

Vol.13. No.4.1965



KFKI

KÖZLEMÉNYEK

СООБЩЕНИЯ ЦЕНТРАЛЬНОГО ИНСТИТУТА ФИЗИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

REPORTS OF THE CENTRAL RESEARCH INSTITUTE FOR PHYSICS

Szerkeszti: Ádám András
Главный редактор: А. Адам
Editor: A. Ádám

A KÖZPONTI FIZIKAI KUTATÓ INTÉZET KIADÓI CSOPORTJA
ИЗДАТЕЛЬСКАЯ ГРУППА ЦЕНТРАЛЬНОГО ИНСТИТУТА ФИЗИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ
PUBLISHING GROUP OF THE CENTRAL RESEARCH INSTITUTE FOR PHYSICS
BUDAPEST, 114. POB 49.

Technikai szerkesztő: Nagy Imréné
Megjelent: 1965. augusztus 20.

Példányszám: 320
Rotaszám: 2226

A kiadásért felelős: Jánossy Lajos

KFKI

KÖZLEMÉNYEK

TARTALOM

1.	Huszár Miklós: A Λ^0 hyperon leptonikus bomlása módosított vektorbozon propagátor- ral	213
2.	Németh Géza: A Gauss-féle hipergeometriai függ- vény Csebisev sorfejtése	221
3.	Jákli György, Jancsó Gábor és Illy Józsefné: Deutériumalkoholátok előállítása	235
4.	Erdeyné Schneer Anna és Csada Imréné: Reak- tor primer vizkörének laboratóriu- mi vizsgálata	241
5.	Matus Lajos: Repülési idő tömegspektrométer	251
6.	Szentgyörgyi István: Kritikus felületi hőter- velés és forrásos hőátadás vizsgá- lata szerves hűtőközegek esetében	259
7.	Pásztor Endre és Veress Imre: Az NG 200/1 neutrongenerátor rekonstrukciója	273

A Λ^0 HYPERON LEPTONIKUS BOMLÁSA MÓDOSÍTOTT VEKTORBOZON PROPAGÁTORRAL

Irta: Huszár Miklós

Összefoglalás

Az utóbbi időben többször felvetődött a gyenge kölcsönhatás elméletében a

$$\frac{1}{(2\pi)^4 i} \left(g_{mn} - \frac{k_m k_n}{m_W^2} \right) \frac{1}{m_W^2 - k^2}$$

alaku vektorbozon propagátor használatának lehetősége, mely renormálhatóvá tenné a gyenge kölcsönhatás elméletét. A fenti propagátorral kiszámítjuk a $\Lambda^0 \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$ bomlásban az elektronok energiaspektrumát és az átlagos élettartamot. Azt találjuk, hogy mindkettő jó közelítéssel egyezik a Fermi-elmélettel. Kvalitatíve megvizsgáljuk, mely esetben várható, hogy a fenti propagátor által szolgáltatott spektrum eltérést ad a Fermi-elmélettől.

Bevezetés

A gyenge kölcsönhatás vektorbozon elméletében a vektorbozonra a következő propagátor adódik: [1]

$$D_{mn}(k) = \frac{1}{(2\pi)^4 i} \left(g_{mn} - \frac{k_m k_n}{m_W^2} \right) \frac{1}{m_W^2 - k^2} \quad /1/$$

ahol m_W a bozon tömegét jelenti. Mivel ez nemrenormálható elméletre vezet többen felvették [2], [3], [4] a

$$D_{mn}(k) = \frac{1}{(2\pi)^4 i} \left(g_{mn} - \frac{k_m k_n}{k^2} \right) \frac{1}{m_W^2 - k^2}$$

alaku propagátor használatának lehetőségét, melynek segítségével esetleg renormálható elmélet lenne kiépíthető.

A [2] propagátor következményeinek a kísérletekkel, illetve a Fermi-elmélettel való összehasonlításában a következő eredmények születtek.

1/ Frankel és Hráskó [4] azt találták, hogy a nukleáris β -bomlás elektronspektruma ugyanolyan jól egyezik a mérésekkel, mint a Fermi-elmé-

let, sőt a neutronbomlás esetében ennél valamivel jobb eredményt szolgáltat.

2/ Polarizált és polarizálatlan μ -mezon bomlásának energiaspektruma a mérési pontosságot meghaladó mértékben a Fermi-elméletet reprodukálja [5].

Hiányosságok közt kell megemlíteni, hogy a $|2\rangle$ propagátor nem magyarázza a $\tilde{\pi}$ -mezon bomlását és a különböző magok esetében a csatolási állandó körülbelül 10 %-os ingadozást mutat a Fermi-elmélet 1 %-os ingadozásával szemben.

A [4] alatti vizsgálatokban viszonylag kicsi /néhány elektron tömegnyi/ volt a felszabaduló energia. [5] -ben bár viszonylag nagy energia /néhány száz elektron tömeg/ szabadul fel, de csupa lepton keletkezik. Célszerűnek mutatkozott egy olyan eset megvizsgálása, melyben nagy felszabaduló energia mellett leptonokon kívül barion is keletkezik. Erre az esetre szolgáltat példát a Λ^0 hyperon $\Lambda^0 \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$ bomlása.

Az elektron energiaspektruma és az élettartam

A Fermi-elméletben a Λ - p illetve az e - ν áram közvetlenül egymáshoz kapcsolódik a kölcsönhatási Lagrange-függvényben. Ehelyett mindkét áramot egy a kölcsönhatást közvetítő vektorrészeszkéhez csatoljuk, / hasonló módon, mint az elektrodinamikában / azaz a következő Lagrange-függvénnyel számolunk:

$$L = G \left[\bar{\psi}_\Lambda \gamma^n (1 + i\lambda\gamma^5) \psi_p B_n + \bar{\psi}_e \gamma^n (1 + i\gamma^5) \psi_\nu B_n + H.C. \right]$$

ahol ψ_Λ , ψ_p , ψ_e , ψ_ν , B_n rendre a lambda, proton, elektron, neutrínó és vektorbozon téroperátorok. G a csatolási állandó, H.C. a hermitikus konjugálást jelöli. A γ^5 és a γ^n mátrixok definíciójára nézve lásd [6]-ot. Feltesszük továbbá, hogy a bozontér propagátora $|2\rangle$ alakú.

A szokásos gráfszabályokkal első nemeltűnő közelítésben számoltunk. A számítás során feltettük, hogy $m_w^2 \gg k^2$, azaz $|2\rangle$ nevezőjében m_w^2 mellett k^2 -et elhagytuk. Ezenkívül más közelítést nem alkalmaztunk.

Az elektron energiaeioszlására jellemző az a $W(E_e)$ függvény, mely annak az időegységre vonatkoztatott valószínűsége, hogy a kirepülő elektron energiája E_e és $E_e + dE_e$ közé esik. Ezzel a τ átlagos élettartam

$$\frac{1}{\tau} = \int W(E_e) dE_e \quad |3|$$

alakban írható.

E_e helyett bevezetjük az $x = \frac{E_e}{m_e c^2}$ változót és W helyett a

$$w(x) = \left(\frac{G^4 m_e c^2 a^5}{4\pi^3 \hbar m_\Lambda m_W^4} \right)^{-1} W(x)$$

változót, ahol m_e az elektron tömege és $a = \frac{10^{-26}}{5,60985}$ az 1 gram-mal ekvivalens MeV-ben mért energia. W ilyen felírása mellett $w(x)$ m^5 dimenzióju és benne a tömegeket MeV-ben kell megadni. Ezzel $|3|$ a következő alakú lesz:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{G^4 m a^5}{4\pi^3 \hbar^3 m_\Lambda m_W^4} \int w(x) dx \frac{1}{\text{sec}}$$

Az integrálás határai kinematikai megfontolásokból:

$$1 \leq x \leq \frac{m_\Lambda^2 + m_e^2 - m_p^2}{2m_e m_\Lambda}$$

/Itt m_Λ stb. értelemszerűen a részvevő részecskék tömegét jelenti/. A számítások elvégzése után a $w(x)$ függvényre polarizálatlan Λ^0 esetén a Λ^0 nyugalmi rendszerében

$$w(x) = \left[-\frac{(\lambda+1)^2}{12 m_\Lambda} (z_-^3 - z_+^3) + \frac{1}{2} (z_-^2 - z_+^2) m_e (\lambda+1)^2 x + \frac{\alpha_1}{2} (z_-^2 - z_+^2) - 2m_\Lambda m_e^2 (\lambda+1)^2 x^2 (z_- - z_+) + \right. \\ \left. + (\alpha_2 m_e x - \alpha_3) (z_- - z_+) \right] + \alpha_6 (z_- - z_+) + \alpha_7 \ln \frac{z_-}{z_+} + \alpha_4 m_e x \ln \frac{z_-}{z_+} + \alpha_5 \left(\frac{1}{z_-} - \frac{1}{z_+} \right) \quad |4|$$

adódik,

ahol

$$z_{\pm} = m_\Lambda m_e \frac{(x \mp \sqrt{x^2 - 1})(d - x \pm \sqrt{x^2 - 1})}{\frac{m_\Lambda}{m_e} \pm \sqrt{x^2 - 1} - x}, \quad d = \frac{m_\Lambda^2 - m_p^2}{m_\Lambda m_e}$$

és

$$\alpha_1 = \frac{1}{4m_\Lambda} \left[2(\lambda^2 - 1) m_\Lambda m_p - m_e^2 (\lambda+1)^2 - (m_\Lambda^2 - m_p^2) (\lambda+1)^2 \right]$$

$$\alpha_2 = (\lambda^2 + 1)(m_\lambda^2 - m_p^2 + m_e^2)$$

$$\alpha_3 = \frac{m_e^2}{4m_\lambda} \left[(\lambda + 1)^2(m_\lambda^2 - m_p^2) + 2(\lambda^2 - 1)m_\lambda m_p \right]$$

$$\alpha_4 = (\lambda^2 + 1)m_e^2(m_\lambda^2 - m_p^2)$$

$$\alpha_5 = \frac{m_e^4}{8m_\lambda} (m_\lambda^2 + m_p^2) \left[(m_\lambda - m_p)^2 + \lambda^2(m_\lambda + m_p)^2 \right] - \frac{m_e^4 m_p}{2} \left[\frac{\lambda^2 - 1}{2} (m_\lambda^2 + m_p^2) + (\lambda^2 + 1)m_\lambda m_p \right]$$

$$\alpha_6 = \frac{1}{4m_\lambda} \left[2m_p^2 m_e^2 (\lambda^2 + 1) + 2m_e^2 m_\lambda m_p (\lambda^2 - 1) - m_e^2 \frac{\lambda^2 + 1}{2} (m_\lambda^2 + m_p^2) - (\lambda^2 - 1)m_e^2 m_\lambda m_p \right]$$

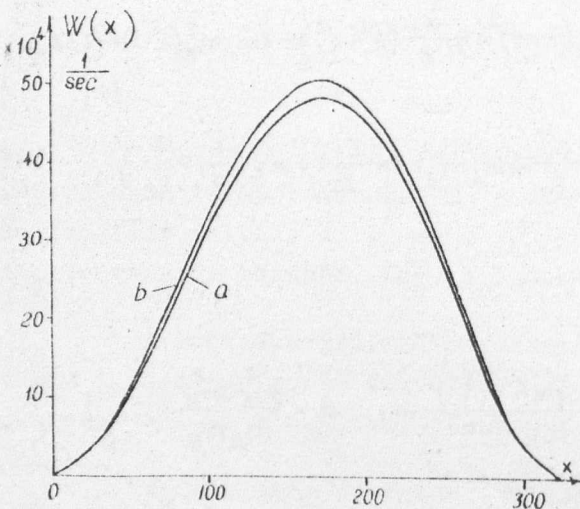
$$\alpha_7 = -\frac{m_e^2}{2m_\lambda} \left\{ (\lambda^2 + 1) \left[(m_\lambda^2 - m_p^2)^2 + m_\lambda^2 m_e^2 \right] + m_\lambda m_p m_e^2 (\lambda^2 - 1) \right\} +$$

$$+ \frac{1}{4m_\lambda} \left\{ (m_\lambda^2 + m_p^2 + m_e^2) \left[m_e^2 (m_\lambda^2 + m_p^2) \frac{\lambda^2 + 1}{2} + m_e^2 m_\lambda m_p (\lambda^2 - 1) \right] - \right.$$

$$\left. - m_e^2 m_\lambda m_p (m_\lambda^2 + m_p^2) (\lambda^2 - 1) - 2m_e^2 m_p^2 m_\lambda^2 (\lambda^2 + 1) \right\}$$

|4| -ben a Fermi-tagot a szögletes zárójel jelöli ki.

A Fermi-elméletben a spektrumnak a kísérletekhez való illesztése során λ -ra 1,25, a Fermi-csatolási állandóra $f = 1,4 \cdot 10^{-49} \text{ erg} \cdot \text{cm}^3$ adódik. Hasonló módszerrel Frenkel és Hraskó azt találták, hogy a |2| propagátorból számított spektrum $\lambda \approx 1$ és $\frac{4G^2}{m_e^2} = 4,84 \cdot 10^{-49} \text{ erg} \cdot \text{cm}^3$ értéknél illeszkedik legjobban a mérésekhez. Az 1. ábra a két spektrumot mutatja.



1. ábra

Az energiaspektrum integrálásával kapott élettartam a Fermi-elméletből

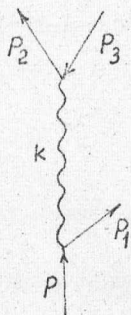
$$\tau_{\text{FERMI}} = 1,22 \cdot 10^{-8} \text{ sec}$$

A teljes propagátorból

$$\bar{\tau} = 1,16 \cdot 10^{-8} \text{ sec}$$

-nak adódik.

Megjegyezzük, hogy rögzített λ esetén az egész spektrumban $w(x)$ kifejezésében a Fermi taghoz csak néhány ezreléknyi korrekció járul. A |2| propagátorral azonban kisebb λ -val / $\lambda \approx 1$ /, de ugyanakkor nagyobb csatolási állandóval számolunk, mint a Fermi-elméletben. Ez



2. ábra

a két effektus majdnem kompenzálja egymást. Mint az 1. ábráról leolvasható a két spektrum alig tér el egymástól, és a jelenleg rendelkezésünkre álló mérési adatok messze nem olyan pontosak, hogy a két görbe között különbséget lehessen tenni [7].

Ismeretes, hogy a Fermi-elmélet a τ átlagos élettartamra mintegy egy nagyságrenddel kisebb értéket szolgáltat, mint a mérési eredmények. A kísérletek szerint ugyanis a leptonikus Λ^0 -bomlás parciális élettartama $\approx 3 \cdot 10^{-7}$ sec. Látható, hogy az eltérést az általa-

lunk kapott eredmény sem magyarázza.

A Fermi-elmélettől való eltérés függése a tömegviszonyoktól

Mivel több esetben a $|2|$ propagátor a Fermi-elmélettel majdnem teljesen egyező spektrumot eredményezett, célszerűnek látszik a S mátrixelem strukturájának felhasználásával kvalitatíve megvizsgálni, milyen tömegviszonyok mellett és a spektrum mely részén várható a két elmélet között eltérés.

Bomoljon tehát egy m tömegű nyugvó részecske három - m_1, m_2, m_3 - tömegű részre, melyek között egyesek nulla tömegűek is lehetnek. /Lásd 2. ábra/.

A határozottság kedvéért feltesszük, hogy $m_2 \gg m_3$. A mátrixelem az energia-impulzus Dirac-deltától és egy konstanstól eltekintve [6]

$$S \sim \bar{V}(p_2) \Gamma_+ \gamma^m v(p_3) \left(g_{mn} - \frac{k_m k_n}{k^2} \right) \bar{V}(p_1) \Gamma_+ \gamma^n v(p)$$

ahol

$$k = p_2 + p_3 = p - p_1$$

és

$$\Gamma_{\pm} = 1 \pm i \gamma^5$$

A propagátor második tagjában szereplő k_m -et γ^m -hez. k_n -et γ^n -hez írva és kihasználva a Dirac-egyenletet, S -et a következő alakban írhatjuk:

$$i \sim \bar{v}(p_2) \Gamma_+ \gamma^m v(p_3) g_{mn} \bar{v}(p_1) \Gamma_+ \gamma^n v(p) - \frac{1}{k^2} \left[m_2 \bar{v}(p_2) \Gamma_- v(p_3) - m_3 \bar{v}(p_2) \Gamma_+ v(p_3) \right] \left[m \bar{v}(p_1) \Gamma_+ v(p) - m_1 \bar{v}(p_1) \Gamma_+ v(p) \right]$$

Mivel a spinorok elemei tetszőleges impulzus és tömeg esetén legfeljebb 1. abszolút értékűek / a $\Gamma_+ \gamma^n$ és γ^n mátrixok elemei szintén / a Fermi-tagok és a $\bar{v} \Gamma_+ v$ típusú tagokat körülbelül 1-nek vehetjük, az ettől való eltérést pedig az

$$\alpha = \frac{(m_2 - m_3)(m - m_1)}{k^2}$$

kifejezés adja.

Ha m nyugalmi rendszerében vagyunk, legcélszerűbb α -t az első részecske E_1 energiájának függvényében vizsgálni. Ekkor ugyanis

$$k^2 = m^2 + m_1^2 - 2mE_1$$

és ezért α csak egy energiától függ.

Kinematikai megfontolásokból

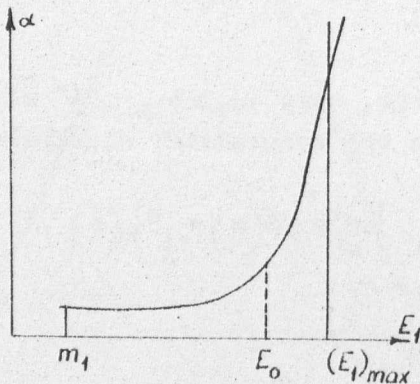
$$(E_1)_{\max} = \frac{m^2 + m_1^2 - (m_2 + m_3)^2}{2m}$$

$$(E_1)_{\min} = m_1$$

amiből következik, hogy

$$(m_2 + m_3)^2 \leq k^2 \leq (m - m_1)^2 \quad /5/$$

Az α függvény menetét a 3. ábra szemlélteti.



3. ábra

Követeljük meg, hogy az α legyen az egységnyinek vett Fermi-tag mellett előre adott ϵ értékű. /Ahol természetesen

$$\alpha(E_{1\min}) < \epsilon < \alpha(E_{1\max}) \quad ./$$

Ez olyan helyen következik be, melyre $\alpha(E_0) = \epsilon$. Ebből

$$E_0 = \frac{1}{2m} \left[m^2 + m_1^2 - \frac{(m - m_1)(m_2 - m_3)}{\epsilon} \right] \quad /6/$$

adódik.

A kérdés csupán, hogy az energiatartomány hányadrészen nem

teljesül, hogy α ε -nál kisebb. Ezt a

$$\delta = \frac{(E_1)_{\max} - E_0}{(E_1)_{\max} - (E_1)_{\min}}$$

viszony adja meg. [5] és [6] felhasználásával

$$\delta = \frac{\frac{1}{\varepsilon}(m - m_1)(m_2 - m_3) - (m_2 + m_3)^2}{(m - m_1)^2 - (m_2 + m_3)^2}$$

Vizsgáljunk meg ennek segítségével néhány konkrét esetet.

a/ Lambda-bomlás

$$\delta \approx \frac{1}{\varepsilon} \frac{m_e}{m_\Lambda - m_p} \approx \frac{1}{\varepsilon} \frac{1}{340}$$

Legyen például $\varepsilon = 10^{-1}$, akkor látható, hogy a proton energiaintervallumának mindössze 1/30 részén lesz α nagyobb a Fermi-tag 1/10 részénél.

b/ μ - mezon-bomlás $|\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}|$

$$\delta \approx \frac{1}{\varepsilon} \frac{m_e}{m_\mu} \approx \frac{1}{\varepsilon} \frac{1}{200}$$

Itt is $\varepsilon = 10^{-1}$ -t választva, csak a maximális neutrínóenergia körül - az egész intervallum 1/20 részében - nagyobb α , mint a Fermi-tag 1/10 része. A pontos számítások szerint [5] a spektrum valóban közel a Fermi-elméletet adja vissza. /Mint említettük az idevonatkozó mérések pontosságát messze meghaladó mértékben./

c/ Neutron-bomlás

$$\delta = \frac{\frac{1}{\varepsilon}(m_n - m_p)m_e - m_e^2}{(m_n - m_p)^2 - m_e^2} \sim \frac{\frac{1}{\varepsilon} 2,6 - 1}{5,7}$$

Válasszuk ε -t 1-nek / ε minimális választható értéke $\alpha(E_{el\min}) \approx \frac{1}{2,6}$. Ekkor $\delta \approx 0,3$ és a protonenergia felső 1/3-ában α nagyobb, mint a Fermi-tag. Amikor nagy a proton által elvitt energia, az elektron energiája kicsiny, tehát az elektronspektrum alsó részén várhatók jelentékeny eltérések a Fermi-elmélettől. Ez az eltérés valóban fel is lépett. Hasonló nagy eltérések várhatók a neutronbomlásban az elektronok longitudinális polarizációjának energiafüggésében.

Mégegyszer hangsúlyozzuk, hogy a fenti becslés inkább illusztratív, semmint bizonyító jellegű és ezért a pontos számolást nem helyet-

tesiti.

Végezetül köszönetet mondok Frenkel Andornak értékes utmutatásáért.

I r o d a l o m

- [1] Л.Б. Окунь: Слабое взаимодействие элементарных частиц ГИФМЛ, Москва, 1963, стр. 218.
- [2] Bialinicki-Birula, Journal of Mathematical Physics, 3, 1094 /1962/
- [3] Schweber, S.S.: An Introduction to Relativistic Quantum Field Theory, p. 604 /Row, Peterson and Co., New York, 1961/
- [4] Frenkel A., Hraskó P.: Acta Phys. Hung. 17, 361 /1964/
- [5] Nyiri J., Sebestyén Á.: Acta Phys. Hung. /sajtó alatt/
- [6] Bogoliubov, Shirkov: Introduction to the Theory of Quantized Fields.
- [7] Baglin et al: Nuovo Cim. 35, 977 /1965/

Érkezett: 1965. június 24.

KFKI Közl. 13. évf. 4. sz. 1965.

A GAUSS-FÉLE HIPERGEOMETRIAI FÜGGVÉNY CSEBISEV SORFEJTÉSE

Írta: Németh Géza

Összefoglalás

A dolgozatban a Gauss-féle hipergeometriai függvény Csebisev sorfejtésével foglalkozunk. A következő két tételt bizonyítjuk be:

1. Tétel:

Ha a hipergeometriai függvény paramétereire teljesül a /2.2/ feltétel, akkor érvényes a /2.3/ aszimptotika és a Csebisev sorfejtés együtthatói kielégítik a /2.4/ rekurziós képletet.

