V_0 \sin \varphi_r = \frac{m_0 c^2}{e} \frac{1}{a - b - \frac{2df}{c}} \quad (1)$$

$$H = \frac{2\pi m_0 c^2 f}{ec} \frac{b}{a - b - \frac{2df}{c}}, \quad (2)$$

ahol V_0 az üreg maximális feszültsége
 φ_r rezonancia fázis
 $m_0 c^2$ nyugalmi energia
 d mágnes résszélessége
 f frekvencia

$d = 0$ esetben a közönséges mikrotron rezonanciaegyenleteit kapjuk. $b = 1$ esetén különböző d értékekhez tartozó gyorsítófeszültséget és mágneses tér



1. ábra

értéket ábrázoltuk az 1. ábrán. Mint látható ilyen módon tetszőleges gyorsítófeszültség és vele arányos mágneses térerősség alkalmazható a résszélesség megfelelő megválasztásával. Ezzel a gyorsító méretei csökkenthetők, valamint lehetőség nyílik az üregben ébredő maximális feszültség kihasználására.

Az elektronok változó sebességét figyelembe véve nemcsak b értéke nem lesz állandó, hanem a sem lesz egész szám. Ezért az (1), (2) képletekből a és b egész számnak választása esetén kapott d értéket korrigálni kell. Ez elég je-

lentős lehet, a később közölt példa esetében pl. d értékét kb. 10 %-kal csökkenteni kellett ahhoz, hogy a pályák létrejöjjenek. A helyes értéket csak a pályák numerikus végigszámolása mutatja meg. Egy $eV/m_0 c^2 = E$ energiájú elektron $t = \frac{2\pi m_0 c^2}{eHc} (1+E) + \frac{2d}{v_E}$ idő elteltével ér vissza az üreghez. Ez fokokban kifejezve:

$$\varphi = 360 \left(\frac{1+E}{E_{rez}} + \frac{2d}{\lambda \frac{v_E}{c}} \right).$$

Az üregben ébredő V_0 ismeretében kiválasztjuk a rezonanciafázist φ_r ; $E_{rez} = e V_0 \sin \varphi_r$. Különböző d értékeknél végigszámolva a pályákat, meghatározhatjuk d legkedvezőbb értékét. A fázisstabil tartomány nagysága nagy d értékeknél kicsi lesz, ezért inkább a kisebb d -hez tartozó d értéket kell választani.

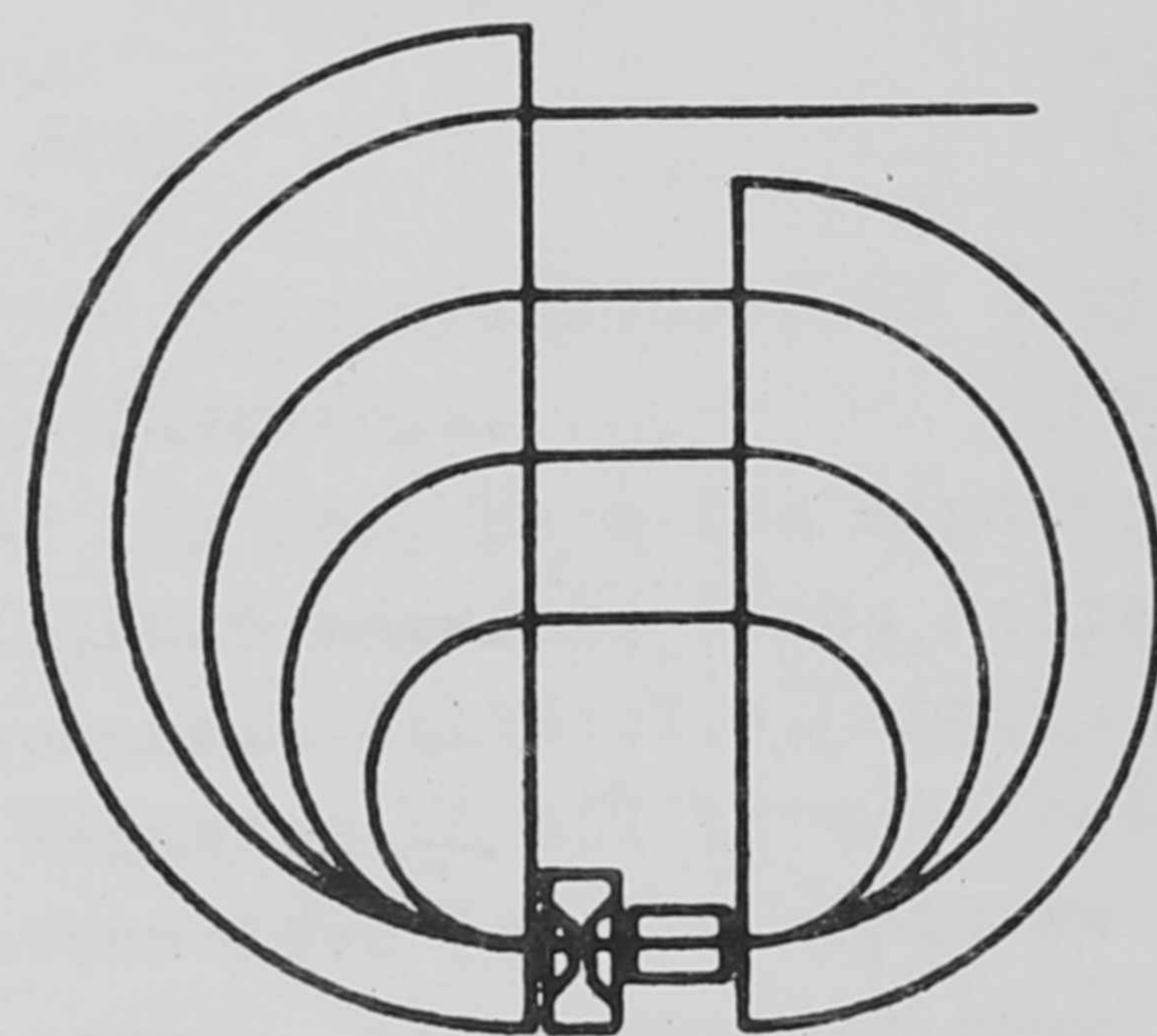
Az elmondottak bemutatására kiszámoltuk egy lehetséges beállítás pályáit a következő feltételekkel: az üregben keletkező maximális feszültség legyen 817,6 kV; azaz $e V_0 / m_0 c^2 = 1,5$; $\lambda = 10$ cm. Válasszuk a rezonanciafázist fénysebességnél 110^0 -nak.

$$\frac{e V_0 \sin \varphi_r}{m_0 c^2} = 1,5 ; \quad d = 5,965 \text{ cm}.$$

1. táblázat

	Belépési fázis	$\frac{eV}{m_0 c^2}$	$\frac{eV}{m_0 c^2}$	$\frac{eV}{m_0 c^2}$	$\frac{eV}{m_0 c^2}$	$\frac{eV}{m_0 c^2}$	$\frac{eV}{m_0 c^2}$	
1. pálya	86°	1,596	90°	1,600	100°	1,576	104°	1,553
2. "	94,5	3,191	110,2	3,102	104,2	3,127	103,4	3,109
3. "	102,7	4,752	97,5	4,688	97,3	4,714	92,3	4,708
4. "	119,4	6,146	98,9	6,269	104,7	6,261	98,4	6,290
5. "	108,2	7,666	116,8	7,696	121,1	7,632	121,7	7,645
6. "	100,4	9,239	116,3	9,130	105,2	9,176	111,2	9,147
7. "	109,5	10,748	99,3	10,710	99,0	10,756	98,0	10,731
8. "	120,1	12,132	100,7	12,282	116,7	12,186	104,6	12,280
9. "	102,6	13,694	119,1	13,681	112,1	13,669	122,4	13,630
10. "	99,6	15,271	113,0	15,154	103,1	15,227	104,2	15,181

Négy különböző fázisban induló elektron pályadatait mutatjuk be az 1. táblázatban. A 86° illetve 104°-os fázisszögben induló elektronok a fázis-stabil tartomány szélein haladnak, ezen belüli elektronok mind gyorsulnak. A stabil tartomány esetünkben 18° szemben a közönséges mikrotronnál talált 30°-os tartománnyal [8]. Ez valószínűleg növelhető, mivel a közölt példánk csak egy lehetséges és nem optimális beállítás. Az intenzitást vizsgálva ugrásszerű javulás várható. Elektronágyu használatával nagymértékben lecsökken az első pályán eddig észlelt nagy szóródás, melynek eredményeként az elektronoknak csak mintegy 1%-a talált vissza az üregbe [1][4][5]. Így a várható intenzitás megegyezik a lineáris gyorsító áramával. A 10. pályán elért energia 7,75 MeV, maximális pályáátmérő 33,6 cm. Mivel az üreg nem a mágnes pofái között helyezkedik el, a pofatávolságot egészen kicsire (~ 1 cm) lehet választani. Így a szórt tér is egészen kicsi lesz, az elektronok kihozatala a két mágnesdarab aszimmetrikus kiképzésével megoldható (2. ábra).



2. ábra

Ilyen típusu gyorsító különösen alkalmas nagyenergiájú, nagyáramú mikrotron belövő gyorsítójaként, ugyanis a távolságok megfelelő megválasztásával elérhető, hogy a belőtt elektronok fázisfókuszálva, jó fázisban jutnak be a nagy gyorsítóba, így kiküszöbölődik a rossz fázisban induló elektronok terhelő hatása.

Végül köszönetemet fejezem ki Kisdiné Koszó Évának, aki munkámat figyelemmel kísérte és hasznos tanácsokkal látott el.

I r o d a l o m

- [1] Redhead P.A., Le Caine, H., and Henderson W.J., *Canad.J.Res.A.*, 28, 73 /1950/
- [2] Henderson C., Heyman F.F., and Jennings R.E., *Proc.Phys.Soc.* B.66, 754 /1954/
- [3] Kaiser H.F., *J.Franklin Inst.*, 257, 107 /1954/
- [4] Carrelli A., Porreca F., *Nuovo Cimento X.* 6, 729 /1957/
- [5] Kaiser H.F., *Ire transactions of the professional group on Nuclear Science.* NS-3, 2 /1956/
- [6] Moroz E.M., *Dokladi Akad.Nauk SzSzSzR* 108, 436 /1956/
- [7] Roberts A., *Ann.Phys. /New York/* 4, 115-165 /1958/
- [8] Kisdi-Koszó É., *Acta Phys.Hung.* 4, 377 /1955/

Érkezett 1959. április 20.

KFKI Közlemények 7.évf., 3.szám, 1959.

RELAXÁCIÓS IDŐK MEGHATÁROZÁSA FÉMEKBEN ELEKTRON-MAG KETTŐS REZONANCIA ALAPJÁN

Írta: Tompa Kálmán

Elektromágneses Hullámok Osztálya

Összefoglalás

A mag-rezonancia telítésnek az Overhauser effektus eredményeként kapott stacionárius magpolarizációra való hatását vizsgáljuk meg. Megmutatjuk, hogy az Overhauser effektus kísérleti igazolásával kapcsolatban elvégzett magrezonancia abszorpciós mérések olyan természetűek, hogy a stacionárius mag-polarizációt csökkentik. A kapott eredmények alapján rámutatunk a T_1, T_2 és T_2 magrelaxációs idők egy új módszerrel történő meghatározásának a lehetőségeire.

Bevezetés

Fématommagok polarizálására, az Overhauser [1] által javasolt eljárás a vezetési sáv elektronjainak elektron-rezonancia telítésén alapszik. A polarizációért az elektron saját mágneses momentuma, β_e és a mag mágneses momentum, β_n közötti kölcsönhatás a felelős. A kölcsönhatási Hamilton operátor [2]:

$$H = - \frac{8\pi}{3} \cdot \beta_e \cdot \beta_n \cdot \sigma_e \cdot \sigma_n \cdot S(r) \quad (1)$$

ahol σ_e , σ_n az elektron, illetve a mag Pauli-féle spin operátora, és $S(r)$ a tekintett mag és elektron közötti távolság delta-függvénye.

Az elektronspin-rezonancia telítés akkor lép fel, ha a fém mintát H_0 állandó és H_0 -ra merőleges, $2 \cdot H_e \cdot \cos \omega_e t$ váltakozó mágneses térbe helyezzük, ahol az ω_e körfrekvenciára az elektron-rezonancia feltétel, $\hbar \omega_e = 2 \beta_e (H_0 + \Delta H)$ teljesül, / ΔH belső mágneses tér/. A váltakozó mágneses térből történő energia felvétel hatására a magasabb energiaállapotban lévő (elektronspin és H_0 párhuzamos) elektronok száma megnő. A rendszer ekkor nincs egyensúlyban és azok a folyamatok, amelyek igyekeznek azt egyensúlyi állapotába visszavinni, az (1) kölcsönhatásnak megfelelően magátmeneteket hoznak létre. A ráccsal történő egyéb kölcsönhatások csak azt eredményezik, hogy az elektron-rezonanciát nehezebb telíteni. Minden egyes elektronspin átbillenésnek, a magasabb energia állapotból az alacsonyabbba, amely az (1) kölcsönhatásnak felel meg, egy olyan magátmenet fog megfelelni, amelynél a mag impulzusmomentumának a H_0 irányra eső vetülete \hbar értékkel megnő. Feles spinű, pozitív mágneses momentumu magoknál (a továbbiakban ezekről lesz szó) a kölcsönhatás eredményeképpen tehát az alacsonyabb energiájú spinbeállásnak (magspin és H_0 párhuzamos) megfelelő magok száma megnő, ami a rács hőmérsékleténél alacsonyabb

magspin-hőmérsékletnek felel meg ($\Theta_{ns} < \Theta$). A magok ráccsal történő kölcsönhatása következtében többségben olyan magátmenetek jönnek létre, amelyek a magspin-rendszer hőmérsékletét emelik, azaz az alacsonyabb energiaállapotban lévő magok számát csökkentik. A két folyamat hatására beálló magspin-hőmérséklet alacsonyabb lesz a rácshőmérsékletnél, a kétféle magspin beállításnak megfelelő energiaállapotokban lévő magok számának a különbsége eltér a hőmérséklet egyensúly ($\Theta_{ns} = \Theta$) esetén felvett, a Boltzmann eloszlásnak megfelelő értéktől. A betöltöttség különbségére ($\Delta = N_{\text{alacsonyabb}} - N_{\text{magasabb}}$) Overhauser a következő eredményt kapta [1]:

$$\Delta = \frac{N \cdot \hbar \cdot H_0}{2 \cdot k \cdot \Theta} \cdot \left[\gamma_n + s \cdot \frac{T_n}{T'_n} \cdot |\gamma_e| \right], \quad (2)$$

ahol N az 1 cm^3 térfogatban lévő magok száma, k a Boltzmann-állandó, γ_n és γ_e a mag illetve elektron giromágneses faktora, T_n a magspin-rács relaxációs idő, T'_n az (1) kölcsönhatásnak megfelelő mag relaxációs idő, s az elektron rezonancia telítési faktor, amelynek értéke:

$$s = 1 - \frac{D}{D_0} = \frac{\gamma_e^2 \cdot H_e^2 \cdot T_{e1} \cdot T_{e2}}{1 + \gamma_e^2 \cdot H_e^2 \cdot T_{e1} \cdot T_{e2}}, \quad (3)$$

ahol D ill. D_0 a H_0 állandó mágneses térben a kétféle elektron spin beállításnak megfelelő energia szintek betöltöttségének különbsége, illetve annak hőmérséklet egyensúly esetén felvett értéke, és T_{e1} az elektronspin-rács, T_{e2} az elektronok spin-spin relaxációs ideje. A telítési faktor értéke zéró $D = D_0$ és egy teljes telítés, azaz a két energia szint egyenlő betöltöttsége esetén ($D = 0$).

Δ értéke, ami a magpolarizációval arányos, függ az elektron-rezonancia telítéstől. Az eredmény úgy értelmezhető, hogy a magok γ_n giromágneses faktor helyett $\gamma_{\text{eff}} = \gamma_n + s \cdot (T_n / T'_n) \cdot |\gamma_e|$ giromágneses faktoral rendelkeznek, ami $s \sim 1$ és $T_n / T'_n \sim 1$ esetén az energiaszintek betöltöttségének különbségében $\sim 10^3$ faktornak felel meg.

A betöltöttségek különbsége, Δ határozza meg a sztatikus szuszceptibilitás értékét, így elektronrezonancia telítés esetén a sztatikus szuszceptibilitás (2)-nek megfelelően megnő. Mivel a magrezonancia abszorpciós vizsgálatoknál az abszorpciós jel amplitudója függ a sztatikus szuszceptibilitásból, többen ([3],[4], illetve nem fémek esetén [5]) próbálkoztak az Overhauser-féle elméletet magrezonancia abszorpciós módszerrel igazolni.

Megvizsgáljuk, hogy az anyagmintában milyen folyamatok játszódnak le magrezonancia abszorpció esetén, ha az elektronrezonancia részben telítve van. A kapott eredmények alapján az Overhauser-effektus kísérleti igazolásával kapcsolatos néhány körülményre hívjuk fel a figyelmet és rámutatunk a mag, illetve az elektron relaxációs idők meghatározásának a lehetőségére.

Elektron-mag kettős-rezonancia abszorpció

Egyszerűség kedvéért tételezzük fel, hogy a vizsgált magok pozitív mágneses momentummal rendelkeznek és az J magspin értéke: $J = 1/2$. A fém min-

tát helyezzük H_0 állandó, erre merőleges $2 H_0 \cos \omega_e t$ mikrohullámu és mindkettőre merőleges $2 H_n \cos \omega_n t$ rádiófrekvenciás mágneses térbe, ahol az ω_n körfrekvenciára a következő feltétel érvényes: $\omega_n = \gamma_n (H_0 + \Delta H)$. A H_0 térben történő kétféle mag, illetve elektronspin beállásnak megfelelő energiaszintek betöltöttségének különbségei Δ , ill. D , ezek hőmérsékleti egyensúly esetén felvett értékei Δ_0 , ill. D_0 . Ahol az utóbbi két mennyiségre a következő összefüggés áll fenn (pl. [1]):

$$\Delta_0 = \frac{N \cdot \hbar \cdot H_0 \cdot \gamma_n}{2 k \theta}, \quad (4)$$

$$D_0 = \frac{3 \cdot N \cdot \hbar \cdot H_0 \cdot |\gamma_e|}{4 \cdot \epsilon_f}, \quad (5)$$

ahol ϵ_f a Fermi eloszlás határenergiája.

Δ időbeli változását a következő differenciálegyenlettel írhatjuk le:

$$\frac{d\Delta}{dt} = \frac{\Delta_0 - \Delta}{T_n} + \frac{D_0 - D}{T_1'} - 2 \Delta P, \quad (6)$$

ahol T_1' a hiperfinom kölcsönhatásnak megfelelő elektron relaxációs idő, P a H_n mágneses tér hatására, az alacsonyabb energia állapotból a magasabbba történő, időegység alatt bekövetkező átmenetek átmeneti valószínűsége, értéke [6]:

$$P = \frac{1}{4} \cdot \gamma_n^2 \cdot H_n^2 \cdot g(\nu), \quad (7)$$

ahol $g(\nu)$ a magrezonancia abszorpciós görbe szélességére jellemző mennyiség.

(6) egyenlet első két tagja [1] megfelelő egyenletének felel meg $G = 1$ esetén, ami $J = 1/2$ esetén érvényes, ahol az első tag a magspin-rács kölcsönhatást, a második a hiperfinom kölcsönhatásnak megfelelő elektron relaxációt írja le. Az egyenlet harmadik tagja a H_n térből történő tiszta energia abszorpciónak felel meg.

T_1' kifejezhető T_n segítségével [1]:

$$T_1' = \frac{3 k \cdot \theta \cdot T_n'}{2 \epsilon_f}. \quad (8)$$

Keressünk a $\frac{d\Delta}{dt} = 0$ stacionárius állapotnak megfelelő Δ_s értéket (4), (5), (7) és (8) felhasználásával és az $s = 1 - D/D_0$ ismert összefüggés behelyettesítésével (6) egyenlet alapján kapjuk:

$$\Delta_s = \frac{\frac{N \cdot \hbar \cdot H_0 \cdot \gamma_n}{2 k \theta}}{1 + \frac{1}{2} \cdot \gamma_n^2 \cdot H_n^2 \cdot T_n \cdot g(\nu)} \cdot \left[1 + s \cdot \frac{T_n}{T_n'} \cdot \frac{|\gamma_e|}{\gamma_n} \right]. \quad (9)$$

Mivel a továbbiakban nem vagyunk kíváncsiak a magrezonancia abszorpciós görbe alakjára, csak amplitudójára, így $g(\nu_n) = 2 \cdot T_2$ helyettesítéssel (T_2 mag spin-spin relaxációs idő) (9) a következőképpen írható:

$$\Delta_s = \frac{\frac{N \cdot \hbar \cdot H_0}{2 k \theta}}{1 + \gamma_n^2 \cdot H_n^2 \cdot T_n \cdot T_2} \cdot \left[1 + s \cdot \frac{T_n}{T_n'} \cdot \frac{|\gamma_e|}{\gamma_n} \right]. \quad (10)$$

(10) egyenlet $H_n = 0$ esetén (2) formulát adja vissza. Az optimális magrezonancia mérés feltétele $H_n = \{\gamma_n \cdot \sqrt{T_n \cdot T_2}\}^{-1}$, amelynek teljesülése esetén a stacionárius állapotnak megfelelő Δ_s érték fele a "tisztá Overhauser-effektus" esetén várható, (2)-nek megfelelő Δ értékek.

Határozzuk meg a \tilde{z}_n és s_n magrezonancia telítési faktorok értékét.

$$\tilde{z}_n = \frac{\Delta_s}{\Delta_0} = \frac{1 + s \cdot \frac{T_n}{T_n'} \cdot \frac{|\gamma_e|}{\gamma_n}}{1 + \gamma_n^2 \cdot H_n^2 \cdot T_2 \cdot T_n} \quad (11)$$

és

$$s_n = 1 - \tilde{z}_n = \frac{\gamma_n^2 \cdot H_n^2 \cdot T_n \cdot T_2 - s \cdot \frac{T_n}{T_n'} \cdot \frac{|\gamma_e|}{\gamma_n}}{1 + \gamma_n^2 \cdot H_n^2 \cdot T_n \cdot T_2} \quad (12)$$

Az Overhauser-effektus hatására létrejövő negatív telítést a magrezonancia abszorpció csökkenti és $s_n = 0$ érték is elérhető $\Delta_s = \Delta_0$ esetén, amikor az Overhauser-effektus hatására létrejött polarizáció eltűnik.

Végül nézzük meg, hogy ezen stacionárius telítési állapot, milyen magspin-hőmérsékletnek felel meg. A spinhőmérséklet definíciója értelmében (pl. [6]) $\Theta_{ns} = \Theta \cdot \frac{\Delta_0}{\Delta_s} = \Theta / \tilde{z}_n$ -nek egyenlő. (11) felhasználásával:

$$\Theta_{ns} = \Theta \cdot \frac{1 + \gamma_n^2 \cdot H_n^2 \cdot T_2 \cdot T_n}{1 + s \cdot \frac{T_n}{T_n'} \cdot \frac{|\gamma_e|}{\gamma_n}} \quad (13)$$

Tehát Θ_{ns} általában eltér a rács hőmérsékletétől. $H_n = 0$ esetén alacsonyabb a rács hőmérsékleténél és a H_n térből történő energia abszorpció hatására emelkedik, azonban nem túl nagy H_n terek esetén még mindig a rácshőmérséklet alatt marad.

Mágneses szuszceptibilitások

A (13)-as formulának megfelelő magspin-hőmérséklet alapján könnyen meghatározhatjuk a stacionárius Δ_s értékek megfelelő sztatikus szuszceptibilitás értékét. A Θ_{ns} magspin-hőmérséklethez tartozó sztatikus szuszceptibilitás [6]:

$$\chi_o(\Theta_{ns}) = \frac{N \cdot \beta_n^2}{k \cdot \Theta_{ns}} = \frac{N \beta_n^2}{k \cdot \Theta} \cdot \tilde{z}_n \quad (14)$$

amely a $\chi_o = N\beta_n^2/k\Theta$ jelölés bevezetésével $\chi_o(\Theta_{ns}) = \tilde{z}_n \chi_o$ alakban írható. Ennek és (11)-nek a felhasználásával:

$$\chi_o(\Theta_{ns}) = \chi_o \cdot \frac{1 + s \cdot \frac{T_n}{T_n'} \cdot \frac{|\gamma_e|}{\gamma_n}}{1 + \gamma_n^2 \cdot H_n^2 \cdot T_n \cdot T_2} \quad (15)$$

Második lépésként határozzuk meg a komplex szuszceptibilitás imaginárius részének, χ'' -nek az értékét. Erre azért van szükségünk, mert a magrezonancia abszorpciónál kapott abszorpciós görbe amplitudója χ'' -vel arányos. A χ'' szuszceptibilitás [6] alapján

$$\chi'' = \frac{1}{2} \cdot \pi \cdot \chi_o(\Theta_{ns}) \nu_n \cdot g(\nu)$$

illetve ennek maximuma a $\nu = \nu_n$ frekvenciánál:

$$\chi''_{max} = \Pi \cdot \chi_0 \cdot Z_n \nu_n \cdot T_2 \quad (16)$$

Behelyettesítve Z_n (11) alatt felírt értékét és az $\omega_n = 2 \pi \nu_n$ körfrekven-
ciát:

$$\chi''_{max} = \frac{1}{2} \cdot \omega_n \cdot \chi_0 \cdot T_2 \cdot \left[\frac{1 - s \cdot \frac{T_n}{T_n'} \cdot \frac{|de|}{dn}}{1 + \delta_n^2 \cdot H_n^2 \cdot T_n \cdot T_2} \right].$$

Eredményünk két szempontból érdekes.

a/ Az Overhauser-effektus kísérleti igazolásával kapcsolatban többen vizsgálták a magrezonancia abszorpciónál kapott abszorpciós jel amplitudójának növekedését az elektronrezonancia telítés függvényében, (17) alapján látható, hogy a χ''_{max} -al arányos amplitudó s -en és az állandókon kívül, függ még H_n -től a magrezonancia abszorpció vizsgálatánál alkalmazott mágneses tér amplitudójától is. Eredményeinkből láthatjuk, hogy egy effektus kimutatására olyan mérési módszert választottunk, amely magát az effektust csökkenti. Nem szerencsés esetben ($s \ll 1$ és $\dots T_n / T_n' \ll 1$) a csökkenés egészen nagy lehet, de még optimális magrezonancia mérés esetén is csak fele akkora χ''_{max} értéket kapunk, mint amekkora az Overhauser-effektusnak megfelelő. Tehát az elmélet kvantitatív igazolásánál feltétlenül figyelembe kell venni a magrezonancia telítés jelenségét.

b/ Amint a továbbiakban meg fogjuk mutatni, a χ''_{max} szuszceptibilitás függése a H_n mágneses tértől és az s telítési faktortól lehetőséget ad számunkra a T_n , T_n' és T_2 relaxációs idők, valamint a $T_{e1} \cdot T_{e2}$ szorzat kísérleti meghatározására.

Relaxációs idők meghatározása

Az Overhauser-effektus igazolásával kapcsolatban, illetve a relaxációs idők meghatározása érdekében célszerű a következő mennyiségek kísérleti meghatározása:

1. A magnomaték jel amplitudójának (de) mérése H_n függvényében, $s = s^*$ konstans elektronrezonancia telítés esetén:

$$de' = de' (H_n, s = konst).$$

2. Az abszorpciós jel amplitudójának mérése s függvényében $H_n = H_n^*$ konstans mágneses tér esetén:

$$de = de (s, H_n = konst).$$

A kiértékelés egyszerűbbé válik, ha meghatározzuk még a következő mennyiségeket:

3. A magrezonancia abszorpciós tekercsen lévő feszültséget H_n függvényében:

$$e' = e' (H_n).$$

4. Amennyiben lehetséges, az abszorpciós jel amplitudóját $s=0$ és $H_n = H_n^*$ esetén:

$$de_0 = de_0 (s=0, H_n = konst).$$

Először vizsgáljuk meg azt az esetet, amikor de és de_0 ismeretesek. Az abszorpciós jel amplitudója [7] szerint $de = A \cdot H_n \chi_{max}''$ ahol A a tekercs adataitól függő állandó. (17) felhasználásával de a következőképpen írható:

$$de = \frac{A}{2} \cdot H_n \omega_n \chi_0 \cdot T_2 \cdot \left[\frac{1+s \frac{T_n}{T_n'} \cdot \frac{|\chi_e|}{\gamma_n}}{1 + \gamma_n^2 \cdot H_n^2 \cdot T_n \cdot T_2} \right] \quad (18)$$

és $s=0$ esetén

$$de_0 = \frac{A}{2} \cdot H_n \omega_n \chi_0 \cdot T_2 \cdot \left[\frac{1}{1 + \gamma_n^2 \cdot H_n^2 \cdot T_n \cdot T_2} \right] \quad (19)$$

Képezzük a két mennyiség hányadosát

$$\frac{de}{de_0} = 1 + s \cdot \frac{T_n}{T_n'} \cdot \frac{|\chi_e|}{\gamma_n} \quad (20)$$

A formulából a tekercsjellemzők és néhány állandó értéke kiesett, ami előnyös a kiértékelés és a kapott eredmények pontossága szempontjából. A (20) kifejezés alapján az Overhauser-elmélet igazolása a legkényelmesebb, és az előbbi fejezet végén említett, a magrezonancia abszorpció telítésével kapcsolatos nehézségek sem játszanak szerepet. Így Carver és Slichter [3] mérési eredményei az elmélet igazolását jelenthetik Na esetén, sajnos a szerzők nem értékelik ki mérésüket olyan részletesen, mint Li esetén. Az utóbbi, Li-ra vonatkozó eredmények, amelyekből a szerzők kvantitatív következtetéseket vonnak le, csak akkor érvényesek, ha az optimálisnál jóval alacsonyabb H_n mágneses térrel végezték a mérést, amiről azonban nem tesznek említést. Ha ez nem így történt, a közvetve meghatározott de_0 amplitudó kiszámolásánál, figyelembe kellett volna venni annak függését $\gamma_n^2 \cdot T_n \cdot T_2 \cdot H_n^2$ mennyiségektől is. [4] mérési eredményei sem használhatók fel az elmélet kvantitatív igazolására, ugyanis csak a de amplitudót mérték és így fellépnek az előző fejezet végén említett, a magrezonancia telítéssel kapcsolatos problémák, azonkívül a mérési eredményeiket feltüntető grafikonon az ordináta értékek tetszőlegesek.

A továbbiakban megvizsgáljuk, hogy (20) alapján milyen összefüggéseket adhatunk meg, amelyek alapján a relaxációs időket meghatározhatjuk.

Helyettesítsük be s (3) alatt felírt értékét (20)-ba és átalakítva az egyenletet,

$$\frac{1}{\frac{de}{de_0} - 1} = \frac{T_n'}{T_n} \cdot \frac{\gamma_n}{|\chi_e|} + \frac{1}{\gamma_e^2 \cdot T_{e1} \cdot T_{e2}} \cdot \frac{T_n'}{T_n} \cdot \frac{\gamma_n}{|\chi_e|} \cdot \frac{1}{H_e^2} \quad (21)$$

$1/H_e^2$ függvényében egy egyenes egyenletét kapjuk, amelynek

$$a = \frac{T_n'}{T_n} \cdot \frac{\gamma_n}{|\chi_e|} \quad (22)$$

tengelymetszete és

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{1}{\gamma_e^2 \cdot T_{e1} \cdot T_{e2}} \cdot \frac{T_n'}{T_n} \cdot \frac{\gamma_n}{|\gamma_e|} \quad (23)$$

iránytangense az abszorpciós jel relatív amplitudója és H_e mérése alapján meghatározható.

A T_{e1} és T_{e2} relaxációs idők szorzatát mérhető mennyiségekkel kifejezve:

$$T_{e1} \cdot T_{e2} = \frac{1}{\operatorname{tg} \alpha \cdot \gamma_e^2} \cdot a. \quad (24)$$

További összefüggéseket határozhatunk meg, amelyek a T_n' , T_n relaxációs időkre vonatkoznak. A H_n függvényében felvett de' görbe vizsgálata helyett célszerűbb a de'/e' modulációs mélység diszkutálása. A modulációs mélység [8] alapján $de'/e = K x_{\max}''$, ahol K tekercs jellemzőktől függő állandó, (17) alapján a következőképpen írható:

$$\frac{de'}{e'} = \frac{K}{2} \omega_n x_0 \cdot T_2 \cdot \left[\frac{1 + s^* \cdot \frac{T_n}{T_n'} \cdot \frac{|\gamma_e|}{\gamma_n}}{1 + \gamma_n^2 \cdot H_n^2 \cdot T_n \cdot T_2} \right]. \quad (25)$$

Bevezetve a $B = \frac{K}{2} \omega_n x_0$ jelölést és átrendezve az egyenletet, a következő eredményt kapjuk:

$$B \frac{e'}{de'} = \frac{1}{T_2} \cdot \frac{1}{1 + s^* \cdot \frac{T_n}{T_n'} \cdot \frac{|\gamma_e|}{\gamma_n}} + \frac{1}{T_2} \cdot \frac{\gamma_n^2 \cdot T_n \cdot T_2}{1 + s^* \cdot \frac{T_n}{T_n'} \cdot \frac{|\gamma_e|}{\gamma_n}} \cdot H_n^2 \quad (26)$$

H_n^2 függvényében egy egyenes egyenletét kaptuk, amelynek tengelymetszete:

$$c = \frac{1}{T_2 \left[1 + s^* \cdot \frac{T_n}{T_n'} \cdot \frac{|\gamma_e|}{\gamma_n} \right]} \quad (27)$$

és iránytangense:

$$\operatorname{tg} \gamma = \frac{\gamma_n^2 \cdot T_n}{\left[1 + s^* \cdot \frac{T_n}{T_n'} \cdot \frac{|\gamma_e|}{\gamma_n} \right]} \quad (28)$$

(22), (27) és (28) alapján a három relaxációs időt kifejezhetjük mérhető mennyiségekkel. Az egyenletrendszer megoldásának eredménye:

$$T_2 = \frac{a}{c \cdot [a + s^*]} \quad (29)$$

$$T_n = \frac{\operatorname{tg} \gamma}{a \cdot \gamma_n^2} [a + s^*] \quad (30)$$

$$T_n' = \frac{|\gamma_e|}{\gamma_n} \cdot \frac{\operatorname{tg} \gamma}{\gamma_n^2} \cdot [a + s^*]. \quad (31)$$

Bonyolultabb a helyzet, ha a de_0 amplitudó kísérletileg nem határozható meg. Fémek esetén ugyanis nem minden esetben mérhető a de_0 amplitudó. Ebben az esetben a de/e kísérletileg meghatározott függvényből érdemes kiindulni [itt $e = e(H_n^*)$]

$$\frac{1}{B} \cdot \frac{de}{e} = \frac{T_2}{1 + \gamma_n^2 \cdot H_n^{*2} \cdot T_n \cdot T_2} + \frac{T_2 \cdot \frac{T_n}{T_n'} \cdot \frac{|\gamma_e|}{\gamma_n}}{1 + \gamma_n^2 \cdot H_n^{*2} \cdot T_n \cdot T_2} \cdot s. \quad (32)$$

Ismét egy egyenes egyenletét kaptuk s függvényében, amelynek iránytangense és tengelymetszete a kísérleti adatok alapján meghatározható, értékeik:

$$b = \frac{T_2}{1 + \gamma_n^2 \cdot H_n^* \cdot T_n \cdot T_2} \quad (33)$$

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{T_2 \cdot \frac{T_n}{T_n'} \cdot \frac{|\delta_e|}{\gamma_n}}{1 + \gamma_n^2 \cdot H_n^{*2} \cdot T_n \cdot T_2} \quad (34)$$

(27), (28), (33) és (34) négy egyenlet a három relaxációs idő meghatározására. Az egyenletek nem függetlenek egymástól, a következő összefüggés áll fenn köztük $(s^* \cdot \operatorname{tg} \beta + b) (H_n^{*2} \cdot \operatorname{tg} \gamma + c) = 1$

Az egyenletrendszer megoldása:

$$T_2 = \frac{b}{c [b + s^* \operatorname{tg} \beta]} \quad (35)$$

$$T_n = \frac{1}{\gamma_n^2} \cdot \frac{\operatorname{tg} \gamma}{b} \cdot [b + s^* \operatorname{tg} \beta] \quad (36)$$

$$T_n' \frac{|\delta_e|}{\gamma_n^3} \cdot \frac{\operatorname{tg} \gamma}{\operatorname{tg} \beta} \cdot [b + s^* \operatorname{tg} \beta] \quad (37)$$

A relaxációs időkre vonatkozó formulák egyenlők, ami az $a = b / \operatorname{tg} \beta$ mennyiség (29), (30) és (31) formulákba való behelyettesítésével belátható. Az $a = b / \operatorname{tg} \beta$ összefüggés érvényessége (33), (34) és (22) alapján belátható.

A megadott mérési eljárás különösen a T_n' relaxációs idő meghatározása szempontjából jelentős.

Befejezésül szeretnék köszönetet mondani Gécs Mária és Mertz János munkatársaimnak, akik a témára felhívták a figyelmemet és munkám során tanácsaikkal támogattak, és dr. Hoffmann Tibor osztályvezetőnek a kézirat átnézése során tett megjegyzéseiért.

I r o d a l o m

- [1] Overhauser A.W., Phys.Rev. 92, 411 /1953/
- [2] Overhauser A.W., Phys.Rev. 89, 689 /1953/
- [3] Carver T.R., Slichter C.P., Phys.Rev. 102, 975-980 /1956/
- [4] Бекешко, К.А. Конгорский, Е.И. Физика Металлов и металловедение 6. 609. /1958/
- [5] Beljers H.G., Van der Kint L., Wierigen J.S., Phys.Rev. 95, 1683 /1954/
- [6] Andrew E.R.: Nuclear magnetic resonance. Cambridge, 1956.
- [7] Grivet P.: La resonance paramagnetique nucléaire. Paris, 1955.
- [8] Faragó P.S., Gécs M., Mertz J., Acta Phys.Hung. 3, 329-334 /1954/

Érkezett 1959.május 18.

EGY KÜSTNER-FÉLE NAGY IONIZÁCIÓS KAMRA ÜZEMBEHELYEZÉSE

Irta: Berecz György és Fáthy Ferenc

Radiológiai Osztály

Összefoglalás

Az Intézet rendelkezésére állott egy Küstner típusu nagy ionizációs kamra, amely részben az elektrométer, részben a mérődiafragmák hiánya miatt nem volt használható. A berendezést technikailag üzemképesé tettük, a mérési pontosságát meghatároztuk és a berendezés konstansainak kimérésével mérőkész állapotba hoztuk.

A rendelkezésünkre álló Küstner-féle berendezés, mely az Intézet tulajdonában lévő egyetlen olyan mérőberendezés, amely röntgen és lágy gamma sugárdózisok abszolút mérésére alkalmazható, számos hiányosságot mutatott, amelyeknek kiküszöbölése után lehetett csak mérőképes állapotba hozni. Nevezetesen hiányzott az elektrométer szárlja és az ezt kifeszítve tartó kvarchid, az elektrométer potenciáalterét szabályozó segédelektrodák el voltak görbitve, hiányos volt az optikája, továbbá már eleve nem rendelkezett olyan mérődiafragmákkal, amelyek az általunk előállított igen nagy kiterjedésű dózisintervallumban mérésre alkalmassá tették volna.

