

dr. Farkas Istvánné  
Könyvtár  
IV. épület

4 pld

Vol. 15. No. 6. 1967



1967 DEC 19

**КФИ**

**KÖZLEMÉNYEK**

СООБЩЕНИЯ ЦЕНТРАЛЬНОГО ИНСТИТУТА ФИЗИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

REPORTS OF THE CENTRAL RESEARCH INSTITUTE FOR PHYSICS

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

MTA KÖZPONTI FIZIKAI KUTATÓ INTÉZET KÖNYVTÁR- ÉS KIADÓI OSZTÁLYA  
БИБЛИОТЕКА И ИЗДАТЕЛЬСКИЙ ОТДЕЛ  
ЦЕНТРАЛЬНОГО ИНСТИТУТА ФИЗИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ ВЕНГЕРСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК  
HUNGARIAN ACADEMY OF SCIENCES  
CENTRAL RESEARCH INSTITUTE FOR PHYSICS LIBRARY AND DOCUMENTATION DEPARTMENT  
BUDAPEST, 114. POB 49.

Technikai szerkesztő: Nagy Imréné  
Megjelent: 1967. dec. 5.

Példányszám: 320  
Rotaszám: 3255

A kiadásért felelős: Jánossy Lajos

Megjelenik: kéthavonta  
Előfizethető: az MNB 100.015-70 bevételi számlán  
Előfizetési díj: egyes szám 5 - Ft



### TARTALOM

1. Dobrosz Marian: Konjugált gradiens módszer alkalmazása a Dirichlet feladat blokkiterációs sémában való megoldására . . . . . 325
2. Kluge Gyula és Lajtai Albert: Energiafüggés vizsgálata az U-235 termikus neutronokkal történő maghasadásakor keletkezett gamma-sugarak szögeloszlásánál . . . . . 333
3. Bene Edit, Szabó Pál, Tompa Kálmán: Vizsgálatok kocka-texturás réz fóliákon . . . . . 341
4. Erő Jánosné, Grüner György, Tompa Kálmán és Tóth Ferenc: Gyökrekombináció és molekuláris mozgások vizsgálata ESR és MMR módszerrel . . . . . 345
5. Bürger Gábor, Klopfer Ervin és Kostka Pál: Elektromechanikus kapcsolócsatorna potenciálon lévő berendezések vezérléséhez . . . . . 357
6. Bürger Gábor, Gombos Péter, Klopfer Ervin és Kostka Pál: Elektromágneses működtetésű gázszelep tankgenerátor ionforrásához . . . . . 363
7. Szabó Zoltán: Kompakt, 200 kV-os egyenfeszültségű tápegység . . . . . 367
8. Vályi László: Polarizált proton és deuteron nyalábforrás . . . . . 373
9. Balla János: Héliumkriosztát neutrondiffrakciós mérésekhez 3... 300 K<sup>o</sup> hőmérséklettartományra . . . . . 393



## Резюме

### 1. Метод сопряженных градиентов в схеме блочных итераций для решения разностной задачи Дирихле

М.Доброш

В работе указан один итерационный метод для решения разностной задачи Дирихле. Показано, что эффективное решение системы  $(n-1)^2$  разностных уравнений достигается после  $O(n \ln n)$  шагов процесса.

### 2. Исследование энергетической зависимости угловой анизотропии гамма-излучения, сопровождающего деление $U-235$ тепловыми нейтронами

Д.Клуге и А.Лайтаи

Измеряли энергетическую зависимость угловой анизотропии гамма-излучения, сопровождающего деление  $U-235$  тепловыми нейтронами. С тремя различными энергетическими порогами — (40, 120 и 600 кэВ). Результаты измерений показали, что интенсивность гамма-излучения в направлении осколков деления больше, чем перпендикулярно к нему и этот эффект зависит от энергии гамма-излучения, сопровождающего деление анизотропия больше, а при увеличении пороговой энергии анизотропии уменьшается. Анизотропия изменяется в пределах 5 — 10%. Необходимо принять во внимание, что в разлетающихся осколках испускается гамма-излучение в системе летящих осколков анизотропия изменяется в пределах 10 — 150. Из проведенных измерений углового распределения среднего импульсного момента для осколков деления получили величину 5 — 10 н .

### 3. Об исследованиях на медных фольгах с кубической текстурой

Э.Бене, П.Сабо и К.Томпа

Текстура медных фольг, использованных для измерений анизотропии спектра ядерного резонанса была определена рентгено-дифракционным методом. В использованных двух различных исходных веществах было найдено две кубических текстуры с одним типом, но в количестве они отличаются друг от друга. Характеристики текстур, полученные рентгено-дифракционным методом подтверждают результаты, полученные методом ядерного резонанса.



4. Исследование рекомбинации радикалов и молекулярного движения с помощью методов ЭПР и ЯМР

М.Эрё, Д.Грюнер, К.Томпа и Ф.Тот

С помощью метода ЭПР была изучена рекомбинация свободных радикалов в облученных при температуре  $77^{\circ}\text{K}$  образцах I - 4 дициклогексил-циклогексана (I-4 DCHCH), I-4 дициклогексил-бензола (I-4 DCHB) и  $\eta$ -циклогексил-дифенила ( $\gamma$ -CHDF). Молекулярные движения в необлученных образцах изучались методом ЯМР в интервалах температур от  $77^{\circ}\text{K}$  до их точек плавления.

Результаты измерений ЯМР указывают на торзионные колебания молекул I-4 DCHCH а при более высоких температурах на их вращение вокруг предельной оси. В образцах I-4 DCHB происходит фазовое превращение, а в  $\gamma$ -CHDF наблюдаются торзионные колебания. Рекомбинационные процессы радикалов, определенные с помощью ЭПР, частично объясняются молекулярными движениями. В двух последних соединениях наблюдается внутримолекулярный механизм исчезновения радикалов.

5. Электромеханическое устройство для управления аппаратом, расположенным на высоковольтных электродах

Г.Бюргер, Э.Клопфер и П.Костка

В статье излагается электромеханическое устройство, позволяющее управление электроническим аппаратом, расположенным на высоковольтных электродах электростатического ускорителя.

6. Электромагнитный газовый вентиль, используемый при источнике электростатического генератора

Г.Бюргер, П.Гомбош, Э.Клопфер и П.Костка

В статье излагается электромагнитный газовый вентиль, имеющий газовый проницаемый канал диаметром 2 мм и длиной 7 мм. Этот вентиль дает возможность для того, чтобы за короткое время переходить от ускорения протонов на ускорение дейтронов без открывания котла электростатического генератора, находящегося под давлением сжатого газа.

7. Малогабаритный источник постоянного тока на 200 кв

Э.Сабо

Для питания нейтронного генератора разработан и сооружен трансформатор со секционированным сердечником на 200 кв, током в 2 ма. Габариты: диаметр 650 мм, высота 850 мм. Вес: 330 кг.

8. Источник поляризованного пучка протонов и дейтронов

Л.Вали

Была исследована возможность поляризации по ядерному спину пучка атомов водорода и дейтерия с метастабильным состоянием  $2s_{1/2}$  и тепловой энергией. Был получен поляризованный пучок протонов и дейтронов. Измерением магнитного резонанса была определена поляризация пучка водородных атомов по электронному спину. Тензорная поляризация поляризованного пучка дейтронов, полученных из реакции  $T/d, n/He^+$  и составляет  $P_{33} = -0,294$ .

9. Криостат гелия для измерения дифракции нейтронов в диапазоне 3...300°K

Я.Балла

Излагаются конструкция и работа криостата гелия с изменением температуры для достижения температур отклоняющихся от  $4,2^{\circ}K$  и опыты с применением криостата.

S u m m a r i e s

1. Conjugated Gradient Method for the Solution of the Dirichlet Problem by Block Iteration

M. Dobrosz

An iteration method is described which is used for the evaluation of the Dirichlet integral by lattice point method. It is shown that the set of difference equations for  $|m-1|^2$  yields an asymptotic solution in  $O(n \ln n)$  steps.

2. The Energy Dependence of the Angular Distribution of Fission Gamma Rays from U-235 Irradiated by Thermal Neutrons

G. Kluge, A. Lajtai

The angular distribution of gamma rays from the thermal neutron induced fission of U-235 has been measured with respect to photon threshold energies of 40, 120 and 600 keV. The intensity of the gamma radiation was found to be higher in the direction of fission fragment motion than in that normal to it. The anisotropy varies between 5 to 10 % depending on the energy of the gamma rays involved, being larger for the lower and smaller for the higher threshold energies.



Considering the kinematic corrections arising from the transformation from the laboratory to the centre of mass system, the anisotropy varies between 10 to 15 %.

The average angular momentum of the fragments was evaluated from the measurements as 5-10 units.

3. Investigation of Copper Foils with Cubic Texture

E. Bene, P. Szabó, K. Tompa

The texture of copper foils used for the study of anisotropy in nuclear resonance spectra was checked by X-ray diffraction measurements. According to the two kinds of stock from which the foils had been prepared two cubic textures of the same type but quantitatively different from each other could be identified. The texture parameters obtained by X-ray diffraction confirm the results of nuclear resonance measurements.

4. Observation of Radical Recombination and Molecular Motions by ESR and NMR Methods

M. Gécs-Erő, G. Grüner, K. Tompa, F. Tóth

The recombination of free radicals, produced by irradiating with  $\text{Co}^{60}$   $\gamma$ -rays at 77°K 1-4-dicyclohexyl-cyclohexane /1-4-DCMCM/, 1-4-dicyclohexyl-benzene /1-4-DCMB/ and p-cyclohexyl-biphenyl /p-CMDF/ was observed by ESR technique. Parallel observation of molecular motions was performed on the non-irradiated samples in the temperature range from 77°K to the melting point by NMR spectrometer.

In 1-4-DCMCM the NMR lines indicate torsional motion of the molecule and at higher temperatures rotation about the longitudinal axis. In 1-4-DCMB a phase transition, while in p-CMDF a torsional bending could be inferred from the NMR spectrum.

The recombination processes of radical products observed by ESR measurement can be partly explained by the molecular motions. In the two latter compounds the ESR results suggest that an intramolecular recombination takes place.

5. Electromechanical Switch for the Remote Control of High Voltage Equipment

G. Bürger, E. Klopfer, P. Kostka

An electromechanical switching channel is described which permits the remote control of electronic devices within the high voltage terminal of Cockroft-Walton or Van de Graaff-type particle accelerators.



6. Electromagnetically Operated Gas Valve for the Ion Source of Pressurized Van de Graaff Generator

G. Bürger, P. Gombos, E. Klopfer, P. Kostka

An electromagnetically operated gas valve with 2 mm diameter, 7 mm long channel is described. With a power consumption of about 15 W this valve makes it possible to change the accelerated particles from protons to deuterons in the Electrostatic Ion Accelerator of the Central Research Institute for Physics. The operation is carried out quickly and without opening of the pressurized vessel.

7. A Compact 200 kV DC-Power Supply

Z. Szabó

A 200 kV, 2 mA insulating core transformer, developed and built for a neutron generator, is described. The power supply is 650 mm in diameter, 850 mm high and weighs 330 kg.

8. Source of Polarized Proton and Deuteron Beams

L. Vályi

The possibility of the polarization in spin of atomic hydrogen and deuterium beams at thermal energies excited to the metastable  $2S_{1/2}$  state has been investigated. The method for the production of polarized proton and deuteron beams is described. The polarization in electron spin of the atomic hydrogen beam was determined by magnetic resonance measurement. The tensor polarization of the deuteron beam, as evaluated from the asymmetry observed on the angular distribution of the neutrons from the  $T/d,n/{}^4\text{He}$  reaction was found to be  $P_{33} = -0.294$ .

9. Helium Cryostat for Neutron Diffraction Measurements in the Temperature Range from  $3^{\circ}$  to  $300^{\circ}\text{K}$

L. Balla

The system and operation of the variable temperature helium cryostat, built for neutron diffraction experiments, are described. Results of experiments to produce temperatures other than  $4,2\text{ K}^{\circ}$  as well as our operational experiences with the cryostat are reported.



KONJUGÁLT GRADIENS MÓDSZER ALKALMAZÁSA A DIRICHLET FELADAT BLOKKITERÁCIÓS  
SÉMÁBAN VALÓ MEGOLDÁSÁRA

Irta: Dobrosz Marian

Összefoglalás

A dolgozatban egy iterációs módszert mutatunk be a Dirichlet feladat megoldására rácspont módszerrel. Bebizonyítjuk, hogy az  $(n-1)^2$  ismeretlenül differencia egyenletrendszer effektív megoldása aszimptotikusan  $O(n \ln n)$  lépésben számítható ki.

A dolgozatban a Dirichlet-féle peremérték feladat differencia módszerrel való megoldásával foglalkozunk. Ez a következőkben áll: keresendő az az  $u(x, y)$  függvény, melyre

$$\Delta u = f(x, y)$$

$$\text{az } R = \{0 < x < 1, \quad 0 < y < 1\} \quad \text{tartományban,} \quad (1)$$

továbbá  $u|_C = 0$

egyenlet érvényes, az  $R$  tartomány  $C$  határán. Az  $R$  tartományon  $h = \frac{1}{n}$  lépéshosszu ráccsal az /1/ egyenletből algebrai egyenletrendszert nyerünk:

$$U_{i,j} - \frac{1}{4} (U_{i-1,j} + U_{i+1,j} + U_{i,j-1} + U_{i,j+1}) = \varphi_{i,j}$$

$$i, j = 1, 2, \dots, n-1 \quad (2)$$

ahol

$$\varphi_{i,j} = -f_{i,j} \cdot \frac{h^2}{4}$$

A /2/ egyenletrendszer iterációval való megoldására alkalmazni fogjuk a

$$U_{i,j}^{(m+1)} - \frac{1}{4} (U_{i-1,j}^{(m+1)} + U_{i+1,j}^{(m+1)}) = \frac{1}{4} (U_{i,j-1}^{(m)} + U_{i,j+1}^{(m)}) + \varphi_{i,j}$$

$$U_{i,j}^{(m+2)} - \frac{1}{4} (U_{i,j-1}^{(m+2)} + U_{i,j+1}^{(m+2)}) = \frac{1}{4} (U_{i-1,j}^{(m+1)} + U_{i+1,j}^{(m+1)}) + \varphi_{i,j}$$

$$m = 0, 1, 2, \dots \quad (3)$$

$$m = 0, 1, 2, \dots$$



képleteket /lásd [2] /. A /3/ blokk-iterációs módszer láthatóan azt jelenti, hogy a rács horizontális és vertikális egyeneseit egyesítjük blokkokban változtatva használjuk fel őket.

Írjuk /3/-t mátrix alakba:

$$\begin{aligned} A_1 U^{(m+1)} &= A_2 U^{(m)} + \Phi \\ B_1 U^{(m+2)} &= B_2 U^{(m+1)} + \Phi \end{aligned} \quad (3a)$$

ahol

$$\begin{aligned} U &= (U_{1,1}, U_{2,1}, U_{3,1}, \dots, U_{n-1,1}, U_{1,2}, \dots, U_{n-1,n-1})^T \\ \Phi &= (\varphi_{1,1}, \varphi_{2,1}, \varphi_{3,1}, \dots, \varphi_{n-1,1}, \varphi_{1,2}, \dots, \varphi_{n-1,n-1})^T \end{aligned}$$

és  $A_1, A_2, B_1, B_2$  a nekik megfelelő mátrixok. A/3a/ képletekből néhány átalakítással kapjuk, hogy

$$\begin{aligned} U^{(m+1)} &= A_1^{-1} A_2 U^{(m)} + A_1^{-1} \Phi \\ B_1 U^{(m+2)} &= B_2 (A_1^{-1} A_2 U^{(m)} + A_1^{-1} \Phi) + \Phi \\ U^{(m+2)} &= B_1^{-1} B_2 A_1^{-1} A_2 U^{(m)} + B_1^{-1} (B_2 A_1^{-1} \Phi + \Phi) \end{aligned}$$

Az utolsó képletből láthatjuk, hogy a blokkiterációs módszer alkalmazása a /2/ egyenletrendszerre ekvivalens egy egyszerű iteráció alkalmazásával az

$$AU = F \quad (4)$$

egyenletre, ahol

$$\begin{aligned} A &= E - B_1^{-1} B_2 A_1^{-1} A_2 \\ F &= B_1^{-1} (B_2 A_1^{-1} \Phi + \Phi) \end{aligned}$$

A /4/ egyenletre /amely a /2/-nek egy speciális átalakítása/ alkalmazni fogjuk a konjugált gradiens módszert. A megoldáshoz közelítő vektor sorozat elkészítésénél - a konjugált gradiens módszer formulái szerint - a vektor és az  $A$  mátrix szorzását speciális módon hajtjuk végre. Legyen  $X$  egy tetszőleges vektor. Az  $Y = AX$  vektort a következő módon kapjuk:

- 1/ Kiszámítjuk az  $Y_1 = A_2 X$  vektort,  $X$ -et megszorozva  $A_2$ -vel.
- 2/ Kiszámítjuk az  $Y_2 = A_1^{-1} Y_1$  vektort, az  $A_1 Y_2 = Y_1$  egyenletrendszer megoldásával.

- 3/ Kiszámítjuk az  $Y_3 = B_2 Y_2$  vektort,  $Y_2$  -t megszorozva  $B_2$  -vel.
- 4/ Kiszámítjuk az  $Y_4 = B_1^{-1} Y_3$  vektort a  $B_1 Y_4 = Y_3$  egyenletrendszer megoldásával.
- 5/ Végül kivonással  $Y = X - Y_4$  kapjuk az  $Y$  vektort.

A 2. és 4. lépésnél az egyenletrendszerek megoldása Gauss-módszerrel történik, figyelembevéve az  $A_1$  és  $B_1$  mátrixok speciális alakját.

Mint ismeretes, a konjugált gradiens módszer véges iterációs /tehát pontos/ módszer, azaz a pontos megoldás legfeljebb  $N$  lépéssel megkapható, ahol  $N$  az ismeretlenek száma. Mivel a differenciaegyenletek csak bizonyos hibával közelítik a differenciálegyenletet, a /2/ egzakt megoldására nincs szükség. Be fogjuk bizonyítani, hogy az egyenletrendszer olyan pontosságú megoldása, amelynek hibája arányos a differenciálegyenletről differenciaegyenletre való áttérés hibájával, lényegesen kevesebb számú lépésben kapható meg, mint az egyenletek száma.