A sorfejtési együtthatók numerikus meghatározására szolgál a

2. Tétel:

Legyen $A_n^N(\lambda)$ a /3.2/ - /3.3/ alatti, akkor

$$\lim_{N \rightarrow \infty} A_n^N(\lambda) = A_n(\lambda)$$

Az eredmények illusztrálására az $\frac{1}{x} \ln(1+x)$ függvény Csebisev sorfejtésének együtthatóit 30 decimális jegyre táblázatban adjuk meg.

1/ Bevezetés

Jelen dolgozatunkban a Gauss-féle hipergeometriai függvénnyel foglalkozunk. E függvénynek kiterjedt irodalma létezik, pl: [1]. Gauss [2] után az ${}_2F_1(a, b; c; z)$ hipergeometriai függvényt az

$$1 + \frac{a \cdot b}{c \cdot 1!} z + \frac{a(a+1)b(b+1)}{c(c+1)2!} z^2 + \dots, \quad |z| < 1, \quad /1/$$

hatványsorral szokás definiálni. Sokszor célszerűbb a következő definíció: /v.ö. a γ) megjegyzést/ az $y(z) = {}_2F_1(a, b; c; z)$ függvény a

$$z(1-z)y'' + [c - (a+b+1)z]y' - aby = 0 \quad /2/$$

másodrendű lineáris differenciálegyenlet

$$y(0) = 1, \quad y'(0) = \frac{a \cdot b}{c}, \quad /3/$$

kezdeti feltételeket kielégítő megoldása.

Felsoroljuk $y(z)$ néhány speciális esetét, melyek sűrűn szerepelnek az alkalmazott matematikában:

$${}_2\mathcal{F}_1(1, 1, 2; -x) = \frac{1}{x} \ln(1+x), \quad /4/$$

$${}_2\mathcal{F}_1(1, 1/2; 3/2; -x^2) = \frac{1}{x} \operatorname{arctg} x, \quad /5/$$

$${}_2\mathcal{F}_1(1/2, 1/2; 3/2; x^2) = \frac{1}{x} \operatorname{arcsin} x, \quad /6/$$

$${}_2\mathcal{F}_1(1/2, 1/2; 1; k^2) = \frac{2}{\pi} K(k), \quad /7/$$

$${}_2\mathcal{F}_1(-1/2, 1/2; 1; k^2) = \frac{2}{\pi} E(k), \quad /8/$$

$${}_2\mathcal{F}_1(-\nu, \nu+1; 1; \frac{1-z}{2}) = P_\nu(z), \quad /9/$$

$$B_x(p, q) = \int_0^x t^{p-1} (1-t)^{q-1} dt = \frac{1}{p} x {}_2\mathcal{F}_1(p, 1-q; p+1; x) \quad /10/$$

és így tovább.

E függvények értékeinek kiszámításánál több módszer került alkalmazásra, így pl.: táblázatok [3] - [5], polinom approximációk [6] - [10]. Elektronikus számológépeken történő számításoknál az utóbbi módszer célszerű. Különösen jó közelítések nyerhetők a Csebisev polinomok szerinti sorfejtés részletösszegének segítségével. Néhány esetre ez a sorfejtés explicite ismeretes.

Dolgozatunkban a Csebisev sorfejtés együtthatóit tetszőleges paraméterekre határozzuk meg. Megadjuk az együtthatók rekurziós képletét /1. Tétel/, majd erre a képletre alkalmazva a Miller módszert, bebizonyítjuk e módszer konvergenciáját /2. Tétel/.

Végezetül néhány megjegyzést fűzünk az eredményekhez és a képleteinket numerikus példán illusztráljuk.

2/ ${}_2\mathcal{F}_1(a, b; c; -\lambda x)$ Csebisev sorfejtése

Az $y(z)$ helyett az $f(x) = y(-\lambda x)$ függvénnyel fogunk foglalkozni, ahol $\lambda \neq 0$ és $0 \leq x \leq 1$ / ez a változó helyettesítés az általánosságot nyilván nem korlátozza/.

Az $f(x)$ függvény

$$f(x) = {}_2F_1(a, b; c; -\lambda x) = A_0(\lambda) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n A_n(\lambda) T_n^*(x), \quad 0 \leq x \leq 1. \quad /2.1/$$

Csebisev sorfejtését vizsgáljuk meg, ahol $T_n^*(x)$ jelöli a

$$T_n^*(x) = T_n(2x-1) = \cos[n \arccos(2x-1)], \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

Csebisev polinomokat.

1. Tétel: Tegyük fel, hogy $\lambda \neq 0$ nem esik a $(-\infty, -1]$ szakaszba, és

$$a \neq 0, -1, -2, \dots$$

$$b \neq 0, -1, -2, \dots \quad /2.2/$$

$$c \neq 0, -1, -2, \dots$$

akkor

$$A_n(\lambda) = \frac{\Gamma(c)}{\Gamma(a)\Gamma(b)} (1+\lambda)^{\frac{1}{2}(c-a-b)} n^{a+b-c-1} \frac{\lambda^n}{(1+\sqrt{1+\lambda})^{2n}} \left\{ 1 + O\left(\frac{1}{n}\right) \right\}, \quad n \rightarrow \infty, \quad /2.3/$$

továbbá $A_n(\lambda)$ kielégíti a

$$\frac{4}{\lambda} \left\{ (n+c)A_{n+1} - (n+3-c)A_{n+2} \right\} = Q_0 A_n - Q_1 A_{n+1} + Q_2 A_{n+2} - Q_3 A_{n+3} \quad /2.4/$$

rekurzív differencia egyenleteket / $n = 0, 1, 2, \dots$ /, ahol

$$Q_0 = \frac{(n-a)(n+b)}{n+1},$$

$$Q_1 = 4n+6 - Q_3$$

$$Q_2 = 4n+6 - Q_0,$$

$$Q_3 = \frac{(n+3-a)(n+3-b)}{n+2}.$$

Bizonyítás: Először /2.3/ bizonyítását végezzük el. Tekintsük az $f(x)$ Euler-féle integrálegyenesét:

$$f(x) = \frac{\Gamma(c)}{\Gamma(b)\Gamma(c-b)} \int_0^1 t^{b-1} (1-t)^{c-b-1} (1+\lambda xt)^{-a} dt, \quad /2.5/$$

ahol $c > b > 0$, λ nem esik $(-\infty, -1]$ szakaszba, és $0 \leq x \leq 1$. Helyettesítsük be az integrálba $(1+\lambda xt)^{-a}$ Csebisev sorát:

$$(1+\lambda xt)^{-a} = C_0(\lambda t) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n c_n(\lambda t) T_n^*(x) \quad 0 \leq x \leq 1$$

$$c_n(\lambda t) = \left(\frac{\lambda t}{4}\right)^n \frac{\Gamma(n+a)}{\Gamma(a)n!} {}_2F_1\left(n+\frac{1}{2}, n+a; 2n+1; \lambda t\right), \quad n=0,1,2,\dots$$

igy megkapjuk $A_n(\lambda)$ kifejezését

$$A_n(\lambda) = \frac{\Gamma(c)}{\Gamma(b)\Gamma(c-b)} \int_0^1 t^{b-1} (1-t)^{c-b-1} c_n(\lambda t) dt.$$

A C_n kifejezések a hipergeometriai függvények ismert [1] átalakítási formulái szerint a következő alakra hozhatók:

$$c_n(\lambda t) = \frac{(\lambda t)^n (1+\lambda t)^{-a/2}}{(1+\sqrt{1+\lambda t})^{2n}} \frac{\Gamma(n+a)}{\Gamma(a)n!} {}_2F_1\left(a, 1-a; n+1; -\frac{\lambda^2 t^2}{4\sqrt{1+\lambda t}(1+\sqrt{1+\lambda t})^2}\right)$$

Mivel $0 \leq t \leq 1, n \rightarrow \infty$ esetére a

$$c_n(\lambda t) = \frac{(\lambda t)^n (1+\lambda t)^{a/2}}{(1+\sqrt{1+\lambda t})^{2n}} \frac{n^{a-1}}{\Gamma(a)} \left\{ 1 + O\left(\frac{1}{n}\right) \right\}, \quad n \rightarrow \infty$$

vehető, és ezzel

$$A_n(\lambda) = \frac{\lambda^n n^{a-1} \Gamma(c)}{\Gamma(a)\Gamma(b)\Gamma(c-b)} \left\{ 1 + O\left(\frac{1}{n}\right) \right\} \int_0^1 t^{n+b-1} (1-t)^{c-b-1} \frac{(1+\lambda t)^{-a/2}}{(1+\sqrt{1+\lambda t})^{2n}} dt.$$

Könnyen belátható, hogy ebben az integrálban a $t=1$ hely környezetében van a legnagyobb járulék. Elvégezve tehát a Laplace módszer szerinti aszimptotikus kiértékelést, erre az integrálra azt kapjuk, hogy

$$\int_0^1 t^{n+b-1} (1-t)^{c-b-1} \frac{(1+\lambda t)^{-a/2}}{(1+\sqrt{1+\lambda t})^{2n}} dt = n^{b-c} \Gamma(c-b) \frac{(1+\lambda)^{\frac{1}{2}(c-c-b)}}{(1+\sqrt{1+\lambda})^{2n}} \left\{ 1 + O\left(\frac{1}{n}\right) \right\}, \quad n \rightarrow \infty$$

Ezzel /rövid rendezés után/ $A_n(\lambda)$ adódik:

$$A_n(\lambda) = \frac{\Gamma(c)}{\Gamma(a)\Gamma(b)} (1+\lambda)^{\frac{1}{2}(c-a-b)} n^{a+b-c-1} \frac{\lambda^n}{(1+\sqrt{1+\lambda})^{2n}} \left\{ 1 + O\left(\frac{1}{n}\right) \right\}, \quad n \rightarrow \infty.$$

Megjegyezzük, hogy a $c > b > 0$ feltevés /amely az integrálozáshoz szükséges/ az $f(x)$ függvény analitikai sajátosságainak kihasználásával eljutható.

Most vegyük /2.4/ bizonyítását. Tegyük fel most a /2.6/ integrál-előállítás paramétereire vonatkozó kikötéseken túl, hogy $a > 0$. Ekkor $f(x)$ az alábbi alakba írható:

$$f(x) = \frac{\Gamma(c)}{\Gamma(b)\Gamma(c-b)} \int_0^1 t^{b-1}(1-t)^{c-b-1} \frac{1}{\Gamma(a)} \int_0^\infty s^{a-1} e^{-(1+\lambda x)t} s^s ds dt.$$

Ebbe az integrálba behelyettesítjük $e^{-\lambda t x}$ Csebisev sorfejtését és ekkor $A_n(\lambda)$ adva lesz:

$$A_n(\lambda) = \frac{\Gamma(c)}{\Gamma(a)\Gamma(b)\Gamma(c-b)} \int_0^1 t^{b-1}(1-t)^{c-b-1} \int_0^\infty s^{a-1} e^{-(1+\frac{1}{2}\lambda t)s} I_n(\frac{1}{2}\lambda t s) ds dt^*.$$

Vezessük be az $\frac{1}{2}\lambda t s = z$ helyettesítést és cseréljük meg az integrálok sorrendjét:

$$A_n(\lambda) = \frac{\Gamma(c)(2/\lambda)^a}{\Gamma(a)\Gamma(b)\Gamma(c-b)} \int_0^\infty z^{a-1} e^{-z} I_n(z) \left\{ \int_0^1 t^{b-a-1}(1-t)^{c-b-1} e^{-\frac{2z}{\lambda t}} dt \right\} dz.$$

A belső integrált a konfluens hipergeometriai függvénnyel írjuk fel

$$\int_0^1 t^{b-a-1}(1-t)^{c-b-1} e^{-\frac{2z}{\lambda t}} dt = \Gamma(c-b) e^{-\frac{2}{\lambda}z} \psi(c-b, a+b+1; \frac{2}{\lambda}z).$$

Igy

$$A_n(\lambda) = \frac{\Gamma(c)}{\Gamma(a)\Gamma(b)} (2/\lambda)^a \int_0^\infty z^{a-1} e^{-z(1+\frac{2}{\lambda})} I_n(z) \psi(c-b, a-b+1; \frac{2}{\lambda}z) dz. /2.10/$$

Legyen most

$$v(z) = \frac{\Gamma(c)}{\Gamma(a)\Gamma(b)} (2/\lambda)^a z^a e^{-\frac{2}{\lambda}z} \psi(c-b, a-b+1, \frac{2}{\lambda}z)$$

ezzel

$$A_n(\lambda) = \int_0^\infty z^{-1} e^{-z} I_n(z) v(z) dz.$$

Könnyen belátható, hogy $v(z)$ kielégíti a következő differenciálegyenletet:

$$z v'' + (1-a-b + \frac{2}{\lambda}z) v' + \left[\frac{2}{\lambda}(1-c) + \frac{ab}{z} \right] v = 0.$$

* $I_n(x)$ a reguláris, módosított Bessel függvény.

Szorozzuk meg ezt az egyenletet $z^{-1}e^{-z}I_{n+1}(z)$ -el, és integráljuk 0-tól ∞ -ig

$$\frac{2}{\lambda} \int_0^{\infty} \left\{ -(1-c)v - zv' \right\} z^{-1} e^{-z} I_{n+1}(z) dz = \int_0^{\infty} \left\{ zv^{n+1} + (1-a-b)v^{n+1} + \frac{ab}{z} v \right\} z^{-1} e^{-z} I_{n+1}(z) dz.$$

Parciális integrálással v' és v'' eliminálható:

$$\begin{aligned} & 2/\lambda \int_0^{\infty} v \left\{ (e^{-z} I_{n+1}(z))' - (1-c)z^{-1} e^{-z} I_{n+1}(z) \right\} dz = \\ & = \int_0^{\infty} v \left\{ (e^{-z} I_{n+1}(z))'' - (1-a-b)(z^{-1} e^{-z} I_{n+1}(z))' + abz^{-2} e^{-z} I_{n+1}(z) \right\} dz. \end{aligned}$$

Ha n helyébe $n+1$ -t írunk és a két egyenletet összeadjuk, akkor az egyenlet baloldalán

$$2/\lambda \left\{ (n+c)A_{n+1} - (n+3-c)A_{n+2} \right\}$$

áll, a jobb oldal pedig a következő lesz:

$$\begin{aligned} & ab \left\{ \frac{1}{2(n+1)} (A_n - A_{n+2}) + \frac{1}{2(n+2)} (A_{n+1} - A_{n+3}) \right\} + (a+b-1) \left\{ \frac{1}{2} \Delta^2 A_n + \frac{1}{2} \Delta^2 A_{n+1} + \right. \\ & \left. - \frac{1}{2(n+1)} (A_n - A_{n+2}) - \frac{1}{2(n+2)} (A_{n+1} - A_{n+3}) \right\} + \frac{1}{2} \Delta^3 \left\{ n A_n \right\}^* \end{aligned}$$

Innen összevonás után kapjuk a /2.4/ képleteket. A levezetés csak $a > 0, c > b > 0$ feltevések mellett érvényes. Azonban könnyen belátható, hogy ezek a feltevések elejthetők. Ugyanis az $A_n(\lambda)$ függvény [1] sajátságai alapján

$$A_n(\lambda) = \left(\frac{\lambda}{4}\right)^n \frac{(a)_n (b)_n}{(c)_n n!} {}_3F_2\left(n + \frac{1}{2}, a+n, b+n; 2n+1, c+n; -\lambda\right)$$

a paraméterekben analitikus folytatás végezhető más paraméterkombinációkra és e folytatás eredményeként azt kapjuk, hogy a /2.4/ egyenlet érvényes marad minden olyan esetben, amikor a paraméterek a /2.2/ feltételt kielégítik. Ezzel az 1. Tétel bizonyítását befejeztük.

* $\Delta A_n = A_n - A_{n+1}$

Megjegyezzük, hogy olyan esetben, amikor z komplex, szintén ki-terjeszthető az eredmények érvényessége, csupán a $z = -\lambda \cdot x$ / $0 \leq x \leq 1$ / helyet-tesítésnél λ -t komplexnek kell választani /természetesen ekkor az $A_n(\lambda)$ együtthatók lesznek komplexek és a Csebisev polinomok valósak /.

3/ A Miller-módszer konvergenciája

Az $A_n(\lambda)$ számok kiszámítását az un. Miller-módszer [12] alapján lehet elvégezni. Ez a következőkben áll. Vesszük a

$$\frac{4}{\lambda} \left\{ (n+c)u_{n+1} - (n+3-c)u_{n+2} \right\} = Q_0 u_n - Q_1 u_{n+1} + Q_2 u_{n+2} - Q_3 u_{n+3} \quad |3.1|$$

3-ad rendű differencia egyenletnek azt a megoldását, amely az

$$u_N = 1, \quad u_{N+1} = u_{N+2} = 0, \quad (N > 0 \text{ tetszőleges}) \quad |3.2|$$

feltételeket elégíti ki / Q_i $i=0,1,2,3$ a /2.4/ alatti/. Ezeket az u_n számokat nyilván csökkenő "n"-k irányában haladó rekurzióval számítjuk ki. A kapott u_n számokat végül normáljuk /pl.: az ismert $A_0(\lambda)$ segítségével/ és az így nyert számokat tekintjük $A_n(\lambda)$ közelítésének:

$$A_n(\lambda) \sim A_n^N(\lambda) \equiv A_0(\lambda) \frac{u_n^N}{u_0^N} \quad n = 0, 1, 2, \dots, N-1. \quad |3.3|$$

A közelítés pontossága fokozható /ugy, hogy mindig távolabbról kezdjük el a számolást visszafelé/, sőt érvényes a következő

2. Tétel: Ha a paraméterek / a, b, c, λ / kielégítik az 1. tételben szereplő megszorításokat, akkor

$$\lim_{N \rightarrow \infty} A_n^N(\lambda) = A_n(\lambda) \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad |3.4|$$

Bizonyítás:

Felhasználjuk a differenciaegyenletek megoldásának aszimptotikájáról szóló Poincare-féle tételt [13]. A /2.4/ differenciaegyenlethez tartozó karakterisztikus egyenlet a következő:

$$\frac{4}{\lambda} \mu(1-\mu) = 1 - 3\mu + 3\mu^2 - \mu^3 \quad |3.5|$$

A /3.5/ egyenlet gyökei

$$\mu_1 = \frac{\lambda}{(1 + \sqrt{1 + \lambda})^2} < 1, \quad \mu_2 = 1, \quad \mu_3 = \mu_1^{-1} > 1.$$

Jelöljük most a /3.1/ egyenlet három egymástól lineárisan független megoldását rendre $u_n^{(1)}, u_n^{(2)}, u_n^{(3)}$ -al /nyilván $u_n^{(1)} = A_n(\lambda)$ vehető/. Poincare tétele [14] alapján:

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \frac{u_{n+1}^{(j)}}{u_n^{(j)}} = \mu_j, \quad j = 1, 2, 3. \quad /3.6/$$

Ennek közvetlen következménye, hogy

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \frac{u_n^{(1)}}{u_n^{(2)}} = \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{u_n^{(1)}}{u_n^{(3)}} = \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{u_n^{(2)}}{u_n^{(3)}} = 0, \quad /3.7/$$

melyek közül pl. az első limesz a következőképpen látható be:

Választunk $\mu_1 < \alpha_1 < \alpha_2 < \mu_2$ feltételt kielégítő α_1, α_2 számokat. Mármost, ha $n \geq n_0$, akkor

$$\left| \frac{u_{n+1}^{(1)}}{u_n^{(1)}} \right| \leq \alpha_1, \quad \left| \frac{u_{n+1}^{(2)}}{u_n^{(2)}} \right| \geq \alpha_2, \quad n \geq n_0.$$

Innen rögtön adódik, hogy

$$\left| u_n^{(1)} \right| \leq \alpha_1^{n-n_0} \left| u_{n_0}^{(1)} \right|, \quad \left| u_n^{(2)} \right| \geq \alpha_2^{n-n_0} \left| u_{n_0}^{(2)} \right|.$$

Azaz

$$\left| \frac{u_n^{(1)}}{u_n^{(2)}} \right| \leq \left(\frac{\alpha_1}{\alpha_2} \right)^{n-n_0} \left| \frac{u_{n_0}^{(1)}}{u_{n_0}^{(2)}} \right|$$

miatt

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \frac{u_n^{(1)}}{u_n^{(2)}} = 0.$$

Most állítsuk össze /3.1/-nek /3.2/-t kielégítő megoldását. Ez nyilván az alábbi alakú lesz:

$$u_n^N = c_1^N u_n^{(1)} + c_2^N u_n^{(2)} + c_3^N u_n^{(3)} \quad /3.8/$$

ahol a

$$c_1^N u_N^{(1)} + c_2^N u_N^{(2)} + c_3^N u_N^{(3)} = 1$$

$$c_1^N u_{N+1}^{(1)} + c_2^N u_{N+1}^{(2)} + c_3^N u_{N+1}^{(3)} = 0 \quad /3.9/$$

$$c_1^N u_{N+2}^{(1)} + c_2^N u_{N+2}^{(2)} + c_3^N u_{N+2}^{(3)} = 0$$

egyenletrendszerből a /3.8/ kifejezés $c_i^N (i=1,2,3)$ együtthatói meghatározhatók.

Felírjuk $A_n^N(\lambda)$ kifejezését:

$$A_n^N(\lambda) = \frac{A_n(\lambda) + \eta^N u_n^{(2)} + \xi^N u_n^{(3)}}{1 + \eta^N \frac{u_0^{(2)}}{u_0^{(1)}} + \xi^N \frac{u_0^{(3)}}{u_0^{(1)}}} \quad /3.10/$$

ahol

$$\eta^N = c_2^N / c_1^N, \quad \xi^N = c_3^N / c_1^N.$$

Be fogjuk látni, hogy

$$\lim_{N \rightarrow \infty} \eta^N = \lim_{N \rightarrow \infty} \xi^N = 0. \quad /3.11/$$

A /3.9/ egyenletekből η^N és ξ^N explicit nyerhetők:

$$\eta^N = \frac{\frac{u_{N+2}^{(1)}}{u_{N+2}^{(2)}} - \frac{u_{N+1}^{(1)}}{u_{N+2}^{(2)}} \cdot \frac{u_{N+2}^{(3)}}{u_{N+1}^{(3)}}}{\frac{u_{N+1}^{(2)}}{u_{N+2}^{(2)}} \cdot \frac{u_{N+2}^{(3)}}{u_{N+1}^{(3)}} - 1}, \quad \xi^N = \frac{\frac{u_{N+1}^{(1)}}{u_{N+1}^{(3)}} - \frac{u_{N+2}^{(1)}}{u_{N+1}^{(3)}} \cdot \frac{u_{N+1}^{(2)}}{u_{N+2}^{(2)}}}{\frac{u_{N+1}^{(2)}}{u_{N+2}^{(2)}} \cdot \frac{u_{N+2}^{(3)}}{u_{N+1}^{(3)}} - 1}$$

Az η^N és ξ^N nevezői Poincare tétele alapján $n \geq n_0$ -ra zérustól különbözőek, a számlálók viszont tagonként zérushoz tartanak /3.7/ miatt. A /3.11/ pedig tekintettel /3.10/-re, ekvivalens 2. Tétel állításával, ezzel a bizonyítást befejeztük.