Elsősorban tehát a Küstner-féle ionizációs kamrát kellett mérőképessé tennünk. A helyreállítással kapcsolatos műveleteket, mérési módszereket és a készülék konstansára vonatkozó mérési eredményeket ismertetjük a következőkben.

1. Az elektrométer elkészítése.

Az elektrométer szárlának pótlására - hosszabb kísérletezés után - legalkalmasabbnak $3\ \mu$ vastagságú Wollaston-szál mutatkozott. A szál vastagságát egyfelől a szakítási szilárdságával szemben támasztott igény, másfelől az őt kifeszítő kvarchid rugalmas erejével való egybehangolás szabta meg.

A kifeszítő kvarchid legmegfelelőbb vastagságát szintén kísérletek útján állapítottuk meg. Legalkalmasabbnak a $11-12\ \mu$ vastagságú kvarcszál adódott. A kvarcivnek egyensúlyt kellett tartania az elektromos térnek a platinaszálra (mérőszálra) gyakorolt feszítő erejével, mégpedig úgy, hogy a platinaszál legnagyobb amplitudóval mozgó része (a platinaszál hasa) az elektromos tér potenciáljának megadott változásai esetén a mikroszkópban elhelyezett leolvasóskála megkívánt osztályzatai előtt haladjon el.

A platinaszálnak, valamint a kvarcszálnak a hosszát a fenti követelmények figyelembevételével határoztuk meg. A platinaszál hossza $41\ \text{mm}$, a kvarcszál rugózásban résztvevő hossza pedig $50\ \text{mm}$ lett.

A finommechanikai műveletek végrehajtása a Radiológiai Osztály mühe-

lyében külön erre a célra készült mikromanipulátorok által történt. A platinaszál kiképzését és beforrasztását üvegijj segítségével végeztük. A szál egyik végén az ezüstöt sellak bevonattal védtük meg a lemaratástól és ezt az ezüst véget használtuk fel az elektrométer testtel való fémes érintkezés létesítésére. Az elektrométerszál másik végét kicsiny sellak gömbbel forrasztottuk a kvarciv középpontjához.

2. Az elektrométer felszerelése.

Az elektrométer felszerelésénél két követelményt kellett teljesíteni. Az egyik elektromos, a másik optikai követelmény. Az elektromos feltételek a következők: a/ Amíg az elektrométer szála a mikroszkópba épített skála előtt elhalad, vagyis a mérési intervallumban a feszültség értéke a telítési áram keltéséhez szükséges értéknél nagyobb legyen. b/ Ugyanezen intervallumban a feszültség értéke ezzel szemben sehol se érje el azt a kritikus értéket, amelynél az ionizációs kamra tartományából már átlépünk a proporcionális tartományba, továbbá amelynél az elektrométerben bármiféle kisülés (szikraáthuzás, csucshatás stb.) léphetne fel. c/ Az elektrométernek és a vele elektromosan összefüggő vezetőknek szigetelése olyan jó legyen, hogy a sötétáramot az ionizációs áramhoz képest elhanyagolhassuk.

Az optikai feltételek: a/ Az elektrométer-szál hasának közepe a skála vízszintes vonalán fusson végig, a szál a függőleges osztóvonalakkal mindig párhuzamos legyen. b/ Az elektrométer szála a mikroszkóp optikai tengelyére merőleges síkban mozogjon.

A felsorolt elektromos és optikai feltételek teljesítése a következő műveletek segítségével vált lehetővé: A kvarciv feszítő erejének változtatása, az elektrométer magasságának változtatása, előre-hátra és oldalirányban való eltolása, az elektromos potenciáltérnek a segédelektrodák helyzetváltoztatása általi módosítása.

Az elektrométer végleges elhelyezése után a feszültségesés a skála 0-50 osztályzata között az 1. ábra szerint változik. Tekintettel arra, hogy a kamra mérete következtében a telítési áramhoz minimálisan 800 V feszültség szükséges, a fentiekből következik, hogy az így felszerelt Küstner-féle ionizációs kamra a 0-40 skála intervallumban alkalmas dózismérésre. Az önkisülési idő igen jó, 120 min/skála, amit az ionizációs kamra és az elektrométer zárt légterének P_2O_5 -dal való kiszáritása után értünk el.

3. A Küstner-kamra hitelesítése.

A készülék hitelesítése az Onkológián lévő abszolút r meghatározó berendezéssel bemért Küstner-kamrával való összehasonlítás által történt. A hitelesítést 7,13 mm-es kör alakú nyílással rendelkező diafragmára végeztük el. A diafragmahoz tartozó konstans értéke: 1,68 r/min. A berendezés két rádium preparátumához tartozó rádium-lefutási idők aránya: 0,945. Fenti adatok jó megegyezést mutatnak a Küstner-kamrával eredetileg megadott értékekkel, ami azt jelenti, hogy az elektrométer összkapacitása megegyezik a régi elektrométer kapacitásával.

4. A Küstner-kamrával való mérési módszer.

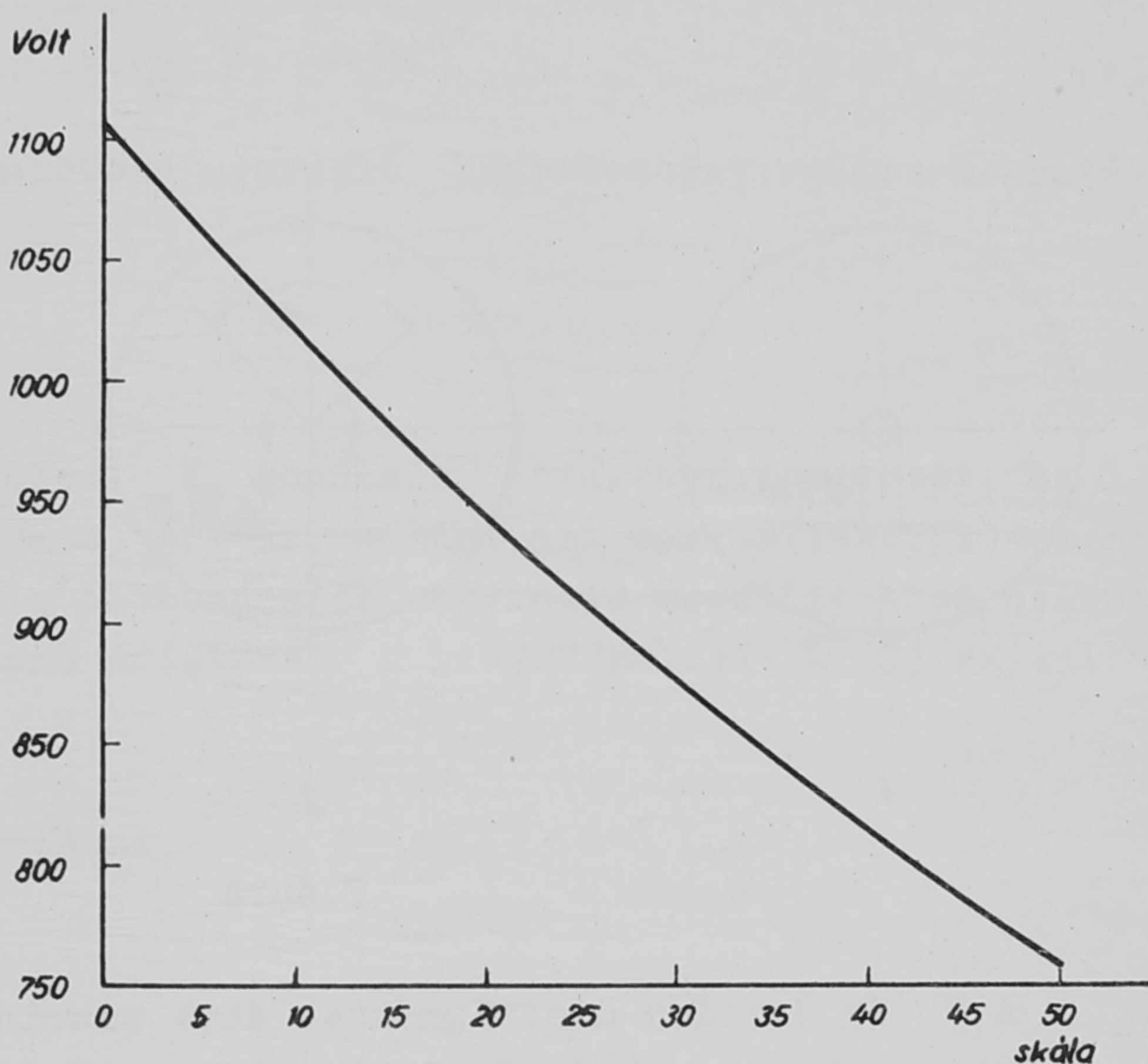
A Küstner-féle nagy ionizációs kamrával történő dózismérésnél a dózis r/min egységekben kifejezett értékét a következő képlettel írhatjuk fel:

$$D = K \frac{t}{T} r/min \quad (1)$$

ahol t a rádium-preparátumok ionizációs hatására létrejött kisülés lefutási ideje tetszőlegesen választott skálarészen, T a röntgensugárzáshoz tartozó lefutási idő ugyanazon skálarészen, K pedig egy a készülékre jellemző és kizárólag a diafragma méreteitől függő állandó.

A K konstans ismeretében tehát a dózismérés egyszerű időmérésre vezethető vissza. Nagy pontosságot igénylő mérések esetén azonban feltétlenül figyelembe kell vennünk azokat a tényezőket, amelyekből a dózis függ és alkalmaznunk kell a megfelelő korrekciós tényezőket.

Ezek a mennyiségek a következők: 1. a kamrában lévő levegő su-



1. ábra

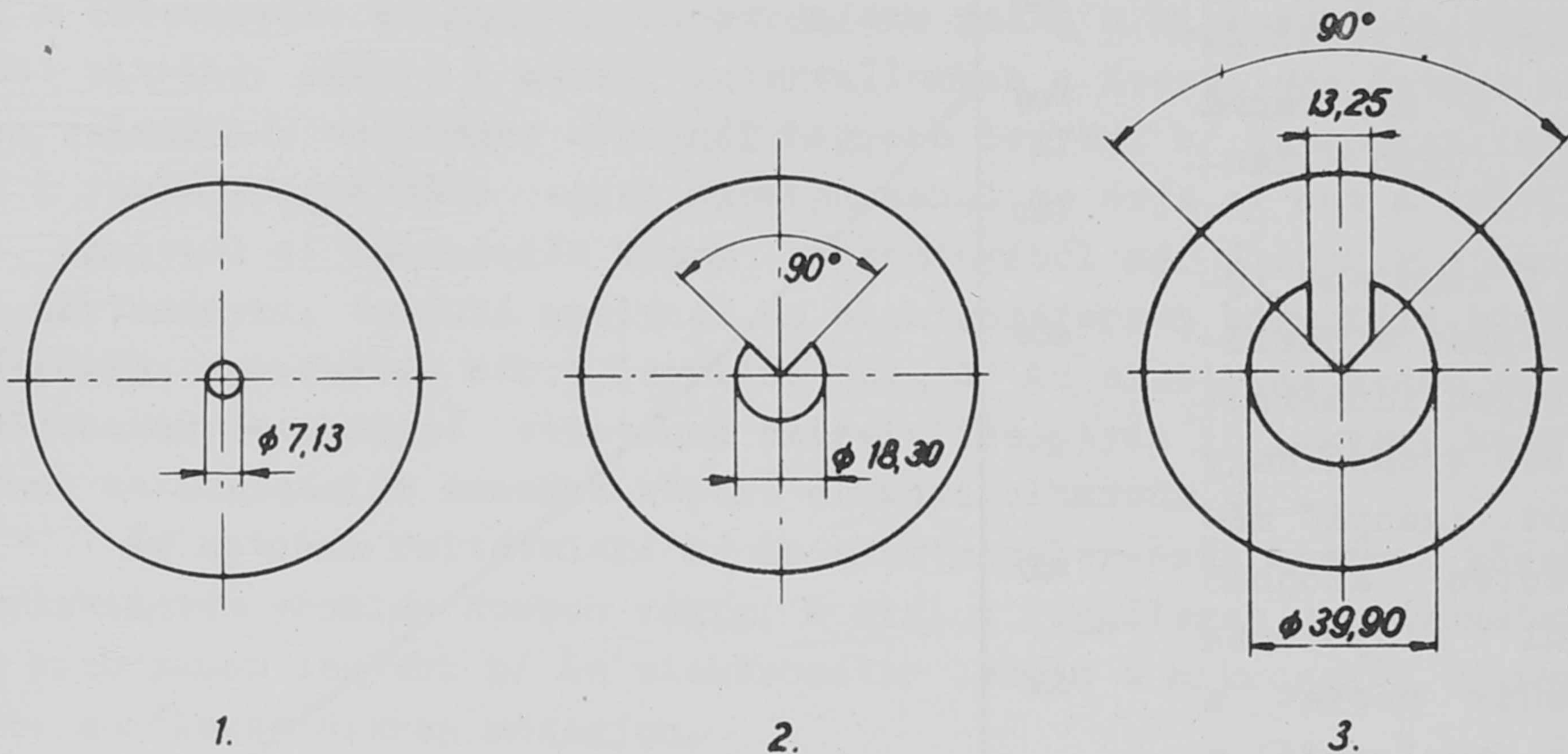
gárgyengítő hatása. A Küstner-kamránál ugyanis a dózist mindig a diafragma elülső síkjára, a sugár belépési helyére vonatkoztatjuk. A kamrán áthaladó sugár az ionizáció következtében energiát veszít és így a mért dózis a sugár belépési helyére vonatkoztatott dózishoz képest kisebb lesz. A korrekciós tényező (K_1) hullámhosszfüggő, értéke Küstner szerint 1,0070-1,0016 között van. 2. Az előoldalon lévő celofánablak sugárgyengítő hatása. A korrekciós tényező (K_c) hullámhosszfüggő, értéke Küstner szerint 1,010-1,004 között van. 3. Az elülső és hátsó ablak szórása. Ez a mennyiség a mért dózis értékét növeli, a korrekciós tényező (K_{sz}) tehát egynél kisebb; hullámhossz-független, értéke Küstner szerint 0,9990. 4. A hőmérséklet és légnyomás hatása. Növekvő hőmérséklettel az ionizáló hatás csökken, növekvő légnyomással viszont nő. Ez a változás a t radiumidő változásában benne van.

Egészen pontos mérések esetén tehát a dózis értékét a következő képlet adja:

$$D = K \frac{t}{T} K_1 K_c K_{sz} r/min$$

5. A méréshatárok kiterjesztése.

Tekintettel arra, hogy a dózismérés pontossága függ a mért időtartamok nagyságától, mint azt a továbbiakban kimutatjuk és minthogy a kamra méreteitől és feszültségétől függően a telítési áram eléréséhez egy meghatározott minimális lefutási idő tartozik, egy diafragmával csak szűkebb dózisintervallumban mérhetünk. A méréshatárok kiterjesztése végett a már meglévő 1. számú diafragmához még két másik diafragmát készítettünk (2. és 3.számú) a 2. ábra szerint.



2. ábra

A 2. és 3. számú diafragmáknak ábra szerinti kiképzése azért történt, hogy a Küstner-kamra középső elektródját a közvetlen sugárhatástól megvédjük. A diafragma-nyílások keresztmetszete rendre a következő: $39,9 \text{ mm}^2$; $197,2 \text{ mm}^2$; $1034,8 \text{ mm}^2$. A méréshatárok kiterjesztésének arányát első közelítésben a felületek aránya adja meg.

Pontos mérések elvégzéséhez meg kellett határoznunk az új diafragmákhoz tartozó K konstansok értékét.

6. A konstansok meghatározása.

A Küstner-féle ionizációs kamra diafragmáktól függő konstansainak a meghatározása az 1. képletből származtathatóan az alábbi képlet alapján történik:

$$K_n = K_i \frac{t_i}{t_n} \frac{T_n}{T_i} \quad (2)$$

ahol K_i illetve K_n az i illetve n diafragmához tartozó konstans értéke,
 T_i illetve T_n az i illetve n diafragma alkalmazásával mért azonos röntgen sugár hatására történt elektrométer lefutási idő,
 t_i illetve t_n a T_i illetve T_n röntgenidőkhöz tartozó, saját preparátum hatására történt elektrométer lefutási idő.

Az így meghatározandó K_n konstans várható hibaszázalékának ismerete

és a hibaszámítás elvégzése nélkülözhetetlen egyrészt a Küstner-kamrával eszközölnél méresek helyes értékelése miatt, másrészt pedig azért, hogy meghatározhassuk azokat a mérési körülményeket, amelyek közt a konstansokat a maximális pontossággal tudjuk megállapítani.

A Gauss-féle hibaterjedési törvény szerint

$$\frac{\Delta K_n}{K_n} = \sqrt{\left(\frac{\Delta K_i}{K_i}\right)^2 + \left(\frac{\Delta t_i}{t_i}\right)^2 + \left(\frac{\Delta t_n}{t_n}\right)^2 + \left(\frac{\Delta T_i}{T_i}\right)^2 + \left(\frac{\Delta T_n}{T_n}\right)^2} \quad (3)$$

A valószínű hiba nagysága pedig

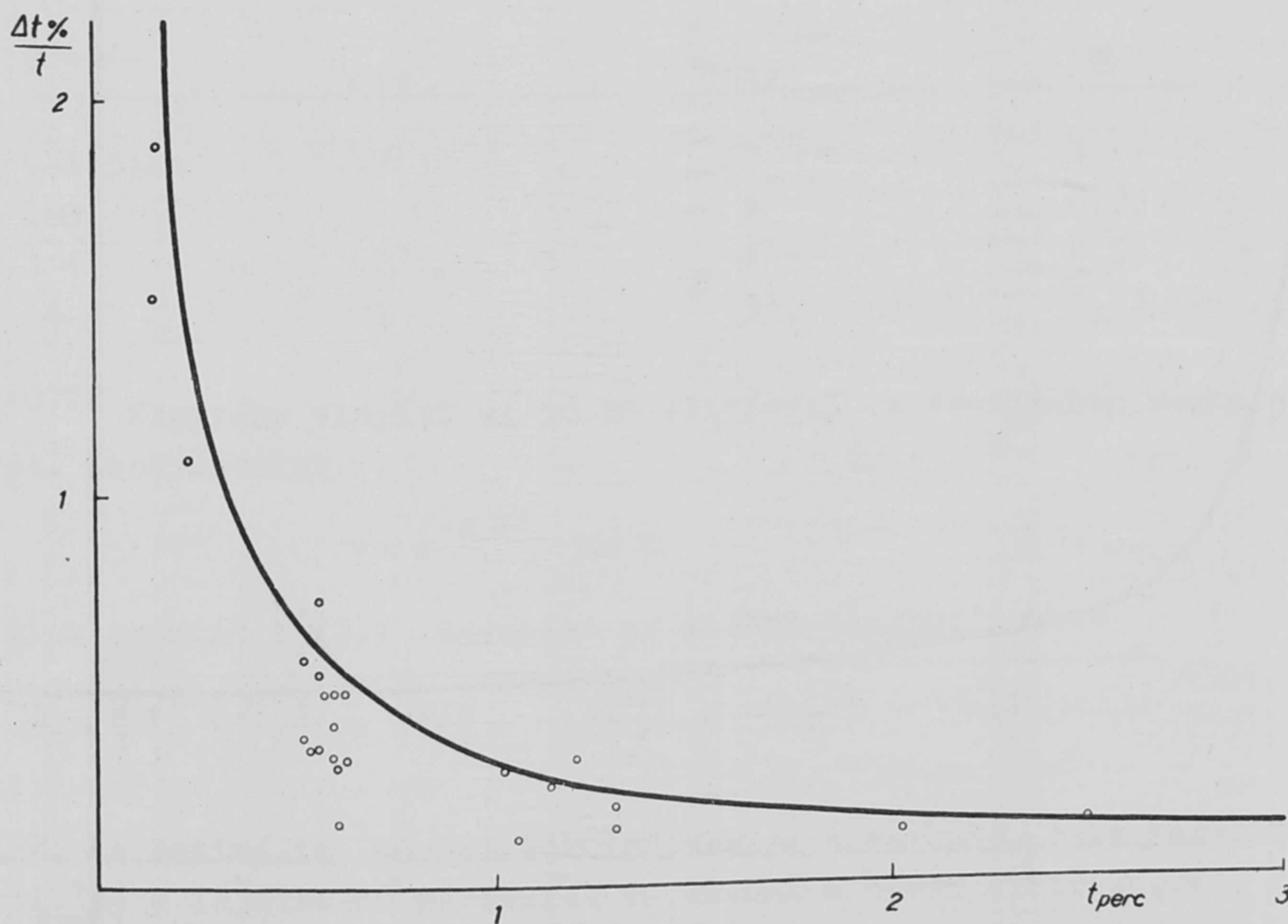
$$\left(\frac{\Delta K_n}{K_n}\right)_v = \frac{2}{3} \sqrt{\left(\frac{\Delta K_i}{K_i}\right)^2 + \left(\frac{\Delta t_i}{t_i}\right)^2 + \left(\frac{\Delta t_n}{t_n}\right)^2 + \left(\frac{\Delta T_i}{T_i}\right)^2 + \left(\frac{\Delta T_n}{T_n}\right)^2} \quad (4)$$

Feladatunk a (3) egyenletben szereplő hányadosokat rendre meghatározni.

a/ $\frac{\Delta K_i}{K_i}$ értéke.

A (2) egyenlet feltételezi K_1 konstans értékének ismeretét. Az 1. diafragmához tartozó K_1 konstans értéke - mint azt már említettük - 1,68 r/min, amelynek meghatározása a hibaszázalék egyidejű megállapítása nélkül történt. Minden további konstans értékének a hibaszázalékát a (3) egyenlet adja meg.

b/ $\frac{\Delta t_i}{t_i}$ és $\frac{\Delta t_n}{t_n}$ értékei.



3. ábra

A 3. ábrán a Küstner-kamra béta sugárzó saját-preparátumának hatására történt elektrométer lefutási időnek - öt mérés esetén - a középértéktől való maximális eltérését ábrázoltuk a lefutási idő függvényeként százalékban. Az ábra 25x5 mérés eredményét tartalmazza.

Az ábrán feltüntettük a középértéktől való maximális eltérés burkológörbét is. A burkológörbét jól megközelíti egy hiperbola, amelynek egyenlete

$$\frac{\Delta t}{t} 100 = \frac{1}{3t}$$

ahonnan $\frac{\Delta t}{t} = \frac{0,01}{3t}$

(5)

(3. ábra.)

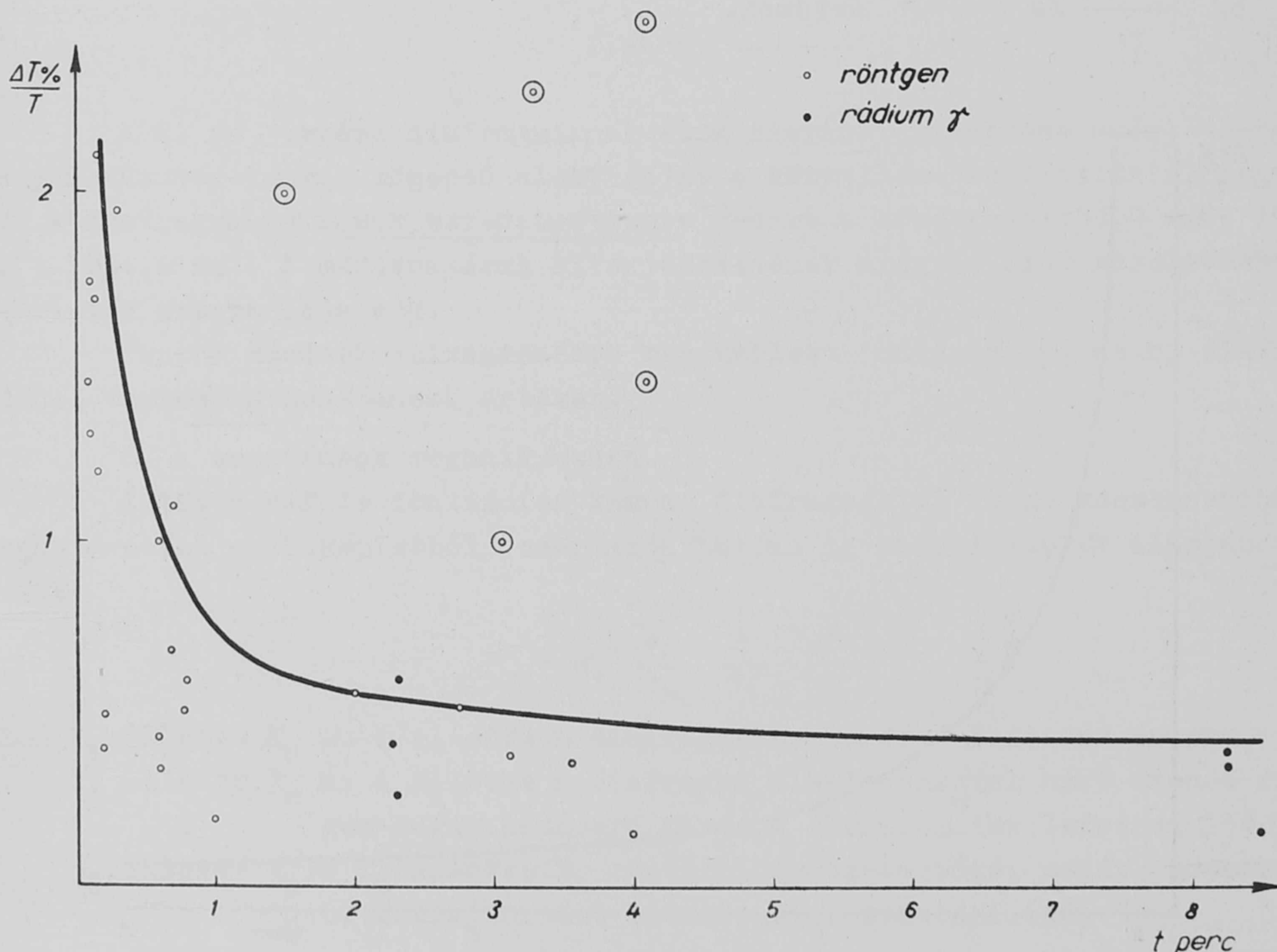
$$\left(\frac{\Delta t_i}{t_i}\right)^2 = \left(\frac{0,01}{3t_i}\right)^2 = \frac{0,0033}{t_i}^2$$

Tekintettel arra, hogy $t_i \sim t_n = t$

$$\left(\frac{\Delta t_i}{t_i}\right)^2 + \left(\frac{\Delta t_n}{t_n}\right)^2 = 2\left(\frac{0,0033}{t}\right)^2 = \frac{0,2178}{t^2} \cdot 10^{-4}$$

(6)

c/ $\frac{\Delta T_i}{T_i}$ illetve $\frac{\Delta T_n}{T_n}$ értéke.



4. ábra

A 4. ábrán a röntgensugár illetve gamma sugárzó preparátum hatására történt elektrométer lefutási időnek - öt mérés esetén - a középértéktől való maximális eltérését ábrázoltuk a lefutási idő függvényeként százalékban. Az ábra 35x5 mérés eredményét tartalmazza (4.ábra).

A 4.ábrán feltüntetett burkológörbét megközelítő hiperbola egyenlete

$$\begin{aligned} \frac{\Delta T}{T} 100 &= \frac{1}{3T} + 0,4 \quad \text{illetve} \\ \frac{\Delta T}{T} &= \frac{0,01}{3T} + 0,004 \\ \left(\frac{\Delta T}{T}\right)^2 &= \left(\frac{0,111}{T^2} + \frac{0,267}{T} + 0,16\right) \cdot 10^{-4} \end{aligned} \quad (7)$$

d/ A bekeretezett, feltűnően szóró mérési adatok véleményünk szerint a hosszabb időtartamu mérések alatt bekövetkezett röntgen nagyfeszültség ingadozása következtében adódtak. A szóró értékek gyakorisága alapján közelítően megállapíthatjuk, hogy adott nagyságu időmérés esetén mekkora a valószínűsége annak, hogy szokásos hálózati ingadozások mellett a mérés a névleges értéken történik.

$$v = \frac{n_{név}}{n_{összes}} \quad (8)$$

ahol $n_{név}$ a feltehetően névleges értéken történt, jelentős hálózati ingadozástól mentes mérések száma,

$n_{összes}$ az adott nagyságu idő méréséhez tartozó összes mérések száma.

A 4.ábrán feltüntetett mérések alapján valamely T időhöz tartozó adatok:

T	$n_{név}$	$n_{össz}$	v
0-1 perc	17	17	1
1-3	3	4	0,75
3-4	2	4	0,5
4	1	3	0,33

Igy $v=e^{-0,2T}$ függvény elégíti ki jó közelítéssel a fentiekben meghatározott értékeket. Ezek szerint

$$v = e^{-0,2T} \cdot 100 \% \quad (9)$$

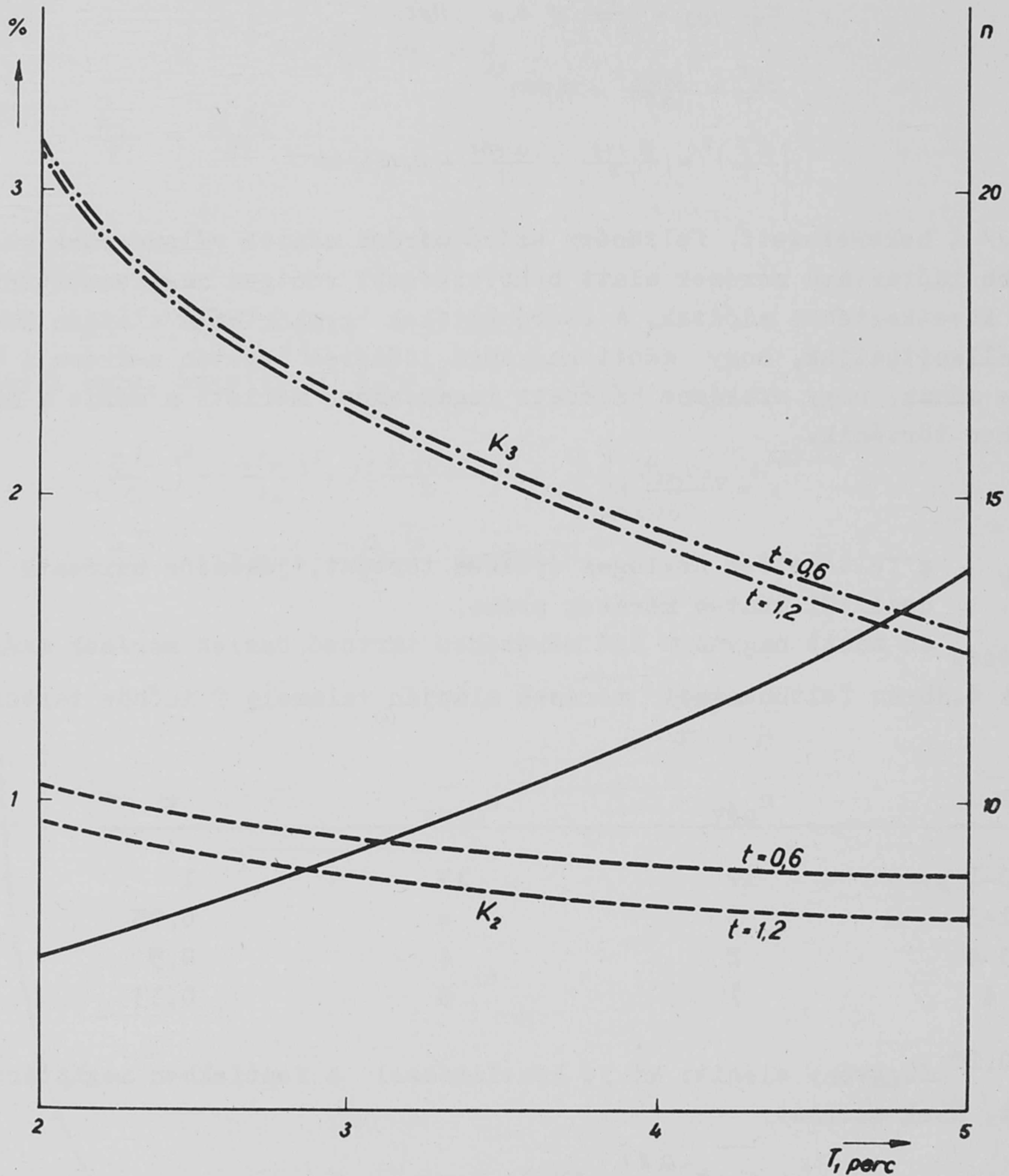
Az eddigiek szerint a (3.) egyenlet az alábbi alakban írható

$$\left(\frac{\Delta K_n}{K_n}\right)_v 100 = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{0,2178}{t^2} + \frac{0,111}{T_i^2} + \frac{0,111}{T_n^2} + \frac{0,267}{T_i} + \frac{0,267}{T_n} + 0,32} \quad (10)$$

2. Az optimális mérési körülmények és a várható hiba nagyságának megállapítására tájékozódó méréseket végeztünk a három diafragmával. A mérési eredmények szerint

$$\frac{T_1}{T_2} \cong 5 \text{ és } \frac{T_1}{T_3} \cong 27$$

Ezen adatok birtokában kiszámítottuk a K_2 és K_3 konstansok valószínű hibaszázalékait a T_1 idő függvényében az ismert K_1 konstans alapján. A számítás eredményeit az 5. ábra tartalmazza.



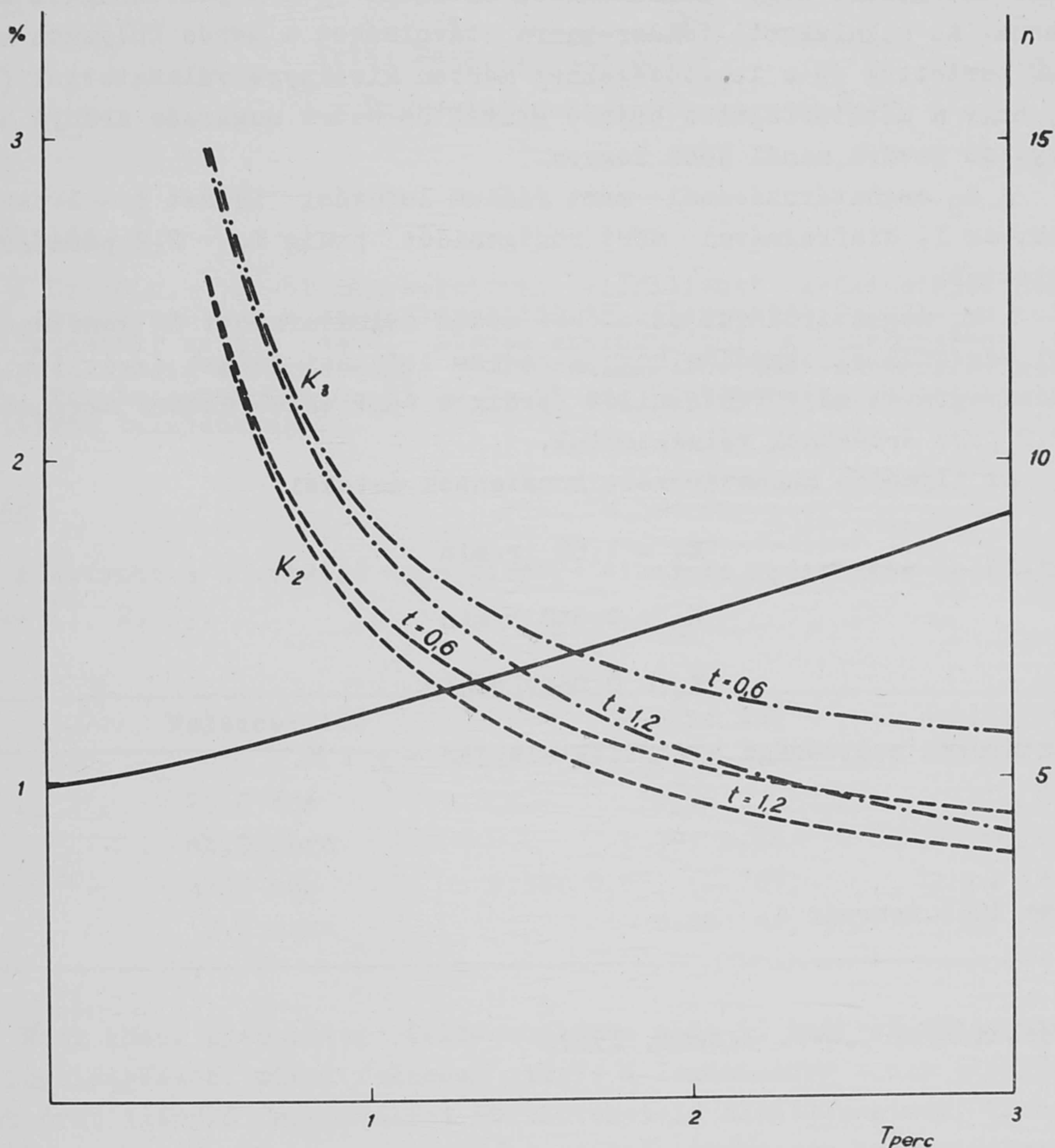
5. ábra

Az ábrából kitűnik egyrészt, hogy a saját-preparátum lefutási idejének kétszeresre történt növelése is csak kis mértékben javítja a viszonyokat, másrészt pedig az, hogy a T_1/T_3 viszony nagysága miatt - amennyiben a K_1 konstans segítségével kívánjuk ezen időintervallumban a K_3 konstans meghatározni - a K_3 hibahatára igen nagy.

Ennek kiküszöbölésére helyesnek látszik a K_3 értékét a K_1 értékéből

meghatározott K_2 konstans alapján meghatározni. Az ily módon elérhető pontosság értékét a 6. ábra tartalmazza.

Az ábra szerint 2 perces lefutási idő mellett 1 % körüli pontosság mindkét konstansra vonatkozóan elérhető.



6. ábra

Az ábrákon a (9) egyenlet alapján feltüntettünk egy (n) görbét, amely megmutatja azt, hogy a várható hálózati ingadozás mellett hány mérést kell elvégezni ahhoz, hogy öt mérést hálózati ingadozás mentesen bonyolíthassunk le.

$$n = \frac{5}{v}$$

Az (n) görbéből kitűnik, hogy méréseinket $T \leq 2$ perc időtartammal kell elvégezni, hogy ne legyen túl sok a hálózati ingadozásból eredő hibás mérés, tekintve, hogy a hálózati ingadozás tulnyomórészt egyirányú.

A 6. ábra alapján 1~2 perces lefutási időnél hét mérés végzendő el.

7. A konstansok értékeinek meghatározása.

A konstansok értékeinek meghatározásához szükséges méréseket az előzőekben ismertetett hibaszámítás eredményeinek utasításai alapján végeztük el annak érdekében, hogy a konstansok értékeit $\pm 1\%$ pontossággal megállapíthassuk. Az alkalmazott fókusz-kamra távolságot a mérés folyamán konstans értéken tartottuk és a lehetőségekhez mérten kicsinyre választottuk (95 cm), azért, hogy a mérőtérfogatba bejutó primer és szórt sugárzás aránya a primer sugárnyaláb javára minél jobb legyen.

A K_2 meghatározásánál mért rádium lefutási időket $t \sim 1$ perc értékűeknek, az 1. diafragmával mért röntgenidőt pedig $T_1 \sim 2,2$ perc értékűnek választottuk.

A K_3 meghatározását az előbbi módon meghatározott K_2 konstans segítségével végeztük el oly módon, hogy a rádium lefutási időket ismét $t \sim 1$ perc, a 2. diafragmával mért röntgenidőt pedig a fentiekkel azonos megfontolásból $T_2 \sim 2,2$ perc értékűnek választottuk.