Tétel: az  $(n-1)^2$  ismeretlenű

$$AU = F$$

egyenletrendszer  $O\left(\frac{1}{n^2}\right)$  hibával rendelkező megoldása  $O(n \ln n)$  lépésben nyerhető. A számításhoz szükséges aritmetikai műveletek száma  $O(n^3 \ln n)$

Bizonyítás:

Legyen  $A$  pozitív definit, szimmetrikus mátrix. A konjugált gradiens módszer lényegében azt jelenti, hogy az  $X_k$  sorozatot az alábbi képlet alapján határozzuk meg /lásd [1] / :

$$X_k = X_0 + \sum_{p=0}^{k-1} \alpha_p A^p (F - AX_0) \quad (5)$$

ahol  $X_0$  tetszőleges, és az  $\alpha_p$  együtthatók a

$$H(X_k) = (AX_k, X_k) - 2(X_k, F) \quad (6)$$

funkcionál minimumából meghatározható értékek.

Az /5/ formulát átírhatjuk a következő alakba:

$$X_k = X_0 + R_{k-1}(A)(F - AX_0) \quad (7)$$

ahol  $R_{k-1}(t)$  egy  $k-1$ -ed fokú polinomot jelöl. Legyen  $P_{k-1}(t)$  egy tetszőleges  $k-1$  -ed fokú polinom. Készítsük el  $X_0$  -ből az

$$\bar{X}_k = X_0 + P_{k-1}(A)(F - AX_0) \quad (7a)$$

elemeket. Továbbá vezessük be az

$$Y_k = X^* - \bar{X}_k$$

jelölést, ahol  $X^*$  az  $AX=F$  egyenletrendszer pontos megoldása.

Ezek alapján

$$\begin{aligned} Y_k &= X^* - \bar{X}_k = X^* - X_0 - P_{k-1}(A)(EX_0) = \\ &= X^* - X_0 - P_{k-1}(A)(AX^* - AX_0) = \\ &= (E - AP_{k-1}(A))(X^* - X_0) = Q_k(A)Y_0 \end{aligned}$$

ahol  $Q_k(t) = 1 - tP_{k-1}(t)$ . Az  $A$  mátrixot az  $A=B^2$  formában felírhatjuk, ahol  $B$  szimmetrikus pozitív definit mátrix, és ezért

de 
$$(AY_k, Y_k) = (BY_k, BY_k) = |BY_k|^2$$

$$BY_k = BQ_k(A)Y_0 = Q_k(A)BY_0$$

melyből 
$$|BY_k| = |Q_k(A)BY_0| \leq \|Q_k(A)\| |BY_0|$$

Ebből rögtön adódik, hogy

$$(AY_k, Y_k) \leq \|Q_k(A)\|^2 (AY_0, Y_0) \quad (8)$$

A /8/ egyenlőtlenség akkor is érvényes marad, ha az  $Y_k$  helyére  $y_k = X^* - X_k$ -t írunk, mivel az  $a_p$  számokat /az  $R_{k-1}(t)$  polinom együtthatóit/ a  $H(X_k)$  kifejezés minimumából, vagy ami ugyanaz, a

$$(Ay_k, y_k) = H(X_k) - H(X^*)$$

kifejezés minimumából határozzuk meg.

A  $Q_k(A)$  mátrix szimmetrikus, a normája egyenlő az  $Q_k(\lambda_1), Q_k(\lambda_2), \dots$  sajátértékei közül a legnagyobb értékének abszolút értékével, ahol  $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \dots$  az  $A$  mátrix sajátértékei.

A  $Q_k(t)$  polinom a  $t=0$  helyen 1, de különben tetszőleges. Jelöljük  $m$  és  $M$ -el az  $A$  mátrix sajátértékeinek alsó és felső határát.



Minden olyan mátrixra, amelynek sajátértékei az  $(m, M)$  intervallumban esnek, meg lehet adni egy /8/ típusu becslést. Ezt úgy kapjuk, hogy  $Q_k(t)$  helyére az  $(m, M)$  intervallumra vonatkozó  $T_k(t)$  Csebisev-polinomot írjuk ( $T_k(0)=1$  normalizálással).

A  $T_k(t)$  polinom maximuma az  $(m, M)$  intervallumban

$$L_k = \frac{2}{\left(\frac{M+m}{M-m} + \sqrt{\left(\frac{M+m}{M-m}\right)^2 - 1}\right)^k + \left(\frac{M+m}{M-m} - \sqrt{\left(\frac{M+m}{M-m}\right)^2 - 1}\right)^k}$$

Ezzel /8/-ből kapjuk

$$(Ay_k, y_k) \leq L_k^2 (Ay_0, y_0) \quad (9)$$

Ebből  $\|X^* - X_k\|$  normát megbecsülhetjük:

$$\begin{aligned} (y_k, y_k) &\leq \frac{1}{m} (Ay_k, y_k) \leq \frac{L_k^2}{m} (Ay_0, y_0) \\ \|X^* - X_k\| &\leq \sqrt{\frac{M}{m}} L_k \|X^* - X_0\| \end{aligned} \quad (10)$$

Visszatérve a /4/ egyenletrendszerhez, jegyezzük meg, hogy a mi esetünkben  $B_1 = E - A_2$ ,  $B_2 = E - A_1$ , és ezért az egyenletrendszer mátrixa az alábbi alakú:

$$A = E - (E - A_2)^{-1} (E - A_1) A_1^{-1} A_2$$

Az  $A_1$  és  $A_2$  mátrixok sajátvektorai egybeesők, de a megfelelő sajátértékek a következők /lásd [2] /:

$$\lambda_p(A_1) = 1 - \frac{\cos p \pi h}{2}; \quad \lambda_q(A_2) = \frac{\cos q \pi h}{2}$$

$$p, q = 1, 2, \dots, n-1$$

Ezekből felépíthetők az  $A$  mátrix sajátértékei.

$$\begin{aligned} \lambda_{p,q}(A) &= 1 - \left(1 - \frac{\cos q \pi h}{2}\right)^{-1} \frac{\cos p \pi h}{2} \left(1 - \frac{\cos p \pi h}{2}\right)^{-1} \frac{\cos q \pi h}{2} = \\ &= 1 - \frac{\cos p \pi h \cos q \pi h}{(2 - \cos q \pi h)(2 - \cos p \pi h)} = 4 \frac{\sin^2 \frac{p \pi h}{2} + \sin^2 \frac{q \pi h}{2}}{\left(1 + 2 \sin \frac{2p \pi h}{2}\right) \left(1 + 2 \sin \frac{2q \pi h}{2}\right)} \end{aligned} \quad (11)$$

Megjegyezzük, hogy

$$\max_{p,q} \lambda_{p,q}(A) = \lambda_{1,n-1}(A) = \lambda_{n-1,1}(A) \lesssim \frac{4}{3}$$

$$\min_{p,q} \lambda_{p,q}(A) = \lambda_{1,1}(A) = 8 \frac{\sin^2 \frac{\pi h}{2}}{(1 + 2 \sin^2 \frac{\pi h}{2})^2}$$

Legyen  $m = \lambda_{1,1}$ , és  $M = 4/3$ , megvizsgáljuk a  $h = \frac{1}{n} \rightarrow 0$  aszimptotikát.

$$\lambda_{1,1} = 8 \frac{\sin^2 \frac{\pi h}{2}}{(1 + 2 \sin^2 \frac{\pi h}{2})^2} = 8 \sin^2 \frac{\pi h}{2} \left( 1 - 4 \sin^2 \frac{\pi h}{2} + \dots \right) =$$

$$= 8 \sin^2 \frac{\pi h}{2} + O\left(\sin^4 \frac{\pi h}{2}\right) = 2\pi^2 h^2 + O(h^4)$$

$$\frac{M+m}{M-m} = \frac{1 + \frac{3}{4} \lambda_{1,1}}{1 - \frac{3}{4} \lambda_{1,1}} = 1 + \frac{3}{2} \lambda_{1,1} + O(\lambda_{1,1}^2) = 1 + 3\pi^2 h^2 + O(h^4)$$

$$\sqrt{\left(\frac{M+m}{M-m}\right)^2} - 1 = (1 + 6\pi^2 h^2 + O(h^4) - 1)^{\frac{1}{2}} = \sqrt{6}\pi h + O(h^3)$$

$$\frac{M+m}{M-m} + \sqrt{\left(\frac{M+m}{M-m}\right)^2} - 1 = 1 + \sqrt{6}\pi h + O(h^2)$$

$$\sqrt{\frac{M}{m}} = \sqrt{\frac{4}{6\pi^2 h^2 (1 + O(h^2))}} = \frac{2}{\sqrt{6}\pi h} (1 + O(h^2))$$

Látható, hogy

$$L_k < \frac{2}{\left(\frac{M+m}{M-m} + \sqrt{\left(\frac{M+m}{M-m}\right)^2} - 1\right)^k}$$

Ezzel /10/-ből azt kapjuk, hogy

$$\|U^* - U_k\| \leq \frac{2}{\sqrt{6}\pi h} (1 + O(h^2)) \frac{2}{(1 + \sqrt{6}\pi h + O(h^2))^k} \|U^* - U_0\| = K_k \|U^* - U_0\|$$

Mivel a differenciálegyenlet átírása differenciaegyenletté  $O(h^2)$  hibával történt, természetes feltevés megkövetelni  $K_k = Ch^2 = \frac{C}{n^2}$  fennállását /ahol  $C$  valamilyen  $h$ -től független állandó/.

Ekkor

$$K_k = \frac{2}{\sqrt{6}\pi} n \left(1 + O\left(\frac{1}{n^2}\right)\right) \frac{2}{\left(1 + \frac{\sqrt{6}\pi}{n} + O\left(\frac{1}{n^2}\right)\right)^k} = \frac{C}{n^2}$$

$$\ln \frac{2}{\sqrt{6}\pi} + \ln n + \ln \left( 1 + O\left(\frac{1}{n^2}\right) \right) + \ln 2 - k \ln \left( 1 + \frac{\sqrt{6}\pi}{n} + O\left(\frac{1}{n^2}\right) \right) = \ln C - 2 \ln n$$

$$\ln \frac{4}{\sqrt{6}\pi C} + 3 \ln n + O\left(\frac{1}{n^2}\right) = k \left( \frac{\sqrt{6}\pi}{n} + O\left(\frac{1}{n^2}\right) \right)$$

$$k = \frac{3}{\sqrt{6}\pi} n \ln n + \frac{1}{\sqrt{6}\pi} n \ln \frac{4}{\sqrt{6}\pi C} + O(\ln n)$$

$$k = O(n \ln n)$$

Számítsuk ki a megoldáshoz szükséges aritmetikai műveletek számát. Az  $A_1$  és  $B_1$  mátrixu egyenletrendszerek megoldásához - mivel e mátrixoknak csak a 3 főldiagonálisában van nullától különböző elem - szükséges  $/3$  szorzás + 3 összeadás + 2 osztás  $/(n-1)^2$  művelet.

Egy vektor és  $A_2$  ill.  $B_2$  mátrixok szorzásához - a mátrixokban csak a két diagonálisban vannak nullától különböző elemek - szükséges

$$/2 \text{ szorzás} + 1 \text{ összeadás} / (n-1)^2$$

művelet. Tehát egy lépés alatt a konjugált gradiens módszernél

$$2 * /10 \text{ szorzás} + 9 \text{ összeadás} + 4 \text{ osztás} / (n-1)^2$$

műveletet kell elvégezni. Az iteráció az előzők szerint  $O(n \ln n)$  lépésből áll, ezért a megoldás meghatározásához így  $O(n^3 \ln n)$  aritmetikai műveletet kell elvégezni.

Ezzel a tétel bizonyítását befejeztük.

Megjegyezzük még, hogy a  $k = O(n \ln n)$  aszimptotikus becslés érvényes marad minden olyan elliptikus egyenlet esetében is, amelyre

$$\min \lambda_i = O(h^2)$$

becslés áll fenn.

Példa:

Jellemző példaként oldjuk meg a következő feladatot.

$$\frac{6}{1+x+y} U_{xx} + \frac{2xy}{1+xy} U_{xy} + \frac{5}{1+x+0.5y} U_{yy} + \frac{x}{1+y} U_x + \frac{y}{1+x} U_y + xyu = q(x,y)$$

a tartomány  $R$  az egységnyezet, a határán legyen  $U|_C = 0$

A  $q(x,y)$  -t úgy választottuk meg, hogy a pontos megoldása ismert legyen.

$$U(x,y) = (x-x^5)(y-y^4)$$



A  $h = \frac{1}{32}$  lépésközzel 961 belső pontban 3 értékes jegyet 95-105 iterációs lépés után értünk el.

Irodalom

- [1] Бирман М.Ш.: Некоторые оценки для метода наискорейшего спуска, Успехи матем. наук, 1950, 5, №3
- [2] Саульев В.К.: Интегрирование уравнений параболического типа методом сеток, Москва 1960

Érkezett 1967. szept. 19.  
KFKI Közl. 15.évf. 6.szám, 1967.

ENERGIAFÜGGÉS VIZSGÁLATA AZ U-235 TERMÍKUS NEUTRONOKKAL  
TÖRTÉNŐ MAGHASADÁSOKOR KELETKEZETT GAMMA-SUGARAK SZÖGELOSZTLÁSÁNÁL

Irta: Kluge Gyula és Lajtai Albert

Összefoglalás

Megvizsgáltuk az U-235 lassu neutronokkal történő maghasadásakor keletkezett gamma-sugarak szögeloszlásának energiafüggését három különböző küszöbenergiánál /40, 120 és 600 keV/. Mérési eredményeinkből azt a következtetést vontuk le, hogy a hasadási termékek szétrepülésének irányában kibocsátott gamma-sugarak intenzitása nagyobb, mint erre merőlegesen és ez függ a gamma-sugarak energiájától. Kisebb energiájú hasadási gamma-sugarak anizotrópiája nagyobb, a küszöbenergia növelésével az anizotrópia lecsökken. Az anizotrópia értéke 5-10 % között változik a vizsgált hasadási gamma-sugarak energiájától függően. Figyelembe véve, hogy a gamma-sugarakat a repülő hasadási termékek bocsátják ki, az anizotrópia a hasadási termékek rendszerében 10-15 % között változik. Szögeloszlásméréseinkből a hasadási termékek átlagos impulzusmomentumára 5-10 h érték adódott.

Bevezetés

Az elmúlt években többen [1... ..10] vizsgálták a maghasadásnál keletkezett gamma-sugarak szögeloszlását a hasadási termékek szétrepülésének irányához képest. A vizsgálat célja az volt, hogy megállapítsák a maghasadásnál keletkezett gamma-sugarak multipol rendjét és a hasadási termékek impulzusmomentumát. Néhány szerző [3, 9] vizsgálta a keletkezett gamma-sugarak anizotrópiájának energiafüggését is. Hasonló vizsgálatokat végeztünk mi is U-235 termikus neutronokkal történő maghasadásánál 120 keV és 600 keV küszöbenergiáknál [8]. Egy újabb mérésorozatot végeztünk 40 keV küszöbenergiával. Ezen újabb méréseinkről, valamint a régebbi méréseinkkel összevetve a maghasadásnál keletkezett gamma-sugarak szögeloszlásának energiafüggéséről számolunk be.

Kísérleti berendezés

A 40 keV küszöbenergiánál történő szögeloszlásméréseket ugyanazzal a berendezéssel végeztük, amelyet már előző közleményeinkben [8] leírtunk, azzal a változtatással, hogy az elektronikus rendszer stabilitásának növelése céljából a gyors-lassu koincidencia rendszerben a hasadási és gamma-detektorok las-

su oldali jeleit a KFKI-ban kidolgozott kvázigyors elektronikus rendszerrel /15 nsec felfutási idejű erősítő, 30 nsec felbontóképességű integrál diszkriminátor és 100 nsec felbontóképességű koincidencia-készülék/ vizsgáltuk. A 100 nsec felbontóképességű koincidencia-készülékkel kapuztuk a 128 csatornás analizátort, amely regisztrálta a detektorok gyors jeleivel vezérelt idő-amplitudó konverterről kijövő jeleket, azaz a hasadásnál keletkezett gamma-sugarak időeloszlás görbáját. A méréseket  $90^\circ$ ,  $135^\circ$  és  $180^\circ$ -nál végeztük oly módon, hogy minden szögértéknél néhányszor  $10^6$  hasadási beütésszámot gyűjtöttünk össze és ilyen sorozatokat többször megismételtünk. A 40 keV küszöbenergiát Am-241 és Co-57 gamma-preparátumokkal határoztuk meg. Az eddig elvégzett mérésekkel /más szerzők méréseivel/ az összehasonlítást megnehezítette, hogy a küszöbenergia-értékek nem voltak pontosan definiálva. Méréseinknél a gamma-detektor /5x5 cm-es plasztik foszfor/ hatásfokát a különböző energiájú gamma-sugarak esetén a három diszkriminációs előfeszültség mellett egy  $\pm 1-2\%$ -os pontosságú preparátumsorozattal határoztuk meg. A gamma-detektor hatásfoka a különböző energiájú gamma-sugarak esetén az 1.sz. táblázat szerint változik az egyes küszöbenergiáknak megfelelően. A feltüntetett hibákat a hatásfok-mérés statisztikus hibáiból és a preparátum-sorozat hibáiból számoltuk.