Gyakorlati esetekben $A_0(\lambda)$ nem ismeretes, úgy szokás eljárni, hogy pl.: kiszámítjuk a

$$C^{-1} = u_0^N + 2 \sum_{n=1}^N u_n^N \quad /3.12/$$

mennyiséget, és ezzel "normáljuk" az u_n^N számokat:

$$A_n(\lambda) \sim C u_n^N, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad /3.13/$$

Ez az eljárás annak felel meg, hogy a /3.13/ arányossági tényezőjét az

$$A_0(\lambda) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} A_n(\lambda) = 1 \quad /3.14/$$

azonosságból határozzuk meg. /Ez a sor /2.3/ alapján konvergens./

4/ Megjegyzések

α). Könnyen belátható, hogy míg a hipergeometriai sor a n -ik tagja

$$\frac{\Gamma(c)}{\Gamma(a)\Gamma(b)} n^{a+b-c-1} \lambda^n \left\{ 1 + O\left(\frac{1}{n}\right) \right\} \quad n \rightarrow \infty$$

nagyságrendű $0 \leq z \leq \lambda$ esetén, a megfelelő Csebisev-sor

$$\frac{\Gamma(c)}{\Gamma(a)\Gamma(b)} (1+\lambda)^{1/2(c-a-b)} n^{a+b-c-1} \frac{\lambda^n}{(1+\sqrt{1+\lambda})^{2n}} \left\{ 1 + O\left(\frac{1}{n}\right) \right\} \quad n \rightarrow \infty$$

rendben konvergál. Ebből a becslésből nyilvánvaló a Csebisev sorfejtés hasznossága.

β). Az ${}_2F_1(1, b; c; -z)$ függvényt szokás lánc tört segítségével is előállítani.

$${}_2F_1(1, b; c; -z) = \frac{1}{1+z} \frac{bz}{c+z} \frac{1(c-b)z}{c+1+z} \frac{(b+1)cz}{c+2+z} \dots \frac{r(c-b+r-1)z}{c+2r-1+z} \frac{(b+r)(c+r-1)z}{c+2r+z}$$

Ez az előállítás Gausstól származik [2]. E lánc tört konvergenciájának rendjét van Vleck határozta meg. Bebizonyította, hogy e lánc tört n -ik részlettörtjének a hibája $n \rightarrow \infty$ -re

$$O\left(\left[\frac{z}{(1+\sqrt{1+z})^2}\right]^n\right) \quad /4.1/$$

nagyságrendű. Ha ezt az eredményt összehasonlítjuk az általunk nyert /3.4/ becsléssel, akkor láthatjuk, hogy a lánc törtkifejtés és a Csebi-

sev sorfejtés lényegében ek.ikonvergensek.

r). Az ${}_2F_1(a, b; c; -z)$ függvényre szokás alkalmazni a konfluencia elvet más hipergeometriai függvények generálására, pl:

$$\lim_{c \rightarrow \infty} {}_2F_1(a, b; c; -cz) = {}_2F_0(a, b; -, -z) \quad |4.2|$$

Ez az ${}_2F_0(a, b; -, -z)$ függvény a $z=0$ körül divergens

$$1 - \frac{a \cdot b}{1!} z + \frac{a(a+1)b(b+1)}{2!} z^2 \mp \dots \quad |4.3|$$

Taylor sorral rendelkezik, de Csebisev sora konvergens [16]. A konfluencia-elv alapján /4.2/, az ${}_2F_0$ függvény Csebisev sorfejtési együtthatóira vonatkozó rekurzív képletet könnyen származtathatjuk a /2.4/ egyenletből. Az új rekurziós képlet /2.4/-től csak a baloldalán tér el, ugyanis ott $4/\lambda(A_{n+1} + A_{n+2})$ szerepel a $4/\lambda[(n+c)A_{n+1} - (n-3-c)A_{n,2}]$ helyett. Ez a képlet megegyezik Y.L.Luke és J.Wimp [15] eredményével vö. még [16].

5. Numerikus alkalmazás

A /2.4/ képlet segítségével a Miller módszer alapján kiszámítottuk az

$$\frac{1}{x} \ln(1+x) = A_0 + \varepsilon \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n A_n T_n^*(x), \quad 0 \leq x \leq 1,$$

sorfejtésben szereplő együtthatókat. A számítás eredményét 30 decimális jegyre az alábbi táblázatban adjuk meg:

Táblázat

n	$\varepsilon_n A_n$	$(\varepsilon_0 = 1, \varepsilon_n = 2 \quad n \geq 1)$	
0	0,8284271247	4619009760	3377446419
1	1510429978	1559846868	3737268666
2	178147481	6929596133	3700053138
3	23355046	1443111150	2604075544
4	3246180	8182381868	9612912140
5	468351	0365670369	8622793623
6	69349	7344790804	2374802046

n	$\varepsilon_n A_n \quad (\varepsilon_0=1, \varepsilon_n=2 \quad n \geq 1)$		
7	10467	1340392384	5170081916
8	1603	2280874191	2514952836
9	248	4419616327	4462723191
10	38	8658617822	4087386377
1	6	1280411591	1484951309
2		9726314650	5908158893
3		1552491914	0828316280
4		249018446	3325267259
5		40113015	3324111267
6		6485890	5433668469
7		1052206	0351830979
8		171208	2209135353
9		27932	5336150018
20		4568	2103338346
1		748	7476777299
2		122	9687681747
3		20	2325660734
4		3	3345685966
5			5504325449
6			909900474
7			150613549
8			24961706
9			4141793
30			687976
1			114393
2			19039
3			3172
4			529
5			88
6			15
7			2

I r o d a l o m

- [1] Erdélyi A.: Higher transcendental functions I. McGraw-Hill London /1953/
- [2] Gauss, C.F.: Werke III. Göttingen /1876/ 123-162.
- [3] Lösch, F.: Siebenstellige Tafeln. Springer Verlag Berlin /1954/
- [4] Legendre, A.M.: Tables of the complete and incomplete ell. int. London, 1934, Cambr. Univ. Press.
- [5] Bancroft, T.A.: Ann. Math. Stat. 20, 451 /1949/
- [6] Hastings, C. Jr.: Approximation for digital Computers. Rand. Corp. Univ. Press. Princeton, 1955
- [7] Clenshaw, C.W.: Nat. Phys. Lab, Math. Tab. 5, London /1962/
- [8] Clenshaw, C.W.: Num. Math. 4, 403-419 /1963/
- [9] Duijvestijn, A.J., Dekkers, A.J.: Philips Res. Repts. 16, 145-174 /1961/
- [10] Cody, W.J.: Math. of Comput. 19, 105-112 /1965/
- [11] Fields, J.L., Wimp, J.: Basic series. Proc. Camb. Phil. Soc. 59, 599 /1963/
- [12] British Assoc. Math. Tab. VI. Bessel functions I. II., Cambridge 1952 /1937/
- [13] Nörlund, E.: Vorlesungen über differenzgleichungen. Springer Verl. Berlin, 1924
- [14] Poincare, H.: Amer. J. Math. 7, 203 /1885/
- [15] Luke, Y.L., Wimp, J.: Math. Comput. 17, /1963/
- [16] Németh G.: KFKI Közl. 13, 163-170 /1965/

Érkezett: 1965. jun.24.

KFKI Közl. 13. évf. 4.szám, 1965.

DEUTÉRIUMALKOHOLÁTOK ELŐÁLLÍTÁSA

Irta: Jákli György, Jancsó Gábor és Illy Józsefné

Összefoglalás

Megvizsgáltuk az ROD-típusú közel 100%-osan deuterizált alkoholok előállítási lehetőségeit különböző fémalkoholátok / Na, Al, Mg / deuterolizise révén. Tapasztalataink szerint metanol-d és etanol-d esetében célszerű nátriumalkoholáton keresztül végezni az előállítást, míg nagyobb szénatomszámú alkoholok esetében kedvezőbb a magnézium vagy alumínium vegyület használata.

A kémiai kutatásokban, mint deutériumtartalmu oldószerek a nehézviz mellett különösen a hidroxil csoportjukban deutériummal jelzett alkoholok játszanak fontos szerepet. Laboratóriumunkban az izotóp alkoholváltozatok gőznyomáskülönbségének [1] és ezen keresztül asszociációs viszonyainak tanulmányozásához állítottunk elő deutériumalkoholátokat. E közleményben a szintézisek során, elsősorban fémalkoholátok deuterolizise terén szerzett tapasztalatainkat kívánjuk összefoglalni.

A deutériumalkoholátok előállítási módszerei

A deutériummal jelzett vegyületek szintézisének kiindulási anyaga általában a nehézviz, ritkábban deutériumgáz. Az előállítási eljárásokat két csoportba oszthatjuk:

- a/ izotópcseré reakciók,
- b/ fémalkoholátok, ill. észterek hidrolizise nehézvizben.

Az alkoholos hidroxil deutériummal történő szubsztitúciójának legegyszerűbb módszere az egyensúlyra vezető izotópcseré reakció. Alkoholokat nehézvizzel elegyítve a deutérium spontán, vagy megfelelő katalizátorok /pl. nikkel, krómoxidok, platina/ hatására megoszlik a két vegyület között [2] :



Az egyensúly elérése esetén az izotópok megoszlása /eltekintve a néhány %-ot kitevő izotópeffektustól/ kb. egyenlő lesz a kétféle vegyület között [3, 4] .

Az izotópcseré reakcióval történő előállítás másik módszere, hogy megfelelő katalizátor jelenlétében deutériumgázt vezetünk át az alkoholokon [5] :



Ilyen módon 100 %-os deutériumgázt alkalmazva megközelíthetjük a 100 %-os deutériumszubsztitúciót, ehhez azonban az alkoholban megkötött deutériummennyiségnek sokszorosát kell a szintézishez felhasználni.

Gyakrabban használatosak a fémalkoholátok [6, 7, 8, 9] és észterek /oxálsav-, salétromossav-, kénessav észter, stb./ [10, 11, 12] deuteroлизисén alapuló eljárások. Ezekkel a módszerekkel jó hatásfokkal állítható elő a deutériumalkoholát, a szintézisek folyamán azonban szennyező melléktermékek is keletkezhetnek, amelyek eltávolítása sokszor nehézséggel jár.

Az észterek közül különösen előnyösnek látszott a dialkilszulfid hidrolízise D_2O -val [12] :



Mint látható, az eljárás a D_2O mindkét deutériumát értékesíti. További előnye, hogy 95-99 %-ban deuteroizált alkoholokat sikerült a módszerrel előállítani. Hátránya azonban, hogy az SO_2 teljes eltávolítása a késztermékből nagyon nehéz. Megjegyzendő továbbá, hogy terciér alkoholok esetében e módszer nem alkalmazható [13] .

Mindezek alapján, figyelembe véve, hogy kisebb mennyiségben nagyon tiszta deutériumalkoholátokra volt szükségünk, a fémalkoholátok deuteroлизисé látszott a legcélravezetőbb módszernek. A munka keretében megvizsgáltuk a nátrium, alumínium és magnéziumalkoholátok hidrolízis folyamatait.

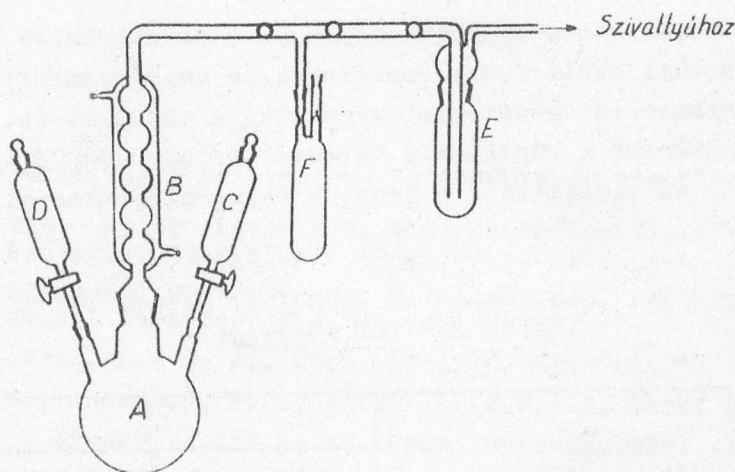
Kísérleti tapasztalatok

A fémalkoholátok előállítását a következő módon végeztük:

A megtisztított felületű, ill. aktivált fémforgácsot alkoholfeleslegben elreagáltattuk, majd a maradék alkoholt ledesztilláltuk. Ezután

az alkoholátot D_2O -val elhidrolizáltuk. A különböző szerzők által ugyanezen eljárással közel 100 %-os D_2O -val előállított nehézalkoholok deutériumtartalma igen eltérőnek adódott. Pl. [6, 7]. Ebből arra lehet következtetni, hogy igen nagy gondot kell fordítani a levegő nedvességének távoltartására, másrészt az alkoholfelesleg utolsó nyomainak a fémalkoholátból való eltávolítására.

Ezért készülékünket úgy állítottuk össze, hogy az összes művelet a készülék megbontása nélkül, vákuumban legyen elvégezhető. A berendezés vázlatja az 1. ábrán látható.



1. ábra

A fémforgácsot / Na, aktivált Al, ill. Mg / a lombikba helyeztük és az egész rendszert leszivattuk, miközben a kifagyasztót / E / cseppfolyós levegővel hűtöttük. Ezután a csepegtető tölcseréből / C / a számított alkoholmennyiség kb. négyszeresét a fémforgácsra csepegtettük. Azért alkalmaztunk ilyen nagy alkoholfelesleget, hogy a fém maradéktalanul elreagáljon. A fémforgács elreagálása után a hűtőben / B / a hűtést megszüntettük és az alkoholfelesleget ledesztilláltuk. Azért, hogy az alkoholátból az utolsó alkoholnyomokat is eltávolítsuk, a terméket az alkohol forráspontja feletti hőmérsékleten tartva 3-4 órán át szivattuk. Vizsgálataink során ugyanis kiderült, hogy az alkohol nyomainak eltávolítása még e körülmények között is csak ilyen hosszú időtartam után következik be. Ennek oka, hogy az alkoholátok kristályalkoholokat köthetnek meg [9] és még a megolvadt viszkózus magnézium, ill. alumíniumalkoholátból is a maradék alkohol csak nagyon nehezen távolítható el. A nátrium-

alkoholátok megolvadás nélkül bomlanak. A $C_2H_5ONa \cdot 2C_2H_5OH$ bomláspon-
ja pl. $\sim 100^\circ C$. [14] és a bomlási hőmérséklet a szénatomszámmal növekszik. Ezért az alkohol eltávolítását $150-170^\circ C$ hőmérsékleten végeztük.

Az alkohol eltávolítása után B -ben a hűtést ismét megindítva a D csepegtető tölcseréből a számított D_2O mennyiség 80-90%-át az alkoholátra csepegtetjük. Azért nem adtunk stöchiometrikus D_2O mennyiséget az alkoholáthoz, hogy a keletkező alkohol abszolút legyen. A D_2O teljes elreagáltatása céljából a keletkezett deutériumalkoholátot 2-3 órán át forraljuk. Végül a deutériumalkoholátot szilárd széndioxiddal hűtött törőzáras edénybe desztilláltuk.

Az ilyen módon előállított vegyületek alkoholos hidrogénjét $\sim 99\%$ -ban sikerült deutériumra cserélnünk. A deutériumtartalom meghatározását refraktometriás módszerrel végeztük. A vegyület kb. 0,2 g-ját elégettük és megmértük a kapott víz törésmutatóját 0,00002 törésmutatóegység pontossággal. Az előállított alkoholok felsorolását az I. táblázat tartalmazza.

1. táblázat

Vegyület	n_D^{20}	
	ROH	ROD
metanol	1,3288	1,3274
etanol	1,3611	1,3606
n -propanol	1,3854	1,3843
i -propanol	1,3776	1,3766
n -butanol	1,3991	1,3980
sec-butanol	1,3975	1,3969
terc-butanol	1,3850	1,3848*
terc-amilalkohol	1,4057	1,4050
pentanol-3	1,4107	1,4101

* $25^\circ C$ -on

Tapasztalataink szerint a deutériummetilát és deutériumetilát előállítását célszerűbb nátriumalkoholáton át végezni, mert ezen fémalkoholátok illékonyága nem zavarja az alkoholnyomok eltávolítását. A magasabb

szénatomszámu alkoholok esetében már kedvezőbb a magnézium vagy aluminium vegyület használata, mert a magnézium-, aluminiumalkoholátból is könnyen kiforrálható az alkoholfelesleg és ezen alkoholátok nagyobb illékonysága sem zavar. Ugyanakkor a magnéziummal és aluminiummal kevesebb szennyeződést viszünk be a rendszerbe, mint nátriummal.

Ezuton szeretnénk köszönetet mondani Kiss István laborvezetőnknek a cikk megírásában nyújtott hasznos segítségéért és egyéb értékes észrevételeiért.

I r o d a l o m

- [1] Kiss, I., Jákli, Gy.: Dritte Arbeitstagung über stabile Isotopen, Berlin 1963.
Abh. d. D. Akademie d. Wissenschaften Kl. für Chemie, Geologie und Biologie 1964, No. 7. 107
- [2] Ursu, I., Strugaru, D., Piringer, O.: Acad. Rep. Populare Romina Studii Cercetari Fiz. 14, 421 /1963/
- [3] Kwart, H., Kuhn, L.: J. Am. Chem. Soc. 76, 5998 /1954/
- [4] Hobden, F.W., Johnston, E.F., Weldon, L.H.P.: J. Chem. Soc. 1939, 61
- [5] Swain, C.G., Kresge, A.J.: J. Am. Chem. Soc. 80, 5281 /1958/
- [6] Vaughan, W.R., Andersen, M.V. et al.: J. Org. Chem. 20, 819 /1955/
- [7] Cristol, S.J., Fix, D.D.: J. Am. Chem. Soc. 75, 2647 /1953/
- [8] Staveley, L.A.K., Gupta, A.K.: Trans. Far. Soc. 45, 50 /1949/
- [9] Mizushima, Morino, Okamoto.: Bl. Chem. Soc. Japan 11, 698 /1936/
- [10] Beersmans, J., Jungers, J.C.: Bull. Soc. Chim. Belg. 56, 81 /1947/
- [11] Tarbell, D.S., Lovett, W.E.: J. Am. Chem. Soc. 78, 2259 /1956/
- [12] Ingold, de Salas, Wilson, C.L.: J. Chem. Phys. 4, 1333 /1936/
- [13] Beger, J.: Dritte Arbeitstagung über stabile Isotopen, Berlin 1963
Abh. d. D. Akademie d. Wissenschaften Kl. für Chemie, Geologie und Biologie 1964, No. 7. 693
- [14] Bruckner, Gy.: Szerves Kémia, I.-1. köt. 267. old. /1961/

Érkezett: 1965. ápr. 27.

KFKI Közl. 13. évf. 4. szám, 1965.

REAKTOR PRIMER VIZKÖRÉNEK LABORATÓRIUMI VIZSGÁLATA

Irta: Erdeyné Schneer Anna^{*/} és Csada Imréné

Összefoglalás

A reaktor primer vízkör rendszeres kémiai és fizikai ellenőrző vizsgálati módszereit és eredményeit foglaltuk össze. A reaktor működése óta szerzett tapasztalatok és adatok alapján következtetést vontunk le, hogy az eddigi vizsgálatok közül melyeket kell gyakrabban elvégezni, melyeket ritkábban és melyeknek meghatározása nem indokolt.

A magyar kísérleti atomreaktor hűtő-, lassítóközege és reflektora desztillált víz. A reaktor működése közben a víz aktív vá válik a benne lévő szennyezések és magának a víznek aktiválódása következtében. Különösen veszélyes szennyeződések forrása lehet pl. a fűtőelem-burkolat meghibásodása, vagy az aktív zónába besugárzás céljából elhelyezett anyagokat tartó edények sérülése. A hűtő- és lassítóközeg állapota a reaktor üzemeltetése szempontjából igen fontos.

Kísérleti atomreaktorunk építésével egyidőben készültünk fel az üzemeltetéshez tartozó víz kémiai és fizikai ellenőrző vizsgálatának kidolgozására. Előkészítettük a következő alkatrészek ill. tulajdonságok mérését: vezetőképesség, pH, lebegőszennyezés, szárazmaradék, izzítási maradék, Ca^{2+} , Mg^{2+} , Na^+ , K^+ , Al^{3+} , Fe^{3+} , SiO_3^{2-} , SO_4^{2-} , Cl^- -tartalom meghatározása. Ezek üzemközbeni mérése, az egyes alkatrészek mennyiségének értéke és változásának nyomonkövetése évek óta folyik.

A víz aktivitásának mérését a Reaktor Üzem Sugárvédelmi Csoportja végezte^{**/}. A rendelkezésünkre bocsátott adatokat az egyéb eredményekkel együtt közöljük, hogy lehetőség nyíljen azok összehasonlítására.

^{*}/ Jelenleg Szervetlen Kémiai Akadémiai Kutatócsoport

^{**}/ Ezuton is köszönetet mondunk a Reaktor Üzem munkatársainak az aktivitás mérésére vonatkozó eredmények rendelkezésünkre bocsátásáért.

A szükséges viz induláskor erőművi gőzkondenzátum volt. Később a Reaktor Üzem a viz szűrését és tisztítását a Hőtechnikai Kutató Intézet közreműködésével [1] beállított hazai gyártású ioncserélő gyantával ellátott részáramos kevertágyas sótlanító berendezésben végezte. Az így nyert viz vezetőképessége $1\mu\text{S}$ alatt van, kémhatása közel semleges, $\text{pH} = 5-6$ a levegőből oldott CO_2 következtében. A reaktor primer vízkörének vizsgálatát indulása óta folyamatosan végezzük. Működés közben a viz vezetőképességét és pH -jét gyakrabban ellenőriztük, teljes analizisét pedig havonta két alkalommal végeztük. A mintavétel a reaktor VK-I helyén történik polietilén edénybe.

Alábbiakban röviden ismertetjük a viz vizsgálatát. Néhány görbén bemutatjuk egyes adatok változását szabályos üzemelés közben regenerálás előtt és után és a reaktor aktív zónájába helyezett kísérleti berendezés sérülésekor.

Fél évtized tapasztalatainak és kísérleti eredményeinek áttekintése egyrészt módot nyújt a mért adatok kiértékelésével következtetések levonására, másrészt áttekintésünkkel tapasztalati alapon dönthetjük el, hogy milyen adatok mérése szükséges gyakrabban, melyeké ritkábban, melyeké indokolt és melyeké mutatkozik a továbbiakban nélkülözhetőnek. Ezen adatok is hozzájárulnak annak megítéléséhez, hogy mikor kell az üzemeltetés közben aktiválódott vizet dekontaminálni és milyen eredménnyel jár a kevertágyas ioncserélős regenerálás.