Az ily módon meghatározott konstansok értékei:

$$K_1 = 1,68 \text{ r/min}$$

$$K_2 = 0,348 \text{ r/min}$$

$$K_3 = 0,0667 \text{ r/min}$$

A meghatározás pontossága a fentiek alapján $\sim \pm 1\%$.

Érkezett 1959. február 4.

KFKI Közlemények 7.évf. 3.szám, 1959.

HORDOZÓMENTES RADIOAKTIV IZOTÓPOK ELŐÁLLITÁSA VIII.
HORDOZÓMENTES Cr-51-KÉSZITMÉNYEK ELŐÁLLITÁSA SZILÁRD-CHALMERS-FÉLE
REAKCIÓVAL

Irta: Nagy Gizella Ágnes

Magkémiai Osztály

Összefoglalás

A Cr-50(n, γ)Cr-51 magreakcióval előállított krómizotópot hordozómentesen elválasztottuk a kromáttargettől. A célsanyagtól Fe(OH)₃-on való adszorbeáltatással, majd a vastól éteres extrakcióval, a visszamaradt nyomnyi mennyiségétől pedig aszimmetrikus elektródákkal történő elektrolizissel szeparáltuk. Tanulmányoztuk a Cr-51 és Fe-55 kis koncentráltóságú oldatainak elektrolitikus tulajdonságait.

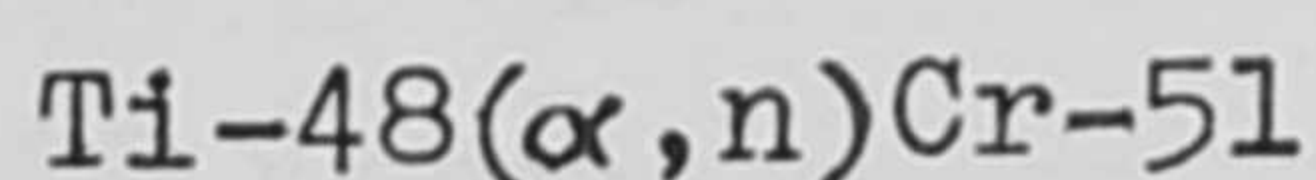
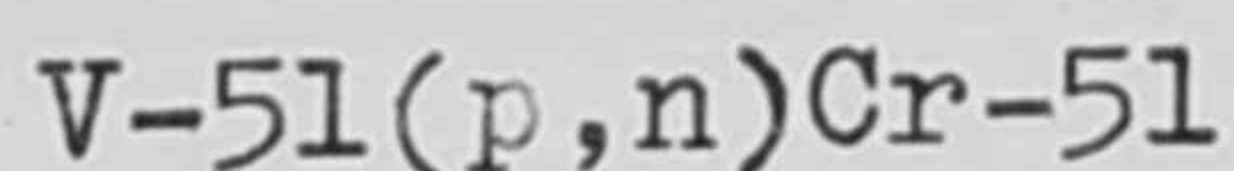
Bevezetés

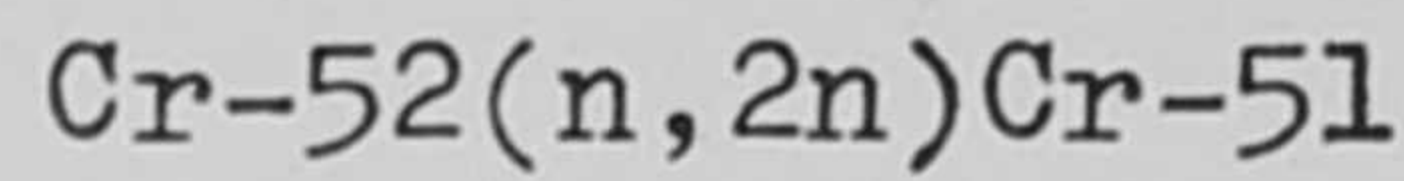
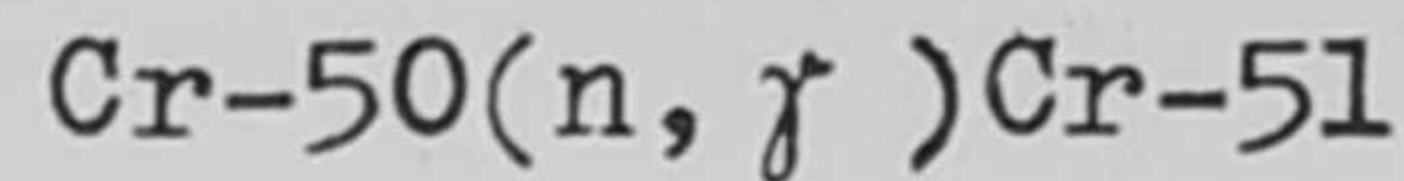
A krómnak a következő nyomjelzésre alkalmas radioaktív izotópjai ismeretesek [1, 2, 3]:

Izotóp	Felezési idő	Energia MeV	Bomlási típus
Cr-48	23,0 óra	0,78	β^+ (V-48)
Cr-49	41,9 perc	1,39, 1,54	$\beta^+\gamma$ (V-49)
Cr-51	27,8 nap	0,32, 0,62, (0,765)	K γ e^- (V-51)
Cr-55	3,5 perc	2,85	β^- (Mn-55)

Ezek közül gyakorlati felhasználásra a Cr-51 hordozómentes előállítása a legelőnyösebb, mivel felezési ideje a leghosszabb s így előállításánál több órát igénylő szeparálási műveleteket is alkalmazhatunk. Ezen kívül a másik három izotóp olyan magreakciók eredményeként jön létre, melyek megvalósítása izotóptermelés céljából hazai viszonylatban nem gazdaságos.

A Cr-51 héjelektron-befogással alakul át V-51-é. A K-befogást 0,320 MeV (9,8 %) és 0,624 MeV (0,026 %) energiájú γ sugárzás kíséri [3]. A 0,32 MeV energiájú sugárzás egy része belső konverziós elektront emittál [4]. Tehát a Cr-51 bomlását γ , e^- és vanádiumra jellemző x -sugárzás kíséri. Előállítására a következő magreakciók alkalmazhatók:





Ezek közül a $\text{Cr-50}(n, \gamma)\text{Cr-51}$ reakciót választottuk, mivel reaktorban ez a folyamat kivitelezhető. A reakció aktivációs hatáskeresztmetszete lassu neutronokra 11 ± 5 barn [5]. Ez aránylag nagy érték, de figyelembe kell venni azt, hogy a Cr-50 a természetes krómnak csupán 4,4 %-a.

Az (n, γ) reakcióval keletkezett radioaktív izotóp elválasztása a targettól nehéz feladat és általános megoldást alig lehet másként remélni, mint a Szilárd-Chalmers effektus révén. Ennek az effektusnak lényege a következő: Az (n, γ) folyamatban létrejött, visszalökést szenvedő radioaktív izotóp kinetikus energiája E_m [6]:

$$\frac{E_\gamma^2}{2 M_m C^2} = \frac{E_\gamma^2}{M_m} \cdot 536 \quad (1)$$

ahol E_γ = a γ -kvantum energiája (MeV-ben)

M_m = a visszalökött mag tömege

C = a fény sebessége.

Az E_m energia számértéke a magreakció-típustól és a mag tömegétől függően 10-2000 eV-ig változhat, míg a molekulák kötési energiája általában 1-5 eV. Így ezek az ún. "forró atomok" nagy kinetikus energiájuk révén képesek a molekulákból kiszakadni és legtöbb esetben ezt a jelenséget a kiszakadt atom kémiai állapotának (pl. vegyértékének) megváltozása kíséri. Megfelelő körülmények között lehetővé válik az így keletkezett izotóp valamilyen fizikai-kémiai módszerrel való kinyerése. - A felszabaduló sugárenergia azonban nem minden esetben hagyja el egyetlen γ -kvantum alakjában az atommagot. Ilyenkor a visszalökési energia nem élesen meghatározott, hanem pl.két, E_1 és E_2 energiájú γ -sugár esetén az

$$E_M = \frac{536 (E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2})^2}{M} - \text{től} \quad (2)$$

$$E_M = \frac{536 (E_{\gamma 1} - E_{\gamma 2})^2}{M}$$

-ig terjedő értékeket veheti fel. A $\text{Cr-50}(n, \gamma)\text{Cr-51}$ magreakciónál $8,29 \pm 0,11$, $7,90 \pm 0,11$, $7,55 \pm 0,13$ MeV energiájú γ -sugárzás emittálódik [7]. Több sugár esetén lehetséges az, hogy a visszalökési impulzusok vektoriális összege 0, s így a keletkezett mag nem tud kiszakadni a célsanyag molekulájából. Ez az ún. "nukleáris háctalanság" K_2CrO_4 besugárzása esetén 11 % [8].

Annak feltétele tehát, hogy a keletkezett izotópot a targettól el tudjuk választani, mindenképp az, hogy a visszalökési energia nagyobb legyen, mint a neutron befogó atomnak a molekulában való kötési energiája. Valamennyi, a mag visszalökési jelenségén alapuló módszernek hordozómentes készítmények előállítására való alkalmazhatóságát az dönti el, hogy

a/ milyen a kitermelés,

b/ mennyi inaktív atom képződik ugyanolyan kémiai formában, mint a

radioaktív izotóp, vagyis mennyire biztosítható a hordozómentes minőség, c/ figyelembe kell természetesen még azt is venni, hogy az alkalmazott elválasztási módszer a termék élettartamához képest ne legyen hosszadalmas.

A kitermelést csökkenti a széttört target-molekulák töredékeiből való újraképződése (rekombináció) vagy a képződött atommagot tartalmazó új molekula, gyök vagy ion és az eredetiek közötti kémiai kicserélődés. A terméknek azt a részét, melyet a célananyagtól az alkalmazott kémiai módszerrel nem tudunk elválasztani, retenciónak nevezzük. Adalékanyagokkal vagy a körülmények helyes megválasztásával a retenciót csökkenteni lehet. - Másrészt, ha a termikus neutronok mellett ionizáló sugárzások is érik a célananyagot, előfordulhat, hogy magreakció nélkül is törik a molekula, s így növekszik azoknak a nem-radioaktív atomoknak a száma, melyek hasonló kémiai állapotban vannak, mint az (n, γ) folyamatban keletkező aktív izotóp. Amióta nagy sugárforrások (atomreaktor) alkalmaznak, melyek erős γ -sugárzók, ez a káros hatás mindjobban háttérbe szorítja a Szilárd-Chalmers jelenség alapján történő izotóptermelet. Bizonyos esetekben azonban a sugárhatáskémiai effektus mértéke elég kicsiny ahhoz, hogy az előállításnál a Szilárd-Chalmers effektust felhasználják.

Garman Harbottle [9] vizsgálta tiszta kromát-kristály és elegykristályok besugárzásánál a retenció függését a hőmérséklettől, a kromát-kristály kationjától és elegykristály besugárzásánál az izomorf társ minőségétől. Eredményét az I., II., III. táblázat tartalmazza.

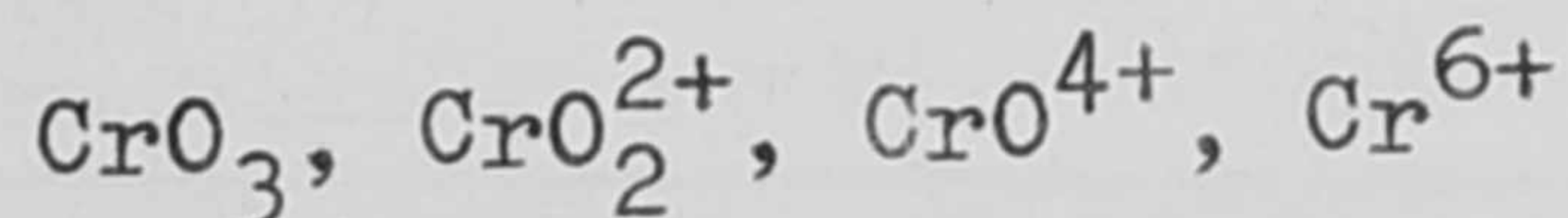
Adatai azt mutatják, hogy:

I. Hőmérséklet emelésével a retenció növekszik. 20 C°-on ajánlatos a besugárzást végezni; hűtést azért nem érdemes alkalmazni, mert csak 1-2 % retenció-csökkenést érhetünk el.

II. K_2CrO_4 - K_2BeF_4 elegykristálynál legkisebb a retenció.

III. Legkedvezőbb a NH_4^+ kationu kristály besugárzása.

Green és Maddock [10] a Libby-féle permanganát elmélet [11] analógiájára a következő hipotézist állították fel a VI. értékű króm-vegyületekben lejátszódó visszalökési folyamat és következményeinek értelmezésére; a kromát-ion a magfolyamat következtében részben vagy teljesen elveszti oxigénjeit és az alábbi, a Cr^{6+} felé növekvő oxidációs potenciálu töredékek keletkeznek:



A célananyagtól a III. értékű króm választható el. Ez pedig feltehetően a CrO^{4+} és Cr^{6+} töredékekből képződik, mivel a CrO_3 és CrO_2^{2+} (kromyl) ionok vízzel érintkezve kromáttá hidrolizálódnak és így nem redukálódhatnak.

A II. táblázatban feltüntetett elegy-kristály besugárzásánál kapott eredmények azt mutatják, hogy a retenció kisebb azoknál az elegyeknél, ahol a kromát társa nem tartalmaz oxianiont (pl. K_2BeF_4). A töredékek feltevés szerint a következőképpen reagálnak az oxianiont tartalmazó kristályokkal:

I. táblázat

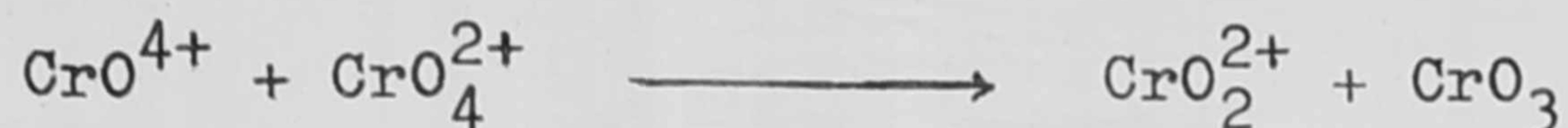
Hőmérséklet	Retenció százalék
-180 C°	58,6 ± 0,5
- 80 C°	59,7 ± 0,5
+ 20 C°	60,0 ± 0,5
+180 C°	99,1 ± 0,2

II. táblázat

Elegy kristály	Mol % K ₂ CrO ₄	Retenció %
K ₂ CrO ₄ -K ₂ SO ₄	2,77	68,6 ± 1,0
K ₂ CrO ₄ -K ₂ SO ₄	0,48	69,8 ± 3,0
K ₂ CrO ₄ -K ₂ BeF ₄	1,56	22,3 ± 3,0
K ₂ CrO ₄ (control)	100,00	60,8 ± 0,4

III. táblázat

Kristály	Retenció %
Li ₂ CrO ₄	66,0 ± 0,5
Na ₂ CrO ₄	73,6 ± 1,4
K ₂ CrO ₄	89,9 ± 0,9
(NH ₄) ₂ CrO ₄	17,5 ± 1,0
MgCrO ₄	55,3 ± 0,6
ZnCrO ₄	34,6 ± 1,0



Tehát egy nagyobb oxidációs potenciálu töredékből kisebb oxidációs potenciálu lesz. Ilymódon az oxianionu kristály megnöveli a retenciót.

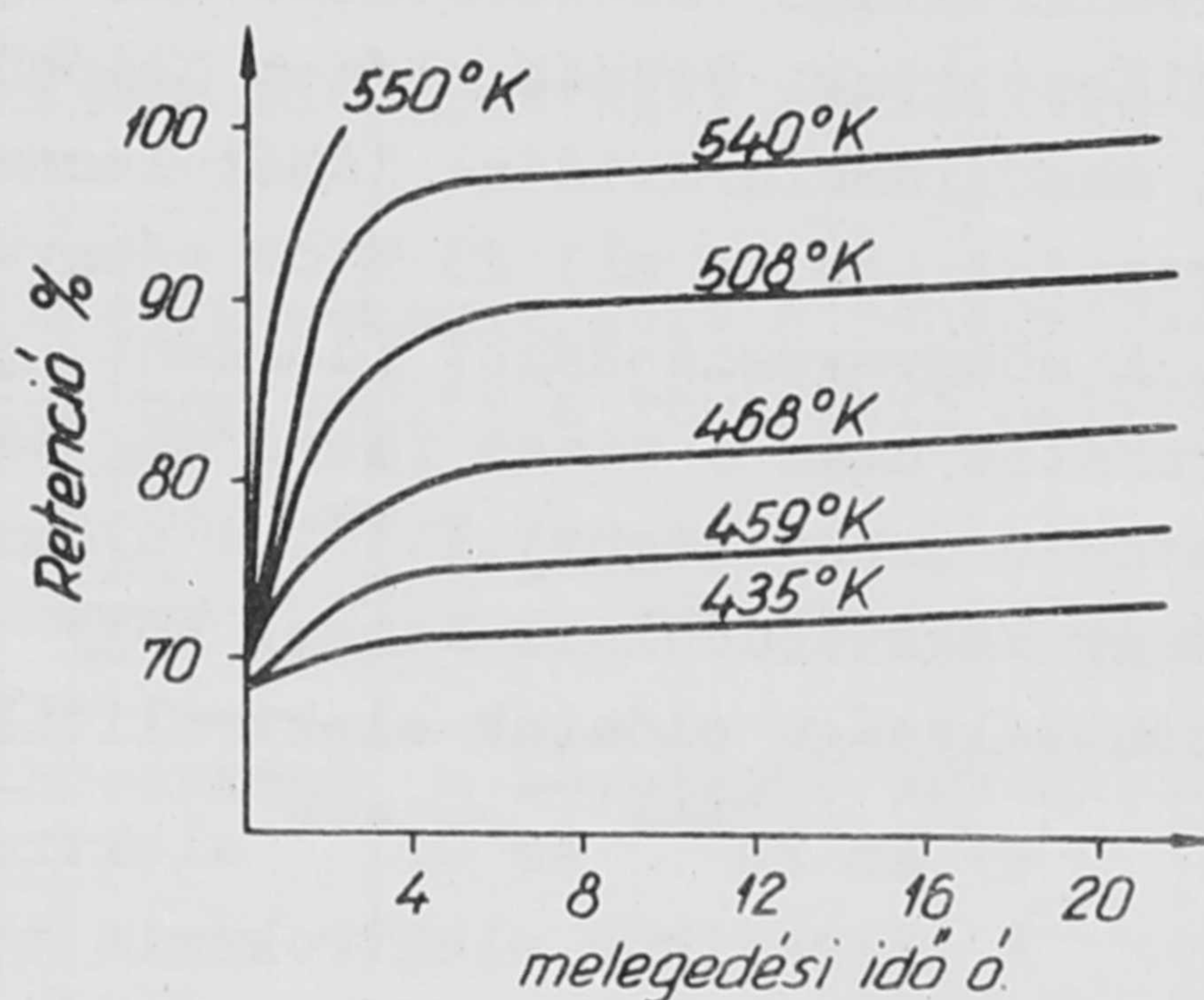
A III. táblázaton látható, hogy a retenció az $(\text{NH}_4)_2\text{CrO}_4$ target besugárzásánál a legkisebb. Ezt valószínűleg a kromáttöredékek ammónia által való redukciója okozza.

Maddock és Main [12] kutatásai azt mutatják, hogy a besugárzott K_2CrO_4 utólagos melegítésére a retenció növekszik és mértéke függ a melegítés hőfokától és időtartamától.

A retenció a melegítés első 4 órájában gyorsan nő az un. álegyensúlyig, majd lassan, több órás ill. napos melegítés után eléri a 100 %-ot. Maddock és Main részletesen kifejtik a hőmérséklet emelkedésének hatására bekövetkező retenció növekedésének okát és matematikai formulát közölnek a retenció és a hőmérséklet közötti összefüggésre. Abban a hőmérsékleti intervallumban, ahol mi dolgozunk, ez a hatás elhanyagolható, azért bővebben nem foglalkozunk vele. Retencióval kapcsolatos kísérleteket megfelelő erősségű neutron-forrás hiánya miatt nem folytattunk. A reaktor beindulása után szándékunkban van kutatásokat végezni ebben az irányban is.

Harbottle és Maddock [13] nagy specifikus aktivitású Cr-51 előállítására közölnek egy eljárást, melynek lényege az, hogy a szilárd K_2CrO_4 besugárzásánál keletkezett krómi-ionokat $\text{Al}(\text{OH})_3$ -on való adszorbeáltatással választják el a targettól. A kapott preparátum tehát kémiailag nem tiszta, mert nagymennyiségű alumíniumot tartalmaz. Alumíniumtól mentes króm előállítására megemlítenek egy eljárást, de erről sem leírást, sem kísérleti eredményeket nem közölnek. - Toropova [14] krómhexakarbonilt sugárzott be reaktorban, utána az organikus-krómvegyületet kloroformban oldotta és a III. értékű Cr-51-et vízzel extrahálta. A termék 30 %-a ment át a vizes fázisba. Toropova hordozót ugyan nem alkalmazott, viszont a kitermelés ennél a módszernél rossz (viszonyítva a maximálisan elérhető 83 %-hoz). - Az irodalomban közölt eljárások legtöbbször hordozót alkalmaznak - saját vagy más iont (pl. Al) - s így kémiailag szennyezett ill. kis fajlagos aktivitású preparátumot kapnak.

Eddigi kísérleteink azt a célt szolgálták, hogy az (n, γ) reakcióval keletkezett Cr-51-et a célsanyagtól elválasszuk és hordozómentes minőségű krómizotópot tudjunk előállítani.



1. ábra

Kísérleti rész

a/ A Cr-51 elválasztása a célananyagtól Fe(OH) adszorbenssel.

A reaktorban $(\text{NH}_4)_2\text{CrO}_4$ -t fogunk besugározni, modellkísérletünket azonban K_2CrO_4 -al végeztük, mivel megfelelő mennyiségű és tisztaságú $(\text{NH}_4)_2\text{CrO}_4$ nem állt rendelkezésünkre. Ez az elválasztás szempontjából nem jelent lényeges különbséget.

20 g K_2CrO_4 -t, melyet háromértékű Cr-51-el jeleztünk, feloldottunk 150 ml desztillált vízben és 10 ctg FeCl_3 -t adtunk hozzá. NH_4OH -val a ferrihidroxidot lecsaptuk és G_4 -es szűrőn szűrtük. A radioaktív krómi-ionok a ferrihidroxidon abszorbeálódtak. Így a Cr-51-et a nagymennyiségű kromáttól elválasztottuk. Szűrés után a csapadékot 10 %-os HCl-el a szűrőről leoldottuk, ammóniumhidroxiddal ismét lecsaptuk és szűrtük. A szűrőn lévő ferrihidroxidot (kb. 6 ml) 23 %-os sósavval oldottuk és a vasat éterrel extraháltuk. A sósav-veszteséget időnként pár csepp cc sósavval pótoltuk. Több órás extrahálás után a vizes fázis még tartalmazott vasat (ammóniumrodaniddal kimutatható mennyiségűt). Ettől a nyomnyi vasszennyezéstől elektromos úton próbáltunk megszabadulni. Ahhoz, hogy ez sikerüljön, ismernünk kell ilyen kis koncentráltaságú oldatok elektrolitikus tulajdonságait.

b/ Az Fe^{+++} és Cr^{+++} elektrolitikus elválasztása.

A klasszikus elektrokémia törvényei a tapasztalatok szerint nem írják le helyesen mikrokonzentrációk esetén az oldatok elektrolitikus tulajdonságait. Új összefüggések, törvényszerűségek felkutatása vált szükségessé, melyek segítségével ezek a követelmények megoldhatók.

Szimmetrikus elektródákkal történő elektrolízisnél általában három elektród-határfelületi réteggel számolhatunk:

1. Átmeneti réteg.
2. Adszorpciós réteg.
3. A kivált fémréteg.

Az ionoknak az átmeneti rétegből az adszorpciós rétegbe és innen a fémes rétegbe való jutáshoz jelentős aktiválási energiára van szükségünk. Nevezük ezt U_1 és U_2 -nek. Feltevés szerint ilyen rendszerben a két aktiválási energia együtt jelentkezik és a kettő közül U_2 nagyobb. Az ionokra viszont jellemzőbb az adszorpció aktiválási energiája, amit itt az U_2 elföd.

Aszimmetrikus rendszerben az anód nagymértékben túl van feszítve (katód-anód arány 1:100). Itt a katód-potenciál - amely általában néhány tízed volt - az átmeneti rétegre esik. Feltevés szerint ilyen rendszerben az ionok fémes rétegbe jutásának aktiválási faktora kb. 1. Tehát az elektrolízis folyamatát az átmeneti réteg tulajdonságainak tükrében kell vizsgálnunk. Amíg a radioaktív ion abszolút mennyisége oly csekély, hogy sem az oldat, sem pedig az elektród alkatrészeinek termodinamikai sajátosságait nem változtatja meg, alkalmazhatjuk némi változtatással a Nernst-féle diffúziós egyenletet [15]:

$$\frac{dx}{dt} = \frac{D \cdot \Delta F}{\Delta l} \left(c - kx \frac{1}{V} \right) \quad (3)$$

ahol D = diffúziós állandó

ΔF = az elektród felülete

Δl = az adszorpciós réteg vastagsága

c = a radioaktív ion koncentrációja az elektrolitben

x = a katódon kivált radioaktív anyag mennyisége

V = az elektrolit térfogata

k = az oldat és az elektród közötti egyensúlyi eloszlási együttható, vagyis

$$k = \left(\frac{y}{x} \right)_{t \rightarrow \infty}$$

y = az oldatban lévő, "t" időig még ki nem elektrolizált radioaktív anyag mennyisége.

A számítás egyszerűsítése céljából x és y mennyiségeit a rendszerben jelenlévő radioaktív anyag százalékában adjuk meg, vagyis a következő helyettesítést végezzük:

$$x + y = 1 \quad c = \frac{y}{V} = \frac{1 - x}{V}$$

Igy az elektrolízis leírására első próbálkozásként a következő egyenletet alkalmaztuk:

$$\frac{dx}{dt} = \frac{D \cdot \Delta F}{\Delta l} \frac{1}{V} [1 - (1+k)x] \quad (4)$$

Ennek megoldása:

$$- \frac{1}{1+k} \ln [1 - (1+k)x] = \frac{D \cdot \Delta F}{\Delta l} \cdot \frac{1}{V} \cdot t \quad (5)$$

ahol

$$\frac{D \cdot \Delta F}{\Delta l} \cdot \frac{1}{V} = Q \text{-val jelöltük.}$$

Az elektrolízist az (5) összefüggés leírja, ha Q = konstans. Q számértéke azonban - mint a 3., 4. ábrákról is látható - változik a kapocsfeszültséggel. Q mennyiségének ilyen foku változását ennél a néhány tized voltnyi elektronpotenciál-változásnál az ion-mozgékonyág változásával nem magyarázhatjuk. Le Blanc szerint ugyanis néhány tized voltnyi elektród-potenciál emelkedésnél az ionmozgékonyág növekedéséből származó hatás még elhanyagolható a diffúzió mellett [16]. Ezenkívül az ionsebesség a feszültséggel egyenes arányban változnék (ha egyáltalán változnék), míg Q értékváltozása nem lineáris.

Ahhoz, hogy az elektrolízist minden elektródfeszültségnél helyesen tudjuk leírni, a Nernst-féle összefüggésből levezetett kinetikus egyenletet ki kellett egészíteni egy q faktorral [15].

$$\frac{dx}{dt} = \frac{D \cdot \Delta F}{\Delta l} \cdot \frac{1}{V} q [1 - (1+k)x] \quad (6)$$

mely az I. közleményben [17] ismertetett egyenlet szerint:

$$q = \left(\frac{z}{X}\right)_0 \exp \frac{E \nu F}{RT} \quad (7)$$

ahol z = a platina-elektrod aktiv centrumainak száma króm-ionra vonatkozóan,
 X = a platina-elektrod összes centrumainak száma,
 E = az átmeneti rétegre eső elektrod-potenciál,
 ν = az ion vegyértéke,
 F = a Faraday-féle állandó,
 R = egyetemes gázállandó,
 T = abszolút hőmérséklet.

Igy

$$\ln Q = \ln \frac{D \cdot \Delta F}{\Delta l} \cdot \frac{1}{V} + \ln \left(\frac{z}{X}\right)_0 + \frac{E \cdot \nu F}{RT} \quad \text{lesz.} \quad (8)$$

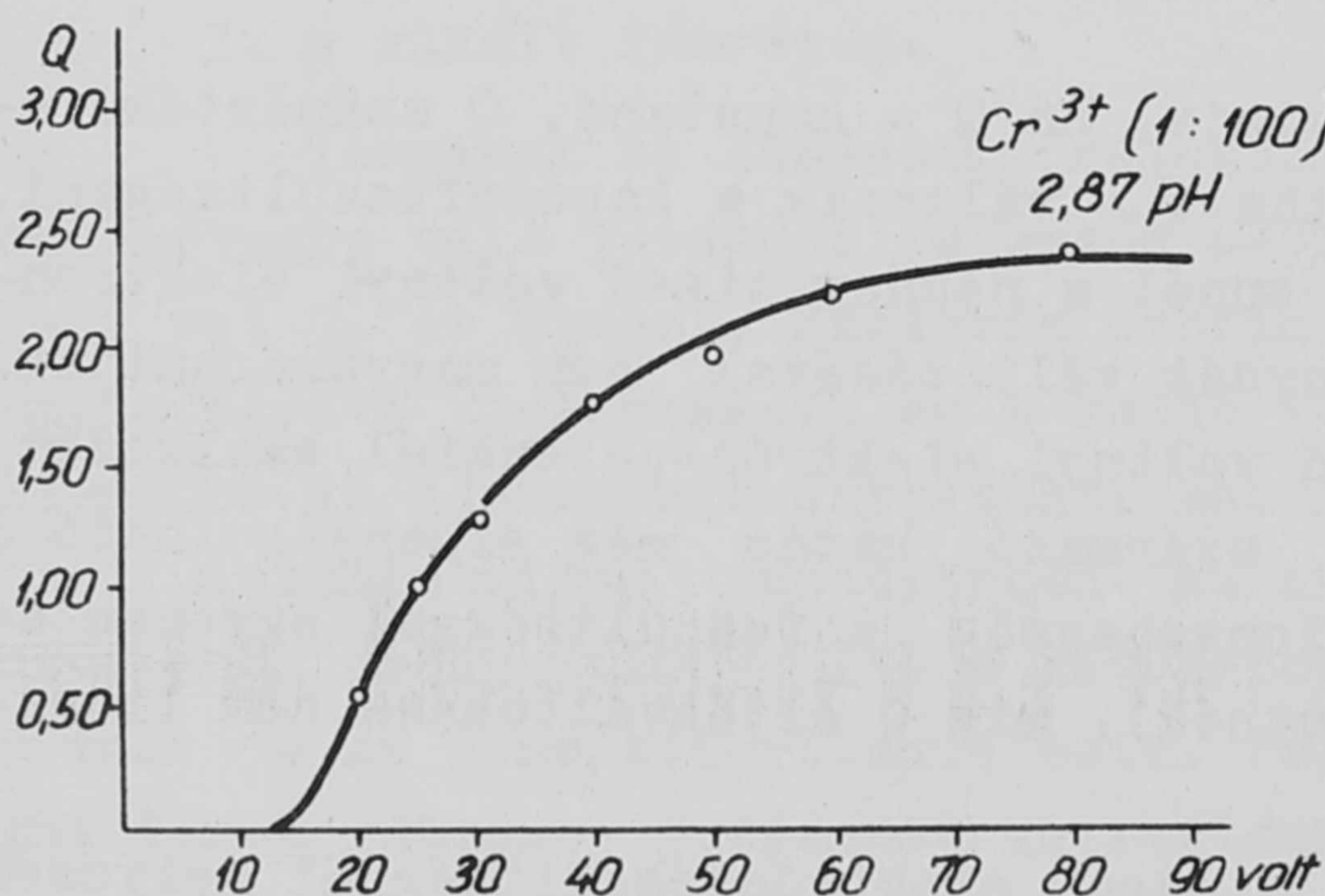
Itt $\ln Q$ értéke már kapcsolatban van az elektrod-potenciállal és a kísérletekben tapasztaltakat is helyesen írja le.

Az I. közleményben leirtakból láttuk, hogy az elektrolízis végső egyensúly-eloszlási koefficiens értékét adott elektrod-potenciálnál a következő kifejezés adja meg:

$$\left(\nu \frac{\xi}{\eta}\right)_\infty = z \cdot K_a^{-1} \quad (9)$$

ahol ν = az elektrolit térfogata,
 ξ = a kivált anyag-mennyiség,
 η = az oldatban maradt anyag-mennyiség,
 z = az aktiv centrumok száma,
 K_a = a termodinamikai állandó.

Az előbbi összefüggések ismeretében meghatároztuk nyomnyi mennyiségű krómi- és ferri-ionokat tartalmazó oldatokból történő elektrolízisnél a két ion leválási potenciálját és a leválási sebesség (Q) értékeit különböző kapcsolófeszültségeknél.



2. ábra
 Króm kinetikus görbe

Ismert beütés-számu Cr-51 izotópot tartalmazó oldatot elektrolizáltunk. Az oldat pH-ját 0,01 M H₂SO₄-el 2,87-re állítottuk. Az elektrolit végtérfogata 20 ml volt. Elektrolízisnél a hőmérsékletet ultratermosztát segítségével 25 C^o-on tartottuk. A katód-anód arány 1:100, az elektrodok anyaga platina volt. A katód baloldalát

varnis-lakkal vontuk be és ráégettük. Elektrolízis alatt az elektrolitet erőlyesen kevertük. Ugyanilyen körülmények között végeztük a vaskísérleteket Fe-55 izotóp alkalmazásával. Az elektrolízist a leválás sebességétől függő

időintervallumokban megszakítottuk és GM-csöves számlálóval mértük a kielektrolizált aktív réteg előidézte impulzusok számát és kiszámítottuk a Q értéket különböző kapocsfeszültségeknél.

A kísérleti adatokat a következő táblázat tartalmazza:

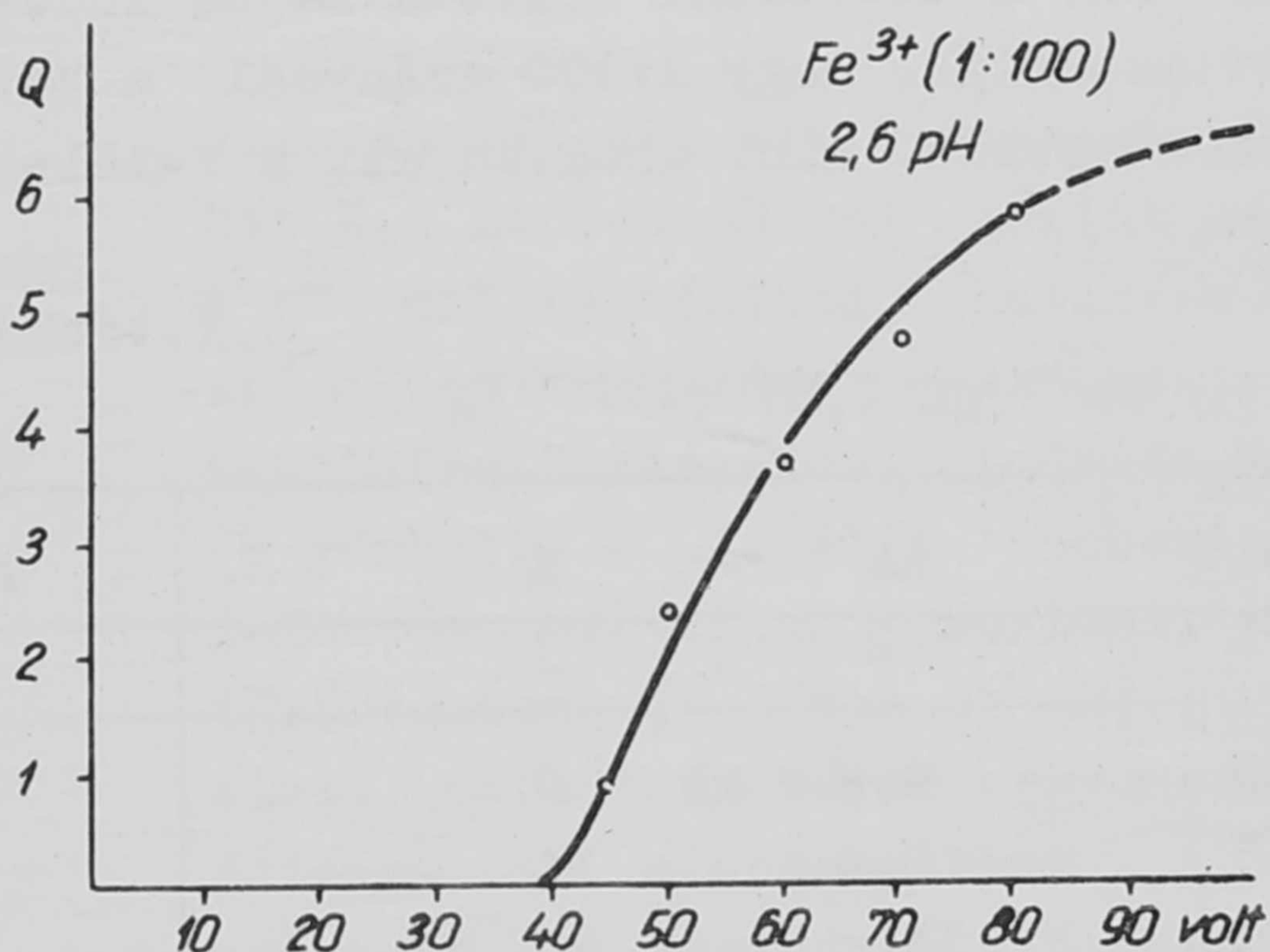
IV. táblázat
Cr³⁺ pH 2,87 (1:100) elektród arány

Kapocsfeszültség Volt	Az elektródán kivált anyag egyensúlyi értéke %	A leválási se- besség Q
10	0	-
15	14	0,08
20	70	0,54
25	82	1,02
30	80	1,28
40	68	1,74
50	87	1,94
60	90	2,20
80	68	2,40
90	77	1,98

A feltüntetett kísérleti eredmények azt mutatják, hogy az elektród-potenciál növekedésével nő a Q értéke és a kielektrolizált mennyiség egyensúlyi értéke is. A 80-90 V-nál látható visszaesést a nagymértékben meginduló H₂ leválásnak visszaszorító hatása okozza. A (9) összefüggésben feltüntetett K_a, vagyis a termodinamikai állandó nem változhat, így az elektródpotenciál növekedésével "z", az aktív centrumok száma nő.