1. táblázat

		40 keV	120 keV	600 keV
Am-241	59,6 keV	0,99 $\pm$ 0,02	0	0
Co-57	136 keV	8,65 $\pm$ 0,30	0,11 $\pm$ 0,01	0
Hg-203	279 keV	12,3 $\pm$ 0,43	1,9 $\pm$ 0,10	0
Cs-137	662 keV	25,9 $\pm$ 0,60	23,2 $\pm$ 0,63	0,03 $\pm$ 0,01
Mn-54	840 keV	33,7 $\pm$ 0,92	27,99 $\pm$ 1,05	2,73 $\pm$ 0,28
Co-60	1,17 és 1,33MeV	33,6 $\pm$ 0,42	27,86 $\pm$ 0,48	14,5 $\pm$ 0,30

Mérési eredmények

A maghasadási vizsgálatok megmutatták, hogy a hasadási termékek nagy impulzusmomentummal rendelkező magasan gerjesztett magok, amelyek először neutronok, majd gamma-sugarak kibocsátásával veszítik el energiájukat. Sztutyinsz-kij [11] feltevése alapján a hasadási termékek nagy impulzusmomentuma annak eredménye, hogy a szétszakadás nem centrálisan történik, a hasadási termékek a Coulomb-kölcsönhatás eredményeként ellentétes irányban forognak, a forgó hasadási termékek impulzusmomentuma a szétrepülés irányára merőleges síkban he-



lyezkedik el. Ezt figyelembe véve a szögeloszlásmérések alapján meghatározhatjuk a hasadási termékek impulzusmomentumát. Ugyanis, ha egy  $j$  impulzusmomentumu mag, amely gamma-sugarakat bocsát ki  $L$  multipolussal  $\theta$  szögben, akkor a szögeloszlás a statisztikus modell alapján leírható egy

$$W_L(\theta) \sim \sum_{M=-L}^L \exp\left(-\frac{\hbar^2(j-L)^2}{2IT}\right) \left| Y_{LM}(\theta) \right|^2 \quad \text{alaku}$$

függvénnyel, ahol  $I$  a mag tehetetlenségi nyomatéka,  $T$  a maghőmérséklet,  $M$  pedig  $L$  vetülete  $j$ -re. Az exponensben a négyzetreemelést elvégezve, majd adott  $L$  és  $j$  értékek mellett a megfelelő négyzetes tagokat mint konstansokat kiemelve, illetve elhagyva felírható, hogy

$$W_L(\theta) \sim \sum_{M=-L}^L \exp\left(-\frac{\hbar^2 j M}{IT}\right) \left| Y_{LM}(\theta) \right|^2$$

Ezen kifejezést sorbafejtve és a magasabb rendű tagokat elhagyva

$$W_L(\theta) \sim 1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\hbar^2 j}{IT}\right)^2 \sum_{M=L}^L M^2 \left| Y_{LM}(\theta) \right|^2$$

Az  $Y_{LM}(\theta)$  konkrét alakjainak felhasználásával  $L = 1, 2, 3$  értékei mellett  $M$ -re összegezve, valamint figyelembe véve, hogy  $j$  csak a hasadási termékek szétrepülésének irányára merőleges síkban van definiálva, így erre is átlagolva a szögeloszlás felírható

$$W_L(\vartheta) \sim 1 + k_L \left(\frac{\hbar^2 j}{IT}\right)^2 \sin^2 \vartheta \quad \text{alaku}$$

függvénnyel, ahol  $\vartheta$  a szétrepülő hasadási termékek iránya és a kibocsátott gamma-sugarak közötti szög és  $k_L$  értékei:

dipolsugárzás esetén  $k_1 = 1/8$ , kvadrupol sugárzás esetén  $k_2 = -3/8$  és oktopol sugárzás esetén  $k_3 = -9/7$ .

Hoffmann és Skarsvåg hasonló függvénnyel interpolálták szögeloszlás mérési eredményeiket és vizsgálataik alapján úgy tűnik, hogy a maghasadásnál keletkezett gamma-sugarak kibocsátásánál a kvadrupol gamma-sugárzás dominál. Ennek alapján szögeloszlási mérési eredményeinket egy  $W(\vartheta) \sim 1 + B \sin^2 \vartheta$  függvényhez a legkisebb négyzetek módszerével illesztettük, ahol  $B$  értéke a fentiek figyelembevételével  $B = -\frac{3}{8} \left(\frac{\hbar^2 j}{IT}\right)^2$ . Feltételezve, hogy a hasadási termékek maghőmérséklete a neutron kibocsátása után  $T = 0,4$  MeV [3], a hasadási termékek tehetetlenségi nyomatéka,  $I$  a merev test tehetetlenségi nyomatékával egyenlő,  $j$ , a hasadási termékek impulzusmomentuma kiszámítható.

A mérési eredmények kiértékelésénél azonban figyelembe kell még venni több elvi és méréstechnikai korrekciót.

1/ A hasadásnál keletkezett gamma-sugarak igen nagy százalékban a már repülő hasadási termékekből bocsátódnak ki  $10^{-11} - 10^{-10}$  sec alatt [12 13]. Így a laboratóriumi rendszerben mért  $W$  eloszlás függvényt korrigálni kell, hogy a tömegközépponti rendszerbeli anizotrópiát megkapjuk. Az eloszlás függvény a két különböző rendszerben

$$W(\varphi) \sin \varphi d\varphi = W'(\vartheta) \sin \vartheta d\vartheta$$

ahol  $W(\varphi)$  a laboratóriumi,  $W'(\vartheta)$  a tömegközépponti rendszerbeli eloszlás függvények. Ebből

$$W'(\vartheta) = W(\varphi) \frac{\sin \varphi d\varphi}{\sin \vartheta d\vartheta} = W(\varphi) t$$

A Lorentz transzformációs képletek felhasználásával  $t$  kiszámítható és értéke  $t = \frac{1 - \beta^2}{(1 - \beta \cos \vartheta)^2}$ , ahol  $\beta = v/c$ ,  $v$  a hasadási termékek átlagsebessége,  $c$  a fénysebesség. Minthogy  $\beta^2 \sim 10^{-3}$  nagyságrendű, ezért a  $\beta^2$  tagokat elhagyva, majd sorbafejtve

$$t = \frac{1}{1 - 2\beta \cos \vartheta} \sim 1 + 2\beta \cos \vartheta$$

A kapott mérési eredményeinket tehát a különböző szögértékeknek megfelelő  $t$  értékkel kell elosztani, hogy megkapjuk a tömegközépponti rendszerben az eloszlásfüggvényt. A transzformációs korrekció alkalmazásánál természetesen figyelembe kell venni a mérési feltételeinket. A hasadási termékek, amelyek a hordozó, illetve a gamma-detektor felé repülnek, a 0,1 mm vastagságu aluminium hordozóban  $10^{-12}$  sec, vagy még rövidebb idő alatt lefékeződnek, így a már lefékeződött hasadási termékek bocsátják ki a gamma-sugarakat, ezért ezekre nem kell alkalmazni a transzformációs korrekciót. A hasadási detektor felé repülő hasadási termékek azonban repülés közben bocsátják ki a gamma-sugarakat, így ezekre alkalmazni kell a transzformációs korrekciót, amelynek értéke a fentiek figyelembevételével  $t = 1 + \beta \cos \vartheta$ .

2/ A gamma-sugarak energiája az észlelő gamma-detektor szempontjából függ attól, hogy mozgó, vagy álló hasadási termékből bocsátódnak ki, így a küszöbenergia-értékek ettől függően megváltoznak, és ennek megfelelően a  $W(\vartheta)$  eloszlás-függvény is változik.

$$W(\vartheta) = W_0(\vartheta) + \frac{dW}{dE} \Delta E$$

ahol  $\Delta E = E_0 \beta \cos \vartheta$ , a Doppler-effektusnak megfelelő energiaváltozás. Ez beírva és  $W_0$ -t kiemelve

$$W(\theta) = W_0 \left( 1 + \frac{dW}{W_0} \frac{E_0}{dE} \beta \cos \theta \right) = W_0 \left( 1 + f \beta \cos \theta \right)$$

ahol  $dW/W_0/dE/E_0$   $f$  értékeit a hasadásnál keletkezett gamma-sugarak integrális energia-eloszlás görbéiből határoztuk meg a különböző küszöbenergiáknál:

$$f_{40} = 0,43 \pm 0,05$$

$$f_{120} = 0,59 \pm 0,05$$

$$f_{600} = 0,81 \pm 0,06$$

Ezt a korrekciót is csak a mozgó hasadási termékekre, illetve az általuk kibocsátott gamma-sugarakra kell alkalmazni, így a megváltozott eloszlás-függvény

$$W(\theta) = W_0 \left( 1 + \frac{1}{2} f \beta \cos \theta \right)$$

alakú lesz és a különböző küszöbenergia-értékeknél a megfelelő  $f$  értékeket használtuk.

3/ Figyelembe kell még venni, hogy a hasadási termékek, amelyek a hasadási detektor felé repülnek, a gamma-detektor szempontjából a térszöget is megváltoztatják. Méréseinknél azonban az uránréteg és a gamma-detektor távolsága 70 cm, a haladási termékek gamma-kibocsátásával kapcsolatos élettartama  $10^{-11}$ ,  $10^{-10}$  sec, ezen idő alatt a hasadási termékek maximum 1 mm-t repülnek, így a fenti korrekciót elhanyagoltuk.

4/ Végül még figyelembe kellene venni a gamma-sugarak energia-eloszlását, ugyanis, ha különböző szögeknél a gamma-sugárzás energiaspektruma nem azonos, akkor a gamma-detektor energiafüggése miatt az eloszlás-függvények is megváltoznak, és a számított anizotrópia értékeket is befolyásolják. Petrov mérései alapján a  $90^\circ$  és  $180^\circ$ -ban kibocsátott gamma-sugarak energiaspektruma lényegében megegyezik. A különböző szögértékekhez tartozó energiaspektrumokat azonban pontosabban kellene meghatároznunk. Minthogy pontosabb mérések nincsenek, ezt az effektust figyelmen kívül hagytuk.

Korábbi méréseinknél a különböző küszöbenergia-értékeknél a kiértékelést úgy végeztük el, hogy az egyes szögértékeknél mért beütésszámokat, amelyeket több sorozatban /30-100/ mértünk, összeadtuk, és ezen adatokból interpolációval számoltuk az anizotrópiára jellemző  $B$  értékeket, majd ezekből számoltuk az anizotrópia-értékeket. Az ICT számológéppel lehetségessé vált, hogy minden egyes mérésorozatból fitteléssel meghatározzuk a  $B$  értékeket, majd ezeket hibáikkal súlyozva a géppel összeadtuk, és ily módon határoztuk



meg a régebben elvégzett, valamint az újabb keletű mérés anizotrópia-értékeit. A számológéppel történő kiértékelés alig módosította az egyszerű módon kiszámított  $A_{40}$  és  $A_{120}$  értékeit, valamelyest módosította az  $A_{600}$  értékét a hibahatáron belül. Ebben az esetben ugyanis a kis beütésszámok miatt az egyes méréssorozatok hosszú ideig folytak, és az instabilitásokból eredő ingadozások jobban éreztették hatásukat.

A szögeloszlás-mérések alapján a számológépen kiszámított anizotrópia-értékek a fent ismertetett korrekciók nélkül, illetve ezek alkalmazásával a különböző küszöbenergiáknál a 2.sz. táblázat szerint változnak. A

2. táblázat

Küszöb-energia	Labor rendszerben	C.M. rendszerben
40 keV	1,104 $\pm$ 0,005	1,153 $\pm$ 0,007
120 keV	1,077 $\pm$ 0,005	1,127 $\pm$ 0,008
600 keV	1,054 $\pm$ 0,016	1,105 $\pm$ 0,02

feltüntetett hibákat a statisztikus hibákból és az alkalmazott korrekciók hibáiból számoltuk. A kapott mérési eredmények megegyeznek Blinov, Petrov és Skarsvåg [1, 6, 10] mérési eredményeivel és némileg eltér Dési et al., Kapoor et al. és Hoffman [2, 3, 4] eredményeitől, amennyiben az általuk kapott anizotrópia-értékek a korrekciók nélkül 12-17 % között változnak. A szögeloszlás energia-függését Petrov állapította meg oly módon, hogy vizsgálta a kibocsátott gamma-sugarak energiaspektrumát  $90^\circ$  és  $180^\circ$ -ban, és így differenciális energiatartományokban tudta meghatározni az anizotrópia-értékeket, így az anizotrópia energiafüggését. Mérései alapján a 0,25 - 0,75 MeV-es energiatartományban az anizotrópia 20-22 %-ot is elér, míg az szomszédos energiatartományokban 10 %-ra lecsökken, és 1,7 MeV felett a gamma-kibocsátás izotróppá válik. Mi integrálisan végeztük a szögeloszlás-méréseinket, így módon nem kaptunk ilyen nagymértékű energiafüggést. Az energiafüggés azonban méréseinkben is megállapítható. Más szerzők is vizsgálták integrális módszerrel a szögeloszlás energiafüggését és lényegében nem találtak. Ilyen széles energiatartományban azonban, mint mi vizsgáltuk a szögeloszlás energiafüggését, mások nem vizsgálták.

Petrov és saját méréseinkből azt a következtetést vonhatjuk le, hogy a hasadási gamma-sugarak szögeloszlása elsősorban az alacsonyenergiájú rotációs nivókról történő gamma-sugár kibocsátással kapcsolatos, és korrelál a hasadási termékek szétrepülésének irányával. A szögeloszlás-mérések alap-

ján kvadrupol sugárzást feltételezve meghatároztuk a hasadási termékek impulzumomentumát, amely a fentiekben ismertetett feltételekkel 5-10  $\hbar$  érték között változik.

I r o d a l o m

- [1] Блинов, М.В., Казаринов, Н.М., Протопопов, А.Н., Ширяев, Б.М.: ЖЭТФ 43, 1644, /1962/
- [2] Dési, S., Graff, Gy., Lajtai, A., Nagy, L.: Phys. Letters 3, 343 /1963/
- [3] Kapoor, S.S., Ramanna, R.: Phys. Rev. 133, B598 /1964/
- [4] Hoffman, M.M.: Phys. Rev. 133, B714 /1964/
- [5] Петров, Г.А.: ЖЭТФ 47, 2064 /1964/
  
- [6] Петров, Г.А., Каминкер, Д.М., Вальский Г.В., Попенко, Л.А.: Атомная энергия, 18, 64 /1964/
  
- [7] Skarsvåg, K., Singstad, I.: Nuclear Physics 62, 103 /1965/
- [8] Graff, Gy., Lajtai, A., Nagy, L.: Proceedings of the Symposium on Physics and Chemistry of Fission, IAEA 2, 163 /1965/
- Graff Gy., Lajtai A., Nagy L.: KFKI Közl. 13, 3 /1965/
- [9] Петров, Г.А.: Ядерная физика I, 467 /1965/
- [10] Skarsvåg, K.: Nucl. Phys. A96, 385 /1967/
- [11] Струтинский, В.М.: ЖЭТФ 37, 861 /1957/
- [12] Dési, S., Lajtai, A., Nagy, L.: Acta Phys. Hung. 15, 185 /1962/
- [13] Johansson, S.A.E.: Nuclear Physics 60, 378 /1964/

Érkezett 1967. jul. 26.

KFKI Közl. 15.évf. 6. szám, 1967.

Faint, illegible text at the top of the page, possibly a header or title.

A single line of faint, illegible text in the upper middle section.

A block of faint, illegible text in the middle section, possibly a paragraph.

A single line of faint, illegible text in the lower middle section.

A block of faint, illegible text in the lower section, possibly a paragraph.

A single line of faint, illegible text near the bottom of the page.



## VIZSGÁLATOK KOCKA-TEXTURÁS RÉZ FÓLIÁKON

Irta: Bene Edit<sup>x/</sup>, Szabó Pál, Tompa Kálmán

### Összefoglalás

A magrezonancia spektrum anizotrópiájának tanulmányozásához használt réz fóliák texturáját határoztuk meg röntgen-diffrakciós módszerrel. A két-féle felhasznált alapanyagnak megfelelően két azonos típusu, de kvantitativ különböző kocka-texturát találtunk. A texturák röntgen-diffrakciós módszerrel talált jellemzői alátámasztják a magrezonancia módszerrel kapott eredményeket.

### 1. Bevezetés

A magrezonancia mérésekhez általában használt porminták helyett anyagmintáinkat fóliákból állítottuk össze [1]. A fóliák vastagsága kisebb volt szkinmélységnél. A hideghengerléssel és hőkezeléssel előállított fóliák általában texturás szerkezetűek. A magrezonancia spektrum értelmezése csak a szerkezet ismeretében végezhető el. Ismert textura alapján viszont a spektrum anizotrópiája tanulmányozható, ami a szkinéffektus és a fólia-egykristályok előállításának nehézségei következtében - egy-két kivételtől eltekintve - nem vizsgált terület a fémek és ötvözetek esetében.

Természetesen lehetőleg minél egyszerűbb és tökéletesebb texturák előállítása és anyagmintaként való felhasználása a cél. Ilyen a kocka-textura, amelynél az (100) sík párhuzamos a fólia-síkkal, a [010] irány pedig a hengerlési iránnyal. Így a legkisebb Miller indexű kristálytani síkokban tanulmányozhatjuk a spektrum anizotrópiáját, továbbá - eléggé tökéletes struktúra esetén - az egykristályok jó megközelítését érjük el.

Az MMR vizsgálatok modellanyagául a rezeset választottuk, amely közismerten jó kocka-texturát ad [2]. A textura tökéletessége a hideghengerlés mértékétől és a hőkezeléstől függ. A 99 %-nál nagyobb vastagságcsökkenéssel

---

<sup>x/</sup> Csepel Vas- és Fémművek Központi Anyagvizsgáló Laboratórium.

hengerelt fóliákat  $550\text{ C}^{\circ}$ -on 6 óráig nagy vákuumban hőkezeltük. Alapanyagul kétféle rezet használtunk: American Smelting and Refining Company /A típus/ és Johnson - Matthew /B típus/ gyártmányut. Ezek fémes szennyezettsége  $\sim 20$ , ill.  $10\text{ ppm.}^{\ast/}$

## 2. Röntgen-diffrakciós mérések

Kitüntetett orientációk, kristallit irány-eloszlások röntgendiffrakciós vizsgálatánál a legnagyobb nehézséget az abszorpciós korrekció bizonytalansága okozza. Schulz dolgozott ki egy olyan röntgen-diffraktométeres módszert [3], amellyel lemezek, ill. fóliák texturája úgy vizsgálható, hogy abszorpciós korrekcióra nincs szükség.

A Schulz által javasolt eljáráshoz ma már kommerciálisan is kapható megfelelő minta-mozgató berendezés. Ezt egy modern diffraktométerre szerelve, a mérés elvégezhető.

A mérés elve a következő. A diffraktométer számlálócsövét és az ebbe jutó szórt sugárzás irányát meghatározó réseket a diffraktométeren olyan szög helyzetbe állítjuk, hogy a számlálócső a minta egy meghatározott reflexiójának intenzitását mérje. A különböző helyzetekbe állított mintáról kapott intenzitások megadják a mért reflexióval kapcsolatos kristallográfiai sík-normális irányainak relatív gyakoriságait, azaz e normális térbeli irány-eloszlását.