Vezetőképesség

Általunk készített ismert kapacitású /C/ vezetőképességi edényben Oripsons / Orion EMG tip. 1432 /B / berendezésben szobahőmérsékleten mérjük a viz ellenállását /R/ és fajlagos vezetőképességét /k/ az ismert $k = C/R \text{ ohm}^{-1} \text{ cm}^{-1}$ képletből számítjuk ki [2]. A vezetőképességet μS -ben adjuk meg. $1\mu\text{S} = 10^{-6} \text{ ohm}^{-1} \text{ cm}^{-1}$. A vezetőképesség a reaktor működése közben fokozatosan nő a viz elszennyeződésének és a radiolízis mértékének arányában. Amikor a vezetőképesség értéke $5-6 \mu\text{S}$ fölé emelkedik a vizet tisztítani kell.

pH

A közel semleges tisztított reaktorviz pH -jét üvegelektóddal mértük [3]. Az üvegelektóddal történő mérést a radiolízis termékek ugyanis nem zavarják. Tekintettel az üvegelektód pufferekapacitására

ra ellenőrző méréseket végeztünk hidrogén-elektóddal. A víz pH -ja használat közben csak durva elszennyeződés következtében változhat számottevően. Általában az oldott CO_2 miatt a víz gyengén savanyu kémhatású. Mint az 1. ábrán a pH görbéből és az itt részletesen nem közölt 1960-63 évi adatokból megállapítható a víz pH -ja 5-6 között ingadozik.

Szárazanyag

Általában a szárazanyag-tartalom és vezetőképesség között párhuzamosság észlelhető ha a víz csak oldott sókat tartalmaz. Közepes molekulásulyt feltételezve a mg/l-ben kifejezett szárazmaradék értéke durva közelítéssel a μS -ben mért vezetőképességgel vehető egyenlőnek. A szárazanyag-tartalom meghatározását a vizsgálati módszerekből jól ismert /4/ önműködő utántáplálást biztosító bepárló berendezésben végeztük. Három platinatálban 2-2 l vizet pároltunk be, a tálakat a maradékkal szárítószekrényben $105\text{ }^\circ\text{C}$ -on sulyállandóságig /kb. 1 óra/ szárítottuk, exsikkátorban lehűlni hagytuk és mértük. A tiszta víz szárazanyag-tartalma 2 mg/l alatt van. 5-6 mg/l szárazanyag-tartalom esetén a víz tisztításra szorul.

Izzitási maradék

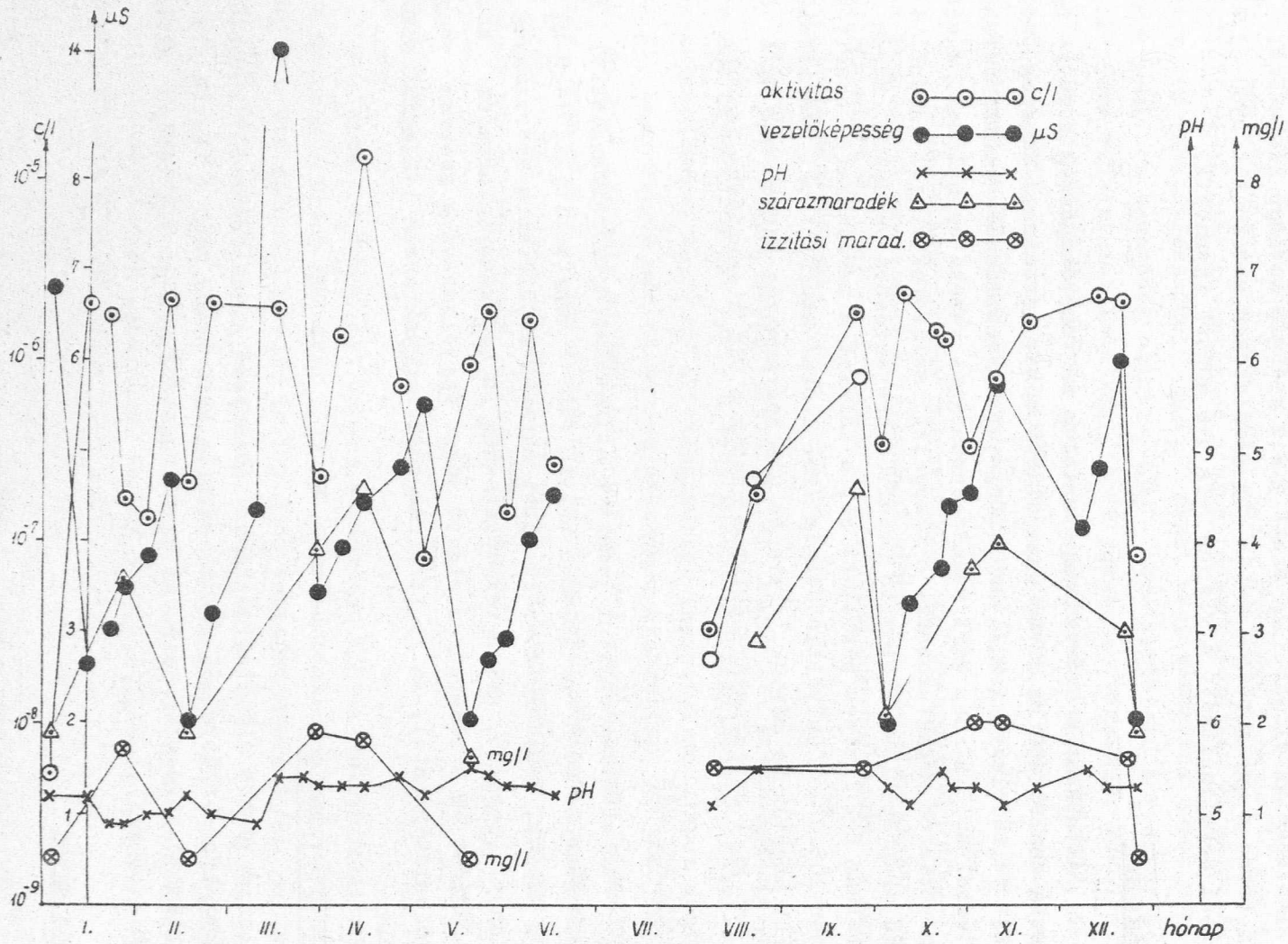
Az előbbieket szerint lemért platinatálat a szárazmaradékkal izzítókemencében $6-800\text{ }^\circ\text{C}$ -on állandó sulyig /kb. 1 óra/ izzítjuk, lehűlni hagyjuk és mérjük. Esetünkben az izzitási maradék általában a szárazanyag fele, vagy annál kevesebb, ami a vezetőképesség és szárazanyag-tartalom közötti összefüggést és a lehetséges oldott sókat figyelembevéve szerves vegyületek jelenlétére utal. Az izzitási maradék leggyakrabban 1-2 mg/l körüli érték.

Lebegő alkatrészek

A vízben oldhatatlan lebegő szennyező alkatrészeket 5 l vízből 1 G 4 üvegszűrőn szűrve $105\text{ }^\circ\text{C}$ -on szárítva határozzuk meg. A tiszta víz lebegő alkatrésze nem mérhető. Az $5\mu\text{S}$ vezetőképességű víz lebegő alkatrésze kb. 0,5 mg/l.

Szerves anyag

Tulajdonképpen a víz oxidálószer fogyasztását vizsgáltuk. A szűrt Na OH -dal meglugosított vizet forralás közben 0,01 n KMnO_4 feleslegével elegyítjük. A vizet átsavanyítva 0,01 n oxálsavoldatot adtunk a vízhez, melynek feleslegét 0,01 n KMnO_4 -oldattal mértük [5].



1. ábra

Ca és Mg

A Ca - és Mg -ot kvarc edényben tizedére bepárolt vízből komplexometriásan határoztuk meg [6]. A maximális Ca -tartalom 0,5 mg/l, a Mg -tartalom 0,1 mg/l.

K és Na

Az alkálifémeket nagyérzékenységű lángfotométerrel közvetlenül bepárolás nélkül határoztuk meg [7]. 1959-60-ban a vízben legfeljebb 0,15 mg/1Na-ot és ugyanannyi K -ot találtunk, még meghatározható értékük 0,00X mg/1 volt^{***}.

Fe és Al

A két kation meghatározását a szárazmaradékból fotometriásan végeztük. A vasat 1,1'-dipiridil reagenssel [8] a Fe^{3+} redukcióját aszkorbinsavval végezve, az alumíniumot aluminon reagenssel határozzuk meg [9]. A Fe -tartalom általában 0,05 mg/l, az Al -tartalom 0,02 mg/l alatt van. Az alacsony vas- és alumínium-koncentráció arra utal, hogy a rendszerben komolyabb korrozíós jelenségek nem lépnek fel.

Cl⁻

A meghatározásokat tizedére bepárolt vízben végeztük. Mérőoldatként 0,01 n $AgNO_3$ -ot, indikátornak a redox tulajdonságu variáminké- acetátot használtuk [10]. Vizsgálataink szerint a Cl^- -tartalom 0,2 mg/l-t nem haladja meg.

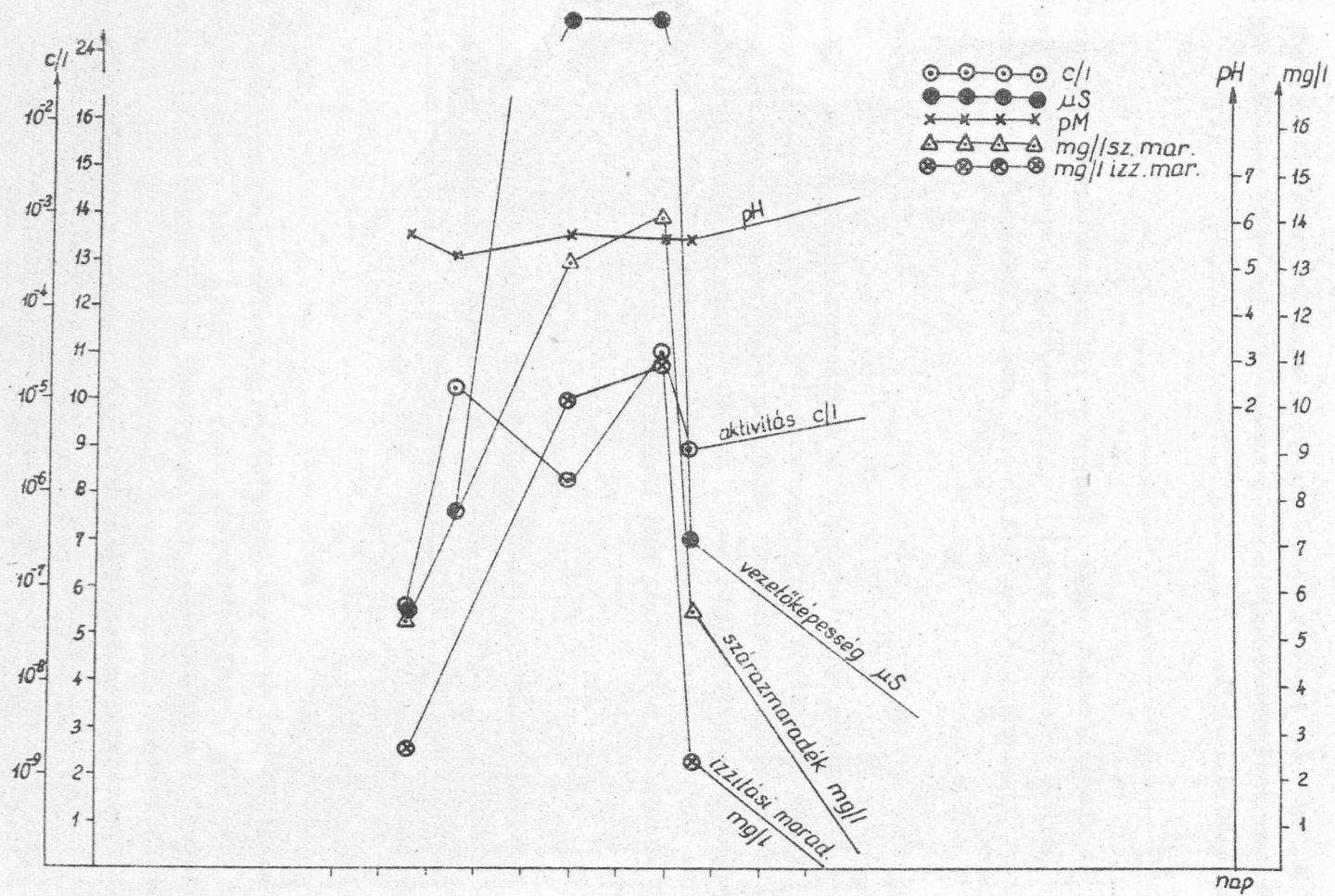
SiO₃²⁻

Legalább 500 ml vizet ezüsttálban szárazra párolunk, kevés NaOH -dal vagy Na_2CO_3 -tal feltárjuk, hogy a SiO_2 -ot depolimerizálva vigyük oldatba. A meghatározást fotometriásan molibdénké alakjában vég- zük, redukálószerként aszkorbinsavat használtunk [11]. A SiO_2 -ban kife- jezett szilikát-tartalom legfeljebb 0,9 mg/l, értéke általában 0,3 mg/l.

SO₄²⁻

A SO_4^{2-} -tartalmat tizedére betöményített vízből határozzuk meg. A víz előkészítését és a meghatározást az irodalomban leirt módon [12] thorin indikátor jelenlétében bárium-perklorát mérőoldattal titrálva ha- tározzuk meg.

***/ A lángfotometriás mérésekért ezuton is köszönetünket fejezzük ki Do- bos Sándor tud. munkatársnak /Szervetlen Kémiai Akadémiai Kut.Csop.



2. ábra

A reaktorviz szulfát-tartalma < 1 mg/l.

Az 1. ábrán egy grafikonon tüntettük fel a reaktorviz 1964 évi vizsgálata során talált szárazanyag-tartalom és izzitási maradék /mg/l/, vezetőképesség / μ S/ és pH értékeket, valamint a vizsgált vizminta aktivitás /c/l/ értékét.

Az 1. ábrán feltüntetett görbéken szereplő minimum és az ezt megelőző maximum közötti időszakban történt a víz tisztítása, évenként általában 6 alkalommal. A nyári időszakban a reaktor nem működött. Az előző évekre vonatkozó adatok ezzel teljesen analóg képet mutatnak, így azok közlésétől eltekintünk.

A víz aktivitásának értéke / β, γ / 10^{-9} - 10^{-5} c/l között változott a regenerálás időpontjától eltelt idő és az üzemelés időtartalmától függően. A víz aktivitásával együtt, de nem azzal párhuzamosan nőtt vezetőképessége, a vezetőképességgel arányos mértékben a víz szárazanyag-tartalma és izzitási maradéka. A vezetőképesség, szárazanyag-tartalom és izzitási maradék adatainak összehasonlítása arra utal, hogy a vízben lebegő korróziós termékek és mechanikus szennyezések mellett kevés szerves ion és aránylag sok szerves, jórészt kolloid állapotú szennyezés van. Sok szerves alkatrész jelenlétére lehet következtetni, ha az izzitási maradék értéke kevesebb a szárazmaradék felénél.

A 2. ábrán egy olyan görbesorozatot mutatunk be, melyet akkor vettünk fel, amikor a reaktor aktív zónájába helyezett egyik kísérleti berendezésből nagyobb mennyiségű szennyező anyag került a hűtővizbe. Ugyanerre az időszakra vonatkozóan az I. táblázatban közöljük a víz teljes analizisének és átlagos összetételének néhány adatát. E táblázat és a közölt görbék adataiból is láthatjuk, hogy a vezetőképesség és szárazanyag-tartalom sokkal érzékenyebben és feltűnőbben mutatja a víz megváltozását - akár szerves, akár szerves vegyület okozza azt - mint a többi mért adat. Nagyobb mennyiségű szennyező anyag bejutásakor a vezetőképesség és szárazanyag-tartalom nagyobb mértékű változását nem követi a víz pH -ja és alig követi a vizsgált ionok mennyiségének változása.

Láthatjuk, hogy a víz aktivitásából nem vonható le olyan egyértelmű következtetés a víz szennyezettségére, mint a vezetőképességi értékekből. Ennek oka lehet a vízben lévő rövid felezési idejű izotópok lebomlása, esetleg aktivitást hordozó kolloid részecskék kiülepedése, végül az aktivitás mérése és a vizminta vételének időpontja kö-

zötti eltolódás.

I. táblázat

	Aktivi- tás c/l	Száraz- maradék mg/l	Izzitási maradék mg/l	Vezető- képesség uS
Átlagos összetétel	10^{-5} - 10^{-9}	2-5	1-2	1-6
Üzemzavarkor mért értékek	10^{-6}	13	11	24

	pH	i o n o k mg/l					
		Ca	Mg	Cl ⁻	SO ₄ ²⁻	Fe	Al
Átlagos összetétel	5-6,5	0,2-0,4	0,01-0,1	0,1	0,1-1	<0,1	<0,1
Üzemzavarkor mért értékek	5,6	0,7	0,12	0,35	4,4	<0,01	<0,01

Mindezek alapján megállapítható, hogy a víz minőségének ellenőrzésére elsősorban vezetőképességének és szárazanyag-tartalmának mérése szükséges. A víz pH-jának és elemi összetételének rendszeres vizsgálata nem indokolt, fontosabbnak tűnik a radiolízis jólismert termékei mellett a vízbe került és aktiválódott alkotórészek minőségének és mennyiségének időnkénti ellenőrzése.

Köszönetünket fejezzük ki Lovász Vincénének a vizsgálatok kivitelében nyújtott értékes segítségéért.

I r o d a l o m

- [1] Nagy Olivér: "Beszámoló a magyar kísérleti atomreaktor vizoldali tapasztalatairól." Beszámoló az 1960-61 években végzett jelentősebb kutatások eredményeiről. A Hőtechnikai Kutató Intézet kiadványa Budapest, 1962, 107. old.

- [2] Standard Methods for the Examination of Water, Sewage, and Industrial Wastes, American Public Health Association /APHA/ New York 1955. 89-92. old.
Richtlinien für die Aufbereitung von Kesselspeisewasser und Kühlwasser, Vereinigung der Grosskesselbesitzer, IV. kiadás, Vulkan-Verlag, Essen 1950, RZ 492-497.
- [3] Standard Methods /1. 2./ 161-164. old.
Richtlinien /1. 2./ RZ 504-534.
- [4] Richtlinien /1. 2./ RZ 446
- [5] Richtlinien /1. 2./ RZ 477
- [6] Erdey: Bevezetés a kémiai analízisbe II. Tankönyvkiadó, Budapest 1962 287. old.
- [7] Till F. és Dobos S.: Nagy érzékenységu lángspektrofotometer. Magyar Kémiai Folyóirat 65, 257 /1959/
- [8] Sandell, E.B.: Colorimetric Determination of Traces of Metals, Interscience Publishers, New York, 1959. 537. old.
- [9] Standard Methods /1. 2./ 38. old. Scher Áron Hidrológiai Közlöny 35, 64 /1955/
- [10] Erdey, L., Buzás, I. Vigh, K.: Talanta 1, 377 /1958/
- [11] Standard Methods /1. 2./ 188. old.
Charlot, G., Gauguin, R.: Dosages Colorimetriques Masson, Paris, 1952 217. old.
- [12] Fritz, J.S., Yamamura, S.S.: Analytical Chemistry 27, 1461 /1955/

Érkezett: 1965. ápr. 15.

KFKI Közl. 13. évf. 4. szám, 1965.

REPÜLÉSI IDŐ TÖMEGSPEKTROMÉTER

Irta: Matus Lajos

Összefoglalás

Elkészítettünk egy lineáris ionpályájú repülési idő tömegspektrométert. 1 m hosszúságú repülési csővel, 1000 V gyorsítófeszültséggel, 8 kHz ismétlődési frekvenciával dolgozik, az eddig elért legjobb felbontóképesség 100. Ismertetjük a működési elvét, felépítését és a mérési eredményeket.

Az Aston által elsőnek megépített klasszikus tömegspektrográf nyomdokain haladva, hosszú ideig csak a mágneses teret használták a különböző tömegű ionok kimutatására és analizisére. A tömegspektrometria rohamos terjedése a fizikai és kémiai kutatásban, valamint az ipari rutinelemzések terén, a kutatást újabb, más elveken alapuló, egyszerűbb készülékek építésére ösztönözte. Különösen nagy érdeklődés nyilvánult meg az olyan berendezések iránt, amelyekben az ionok tömegeik szerinti szétválasztása nem mágneses tér alkalmazásával történik. Természetesen ezen újabb készülékek nem pótolják minden területen a mágneses tömegspektrométereket, de előnyösebbek pl. a kisebb atom,- ill. molekulasúlyú gázok analizisére és vákuumtechnikai célokra.

Korábban, főleg rádiofrekvenciás tömegspektrométerek felé fordult a figyelem. Ezek között jelenleg a Bennett-féle [1] a legelterjedtebb. E berendezés több, egymástól bizonyos távolságban elhelyezett rádiofrekvenciás tér segítségével választja szét a különböző tömegű ionokat.

Újabbán a repülési idő tömegspektrométereket tekintik a legalkalmazhatóbbaknak. Ezek a készülékek azon a törvényszerűségeen alapulnak, hogy az azonos kinetikus energiájú ionok sebessége tömegük négyzetgyökével fordítottan arányos. Emiatt az ionforrásban létrehozott különböző tömegű ionok bizonyos távolság befutása után szétváltnak és megfelelő módszerrel külön mérhetők.

Repülési idő tömegspektrométer megvalósítását először Stephens [2] javasolta, megépítéséről pedig Cameron és Eggers [3], majd Wolff és Stephens [4] számoltak be. Mindkét készülékkel csak igen gyenge felbontóképességet sikerült elérni. Katzenstein és Friedland [5], valamint Agishev és Ionov [6] mind az ionforrás, mind az iondetektáló rész módosításával mintegy 50-100 körüli felbontóképességet kapott.

Wiley és McLaren [7] kiszámították milyen geometriai és feszültségviszonyok szükségesek ahhoz, hogy az ionforrásban különböző helyen és energiával létrejött azonos fajlagos töltésű pozitív ionok egy időben ériék el a kollektort. Ezekben az elvi alapokon megvalósított készülékük felbontóképessége már meghaladja a 200-as értéket.

Az általunk megépítendő készülékhez is a Wiley és McLaren által közölt elvet választottuk. A megadott általános képletek felhasználásával számításokat végeztünk arra vonatkozóan, milyen paraméterek mellett érhető el az optimális felbontóképesség.

Jelentős szempontnak tekintettük, hogy - kísérleti darab lévén - egyszerű és könnyen változtatható kivitelben összeállított, de ugyanakkor viszonylag jó karakterisztikájú készüléket hozunk létre. Ezért a vákuumrendszer nagyrészt üvegből készült, az elektronikus részt pedig a belföldön gyártott kész műszeregységekből állítottuk össze. A szerelési munka csaknem teljesen ezen egységekre egymással és a mérőberendezéssel történő összekapcsolására korlátozódott.