Ha ábrázoljuk a leválás sebességét, vagyis a Q-t az $\frac{1}{k}$ vagyis $\frac{x}{y} \infty$ függvényében, azt látjuk, hogy Q növekedésével a végső egyensúlyi-érték is nő. (x,y itt egyensúlyi értékek.) /4.ábra./

Ezeknek a kísérleteknek eredményeként megállapíthatjuk: a Cr-t az Fe-től elektromos uton el lehet választani, mivel a króm leválási sebessége 30 V kapocsfeszültségnél (vagyis kb. 0,3 V katódpotenciálnál) már jelentős



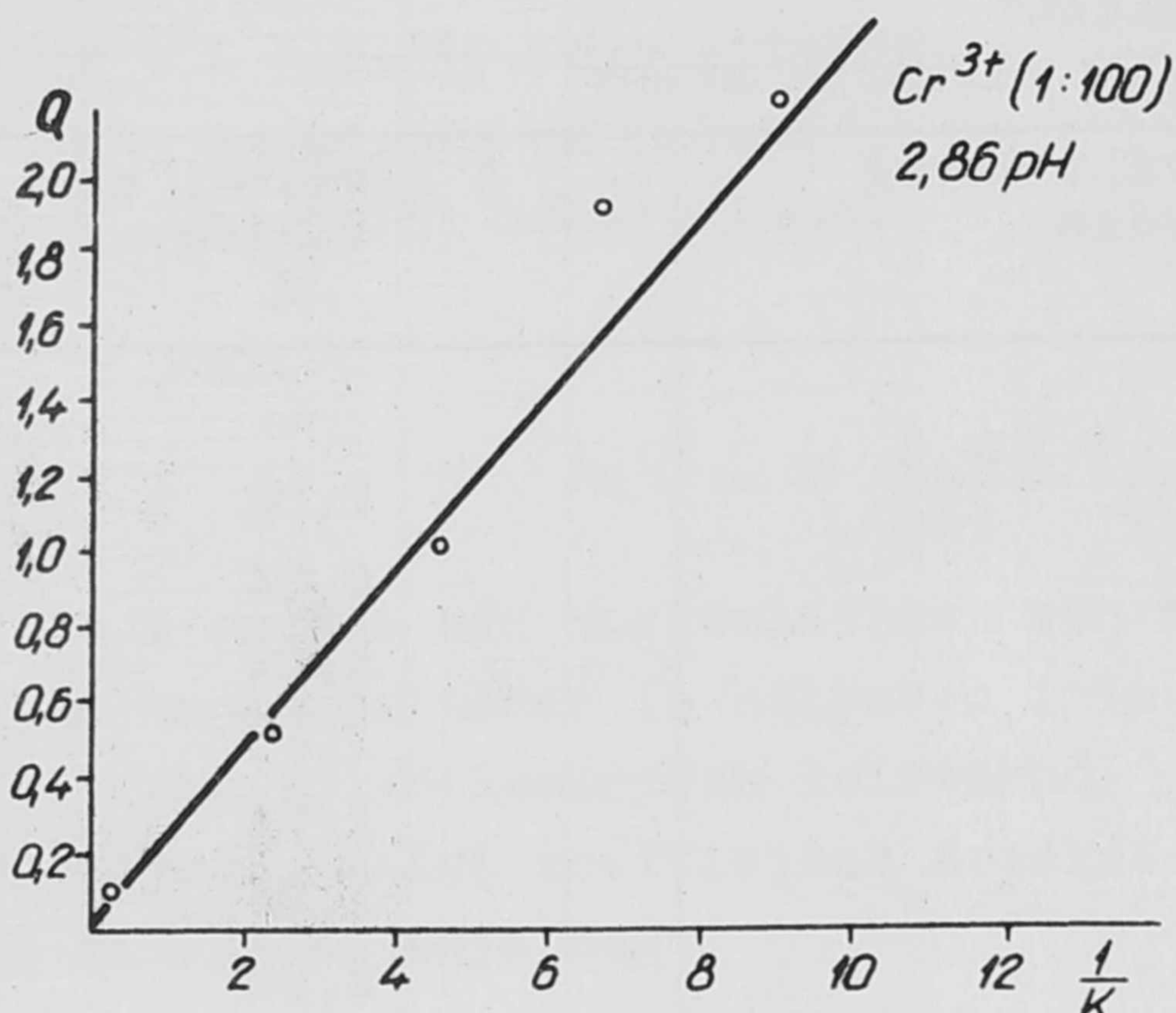
3. ábra
Vas kinetikus görbe

értékeket ér el, egyensúlyi mennyisége pedig 82 % - ugyanekkor a vas 30 V-nál még nem válik le. Másrészt aszimmetrikus elektróda-rendszerrel, úgy látszik, megoldhatjuk a mérhetetlen ill. nyomnyi mennyiségű izotópot tartalmazó oldatok elektrolízisét, széjjelebb huzhatjuk a fémek leválási-potenciáljának in-

tervallumát, s ezáltal hordozómentes ill. radiokémiailag nagy tisztaságú preparátumok készíthetők. Továbbá az elméleti részben ismertetett összefüggések segítségével meghatározhatók azok a körülmények, melyek között a kitermelés a leggazdaságosabb.

A szimmetrikus és aszimmetrikus rendszerek összehasonlítása céljából megmértük a króm leválási potenciálját és leválási sebességét mindkét rendszerben. Ezenkívül megvizsgáltuk, hogy a pH változása milyen hatást gyakorol a levált króm mennyiségére. Nézzük először az előbbi. Ezzel kapcsolatban: bár elektród-potenciál méréseket megfelelő műszerek hiánya miatt nem vé-

geztünk, a debreceni Kossuth Lajos Tudományegyetem ilyen irányú vizsgálatai azt mutatták, hogy 1:100 aránynál a katód-potenciál csupán néhány százalékkal magasabb, mint ahogyan azt a felület-arányokból számíthatjuk.



4. ábra

A krómi-ionok leválási sebességének (Q-nak) és $(\frac{x}{y})$ -nak a viszonya.

V. táblázat

Cr^{3+} pH 2,87 (1:100)_e

Cr^{3+} pH 2,86 (1:1)_e

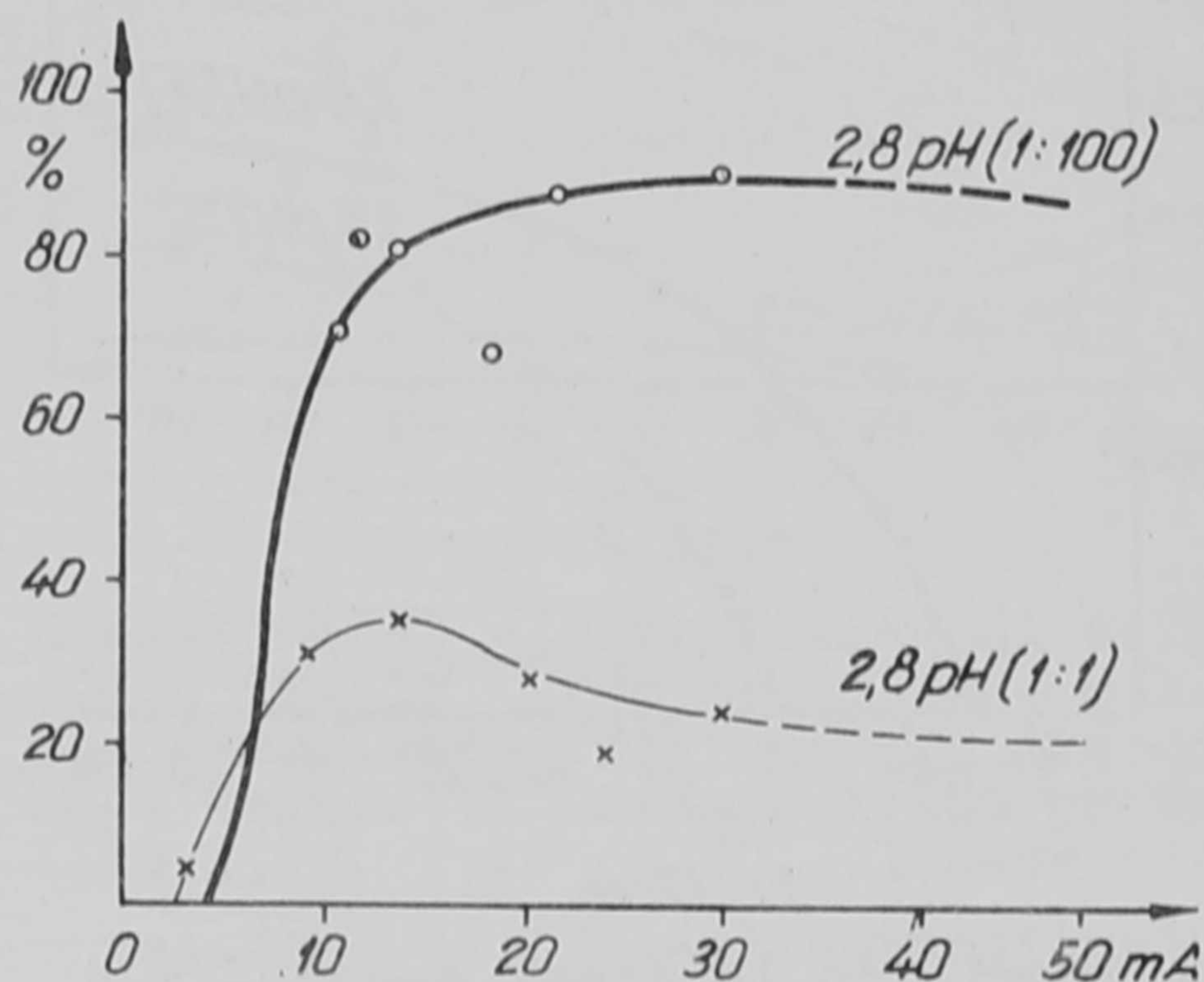
Volt	mA	%	Volt	mA	%
1	2	3	4	5	6
10	4,2	0	5	3,3	5
15	5,4	14	10	9	31
20	11	70	15	14	35
25	12	82	20	21	28
30	13	80	25	25	18
40	19	68	30	31	25
50	23	87			
60	32	90			
80	26	68			
90	30	77			

Az előbb mondottakat figyelembevéve az eredmények azt mutatják, hogy míg a szimmetrikus rendszerben a krómi-ion leválása kb. 2-2,5 V elektród-potenciálnál indul meg, addig az aszimmetrikus rendszerben kb. 0,2 V katód-potenciálnál már jelentős mértékű. Ezenkívül a kivált mennyiség is jóval nagyobb az 1:100 katód-anód aránynál.

Szimmetrikus rendszerben ennél a nagy katód-potenciálnál a H_2 leválása már jelentős, ez pedig a krómi-ion kiválását háttérbe szorítja.

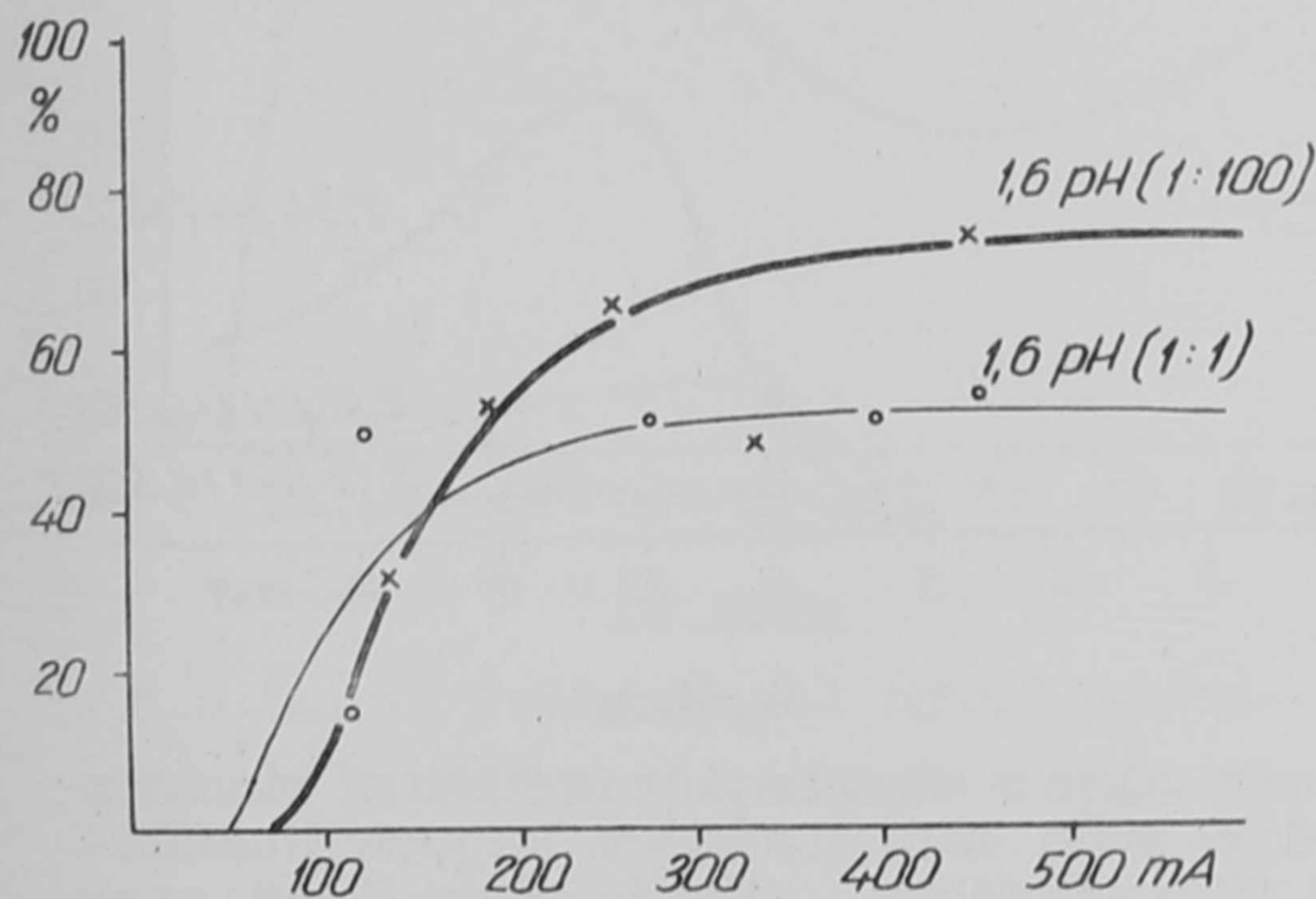
Az irodalomban gyakran ajánlják a kitermelés emelése céljából az áramsűrűség növelését. A két rendszer összehasonlításánál azt találtuk, hogy az áramerősség egy optimális értékén túl már nem emelkedik a kivált anyag mennyisége.

(5.ábra). Aszimmetrikus elektródáknál ugyanazon áramerősségnél itt is jóval nagyobb anyagmennyiség válik le. Ha a pH-t 1,6-ra csökkentjük, ez az éles különbség lassacskán elmosódik /6.ábra/. Ezzel a jelenséggel még nem foglalkoztunk bővebben. A



5.ábra

Katód-anód arány (1:1) (1:100). A krómi-ion kitermelése az áramsűrűségtől függően. pH 2,8 H_2SO_4 -el savanyítva



6.ábra

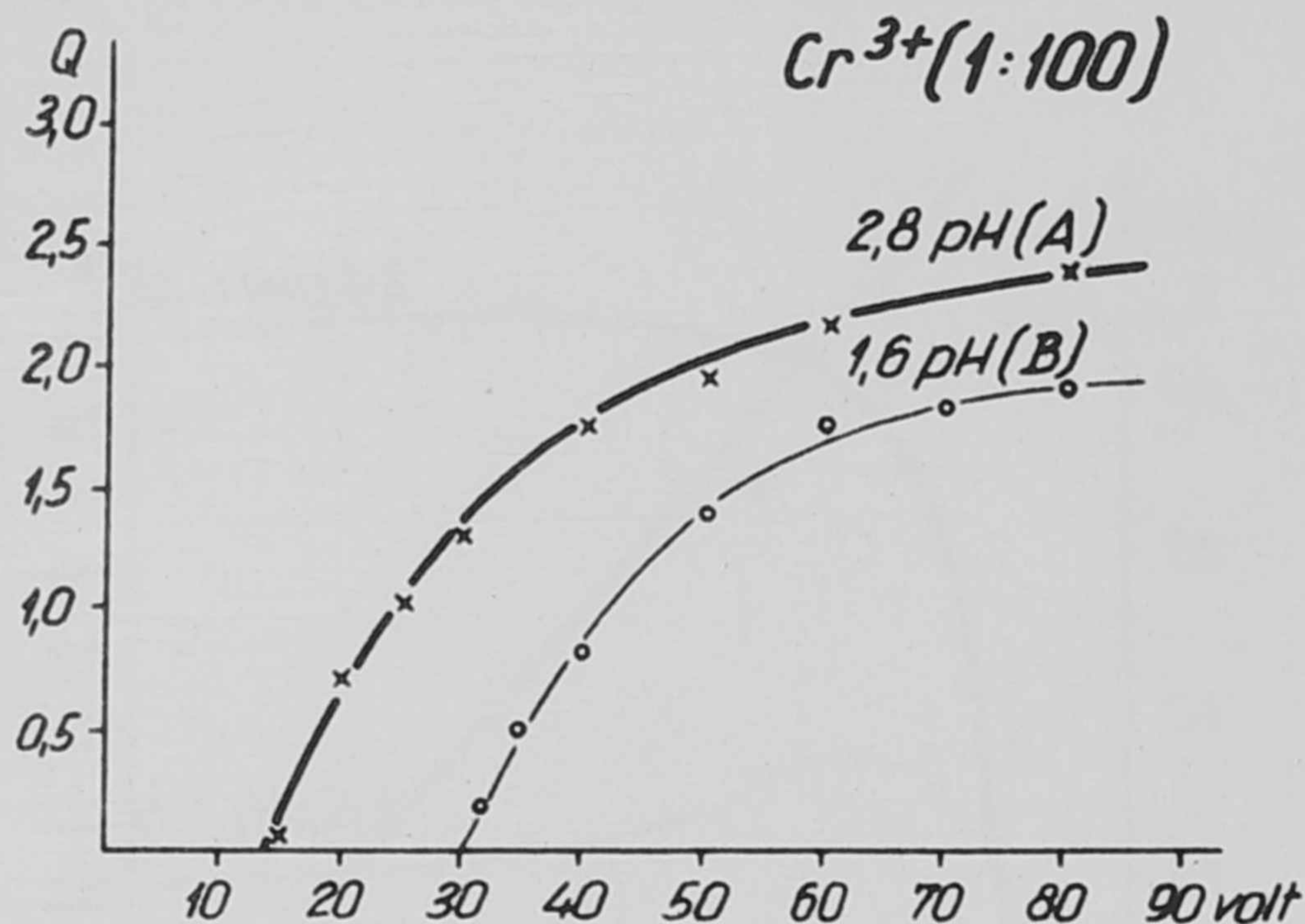
A krómi-ion kitermelése az áramerősségtől függően. pH 1,6 H_2SO_4 -el savanyítva.

7.ábrán látható két sebességi görbét 2,8 és 1,6 pH-nál mértük meg. A pH csökkentésének hatására a krómi-ion leválása csak nagyobb kapocsfeszültségeknél indult meg (B görbe). A leválás sebessége jelentős mértékben csökkent, háttárértékben is jóval az (A) görbe alatt maradt és végső egyensúlyi értékei is alacsonyabbak. A pH csökkenésére meginduló hidrogénleválás aszimmetrikus rendszerben is visszaszorítja a krómleválást.

A kísérletek 4. csoportjában a Cr-51 izotópot kromát formában tartalmazó oldatok elektroli-

tikus tulajdonságait vizsgáltuk. Az iparban a krómbevonatokat egyrészt tisztítás céljából készítik, ezenkívül korrózió- és kopásvizsgálatoknál alkalmazzák. Korrózió- és kopásvizsgálatoknál érdemesnek látszik Cr-51 izotópot alkalmazni. A krómi-oldat elektrolízisének azonban mi azt tapasztaltuk, hogy

laza szerkezetű, nagyon rosszul tapadó réteg keletkezik. Ezért - mint ahogyan az iparban is szokás - CrO_4^{2-} -t tartalmazó elektrolitot használtunk. Megvizsgáltuk különböző pH értékű oldatok elektrolízisének a kitermelési százalékat, a leválási potenciált és a katód-anód-arány megváltoztatásának hatását. (8. ábra.)



7. ábra

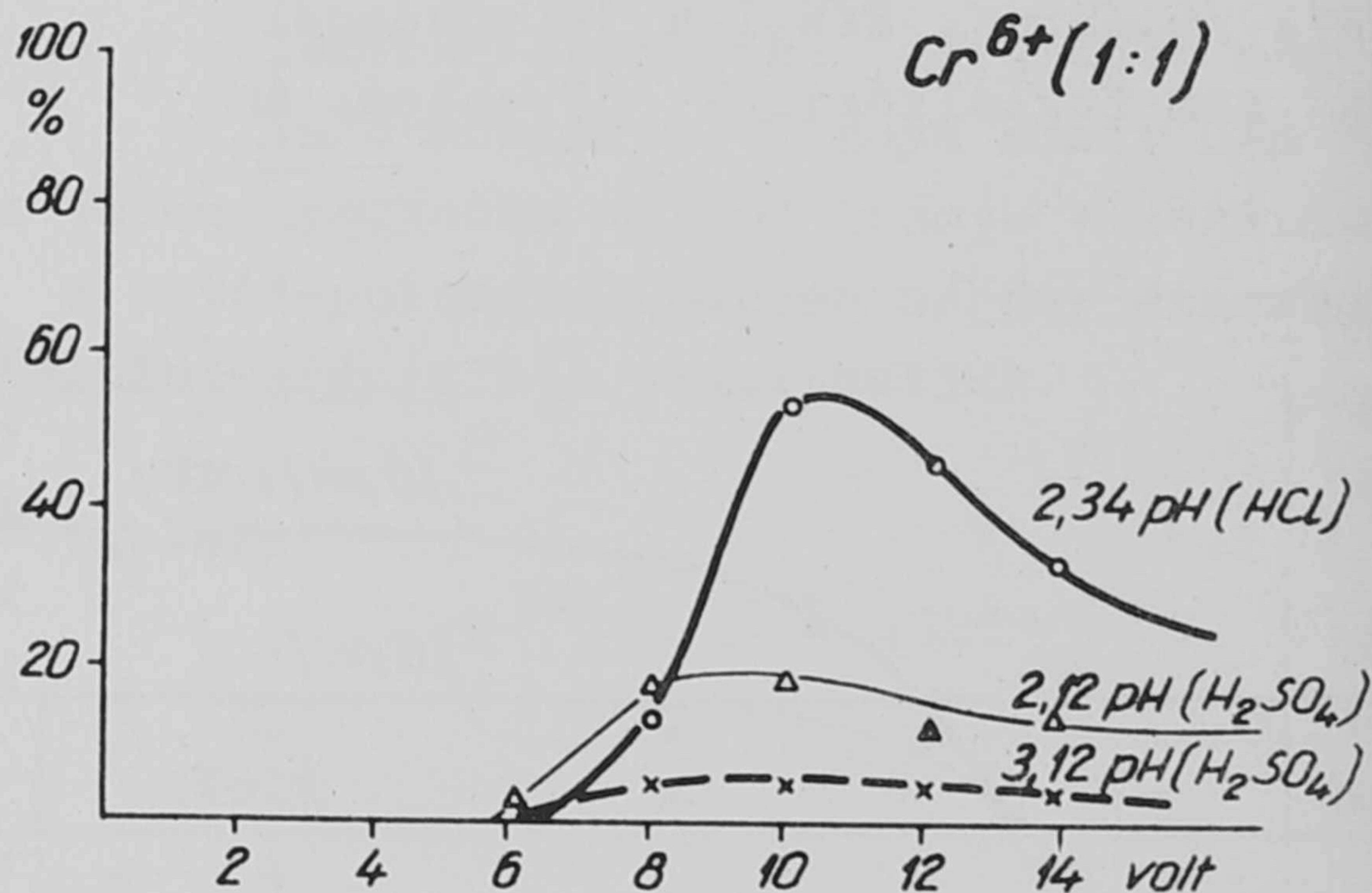
A krómi-ion leválási sebessége a kapcsolófeszültség függvényében.

ionra gyakorolt taszító hatása egyre jobban érvényesül és így a kitermelés is csökken. Szimmetrikus rendszerben a klorid-ionok hatására - úgy látszott - növekszik a króm-leválás. Ennek oka az, hogy a két negatív-töltésű szulfát-ion kiszorítja a krómi-ionokat a dipol-réteg külső fegyverzetéből, míg az egy negatív töltésű klorid-ion kiszorító hatása jóval kisebb. Ezért nagyobb a sósavval savanyított oldatoknál a kitermelés. Aszimmetrikus rendszerben ezt a jelenséget nem észleltük.

A következő csoportba tartoznak azok a kísérletek, melyeknél ferri- és krómi-ionokat tartalmazó oldatokat elektrolizáltunk olyan kapcsolófeszültségeknél, ahol a krómi-ion leválásának egyensúlyi értéke magas, viszont a vas leválása is jelentős. A vas kiválását komplexon IV-el akartuk megakadályozni, mivel a komplexon IV. vassal, savanyú közegben (pH 1,6-2) nagyon stabilis komplex vegyületet képez:

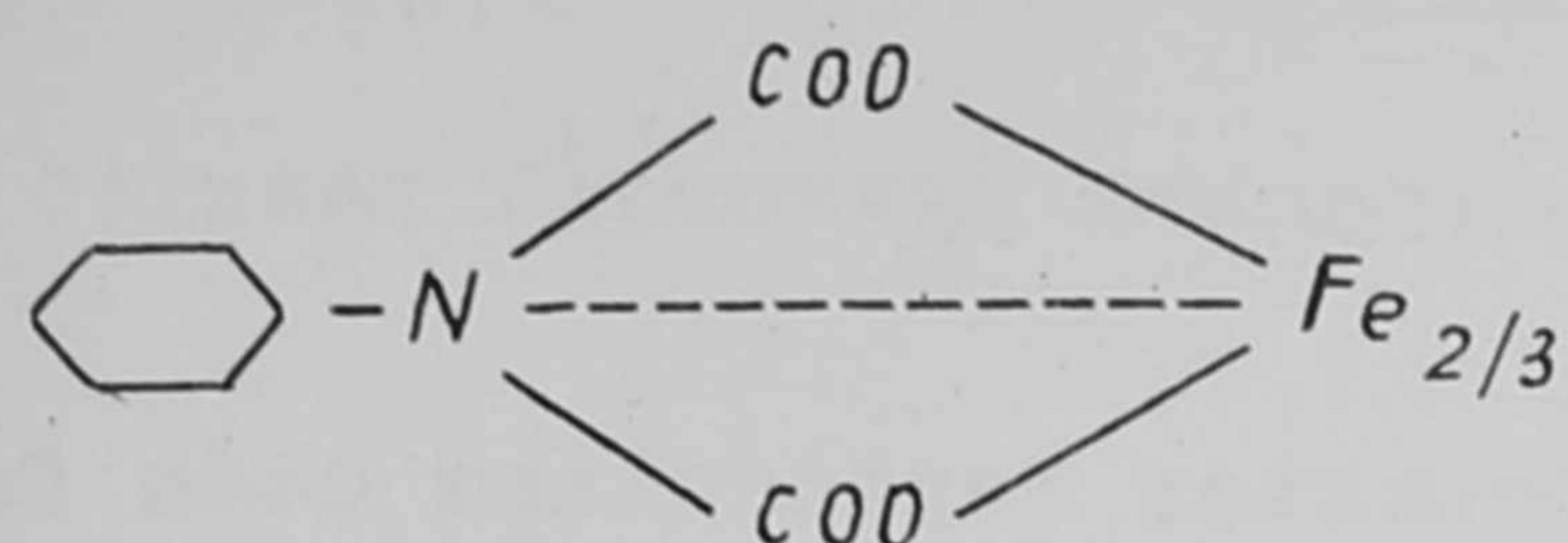
lékot, a leválási potenciált és a katód-anód-arány megváltoztatásának hatását. (8. ábra.)

Feltevésünk szerint itt a Cr^{6+} redukcióját és fémes állapotban való kiválását egy dipol-réteg kialakulása előzi meg. Ennek a platina-elektrod felé eső fegyverzete hidrogén-ionokból állna, míg a másik CrO_4^{2-} ionokból. Minél nagyobb az oldat hidrogén-ion-koncentrációja, annál hamarabb és könnyebben tud kialakulni a dipol-réteg. A kapcsolófeszültség növelésével azonban a mint negatívabbá váló katódok a CrO_4^{2-}



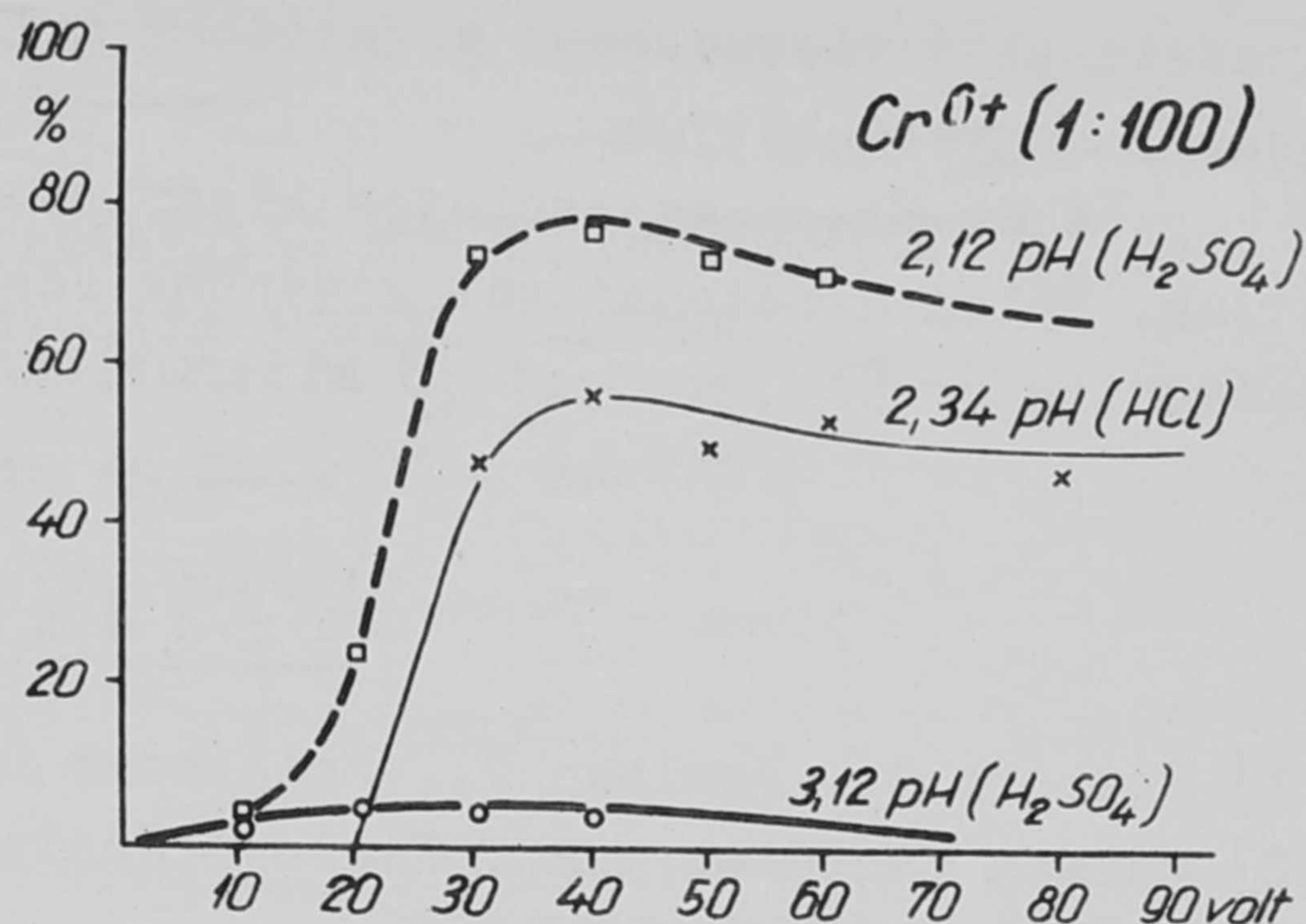
8. ábra

Kromát oldat elektrolízisének a katódon kivált króm mennyisége a kapcsolófeszültség függvényében. Katód-anód felületek aránya 1:1, pH értéke 3,12, 2,12 (H_2SO_4 -el savanyítva) és 2,34 (HCl -el savanyítva)



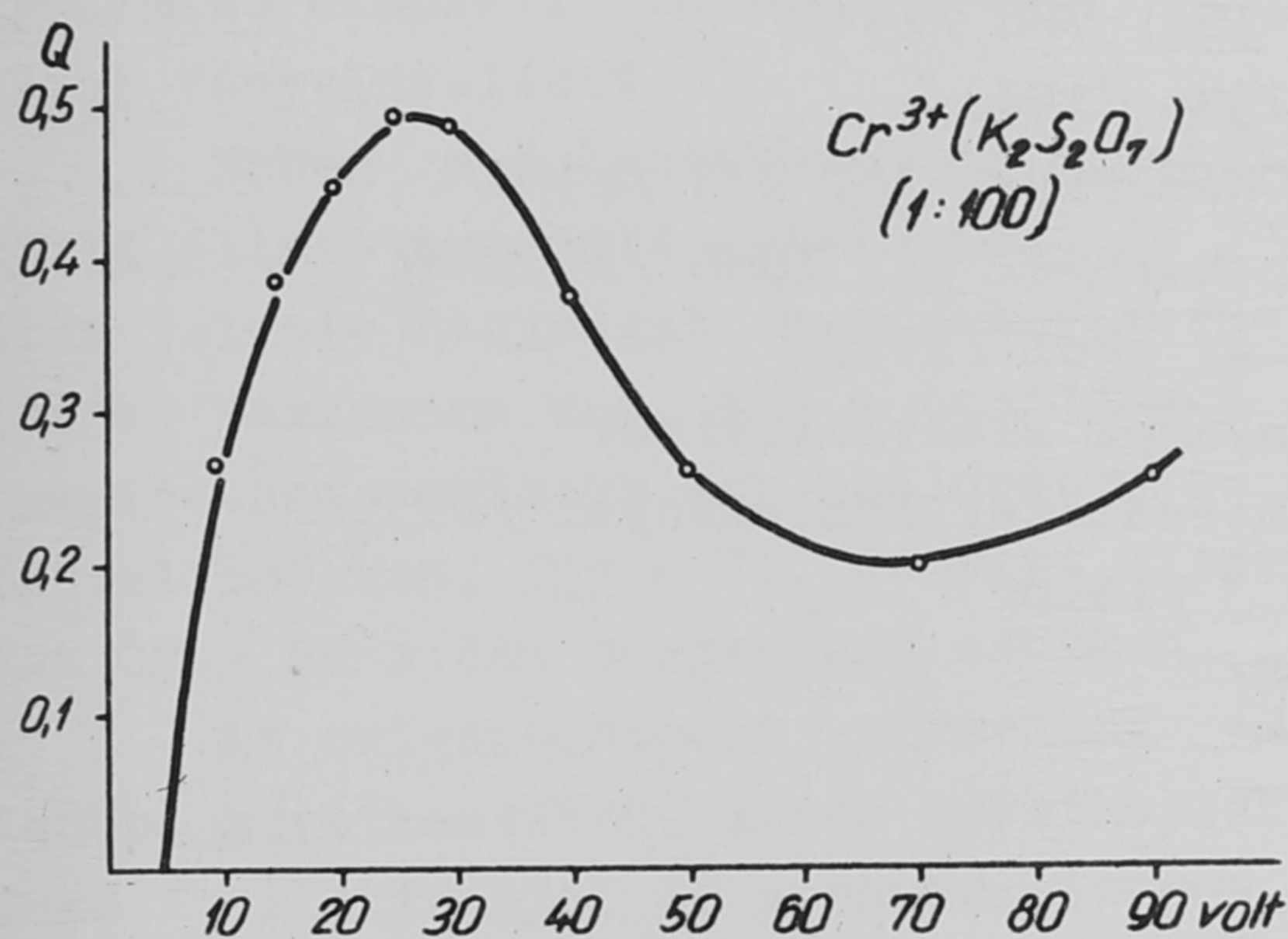
Krómi-ionokkal azonban csak hossz-
szas főzés útján állítható elő a
hasonló komplex. Ezek az eredmények
azonban nem feleltek meg a köve-
telményeknek. Bár komplexon IV. ha-
tására jóval kevesebb vas vált le,
de tiszta, vasmentes krómbevonatot
így nem tudtunk előállítani.

Kísérleteink során észlel-
tünk egy olyan jelenséget is, a-
melynek alapján feltételezhető,
hogy elektrokémiai szempontból
kétféle Cr^{+++} -rendszerrel beszél-
hetünk, ugyanis kétféle krómi-ion



9. ábra

Kromát oldat elektrolízisének a ka-
tódon kivált króm mennyisége a ka-
pocsfeszültség függvényében, katód-
anód felületek aránya 1:100, pH ér-
téke 3,12, 2,12 (H_2SO_4 -el savanyít-
va) és 2,34 (HCl-el savanyítva).

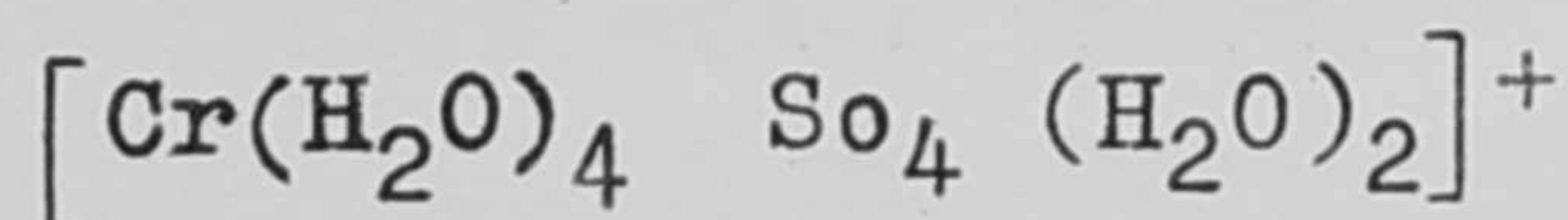


10. ábra

$K_2S_2O_7$ -os feltárással nyert krómi-
ionok leválási sebessége a kapocs-
feszültség függvényében. Katód,
anód-arány 1:100, pH 2,8.

törzsoldatot készítettünk: az
egyiket krómi-nitrát vízben va-
ló feloldásával, a másikat kró-
mi-oxidnak káliumpiroszulfátos
feltárással és vízben való ol-
dásával. Ez utóbbi piroszulfá-
tos törzsoldattal végzett elek-
trolízis eredményeit a 10. ábra
mutatja. Itt a króm-leválás ala-
acsony kapocsfeszültség-értékek-
nél indult meg és már ezeknél a
kis feszültség értékeknél is
számottevő volt a kitermelési
százalék. Viszont az elektroli-
zis ideje nagyon hosszú, 10-12
óra. (Az egyensúlyi értéket több
órás elektrolízis után kaptuk
meg.) Valószínű, hogy itt a

krómi-ion a Werner-Gubser-féle hidrátkomplex alakjában volt jelen:



Eszerint egységnyi pozitív töltésű ion semlegesítődik a katódon, így
a leválás alacsonyabb feszültségeknél indul meg. Magasabb feszültségeknél

tapasztalható visszaesést a katódnak a szulfát-ionokra gyakorolt taszító hatásával magyarázhatjuk.

A Cr-51-el kapcsolatos kísérleteket a reaktor megindulása után folytatjuk. Főleg a retenciával kívánunk foglalkozni abból a célból, hogy a hordozómentes Cr-51 izotópot jó kitermeléssel tudjuk előállítani.