Egykristály minta esetén természetesen a mintának csak néhány speciális helyzetében kapnánk a háttérből kiemelkedő intenzitást. Ezek az egykristály ún. reflexiós helyzetei. Jó minőségű egykristály esetén az ezekben mért irány-eloszlás igen éles, mert az egykristályt a reflexiós helyzettől néhány szögperccel, vagy esetleg néhány szög-másodperccel elforgatva, a reflektált intenzitás gyakorlatilag nullára csökken. Teljesen rendezetlen polikristályos minta esetén ezzel szemben annak minden helyzetében ugyanakkora számú kristallit van éppen megfelelő orientációban ahhoz, hogy a kiválasztott reflexiót szolgáltatassa. Másszóval ilyen minta irányeloszlása az érdektelen konstansnak adódna az intenzitás-mérésből.

Polikristályos lemezek, fóliák a megmunkálástól és hőkezeléستől függően e két határeset közti irány-eloszlásokat mutatnak. A mi fóliáinkra koc-texturát vártunk. A fóliákban lévő kristallitok [100] és [010] kristallográfiai irányai bizonyos szögtartományon belül a fólia normálisa, ill. a hen-

---

<sup>x/</sup> Az analízist Kelen Tiborné, a Magkémiai Főosztály tudományos munkatársa végezte.

gerlési irány körül helyezkednek el. Ha ezen irány-eloszlás szélessége nem túl nagy, akkor a polikristályos fólia alkalmas a mag helyén lévő mágneses tér anizotrópiájának magrezonancia módszerrel történő vizsgálatára.

Technikai okok miatt éppen kocka-textura esetén sokkal nagyobb pontosság érhető el a kocka-texturát ugyancsak jól jellemző  $[111]$  irány-eloszlás mérésében, mint az  $[100]$  irány-eloszlás meghatározásában. Ezért utóbbit csak ellenőrzésképpen mértük.

Az  $[100]$  iránytól  $54^{\circ}44'$  szögtávolságra 4 darab  $[111]$  irány helyezkedik el szimmetrikusan minden krisztallitban. Kocka-textura esetén tehát a lapnormálistól  $54^{\circ}44'$ -re és a hengerlési irányhoz képest szimmetrikusan kell találnunk 4 diffrakciós intenzitás-csúcst. Az ezek körüli irány-eloszlást mértük ki.

A mérésekhez  $Fe\ K\ \alpha$  sugárzást használtunk. Ezzel a  $[111]$  reflexióra technikai szempontból kényelmes reflexiós szögérték  $27,6^{\circ}$  adódik. Mindkét fajta fóliánkon valóban a mondott szimmetrikus irányeloszlást kaptuk, tehát mindegyik kocka-texturás. Az eloszlások mégis lényegesen különböznek a két fajta fólia esetében.

Az A típusu fóliákban az eloszlások a maximum körül minden irányban  $6,5^{\circ}$  félértékszélességűek.

A B típusu fóliákban az eloszlások félértékszélessége nem egyforma a különböző irányokban. A lapnormális és az irány-eloszlások maximumának iránya által meghatározott síkban mérve, a félértékszélesség  $9^{\circ}$ , és ugyanekkor a félértékszélesség az irányeloszlás maximumán át az előbbi síkra merőlegesen fektetett síkban is. Az irány-eloszlások e két,  $9-9^{\circ}$  félértékszélességű metszete között szimmetrikusan képezett két metszet közül viszont az egyikben  $25-30^{\circ}$  a félértékszélesség, míg a másikban csak  $7^{\circ}$ .

Az eloszlás tehát a B típusu fóliákban jóval szélesebb, mint az A típusu fóliákban, és az eloszlás szimmetriája is egészen más a két esetben.

### 3. Következtetések

Az A típusu fóliák texturája  $[100]-[001]$  típusu kocka-textura, a krisztallit-irányok szög-eloszlásának átlagos szélessége  $6,5^{\circ}$ . A rezonancia mérések tanúsága szerint  $[1]$  második momentum mérés szempontjából a textura kvázi egykristálynak tekinthető, rajta a spektrum anizotrópiája tanulmányozható.

A B típusu anyagmintákban a krisztallitok irányszórása nagyobb, bár a textura még mindig kocka-textura, kevert textura nem lép fel. Az A és B minták texturája eltérésének oka nem ismert, és a rendelkezésre álló adatok



birtokában nem is magyarázható. Ami a röntgen-diffrakciós és a magrezonancia [1] módszerekkel levont következtetéseket illeti, az egyezés kvalitatív. Kvantitatív összehasonlítást a texturák MMR spektrumára kidolgozott modell túlságosan leegyszerűsített megoldása mellett nem lehet végezni. Ehhez a texturák MMR spektrumára kevésbé leegyszerűsített számításra volna szükség.

Köszönetünket fejezzük ki Pál Lénárd elvtársnak, a MTA levelező tagjának a probléma-felvetéssel kapcsolatos tanácsaiért, és Szeyman Sándor elvtársnak, a csepeli Központi Anyagvizsgáló Laboratóriumban a röntgen-diffrakciós mérések elvégzéséhez nyújtott támogatásáért.

### I r o d a l o m

- [1] Tompa K.: Magy.Fiz.F., megjelenés alatt.
- [2] Barrett, C.: Structure of Metals, McGraw Hill /1952/
- [3] Schulz, L.G.: J. Appl. Phys. 20, 1030 és 1033 /1949/

Érkezett 1967. szept. 28.

KFKI Közl. 15.év. 6.szám, 1967.

GYÖKREKOMBINÁCIÓ ÉS MOLEKULÁRIS MOZGÁSOK VIZSGÁLATA  
ESR ÉS MMR MÓDSZERREL

Irta: Erő Jánosné, Grüner György, Tompa Kálmán és Tóth Ferenc

Összefoglalás

Szabad gyökök rekombinációját vizsgáltuk  $77\text{ K}^{\circ}$ -on besugárzott 1-4-diciklohexil-ciklohexán /1-4-DCHCH/, 1-4-diciklohexil-benzol /1-4-DCHB/ és p-ciklohexil-difenil /p-CHDF/ mintákban ESR módszerrel, a molekuláris mozgásokat MMR módszerrel, a besugárzás nélküli mintákban, a  $77\text{ K}^{\circ}$ -tól o.p.-ig terjedő hőmérséklettartományban.

Az MMR mérésekből 1-4-DCHCH-ban a molekulák torziós lengésére, magasabb hőmérsékleten hossz tengelyük körüli forgására következtethetünk, 1-4-DCHB-ban fázisátalakulás zajlik le, p-CHDF-ben pedig torziós lengés lép fel. A gyöktermékek ESR módszerrel meghatározott rekombinációs folyamatai részben magyarázhatók a molekuláris mozgásokkal. A két utóbbi vegyület esetén intramolekuláris eltűnési mechanizmus tapasztalható.

Bevezetés

Szerves anyagok alacsony hőmérsékleten történő radiolízisekor szabad gyökök képződnek. A gyökök hőmérséklettől függő rekombinációját és egyes esetekben a gyökhozamot is elsősorban nem a gyökök kémiai felépítése, hanem a szilárd fázis tulajdonságai, a molekuláris mozgások határozzák meg [1]. Az együttesen végzett ESR és MMR mérések célja a gyökrekombináció tulajdonságainak vizsgálata: a besugárzás nélküli anyagon végzett MMR vizsgálatok fázisátalakulásra, a molekulák mozgására adnak felvilágosítást. A besugárzott mintákon ESR módszerrel felvett "kifagyasztási" görbék, és a relatív gyökkoncentráció hőmérsékletfüggése az MMR módszerrel kapott információk alapján magyarázható, eldönthető, milyen molekuláris mozgás okozza a rekombinációt, következtetni lehet a gyökkoncentráció csökkenésének mechanizmusára.

Az MMR módszerrel a rezonanciajel két paraméterének, a második momentumnak és a jelszélességnek hőmérsékletfüggését vizsgálva következtethetünk a molekuláris mozgásokra. Szilárdtestekben ezeket a paramétereket főleg a környező atommagok által keltett dipól tér határozza meg, mely a molekula és kristályszerkezettől függ. A rezonanciajel második momentuma [2]

$$M_2 = \frac{3}{4} J(J+1) \gamma^2 \hbar^2 \frac{1}{N} \sum_{j,k} (3 \cos^2 \theta_{j,k} - 1)^2 r_{j,k}^{-6} \text{ gauss}^2$$

ahol  $\theta$  a két atommagot összekötő vektor és a  $H_0$  külső mágneses tér által bezárt szög,  $J$  az atommag spinje,  $\gamma$  a giromágneses faktor,  $N$  a rezonanciában résztvevő atommagok száma,  $r_{j,k}$  a  $j$ -edik és  $k$ -edik atommag közötti távolság. Porminták esetén a  $\theta_{j,k}$ -től függő mennyiség átlagát képezve, és behelyettesítve az  $H$  magokra megfelelő számértékeket

$$M_2 = 358 \frac{1}{N} \sum_{j,k} r_{j,k}^{-6} \text{ gauss}^2$$

$r_{j,k}$  -t Å egységekben mérve. Az atommagok mozgása következtében a lokális tér időben változik. Ha a mozgás frekvenciája kicsi, úgy az a rezonanciajelre nincs hatással, a rács merevnek tekinthető. Gyors mozgás esetén viszont a lokális tér kiátlagolódik, míg egy kritikus frekvencia környezetében /amely a c/s egységekben mért jelszélesség nagyságrendje, mintegy  $10^4$  c/s / egy átmeneti tartományt kapunk. A második momentum értékét gyors mozgáskor a  $(3 \cos^2 \theta_{j,k} - 1) r_{j,k}^{-3}$  lokális tér átlaga határozza meg. Ez az átlag, amelyet a  $\rho = \frac{M_2(\text{mozgás})}{M_2(\text{merev})}$  redukációs faktorról jellemezzük, különböző típusú mozgásokra számolható. Így a kísérleti adatokkal való összevetésből a mozgástípust határozhatjuk meg. A jelszélesség változásából az  $E$  aktiválási energiára következtethetünk. Feltételezve, hogy a mozgás frekvenciáját a

$$\nu = \nu_{\infty} e^{-E/kT}$$

Arrhenius egyenlettel írhatjuk le /ami termikusan aktivált mozgásra jó közelítés/, az  $E$  aktiválási energiára

$$E \sim 37 T_c \text{ /kcal/mól/}$$

adódik [3], ahol  $T_c$  az átmeneti tartomány közepéhez tartozó hőmérséklet.

Az ESR módszerrel gyöktermékek relatív koncentrációjának hőmérsékletfüggése, rekombinációs tartományai vizsgálhatók. Ermolajev [4] a gyökrekombináció szempontjából három csoportot különböztetett meg. Az első csoporthoz tartozó, könnyen kristályosodó anyagoknál a gyors rekombináció közvetlenül az o.p. alatt, könnyen tulhúthető anyagoknál az üvegesedési, ill. lágyulási pontnál /0,6-0,7 o.p./ következik be, tehát a kristályfázis megszűnésével, a molekulák közötti kötés erősségének csökkenésével van kapcsolatban. A második csoporthoz tartozó vegyületek az o.p. alatt rekombinálnak, polimorf átalakulási pontjuk közelében. Ez a változás latens hő felszabadulásával jár, és a rács fellazulását kísérő öndiffúzió okozza a gyökrekombinációt /ciklopentán, ciklohexán [5] /. A harmadik csoportnál a molekuláris



mozgás megindulása okoz gyökeltünést, az előbbieknél jóval szélesebb hőmérséklettartományban. Amennyiben a mozgás megindulásakor nem lép fel öndiffúzió, a rekombináció részleges, csak a közeli szomszédos gyökök reagálnak /hexametilbenzol [6] /. Egyes esetekben a mozgással kapcsolatos lassu "kimenetnél" a jelalak irreverzibilisen megváltozik, ami arra utal, hogy többféle gyök keletkezik, és ezek közül csak egyik típus kerül megfelelő helyzetbe, hogy másik gyökkel rekombinálódjék, vagy szomszédos molekulával újabb gyököt hozzon létre [7] .

A vizsgálatok három-gyűrűs vegyületeken, 1-4 diciklohexil ciklohexánon /1-4 DCHCH/, 1-4 diciklohexil benzolon /1-4 DCHB/ és p-ciklohexil difenilen /p-CHDF/ történtek. Az anyagminták elkészítésének ismertetése [8] -ban található.

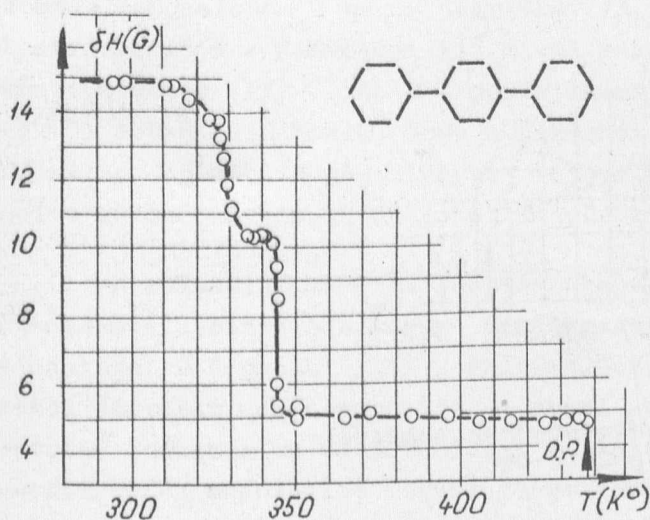
### MMR vizsgálatok

#### 1/ Mérőberendezés, mérési eredmények

A méréseket a [9] és [10] -ben ismertetett szélesjelű MMR spektrométerrel végeztük. Az alkalmazott külső mágneses tér  $H \sim 4000$  gauss, a modulációs tér értéke  $H_m = 1,4 \dots 2,5$  gauss a vizsgált anyagok jelszélességétől függően változott. Az anyagminták hőmérsékletének változtatása a [11]-ben leírt gázáramlásos hőmérsékletszabályozó rendszerrel történt, a hőmérséklet mérések becsült pontossága  $\pm 1$  C°. Egy-egy mérés 4-8 spektrum felvételéből állt.

Az MMR spektrumok finomszerkezetet nem mutatnak. A különböző anyagmintákon mért jelszélességek /a derivált görbe "csucstól-csucsig" mért távolsága/ hőmérsékletfüggése az 1-3. ábrákon látható. A 2. ábrán feltüntettük, hogy a spektrumok felvétele milyen körülmények között történt. A második mo-

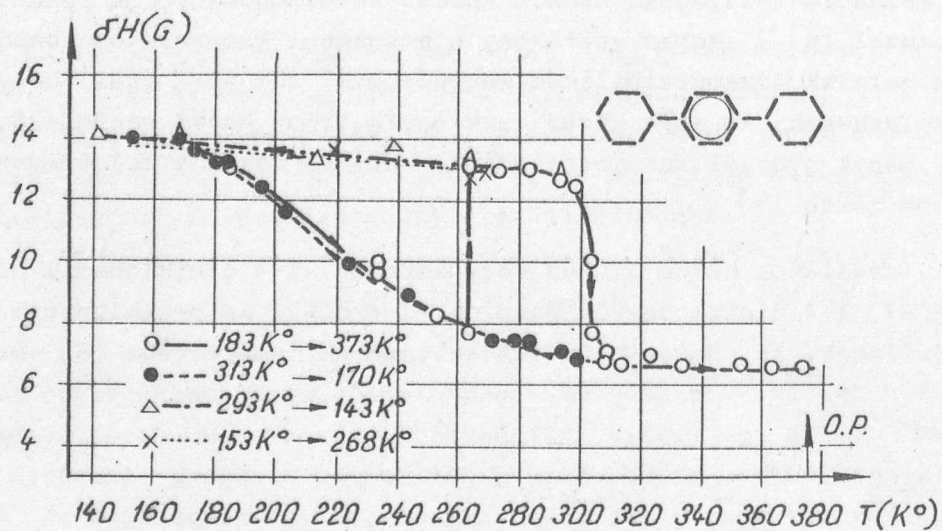
mentumot azokban a hőmérséklettartományokban határoztuk meg, ahol a jelszélesség nem változott.



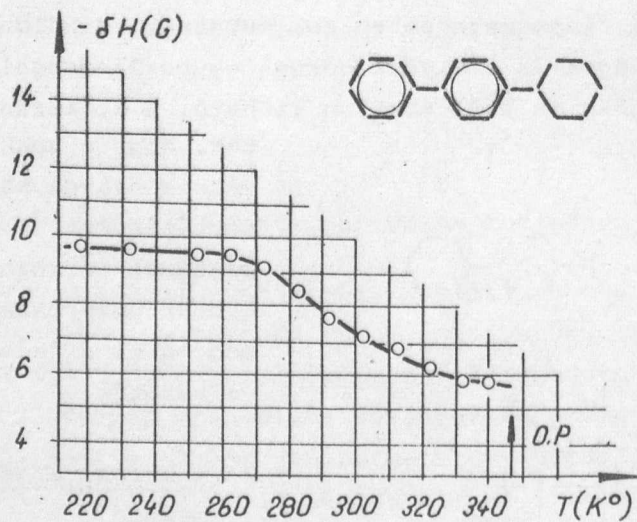
1. ábra Az MMR jel szélességének hőmérsékletfüggése 1-4 DCHCH-ban

#### 2/ A mérési eredmények értelmezése

Mindhárom vizsgált anyagmintában a jelszélesség változásából a molekulák mozgására vagy fázisátalakulásra következtethetünk. Mivel az



2. ábra Az MMR jel szélességének hőmérsékletfüggése 1-4-DCHB-ban



3. ábra Az MMR jel szélességének hőmérsékletfüggése p-CHDF-ben

egyres anyagok különbözően viselkednek a vizsgált hőmérséklettartományban, a mért eredményeket külön-külön értelmezzük. Az 1-4-DCHCH és p-CHDF mintákon a mért második momentum értékeit különböző mozgástípusokra számolt értékekkel összehasonlítva következtetünk a mozgás jellegére. Az 1-4-DCHB-on végzett mérések értelmezése a rendelkezésünkre álló adatok alapján nem volt lehetséges, így csak azok közlésére szoritkozunk.

a/ 1-4-DCHCH

A jelszélesség hőmérsékletfüggése két különböző típusu mozgásra utal: az egyik rezonanciajelre gyakorolt hatása  $310\text{ K}^{\circ}$ -nál kezdődik, és  $335\text{ K}^{\circ}$ -nál a mozgás frekvenciája olyan nagy, hogy a lokális tér kiátlagolódik. A jelszélesség  $344\text{ K}^{\circ}$ -nál bekövetkező hirtelen csökkenése egy rácsszerkezetváltással egybekötött mozgás megindulását jelzi.