A készülék leírása

A készülék működése a következő törvényszerűségek alkalmazásán alapszik.

a/ Az azonos kinetikus energiájú, de különböző tömegű m / ionok sebessége v / a tömegük négyzetgyökével fordítottan arányos,

$$v = \sqrt{\frac{2eV}{m}}$$

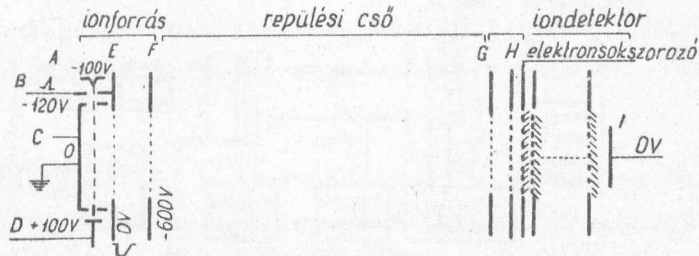
b/ Egy adott távolságot D / az ionok a tömegük négyzetgyökével egyenesen arányos idő alatt futnak be, tehát

$$t = D \sqrt{\frac{m}{2eV}}$$

ahol t = a repülési idő.

Ha akár egyatomos, vagy többatomos gázokat kisenergiájú /100 V alatti/ elektronokkal bombázunk, tulnyomórészt egységnyi / e / töltésű ionok keletkeznek. A V feszültségkülönbséggel meggyorsított azonos töltésű ionok viszont egyformán eV kinetikus energiára tesznek szert.

A készülék felépítésének elvi vázlata az 1. ábrán látható. Az analizátor három főrészből áll; ionforrás, repülési cső és iondetektor.

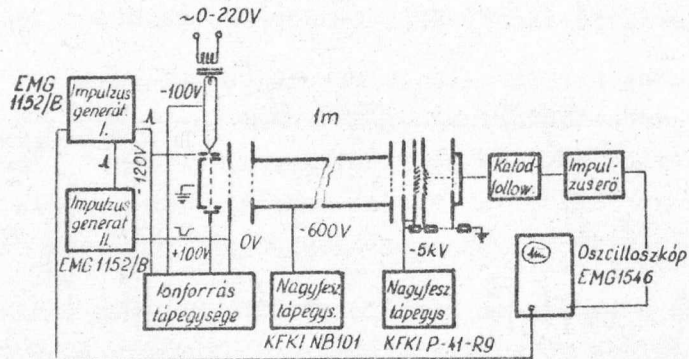


1. ábra
A repülési idő tömegspektrométer elvi vázlata

Az ionforrásban egy izzó wolfram-szálból /A / kilépő elektronok áramát negatív előfeszültségű rés / B / vezérli. A mérésperiódus kezdetén 1/4 μ sec időtartamu pozitív impulzus hatására egy elektronimpulzus halad át a potenciálmentes ionizációs téren / C / és az ott tartózkodó gázmolekulák egy részét ionizálja. Az áthaladt elektronokat a D kollektor gyűjti össze. Nem sokkal ezután az E rácstra adott negatív impulzus a keletkezett pozitív ionokat kihuzza a C térből. Az E és F rác közötti mintegy 600-1000 V állandó egyenfeszültségű térben az ionok tovább gyorsulnak, majd a térmentes repülési csőben folytatják utjukat. Ezen távolság befutása biztosítja, hogy az eltérő tömegű ionok megfelelő időkülönbséggel érkezenek a kollektorhoz. A repülési csőből kilépve az ionok a G és H rác közötti térben tovább gyorsulnak és utána érik el az elektronsokszorozó 1. dinódáját. Közvetlen elektronkiváltás útján elektronlavinát indítanak meg, mely a sokszorozó anódján /I/ elegendő áramot szolgáltat ahhoz, hogy munkaelenálláson feszültséggé alakítva további erősítés után oszcilloszkópon vizsgálható legyen. Az utólagos gyorsítóter az elektronsokszorozóhoz szükséges 5 kV, a H rác és az elektronsokszorozó 1. dinódája azonos feszültségen van. Az oszcilloszkóp vízszintes eltérítése az ionok indító jelével szinkronizált. Az elektronsokszorozó EMI 9603 típusu, Ag-Mg ötvözetű dinódákkal készült, melyek levegővel érintkezve is hatásosak maradnak.

A készülékhez tartozik még a nagyvákuumot előállító szivattyurendszer a vákuummérőkkel, valamint a vizsgálandó gáz beadagolására szolgáló berendezés.

A készülék blokkvázlata a 2. ábrán látható.



2. ábra

A készülék elektronikus részeinek blokkvázlata

Az I. impulzusgenerátor végzi az ionizáló elektronnaláb kapuzását, a II. impulzusgenerátor az ionok elindításához szükséges kihúzóimpulzust szolgáltatja. Az ionforrás tápegysége osztóláncok segítségével biztosítja az egyes elektródák megfelelő feszültségét. Az elektronsokszorozó egyenfeszültségét 6 kV-os tápegység adja.

A fókuszálás feltételei:

A repülési idő tömegspektrométer felbontóképessége akkor lenne maximális, ha az ionizációs térben keletkezett ionok pontosan egy síkban helyezkednének el, és kezdeti kinetikus energiával nem rendelkeznének. E feltétel azonban természetesen nem teljesülhet és az ettől való kisméretű eltérés is már jelentős zavaró hatást okoz. A különböző helyeken keletkezett ionok ugyanis más-más gyorsító feszültséget futnak be, és az általuk megtett ut is különböző lesz. Az ionok kezdeti kinetikus energiája hozzáadódik az ionok gyorsításakor nyert energiához, ill. levonódik abból - a mozgás iránya szerint.

A repülési idő spektrométer fontos problémája, hogy a különböző helyekről elinduló azonos ionok egy időben érjenek a kollektorhoz /helyfókuszálás/, és a kezdeti energiájuk eltéréseiből származó szórás a lehetőséghez mérten minimálisra csökkenjen. Ez a következőképpen oldható meg:

Az ionizációs térben a repülési csőtől távolabb keletkezett ionoknak nagyobb távolságot kell befutni, viszont nagyobb potenciálkülönbséget

is, így a végsebességük nagyobb lesz. A paraméterek helyes megválasztása esetében a különböző helyen keletkezett ionok egyidőben érik el a detektort.

Az ionok kezdeti energiájának zavaró hatását csökkenti, ha az iongyorsító feszültség késik az ionizáló elektronimpulzushoz képest. Az ionizáció ilyenkor elektromos térerő nélküli helyen megy végbe. Mivel az ionok közül azok, amelyek sebességének iránya megegyezik a későbbi gyorsítás irányával, már a késleltetés alatt elmozdulnak a kollektor felé és az iongyorsító impulzus terében csak kisebb gyorsítást kapnak, mivel kisebb utat tesznek meg. Az ellenkező irányban mozgó ionokkal viszont fordított a helyzet.

Agishev és Ionov [6] a gyorsítótér és a térmentes repülési szakasz arányának helyes megválasztásával igyekezett helyfókuszálást elérni, míg az energiafókuszálást az iongyorsító feszültség időben késleltetett impulzusszerű alkalmazásával valósították meg. Friedland és Katzenstein [5] helyfókuszálás céljából a gyorsítótérben több rácsot helyezett el, ezzel több szakaszra osztotta. Az első szakasz feszültségét ugyancsak időben késleltetett impulzusokban alkalmazta. Ilymódon kísérleti úton, megfelelő beállítás után, jó felbontóképességet értek el.

Wiley és McLaren [7] kiszámították a hely és energia fókuszálás feltételeit a két részre osztott ionforrásokra. A számítások azt mutatták, hogy D hosszúságu repülési csőben, az állandó gyorsítótér d hosszúsága esetén a helyfókuszálás valamennyi ionra nézve megvalósul, ha a

$$D = 2S_0 k^{\frac{3}{2}} \left(1 - \frac{1}{k+k^{\frac{1}{2}}} \cdot \frac{d}{S_0} \right)$$

feltétel teljesül a geometriára és potenciálviszonyokra, ahol

S_0 = az ionok közepes uthossza az ionizációs térben

$$k = \frac{\text{ionok összes kinetikus energiája}}{\text{az ionizációs tér gyorsítóimpulzusa révén nyert energia}}$$

Mint látjuk, az egyenletben az ionok tömege nem szerepel, tehát a fókuszálás feltétele független a tömegszámtól, ill. molekulaszúrtól.

A paraméterek megválasztása

Az egyes paraméterek megválasztásánál a következő főbb szempontokat vettük figyelembe. A D értékét túlságosan nagyra választani nem célszerű, részben mert az ionok szóródásának elkerülésére igen jó vákuumot

kell biztosítani, részben geometriai nehézségek miatt. A kis repülési távolság következménye viszont, hogy az egyes ionfajták beérkezése közötti idő igen rövid és ez az ionáram erősítéséhez és méréshez magas felső határfrekvenciát igényel. Az állandó gyorsítótér d hosszát nem választottuk nagyra, hogy nehézségek nélkül biztosítani tudjuk a tér torzításmen-tességét. Igen kis távolság esetén azonban a rácsközökben átnyuló szomszé-dos tér zavaró hatása lenne számottevő. Az s_0 értékét célszerű olyannak választani, hogy még nehézségek nélkül megvalósítható legyen a közel ho-mogén elektromos tér, de az elektronsugár ne lépjen ki a térből. A k tényezőt, mely kifejezi, hogy az ion végső energiájának hányadrésze származik az impulzusszerűen alkalmazott és hányadrésze az állandó gyorsítótér-től, célszerű viszonylag nagyra választani, mert ilyenkor a gyorsító fe-szültségnek csak kis hányadát kell impulzusokban adni. Az I. táblázat az optimális s_0 távolságokat tartalmazza néhány k, d értékhez $D=1m$ repü-lési csőhossz esetére.

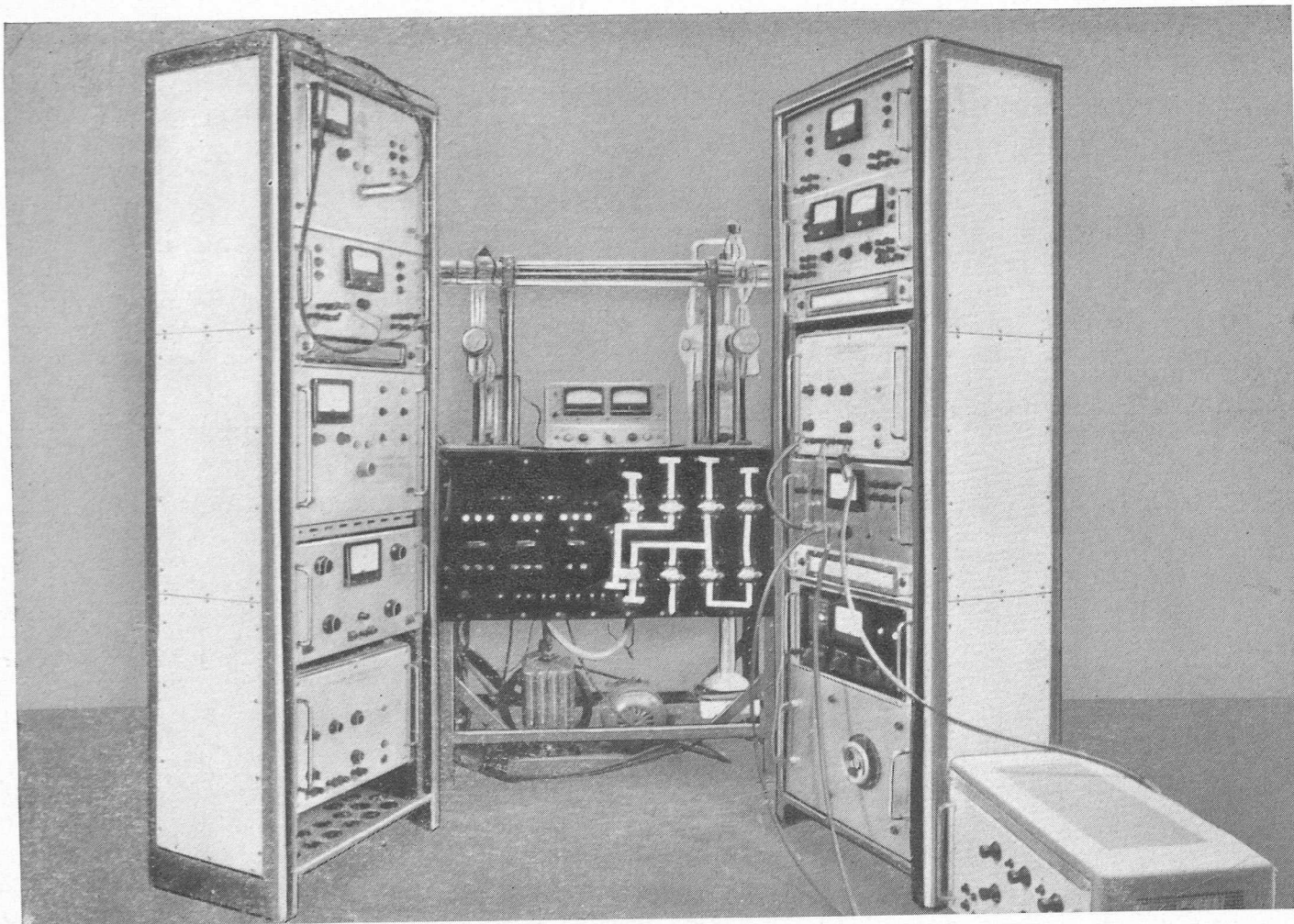
I. táblázat

Az s_0 optimális értékei 1 m-es repülési cső esetén különböző nagyságu k és d mellett

dmm	5	10	15	20	30	100
k						
1	497,5	495,0	492,0	490,0	485,0	450,0
2	181,5	180,7	178,6	177,1	174,2	153,7
5	43,9	43,2	42,5	41,8	40,5	30,8
10	15,5	15,1	14,8	14,3	13,6	8,2
20	5,4	5,2	5,0	4,8	4,4	1,5
50	1,3	1,2	1,2	1,1	0,9	
100	0,5	0,4	0,3	0,3	0,2	
18				7,5		

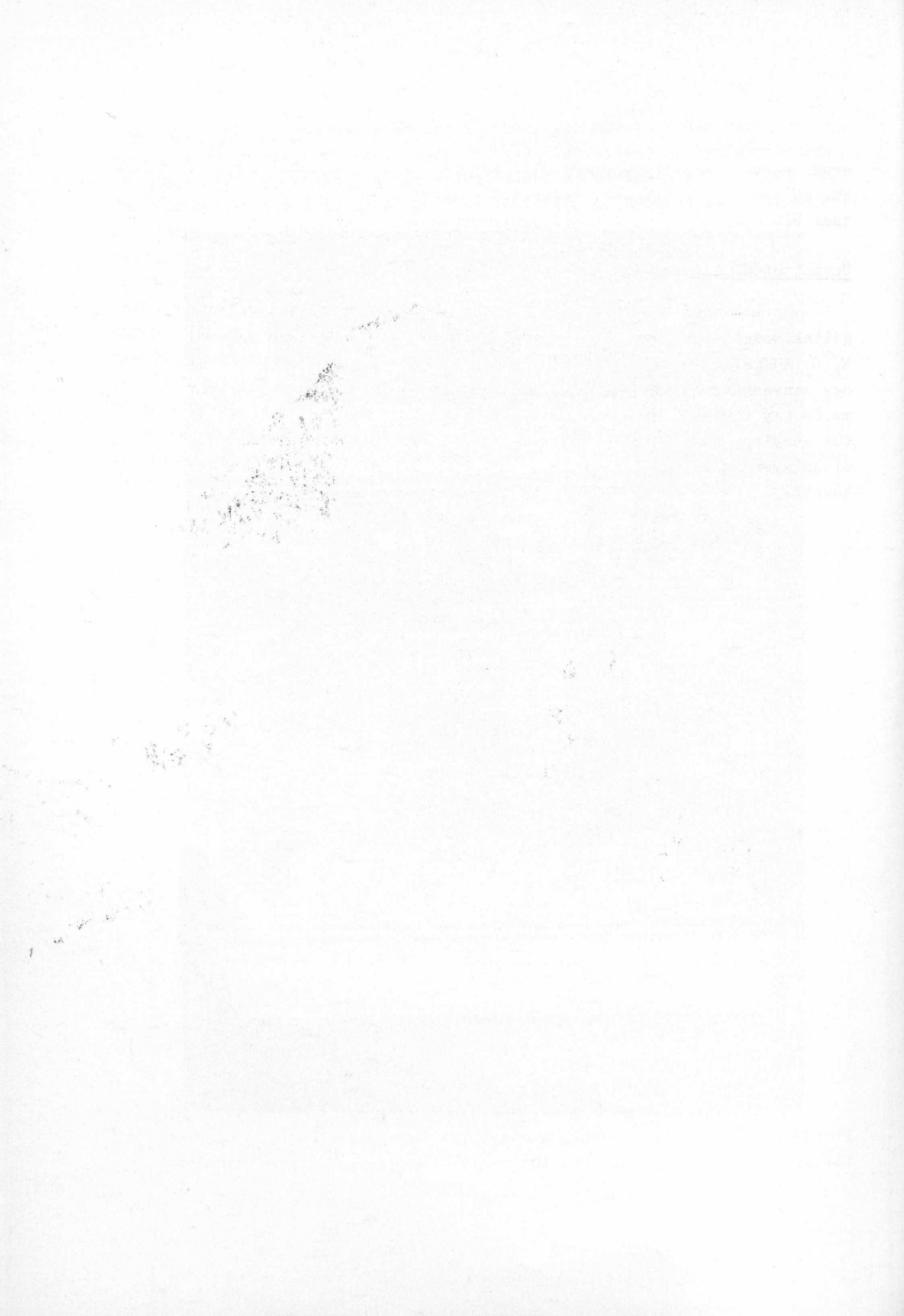
A fenti szempontok alapján a megépített készülékhez a következő paramétereket választottuk:

- $D = 1000$ mm
- $d = 20$ mm
- $s_0 = 7,5$ mm
- $k = 18$



5. ábra

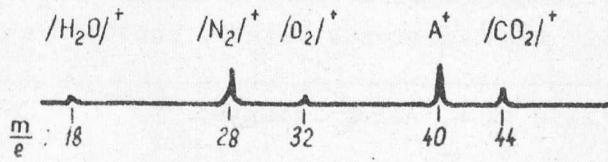
A készülék képe



Különösen fontos volt, hogy a k értékét lehetőleg nagyra válasszuk, mert a rendelkezésünkre álló EMG 1152/B típusú impulzusgenerátor csak kb. 60 V-os impulzusokat szolgáltatott, így a teljes gyorsítófeszültségnek csak kis hányadát tudtuk impulzusszerűen adni.

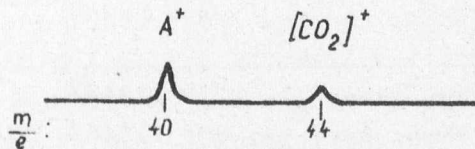
Üzemeltetési tapasztalatok

A készülék beméréséhez mesterségesen összeállított gázminták szolgáltattak modellanyagként. A 3. ábrán egy ilyen mesterségesen összeállított N_2, O_2, A, CO_2 elegy spektrumát láthatjuk. A 4. ábra ugyanannak a spektrumnak egy szakaszát, az A és CO_2 40, ill. 44-es vonalait mutatja be. A kiemelés úgy történt, hogy az oszcilloszkóp vízszintes eltérítését késleltettük annyira, hogy csak közvetlen e vonalak megjelenése előtt induljon el és olyan gyorsan fusson le, mialatt a vizsgálni kívánt néhány tömegszám beérkezett.



3. ábra

Levegő, argon, széndioxid gázelegy tömegspektruma



4. ábra

A tömegspektrum egy részlete elektronikusan kiemelve

Kísérleteket végeztünk igen kis mennyiségű /néhány μ l/ gáz analízisére is. Ilyen méréseknél a gázmintát tartalmazó edényt vákuumban feltöltöttük és kiterjesztettük kb. $10^{-1} - 10^{-2}$ Hgmm-re. Ezt a kisnyomású gázt

viszonylag nagy nyíláson át beengedtük az ionforrásba. Így az ionforrásban néhány másodpercig olyan nyomás alakult ki, melynél a mérés elvégezhető volt. A kapott spektrumot időben többször lefényképeztük és a kezdeti időpontra extrapolálva a gáz összetételével arányos intenzitásokat kaptunk. Ily módon egészen kismennyiségű gázból kvalitatív és kvantitatív elemzést tudunk végezni.

A felbontóképesség számértékét úgy jellemezve, hogy az atomegység, amikor két, egymástól egy tömegegységgel különböző iontól származó, azonos intenzitású spektrumvonal között az intenzitásuk 10 %-a marad, a készülék felbontóképessége minden esetben 50-nél nagyobbak adódott. Az érzékenység csökkentésével ez az érték kb. 100-ig növelhető.

Az érzékenység, mint az a legkisebb gázmennyiség, amely egymásik gázkomponens mellett még kimutatható, nemesgázok elegyénél általában 0,1 térfogat% körüli értéknek adódott.

Az egyes csucsmagasságok meghatározásának pontossága 3-5 %, mely egyúttal a kvantitatív meghatározások relatív pontossága is.

A készülék képe az 5. ábrán látható.

A készülék kb. 1 év óta működőképes. Eddig különböző gázanalitikai problémák megoldására használtuk. Jelenleg kísérleteket végzünk a berendezés gázkromatográf-fal történő összekapcsolására, ahol a gázkromatográf-fal szétválasztott gázfrakciók komponenseinek minőségét kívánjuk meghatározni.

I r o d a l o m

- [1] Bennett, W.H.: Phys. Rev. 74, 1222 /1948/
- [2] Stephens, W.E.: Phys. Rev. 69, 691 /1946/
- [3] Cameron, A.E., Eggers, D.F.: Rev. Sci. Instr. 19, 605 /1948/
- [4] Wolff, M.M., Stephens, W.E.: Rev. Sci. Instr. 24, 616 /1953/
- [5] Katzenstein, H.S., Friedland, S.S.: Rev. Sci. Instr. 26, 324 /1955/
- [6] АГИШЕВ, Е.И., ИОНОВ, Н.И., Ж.Тех.Физ. 26.203 (1956)
- [7] Wiley, W.C., McLaren, I.H.: Rev. Sci. Instr. 26, 1150 /1955/

Érkezett: 1965. ápr. 23.

KFKI Közl. 13. évf. 4.szám, 1965.

KRITIKUS FELÜLETI HŐTERHELÉS ÉS FORRÁSOS HŐÁTADÁS VIZSGÁLATA SZERVES HŰTŐKÖZEGEK ESETÉBEN

Irta: Szentgyörgyi István

Összefoglalás

Megvizsgáltuk egyes szerves hűtőfolyadékok: difenil, difenil-difenilmetán, difenil, gázolaj és terfenil OM_2 hőátadási tulajdonságait, különös tekintettel a felületi forrásos hőcserére és a kiegészi hőfluxusra. Vizsgálataink egy részét kényszeráramló, más részét nyugvó folyadékban végeztük. Meghatároztuk ezeknek a szerves hűtőközegeknek a forrásgörbéit, kiegészi hőfluxusait és a fűtőelemfelület elszennyeződésének a hőátadásra gyakorolt hatását.