I r o d a l o m

- [1] Sziborg G., Perlman U., Hollender Dzs., Tablica Izotopov, Moszkva, 1959.
- [2] Manson Benedict T.H., Pigford Nuclear Chemical Engineering. McGraw-Hill Book Comp.Inc. N.Y.1957.
- [3] Nucl.Sci.Abs. 10, 48 /1956/
- [4] Lyon W.S., Phys.Rev. 87, 1126 /1952/
- [5] Donald J., Hughes and John A. Harvey: Neutron Cross Sections. United States Atomic Energy Commission, New York, 1955.
- [6] Maddoc A.G., Research, 2, 556 /1949/
- [7] Kinsey B.B., Bartholomew G.A., Phys.Rev. 89, 375 /1953/
- [8] Fishman L.M., Harbottle G., J.of. Chem.Phys. 22, 1088 /1954/
- [9] Harbottle G., J. of Chem.Phys. 22, 1083 /1954/
- [10] Gree J.H., Maddoc A.G., Nature, 164, 788 /1949/
- [11] Libby W.F., J.Am.Chem.Soc. 62, 1930 /1940/
- [12] Maddock A.G., Main M.M., Can.J.Chem.Phys. 34, 275 /1956/
- [13] Harbottle G., Maddock A.G., J.Chem.Phys. 21, 1686 /1953/
- [14] Toropova M.A., Zsurn.Neorg.Him. 2, 1201 /1957/
- [15] Imre L., Fejes G.: Radioaktiv anyagok elektrolizise. Debreceni KLTE Fizikai-Kémiai Intézetének Közleményei /1955/
- [16] Le Blanc M., Abhdlg d.Bunsenges 3 /1910/
- [17] Imre L., KFKI Közl. 6, 530 /1958/

Érkezett 1959. május 22.

KFKI Közlemények 7.évf. 3.szám, 1959.

AZ OXIGÉN-CSOPORT ELEMEIT TARTALMAZÓ MONOSZUBSTITUÁLT
BENZOLSZÁRMAZÉKOK ULTRAIBOLYA FÉNYELNYELÉSÉRŐL

Irta: Kiss Árpád István és Muth Béla Róbert

Spektroszkópiai Osztály

Összefoglalás

Az oxigén-csoport elemeit tartalmazó monoszubsztituált benzol-szár-
mazékok elnyelési szinképe eredményesen tárgyalható az induktív és mezomer
hatás segítségével. Megvizsgáltuk a fényelnyelés mechanizmusát és ennek a
molekula szerkezettel való kapcsolatát. A fenol és a fenilalkiléterek, vala-
mint a kén és szelén analógjaik szinképei a megadott mechanizmus alapján
egységes szempontok szerint értelmezhetők.

A szubsztituenseknek a benzolszarmazékok ultraibolya fényelnyelésére
gyakorolt hatása nagyon eredményesen tanulmányozható a mezomer, induktív és
hiperkonjugációs hatás alapján. A periódusos rendszer VI. oszlopának elemeit
tartalmazó szubsztituensek induktív és mezomer hatásuk révén befolyásolják a
benzol fényelnyelését.

Ebben a dolgozatban az induktív és mezomer hatásra vonatkozóan az
Ingold által megadott értelmezést és jelölést használom [1-4]. Az induktív
hatás relatív nagyságát a szubsztituens elektronvonzó ereje (elektronegati-
vitása) határozza meg, ami a periódusos rendszerből közvetlenül levezethető.
A periódusos rendszer egy oszlopában az elektronegativitás a sorszám növeke-
désével csökken, így a VI. csoport elemeit tartalmazó szubsztituensek -I ha-
tása $OH > SH > SeH$ sorrendben csökken.

Az oxigén-csoport elemeinek +M hatása van kötetlen p-elektronjaik
átadása következtében. Ennek következtében kölcsönhatás jön létre a benzol-
gyűrű π -elektronjai és a szubsztituens kötetlen p-elektronjai közt (π -p-
konjugáció). A +M hatás a kötetlen p-elektronok mozgékonyságának növekedésé-
vel párhuzamosan nő. Ingold feltételezte [2,4], hogy ezen elemek elektronla-
zitó hatása megadható a polarizálhatóságra vonatkozó Fajans-féle szabályok
alapján. Ez a feltevés az $OH < SH < SeH$ sorrendet adja a VI.csoport elemei-
nek +M hatására vonatkozóan.

Ezzel szemben különböző vizsgálatok alapján [5-8] nyilvánvaló, hogy
a +M hatás változásának sorrendje a fordítottja annak, amit a Fajans-féle
szabályok alapján várnánk. Az elnyelési szinképek viszont az eredeti felte-
vés szerinti sorrendet igazolják: a sávok batokróm eltolódása $O < S < Se$ sor-
rendben nő.

A szubsztituensek által a monoszubsztituált benzolszarmazékok szin-
képeire gyakorolt hatás vizsgálatánál a két hatást együttesen kell figyelem-

be venni. Általánosságban megállapítható, hogy a szubsztituensek hatásai már a molekula alapállapotában kismértékű polarizációt hoznak létre, ami a gerjesztési energia csökkenését eredményezi.

A benzol fényelnyelése

A benzolnak az ultraibolya tartományban három sávrendszere van. A 255 μ -nál lévő alacsony intenzitású sáv a B_{2u} trigonális szimmetriájú homopoláris gerjesztett állapotba való tiltott átmenetnek ($A_{1g} \rightarrow B_{2u}$) tulajdonítható [9]. Ezt a sávot Braude B-sávnak (benzoid-típusú abszorpció) nevezte el [10]. A 180 μ -nál lévő sáv egy teljesen poláris E_{1u} gerjesztett állapotba való átmenetnek ($A_{1g} \rightarrow E_{1u}$) felel meg. A 200 μ -os sáv olyan átmenetnek ($A_{1g} \rightarrow E_{2g}$) tulajdonítható, amelynek felső állapota E_{2g} szimmetriájú [11]. A 180 és 200 μ -os sávokat E-sávoknak (etilén-típusú abszorpció) nevezik.

A fenol fényelnyelése

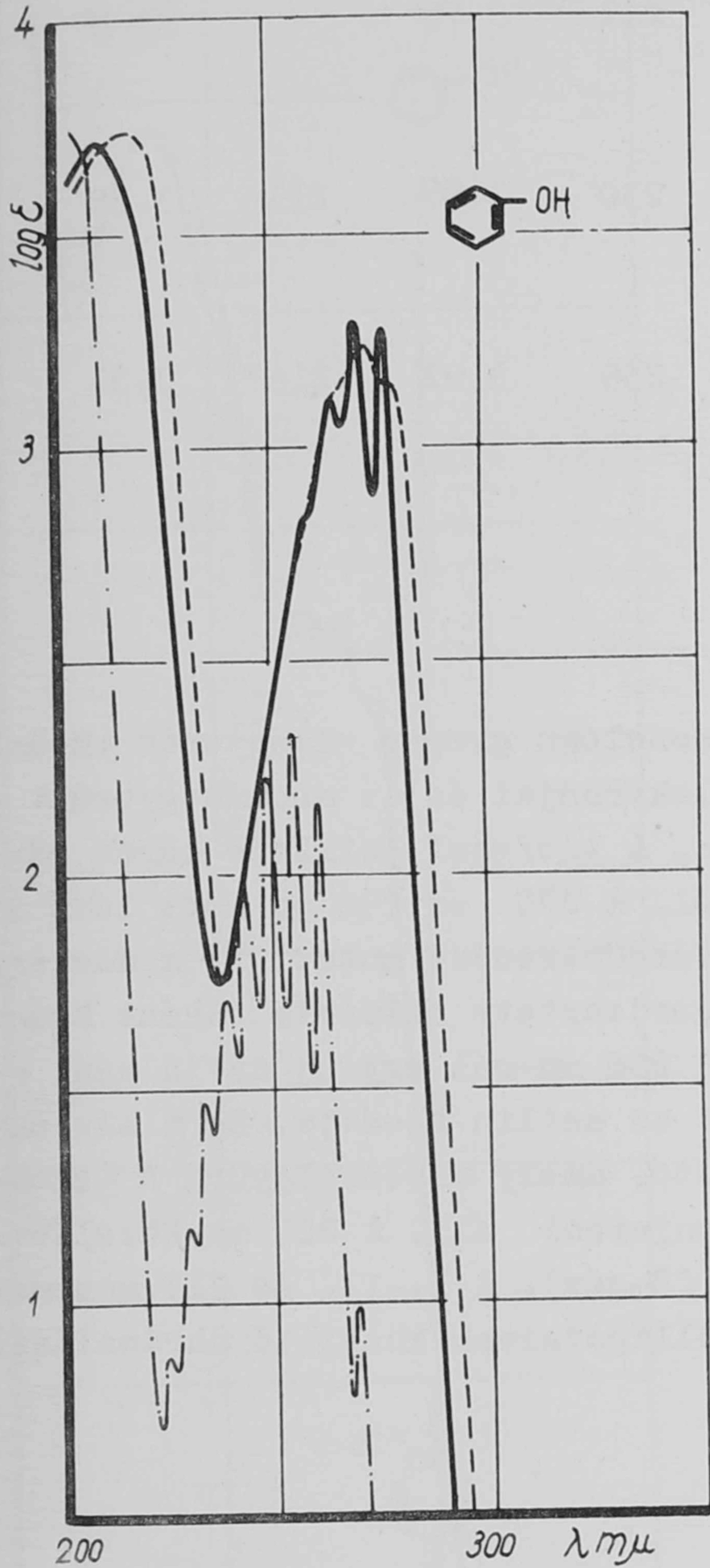
A hidroxil-csoportnak $-I$ és $+M$ hatása van, ahol $+M > -I$. Az OH-csoport $+M$ hatása kisebb, mint pl. az NH_2 -csoporté. Így az oxigén atom 2p elektronjainak a benzolgyűrű π -elektronjaival való kölcsönhatása nem nagymértékű.

A fenol szinképe (1.ábra) határozott batokrómm eltolódást és intenzitásnövekedést mutat a benzolhoz képest. A 270 μ -nál lévő B-sávot lényegében ugyanaz a gerjesztési folyamat hozza létre, mint a benzolnál. A 210 μ -nál lévő E-sáv a benzol $A_{1g} \rightarrow E_{2g}$ átmenetének felel meg, amelyet az oxigén atom 2p elektronjaival való részleges konjugáció módosít.

A fenol szemben az alkoholokkal gyenge sav. A $+M$ hatás következtében az oxigén atom gyenge pozitív töltésre tesz szert, így vonzza az O-H kötés elektronpárját és ezáltal megkönnyíti a proton leszakadását.

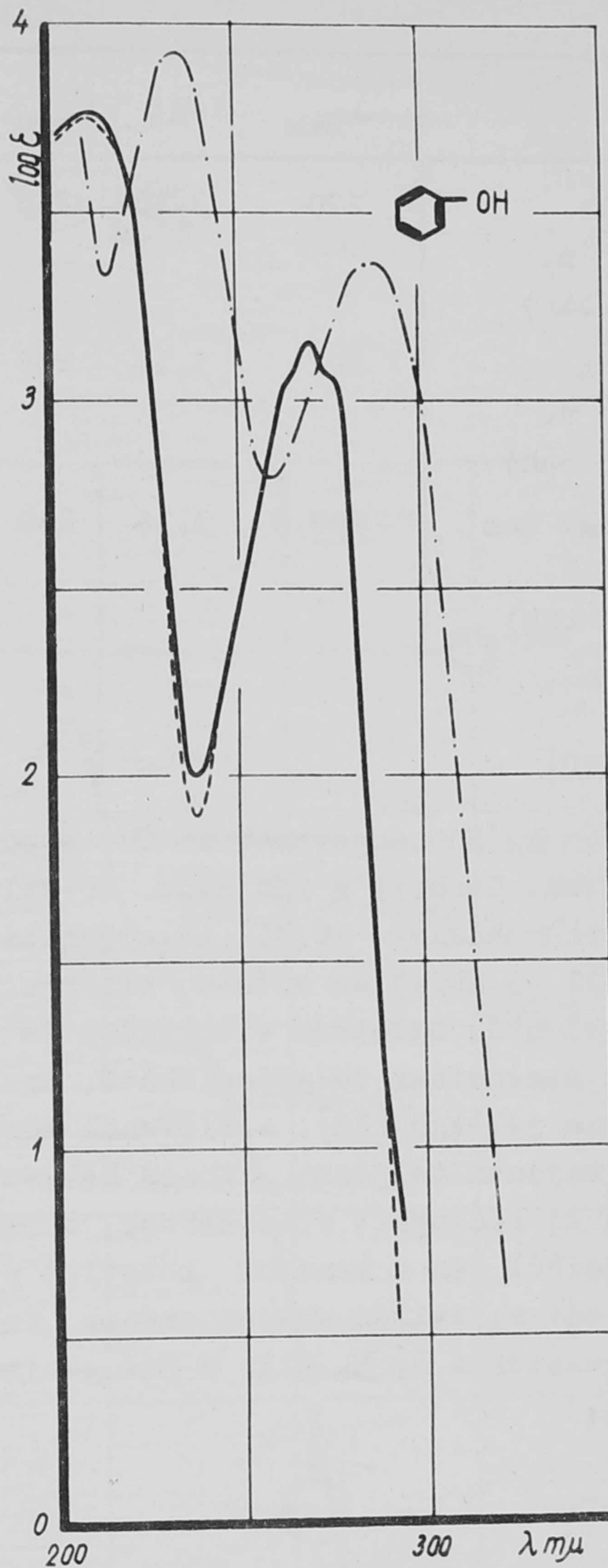
Az ionizáció hatására vonatkozó szinképi vizsgálatok eredményei jól egyeznek az irodalommal [12]. A semleges közegben fellépő kismértékű disszociáció a várakozásnak megfelelően nem okoz lényeges eltolódást, amit a fenol deszt.vizben és 10^{-3} n. HCl oldatban készült szinképének közel azonos volta igazol (2.ábra). A fenolát ion görbéje (10^{-2} n. NaOH oldatban) jelentős batokrómm eltolódást mutat a nem disszociált fenolhoz képest (2.ábra), de nagyon hasonlít az anilin szinképéhez (1.táblázat).

Ennek oka az, hogy az oxigén atomnak eggyel több kötetlen elektronpárja van, ami a mezóméria megnövekedését okozza. A megnövekedett $+M$ hatás mellett fellép a $+I$ hatás is az oxigén atomon kialakult negatív töltés következtében.



1. ábra

Fenol: _____ benzinben
 - - - - - etanolban
 - . - . - . - benzol benzinben



2. ábra

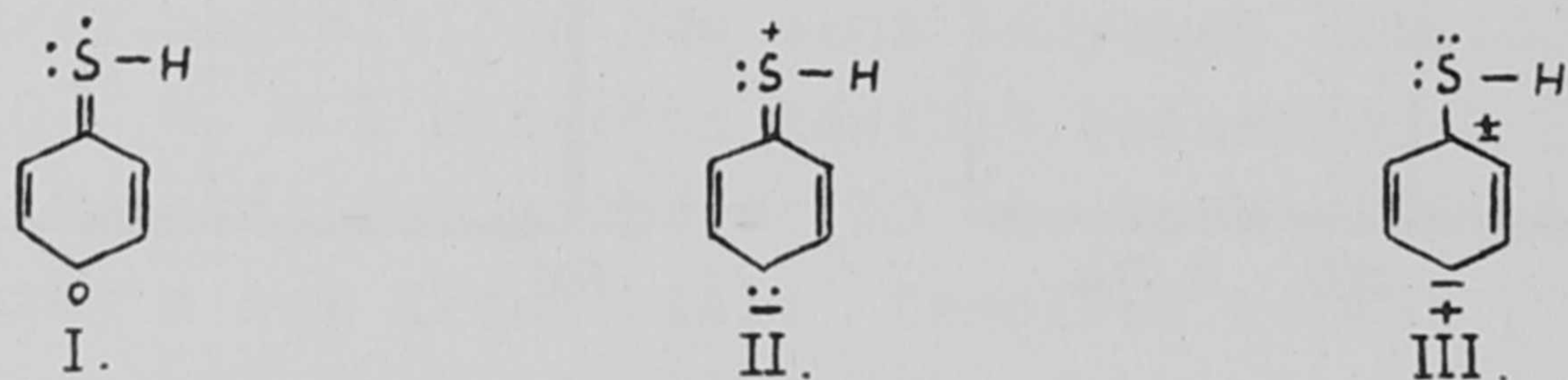
Fenol: _____ vizben
 - - - - - 10⁻³ n. HCl-ben
 - . - . - . - 10⁻² n. NaOH-ban

1. táblázat

	λ_{\max}	$\log \epsilon$	λ_{\min}	$\log \epsilon$	λ_{\max}	$\log \epsilon$	λ_{\min}	$\log \epsilon$
Fenol (10^{-3} n. HCl-ban)	270	3,15	238	1,89	211	3,75	-	-
Anilin (10^{-3} n. NaOH-ban)	281	3,14	258	2,74	230	3,89	211	3,55
Fenolát ion (10^{-2} n. NaOH-ban)	287,5	3,36	260	2,79	235	3,92	216	3,31

Tiofenol

Az SH-csoportnak az OH-csoporthoz hasonlóan gyenge -I és erős +M hatása van. Utóbbit a kén atom kötetlen 3p elektronjai és az aromás gyűrű π -elektronrendszere közti kölcsönhatás okozza. A tiofenol szinképe három sávból áll (3. ábra) és erősen eltér a fenolétól. A 270 és 290 μ között lévő B-sáv jelentős batokrómm eltolódást és intenzitásnövekedést mutat. Ez a sáv egy olyan átmenetnek tulajdonítható, amelynek gerjesztett állapota főként homopoláris jellegű [13]. A tiofenol görbéjének 236 μ -nál egy új sávja van, amely majdnem teljesen azonos helyzetű, mint az anilin K-sávja. Ez a sáv egy olyan új konjugált rendszernek tulajdonítható, amely a benzolgyűrű π -elektronjaiból és a kénatom kötetlen p-elektronjaiból áll. A 200 μ közelében lévő sáv az etilén-abszorpciónak felel meg (E-sáv). A I, II. és III. mezomer szerkezetek a B, K, ill. E-sáv gerjesztett állapotainak közelítő ábrázolását adják.

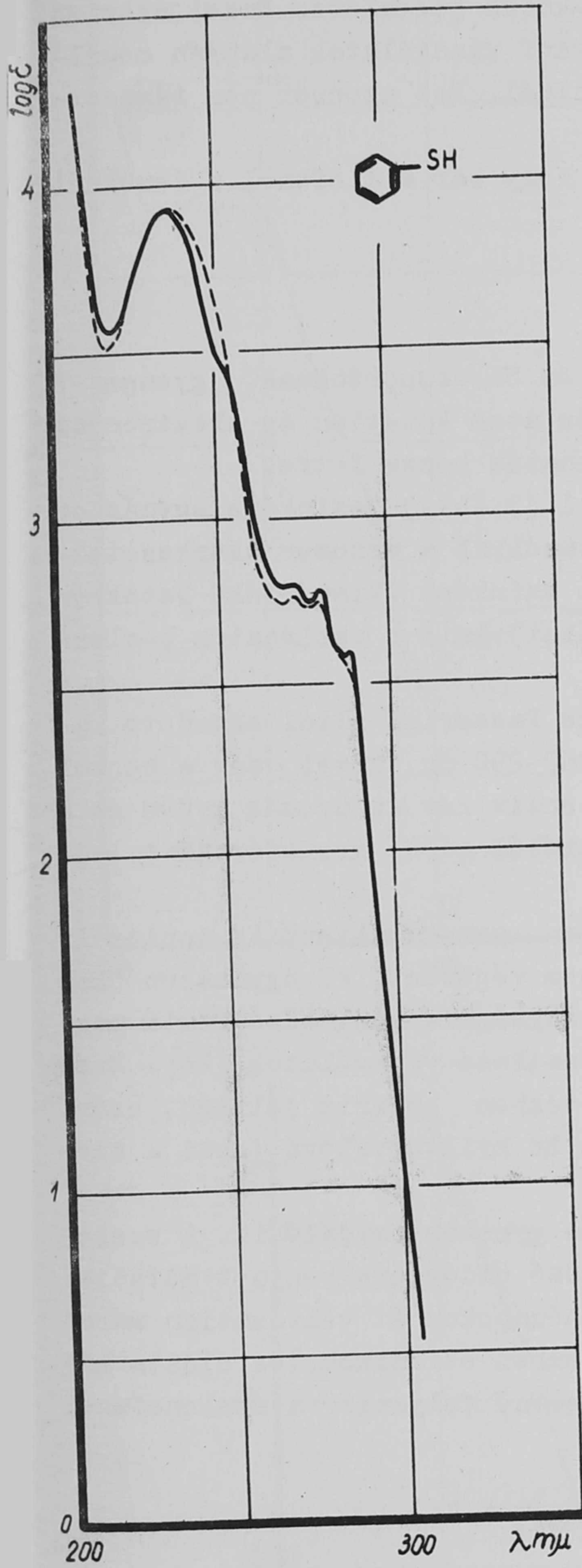


Ez az értelmezés megegyezik Koch álláspontjával [14].

Az ionizáció hatására vonatkozó vizsgálatokat nem lehetett elvégezni, mivel a tiofenol vízben teljesen oldhatatlan.

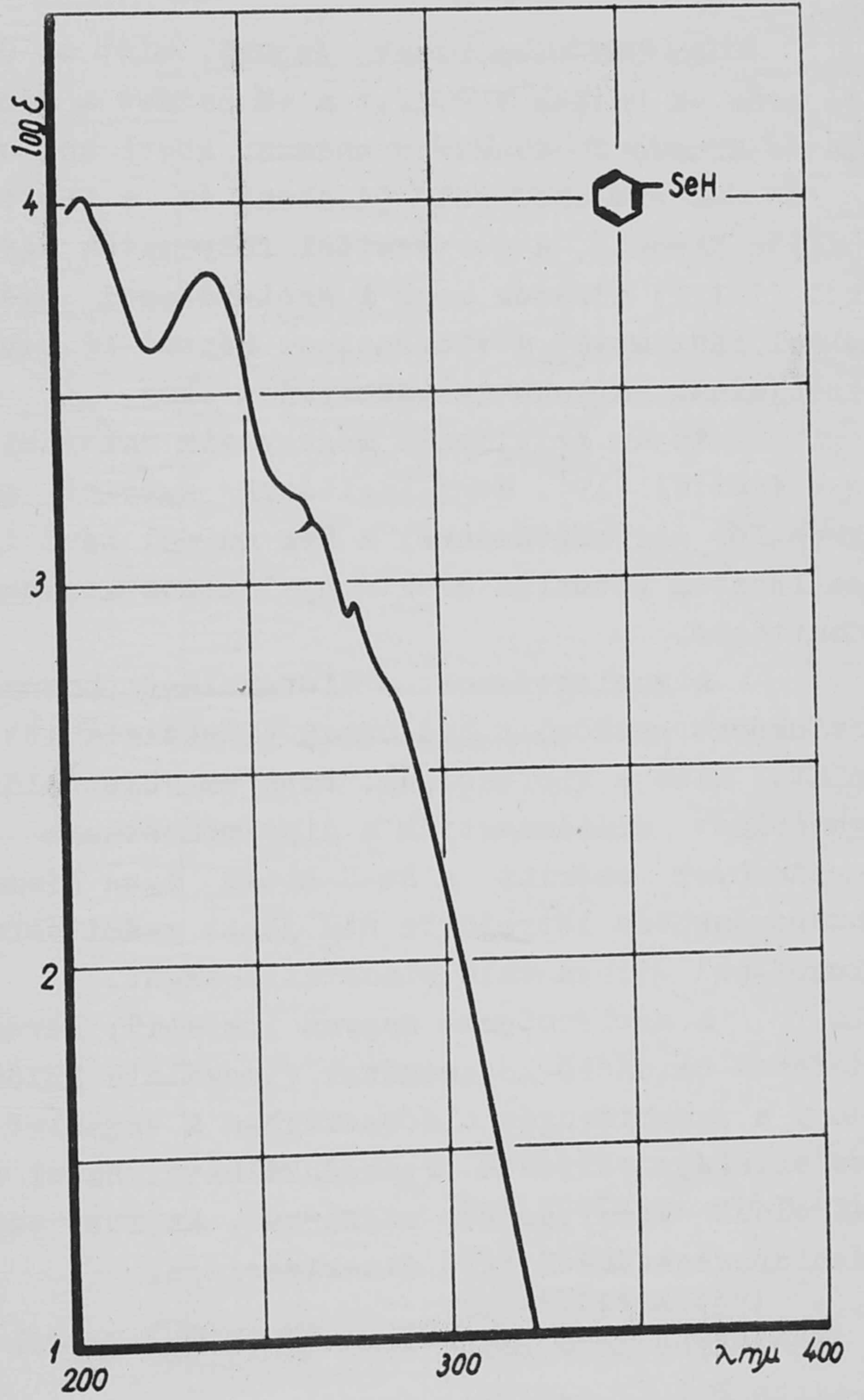
A nem-elektrolitok oldékonyságát a van der Waals erők határozzák meg. Az ezekben a molekulákban fellépő dipol kölcsönhatások okozzák a hidratációt, ami hidrogén-kötés kialakulása által jön létre. A hidrogén-kötés képzési hajlam csökken az X-H kötés (X=F, O, N, Cl, S) ionos jellegének csökkenésével az elektronegativitás csökkenése következtében. Ezért a kénatomnak lényegesen kisebb a hidrogén-kötés képzési hajlama, mint az oxigén atomnak.

Új infravörös szinképi vizsgálatok [15], dipolmomentummérések [16],



3. ábra

Tiofenol: _____ benzinben
----- etanolban



4. ábra

Szelenofenol benzin-
ben.

továbbá egy, a reagensnek gőzfázis és oldat közti megoszlásán alapuló új módszer [17] egyértelműen azt adják, hogy SH-csoportot tartalmazó aromás vegyületekben elhanyagolhatóan kicsi a hidrogén-kötés jelenléte. Ezzel szemben Josien és munkatársai [18] új infravörös szinképi vizsgálatok alapján megállapították a hidrogén-kötés létezését tiofenolnál. Ezt azonban nem támasztják alá az egyéb vizsgálatok eredményei.

Ezen áttekintés alapján nyilvánvaló, hogy bár a tiofenol a fenolnál erősebb sav, vízben mégsem oldható.

Szelenofenol

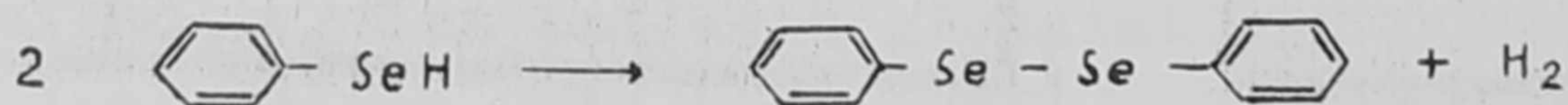
Az SeH-csoportnak éppúgy, mint az OH és SH csoportoknak, gyenge -I és erős +M hatása van. Itt a +M hatást a szelén atom kötetlen 4p elektronjai és az aromás π -elektronrendszer közti kölcsönhatás hozza létre.

A szelenofenol (4.ábra) és a tiofenol (3.ábra) szinképe egymáshoz nagyon hasonló, a gerjesztési folyamatok ugyanazokkal a mezomer szerkezetekkel (I-III) adhatók meg. A szelenofenol egész szinképe kismértékű batokróm eltolódást mutat a tiofenolhoz képest (2.táblázat), amit a szelénatom p-elektronjainak nagyobb mozgékonyága okoz.

Ez az értelmezés megegyezik Chierici és Passerini által megadott magyarázattal [19]. Megállapításuk szerint a 260-290 m μ közötti sáv a benzol kromofór gerjesztésének, a 241 m μ -nál lévő intenzív sáv az aromás gyűrű és a szelénatom kötetlen elektronjai közti konjugációból adódó kromofórnak tulajdonítható.

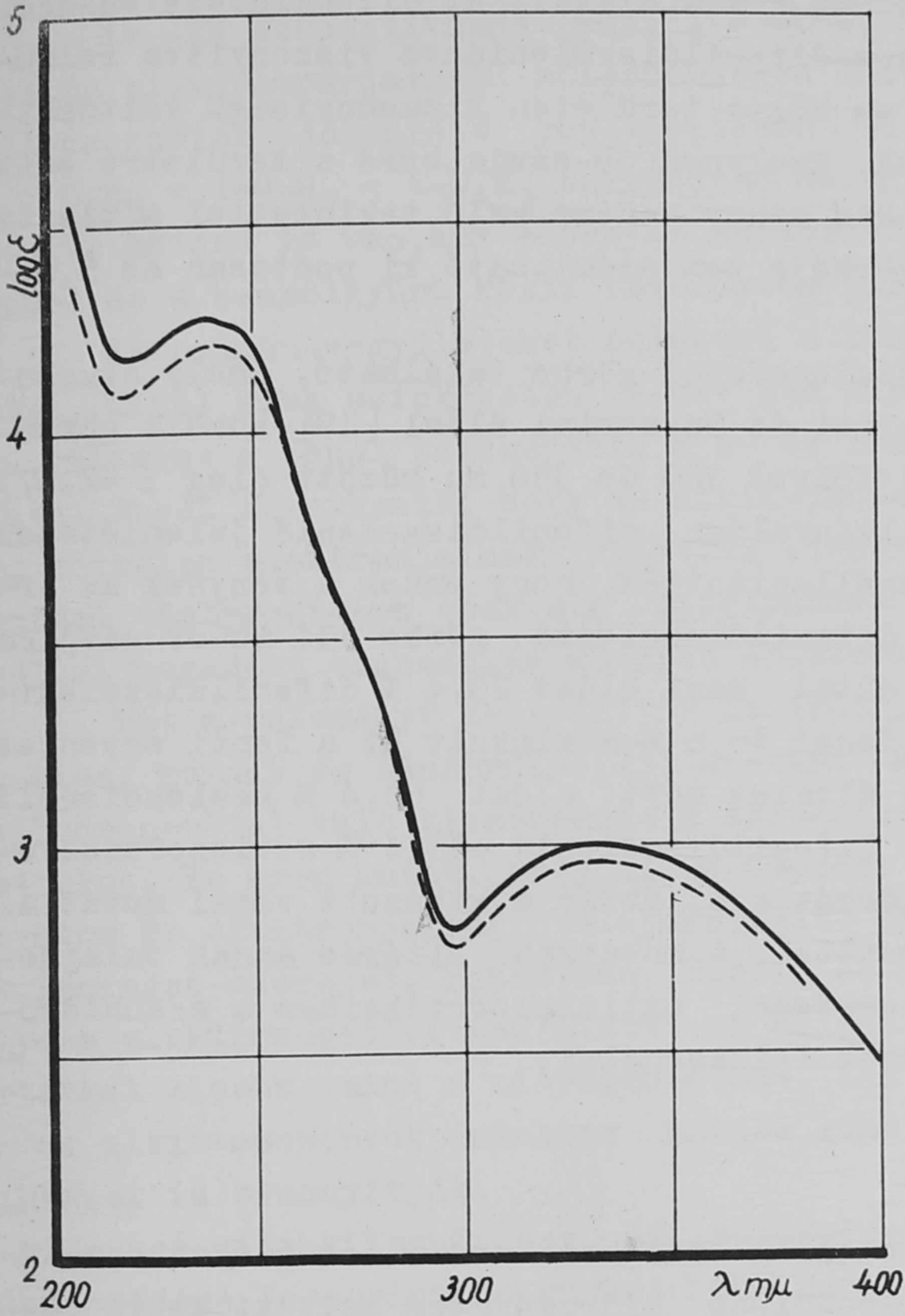
A szelenofenol a tiofenolhoz hasonlóan sav-karakterű. Az ionizáció szinképre gyakorolt hatásának vizsgálata itt sem végezhető el ugyanazon okok miatt, mint a tiofenolnál. Ezen vegyület oldékonyságára vonatkozó fenti megfontolást alátámasztják a dipolmomentumra vonatkozó vizsgálatok [20]. Ezen eredmények szerint a Se-H-kötés igen kismértékben poláris jellegű, ezért hidrogénkötés létrejötte nem jöhet számításba. Ez nyilvánvalóvá teszi a szelenofenol vízben való oldhatatlanságát.

A szelenofenol nagyon instabil, levegőn gyorsan oxidálódik. A szelenofenol oxidáció-készségének vizsgálata különböző oldószerekben azt mutatja, hogy a szénhidrogén oldószerekben a vegyület hónapokon át változatlan marad és szinképe teljesen reprodukálható. Ezzel szemben etilalkoholos oldata már az oldat készítésekor megsárgul. Az itt végbemenő folyamat a szelenofenol dehidrogénezéssel járó dimerizációja.

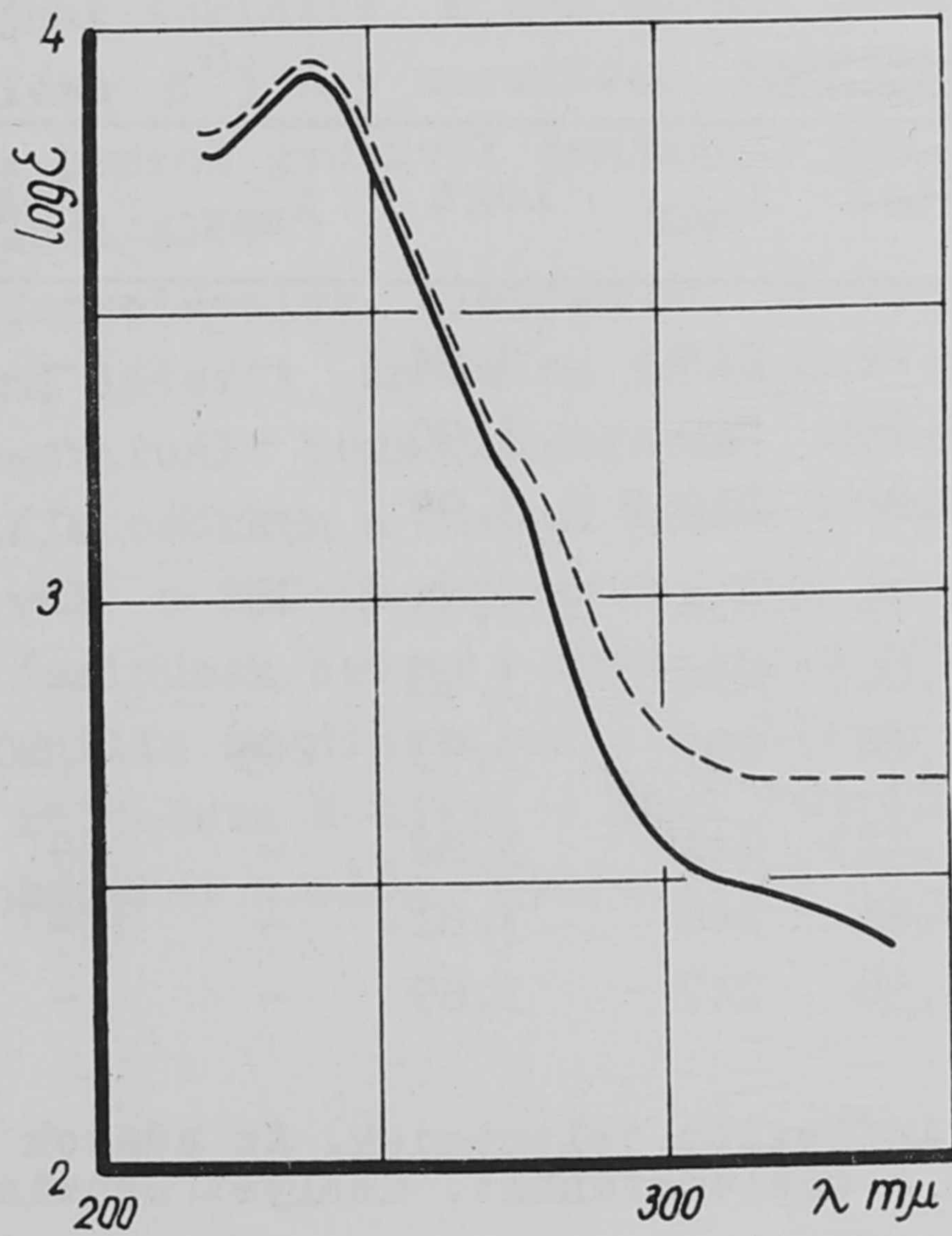


A reakció kitűnően tanulmányozható az elnyelési szinképek segítségével.

Az átalakult szelenofenol alkoholos oldatának a szinképét az 5.ábra mutatja a difenildiszelenidével együtt. Látható, hogy a két görbe közel azonos lefutású. A difenildiszelenidnek jól definiált maximuma van 334 m μ -nál ($\log \epsilon = 3,00$), míg a szelenofenolnak (a szénhidrogén oldatban készült felvétel alapján, 4.ábra) legfeljebb $\log \epsilon = 0,60$ alatt lehet elnyelése. Erre a



5. ábra
— Difenildiszelenid
etanolban
- - - - átalakult szelenofe-
nol etanolos oldata



6. ábra
- - - - Szelenofenol etanol-
ban [19]
— Számított görbe:
23,4 % difenildisze-
lenid + 53,4 % szele-
nofenol

maximumra számolva, a szelenofenol 89,2 %-a alakult át difenildiszeleniddé. Az alkoholos szelenofenol oldatnak a difenildiszelenidhez viszonyítva relatíve magasabb extinkciója a 270-280 μ közti területen kismennyiségű változatlan szelenofenol jelenlétére utal, amelynek B-sávja erre a területre esik (4. ábra). A szelenofenol relative kis mennyiségére való tekintettel a tiszta szelenofenol alkoholos oldatának görbéje nem számítható ki pontosan az 5. ábra görbéinek különbségéből.

Az irodalomban egyetlen szelenofenol görbe található, amely alkoholos oldatban készült. Ennek a Chierici és Passerini által [19] közölt görbének (6. ábrán szaggatott vonallal jelölve) 320 és 350 μ között ($\log \epsilon = 2,67$) vízszintes szakasza van, ami nyilvánvalóan difenildiszelenid jelenlétének tulajdonítható. Idézett szerzők megállapították, hogy ennek a ténynek az értelmezése nehézséget okoz [19]. A difenildiszelenid görbe 334 μ -os sávjára számolva, a Chierici és Passerini által mért oldat 23,4 % difenildiszelenidet tartalmazott, vagyis a szelenofenol 46,6 %-a alakult át a fenti egyenlet szerint. Ez azt jelenti, hogy az általuk mért oldat 53,4 % szelenofenolt tartalmazott. Kiszámoltuk a 23,4 % difenildiszelenid + 53,4 % szelenofenol elegy extinkcióértékeit; a kapott görbét a 6. ábrán a kihuzott vonal mutatja. A számított görbe jól egyezik a mérttel. A mutatkozó eltérés annak tulajdonítható, hogy a számolásnál a szelenofenol extinkcióértékeihez a szénhidrogén oldat adatait voltunk kénytelenek felhasználni.

A PhXR típusu vegyületek

A PhXR típusu vegyületek az eddig tárgyalt származékoktól abban különböznek, hogy a heteroatomhoz kapcsolódó hidrogénatom helyett alkil-csoportot tartalmaznak. A szinképi adatokat a 2. táblázat tartalmazza.

2. táblázat

	R	Irod. hiv.	λ_{\max}	$\log \epsilon$	λ_{\max}	$\log \epsilon$	λ_{\max}	$\log \epsilon$
C ₆ H ₅ OR	H		272,5	3,24	219	3,74	-	-
	CH ₃	[21]	271	3,24	219	3,90	-	-
	C ₂ H ₅	[13]	272	3,28	219,5	3,98	-	-
C ₆ H ₅ SR	H		279	2,75	238	3,93	-	-
	CH ₃	[22]	280	(3,00)	254	3,98	-	-
	C ₂ H ₅	[13]	278	3,04	255	3,93	205	4,10
C ₆ H ₅ SeR	H		262	(3,22)	241	3,82	-	-
	CH ₃	[19]	266	3,61	248	3,81	-	-
	C ₂ H ₅	[19]	270	3,58	247	3,69	-	-

A zárójelben lévő extinkcióértékek inflexiót jelentenek. Az adatok etilalkoholos oldatokra vonatkoznak, kivéve a szelenofenolt, amelyet benzinben (70-90°) mértünk.