1/ Merev rács

$310\text{ K}^{\circ}$  alatt a jelszélesség és második momentum a hőmérséklettől független, így feltételezhető, hogy a molekulák mozdulatlanok, a kristályrács merev.

A második momentum az  $S_1$  molekulán belüli és  $S_2$  molekulák közötti járulékok összege. A molekulán belüli járulék a molekula geometriai adatai alapján mindig meghatározható,  $S_2$  meghatározásánál viszont - még a rács paraméterek ismeretében is - általában közelítő megoldásokra vagyunk utalva. Most a második momentum számolásánál az ugyanazon ciklohexil gyűrűhöz tartozó  $^1\text{H}$  magok járulékát tekintjük  $S_1$ -nek, míg az ugyanahhoz a molekulához, de más ciklohexil gyűrűhöz tartozó  $^1\text{H}$  magok járulékát  $S_2$ -nél vesszük figyelembe. A ciklohexán molekulára /2/ alapján  $S_1 = S_1^{\text{HH}} + S_{1\text{M}} = 11,2 + 6,4 = 17,6\text{ gauss}^2$ , ahol  $S_1^{\text{HH}}$  az ugyanazon szénatomhoz kapcsolódó  $^1\text{H}$  magok,  $S_{1\text{M}}$  pedig más szénatomhoz kapcsolódó  $^1\text{H}$  magok járuléka. /A második momentumot a molekula "szék" konfigurációjára számoltuk ki, mivel ennek energiája kisebb, mint a "kád" konfigurációé [12] /. Az 1-4-DCHCH molekulán belüli járuléka a számolt értéktől abban különbözik, hogy a ciklohexil gyűrűk 2/3 részénél egy, 1/3 részénél pedig két  $^1\text{H}$  mag hiányzik. Figyelembe véve ezt a változást és átlagolva különböző típusu ciklohexil gyűrűkre,  $S_1 = 15,4\text{ gauss}^2$  adódik.

A molekulák közötti járulék meghatározására - mivel a rácsszerkezet nem ismert - nincs lehetőség. Ciklohexánban és n-hexánban a molekulák közötti járulék  $9,6\text{ gauss}^2$  [14] . Feltételezve, hogy az 1-4-DCHCH molekulák közötti járuléka nem nagyon tér el ettől az értéktől, a merev rácsra számolt második momentum az első táblázat 2. sorában van feltüntetve a mért értékkel együtt, a  $H_m$  modulációs tértől függő korrekció [13] elvégzése után. A jó egyezés alapján  $310\text{ K}^{\circ}$  alatt a molekulák mozdulatlanoknak, a kristályrács merevnek tekinthető.



2/ Második momentum a 335-344 K<sup>o</sup> tartományban

A második momentum és jelszélesség 310 K<sup>o</sup> hőmérsékletnél csökken, és a 335-344 K<sup>o</sup> tartományban a második momentum mért értéke 15,8 gauss<sup>2</sup>. A C<sub>n</sub>H<sub>2n+1</sub> sorozat egyes tagjainál a hőmérséklet növekedésével a rács paraméterei és szimmetriája ugrásszerűen megváltoznak. Müller [15] szerint ezt a láncmolekula tengely körüli forgása okozza, alacsonyabb hőmérsékleten a molekula torziós lengést végez. Andrew [6] oktadekánon és dicetilen végzett MMR vizsgálatait ezt a feltételezést igazolták. Hasonló típusú mozgás várható az általunk vizsgált anyagban is. A második momentum redukciós faktora a torziós lengés szögamplitudójától függ [6], és  $\gamma = 40-50^\circ$  szögű torziós lengés esetén a második momentum számolt és mért értéke egyezik.

Az átmeneti tartomány középpontjának hőmérséklete T<sub>c</sub> = 310 K<sup>o</sup>, így a torziós lengés aktivációs energiája [3] alapján E = 13 kcal/mol.

A szék-szék konverzió frekvenciája olyan kicsi, hogy az a rezonanciajelre nincs hatással.\*

3/ Második momentum 344 K<sup>o</sup> felett

344 K<sup>o</sup>-on a második momentum hirtelen lecsökken, értéke 6,8 gauss<sup>2</sup>, az olvadáspontig nem változik. Feltételezve, hogy a molekulák hossztengelyük körül forognak, S<sub>1</sub><sup>HH</sup> redukcióját [16] modellje alapján számoltuk ki, és S<sub>1</sub><sup>HH</sup> = 2 gauss<sup>2</sup> adódott. S<sub>1M</sub> és S<sub>2</sub> redukciója láncmolekulák forgásakor 1/3 és ugyanennyi a számolt érték a benzol molekula C<sub>2</sub> tengely körüli forgásakor is. Feltételezve, hogy ez jó közelítés, M<sub>2</sub> = 2 + 15,2 x 1/3 = 7,1 gauss<sup>2\*\*</sup>. A mért és számolt érték közötti jó egyezés valószínűleg véletlen, mivel feltételeztük, hogy a szénatomok egy síkban vannak és a molekulák közötti járulékok redukciójára csak durva becslést alkalmaztunk.

\* Ha feltételezzük az azonos szénatomhoz tartozó <sup>1</sup>H magok kicserélődését, a második momentum egyes járulékokai a következőképpen változnak meg: ha a reorientáció tengelye merőleges a két <sup>1</sup>H magot összekötő egyenesre, úgy n ≥ 3 esetében  $\rho = 1/4$  [16]. R. Chujo szerint [17] n = 2 esetben /ez felel meg a H - H kicserélődésnek/ egy enyhe hőmérsékletfüggéstől eltekintve ugyanezt az eredményt kapjuk, így S<sub>1</sub><sup>HH</sup> = 2,5 gauss<sup>2</sup>. S<sub>1M</sub> redukcióját más szerzők CH<sub>3</sub> csoport forgásakor kapott redukciós faktorainak alapján becsülhetjük [18], és az S<sub>1M</sub> = 4 gauss<sup>2</sup> érték jó közelítésnek látszik. A molekulák közötti járulékok valószínűleg nem nagyon csökken a kis amplitudójú mozgás miatt, így továbbra is S<sub>2</sub> = 9,6 gauss<sup>2</sup>. A számolt érték tehát M<sub>2</sub> = 16,1 gauss<sup>2</sup>.

\*\* Ha H-H kicserélődés is, tengely körüli forgás is fellép, S<sub>1</sub><sup>HH</sup> = 0,4 gauss<sup>2</sup>, míg a molekulák közötti járulékok és S<sub>1M</sub> redukciója 1/3-nál nagyobb. A becsült M<sub>2</sub> ≤ 5,5 gauss<sup>2</sup> nem egyeztethető össze a mért értékkel.

Összefoglalva az eredményeket megállapíthatjuk, hogy alacsony hőmérsékleteken a kristályrács merev, magasabb hőmérsékleteken a molekulák torziós lengése, majd hossz tengelyük körüli forgása valószínű, az azonos szénatomhoz tartozó  $^1\text{H}$  magok kicserélődésének feltételezése pedig a kísérlettel össze nem egyeztethető eredményre vezet.

b/ 1-4-DCHB

A jelszélesség hőmérsékletfüggése a 2. ábrán látható. A mért érték a spektrum felvételének körülményeitől függ:  $183\text{ K}^\circ$ -ról növekvő hőmérsékleteknél a  $\delta H$  jelszélesség 14 gauss értékről csökken, majd  $263\text{ K}^\circ$  környezetében mintegy két óra alatt az eredeti értékre nő. További hőmérsékletnöveléskor  $305\text{ K}^\circ$  környékén  $\delta H$  újra csökken, majd az o.p.-ig nem változik. Innen csökkenő hőmérsékletek esetén, ellentétben a növekvő hőmérséklettel mért jelszélességgel, egy széles hőmérséklettartományban folytonosan változik, és éri el  $170\text{ K}^\circ$  környékén a 14 gauss értéket.  $153\text{ K}^\circ$ -ról melegítve az anyagmintát, a  $\delta H$   $280\text{ K}^\circ$ -ig nem változik, és ugyanígy nem észlelünk jelszélességváltozást az anyagminta  $280\text{ K}^\circ$ -ról /  $\delta H = 14$  gauss-szal jellemzett állapot/ való lehűtésekor sem.

A jelszélesség változásából több fázisú rendszerre következtethetünk. Kellő számú fázis és folyamat feltételezésével a 2. ábra magyarázható, azonban egyéb információk hiányában a magyarázat nem rendelkezik kellő bizonyítóerővel.

A második momentum számolásánál feltételezzük, hogy a ciklohexil és benzolgyűrűk második momentuma a molekulák előfordulási arányában adódik össze:

$$M_2 = AM_2 / \text{benzol} / + (1-A) M_2 / \text{ciklohexán} / \quad /5/$$

ahol A az egy molekulára eső benzolgyűrűk hányada. /5/ helyes a molekulán belüli járulékokra, és közelítőleg helyesnek tételezzük fel a molekulák közötti járulékokra is. Az egyik fázisban /amelyre jellemző jelszélesség 14 gauss/ a második momentum mért értéke jó egyezésben van a merev rácsra az /5/ egyenlet alapján számolt értékkel /1. táblázat 3. sor/. Közvetlenül az o.p. alatt a második momentum mért értéke  $9,6\text{ gauss}^2$ . A molekulaszervezet, így  $S_1$  is a fázistól független. A mért érték kisebb a merev rácsra számolt molekulán belüli járuléknál, így az csak mozgó molekulákkal egyeztethető össze.

c/ p-CHDF

A jelszélesség hőmérsékletfüggése - amely a 3. ábrán látható -  $240\text{ K}^\circ$  hőmérsékleten meginduló mozgási folyamatra utal. Ez alatt a hőmérséklet alatt a jelszélesség nem változik, így feltételezhető, hogy a kristályrács.



merev. Az /5/ egyenlet alapján számolt érték a mért értékkel együtt az 1. táblázat 4. sorában található.

### 1. táblázat

A második momentum számolt és mért értéke merev kristályrács esetén

Anyag	$M_2$ számolt. /gauss <sup>2</sup> /	$M_2$ mért /gauss <sup>2</sup> /
1-4-DCHCH	25	25,9
1-4-DCHB	19,7	19,8
p-CHDF	14,7	14,4
Benzol <sup>x/</sup>	9,7	9,7

<sup>x/</sup> Andrew, E.R., Eades, R.G.: Proc. Roy. Soc. A 218, 537 /1953/

Várható, hogy a jelszélesség változását okozó mozgás ugyanolyan jellegű, mint az 1-4-DCHCH molekulában. Alkalmazva az /5/ egyenletet,  $M_2 = 2/3 \times 9,7 + 1/3 \times 15,8 = 11,9$  gauss<sup>2</sup> adódik, ha a benzolgyűrűk mozdatlanok, a ciklohexilgyűrű torziós lengést végez. A mért 11,1 gauss<sup>2</sup> második momentum jó egyezésben van a számolt értékkel.

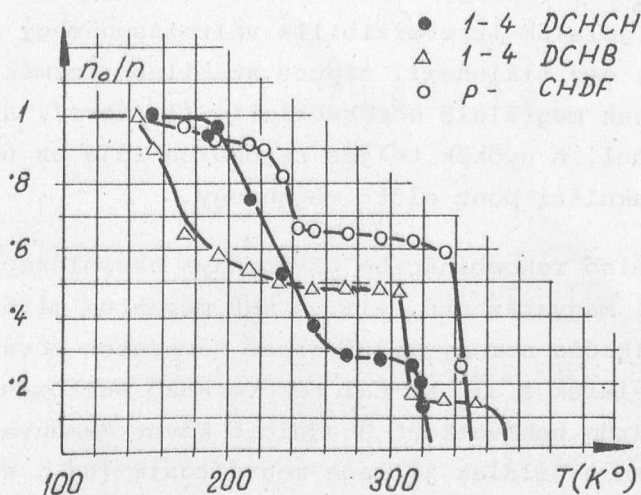
A /4/ egyenlet alapján számolt aktivációs energia  $E = 12$  kcal/mol, mivel az átmeneti tartomány közepének hőmérséklete  $T_c = 310$  K<sup>o</sup>.

### ESR vizsgálatok

#### 1/ Mérési módszer, mérési eredmények

A besugárzás körülményeit és az ESR mérőberendezést már előző munkánkban ismertettük [8]. A gyökök hőmérsékleti stabilitását az ún. "kifagyasztási" módszerrel vizsgáltuk [4]: a mérést mindig azonos 113 K<sup>o</sup> hőmérsékleten végeztük, a mintákat háromszor két percre helyezve a magasabb hőmérsékletű termosztátba /folyamatos hőmérsékletemeléskor a szuszceptibilitás hőmérsékletfüggését is tekintetbe kell venni/. Középpontba helyezett termoelemmel ellenőriztük a megfelelő hőmérséklet felvételét. Egy-egy anyagon négy parallel vizsgálatot végeztünk, a gyökkoncentrációt 4-6 görbe területéből határoztuk meg +5 % pontossággal. A vizsgált anyagok kifagyasztási görbéit a 4. ábrán tüntettük fel, a gyökkoncentrációt a mérési hőmérsékletnek megfelelő  $n_0$  gyökszámra vonatkoztatva. Az anyagok o.p.-jét és rekombinációs tartományait a MMR módszerrel detektálható molekuláris mozgások megindulásának, és fázisátalakulásoknak hőmérsékletével együtt a 2. táblázatba foglaltuk össze.





4. ábra Relatív gyökkoncentráció-változás a hőmérséklet függvényében

2. táblázat

A vizsgált anyagok o.p.-je, rekombinációs hőmérséklettartományok, torziós mozgások megindulásának, fázisátalakulásoknak hőmérséklete

Anyag	O.P. /K°/	Rekombinációs tartományok /K°/	Torziós lengés megindulása /K°/	Fázisátalakulások /K°/
1-4-DCHCH	483	193-253 <u>333</u>	<u>310</u>	344
1-4-DCHB	375	153-193 <u>310-315</u>	-	<u>305</u>
p-CHDF	347	<u>220-240</u>	<u>240</u>	-

2/ Mérési eredmények értelmezése

A kétfajta módszer eredményeinek összevetése azt mutatja, hogy több gyűrűből álló, összetett molekulák esetén a rekombinációs folyamatok nem mindig magyarázhatók egyértelműen, mint a bevezetésben említett egyszerű modellvegyületek esetén. Ennek egyik oka lehet, hogy a nagy molekuláknál többféle bomlási folyamat játszódik le, többfajta gyök keletkezik, és ezeknek közvetlen környezete különböző és más strukturájú, mint az eredeti /MMR módszerrel vizsgált/ anyagé. Másfelől reagálhatnak a gyökök alacsonyabb frekvenciájú, nem detektálható strukturális változások hatására. Azokat a rekombinációs tartományokat, amelyek molekuláris mozgással magyarázhatók, a 2. táblázatban aláhúzással tüntettük fel.

a/ 1-4-DCHCH esetén az első széles rekombinációs tartomány a többféle bomlástermék eltűnésével magyarázható. Ezt alátámasztja, hogy ebben az intervallumban az ESR jelalak irreverzibilis változáson megy át, a szuperponált jelek eltűnnek, egy ciklohexil típusu stabilabb termék marad az MMR jelszélesség-változásnak megfelelő hőmérsékletig /1. ábra/, ahol a molekula torziós lengése megindul. A gyökök teljes rekombinációja az ugyancsak 1. ábrán látható fázisátalakulási pont előtt végbemegy.

b/ 1-4-DCHB első rekombinációs tartománya hasonlóképpen többféle gyöktermék eltűnésével magyarázható, ill. a MMR momentum mérésnél tapasztalható anomális viselkedés nem nyújt elegendő támpontot további következtetés levonására. A jelalak a  $310\text{ K}^{\circ}$ -nál bekövetkező változásig dienil típusu: a telitetlen gyűrűn bekövetkező H-addíció következménye. Itt szűk hőmérsékleti tartományban a jelalak jellege megváltozik [8], a  $3 \times 3$  triplet arra enged következtetni, hogy a mozgás következtében a gyök intramolekulárisan átalakul, a dienil H-atomja a szomszédos telített gyűrű helyzetű H-jével reagálva ciklohexil típusu gyököt ad. Ezt bizonyítja, hogy a benzol-származékok 47 gauss-os tripletjével szemben a főhasadás 42 gauss.

c/ p-CDHF-nél a  $240\text{ K}^{\circ}$  körüli tartományban fellépő torziós lengés okozza a dienilgyök ciklohexil típusúvá való átalakulását. A megváltozott jelalak főtriplet hasadása [8] itt is a fentiével azonos, míg a difenil származékok hasadása ennél kisebb /38 gauss/ értékű.

Mindhárom anyag ESR spektrumát [8] -ban közöltük, ahol a benzol és difenil spektrumával is összevetettük.

Eredményeinket összefoglalva megállapíthatjuk :

- 1/ Az ESR gyökkoncentráció csökkenés nem minden esetben jár együtt detektálható MMR jelszélesség-változással.
- 2/ Azok a rekombinációs hőmérséklettartományok, melyekben MMR módszerrel jelszélesség-változás detektálható, a jelen esetben vizsgált többgyűrűs vegyületeknél hossz tengely körüli torziós lengés megindulásával kapcsolatosak.
- 3/ A telitetlen gyűrűt is tartalmazó két molekula esetén az ESR jelalak-változás alapján az eddigiektől eltérő intramolekuláris gyökátalakulás tételezhető fel, amelyet a leirt típusu mozgás, a torziós lengés segít elő.

#### Köszönetnyilvánítás

Köszönetet mondunk Roder Magdának, aki az anyagokat rendelkezésünkre bocsátotta, valamint Tóth Gyulának és Bánki Péternek a mérések elvégzésében nyújtott segítségükért.