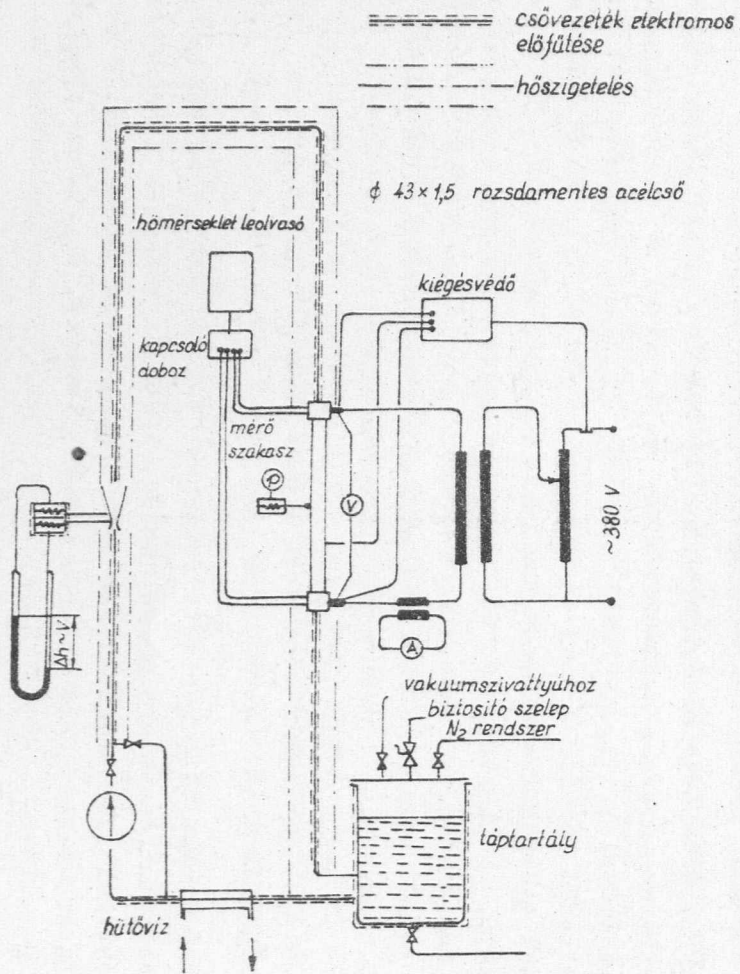
A készülékek leírása

a/ Készülék kényszeráramlású hőcsere vizsgálatára /1. ábra/.

Kényszeráramlású méréseinket az [1] szerint leírt készülékben végeztük, eltérés csupán a nyomásmérésben volt, mivel a szobahőmérsékleten szilárd difenil, ill. terfenil nyomását egyszerű manométerrel nem tudtuk közvetlenül mérni. A nagy olvadáspontú /70 $^{\circ}\text{C}$ ill. 80 $^{\circ}\text{C}$ /szerves közeg nyomását nyomásközvetítő membrán közbeiktatásával mértük - a nagy keresztmetszetű, teflonból készített membrán egyik oldalára a nagy olvadáspontú, a másik oldalára /amely a manométerrel érintkezett/ szobahőmérsékleten is folyékony anyagot helyeztünk, s a nyomásközvetítőt fűtöttük. A manométert a nyomásközvetítővel együtt hitelesítettük.

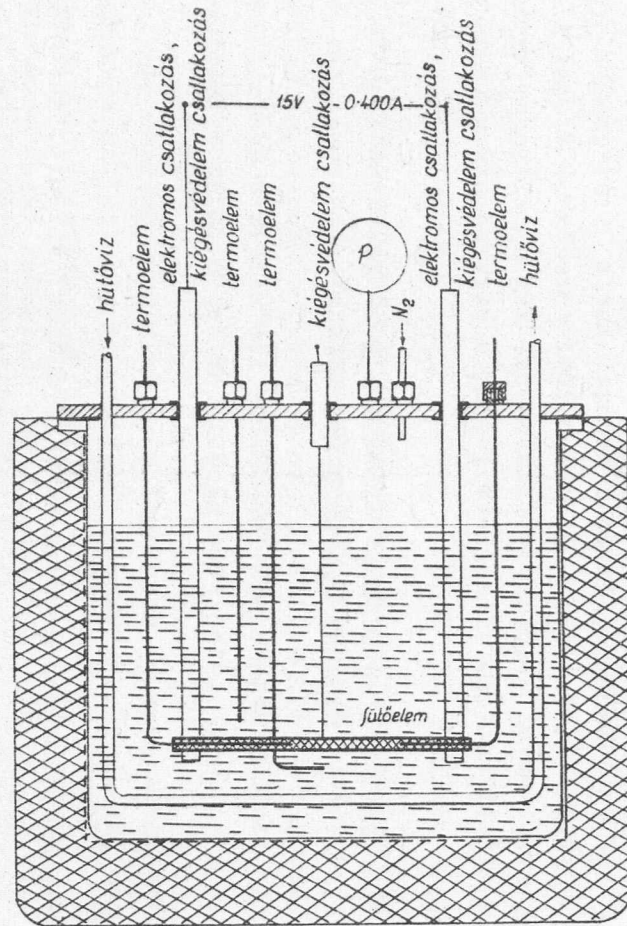
b/ Készülék szabadáramlású hőcsere vizsgálatára
/nyugvó folyadékban/

Nyugvó folyadékba merített fűtőelem felületi forrásos vizsgálata egyszerűbb mint kényszeráramlás esetén, bizonyos tényezők hatása/aláhűtés, nyomás, felületminőség, stb./ gyorsabban, kevesebb anyaggal meghatározható. Ez a berendezés lényegében egy kis tartály, s a benne elhelyezett nyugvó folyadékba merül a fűtőelem /2. ábra/. A készülékben mértük a



1. ábra

Kényszeráramlásos vizsgáloberendezés vázlata



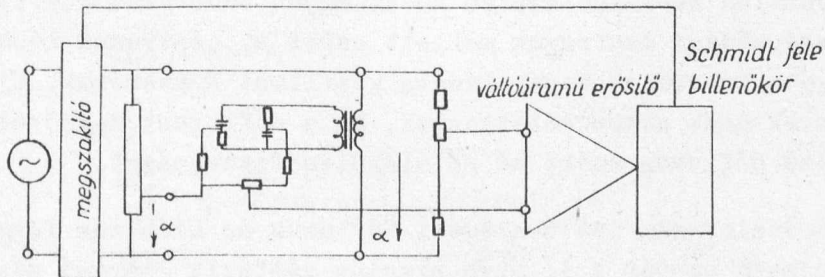
2. ábra

Készülék felületi forrásos hőcsere vizsgálatára nyugvó folyadékban

fűtőelem és a folyadék hőmérsékletét, mindkettőt Ni Cr-Ni termoelemekkel. Hasonlóan a kényszeráramlásos készülékhez, a fűtőelemet kiégésvédelemmel láttuk el. A mérendő folyadék hőmérsékletét részben a tartály falára kívülről elhelyezett fűtőtestekkel, részben a tartályba bemerülő hűtő cső-kigyóval szabályoztuk. A tartályhoz még vákuumrendszerrel és N_2 rendszerrel csatlakoztunk. A felületi forrás megfigyelésére két oldalról ablakkal láttuk el a készüléket.

Kiégésvédelem

Méréseink során sokszor létrehoztuk a kiégési hőfluxust, s ilyenkor a fűtőelem ténylegesen el is égett. A fűtőelem gyakori kiégésének elkerülésére kiégésvédő készüléket építettünk, amely akkor lép működésbe /kikapcsolja a fűtést/, ha a fűtőelem egyik felének az ellenállása /a fűtőelem két felének az ellenállását hidba kötjük/ 1 ezrelékkal megváltozik. A kiégésvédő vázlatos kapcsolási rajzát a 3. ábrán tüntettük fel [2]. A kiégésvédő érzékenysége változtatható. Méréseink folyamán a készülék igen megbízhatóan működött. A kritikus hőfluxus elérésekor a fűtőelem $500-800\text{ C}^\circ$ -ig melegedett fel. A kiégés helye szinte kivétel nélkül a fűtőelem alsó végén volt, s a gyakran ismétlődő kiégés /filmforrás kialakulása/ miatt a kiégés helye elkokszolódott, amit minden egyes mérési sorozat előtt gondosan letisztítottunk.



3. ábra
Kiégésvédő kapcsolási rajza

Kiégési hőfluxusmérések

A fűtőelemmel elérhető maximális hőfluxust a kiégési hőfluxus korlátozza. A fűtőelem azért ég ki, mert a nagy hőfluxus hatására a fűtőelemen keletkező buborékok összeolvadnak és hőszigetelő réteggel borítják be a hőátadó felületet. A belső hőforrasú fűtőelemek hőmérséklete a filmfor-

rás kialakulásakor hirtelen felszökik s a fűtőelem elég.

a/ Aláhűtés hatása.

A kiegészi hőfluxus nyugvó telített folyadékban a legkisebb. A fűtőelemfelület mentén ilyenkor csak szabadáramlás alakul ki. A felületen képződő buborékok - mivel a fűtőelem környezetében levő folyadék telítési v . közel telítési hőmérsékletűek - megnőnek, megnyulnak, ezért telítési hőmérsékleten már aránylag kevészámu buborék /alacsony hőfluxus/ előidézi a kiégést. Az aláhűtés növelésével a fűtőelemről leváló buborékok a felület közvetlen közelében lekondenzálódnak, a buborékméret csökken, ezért a kiegészi hőfluxus megnő. A felületi forrás kialakulásakor a fűtőelem körül létrejött határrétegnek a fűtőelemfelülethez eső része tulhevült, a másik része pedig aláhűtött. Az aláhűtés növelésével egyre vékonyabb lesz a határréteg tulhevített része, ezért a felületen képződő gőzbuborékok igen hamar, már igen kis buborékméret esetén eléri a hideg zónát és lekondenzálódnak. A folyadék sebességének növelésével szintén nő a kiegészi hőfluxus, mivel csökken a határréteg, s vele a határréteg tulhevített részének a vastagsága is.

A felületről a buborékok által elszállított hő a buborékmérettel $/R/$ a fűtőelemfal és a folyadék közötti hőmérsékletkülönbséggel $/T_w - T_f/$ és a másodpercenként keletkező buborékok számával $/n/$ arányos. Az aláhűtés növelésével csökken a buborékok mérete $/R/$ és nő a képződésük frekvenciája $/1/v/$ ezért változatlan hőfluxus esetén nő az egyes buborékok közötti távolság, a meglévő gőzképződési centrumok mellett ezért új centrumok képződhetnek anélkül, hogy a buborékok összeolvadva gőzfilmet képeznének. Új gőzképződési középpontok csak akkor keletkeznek, ha a hőfluxust megnöveljük, a kiégést előidéző hőfluxus ezért nő az aláhűtés fokozásával.

Méréseink szerint a kiegészi hőfluxus az aláhűtés függvényében különböző sebesség esetén a 4. ábra szerint változik /mérési adatok difilre/.

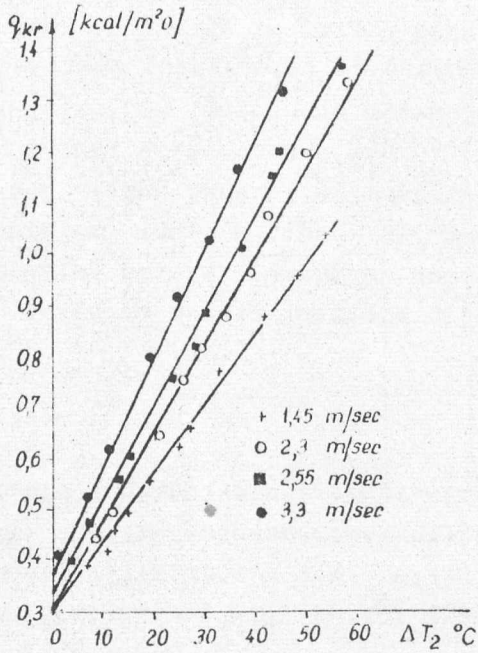
A kiegészi hőfluxus a következőképp fejezhető ki:

$$q_c = a_1 v^{a_2} + a_3 \Delta T_2 v^{a_4} \quad /1/$$

ahol a_1, a_2, a_3 és a_4 elsősorban anyagminőségtől függő állandók, meghatározásuk kísérletileg történhet.

Ha az 1. kifejezés első tagjának sebességfüggését elhanyagoljuk, akkor difilre a kiegészi hőfluxus a következő:

$$q_c = 320000 + 11000 \Delta T_2 v^{0,6} \quad \text{Kcal/m}^2\text{h} \quad /2/$$



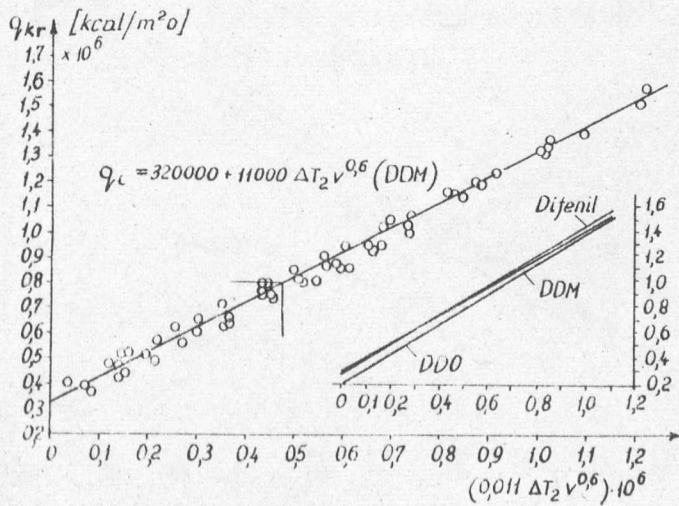
4. ábra

Difenil-difenilmetán kritikus hőfluxusa az aláhűtés függvényében különböző sebesség esetén

$v=1,45-3,3 \text{ m/mp}$ sebességhatárok között a mérési pontok átlagos eltérése a 2. kifejezéshez képest 3,5 %.

A 2-es összefüggés igen alkalmas arra, hogy a kiegészi hőfluxust $\Delta T_2 v^{0,6}$ szorzatának függvényében diagramban ábrázoljuk. A különböző sebesség és aláhűtés esetén így igen gyorsan megkapjuk a kiegészi hőfluxust /5. ábra/. Fontosabb számításokhoz - különösen kis aláhűtés esetén - azonban feltétlenül figyelembe kell venni az 1-es egyenlet első tagjának sebességfüggését is. /Ez a sebességfüggés a mi 4-es ábránkon kívül igen jól megfigyelhető D.A.Merl méréseiben is [3].

Az 5-ös ábrában együtt is felrajzoltuk a difenil, difenil-difenilmetán kiegészi hőfluxusait kényszeráramlás, a 6-os ábrában pedig a difenil, difil, gázolaj és a terfenil



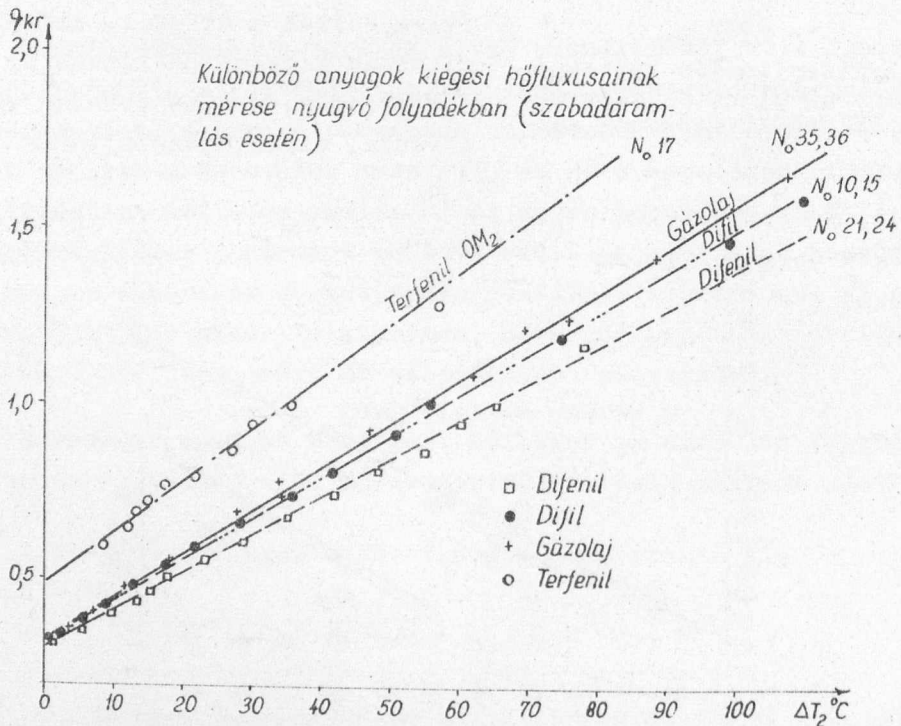
5. ábra

Difenil-difenilmetán, difenil-difeniloxid és difenil kritikus hőfluxusa kényszeráramlás esetén

OM2 kiegészi hőfluxusait szabadáramlás esetén. Mint az ábrákból látható, a difenil, difil és difenil-difenilmetán kiegészi hőfluxusai igen közel állnak egymáshoz. /Ezeknek az anyagoknak a fizikai állandói; viszkozitás, fajsúly, gőznyomás, hővezetési tényező és fajhő közel megegyezők./ A gázolaj kiegészi hőfluxusa nem nagyon tér el ezektől az értékektől. /A gázolaj aránylag magas kiegészi hőfluxusa a keverék-jellegből következik./ Élesen elüt a terfenil OM2 kiegészi hőfluxusa, amely csaknem másfélszer akkora, mint azonos körülmények között a többi megvizsgált anyagé. Vizsgálatainkat tiszta, polimer anyagoktól mentes folyadékokkal végeztük. Egyes adatok szerint [4] a polimertartalom megnöveli a kiegészi hőfluxust.

b/ Nyomás hatása

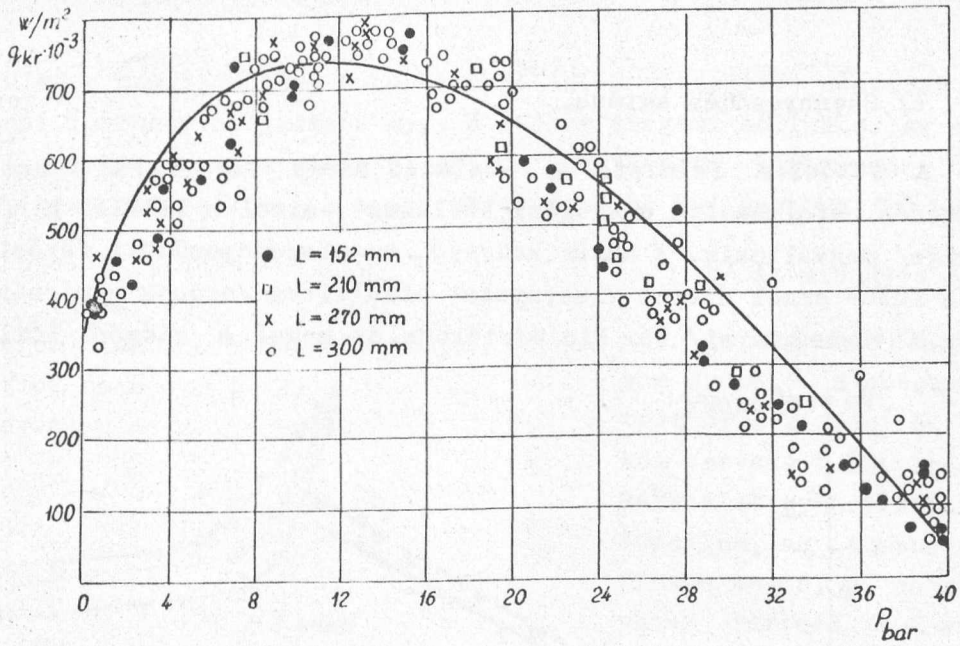
Kényszeráramlásos kiegészi hőfluxusvizsgálataink során a nyomás nem gyakorolt mérhető hatást a kiegészi hőfluxusra. Szabadáramlásos felületi forrás esetében viszont telített folyadékban a kiegészi hőfluxus kezdetben növekszik, majd csökken a nyomás, ill. a p/p_{kr} nyomásviszony függvényében /7. ábra/ [5].



6. ábra

Difenil, difil /difenil-difeniloxid/ gázolaj és terfenil kiegészi hőfluxusa szabadáramlás esetén

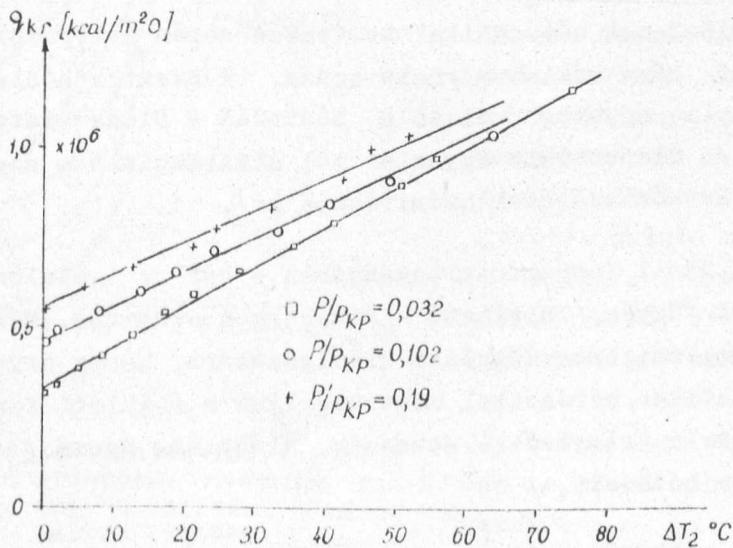
A kérdés tisztázására nyugvó folyadékban /difilben/ különböző nyomáson kimértük a kiegészi hőfluxust az aláhűtés függvényében, s a 8. ábrán világosan látszik, hogy a nyomásviszonyt növelve növekszik a kié-



7. ábra

Difenil kiégési hőfluxusa a nyomás függvényében telített folyadékban szabadáramlás esetén [5]

gési hőfluxus, bár méréseinket csak $0,19 p/p_{Kr}$ nyomásviszonyig végeztük. Ez a növekedés azonban csak a telítési hőmérsékletű folyadékban számottevő, ez aláhűtés növelésével a hatás csökken, végül elhanyagolható lesz. A jelenség nyilván a fűtőelemfelületen képződő buborékok méreteivel függ össze, s mivel a buborékméretet az aláhűtés, a határréteg vastagság, a nyomás és a folyadék-gőz fajsúly különbsége befolyásolja, nagyobb aláhűtés és sebesség esetén a nyomásnöveléséből származó kiégési hőfluxusnövekedés jelentéktelenné válik.