Az -XR szubsztituens (ahol X = O, S, Se; R = CH₃, C₂H₅) a heteroatom kötetlen elektronpárjainak kölcsönhatása következtében erős +M hatást és az alkil-csoportok jelenléte következtében +I hatást fejt ki. Ez utóbbi CH₃ < C₂H₅ < i-C₃H₇ < t-C₄H₉ sorrendben nő. Az alkil-csoportoknak hiperkonjugációs hatása is van, ami ebben az esetben feltehetően kismértékű az alkil-csoport és a benzolgyűrű közti heteroatom jelenléte miatt.

Az oxigén-vegyületeket célszerű a többi vegyülettől elkülönítve tárgyalni, mivel ezek szinképében K-sáv nem szerepel. Az anizol és feniletiléter, valamint a fenol szinképében a B- és E-sáv közel azonos helyzetű (2. táblázat). Ebből következik, hogy az alkil-csoportok induktív hatása az oxigénatom kötetlen elektronjainak relative kismértékű mozgékonyága miatt a gerjesztési folyamatokra csak kis befolyással van. Ezen vegyületek szinképe a fenolnál megadott elgondolás alapján értelmezhető.

Ezt a véleményt megerősítik az irodalomban található megállapítások is. Kiss, Molnár és Sándorffy [23] szerint az OH-csoport hidrogén-atomjának alkil-csoporttal való kicserélése a szinképben csak gyenge batokrómm eltolódást okoz. Ez arra mutat, hogy az OH-csoport konjugációja lényegében az oxigénatom 2p elektronjainak tulajdonítható és az alkil-csoportok nem játszanak lényeges szerepet. Robertson, Seriff és Matsen [24] megállapították, hogy nagyobb elektronegativitása miatt az oxigénatom kölcsönhatása az alkil-csoportokkal kisebb, mint a nitrogén-atomé. Így a nitrogén és a kénatom esetében az alkil-csoportok induktív hatása könnyebben jut érvényre, amint azt a szinképek is bizonyítják.

A fenilalkilszulfidok és szelenidek fényelnyelési mechanizmusának értelmezésére Passerini és munkatársai adtak meg egy magyarázatot [19,25]. A 250 mμ-nál lévő sávokat a benzol π⁶-kromofór A_{1g} → B_{2u} átmenete egy perturbált formájának tekintik. A 270 mμ-nál lévő sávot a 8 elektronból álló kromofór (jelölése π⁸) egy hasonlóan perturbált formájú átmenetének tekintik; a kromofór a benzol gyűrűvel konjugált kén, vagy szelén-atom egy kötetlen elektronpárjából áll.

Megfontolásaink alapján ez a magyarázat nem látszik valószínűnek. Ellentmondani látszik annak az általános megfigyelésnek, hogy minden mono- és poliszubsztituált benzolszármazék esetében a benzoid abszorpció gerjesztési energiája csökken a benzol magas szimmetriájának megszűnése következtében. Ezenkívül a 250 mμ-os sávok nagy intenzitása (log ε = 3,80-4,00) nem látszik valószínűnek benzoid abszorpció esetén.

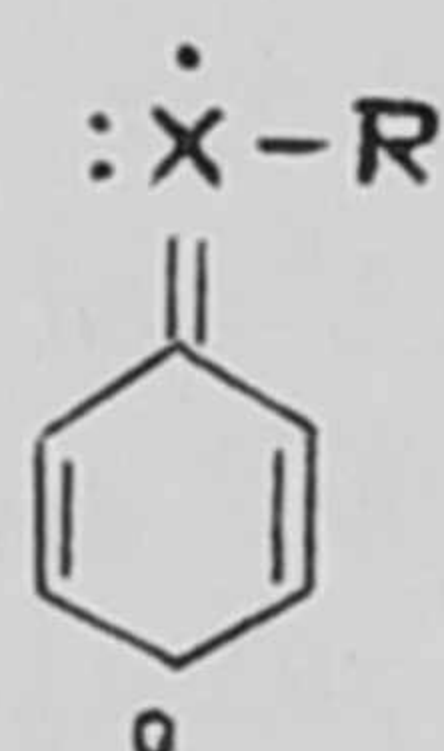
Az anilin és dimetilanilin, illetve a tiofenol és fenilmetilszulfid szinképe - különösen K-sávja - közt fennálló nagy hasonlóság [13] arra utal, hogy a szinképeket analóg gerjesztési folyamatok hozzák létre (3. táblázat).

3. táblázat

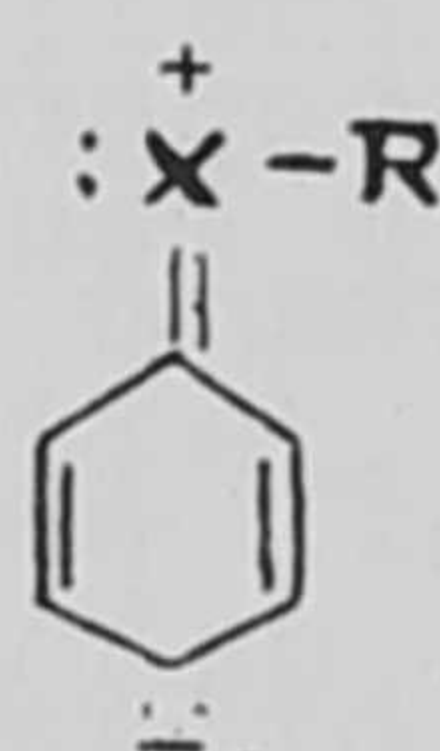
	B-sáv		K-sáv	
	λ_{\max}	$\log \epsilon$	λ_{\max}	$\log \epsilon$
Anilin	286	3,18	325	3,90
Dimetilanilin	298	3,28	252	4,09
Tiofenol	279	2,75	238	3,93
Fenilmetilszulfid /22/	280	(3,00)	254	3,98

Az adatok etilalkoholos oldatokra vonatkoznak.

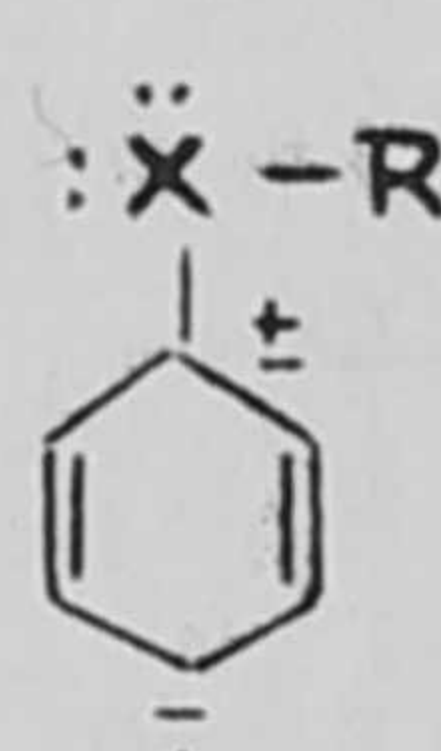
Igy lehetségesnek látszik a PhXR típusú kénvegyületek fényelnyelésének értelmezése a tiofenolra megadott mechanizmus alapján. A B, K, és E-sávok gerjesztett állapota a IV, V, és VI. mezomer szerkezetekkel adható meg.



IV.



V.



VI.

Ugyanez a helyzet a szelén-analógoknál is. Az SR és SeR-származékok szinképében - szemben az oxigén-analógokkal - mutatkozó jelentős batokróm eltolódást az alkil-csoportok induktív hatása hozza létre. Mivel ez a +I hatás ugyanolyan irányban hat, mint a heteroatom +M hatása, ezért hozzájárul a gerjesztési energia csökkenéséhez.

Kisérleti rész

Tiofenol. Benzolszulfonilkloridot cinkkel vizes kénsavban redukáltunk [26]. Szintelen folyadék, f.p. 169,5 C°, $n_D = 1,5895$.

Szelenofenolt fenilmagnéziumbromidból szelénnel kezelve nyertünk [27]. Szintelen folyadék, f.p. 57-59 C°/8 mm. Gyorsan oxidálódik levegőn, különösen napfényen.

Elnyelési szinképek. A szinképeket Beckman kvarcspektrofotométerrel (DU modell) határoztuk meg. A szinképek meghatározására, kiszámolására és ábrázolására használt módszer megegyezik a korábban leírttal [28].

A használt oldószerek 96 %-os etilalkonol, benzinfrafrakció (forrpont 70-90 C°) és deszt.viz voltak, mindegyik spektroszkópai tisztaságban. Az ionizációs vizsgálatok céljára analitikai reagens tisztaságú sósavat és nátriumhidroxidot használtunk.

I r o d a l o m

- [1] Ingold C.K., Ann.Repts.Progr.Chem. /Chem.Soc.London/ 23, 129 /1926/
[2] Ingold C.K., Chem.Rev. 15, 225 /1934/
[3] Ingold C.K., Ingold E.H., J.Chem.Soc. 1310 /1926/;
Ingold C.K., ibid. 1120 /1933/
[4] Ingold C.K., Rec.Trav.Chim. 48, 797 /1929/
[5] Baddeley G., J.Chem.Soc. 663 /1950/
[6] Baker J.W., Barrett G.F.C., Tweed W.T., J.Chem.Soc. 2831 /1952/
[7] Bordwell F.G., Boutan P.J., J.Am.Chem.Soc. 78, 854 /1956/
[8] Lumbroso H., Bull.Soc.Chim. France, 1643 /1955/
[9] Goepfert-Mayer M., Sklar A.L., J.Chem.Phys. 6, 645 /1938/
Sklar A.L., J.Chem.Phys. 5, 669 /1937/; ibid. 7, 984 /1939/
Goepfert-Mayer M., McCallum K.J., Rev.mod.Phys. 14, 248 /1942/
[10] Braude E.A., Ann.Repts.Progr.Chem. /Chem.Soc.London/ 42, 105 /1945/
[11] Dunn T.M., Ingold C.K., Nature, 176, 65 /1955/
[12] Kortüm G., Z.phys.Chem. B. 42, 39 /1939/
[13] Bowden K., Braude E.A., J.Chem.Soc. 1068 /1952/
[14] Koch H.P., J.Chem.Soc. 387 /1949/
[15] Plant D., Tarbell D.S., Whiteman C., J.Am.Chem.Soc. 77, 1572 /1955/
[16] Lumbroso H., Passerini R., Bull.Soc.Chim.France, 311 /1957/
[17] Denyer R.L., Gilchrist A., Pegg J.A., Smith J., Tomlinson T.E.,
Sutton L.E., J.Chem.Soc. 3889 /1955/
[18] Josien M., Dizabo P., Saumagne P., Bull.Soc.Chim.France, 423 /1957/
[19] Chierici L., Passerini R., Atti Accad.naz.Lincei, Rend.Classe Sci.fis.
mat.nat. 14, 99 /1953/
[20] Chierici L., Lumbroso H., Passerini R., Bull.Soc.Chim.France, 686 /1955/
[21] Cerniani A., Passerini R., Righi G., Boll.sci.fac.chim.ind.Bologna 12,
114 /1954/
[22] Lenadri G., Mangini A., Passerini R., Gazzetta, 84, 3 /1954/
[23] Kiss Á., Molnár J., Sándorfy C., Compt.rend. 227, 724 /1948/;
Bull.Soc.Chim.France, 16, 275 /1949/
[24] Robertson W.W., Seriff A.J., Matsen F.A., J.Am.Chem.Soc. 72, 1539 /1939/
[25] Mangini A., Passerini R., J.Chem.Soc. 1168 /1952/
[26] Vogel A.I., Pract.Org.Chem. 3rd Ed. 827 /1956/
[27] Foster G., Org.Synth. 24, 89 /1944/
[28] Kiss Á.I., Muth B.R., Acta Chim.Hung. 7, 373 /1955/

Érkezett 1959.junius 16.

KFKI Közlemények 7.évf. 3.szám, 1959.

HIGANYKAPCSOLÓS IMPULZUSGENERÁTOR

Irta: Madarász Zoltán és Zámori Zoltán

Neutronfizikai Osztály

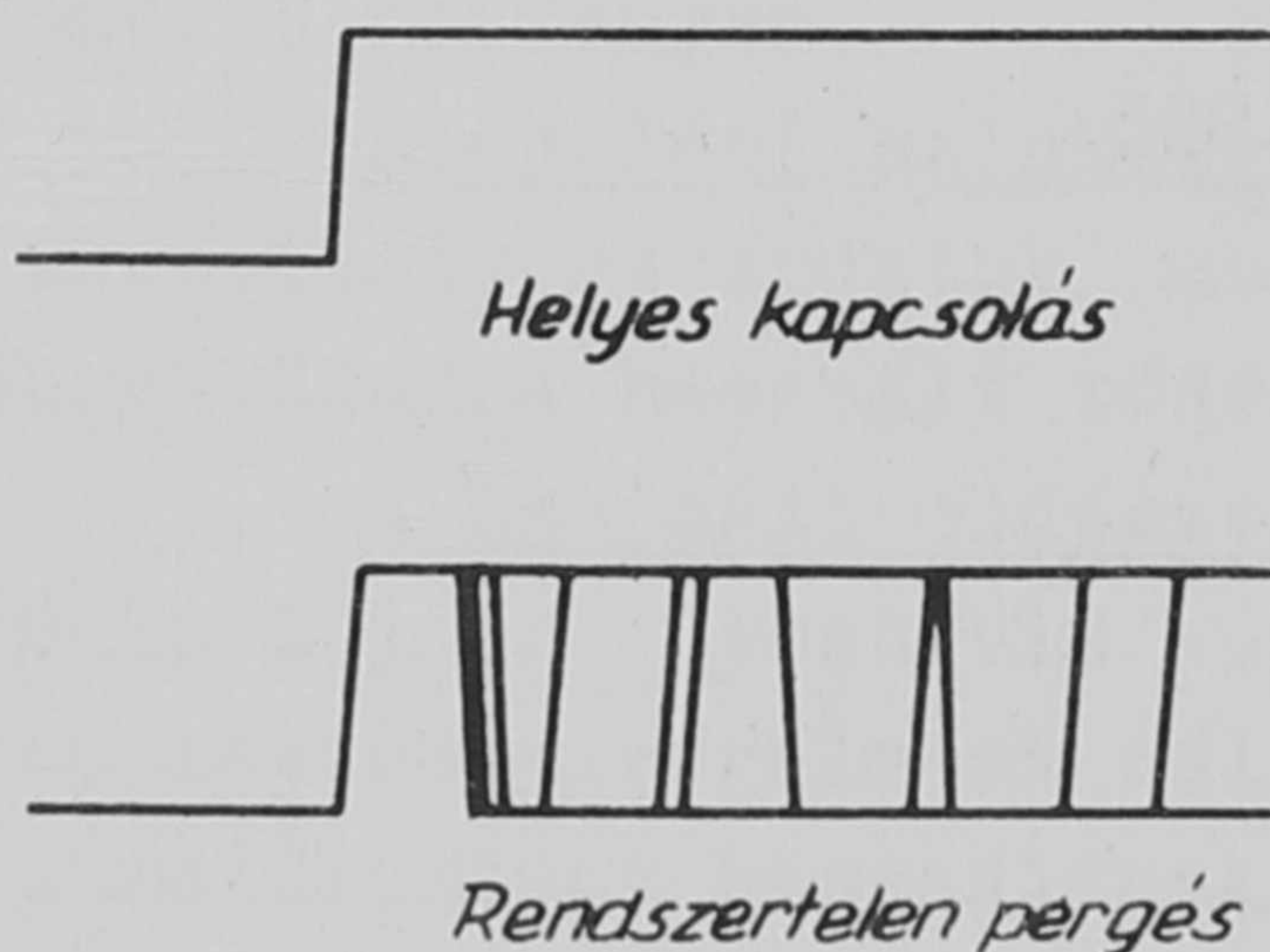
Összefoglalás

Ismertetjük a nagy felfutási sebességű elektromos jelek előállításához használható higanykapcsolók működési elvét és konstrukcióját. Közlünk néhány elektromos kapcsolást, mely a higanykapcsolóval előállított elektromos ugrásfüggvényekből olyan jeleket képes formálni, mint a magfizikában használatos részecske detektorok jelei.

A magfizikai méréseknél használt impulzustechnikai berendezések um. erősítők, diszkriminátorok, koincidencia körök stb. mesterséges jelekkel való hitelesítése és stabilitásuk mérése igen gyakran felvetődő probléma. A mesterséges jeleknek általában a különböző magfizikai detektorok jeleit kell alakhüen utánozniok és emellett amplitudóiknak nagy pontossággal beállíthatóknak kell lenniük. Elektronikus kapcsolásokkal ez nehezen valósítható meg, ugyanis a gyakran szükséges 10^{-8} - 10^{-9} sec felfutási idejű jelek előállítására a közönséges elektroncsövek viszonylag nagy kapacitásuk és kis áramuk miatt nem alkalmasak, tyratron vagy szekunder emissziós csövek alkalmazása pedig nem engedi meg az előállított impulzus amplitudóinak nagy pontosságú ismeretét.

Már régen felvetődött az a gondolat, hogy ha az ember pontosan - akár kompenzációs módszerrel - mért egyenfeszültséget közönséges mechanikus kapcsolóval, vagy periódikus működésre is képes relével, vibrátorral megszaggat, akkor nagy pontossággal ismert amplitudóju ugrásfüggvényeket kaphat, amelyekből passzív, ismert paraméterü impedanciákkal különböző alaku impulzusok formálhatók.

A közönséges mechanikus relék ki és bekapcsolási oszcillogrammjai indított üzemben azt mutatják, hogy a kapcsolási idők kielégítő rövidségűek, azonban a kapcsolások a legprecízebb relék (pl. Siemens polárjelfogó) esetén sem egyértelműek. Bekapcsolás esetén az első érintkezést, kikapcsolás esetén az első megszakadást követő 100-500 μ sec időtartamon belül többszöri és rendszertelen érintkezési - szakadási effektusok - pergések - észlelhetők (1. ábra). Ezek a kapcsolási bizonytalanságok nem engedik meg az egyértelműen továbbformálható ugrásfüggvények előállítását.

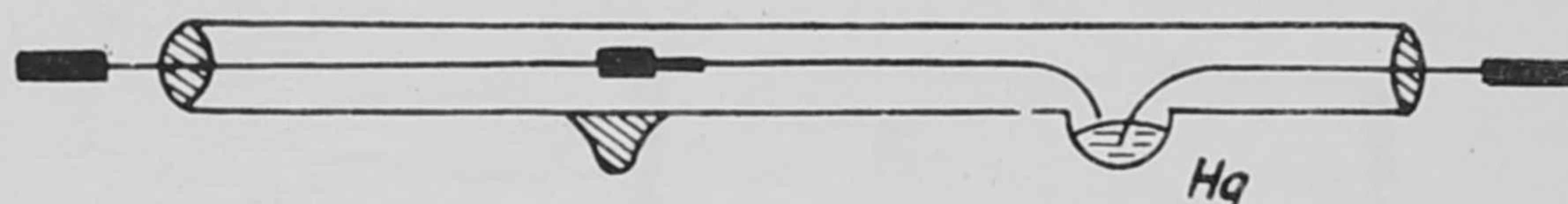


1. ábra

Fémes érintkezésű relék esetén - mint azt többféle rendszeren kipróbáltuk - a pergés jelensége nem kerülhető el. Brown és Pollard [1] közölte azonban egy olyan higannyal nedvesített fémes relé szerkesztési elvét, amelylyel a pergés jelensége megszüntethető. Leírásukban a relé mozgó nyelve két egymás mellé érintőlegesen összehegesztett fémszálból áll, mely egy függőleges helyzetben álló üvegcső tengelyébe van szerelve. Az üvegcső alján higany van, a mozgó nyelv ebbe nyulik bele, és a két drót érintkezése által képzett kapillárison a higany felemelkedik addig a magasságig, ahol az ellenérintkező van szerelve. Ezáltal az érintkezési pont higannyal állandóan nedvesítve lesz. Ennek az a következménye, hogy az érintkezést követő kis amplitudójú mechanikus pergések alatt az elektromos érintkezést biztosító higanycsepp nem szakad meg, és elektromos kapcsolási bizonytalanság nem lép fel. Szakításkor a stroboszkópikus fényképfelvételek tanúsága szerint kis higanyszál képződik, amely az érintkezők távolodásával egyre vékonyodik, míg végül két ponton igen hirtelen megszakad és egy kis higanycsepp esik le.

A higanykapcsoló konstrukciója

A kísérletek során többféle kapcsoló rendszert próbáltunk ki. Az első higanyos típus egy rezgő acélszál volt, végén kihegyezett nikkeldróttal, mely egy higanycseppbe mártódott be (2. ábra). A mozgatót egy, a hálózati frekvenciával működtetett elektromágnes végezte. Az oscillogrammok már nem voltak annyira zavarosak a többszori és rendszertelen



2. ábra

pergés miatt, mint a fémes kontaktusok esetén, de még mindig előfordultak egyes-kettes visszapattanások. Megjegyezzük, hogy a higanyba mártódó nikkeldrótnem nedvesedett a higanytól, tehát nem Hg-Hg érintkezés volt, mint a fenti esetben. Azonban a nedvesítés problémájával nem is foglalkoztunk ennél a típusnál, mivel a rendszer nem mutatkozott kényelmesnek. Az egész kapcsolónak ugyanis állandó vízszintes helyzetben kellett lennie ahhoz, hogy a higanycsepp a mélyedésből ki ne guruljon. S tekintve, hogy a kapcsolót zárt művonalba is be kívántuk építeni, nem tudtuk volna ellenőrizni, hogy esetleges elmozdítás után a higanycsepp helyén van-e. Nedvesítés esetén azonban feltehetőleg ez a rendszer is kielégítően dolgozna, hiszen a nikkeldróten minden bemártódáskor pótlódna a higany.

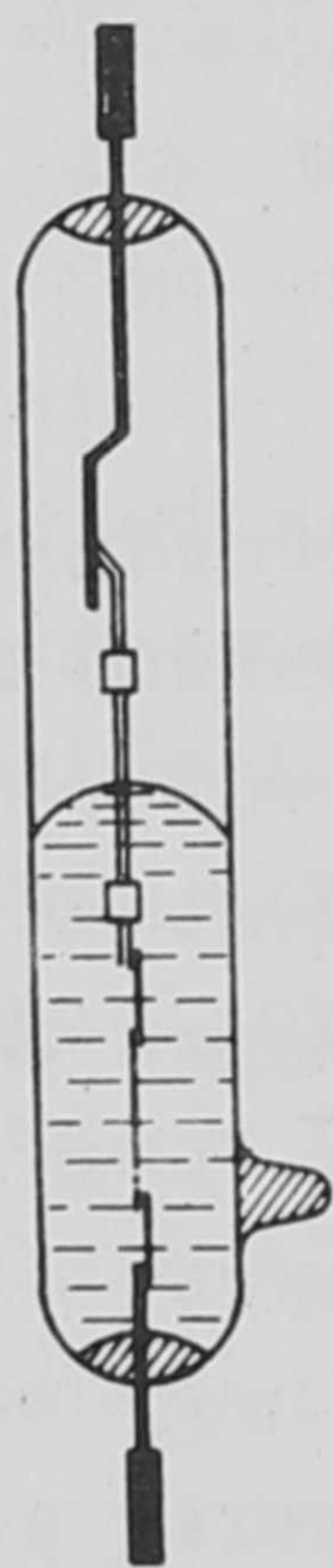
Ehelyett a kapilláris rendszer felépítésén próbálkoztunk. Először két nikkeldrót helyeztünk egymásra bilincsekkel összefogva és azzal próbáltuk felszívni a higanyt. Tekintve, hogy nedvesítés itt sem volt, a higany nem ment fel. Felületi feszültség adatokat a higany, nikkeldrót és levegő páros kombinációira nem találtunk, így elvileg nem tudtuk megítélni, hogy egyáltalán nedvesíti-e a higany a nikkeldrót. Feltételeztük azonban, hogy nedvesíti, s az ellenkező eredményt a nikkeldrót felület tisztátalanságának tudtuk

be. Próbáltuk tehát a felületet tisztítani. Közönséges savakkal és lugokkal végezve ez nem járt eredménnyel. Végre azonban elektrolizissal sikerült a nikkelre higany bevonatot felvinni, s a bevont nikkel lemezre a higany természetesen már felkuszott.

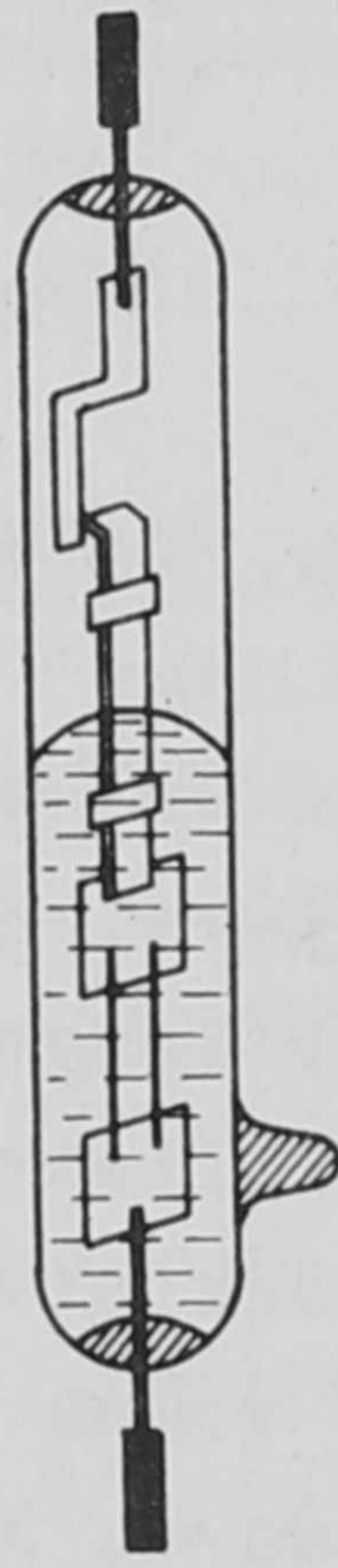
Az eljárás a következőkből áll: Porcellán edény aljára higanyt öntöttünk, föléje pedig 10 %-os KOH oldatot. A KOH oldatba merülő segéd nikkel elektródát pozitív pólusu, a bevonandó nikkel lemezt, illetve huzalt negatív pólusu elektródának használva 2 V-os feszültséggel a lemezt letisztítottuk. Ezután a bevonandó negatív pólusra kapcsolt elektródát bemártottuk az oldat alá rétegzett higanyba. Ezt a műveletet kb. 10-szer, váltakozva megismételtük. Így a lemez megkapta a vékony higany-bevonatot.

A bevont lemezekből összeszereltük hegesztés nélkül az érintkező rendszert és araldit segítségével üvegcsőbe szereltük. Utána a csőbe higanyt töltöttünk, majd a levegő leszívása után 600 Hgmm argont (3.ábra).

Oszcillográffal ellenőrizve hibátlanul működött és higany utánpótlása is folytonos volt, amit abból lehetett megítélni, hogy 1/2-1 óras üzem után az üvegcső falán az érintkezési pont környezetében a szakításkor szét-szórt apró higany cseppek már látható cseppekké folytak össze.



3. ábra



4. ábra

Kontrollképpen higanyozás nélkül is összeszereltünk egy ugyanilyen, lemezekből összeállított rendszert, s oszcillográfon a várt, pergésektől zavaros képet kaptuk. Kiviteleztük az egymást érintő kétszálásrendszert is a kétállású kapcsoló céljaira, az is kifogástalanul működött (4.ábra).

Jelenleg kísérletek folynak arra nézve, hogy a már üvegcsőbe befor-

rasztott szerelvényre vigyük fel a higanyt, s ezzel a gyárthatóságot egyszerűbbé tegyük.*

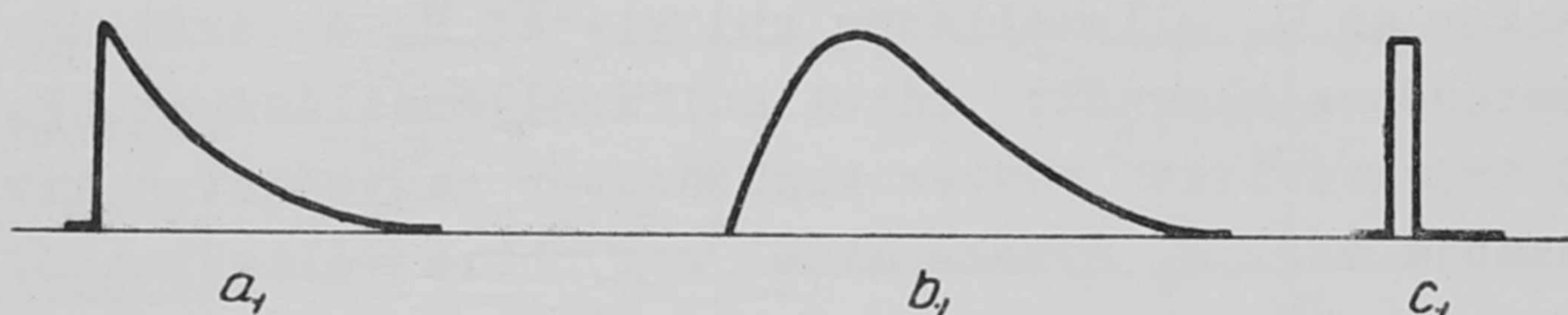
A higany cellák 600 Hgmm argon töltés esetén 10 V feszültség felett 75 Ohm terhelésre dolgozva már szikrázást mutatnak, s a pergéshez hasonló zavarodás jelentkezik az oszcillográfon. Ez annak tulajdonítható, hogy ilyen teljesítmények kapcsolásakor a higany már gőzölög, és bizonytalanná teszi a működést. Ezen nagyobb nyomású gáztöltéssel (pl. 10 atm. hidrogén) lehet segíteni, amely megkönnyíti a hődisszipációt. Ilyen irányú kísérleteket szintén tervbe vettünk.

Impulzusgenerátor kapcsolások [2]

A bevezetésben megadott elvek alapján háromféle generátor kapcsolást valósítottunk meg.

Az első két esetben részecske detektorok jeleinek változtatható, ismert amplitudókkal való imitálása volt a feladat. Ez erősítők, diszkriminátorok, analizátorok tulajdonságainak megismerésére, hitelesítésére szolgálhat.

a/ Az első esetben a jelek felfutása egész meredek, lefutása pedig exponenciális, megfelelően a scintillációs detektorok jeleinek gyors foszforok esetén, um.: antracén, stilbén, plastik és folyadék foszfor.



5. ábra

b/ A második esetben a jelek felfutása és lefutása is exponenciális, megfelelően a lassabb lecsengésű scintillációs foszforoknak.

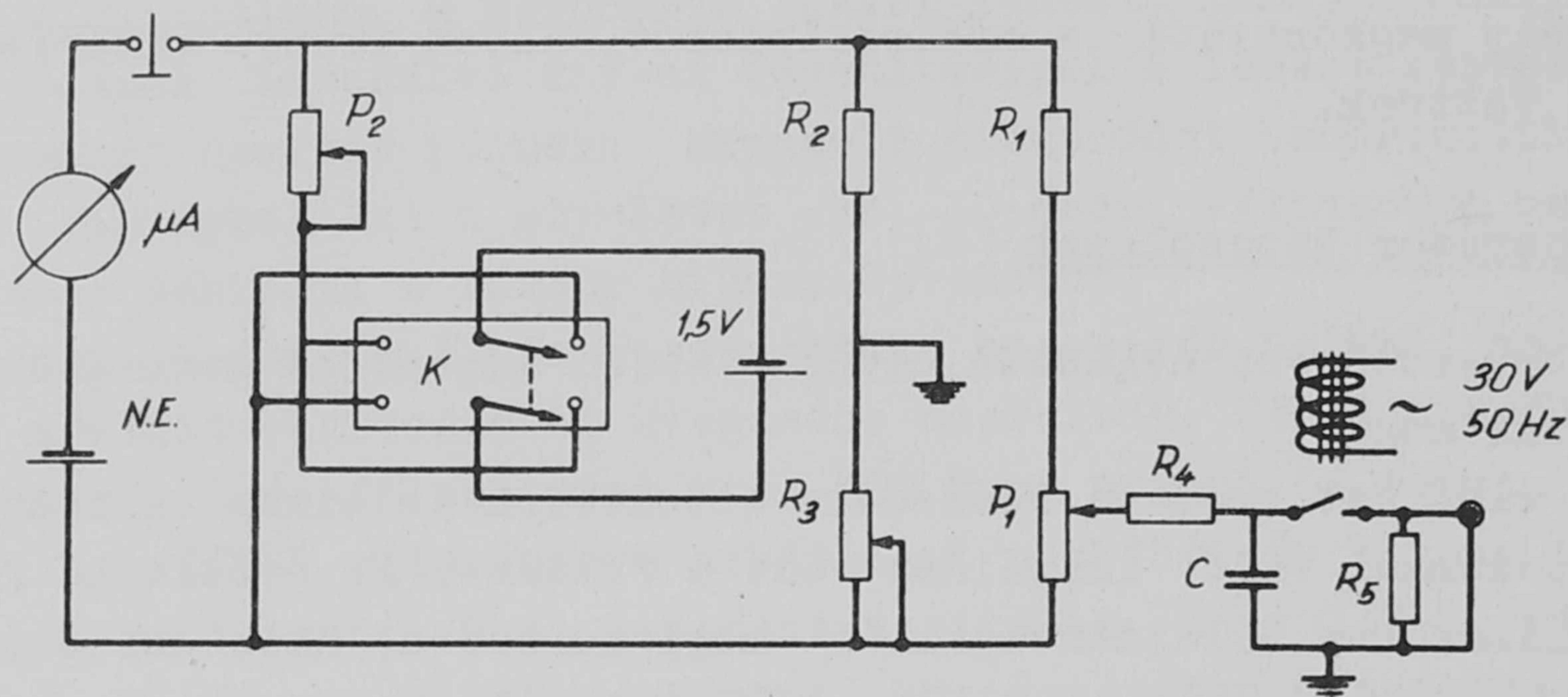
c/ A harmadik esetben a koincidencia körök, különösen a gyors koincidencia körök felbontóképességének vizsgálata volt a feladat, amelyhez igen rövid, 10^{-9} sec időtartam körüli négyzög impulzusokra volt szükség, változtatható impulzus hosszal és amplitudókkal.

a/ Meredek felfutásu, exponenciális lefutásu jelek előállítása

A feladatot úgy lehet megoldani, hogy ismert feszültségre feltöltött kondenzátort a higanykapcsoló segítségével egy kisütő ellenállásra kapcsolunk (6. ábra). 1,5 V-os száraz elem a P_2 potenciométeren keresztül táplálja az $R_1 P_1$ ellenállásokból álló láncot. A P_2 potenciométerrel be lehet állítani, hogy az A ponton az $E_N = 1,0183$ V normál elem feszültséggel azonos feszültség legyen. $R_1 P_1$ ellenállások megfelelő viszonyával a B pont 1 V-os

* A kereskedelmi forgalomban kapható higanykapcsolók: Western Electric Relay, typ. 218 A; 226 B; C.P. Clare Company: HGP 2004. (Ára ~ 17 \$)

értékre állítható. A P_1 tizmenetes helipottal a feszültségek 0-tól 1 V-ig pontosan beállíthatók. Tekintettel arra, hogy a potenciométereknek 0 végállásban is van bizonyos kivezetési ellenállásuk, ami azt jelenti, hogy 0 állásban is lesz bizonyos feszültsége a P_1 potenciométer csuszka pontjának - az R_2R_3 ellenállásokkal a szokásos módon egy ezt kompenzáló hidat képeztünk.



6. ábra

A P_1 helipotról R_4 ellenálláson töltjük a C kondenzátort, amely a relé zárásakor az R_5 ellenálláson sül ki. Az R_5 értékét egyenlőnek vettük a jelek vezetéséhez használt kábel hullámellenállásával. Ez esetünkben 75 Ohm volt. A C induktivitás mentes kondenzátor nagyságát a kívánt impulzus lefutási idő szabja meg. R_4 értéke minél nagyobbra választandó, mivel a kapcsolók zárásakor az $\frac{R_5}{R_4 + R_5}$ viszonyoknak megfelelő nagyságu impulzus talapzat keletkezik. A kondenzátor teljes feltöltéséhez viszont $T = 5R_4C$ idő kell, ahol a T időt a relé nyitvatartási ideje szabja meg. Ez R_4 -re egy felső korlátot ad. Mi $R_4 = 30 \text{ K } \Omega$ -ot használtunk. A kimenő polaritást a K kapcsolóval tudjuk változtatni.

A jelek felfutási ideje a C kondenzátor induktivitás értékétől függ. Induktivitás-szegény kondenzátorral 10^{-8} sec-nál kisebb felfutási idő érhető el. A lefutási idő C értékével tetszés szerint beállítható. Hosszu lefutási idők esetén (pl. ion kamra jelimitálás) C növelése miatt az R_4 -et megfelelően csökkenteni kellene, de ezzel a jeltalapzat oly mértékben emelkedne, amely már nem elhanyagolható. Ilyen esetekben célszerű kétállásu relét használni. Egyik állásban töltődik a kondenzátor a feszültség forrásból, a másikban kialsúl a terhelése.

b/ Exponenciális felfutásu és lefutásu jelek előállítása

Feladatunk most az, hogy olyan exponenciális lecsengésű jeleket állítsunk elő, melyeknek véges és változtatható a felfutási idejük is, hogy ezzel a nagyobb időállandóju foszforok scintillációs jeleit is reprodukálni tudjuk.