I r o d a l o m

- [1] Воеводский, В.В., Blumenфельд, Л.А., Семенов, А.Г.: Применение электронного парамагнитного резонанса в химии,  
Издательство Сибирского Отделения АН СССР  
Новосибирск /1962/
- [2] Van Vleck, J.H.: Phys. Rev. 74, 1168 /1948/
- [3] Во, И.Ш., Федин, Е.И.: Физ. твердого тела 4, 2233 /1962/
- [4] Ермолаев, В.К., Молин, И.Н., Бубен, И.Н.: Кинетика и катализ  
3, 58 /1962/
- [5] Rushworth, F.A.: Proc. Roy. Soc. 222 A, 526 /1954/
- [6] Andrew, E.R.: J. Chem. Phys. 18, 607 /1950/
- [7] Молин, И.Н., Чхеидзе, И.И., Бубен, И.Н., Воеводский, В.В.: Ж.  
Структурной Химии 2, 293 /1961/
- [8] Erő J-né: KFKI Közl. /megjelenés alatt/
- [9] Tompa, K., Tóth, F.: Magy.Fiz. F. 11, 177 /1963/
- [10] Tompa, K., Tóth, F.: KFKI Közl. 11, 215 /1963/
- [11] Balla, J., Tompa, K., Tóth, F.: Mérés és Automatika 302 /1966/
- [12] Eliel, S.L.: Stereochemistry of Carbon Compounds. McGraw-Hill /1962/
- [13] Andrew, E.R.: Phys. Rev. 91, 455 /1953/
- [14] Andrew, E.R., Eades, R.G.: Proc. Roy. Soc. /London/ 216, 398 /1953/
- [15] Müller, A.: Proc. Roy. Soc. A.174, 137 /1940/
- [16] Gutowsky, H.S., Pake, G.E.: J. Chem. Phys. 18, 162 /1950/
- [17] Chujo, R.: J. Phys. Soc. Jap. 15, 201 /1960/
- [18] Grüner, Gy., Tompa, K.: Kémiai Közl. /megjelenés alatt/

Érkezett 1967 aug. 15.

KFKI Közl. 15. évf. 6.szám, 1967.





## ELEKTROMECHANIKUS KAPCSOLÓCSATORNA POTENCIÁLON LÉVŐ BERENDEZÉSEK VEZÉRLÉSÉHEZ

Irta: Bürger Gábor, Klopfer Ervin és Kostka Pál

### Összefoglalás

A cikk elektromechanikus kapcsolószerkezetet ismertet, amely lehetővé teszi kaszkád, vagy Van de Graaff típusú részecskegyorsító nagyfeszültségű elektródjában elhelyezett elektronikus berendezések földpotenciálról való távműködtetését.

### Bevezetés

A KFKI EG-2 jelű, Van de Graaff rendszerű, nyomás alatti iongyorsítójánál [1, 2] megoldandó feladat volt a nagyfeszültségű elektródokban az ionforrás köré csoportosuló elektromos és elektronikus egységeknek /oszillátor-, kihúzó- és előfókuszálófeszültség-tápegységek, villamos fűtésű palládium-gáz-szelepek, stb./ földpotenciálú oldalról történő üzembiztos kapcsolása, illetve adott értékre való beállítása, a mindenkori üzemi gyorsítóenergiának megfelelően. Ez a - vezérlésnek nevezett - tevékenység a szerkezettel szemben a következő követelményeket támasztja:

a/ biztonsággal és számottevő veszteségi áram nélkül hidáljon át legalább 3,5 MV potenciálkülönbséget;

b/ a tankgenerátor 15 atm  $N_2+CO_2$  gázkezege belső túlnyomása és szélsőséges esetben  $15^{\circ} - 55^{\circ} C$  tartományba eső belső hőmérséklete üzembiztos működését ne befolyásolja;

c/ működése elegendő gyors legyen és egyszerű kapcsolási műveleteken kívül tegye lehetővé valamely villamos jellemző folyamatos változtatását impulzusszerű kapcsolássorozattal;

d/ egy-egy kapcsolás tényleges megtörténte a földpotenciálú oldalról megbízható visszajelzéssel ellenőrizhető legyen;

e/ hosszú ideig üzembiztosan működjön, figyelembevéve a gyorsító heti több mint 100 órás megszakítatlan üzemét és havonta egyszeri karbantartási lehetőségét;

f/ minimális hely- és teljesítményigénye legyen, kivitelezési költsége ne legyen magas.

A feladat megoldására két különböző ut kínálkozott: a fényoptikai és az elektromechanikus vezérlés. Mindkét megoldásra az irodalomban számos példa található [3, 4, 5, 6]. Hasonlítsuk össze ezeket a fentebb felsorolt követelmények szempontjából.

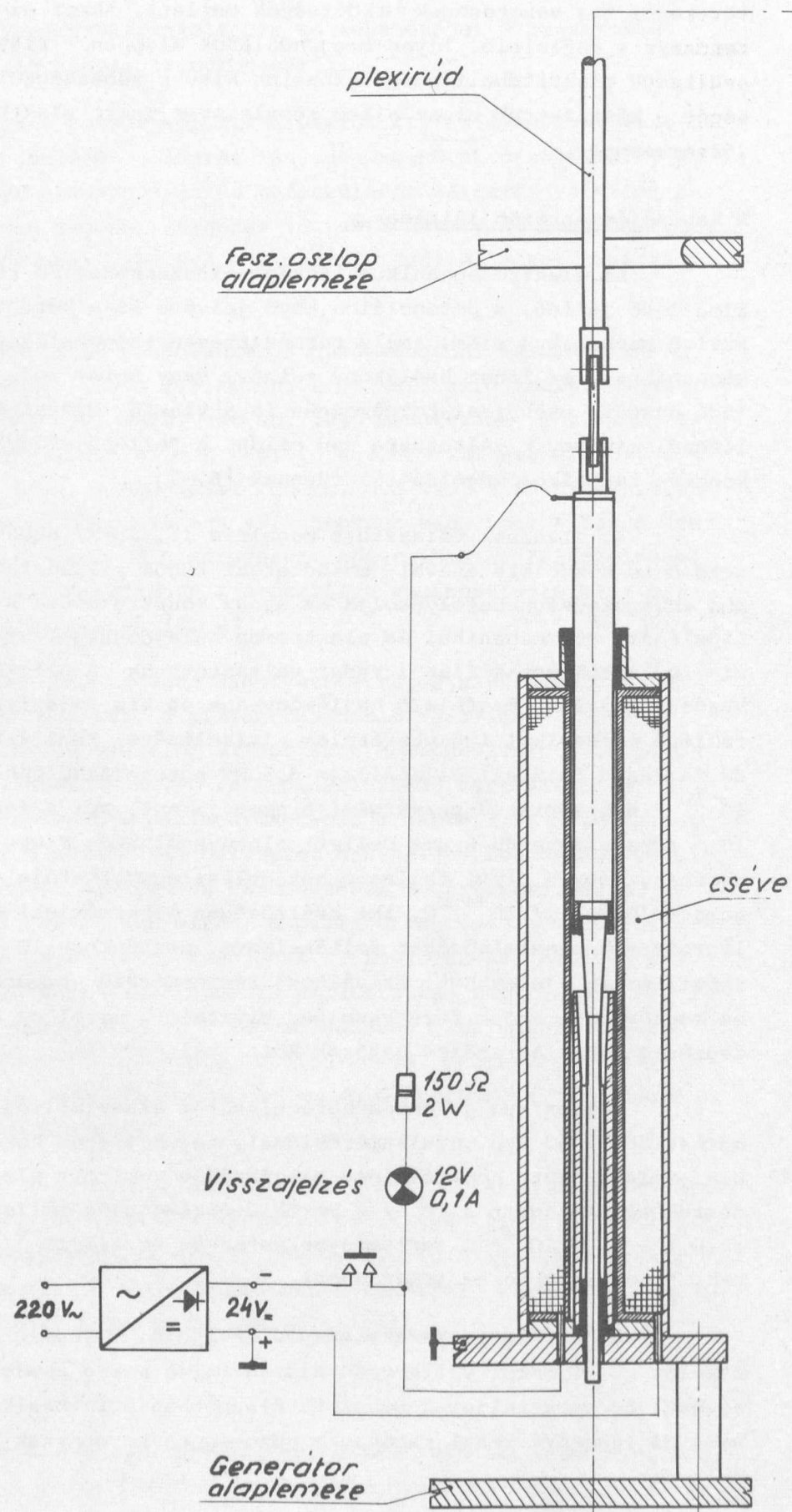
#### A vezérlés rendszerének kiválasztása

A fényoptikai vezérlésnél [3, 4] nem jelent problémát a potenciálkülönbség áthidalása és a túlnyomás elviselése, a gyors működés szempontjából pedig e módszer kifejezetten előnyös. A nagyfeszültségű elektródból e rendszerrel a beállított villamos paraméterek visszajelzése is megvalósítható [3, 4, 5]. Hátránya e rendszernek, hogy adó- és vevőrésze elég komplikált elektronikus berendezés, amelynek hely- és energiaigénye nagy, ami a nagyfeszültségű elektród kis térfogata és korlátozott teljesítményű helyi hálózata szempontjából döntő tényező. A jelátalakítás teljesítményigénye az elektród belsejében disszipálódik és nemkívánatos túlmelegedéshez vezet. A rendszer üzembiztossága sem kielégítő. Ennek egyik oka a komplikáltság, másik oka pedig, hogy a tankgenerátor belsejében óhatatlanul előforduló nagyfeszültségű kisülések és átütések kísérő fényjelensége hamis impulzusokat kelt a vevőberendezésben. A fényut árnyékolása ugyan lehetséges, de ez olyan elemek bevitelével jár a nagyfeszültségű térbe, ami már lépést jelent egy elektromechanikus megoldás felé. A fényoptikai vezérlőrendszer nagy kivitelezési költsége sem elhanyagolható szempont. A gyorsítóberendezés építésének kezdetén kísérleteztünk e módszerrel /fényimpulzusokkal vezérelt markergépek, stb./ azonban fenti hátrányok és akonkrét tapasztalatok miatt más megoldást kellett keresnünk.

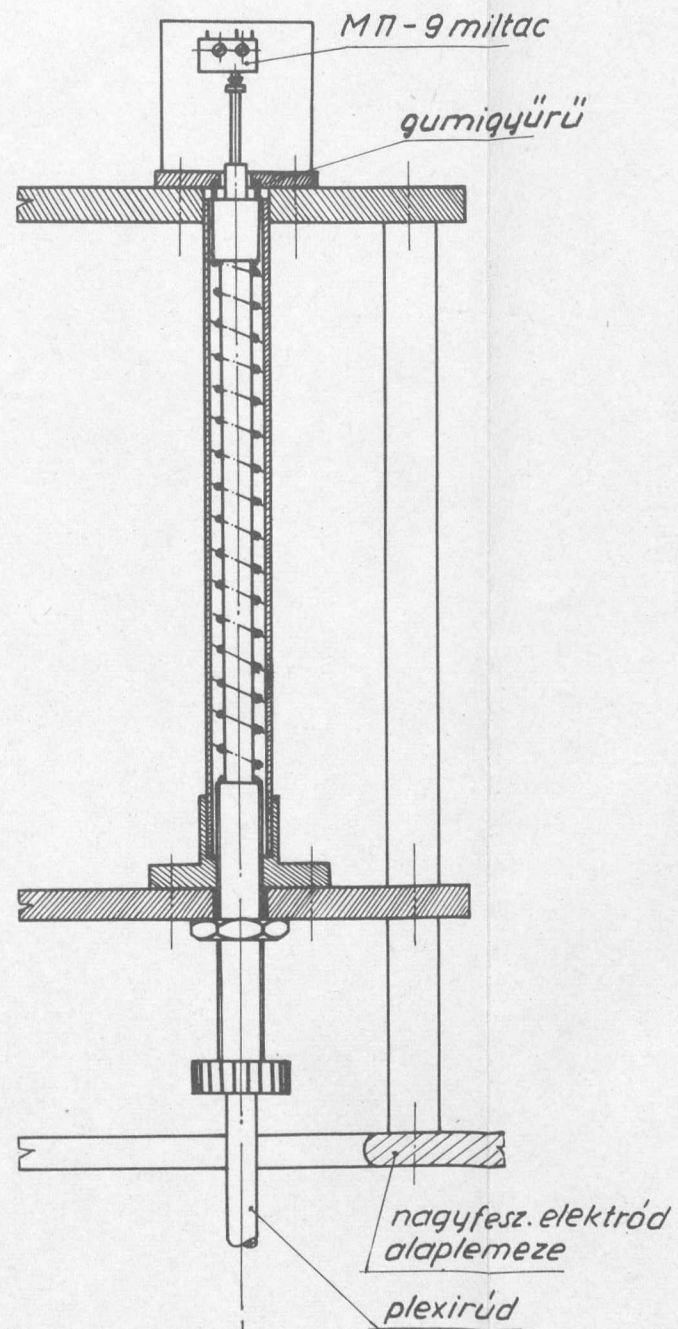
Az elektromechanikus rendszernél a potenciálkülönbség áthidalása, valamint a nyomás- és hőállóság jelent ugyan problémát, de megoldható [6, 7] működési sebessége viszont lényegesen kisebb az előző módszernél. Nagy előnye e rendszernek, hogy üzembiztossága nagy, hely- és teljesítményigénye kicsi, utóbbi a kapcsolási műveletek esetén csak földpotenciálon lévő hálózatot terhel, kivitelezési költsége pedig lényegesen kisebb a fényoptikai rendszerénél.

Az összehasonlításból tehát az következik, hogy ha gyors működés a cél, akkor fényvezérlést kell építeni, ha azonban nagy üzembiztosságra kell









min. 3,5 MV



0 10 cm

-  acél
-  s.réz
-  textilbakelit
-  gumi

törekedni kis veszteségek és költségek mellett, akkor az elektromechanikus rendszer a megfelelő. Ilyen megfontolások alapján - figyelembevéve nagyfeszültségű elektródbeli berendezéseink kisebb sebességgel való vezérelhetőségét - készítettük el az alább részletesen leírt elektromechanikus kapcsolószerkezetet.

### A kapcsolószerkezet leírása

Az elektromechanikus távkapcsolószerkezet fő részei a földpotenciálon lévő jeladó, a potenciálon lévő jellevő és a kettőt összekötő, mozgást átvivő mechanikus elem, amely természetesen szigetelőanyagból készült. A mechanikus elem lehet hajlékony zsinór, vagy merev rud, előbbivel csak haladó mozgás, utóbbival forgómozgás is átvihető. Gyorsítóberendezések vezérlésénél mindegyik változatra van példa, a fellépő előnyök és hátrányok a konkrét technikai megoldástól függenek [6, 7].

Az általunk választott megoldás /1. ábra/ huzómágnessel, merev szigetelőrud közbeiktatásával működtetett rugós pillanatkapcsoló. A szigetelőrud anyagminősége befolyásolja az egész konstrukciót. A 3,7 m távolság áthidalására jó mechanikai és elektromos tulajdonságai miatt 8 mm átmérőjű plexi- /polimetilmetakrilát-/ rudat választottunk. A plexit átlagosan  $550 \text{ kp/cm}^2$  húzószilárdsága, megfelelő hajlékonysága és kis fajsúlya teszi alkalmassá a fellépő mechanikai igénybevételek elviselésére. Emellett  $10^{14}$  ohm nagyságrendű fajlagos felületi ellenállása 3,5 MV potenciálkülönbség esetén is csak  $10^{-10}$  A nagyságrendű szivárgási áramot jelent, ami a feszültségosztólánc  $10^{-4}$  A nagyságrendű árama mellett elhanyagolható. Figyelembeveendő körülmény azonban, hogy a plexi fajlagos hőtágulási együtthatója - összetételtől függően -  $0,7-1,2 \cdot 10^{-4} / ^\circ\text{C}$ , ami szélsőséges hőmérsékleti körülményeket és a legrosszabb pleximinőséget feltételezve, esetünkben 10 - 18 mm lineáris méretváltozást jelenthet. Ez változó légrésméretet eredményez a huzómágnésnél, és megköveteli annak fazékvasmagos kivitelét, mivel ez a típus megengedi a légrév viszonylag széles határok közti változását.

A plexirud jelentős hőtágulásáról kísérletileg is meggyőződünk: a mérést EMG-2353 typ. nyulásmérőhiddal, négybélyeges hőkompenzált kapcsolásban, változtatott hőmérsékletű olajfürdőbe merített plexi próbapálcákon végeztük el. Az adott  $5 \cdot 10^{-6} / ^\circ\text{C}$  mérőhid-érzékenység mellett a mérési eredmények a  $0,4 - 2,3 \cdot 10^{-4} / ^\circ\text{C}$  tartományba estek és az  $1,2 \cdot 10^{-4} / ^\circ\text{C}$  értékhez konvergáltak, jó egyezésben az irodalommal.

A huzómágnés fazékvasmagos kivitelű. A vasmag mozgó része textilbakelit hüvelyekkel villamosan elszigetelve mozog a mágnes többi fémrészéhez képest, és csak teljesen behuzott állapotban érintkezik a vasmag állórészével. Ez lehetővé teszi magának a huzómágnés-horgonynak kapcsolóként való fel-



használatát, és ezzel egyszerű visszajelzésre ad lehetőséget a nagynyomású tartályba bezárt szerkezet tényleges működéséről.

A huzómágnés mozgó részét kuposra képeztük ki, ez lehetővé tette a mozgórész löketének megnövelését s légrés lényeges megnövekedése nélkül. A mozgórész radiális irányú elmozdulását és befeszülését sárgaréz vezetőcsap gátolja meg. A mozgórészen még egy sárgaréz távtartó hüvely is van, amely behuzott állapotban is fenntart kb. 0,3 mm légrést. Ezáltal elkerülhető a mozgórész beragadása.

A szerkezet üzembiztos működéséhez a huzómágnésnek maximálisan 25 mm löket /2,3 mm légrés/ esetén 1,5 kp huzóerőt kell kifejtenie. Ehhez 7100 ampermet gerjesztés szükséges, ezt egy 2840 menetszámu,  $\varnothing$  1 mm Cu/Z/ huzalból készült tekercs állítja elő. A tápláló egyenfeszültség 21,5 V, a meghúzási áramerősség 2,5 A, a meghúzási idő kb. 0,5 sec. A tekercs, illetve a fazékvasmag geometriai méreteit úgy választottuk meg, hogy állandó üzemet és a huzómágnés helyén max. 35°C környezeti hőmérsékletet feltételezve, a tekercs hőmérséklete alatta maradjon a D-osztályú zománcozatra megengedett max. 115°C hőmérsékletnek [8, 9].

A nagyfeszültségű elektródban elhelyezett rugós kapcsológép MΓ-9 típusú pillanatkapcsolót működtet. A pillanatkapcsoló kétállású -/Morse-/ kontaktussal bír. A szerkezet nyugalmi állapotában a kapcsológép nyomórugója benyomva tartja a pillanatkapcsolót /a munkaérintkező zárt állapota/. A szerkezet meghuzott állapotában a pillanatkapcsoló átkapcsol /a nyugvóérintkező zárt állapota/. Ezt a kapcsolási helyzetet használjuk fel a nagyfeszültségű elektródban elhelyezett elektromos berendezések vezérlésére. Egyes resetelő áramköröknél /pl. gázszelepváltás/ a pillanatkapcsoló munkaérintkezőjét is kihasználjuk. A kapcsológép rugójának előfeszítésével beállítható, hogy nyugalmi állapotban a pillanatkapcsoló határozottan átváltson anélkül, hogy ütőigénybevételnek volna kitéve. A kapcsológépben alkalmazott tekercsrugó 1,1 mm átmérőjű rugóacélból készült, utólag edzve, előfeszítés nélküli hossza 190 mm, rugóállandója 0,145 kp/cm. A kapcsoló "pergésének" megakadályozására lágyműködő szolgál.