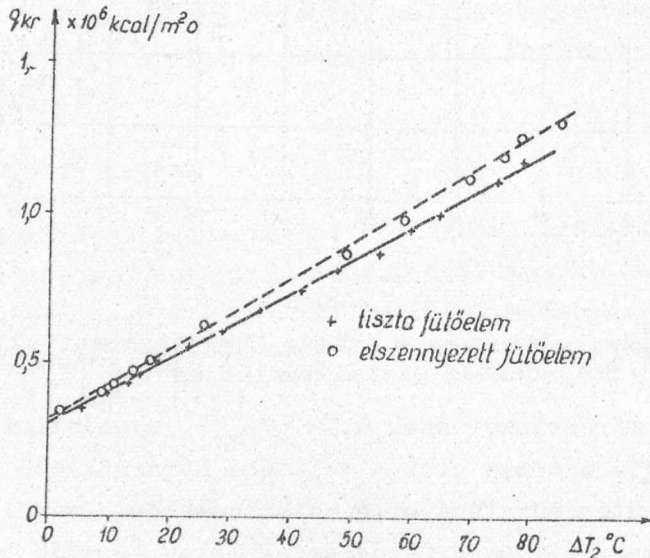


8. ábra

Difenil kiégési hőfluxusa az aláhűtés függvényében különböző nyomáson szabadáramlás esetén

c/ Szennyeződés hatása.

A fűtőelem felülete a hőátadás során nem marad tiszta. A szennyeződés befolyásolja a kiégési hőfluxust, mivel a felület minősége /érdessége/ megváltozik. A hatás kedvező, az elszennyeződött fűtőelemen a tiszta fűtőelemmel azonos viszonyokat előállítva /azonos hőmérséklet, aláhűtés, fűtőelem méret/ bár kis mértékben, de megnő a kiégési hőfluxus /9. ábra/.



9. ábra

Difenil kiégési hőfluxusa az aláhűtés függvényében szabadáramlás esetén, tiszta és szennyeződött fűtőelemen

Forrásgörbék

A fűtőelemek hőtechnikai tervezése során a legfontosabb a maximális felületi hőmérséklet meghatározása. Konvektív hőátadás esetén a számítás aránylag egyszerű, mivel a hőátadás a Sieder-Tate egyenlettel jól leírható /a Sieder-Tate egyenlet jól alkalmazható a szerves hűtőközegek konvektív hőátadásának számítására is/.

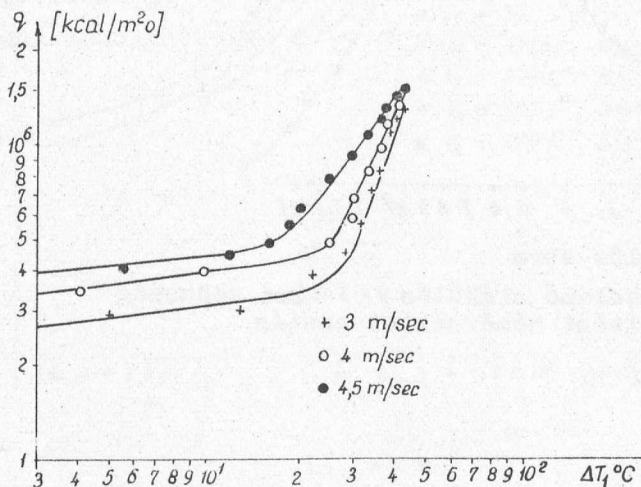
A felületi forrás tartományában - bár az irodalomban igen sok empirikus összefüggés található - nehezebb a számítás. Méréseink során ezért nem számítási összefüggések kidolgozására, hanem arra törekedtünk, hogy szisztematikus mérésekkel megvizsgáljuk a felületi forrásos hőátadást befolyásoló tényezők - sebesség, aláhűtés, nyomás, felületi elszennyeződés - hatásait.

a/ A sebesség hatása.

A sebesség növelésével nő az átmeneti /az a hőfluxus, amelynél

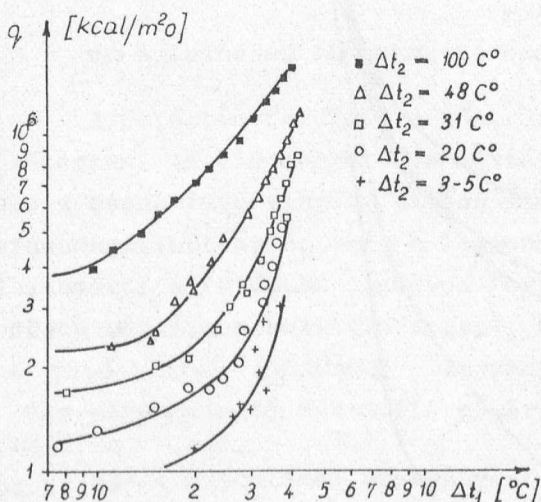
a felületen megkezdődik a buborékképződés, a konvektív hőátadás tehát felületi forrásos hőátadásba megy át/ és a kiegészi hőfluxus. Az átmeneti hőfluxus növekedése mellett csökken az átmeneti hőfluxushoz tartozó tulhevitési hőmérséklet, s ezzel a forrásgörbe hajlásszöge /10. ábra/.

b/ Az aláhűtés hatása.



10. ábra

Difenil forrásgörbéje különböző sebesség esetén

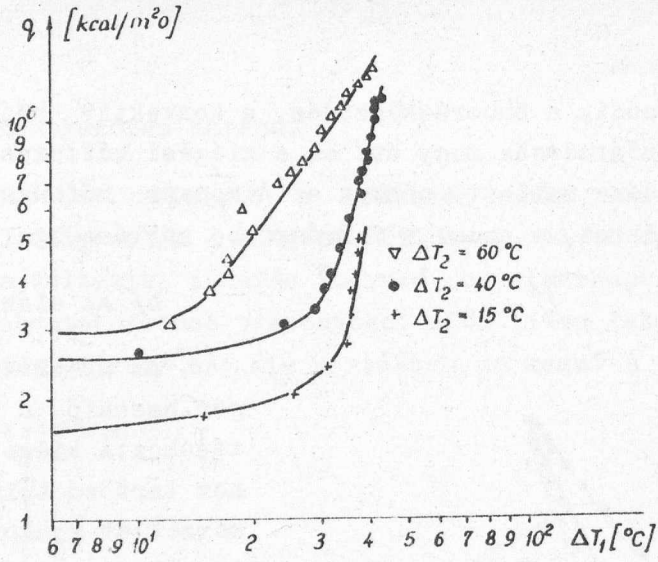


11. ábra

Difenil-difenilmetán forrásgörbéi különböző aláhűtés, $v=3\text{m/sec}$ sebesség és 265°C telítési hőmérséklet esetén

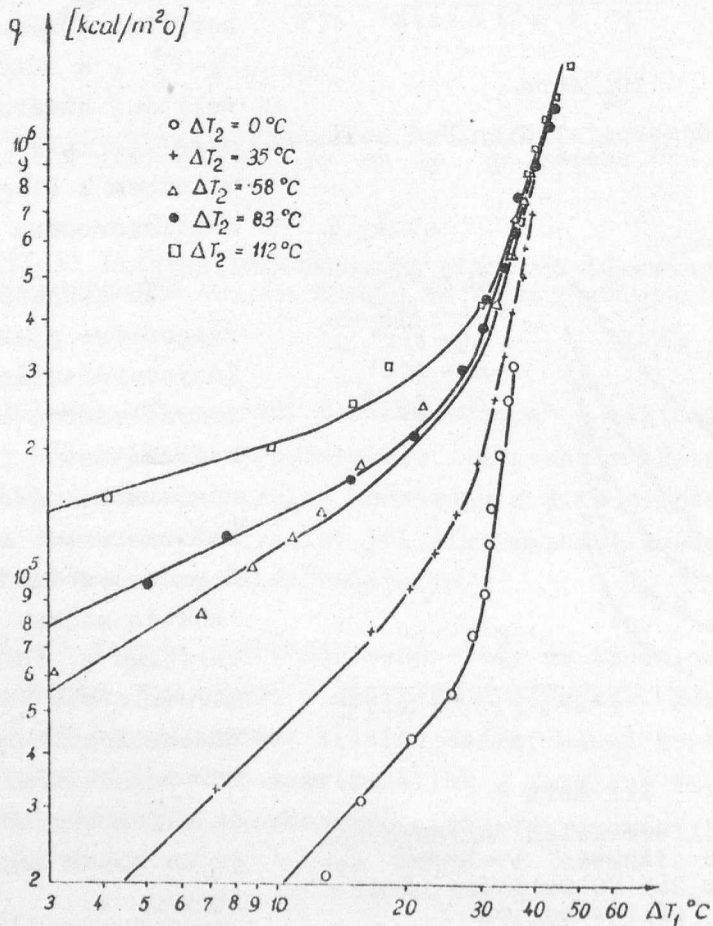
Az aláhűtés hatása igen hasonló a sebesség hatásához. A kiegészi hőfluxushoz tartozó tulhevitési hőmérséklet gyakorlatilag változatlan, az átmeneti hőfluxus megnő, s csökken az ehhez tartozó tulhevitési hőmérséklet /11. és 12. ábra/. Érdekes, hogy a kiegészi hőfluxushoz tartozó tulhevitési hőmérséklet $|T_w - T_s, C^\circ$, a fűtőelemfal és a telítési hőmérséklet különbsége/ szinte változatlan, miközben a kiegészi hőfluxus háromszorosára növekszik.

Az aláhűtésnek a forrásgörbére gyakorolt hatása kényszeráramlásos felületi forrás esetén más, mint szabadáramlásos felületi forrásos hőcsere esetén. Szabadáramláskor a kialakult forrás tartományában az aláhűtés szinte teljesen hatástalan a tulhevitési hőmérsékletre, változatlan az átmeneti hőfluxushoz tartozó tulhevitési hőmérséklet és a forrásgörbe hajlásszöge is közel megegyező /13. ábra/.



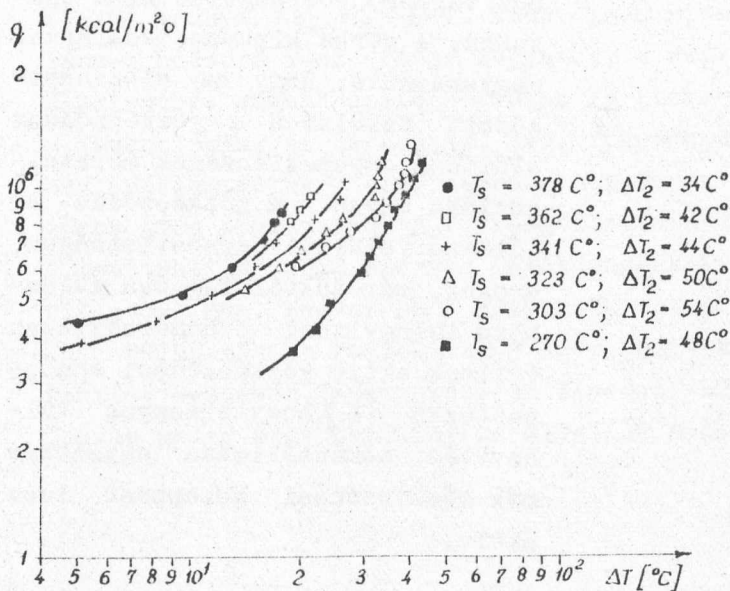
12. ábra

Difil forrásgörbéi különböző aláhűtés $v = 3 \text{ m/sec}$ sebesség és 270 °C telítési hőmérséklet esetén



13. ábra

Difil forrásgörbéi különböző aláhűtés esetén nyugvó folyadékban $T_s = 255 \text{ °C}$ telítési hőmérsékleten



14. ábra

Difenil-difenilmetán forrágörbéi különböző telítési hőmérsékleten $v = 3 \text{ m/s}$ sebesség esetén

kenése számottevő, méréseink során $T_s = 380^\circ \text{C}$ telítési hőmérsékleten csaknem fele, mint $T_s = 260^\circ \text{C}$ -on.

d/ A fűtőelem elszennyeződésének hatása.

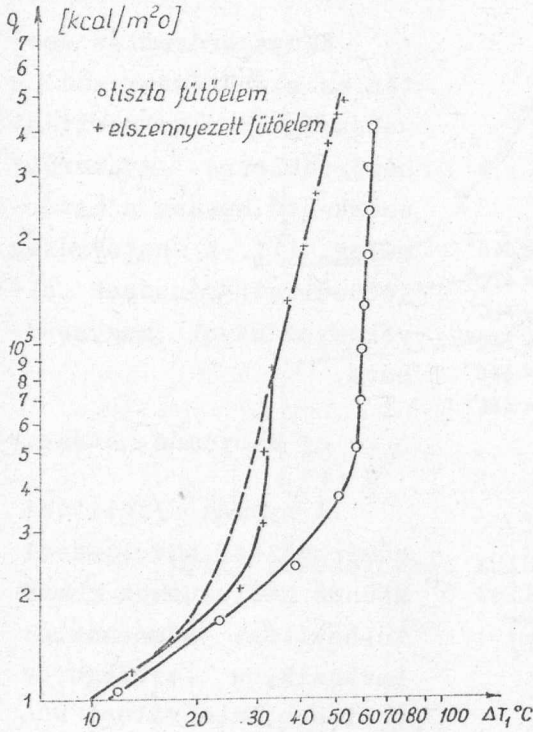
A fűtőelem felülete a hőátadás során elszennyeződik a szerves hűtőközegben. Az elszennyeződés mértéke elsősorban a hűtőközeg tisztaságától, a benne levő vizgőz, oxigén mennyiségétől függ. Irodalmi adatok alapján megállapítható, hogy a legcondosabban tisztított hűtőközegben is kell számolni a fűtőelem bizonyos foku elszennyeződésével. A hűtőközeget olyan mértékben kell tisztítani, hogy a fűtőelem élettartama folyamán a fűtőelemfal felületi elszennyeződése okozta hőmérsékletnövekedés egy megengedhető maximális hőmérséklet alatt maradjon.

Bár a fűtőelemek elszennyeződését - a megfelelő vizsgálati lehetőségeink hiányában - nem tudtuk szigoru vizsgálat tárgyává tenni, méréseink alkalmasak néhány minőségi megállapításra. Megállapítható, hogy a szennyeződés növeli a kiégési hőfluxust /9. ábra / és csökkenti a tulhevitési hőmérsékletet /15. ábra/. Mindkét jelenség magyarázata az, hogy a felületre rakódott szennyeződés megnöveli az aktiv gőzképződési közép-pontok számát. Igen érdekes a 15. ábrában az elszennyeződött fűtőelem-

Kényszeráramlás esetén az aláhűtésnek és a sebességnek a tulhevitési hőmérsékletre gyakorolt csökkentő hatása a határ-réteg, ill. a határréteg tulhevitett részének elvékonyodásával magyarázható.

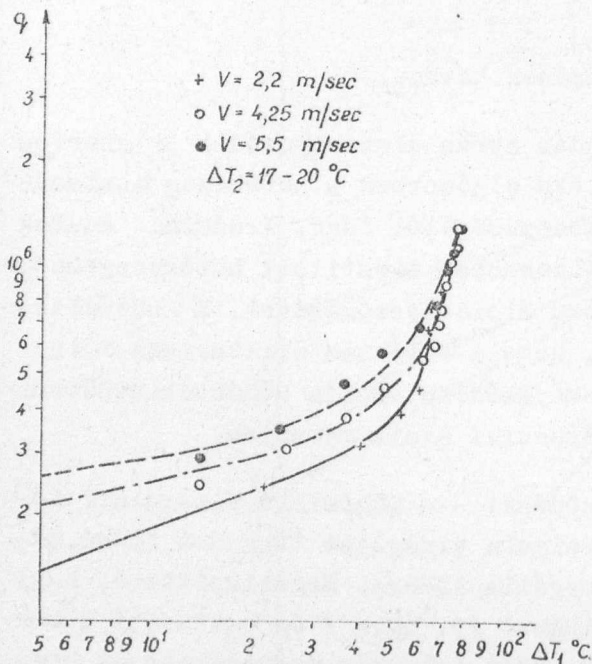
c/ A nyomás hatása.

A nyomás /telítési hőmérséklet/ növelésével azonos hőfluxushoz kisebb tulhevitési hőmérséklet tartozik, a forrágörbe a kisebb tulhevitési hőmérséklet felé tolódik el /14. ábra/. A tulhevitési hőmérséklet csök-



15. ábra

Gázolaj forrásgörbéje tiszta és elszennyeződött fűtőelemen $\Delta T_2 = 21^\circ\text{C}$ aláhütésű nyugvó folyadékban



16. ábra

Gázolaj forrásgörbéi különböző sebesség esetén

hez tartozó forrásgörbe alsó szakasza. A görbe kipuposodása azzal magyarázható, hogy az elszennyeződött felületen a gőzképződést előidéző egyenetlenségek méreteloszlása olyan / a gőzképződés előidéző felületi egyenetlenségek, üregek, méretüktől függően különböző túlhevítési hőmérsékleten vállnak aktív gőzképződési középpontokká [6], hogy bizonyos túlhevítési hőmérsékleten egyszerre sok gőzképződési középpont lesz aktív.

Igen érdekes a gázolaj viselkedése. A kiegészi hőfluxus valamivel nagyobb, mint difil, difenil esetében, ugyanakkor mintegy 50 %-kal nagyobb a kialakult forrás tartományában az azonos hőfluxushoz tartozó túlhevítési hőmérséklet /16. ábra/. A gázolajnak ez a viselkedése igen hasonló a keverékek felületi forrásos hőátadásához [7]. A keverékek kiegészi hőfluxusa kis mértékben, a forrásgörbéhez tartozó túlhevítési hőmérséklet jelentősen nagyobb, mint a keverék két alkotója közül bármelyiké.

Következtetések

Eddigi méréseink folyamán a szerves hűtőközegek felületi forrásos hőátadásához sok adatot gyűjtöttünk össze. Ezek közül a kiegészi hőfluxusmérések jelentős segítséget nyújtanak a fűtőelemek hőtechnikai tervezéséhez. A for-

rásgörbék vizsgálatából megállapítható, hogy a kiégési és az átmeneti hőfluxus aránya $q_c/q = 3 \sim 4$, tehát igen kicsi. Bár a buborékképződés hatására a hőcsere igen erősen megjavul, a reaktorban a biztonsági tényezővel csökkentett megengedhető hőfluxus /a biztonsági tényező a fűtőelemméret, a technológia, az üzemanyag, stb. függvénye, szerves hűtésű reaktornál még nem csökkentették 3 alá/ azonban nem, vagy csak éppen beleesik a forrásgörbe alsó szakaszába. A forrásgörbe túlságosan rövid tartománya miatt megállapíthatjuk, hogy szerves hűtőközegekkel csak konvektív hőátadást valósíthatunk meg. Kedvezőbb a helyzet az általunk kevésbé vizsgált terfenilek különösen a radiolitikus és pirolitikus polimereket tartalmazó terfenilek esetében, amelyeknél az átmeneti hőfluxus kisebb, a kiégési hőfluxus pedig nagyobb, mint az általunk eddig megvizsgált anyagoké [4].

I r o d a l o m

- [1] Szentgyörgyi I.: Felületi forrásos hőcsere vizsgálatok, KFKI Közl. 11, 21 /1963/
- [2] Zobor E.: Fűtőelem kiégésvédő készülék, KFKI Közl./megjelenés alatt/
- [3] Mero, D.A.: A/Conf. 28/P/590
- [4] Robinson, J.M., Lurie, H.: NAA-SR-1954
- [5] Н.М. Кузнецов; Исследование критических тепловых потоков при кипении дифенилн. смеси в большом объеме
- [6] Corty, C., Faust, A.S.: Surface Variables in Nucleate Boiling. Chem. Eng. Progress Symp. Series, No 17. Vol. 51.
- [7] Huber, D.A., Hoehne, J.C.: NAA-SR-6681

Érkezett: 1965. máj. 17.

KFKI Közl. 13.évf. 4.szám, 1965.

AZ NG 200/1 NEUTRONGENERÁTOR REKONSTRUKCIÓJA

Irta: Pásztor Endre és Veress Imre

Összefoglalás

Ismertetjük az NG 200/1 neutrongenerátor rekonstrukcióját. A berendezéssel teljesen sugárvédett körülmények és alacsony háttér mellett lehet dolgozni. A neutronhozam $10^5 - 10^{10}$ n/sec között változtatható. Lehetséges folyamatos árammal és nsec hosszúságú pulzusokkal neutronokat termelni. Az egyenáramu és pulzált nyalábhoz külön-külön ionut van. A berendezés teljes távvezérléssel és részben automatikával rendelkezik.

Intézetünkben 1957 végén kezdte meg működését a neutron-repülési idő spektrométerrel kombinált NG 200/1 neutrongenerátor [1]. A berendezés éveken át működött és üzem közben több tökéletesítést hajtottunk végre rajta. A készülék segítségével végzett mérésekről számos publikáció jelent meg. A teljesítmény emelésével azonban komoly sugárvédelmi problémák merültek fel, a méréseknél pedig elsősorban a tarthatóság kis mérete miatti háttérsugárzás magas szintje okozott nehézséget. Ezeken kívül számos egyéb indok figyelembevételével hozott határozatot az Intézeti Kollégium arra, hogy a berendezést megfelelő körülmények közé át kell telepíteni a III. épületbe a tankgenerátor helyére és egyben végre kell hajtani rekonstrukcióját is.

Az áttelepítést és rekonstrukciót az 1962-64 közötti időszakban végrehajtottuk. A tervezés és építés főbb szempontjai a következők voltak:

kifogástalan sugárvédelem, tág határok $/10^5 - 10^{10}$ n/sec/ között változtatható neutronhozam, egyenáramu és nanosekundumos pulzált üzem, stabilitás, megbízható vezérlés, tartós /100 óra/ üzem lehetősége, a targeteknek a háttér szempontjából legkedvezőbb elhelyezése.