Egy scintillációs detektor kimenő impulzus alakja (5.b. ábra), ha a

foszfor lecsengési ideje T , a multiplier anóellenállása R , anód-föld kapacitása C , a következő egyenlettel írható le:

$$V_k = \frac{i_0 R T}{R C - T} \left[e^{-\frac{t}{R C}} - e^{-\frac{t}{T}} \right]$$

Ugyanezt a függvényt a 7. ábrán látható kapcsolással tudjuk reprodukálni. Ha erre az áramkörre felírjuk a Kirchhoff egyenleteket, akkor a V_k kimenő feszültségre a következő összefüggést nyerjük:

$$V_k = \frac{V_0}{R_1 C_2} \frac{1}{\alpha_1 - \alpha_2} \left[e^{\alpha_1 t} - e^{\alpha_2 t} \right]$$

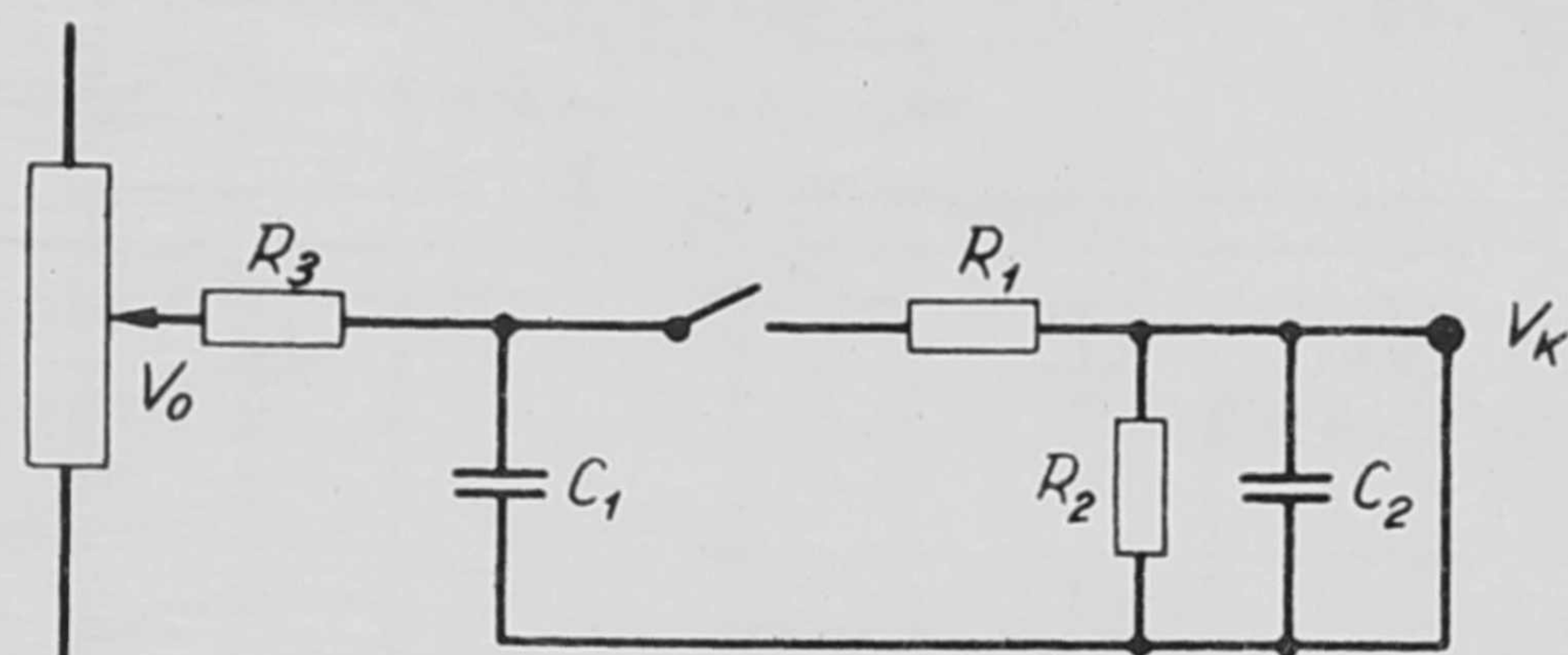
ahol α_1, α_2 értékei egy másodfoku egyenlet megoldásaiból adódnak.

$$\alpha^2 + b \alpha + c = 0$$

$$b = \frac{1}{R_1 C_1} + \frac{R_1 + R_2}{R_1 R_2 C_2} \quad \text{I.}$$

$$c = \frac{1}{R_1 R_2 C_1 C_2} \quad \text{II.}$$

Az α_1, α_2 értékeinek megadásával kereshetjük a szükséges áramköri elemeket. Tekintve, hogy kapcsolásunkban összesen négy elem van, s egyenletünk csak két adatot határoz csak meg, úgy járhatunk el, hogy pl. R_2 értékét R_1 ; C_2 értékét C_1 egységében keressük, R_1 és C_1 értékét pedig önkényesen választjuk meg. Az $R_1 C_1$ szorzattal egyuttal a formulánkban szereplő időparaméter egységét is meghatároztuk.



7. ábra

Ennek egységében kell majd megadnunk az α értékek reciprokát is. Ekkor a közös másodfoku egyenlet összefüggéseiből, valamint az I és II egyenletekből R_2 és C_2 értékeire a következő kifejezések adódnak:

$$R_2 = - \frac{(1 + \alpha_1)(1 + \alpha_2)}{\alpha_1 \alpha_2}$$

$$C_2 = - \frac{1}{(1 + \alpha_1)(1 + \alpha_2)}$$

A jelek maximális amplitudói ekkor a következőképpen fognak függeni a C_1 kondenzátor kezdeti V_0 feszültségétől és a kapcsolási elemek értékeitől:

$$V_{k \max} = \frac{V_0}{R_1 C_2} \frac{1}{\alpha_1 - \alpha_2} \left[\exp \frac{\alpha_1 \ln \frac{\alpha_2}{\alpha_1}}{\alpha_1 - \alpha_2} - \exp \frac{\alpha_2 \ln \frac{\alpha_2}{\alpha_1}}{\alpha_1 - \alpha_2} \right]$$

Ha például a gammaspektroszkópiában széles körben alkalmazott NaJ(Tl) foszfor jeleit akarjuk reprodukálni, ahol a foszfor lecsengési idő $T = 0,25 \mu\text{sec}$ és az általában alkalmazott anód időállandó $1 \mu\text{sec}$, akkor

$$R_1 = 500 \Omega$$

$$C_1 = 1 \text{ nF} \quad \text{megválasztásával} \quad \alpha_1 = -0,5; \alpha_2 = -2$$

$$R_2 = 250 \Omega$$

$$C_2 = 2 \text{ nF}$$

és

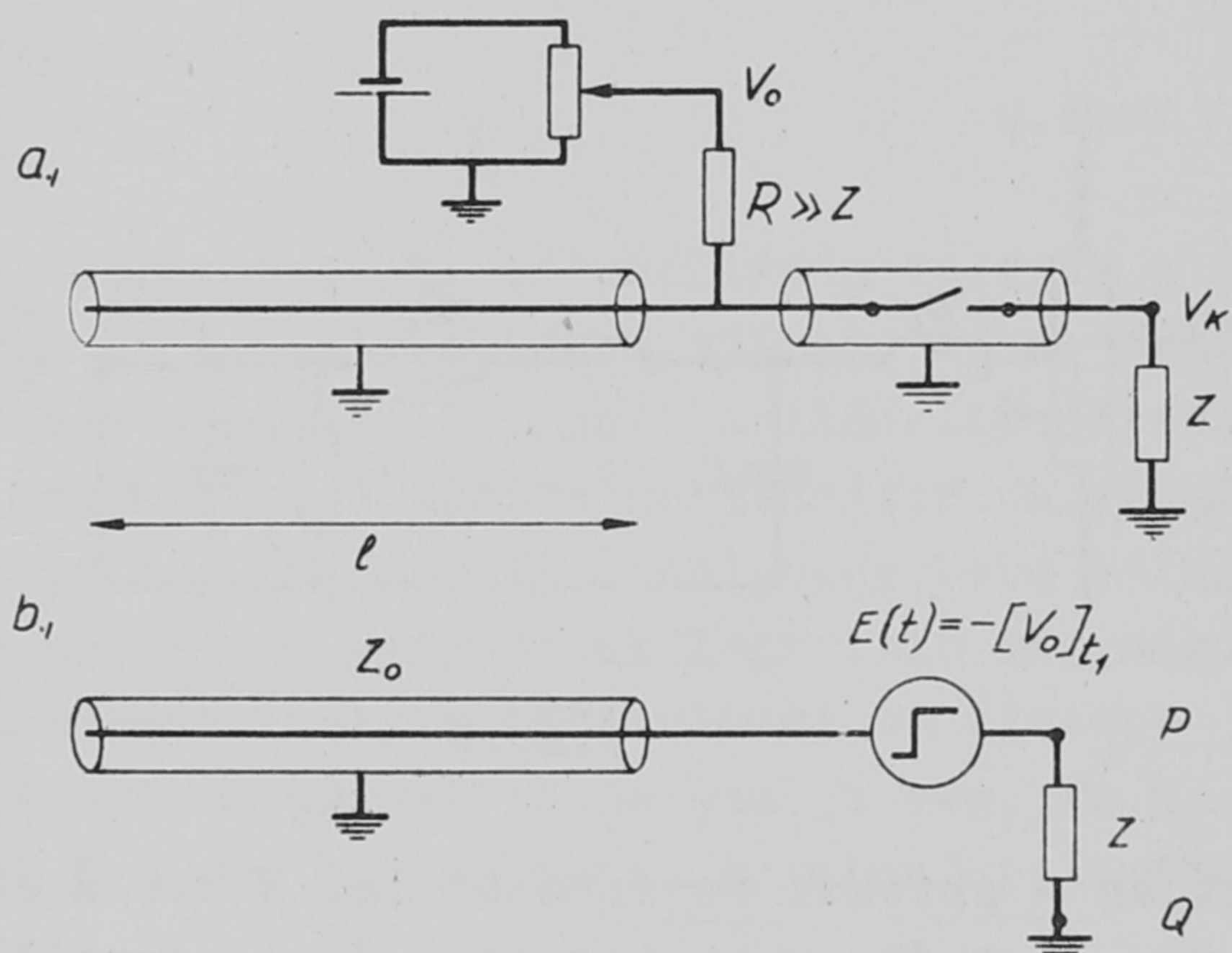
$$\frac{V_{k \text{ max}}}{V_0} = 0,158$$

értékek adódnak, és a nyert jelalak azonos lesz a NaJ(Tl) foszfor scintillációs jeleivel.

c/ Milimikroszekundumos időtartamu jelek előállítása

Rövid impulzusok előállítása úgy történhet, hogy egy V_0 feszültségre feltöltött kábel darabot a kábellel azonos hullámellenállású művonalba helyezett kapcsoló segítségével rákapcsolunk egy helyesen illesztett terhelésre. A kisütéskor keletkező impulzus időtartama kétszer olyan nagy, mint a-

mennyi idő alatt egy elektromos jel áthalad a kábelon, amplitudója pedig fele annak a feszültségnek, amelyre a kábel eredetileg fel lett töltve.



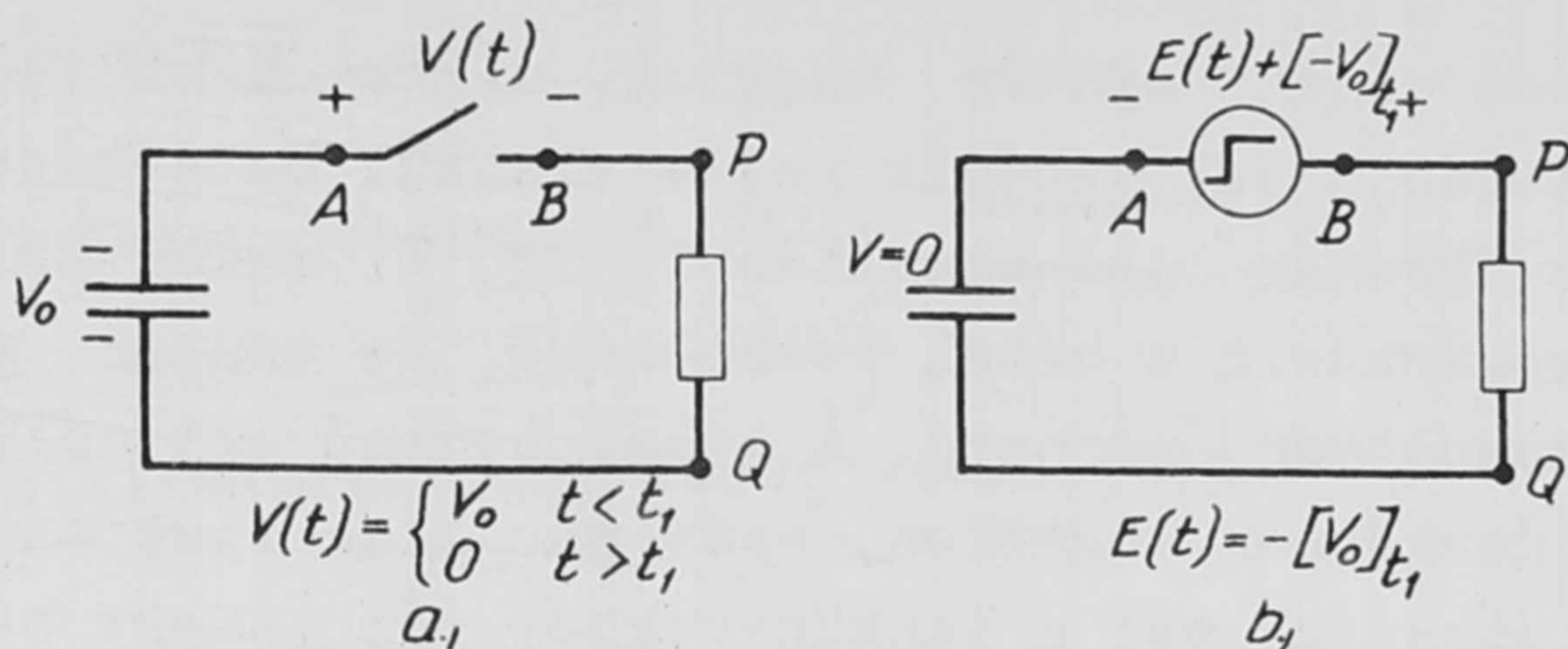
8. ábra

Ezt az eredményt a 8. a. ábra kapcsolási rajza alapján közvetlenül nem láthatjuk be. Egy kapcsolót ugyanis nem lehet áramkörileg egyszerűen kezelni. Ha magát a kapcsolót hol zérus, hol végtelen ellenállású kapcsolási elemnek tekintjük, az áramköri egyenletek nem lesznek állandó együtthatójuak. Ehelyett min-

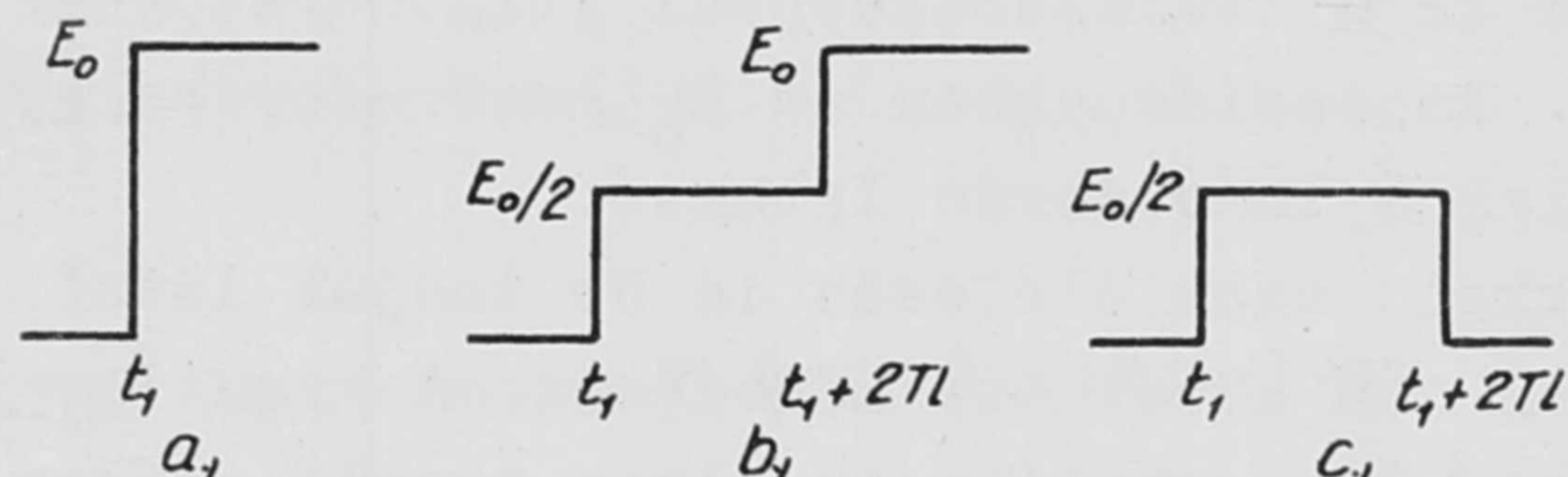
dig olyan helyettesítő kapcsolást csinálnak, amelyben a kapcsolót egy ugrásfüggvény generátorral helyettesítik oly módon, hogy a kapcsolás kimenő pontjain egyforma feszültséget kapjanak úgy a kapcsolóval, mint az ugrásfüggvény generátorral. Az ugrásfüggvények áramköri hatása pedig Laplace transzformációk segítségével már analitikusan könnyen tárgyalható.

A kapcsolás helyettesítése a következőképpen történhet. Megnézzük, hogy a hálózat A, B pontjában (9. ábra), melyek közé a relé van bekapcsolva, mennyi a feszültség nyitott és zárt kapcsoló állás esetén. Legyen ez $V = V_0$ $t < t_1$ és $V = 0$ $t > t_1$ esetére. t_1 a kapcsoló zárásának időpillanata. Ha most ugyszintén az A, B pontok közé a kapcsoló helyett egy ugrásfüggvény generátort helyettesítünk be, amelynek a feszültsége $E(t) = -[V_0]_t_1$ (ez a szimbóluma a t_1 időpillanatban kapcsolódó V_0 amplitudóju ugrásfüggvénynek), és ugyanakkor a hálózat belső elektromotoros erőit 0-nak képzeljük, akkor ez a

hálózat tetszőleges P, Q kimenő pontjain ugyanolyan feszültségeket fog eredményezni, mint az eredeti, még kapcsolóval dolgozó hálózat belső elektromotoros erői okoztak ugyan itt. Ez a 9. ábra egyszerű kapcsolásaival szemléltethető. Az a/ esetben a konden-



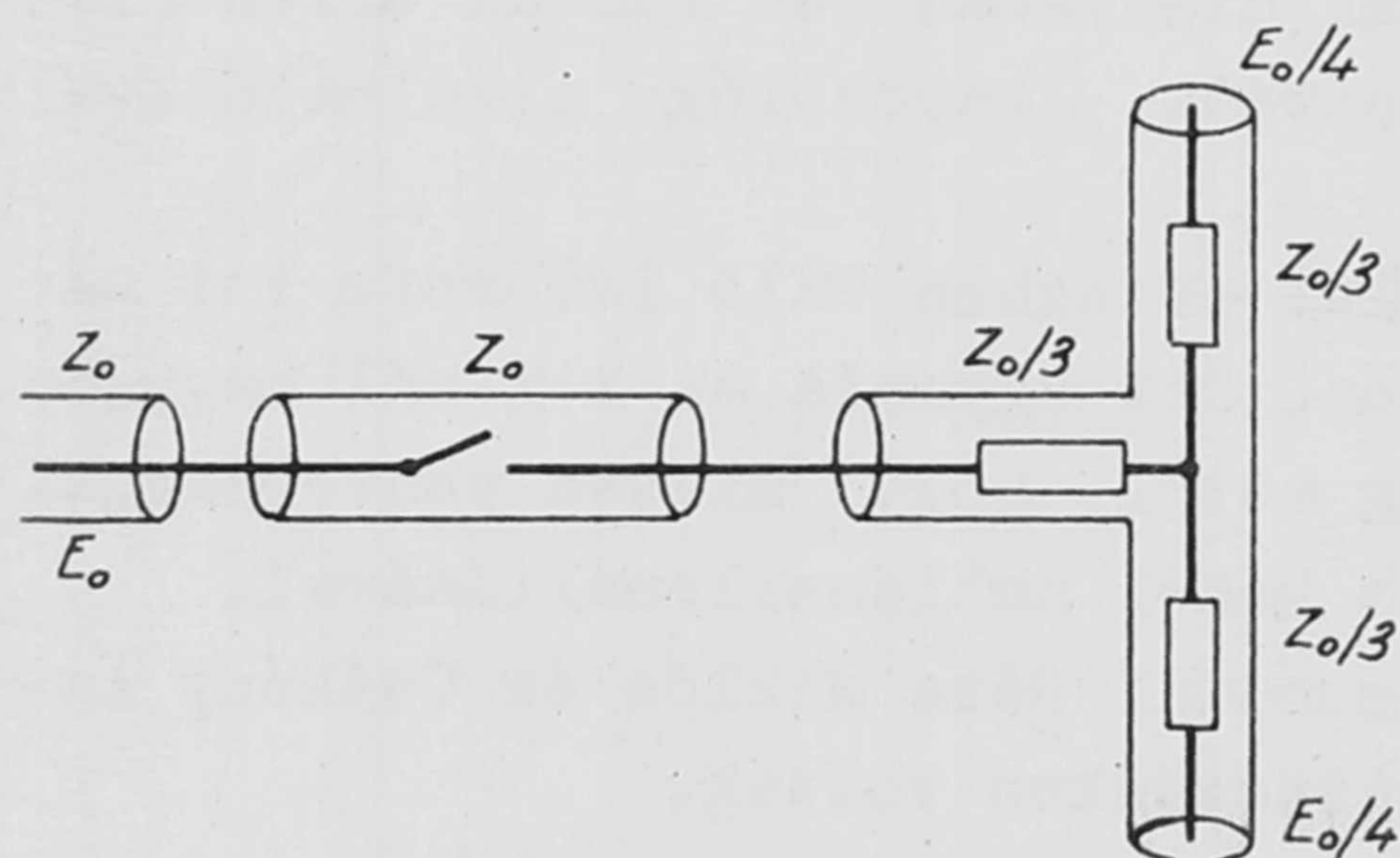
9. ábra



10. ábra

kimenő P, Q kapcsokon ugyanaz a feszültségváltozás, mint előbb.

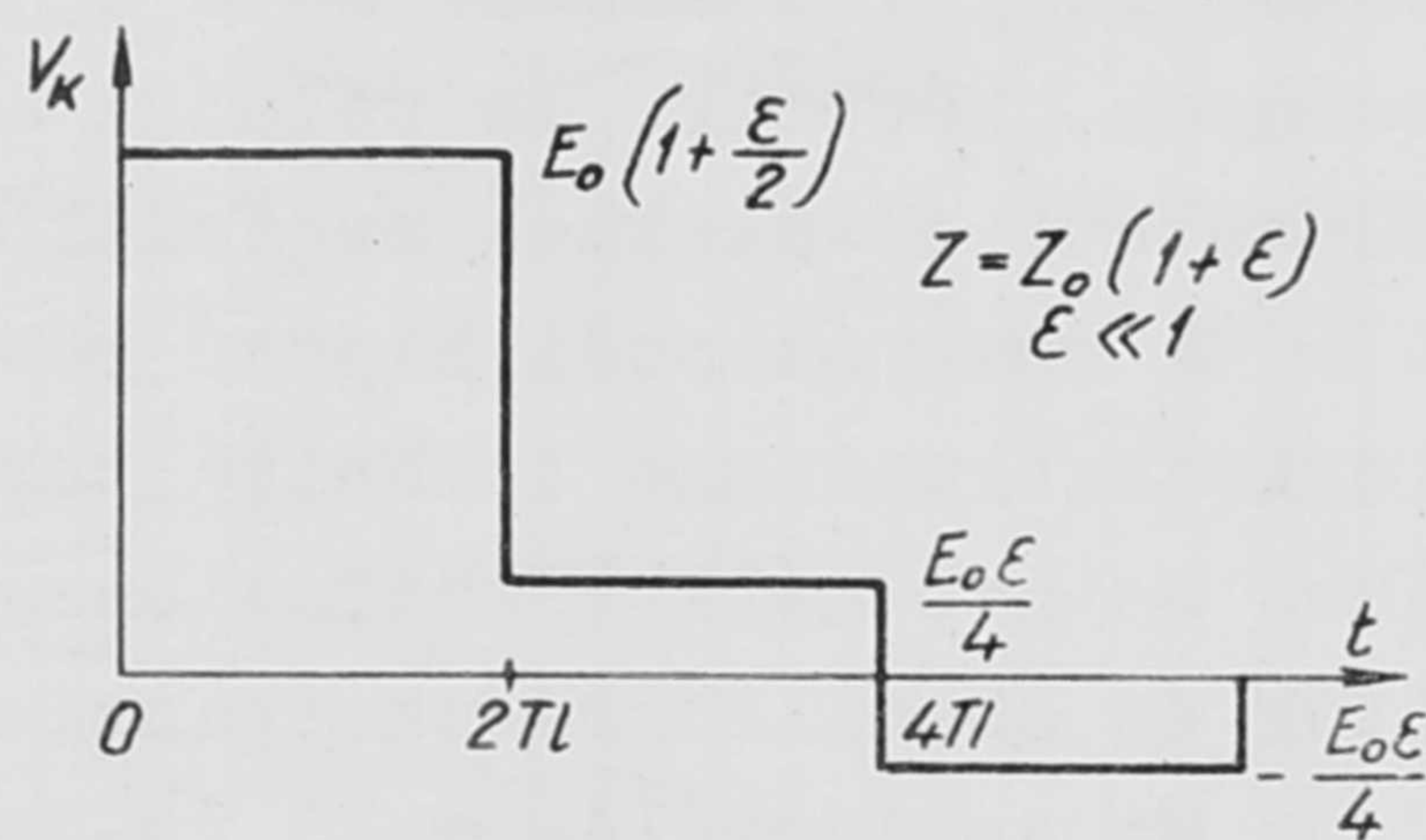
Hasonló megfontolásokkal a 8/a. ábra a 8/b. ábrának megfelelően helyettesíthető [3]. Ha ezt a helyettesítést beláttuk, a továbbiakban könnyen szemléletessé is tehetjük a generátor működését. Nézzük ugyanis a 8/b. ábrát. Itt tulajdonképpen egy Z belső ellenállású, E_0 elektromotoros erejű generátornak egy hullámvezetőre való rákap-



12. ábra

csolásának a hatását kell vizsgálnunk. Tudjuk, hogy minden kábel a bekapcsolás után, amíg csak egyirányú hullámok haladnak rajta - azaz míg a jel nem vesz tudomást a kábel végén a lezáró ellenállás által megszabott határfeltételekről - addig a hullám ellenállásának megfelelő Z_0 impedanciát képvisel. A Z_0 hullámellenállás ugyanis épp azt jelenti, hogy az egyirányban továbbhaladó feszültség és áram viszonya mennyi. Ez nyilván a kábel tulaj-

zator V_0 feszültségre volt töltve és a kapcsoló működése okozott feszültség változást a kimenő P, Q pontokon, míg a b/ esetben a kondenzátor nincs töltve (belső feszültségek zérussal egyenlők) és a kapcsoló helyére helyezett ugrásfüggvény generátor következtében jön létre a



11. ábra

donságaitól - kapacitásától és induktivitásától függ, ami itt a $Z_0 = \sqrt{\frac{L}{C}}$ mennyiségben jut kifejezésre. Tehát a kábel bemenetén mérhető feszültség az első időpillanatban $E_0 \frac{Z_0}{Z+Z_0}$. Ha a generátor belső ellenállása $Z=Z_0$, akkor a kábel bemenetén mérhető feszültség $E_0/2$. Ha a kábelnek a generátortól tá-

vol eső végét nyitva hagyjuk, akkor mint tudjuk azonos előjelű és azonos amplitudóju jel verődik rajta vissza. Ha a kábelon az egységnyi ut befutásához szükséges jel-áthaladási idő T , akkor $2T$ idő múlva ez a visszaverődő jel megérkezik a kábel bemenetére, és ezután a kábel bemeneten már a teljes V_0 feszültség mérhető. A kábel bemenő ellenállása ettől az időponttól lesz tulajdonképpen végtelen, azaz már csak tisztán kapacitív jellegű. A 10/b. ábrán láthatjuk ezt a tankönyvekből jól ismert bekapcsolási diagrammot.

Ha figyelembe vesszük, hogy a generátor egy a t_1 időpillanatban bekapcsolódó E_0 amplitudóju ugrásfüggvényt állít elő, a kábel bemeneten viszont a 10/b. ábrának megfelelő alakú jel képződik, akkor egyszerű összegezéssel megnézhetjük, hogy milyen jel alakul ki a tulajdonképpeni jelgenerátorunk P, Q kimenő pontjain, ami helyettesítő kapcsolásunkban az E_0 generátor belső ellenállását reprezentálja. Ez a jelalak a 10/c. ábrán látható.

Az ismertetett helyettesítésekkel szemléletesen is be tudjuk látni, a jelgenerátornak különben közvetlenül nem követhető működését. A kvantitativ tárgyalás Lewis és Wells munkájában [3] megtalálható olyan szemléletesen már nehezen követhető esetekre is, amikor $Z=Z_0$ pontosan nem áll fenn, és a vonalon többszörös visszaverődések lépnek fel. Ennek hatása a P, Q kimenő pontokon is jelentkezik, és a 11. ábrán látható főimpulzust további lépcsős függvények követik. Ha például $Z/Z_0 = 1+\varepsilon$ úgy a kimenő jel alak a 11. ábrán feltüntetett értékeknek megfelelően módosul.

A generátorból kijövő rövid négyszög jelek nagyon jól használhatók a milimikroszekundumos technika területén és pl. gyorskoincidencia körök beméréséhez szinte nélkülözhetetlenek. Ugyancsak jól felhasználhatók impulzus erősítők és oszcillográfok tranziens jelenségeinek vizsgálatához.

Mi jelformálásra 15 cm-es kábelhosszat használva késleltetett koincidencia módszerrel mérve $1,2 \cdot 10^{-9}$ sec jel hosszát állítottunk elő. Koincidencia körre való csatlakozás alkalmával a jelek elosztásánál figyelembe vettük a helyes kábel illesztéseket (12. ábra).

A jel alakot megfelelő oszcillográf hiányában nem tudtuk ellenőrizni, de Garwin [4] hasonló, művonalba épített kapcsolók alkalmazásával $3 \cdot 10^{-10}$ felfutási időt mért.

A kijövő jelek amplitudóinak abszolút értékben való ismerete itt már nem olyan pontos, mint az a/ és b/ esetekben. Ott ugyanis az 1 %-nál nagyobb pontosság könnyen elérhető, míg itt ez függ attól, hogy milyen pontossággal tudtuk lezárni a berendezést az alkalmazott kábel hullámellenállásával.

Befejezésül szeretnénk köszönetet mondani Bába Miklós és Csákány Antal kollégáinknak, akik több kérdésben segítségünkre voltak.

I r o d a l o m

- [1] Brown J.T.L., Pollard C.E., Elect. Engng. 66, 1106 /1947/
- [2] Davic O.H., Electronic Radio Engr. 35, 332 /1958/
- [3] Lewis I.A.D., Wells P.H., Millimicrosecond Pulse Techniques Pergamon Press Ltd. 1954.
- [4] Garwin R.L., Rev.Sci.Instr. 21, 903 /1950/

Érkezett 1959.május 6.

KFKI Közlemények 7.évf. 3.szám, 1959.

STABILIZÁLT TÁPFESZÜLTSEGFORRÁS RÁCSVEZÉRELT EGYENIRÁNYÍTÓKKAL

Irta: Sebestyén Béla és Vajda Ferenc

Elektronikus Kutató Csoport

Összefoglalás

A cikk 300 V egyenfeszültségű, 0 - 420 mA terhelhetőségű tápegységet ismertet, melynek fő jellemzője jó hatásfoka és kis mérete. Rácsvezérelt egyenirányítóval dolgozik. Egyenirányítója pentóda. A hálózat $\pm 10\%$ -is ingadozása esetén relatív kimenőfeszültségváltozása $< 2 \cdot 10^{-3}$. Terhelés hatására létrejövő relatív kimenőfeszültségváltozása $< 3 \cdot 10^{-3}$ a névleges áramtartományon belül.

1. Bevezetés

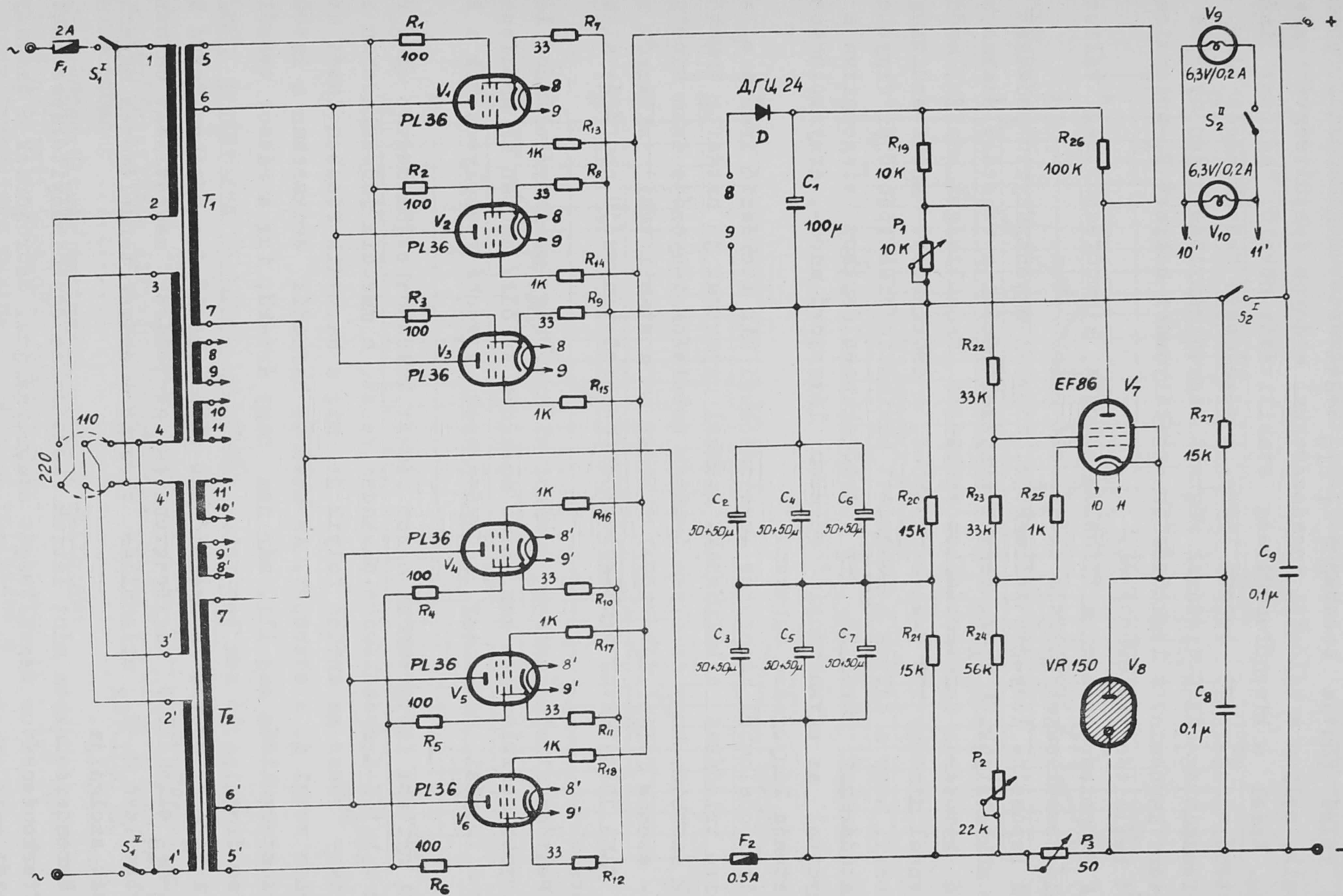
Elektroncsővel működő stabilizált egyenfeszültségű tápegységek hatásfoka általában nem kedvező. Soros stabilizátoroknál a soros szabályzó csövön, parallel stabilizátoroknál a soros ellenálláson és a parallel csövön jelentékeny teljesítményvesztés adódik. A hatásfok javítás egy módja, hogy a feszültség szabályzást az egyenirányító részben végezzük. A célra rácsvezérelt vákuumegyenirányítókat alkalmazhatunk. Az irodalomból ismert hasonló megoldásokban az egyenirányítócső trióda [1][2][3][4]. Az Elektronikus Kutatócsoportban olyan megoldást dolgoztunk ki, melyben egyenirányítócsőként pentódát használunk. Pentóda alkalmazásának előnye alábbi leírásunkból kitűnik.

Mindenekelőtt a berendezés elektromos felépítését ismertetjük kapcsolási rajz alapján, majd a mérési eredményeket közöljük, végül a továbbfejlesztés lehetőségeiről számolunk be.

2. Kapcsolási vázlat

A kapcsolási vázlat az 1. ábrán látható. A berendezés áramellátása két teljesen azonos transzformátoron (T_1, T_2) keresztül történik. Lényegében kétoldalas egyenirányító kapcsolás, mely a diódás megoldásoktól csupán abban különbözik, hogy egyenirányítóként vezérelhető csöveket használunk. A csövek vezérlőrácsfeszültségének változtatásával befolyásolni lehet a vezetőszakaszban a csövek átlag-ellenállását és így a pufferkondenzátoron lévő feszültséget is.

A kimenőfeszültség C_2-C_7 kondenzátorcsoporton jelenik meg. Változását - ismert módon - referenciafeszültséggel összehasonlítva érzékeljük, majd erősítés és fázisfordítás után az egyenirányítócsövek rácsára visszük. Az így létrejövő hatás a kimenőfeszültség megváltozását előidéző tényezők ellen dolgozik. Pl. terhelésnövekedés, vagy hálózati feszültségcsökkenés esetén az



1. ábra

egyenirányítócsövek rácsfeszültsége pozitívabbá válik az áteresztési átlag-ellenállás lecsökken. Fordított esetben viszont megnő.

A V_7 szabályzóerősítő áramkörének felépítése megszokott. A P_2-R_{22} fő-osztó felső pontja azonban a P_1-R_{19} segédosztó megcsapolási pontjára csatlakozik, melyen a hálózati ingadozásokkal arányos feszültségváltozás jelenik meg. Ezzel a kimenőfeszültség stabilitását növelő, "hálózat irányából" történő szabályzást hozunk létre. A segédosztó feszültségét V_1-V_6 csövek fűtőfeszültségéből D-diódával végzett egyenirányítás útján nyerjük a C_1 kondenzátor kapcsain. A legkedvezőbb szabályozási helyzet P_1 -potenciométer megfelelő beállításával érhető el.

A P_3 -potenciométer a terhelés okozta kimenőfeszültség változások kompenzáló feszültségét állítja elő V_1 -cső rácskörében.

A kapcsolás lényeges jellemzője, hogy az egyenirányító-csőveket pentódként működtetjük. A V_1-V_6 csövek árnyékolórácsai a vezetési szakaszban a megfelelő katódáram fenntartásához szükséges feszültséget kapják, anódjaik viszont ennél mintegy 100 V-al kevesebbet. A csökkentett anódfeszültség lehetővé teszi, hogy a csövek megengedett maximális disszipációját figyelembe véve a katódáramot növeljük. Így a triódkapcsolásokhoz viszonyítva a csőszám, egyúttal az egyenirányítócsöveken létrejövő anód-, árnyékolórács- és fűtésvesztés lényegesen csökken.

Az irodalomból ismeretes megoldásoknál kis áteresztő irányu ellenállással bíró triódákat alkalmaznak. Ezekkel ugyancsak jó hatások érhetőek el, hátrányuk azonban, hogy az ilyen triódák erősítési tényezője igen kicsiny és e miatt - azonos felépítést figyelembe véve - a stabilitási jellemzők rosszabbak, mint jelentékeny árnyékolórács-erősítési tényezőjű pentódkák alkalmazása esetén.