A kapcsolócsatorna három példányban készült el, ezeket üzemi körülmények között, az EG-2 gyorsító tankjába szerelve próbáltuk ki, majd beépítésüket véglegesítettük. A beépítés óta eltelt egy év alatt, miközben a gyorsító több mint 3500 órát üzemelt, a három készülékkel semmiféle üzemzavar nem fordult elő, és karbantartási igényük is minimális volt.

#### Köszönetnyilvánítás

Befejezésül ezúton mondunk köszönetet Kálmán Ivánnak, a Műanyagipari Kutató Intézet tudományos munkatársának, a plexirúd nyulásméréséhez adott se-



gitségért, továbbá a Gyorsító Laboratórium mechanikai és elektromos műhelye dolgozójának a készülékek gondos kivitelezéséért.

I r o d a l o m

- [1] Erő J., Klopfer E., Kostka P., Kovács I., Mérey I., Vályi L. és Varga L.: A KFKI elektrosztatikus iongyorsító berendezése.  
KFKI Közl., 13, 73 /1965/
- [2] Erő, J., Klopfer, E., Kostka, P., Kovács, I., Mérey, I. Vályi, L. and Varga, L.: The Electrostatic Ion Accelerator of the Central Research Institute for Physics of the Hungarian Academy of Sciences. /Különlenyomat, 1967/
- [3] Millar, B.: A Remote Control and Telemetry System for a Van de Graaff Generator. /Part 1, Part 2/ Electronic Engineering Nov.-Dec. 1953, p. 446-506.
- [4] de Boer, A.G., Kley, J. and Makkink, J.H.: Control and Measurement of an Ion Source of a Pressure Insulated Van de Graaff Generator. Rev. Sci. Instr. 27, No.8, 614 /1956/
- [5] Johnstone, C.W., Kalbach, J.F. and Lang, H.J.: A Telemetry System for a Large Electrostatic Accelerator. Proc. IRE /1951/ 1664.
- [6] Вальтер, А.К., Железников, Ф.Г., Малышев, И.Ф., Ршаль, Г.Я., Сербинов, А.Н., Цыгикало, А.А. и Цытко, С.П.: Электростатические ускорители заряженных частиц, Госатомиздат, Москва /1963/
- [7] Пастор, Э., Клопфер, Э: Портативный малогабаритный генератор нейтронов для активационного анализа. ПТЭ 4, /1965/ 36.
- [8] Eisler J.: Villamos készülékek számítása és szerkesztése, Tankönyvkiadó, Budapest /1957/ 76.
- [9] Liska J.: Villamos gépek I. Tankönyvkiadó, Budapest /1952/ 131.

Érkezett 1967. szept. 11.

KFKI Közl. 15.évf. 6.szám, 1967.

ELEKTROMÁGNESES MŰKÖDTETÉSŰ GÁZSZELEP TANKGENERÁTOR  
IONFORRÁSÁHOZ

Irta: Bürger Gábor, Gombos Péter, Klopfer Ervin és Kostka Pál

Összefoglalás

Ismertetünk egy 2 mm átmérőjű, 7 mm hosszú átömlési nyílással rendelkező, elektromágneses működtetésű gázszelepet, amely kis teljesítményfelvétellel - kb. 15 W - mellett lehetővé teszi, hogy a KFKI EG-2 jelű nyomás alatti Van de Graaff iongyorsítójánál a nagynyomású tartály nyitása nélkül, rövid idő alatt térhessünk át protonról deuteron gyorsítására és viszont.

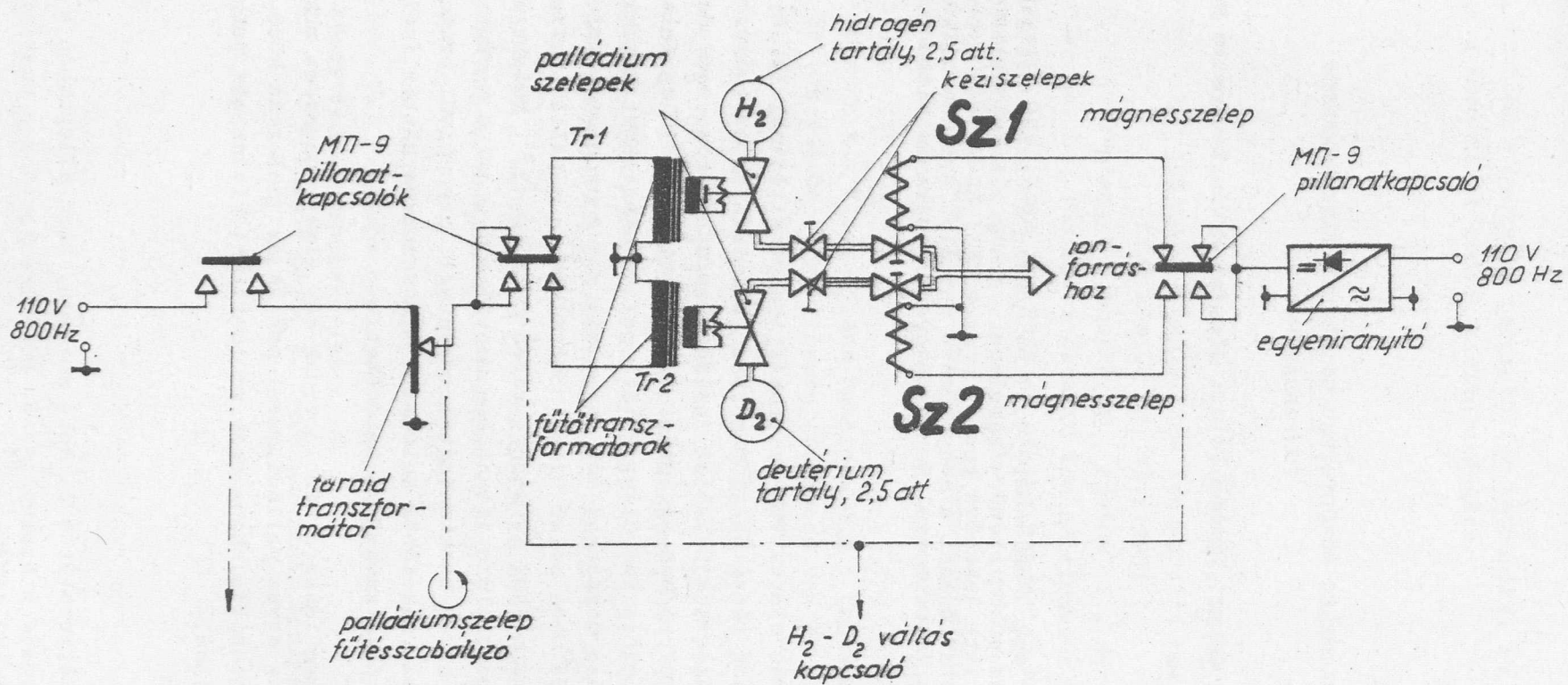
Bevezetés

A KFKI nyomás alatti Van de Graaff iongyorsítójánál [1, 2] a felhasználó mérőcsoportok részéről rendszeresen felmerül az az igény, hogy váltsuk a gyorsított részecskék fajtáját /ezidő szerint proton, vagy deuteron/. A nagyfeszültségű elektródban az ionforrás mellett egyidejűleg felszerelt és az igényeknek megfelelően felváltva fűtött palládiumszelepet tartalmazó  $H_2$  és  $D_2$  tartály alkalmazása önmagában még nem oldja meg a problémát, mivel a gyorsítóberendezés kb.  $55^\circ C$ -os belső üzemi hőmérsékletén a palládiumszelepek átteresztőképessége fűtés nélkül is néhány tized  $cm^3/óra$  [3]. Emiatt a gyorsított ionnyaláb tömegeloszlása jelentősen megváltozik, ami a kívánt - tiszta - proton, vagy deuteronáram csökkenését eredményezi, ezen kívül proton gyorsításkor a  $D/d, n/He^3$  magreakcióból keletkező gyorsneutron háttér /selbst-target effektus/ jelentősen zavarja a méréseket.

A feladat megoldására kidolgoztunk egy elektromágneses működtetésű gázszelepet, amely az egyes palládiumszelepek és az ionforrás közé kötve /1. ábra  $Sz_1$  és  $Sz_2$ / biztosítja, hogy csak az ionizálni kívánt gáz juthasson el az ionforrás ballonjába.

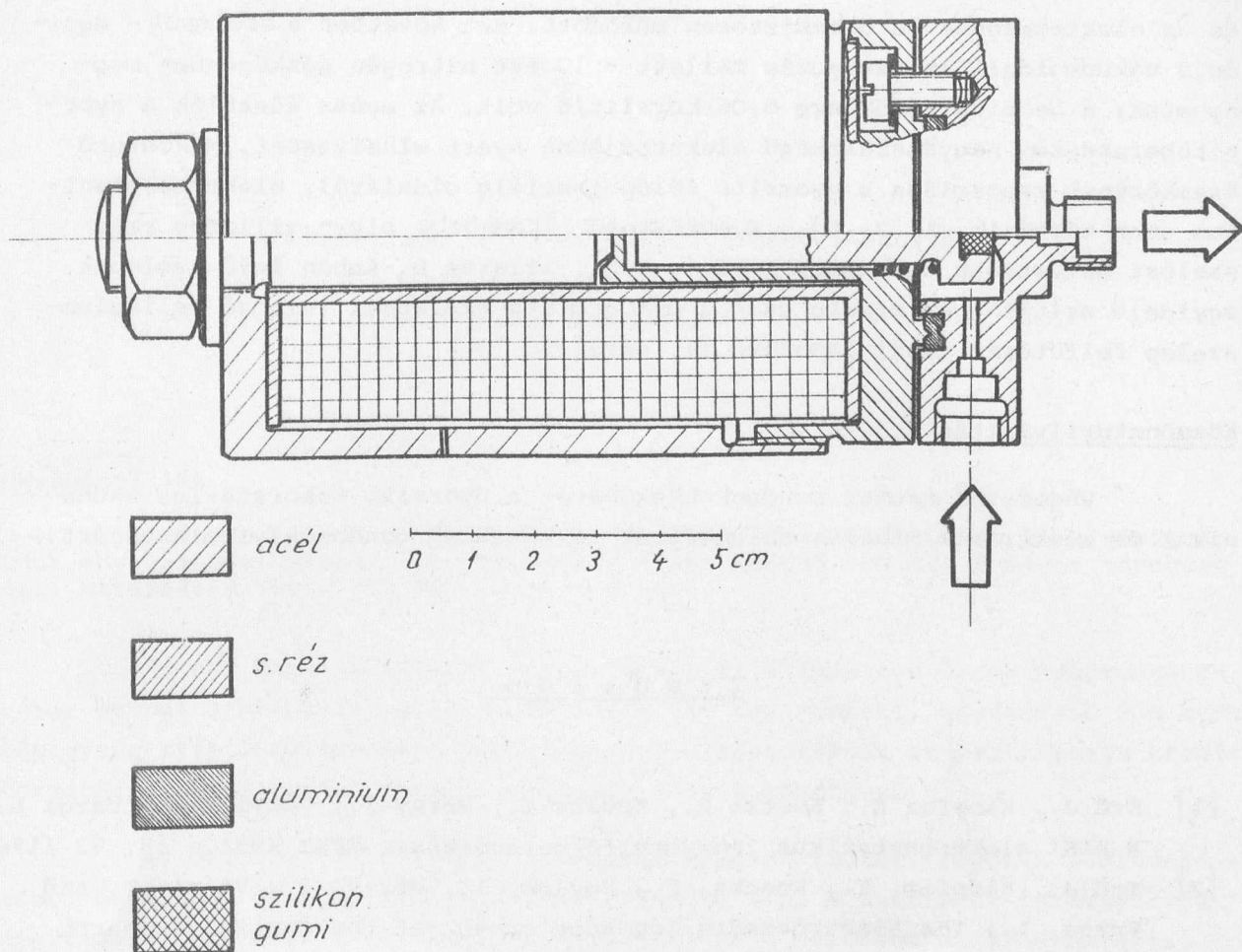
A készülék leírása

A szelep szerkezetét a 2. ábra mutatja. Zárt állapotban a szeleptá-nyért tekercsrugó nyomja a szeleplésre. Noha üzemszerűen a csatlakozó gázvezetékben a nyomás  $5-10 \cdot 10^{-2}$  Hgmm tartományba esik; a rugót ugy méreteztük,



1. ábra





2. ábra

hogy légköri nyomással szemben is biztosan zárjon. A 2 mm átmérőjű, 7 mm hosszú átömlési nyílás vákuumvezetőképessége 0,14 lit/sec. A szelep üzembiztos nyitásához 2610 ampermet gerjesztés szükséges, a táplálás 9 V egyenfeszültségről 1,63 A gerjesztőárammal történik. A gerjesztőtekerces  $\varnothing 1$  mm-es Cu/Z/ huzalból 1600 menettel készült; geometriai méreteit és ezzel a hőátadó felület nagyságát úgy választottuk meg, hogy az  $55^{\circ}\text{C}$  környezeti hőmérsékleten a behuzótekerces belső hőmérséklete alatta maradjon a D-osztályu zománcozottságra megengedett max.  $115^{\circ}\text{C}$ -nak [4, 5].

A magas hőállósági követelményeknek megfelelően a készülék nagynyomású részei lágy alumínium fémtömítéssel, szeleptányérja pedig szilikongumi tömítéssel készült. A csatlakozó vezetékek kötéseinek tömítésénél is szilikongumit használtunk. A szelep biztos zárását összeszerelés után vákuumstandon ПТМ-4А típusú lyukkeresővel ellenőriztük. Ezután  $60^{\circ}\text{C}$  környezeti hőmérsékletre villamos kemencébe helyeztük, és a névleges gerjesztőáram rákapcsolásával 72 órán át tartós üzemi és hőállósági próbának vetettük alá. Közvetlenül

a próba után lyukkeresővel ellenőrizve a szelep zárási biztonsága nem romlott, és az elektromágnes is üzembiztosan működött. Ezt követően a szelepet - egyidejű vákuumoldali szivattyuzás mellett - 10 atm nitrogén gázközegben megnyomtuk; a beömlés mindössze 0,06 torrlit/ó volt. Az egész készülék a gyorsítóberendezés nagyfeszültségű elektródjában nyert elhelyezést. Működtető áramkörének kapcsolása a gyorsító földpotenciálu oldaláról, elektromechanikus uton történik [1, 2, 6]. A működtető áramkörbe olyan villamos reteszeléssel építettünk be, amely kizárja a  $H_2$ , illetve  $D_2$  ágban levő szelepek egyidejű nyitását, és mindig csak a működtetett szelephez tartozó palládiumszelep felfűtését teszi lehetővé /1. ábra/.

#### Köszönetnyilvánítás

Végezetül ezúton mondunk köszönetet a Gyorsító Laboratórium mechanikai és elektromos műhelye dolgozóinak a készülék gondos kivitelezéséért.

#### I r o d a l o m

- [1] Erő J., Klopfer E., Kostka P., Kovács I., Mérey I., Vályi L. és Varga L.: A KFKI elektrosztatikus iongyorsító berendezése, KFKI Közl., 13, 73 /1965/
- [2] Erő, J., Klopfer, E., Kostka, P., Kovács, I., Mérey, I., Vályi, L. and Varga, L.: The Electrostatic Ion Accelerator of the Central Research Institute for Physics of the Hungarian Academy of Sciences. Különlenyomat /1967/
- [3] Ardenne, M.v.: Tabellen der Elektronenphysik, Ionenphysik und Übermikroskopie, Berlin Vol. II. 722 /1956/
- [4] Eisler J.: Villamos készülékek számítása és szerkesztése, Tankönyvkiadó, Budapest /1957/, 76
- [5] Liska J.: Villamos gépek I. Tankönyvkiadó, Budapest /1952/, 131
- [6] Bürger G., Klopfer E. és Kostka P.: Elektromechanikus kapcsolócsatorna potenciálon levő berendezések vezérléséhez, KFKI Közl., 15, 357 /1967/

Érkezett 1967. aug. 22.

KFKI Közl., 15. évf. 6. szám, 1967.

## KOMPAKT, 200 kV-OS EGYENFESZÜLTSGÜ TÁPEGYSÉG

Irta: Szabó Zoltán

### Összefoglalás

Neutrongenerátor feszültségellátására kifejlesztettünk és megépítettünk egy, az osztottmagu transzformátor elvén működő 200 kV, 2 mA-es tápegységet. Méretei:  $\varnothing$  650 x 850 mm, súlya 330 kg.

Az RFT Laboratóriumban építés alatt álló impulzus-üzemű neutrongenerátor gyorsítófeszültség-ellátására felmerült egy kompakt, hordozható 200 kV-os tápegység kifejlesztésének a szükségessége. Választásunk az osztottmagu transzformátorra /OMT/ esett, melynek működési elve a következő [1] :

az OMT lényegében egy háromfázisú transzformátor, melynek fázisonként több, egymástól elszigetelt szekundér tekercse van. A szekundér tekercsekről nyert váltakozófeszültséget egyenirányítják, majd sorbakötik. A háromfázisú vasmag oszlopai osztottan, egymástól műanyaglemezekkel szigetelt szekciókból készülnek. Így a konvencionális transzformátorokkal ellentétben, az elektrosztatikus tér ugyanott lép fel, mint a mágneses tér.