A neutrongenerátor feszültségforrásául megtartottuk az eredeti egyfokozatú kaszkádot, amely 200 kV-os névfeszültségű és szelén egyenirányítókkal működik. Normál üzemi feszültségnek a kondenzátorok kimélésére

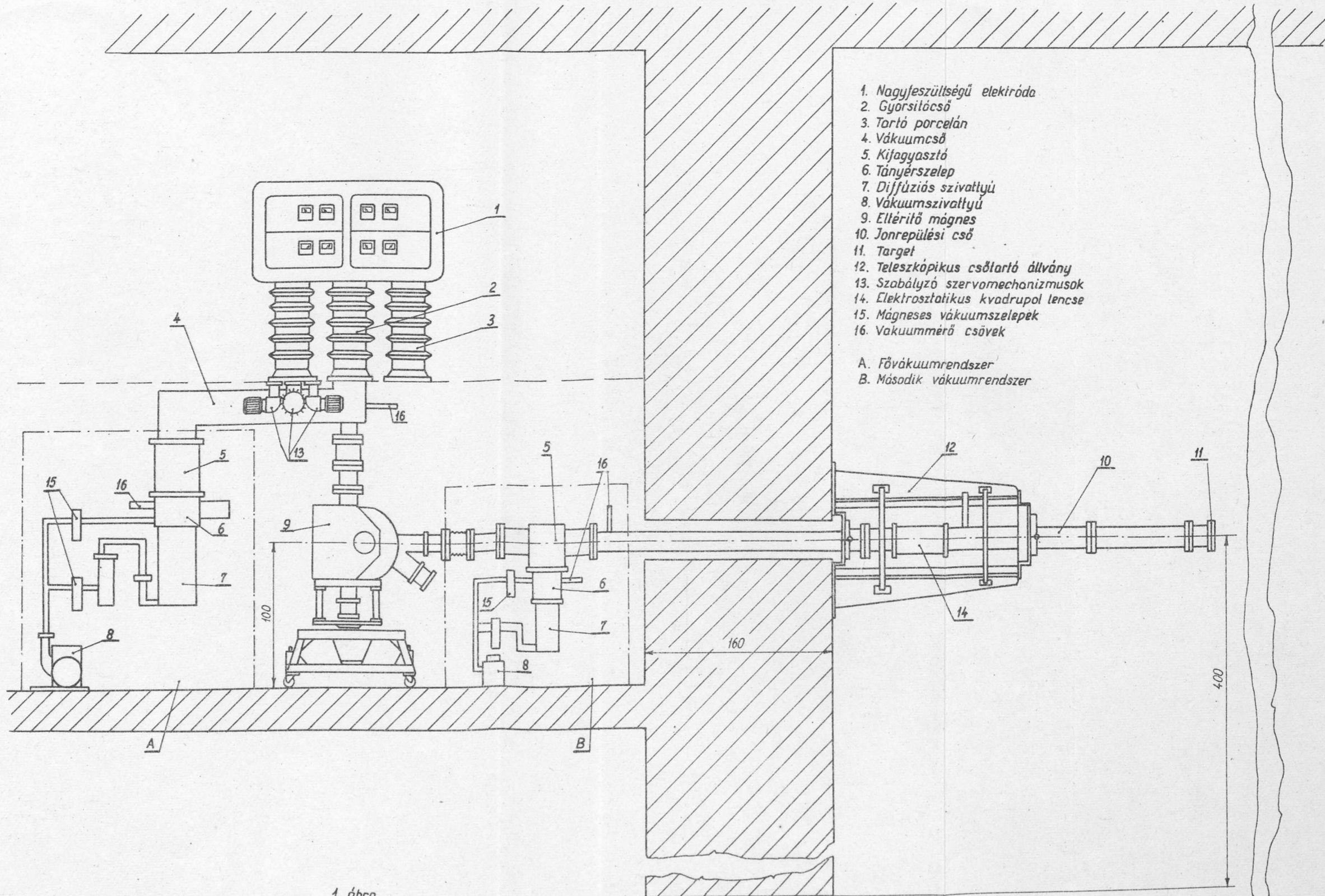
a 185 kV-ot választottuk.

A berendezéshez két ionut tartozik. Az egyik folyamatos üzemben repülnek az ionok a targetig és ennek megfelelően folyamatosan keltik a neutronokat. A másik ionutba beépítettünk egy eltérítő lemezpárt, amely segítségével a nyaláb kitérithető, s így a targeton neutronok csak egy-egy rövid impulzusban keletkeznek. A folyamatos üzemi ionut felépítése látható az 1. ábrán.

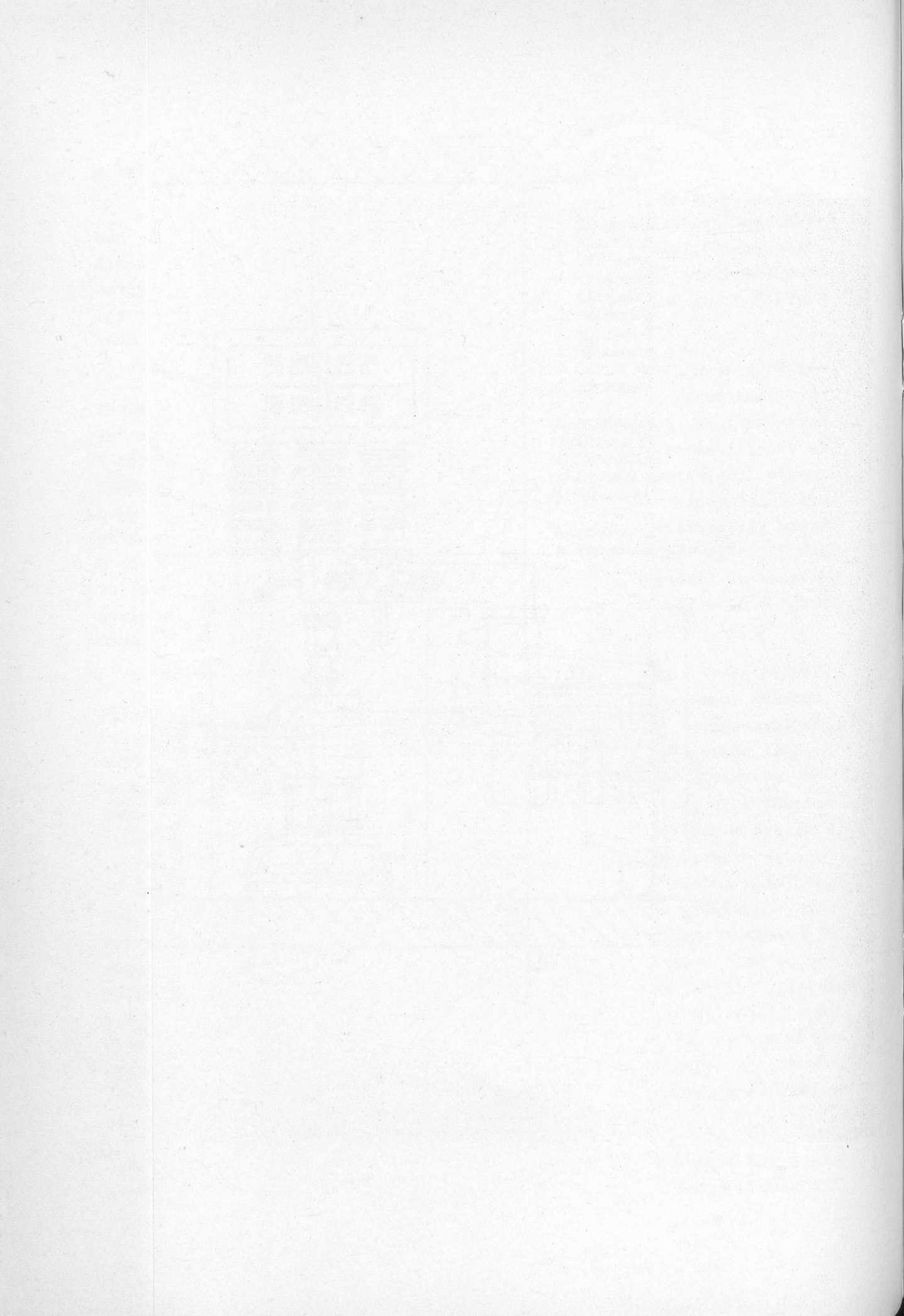
Az ionokat a nagyfeszültségű elektródában a jól bevált rádiófrekvenciás ionforrással állítjuk elő, az oszcillátor keramikus triódákkal működik [2]. A gyorsítócsőben egyetlen, hengeres elektródákkal felépített gyorsító lencse van, amit egy előfókuszáló lencse illeszt az ionforrás kimenetéhez. A gyorsítócső konstrukciója, megmunkálása olyan, hogy az elektródákat csak egyértelműen, koncentrikusan lehet benne elhelyezni. A gyorsítócső földpotenciálán levő oldalán csatlakozik hozzá a fővákuum-rendszer, amely 1500 l/sec szivásebességű diffúziós, 25 m³/ó teljesítményű elővákuum szivattyúból, valamint kifagyasztóból és tányérszelepből áll. A rendszerben elérhető legjobb vákuum /2-3/ x 10⁻⁶ Hgmm, üzem közben /1-2/ x 10⁻⁵ Hgmm a nyomás.

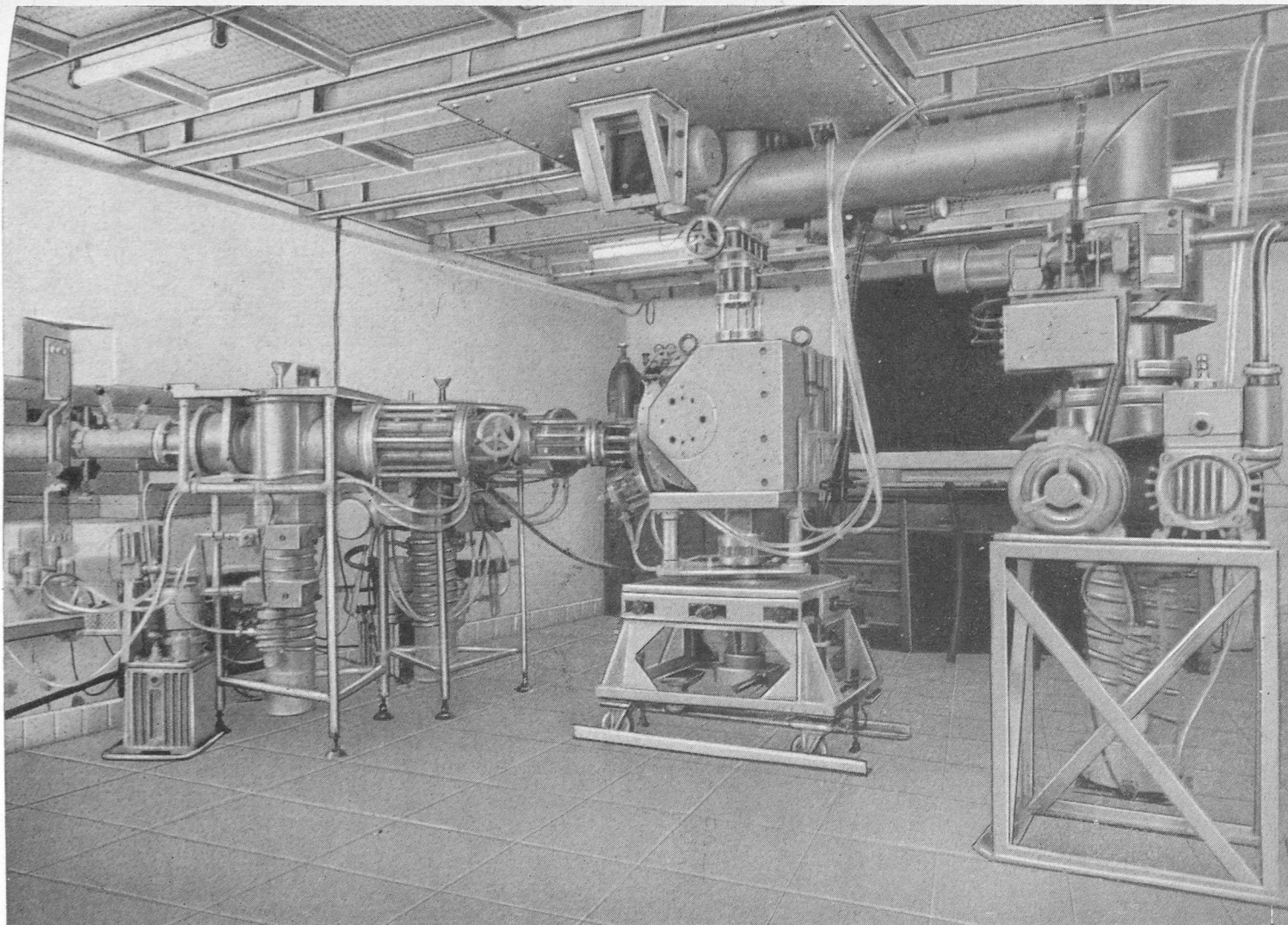
Az ionok a vákuumcsőből az eltérítő mágnes terébe lépnek, amely a nagy átbocsátó képesség érdekében 50 mm-es légréssel készült. Üzemszerűen 4000 Gauss-ig gerjeszthető. A mágnes az atomionokat kb. R=25 cm-es sugáron 90°-ban téríti el, a molekulaionok eltérítési sugara természetesen nagyobb, így a mágnes az ionnyalábot az eltérítés során egyszersmind tömegre analizálja. Az atomionok innen egy elektrosztatikus kvadrupól lencse segítségével fókuszálódnak a targetra. A nyaláb a kvadrupól után még egy kifagyasztón halad keresztül, amelyhez - az ionut csövében a kellő vákuum fenntartására - egy tányérszelep után egy 500 l/sec teljesítményű diffúziós és 4 m³/ó teljesítményű elővákuum szivattyú csatlakozik. A kifagyasztó után az ionut csöve keresztülhalad a sugárvédő falon egy alkalmasan kiképzett és a szerelés után ólom és paraffin téglával kitöltött nyíláson. A nyílás targetterem felőli oldalán 4 m magasságban a csövet egy, a falból merőlegesen kiálló teleszkóp-szerűen állítható hosszúságú konzol tartja. A legközelebbi fal 3,70 m, a mennyezet pedig 3,80 m távolságra van, tehát a target lényegében a terem középtáján helyezkedik el, ami a falakról történő visszaszórás szempontjából kedvező.

A mágnes után a neutrongenerátornál - ahogyan korábban már említettük - két ionpálya van. Az egyik a falon merőlegesen halad keresztül



1. ábra





2. ábra

Az NG 200 neutrongenerátor vákuumrendszere és eltérítő mágnes

és az egyenáramu üzemet biztosítja, a másik ehhez képest kb. 30° -ra hald és a pulzált üzem megoldására még egy beépített eltérítő lemezpárral is rendelkezik. A lemezekre egy változtatható frekvenciájú oszcillátorból max 5 kV feszültség kapcsolható, ami a targeten 1-2 nsec hosszúságú impulzusok előállítására bőven elegendő.

Az egyik ionutról a másikra a mágnes elforgatásával lehet a nyalábot vezetni. Ehhez csak néhány csavart kell megoldani és csupán a mágnespofák között levő vákuumkamrát lelevegőzni. A kamra önálló leszivását biztosítottuk. Egy időben természetesen csak vagy az egyik, vagy a másik ionut lehet üzemben. A két ionpálya a pulzált és egyenáramu üzem szétválasztása mellett elősegíti a gyorsító jobb kihasználását is, mert az egyik cső üzeme alatt lehetővé teszi a másiknál a mérések előkészítését. Így lehetőség nyílik az elektronika bemérésére, a szükséges targetszerelvények elkészítésére stb.

A 2. ábrán /fénykép/ látható a gyorsítócsőhöz csatlakozó fővákuumrendszer, az eltérítő mágnes, a kvadrupol lencsék, valamint a két ionuthoz tartozó második szivattyurendszer, illetve kifagyasztó. A felvételen jól kivehető a sugárvédő betonfalban levő áttörtet a kitöltő paraffin téglákkal, valamint az ionut csövet tartó mechanizmussal együtt.

A neutrongenerátor irányítása a sugárvédetten elhelyezett kezelőasztalról történik. Itt helyeztük el a fontos műszereket, valamint az összes vezérlő, illetőleg kapcsoló nyomógombokat. E nyomógombokkal irányítható a vákuumrendszer is, amely teljesen automatizált, s megfelelő biztonsági reteszelésekkel készült. Szervomechanizmusokkal a kezelőasztalról irányíthatók a nagyfeszültségű elektrodában levő berendezések is. E készülékek szabványos 221 x 483 mm méretűek, ami hiba esetén könnyű cserét tesz lehetővé. A nagyfeszültségű elektróda valamennyi készülékének ellenőrző műszere az elektróda egyik oldalára került, ahol egy ipari tv kamera segítségével jól megfigyelhetők.

A neutrongenerátorhoz tartozó valamennyi kapcsolót, relét, feszültségforrást, stabilizáló készüléket a kezelőasztal szomszédságában felállított 4 db RA 30.00 tip. műszerszekrényben helyeztük el. Itt vannak a vákuummérők, valamint az ipari tv monitora is. A kezelőasztal és a műszerszekrények, valamint a generátor között levő kábeleket sülyesztett kábelcsatornáknak vezetjük.

Ahogy az 1. ábrán is látható, a sugárvédelem, illetve a target-elhelyezés miatt az ionoknak az ionforrástól a végtargetig meglege-

tősen hosszú, kb. 10 méter utat kell megtenniök. Ez a távolság igen szigorú követelményeket támaszt az ionpályára hatással levő valamennyi tényező stabilitásával szemben, mert a nyaláb megengedett elmozdulása a targeten ± 1 mm [3]. A nyaláb átmérő a targetnél kb. 5 mm, így ez az elmozdulás - mivel a nyalábban az árameloszlás nem egyenletes és a széleken az áramsűrűség kicsi - csupán néhány százalék változást okoz a neutronhozamban. A stabilitásra ható legfontosabb tényezők a nagyfeszültség és az eltérítő mágnes. Mind a nagyfeszültségű részt, mind pedig a mágneset egy-egy motorgenerátorról tápláljuk. Ezek külső gerjesztésűek, a stabilizáló áramköröket e külső gerjesztésbe építettük be. A hibajelet a mágnesnél egy normál ellenállás szolgáltatja. A nagyfeszültségnél két megoldás lehetséges: vagy a nagyfeszültségű mérőellenálláson átfolyó áram szolgáltatja a hibajelet, vagy maga az ionnyaláb. Ez utóbbi esetben a hibajelet akkor keletkezik, ha a közvetlenül a target előtt szimmetrikusan elhelyezett lemezekre nem egyforma áram jut, mert a nyaláb az előírt helyzetéből kimozdult. A stabilizátor a nagyfeszültség korrigálásával a nyalábot az előírt helyzetbe visszaviszi és így az eredeti neutronhozamot visszaállítja. Ez a módszer természetesen csak a nyaláb állandó helyzetét biztosítja, de nem gondoskodik a konstans energiáról. Ez utóbbi esetünkben nem fő követelmény, mert a fizikai méréseket nem zavarja az így előálló igen kis mértékű neutronenergia-ingadozás.

A stabilizálás természetesen nem tudja csökkenteni a targetek öregedéséből származó hozamcsökkenést. Ez a tényező azonban - a mérések természete miatt - nem hat különösebben zavarólag, monitorozással figyelembe vehető. A használt targetek az intézetben szokásos cirkonium-, ill. titántrícium - targetek wolfram, ill. molibden alapon, átmérőjük 14 mm, a Szovjetunióból szerezzük be őket. Az elnyeletett H_3 mennyisége 0,3 - 15 Curie közötti aktivitású.

A neutronhozamot elsősorban a fizikai mérések során figyelik és ellenőrzik. A hozammérés a neutrontermelő magreakció során kirepülő alfa-részek számlálásával történik. E számláló adatait egy, a kezelőasztalon elhelyezett műszerre is kiveztük. Ugyanitt helyeztük el egy 14 MeV-es neutronokra hitelesített RN-3 típusú neutronfluxus-mérő műszerét is. Így a gyorsító kezelője a targetáram mérésén kívül még két, egymástól független adattal tudja a neutronhozamot ellenőrizni.

Az eddigi üzemi tapasztalatok szerint - némi kezdeti nehézségek leküzdése után - a generátor jól működik. Egyenáramu üzemben $10^5 - 3 \times 10^9$ n/sec közötti hozamokat állítottunk elő. Több neutront a kísérle-

tek egyenlőre nem igényeltek. A 10^{10} n/sec hozamot valószínűleg nehézség nélkül elérhetjük, mert az ehhez szükséges kb. 1 mA targetáramot vak-targetra gyorsítva már előállítottuk. Ez az áram, tekintettel a hosszú, 10 méteres ionutra, igen jó teljesítménynek mondható. Pulzált üzemben természetesen a hozam a kitöltési tényezőnek megfelelően csökken.

A sugárvédelem az elvégzett mérések szerint 10^{10} n/sec hozamig megfelelő. A háttérviszonyok a targetteremben részben a targetek elhelyezése, részben a nagyobb méretek következtében lényegesen megjavultak. A targetterem $10,50 \times 8,50$ m² alapterületű, 7,80 m magas. A targetek 4,00 méter magasságban vannak, a mérések ebben a síkban történnek. Ehhez megfelelő detektortartó állványokat és kábeltartó hidakat építettünk. A fizikai méréshez tartozó készülékek a III. épület első emeletén kialakított 9×4 m² alapterületű mérőszobában kaptak helyet. A targetterem és a mérőszoba között kábelcsatornába süllyesztett, minden mérési igényt kielégítő kábelrendszert fektettünk le. A mérések precizitásának biztosítására a mérőszoba külön hálózati táplálást kap egy 16 kVA terhelhetőségű 3 fázisú generátorról és külön műszerföldeléssel is rendelkezik.

Az üzemi tapasztalatok gyűjtése mellett tervezzük a generátor továbbfejlesztését. Ennek első lépése valószínűleg az ionforrás 10-100 μ sec-os pulzált üzemének megvalósítása lesz.

A neutrongenerátor rekonstrukciója számos résztvevő közös munkájának eredménye. Az épületátalakítás és ezzel kapcsolatban a sugárvédelmi építkezés terveit irányításunk mellett az Iparterv 9. irodája készítette, a kivitelező a Beruházási Osztály felügyelete alatt az ÉM 21. Állami Építőipari Vállalat volt. A teljes berendezés szerkesztési munkálatait a Szerkesztési és Kísérleti Osztály végezte. Ezen belül számos szerelési egység teljes konstrukcióját a megadott specifikáció alapján Csőke Antal, Szalók Mihály és Szulyovszky Andor kolléga készítette, Feit Pál kartárs pedig az eltérítő mágnesset tervezte. A mechanikai alkatrészeket a MÜKÜ gyártotta le. A mágnesset, illetve nagyfeszültséget stabilizáló elektronikát a II. Fizikai Kutató Főosztály Elektronikus Csoportja tervezte és építette Szabó László kartárs irányítása mellett. Az alapvető tervezést, az ionoptikai konstrukciót, az összes vezérlő, ellenőrző áramkörök teljes rendszerének tervezését magunk végeztük. Az összes szerelési munkálatokat, beleértve mind a mechanikai, mind az elektromos szerelést, a Magfizikai Laboratórium II. 140. témáján dolgozók kollektívája végezte. Itt szeretnénk valamennyi közreműködőnek köszönetünket kifejezni.

I r o d a l o m

- [1] Hrehuss Gy., Neszmélyi A., Simonyi K.: KFKI Közl. 6, 22 /1958/
- [2] Erő J. et al.: KFKI Közl. 13, 73 /1965/
- [3] Pásztor E., Veress I.: Exp. Technik der Physik 12, Heft 3,
190 /1964/

Érkezett: 1965. jun. 20.

KFKI Közl. 13. évf. 4. szám, 1965.