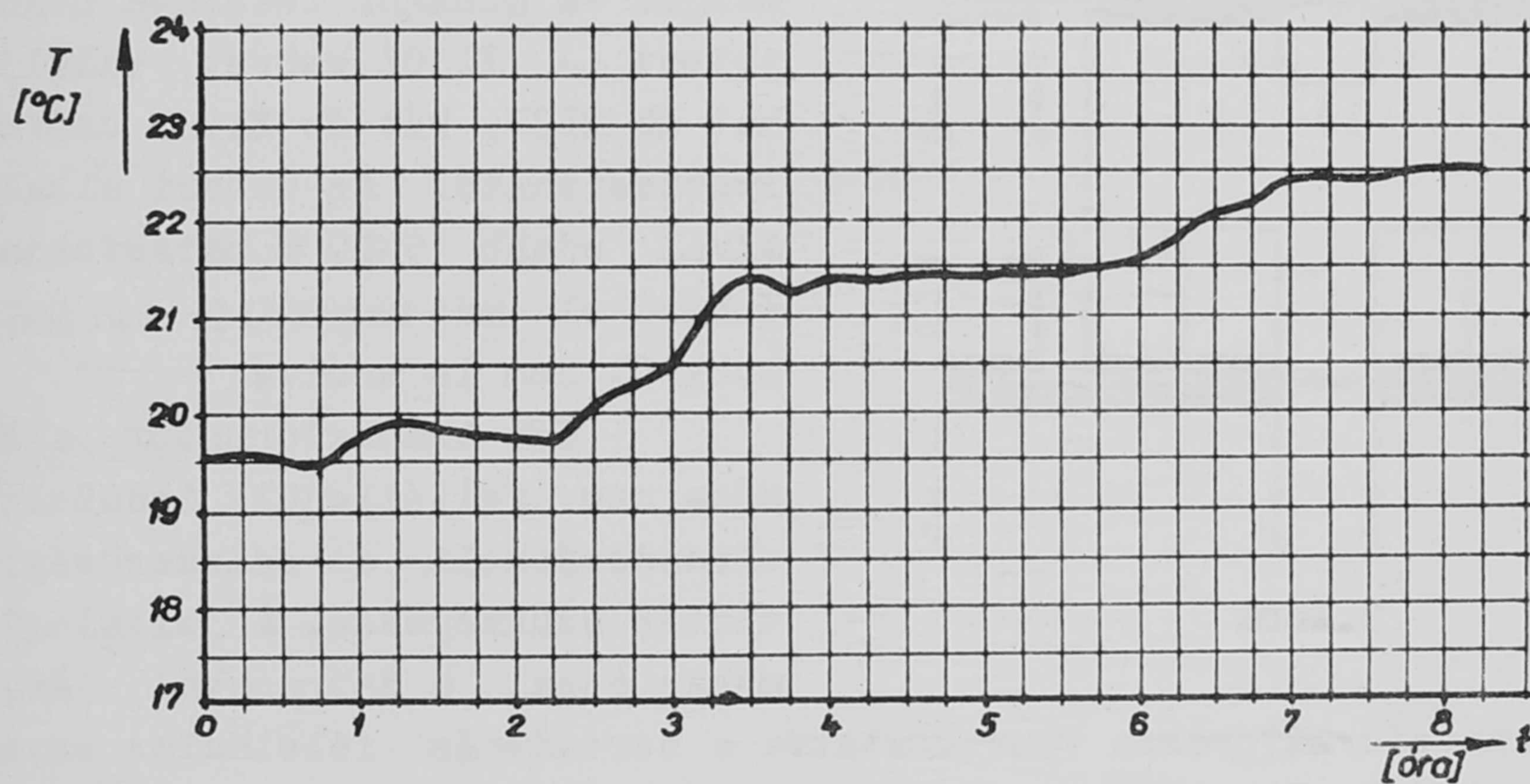
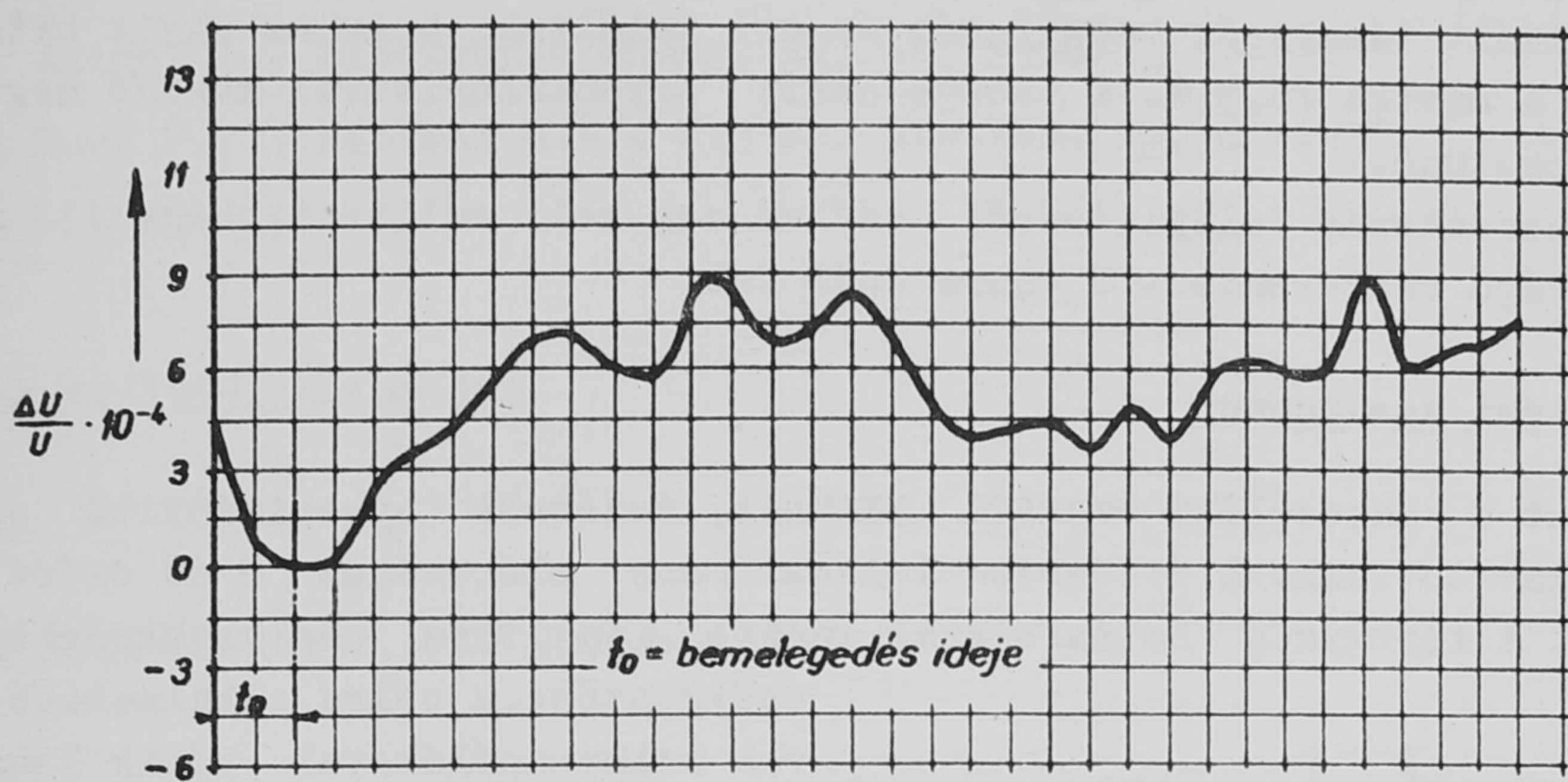
Pentóda alkalmazásának további előnye, hogy az árnyékolórács lényegesen nagyobb feszültséget kap, mint amekkora triódák esetén az anódfeszültség. Így a folyási szög nagy, a csucsáramok kevésbé veszélyeztetik a katódot.

A nyitási időtartamnak három részét különböztetjük meg. Az első részben csak a katód-árnyékolórács-szakasz vezet, a második időszakban a katódáram nagy része az anódon folyik át, míg a harmadik részben ismét az árnyékolórács veszi át a szerepet. Az első és harmadik szakaszban a katód-árnyékolórácsfeszültség még ill. már nem nagy értékű, így a rácsot veszélyeztető káros disszipáció nem lép fel.

A $V_1 - V_6$ csövek árnyékolórács ill. vezérlőrács-körében fekvő R_1-R_6 ill. $R_{13}-R_{18}$ ellenállás nagyfrekvenciás gerjedések meggátlását célozza. A katódkörben lévő R_7-R_{12} ellenállás viszont a csövek terhelésének egyenletes eloszlását szolgálja.

Berendezésünkben mint látjuk kétoldalas egyenirányítókapcsolást követő pufferkondenzátor feszültségét stabilizáljuk. Szűrőkörnek a szabályzó-körön belül való elhelyezése - ha egyáltalán lehetséges - nagy nehézségekkel jár; a szabályzógerjedése ugyyszólván elkerülhetetlen. Ezért mellőztük. Ez viszont magával hozza, hogy a kimeneten néhány V bugófeszültséget kapunk.

Alkalmazás esetén ezt figyelembe kell venni. Amennyiben a tápegységet bugófeszültségre kényes egységekhez kívánjuk használni, a kimenőkapcsok és az áramkör közé megfelelő szűrőtagot kell iktatni.



2. ábra

3. Mérési eredmények és egyéb jellemzők

- a/ A kimenőfeszültség értéke 300 V
- b/ A kimenőfeszültség állítási lehetősége $\pm 5\%$
- c/ Áramtartomány 0-420 mA
- d/ A kimenőfeszültség maximális relatív változása
 $\pm 10\%$ hálózati ingadozás esetén $1,4 \cdot 10^{-3}$
- e/ A kimenőfeszültség maximális relatív változása a
 terhelhetőség határain belül max. $2,6 \cdot 10^{-3}$
- f/ Maximális bugófeszültség 5,4 V
- g/ Hatásfok 41,5 %

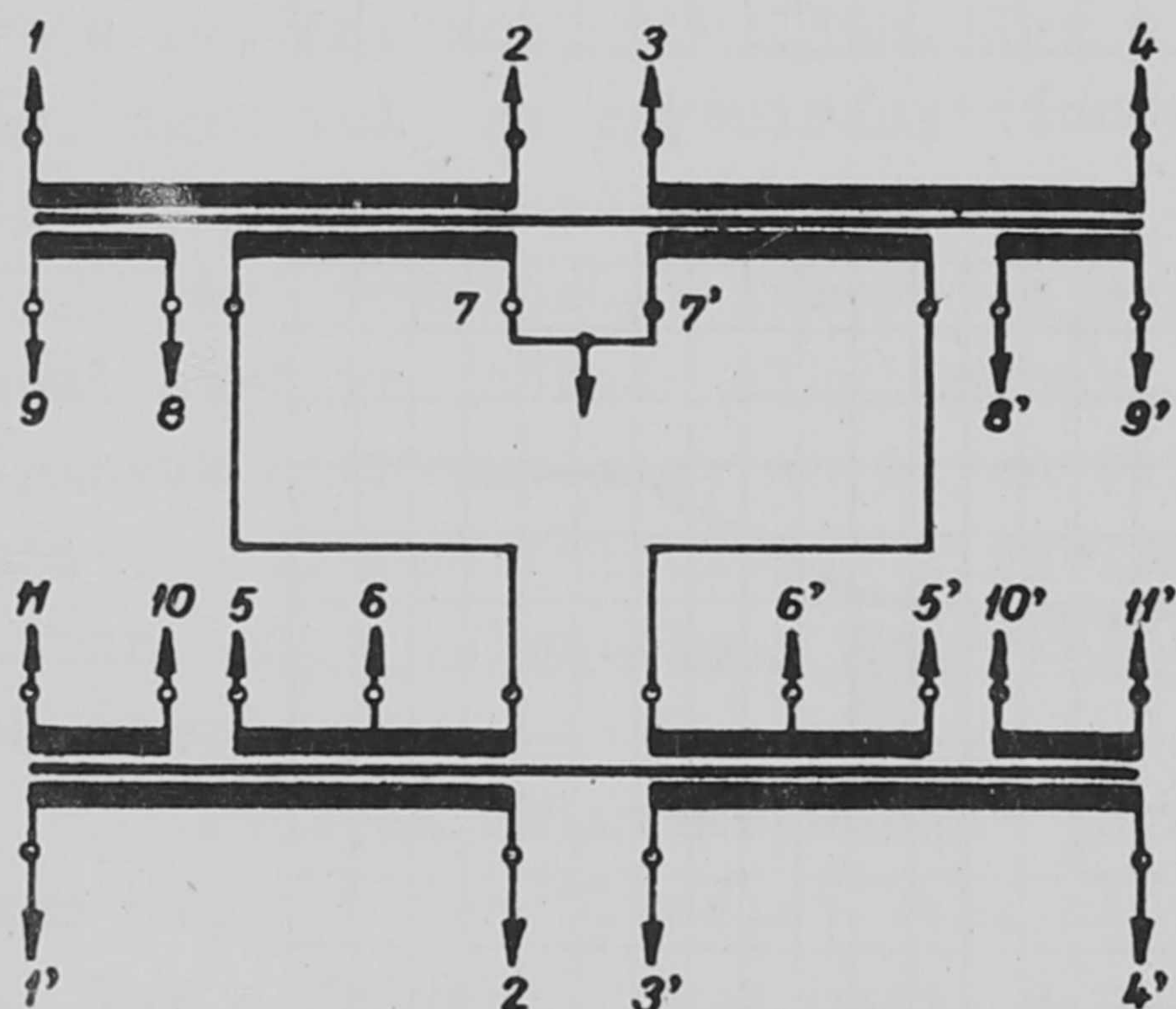
A kimenőfeszültség relatív időbeli ingadozását a 2. ábra tünteti fel. Ugyanezen látható a környezethőmérséklet változása a mérés folyamán. Az ábrából leolvasható, hogy a bemelegedési időszaktól eltekintve a 8 órára vonatkozó időbeli stabilitás $9,3 \cdot 10^{-4}$.

Összehasonlítás céljából megmértük két hasonló jellemzőkkel bíró soros stabilizált tápegység hatásfokát és azt találtuk, hogy az egyik hatásfoka 26,4 %, a másiké 26,9 %. A rácshvezérelt egyenirányítóval működő megoldás előnye szembetűnő.

A berendezés felépítéséről szólva meg kell említeni, hogy 132 mm előlapmagasságú rack-rendszerű vázra épül fel.

4. Fejlesztési szempontok

Mint a kapcsolási rajzból kitűnik, vezérelt egyenirányító csőnek PL36-t választottunk. A kitűzött teljesítmény eléréséhez 6 db csőre volt szükségünk. A tápegység hatásfokának további javítása, helyszükségletének



3. ábra

csökkentése, a célra alkalmasabb csövek felhasználásával válik lehetségessé. A továbbfejlesztésre alkalmasnak - a munkánk lezárása után megjelent - EL30L csövet találjuk. A hat db PL36, két db EL30L csővel helyettesíthető. Az utóbbi alkalmazásával újabb 5-10 % hatásfokjavulás érhető el más magátólérthető előnyökről nem is szólva.

Két transzformátor alkalmazása nem feltétlenül indokolt. Itt elrendezésbeli és célszerűségi okok tették szükségessé. A jelenlegi formában azzal a hátránnyal jár, hogy

az egyes transzformátorokra vonatkoztatva a berendezés féloldalas egyenirányítóként működik. Ezen lehet segíteni egyetlen transzformátor alkalmazásával, vagy úgy, hogy a transzformátorokat a 3. ábrán látható módon kapcsoljuk. Mindkét esetben megszűnik a féloldalas egyenirányítás néhány hátránya, így a vasmag aszimmetrikus gerjesztése és a kedvezőtlen $\cos \varphi$. A veszteségek csökkennek.

A szabályzóerősítő erősítésének növelését több cső alkalmazásával, vagy nagyobb időállandóságu referenciaelem választását nem látjuk indokoltnak. Az itt elért értékhatárokon túl a tápegység szerepét - megítélésünk szerint - alapvetően precízebb felépítésű áramköröknek kell átvenniük.

I r o d a l o m

- [1] Perry B.J., Electronic Engng. 28, 517 /1956/
- [2] Rogers D.W.W., Electronic Radio Engr. 34, 320 /1957/
- [3] Knight L., Electronic Engng. 27, 16 /1955/
- [4] Hunf F.V., Hickman R.W., Rev.Sci.Instrum. 10, 6 /1939/

Érkezett 1959.junius 17.

KFKI Közlemények 7.évf. 3.szám, 1959.

NAGYÁRAMU, EGYENFESZÜLTSGÜ STABILIZÁLT TÁPEGYSÉG

Irta: Sebestyén Béla és Vajda Ferenc

Elektronikus Kutató Csoport

Összefoglalás

A cikk egyenfeszültségű stabilizált tápegységet ismertet, mely két részből áll. Az egyik rész +300 V kimenőfeszültséget ad; terhelési tartománya 0-500 mA. A másik rész -150 V feszültséget szolgáltat; terhelési tartománya 0-50 mA. Mindkét rész kimenőfeszültségének relatív változása, a hálózat $\pm 10\%$ -os ingadozása, vagy a terhelési tartományon belül eső terhelésváltozás esetén $< 10^{-3}$. 8 órára vonatkozó időbeli stabilitása $< 10^{-3}$. A berendezés referenciaeleme zenerdióda.

1. Bevezetés

Az Elektronikus Kutató Csoport keretén belül - több egységből álló elektronikus berendezés, vagy mérés céljára összeállított komplex elektronikus áramkör táplálására alkalmas - stabilizált tápegységet dolgoztunk ki. A berendezés soros stabilizáció elvén működik. Jellemzői megfelelnek a csőáramköröktől elvárható korszerű követelményeknek.

A leírás folyamán mindenekelőtt a tápegység elektromos felépítését ismertetjük a kapcsolási rajz alapján, majd az időbeli stabilitásra vonatkozó néhány megjegyzés következik. Végül a mérési eredményeket és a továbbfejlesztés szempontjait foglaljuk össze.

2. A kapcsolási vázlat

A kapcsolási vázlat az 1. ábrán látható. Az ábra felső része a +300 V kimenőfeszültségű, nagyterhelhetőségű, míg az alsó a -150 V-s egységet ábrázolja. A két egység lényegében egymástól teljesen független. A kapcsolat mindössze annyi, hogy a 150 V-s rész szabályzóerősítője a 300 V-s egységtől kiegészítő tápfeszültséget kap. Ennek megfelelően a két részt külön ismertetjük.

2.1 A 300 V-s egység

Az egység soros stabilizátor. A soros szabályzóelem hét darab PL 36-cső (V_6-V_{12}). Jellemző a soros csövek és az egyenirányító egység egymáshoz illesztése, melynek megoldása a PL 36-cső pentóda tulajdonságainak kihasználásán alapul. A csövek árnyékolórácsát a V_1 - egyenirányítócső áramkörében fekvő feszültségforrásról tápláljuk, mely az árnyékolórács részére akkora feszültséget biztosít, mely a normális katódáram fenntartásához szükséges.

Az anód - ezzel szemben - jóval kisebb feszültséget kap a V_2-V_5 -cső körében fekvő fő-tápkörből. Az anódfeszültség beállítása olyan, hogy a tápegység legkedvezőtlenebb üzemi helyzete esetén a soros csövek segédrács anód árameloszlása a normálistól még lényegesen nem tér el, s így a katódáram legnagyobb része az anódon át folyik.

Az anódfeszültség csökkentése lehetővé teszi a katódáram növelését a csövek túlterhelése nélkül.

A konvencionális megoldáshoz képest ez két előnnyel jár:

a/ A soros csövek száma csökken.

b/ A soros csövek körében fellépő veszteség csökken.

A V_6-V_{12} - cső vezérlőrács ill. árnyékolórácskörében az $R_{17}-R_{23}$ ill. $R_{10}-R_{16}$ gerjedésgátló, míg a katódkörben az egyenletes árameloszlás biztosítását célzó $R_{24}-R_{30}$ ellenállást találjuk.

Az egyenirányítórész V_2-V_5 csövek körében fekvő áramköre szokásos; kétoldalas egyenirányítás elvén alapul. A V_1 -cső körében a soros csövek árnyékolórácsa részére járulékos transzformátortekercsekről ugyancsak kétoldalas egyenirányítás útján állítunk elő megfelelő feszültséget.

A soros csövek pentódaKapcsolásának - az elmondottakon kívül- további előnye még, hogy a pufferkondenzátor közvetlenül az anódra kapcsolható. Elegendő csupán az árnyékolórács áramkörének megfelelő szűrése (L_1, C_1, C_4, C_5).

Az árnyékolórács tápkörének pufferkondenzátora az anódáramkör pufferkondenzátorának felső végére csatlakozik. Ez a megoldás lehetővé teszi, hogy erre a célra kis üzemfeszültségű kondenzátort választhassunk.

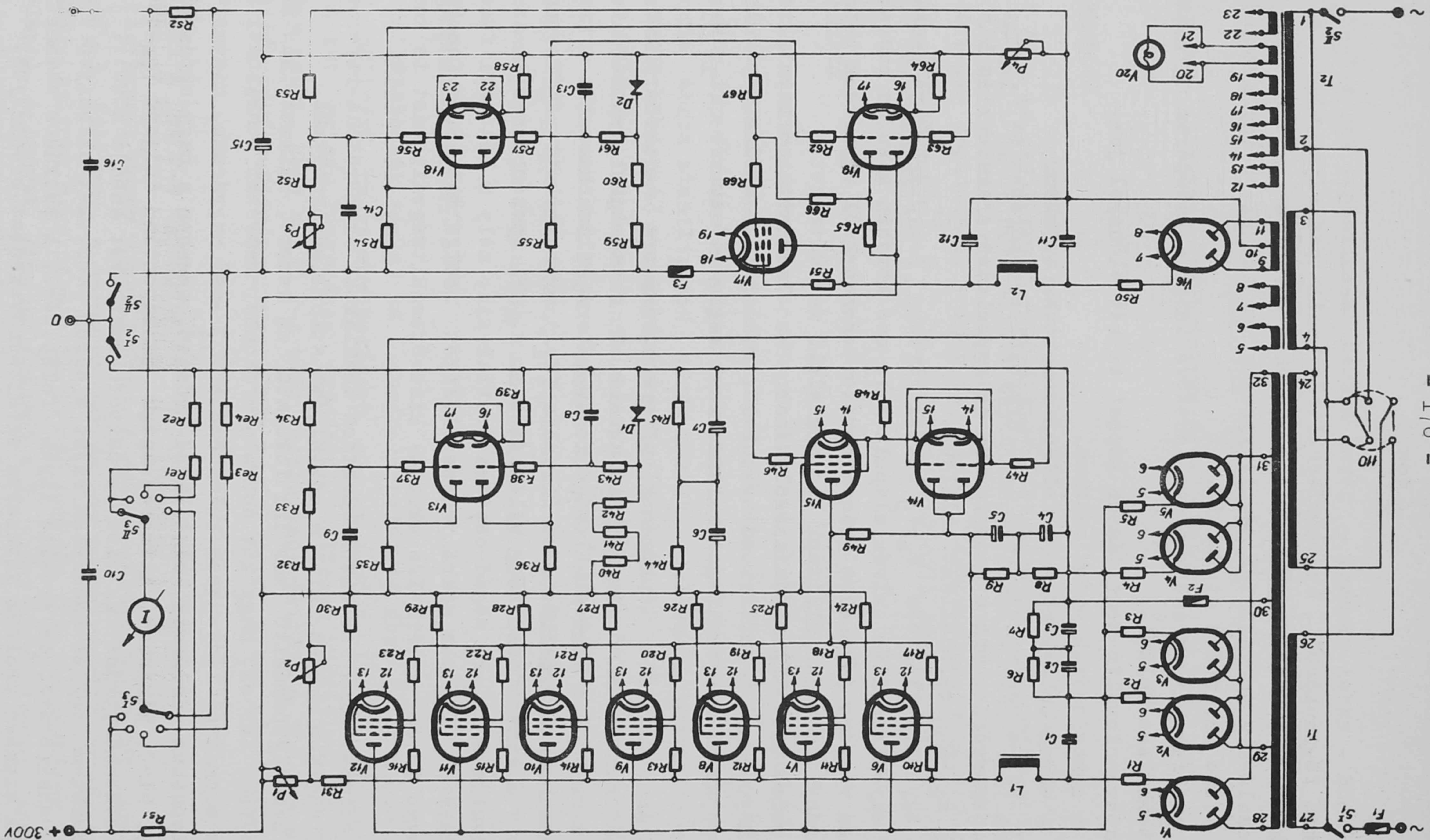
A szabályzó erősítő első fokozata (V_{13}) a megszokott differenciál-erősítő, mely a kimenőfeszültség változását az $R_{34}-P_2$ osztón érzékeli. Az osztó felső pontja az $R_{31}-P_1$ segéd-osztóra csatlakozik, mely a hálózati feszültség változásával arányos szabályzófeszültséget szolgáltat. Ez a feszültség terhelésfüggő is és a terhelés okozta kimenőfeszültségváltozást is kompenzálja.

A szimmetrikus erősítőfokozathoz csatlakozó zenerdióda-referencia-áramkör felépítése azonos, mint a gáztöltésű stabilizátorcsöveké.

A szabályzóerősítő második fokozata az ismert, szimmetrikus megoldástól annyiban tér el, hogy két csöve nem azonos, másrészt munkaponti beállításuk is egymástól lényegesen különböző. A V_{14} -cső nagyáramu, nagymeredekségű munkapontban dolgozik, mint katód-erősítő, szemben a nagy anódmunkaellenállással bíró, kisáramu, kismeredekségű munkapontban dolgozó V_{15} -csővel. Ennek következményeként az első erősítőfokozat két anódja közötti jelfeszültség csaknem teljes egészében rájut a soros csöveket szabályzó V_{15} -cső rács-katód szakaszára. Az erősítő ilyen felépítése, a szokásos szimmetrikus megoldással szemben csaknem kétszeres erősítésnövekedést eredményez.

2.2 A 150 V-s egység

A 150 V-s egység egyenirányítóköre, soros szabályzóelemének áramköri felépítése szokásos. Szabályzóerősítője azonos elvek alapján épül fel, mint



A kapcsolási rajz adatai:

R ₁ -R ₅	200 Ohm	R ₅₁	1 kOhm	P ₂	10 kOhm
R ₆ -R ₇	15 kOhm	R ₅₂	44 kOhm	P ₃	5 kOhm
R ₈ -R ₉	220 kOhm	R ₅₃	6,8 kOhm	P ₄	15 Ohm
R ₁₀ -R ₁₆	100 Ohm	R ₅₄ -R ₅₅	100 kOhm	C ₁ -C ₇	100 μF
R ₁₇ -R ₂₃	1 kOhm	R ₅₆ -R ₅₇	1 kOhm	C ₈ -C ₉	0,5 μF
R ₂₄ -R ₃₀	33 Ohm	R ₅₈	18 kOhm	C ₁₀	0,1 μF
R ₃₁	100 kOhm	R ₅₉ -R ₆₀	12 kOhm	C ₁₁ -C ₁₂	32 μF
R ₃₂ -R ₃₃	48 kOhm	R ₆₁	100 kOhm	C ₁₃ -C ₁₄	0,5 μF
R ₃₄	10 kOhm	R ₆₂ -R ₆₃	1 kOhm	C ₁₅	64 μF
R ₃₅ -R ₃₆	100 kOhm	R ₆₄	56 kOhm	C ₁₆	0,1 μF
R ₃₇ -R ₃₈	1 kOhm	R ₆₅	620 kOhm	D ₁	4xZ6 zenerdióda
R ₃₉	10 kOhm	R ₆₆	470 kOhm	D ₂	3xZ6 zenerdióda
R ₄₀ -R ₄₂	16 kOhm	R ₆₇	1 MOhm	V ₁ -V ₅	EZ 81
R ₄₃	100 kOhm	R ₆₈	1 kOhm	V ₆ -V ₁₂	PL 36
R ₄₄ -R ₄₅	15 kOhm	R _{s1}	550 mA-es shunt	V ₁₃ -V ₁₄	ECC 83
R ₄₆ -R ₄₇	1 kOhm	R _{s2}	55 mA-es shunt	V ₁₅	EF 86
R ₄₈	56 kOhm	R _{e1} -R _{e2}	300 V-os előtét	V ₁₆	EZ 81
R ₄₉	330 kOhm	R _{e3} -R _{e4}	150 V-os előtét	V ₁₇	PL 36
R ₅₀	200 Ohm	P ₁	500 Ohm	V ₁₈ -V ₁₉	ECC 83
				V ₂₀	skálaízzó
				I	75 μA-es műszer

a 300 V-s egységé, csupán a soros csőhöz csatlakozó erősítőcső itt kettős trióda egyik oldala. A kettős trióda másik oldala ugyancsak nagyáramu katód-erősítőként működik. A V_{19} -cső anódfeszültségét a 300 V-s egységből egészítjük ki. Ez stabilizált feszültség lévén, a hálózat irányából történő szabályzás nem szükséges. A terhelésingadozás hatását a P_4 potenciométer megfelelő beállításával csökkenthetjük előírt mértékűre.

2.3 Mérő-áramkör

A mérőáramkör I alapműszerből, mindkét tápegység rész kimenőkapcsaival sorban fekvő R_{s1} , R_{s2} shuntból, valamint az R_{e1} , R_{e2} előtétellenállásból áll. Az S_3 kapcsoló segítségével a műszer a megfelelő mérési pontra kapcsolható. Középállásban a kapcsoló a műszert rövidrezárja. S_2 kapcsoló segítségével a tápegység kimenőkapcsai feszültségmentesíthetők.

3. Az időbeli stabilitást érintő néhány megjegyzés

A berendezés időbeli stabilitását zenerdióda referenciaelem és huzalosztó alkalmazása biztosítja. A huzalosztó anyaga kanthal D. A zenerdióda-referenciaelem Z6-típusú diódákból áll.

A tartós stabilitási méréseket nem csak huzalból, hanem műszerellenállásokból készült osztóval is elvégeztük, a mérési eredmények a 4. pont alatt láthatók.

4. Mérési eredmények

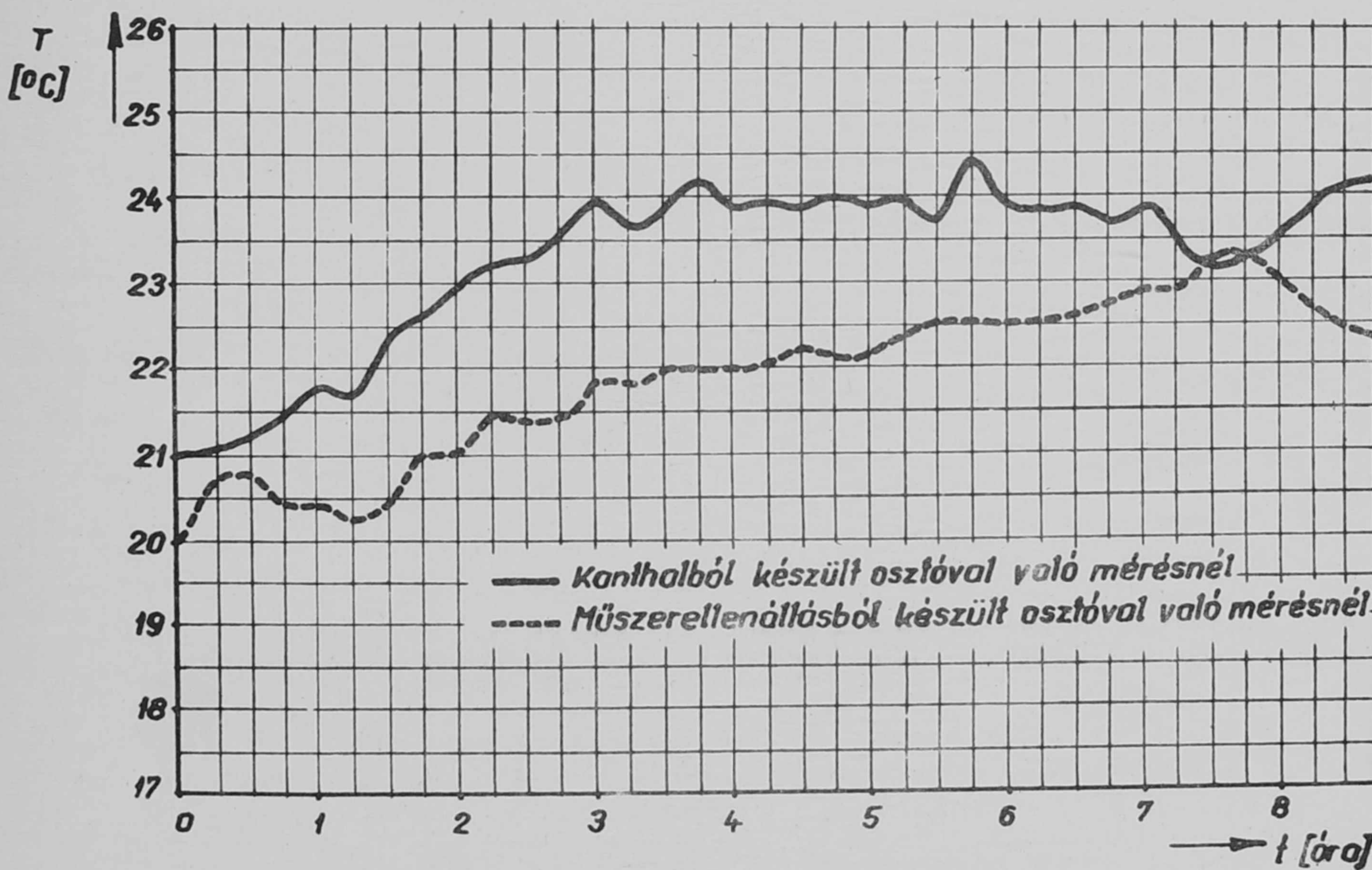
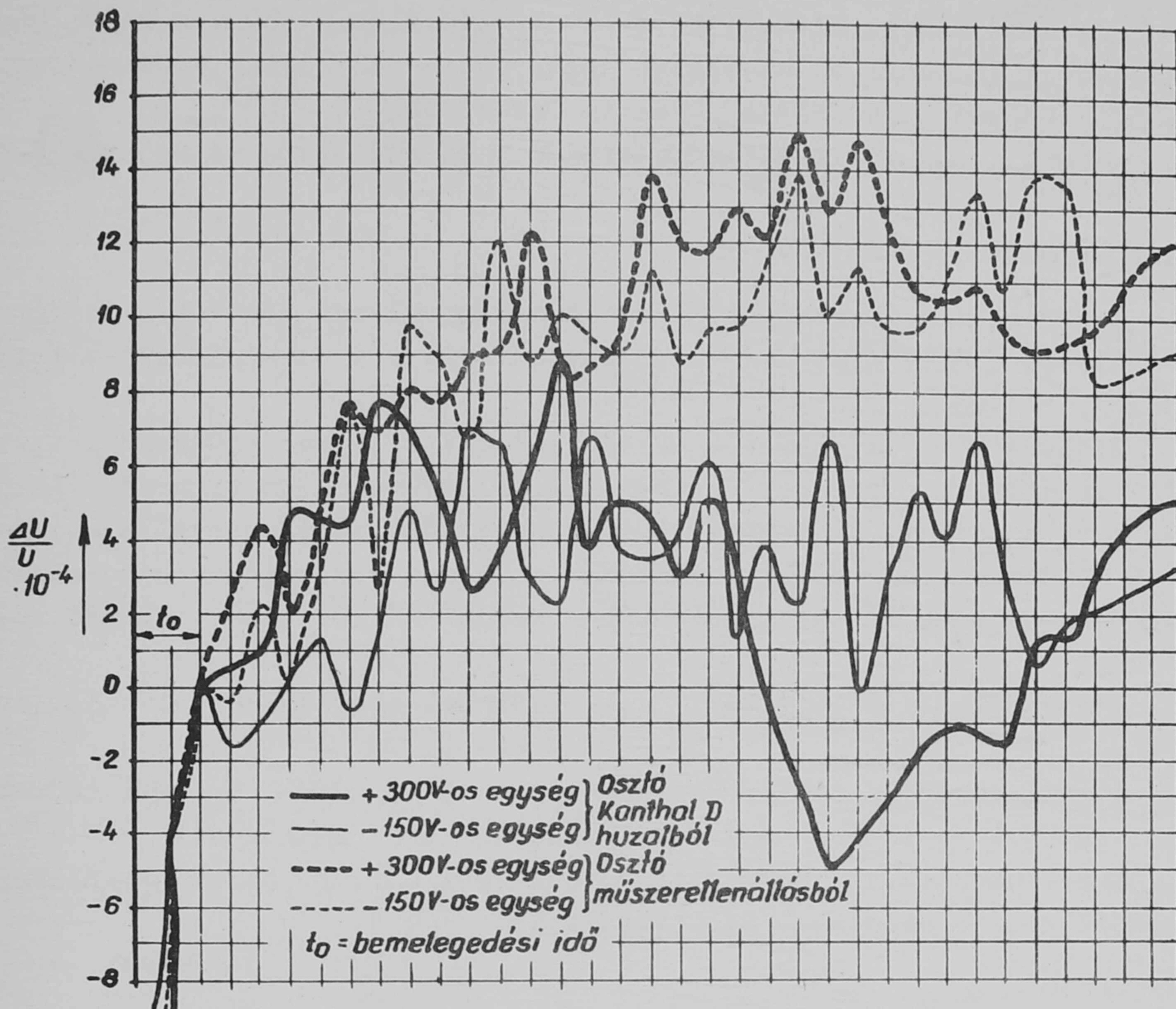
A tápegység mérése folyamán az alábbi eredményeket nyertük:

A. A 300 V-s rész adatai:

a/ Kimenőfeszültség	+300 V
b/ A kimenőfeszültség állítási lehetősége cca.	$\pm 5 \%$
c/ Áramtartomány	0-520 mA
d/ A kimenőfeszültség max. relativ változása a hálózat $\pm 10 \%$ -s ingadozása esetén	$4,1 \cdot 10^{-4}$
e/ A kimenőfeszültség max. relativ változása a terheléstartományon belül eső változások hatására	$1,25 \cdot 10^{-4}$
f/ Max.bugófeszültség a kimenő kapcsokon, csucstól-csucsig	1,02 mV

B. A 150 V-s rész adatai:

a/ Kimenőfeszültség	-150 V
b/ A kimenőfeszültség állítási lehetősége cca.	$\pm 5 \%$
c/ Áramtartomány	0-55 mA
d/ A kimenőfeszültség max. relativ változása a hálózat $\pm 10 \%$ -os ingadozása esetén	$7,35 \cdot 10^{-4}$
e/ A kimenőfeszültség max. relativ változása a terheléstartományon belül eső változások hatására	$3,3 \cdot 10^{-4}$
f/ Max.bugófeszültség a kimenő kapcsokon csucstól-csucsig	0,51 mV



2. ábra

A kimenőfeszültség időbeli változását a 2. ábra mutatja, nyolcórás időtartamra vonatkozóan. Láthatjuk a 300 V-s rész és a 150 V-s rész kimenőfeszültségének változását, huzalosztó ill. műszerellenállás alkalmazása esetén. A hőmérséklet ingadozását ugyanitt láthatjuk.

A berendezés 221 mm előlapmagasságú rack-rendszerű vázra épül fel.

5. A továbbfejlesztés szempontjai

A berendezés tervezése folyamán néhány olyan lehetőség merült fel, melyet különböző okok miatt már nem lehetett figyelembevenni. Ezeket itt felsoroljuk.

Mindenekelőtt a -150 V-s egység a 300 V-s egység referencia-forrása-ként felhasználható. Ebben az esetben a D_1 -referenciaelem elmarad, viszont a V_{18} -cső fűtőfeszültségét teljesítmény-zenerdiódák segítségével stabilizálni kell. (A fűtőfeszültség stabilizálására alkalmas zenerdiódás-kapcsolások időközben elkészültek és egy közeljövőben megjelenő közlemény ezekről részletes beszámolót ad.)

A módosítás a stabilitási jellemzők fél-nagyságrenddel való javulását eredményezné.

A hét darab P1 36-típusú soros cső három darab E 130 L csővel helyettesíthető. Az eredmény hatásfokjavulás és méretcsökkenés.

A berendezés tulajdonságait tovább javíthatjuk, ha az egyenirányító-csőveket félvezető diódákkal helyettesítjük.

Érkezett 1959. június 26.

KFKI Közlemények 7. évf. 3. szám, 1959.

A kiadásért felelős: Jánossy Lajos igazgató

Megrendelve: 1959. VII. 3. Pédányszám: 450

Készült Rotaprint eljárással az MSZ 5601-54 Á és MSZ 5602-55 Á szabványok szerint 11,25(A/5) ív terjedelemben 51 ábrával

FELSŐOKTATÁSI JEGYZETELLÁTÓ VÁLLALAT

Felelős: Heitter Imre

Táskaszám: 9-894