Az alábbiakban ismertetjük a fenti elv felhasználásával kifejlesztett és megépített OMT-t. Az 1. sz. ábrán az OMT metszete látható. A  $V$  háromfázisú vasmag 0,35 mm-es transzformátorlemezéből készült, oszlopainak elrendezése körszimmetrikus. Az oszlopot alkotó vasmagsekcziók lépcsős keresztmetszetűek, s műgyantás kiöntéssel készültek. A vasmagsekcziók között 1,5 mm "légrés" van, ennyi ugyanis a szigetelőanyag vastagsága. A  $J$  járom körgyűrű alakú. A  $P$  primér tekercsek, az  $S$  szekundér tekercsek, valamint az  $R$  terhelő ellenállásblokkok szintén műgyantás kiöntéssel készültek. A szekundér tekercsek hármával, a hozzájuk tartozó egyenirányító áramkörökkel együtt az  $Sz$  szigetelő lapokra vannak szerelve és önálló szerelési egységet alkotnak / 2.sz. ábra/. A térerősség egyenletes eloszlását a  $Gy$  ekvipotenciális gyűrűk biztosítják. A szekundér tekercsek menetszáma egy szerelési egységen belül azonos, de - a primér tekercstől távolodva - egységről-egységre növekszik. Ez a vasmag oszlopa mentén fellépő, a légrések miatt jelentős fluxuscsökkenést van hivatva kom-



penzálni. A szekundér tekercsek kezdetét és a megfelelő vasmagszekciót azonos potenciálra kötöttük. Az ismerttetett mechanikai felépítés rendkívül meggyorsítja a szerelési munkát: az egész OMT 5 perc alatt szétszedhető vagy összerakható. Ez a tulajdonság a karbantartás és a szállítás szempontjából előnyös.

A 3. sz. ábrán az elektromos kapcsolási rajz, a 4. sz. ábrán pedig a függőleges feszültségeloszlás látható. A primér tekercsüket 3 x 380 V, 50 Hz váltakozóáramu hálózat táplálja. A feszültség 3 x 1 kVA-es toroid-transzformátorral szabályozható. A nagy primér üresjárású áram szükségessé teszi fázisjavító kondenzátorok használatát. Az OMT-t a primér és szekundér oldalon egyaránt túláramvédelemmel láttuk el.

Az alábbiakban - az egyszerűség kedvéért - a 192 kV-os kimenőfeszültség esetét tárgyaljuk. A 192 kV-ot 24 db, 8 kV-os Greinacher kapcsolású egyenirányító áramkör sorbakötésével állítjuk elő. Egy szerelési egység 3 x 8 = 24 kV-ot ad. A 3. sz. és 4. sz. ábrán feltüntettük a földhöz képest kV-ban mért egyenfeszültségértékeket. Az egyenirányító áramkörökben szelén-egyenirányítókat használunk / D /. A 24 kV-os egységeket speciális kiképzésű, rugós érintkezők segítségével kötjük sorba.

Az 5.sz. és 6. sz. ábrán az OMT-ről készült fényképfelvételek láthatók.

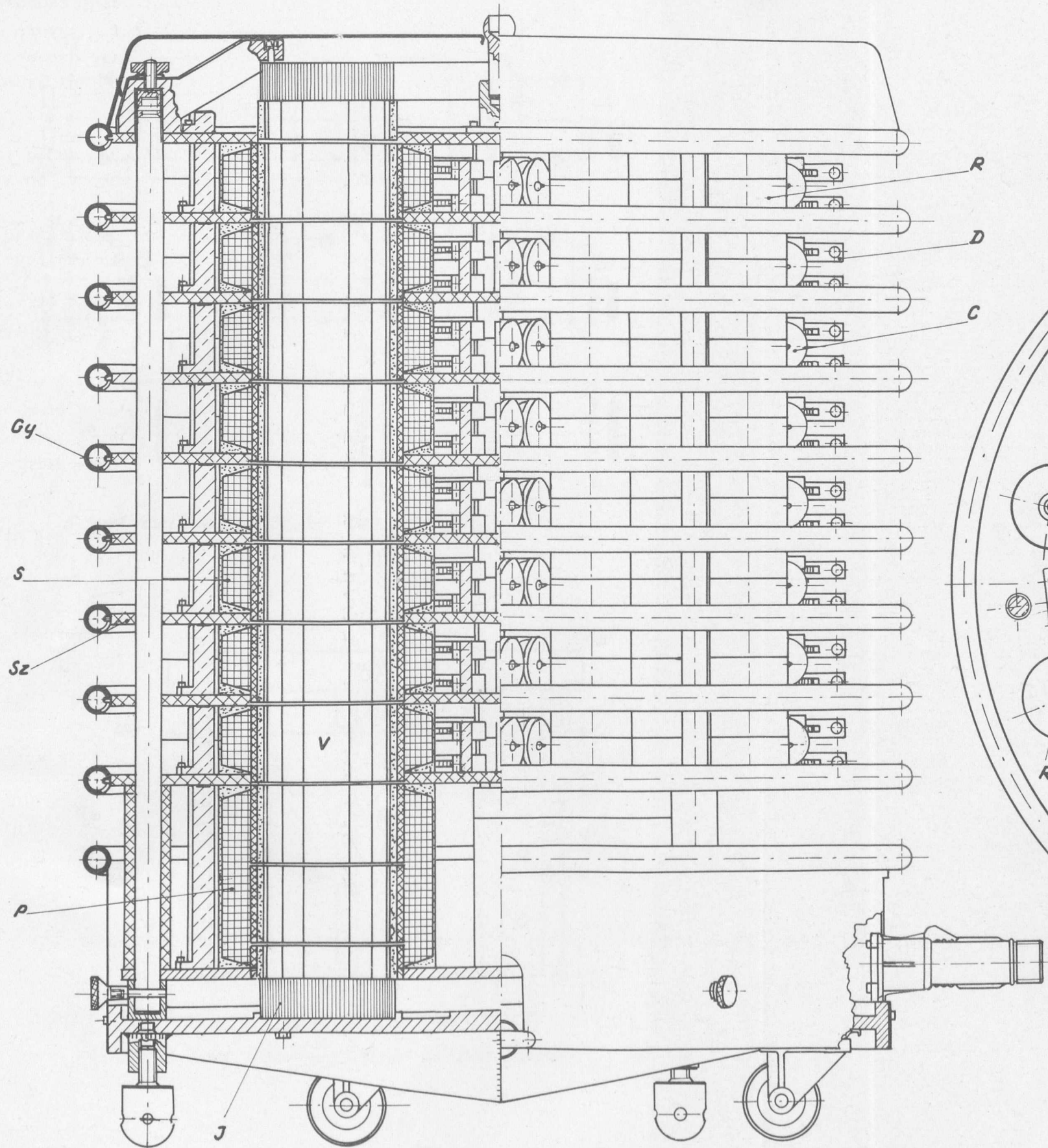
Az OMT elvet hazánkban elsőnek alkalmazva, kifejlesztettünk egy könnyen kezelhető, kisméretű nagyfeszültségű tápegységtípust. A fejlesztési tapasztalatok birtokában lehetőség nyílik - az esetleges igényeknek megfelelően - nagyobb kimenőfeszültségű, ill. terhelhetőségű egységek építésére is.

#### I r o d a l o m

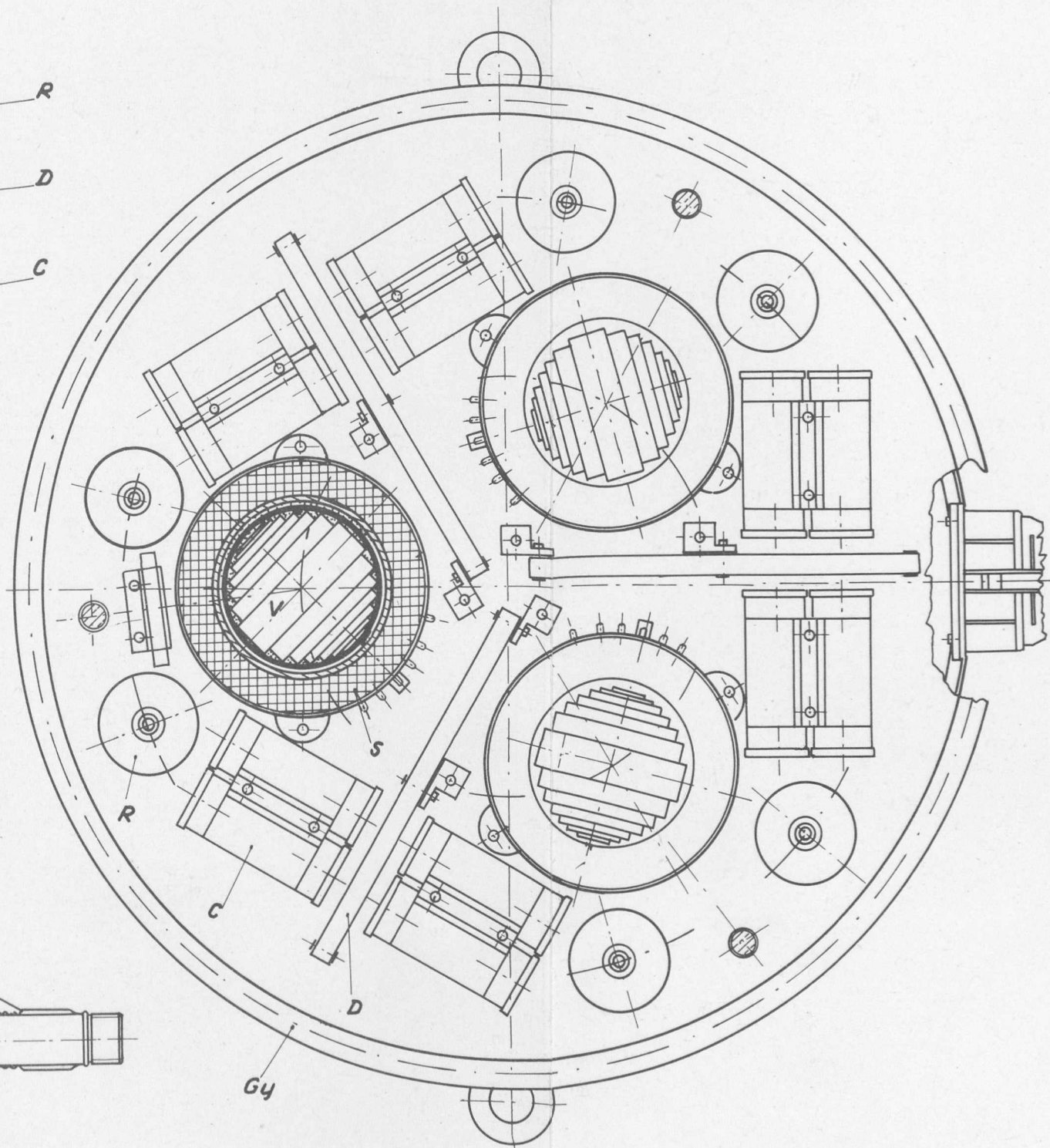
- [1] Burril, E.A.: IEEE Paper, CP-63-391 /1963/

Érkezett 1967.okt. 23.

KFKI Közl. 15.évf. 6.szám, 1967.

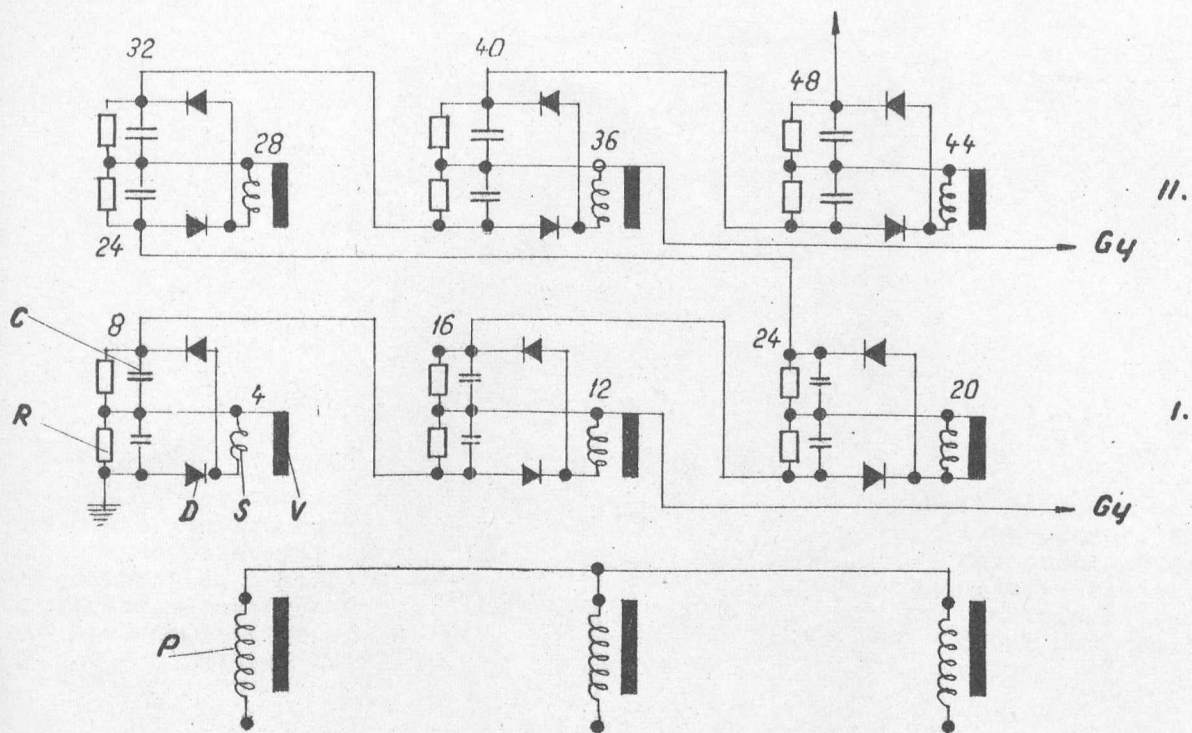


1. ábra



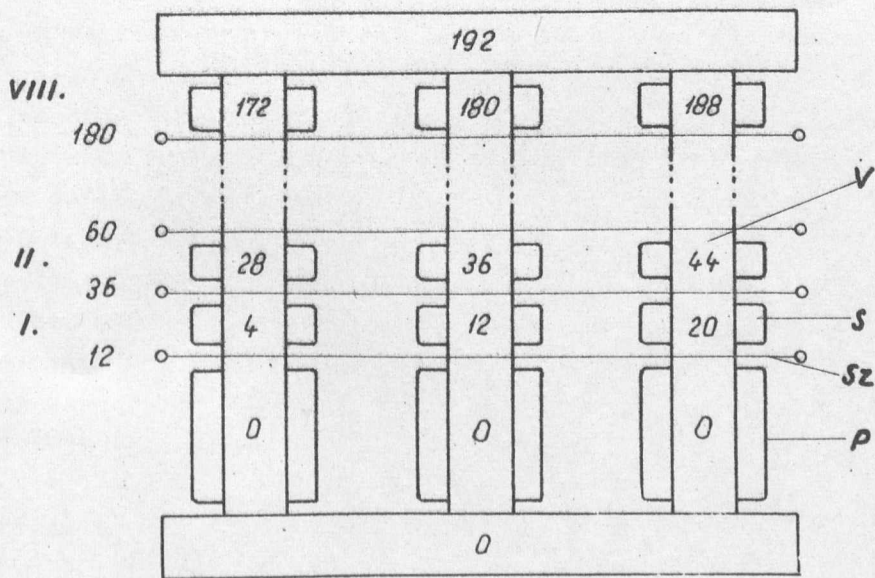
2. ábra





A beirt feszültségértékek kV-ban értendők

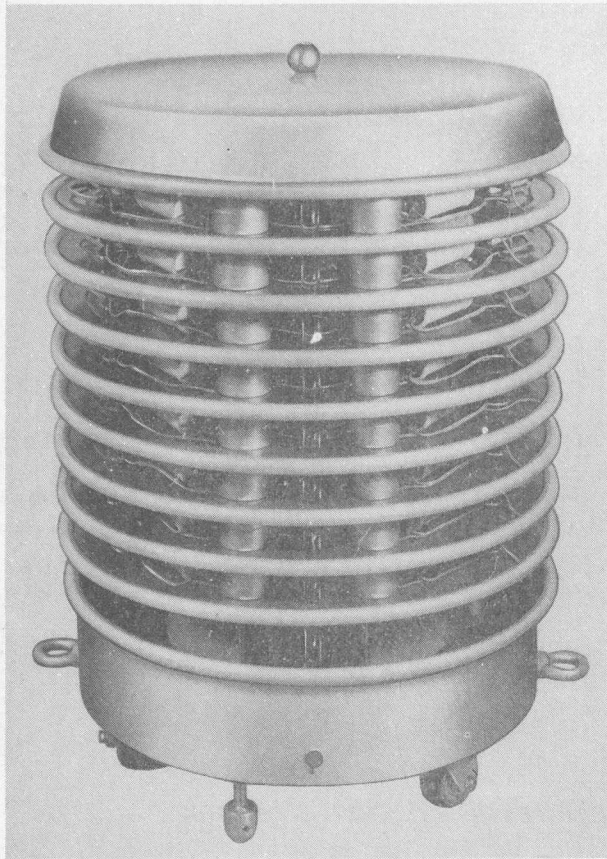
3. ábra



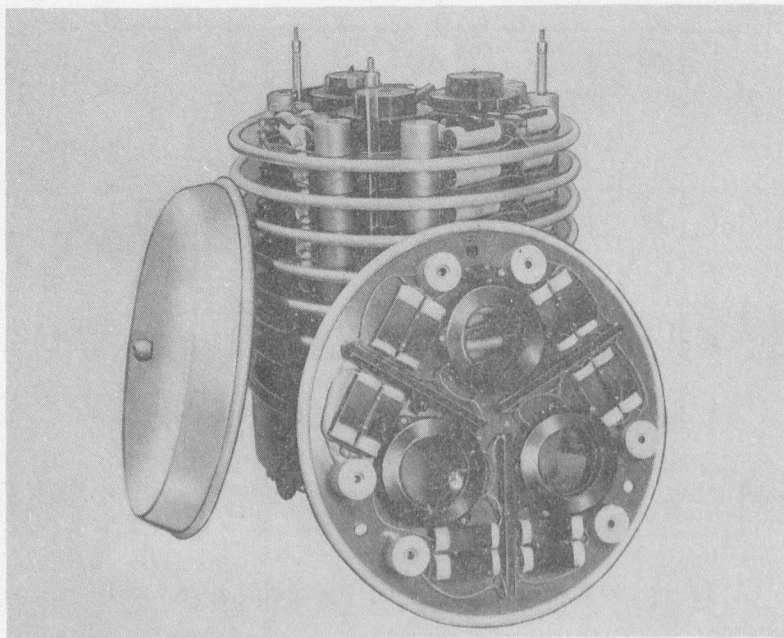
A beirt feszültségértékek kV-ban értendők

4. ábra





5. ábra



6. ábra

## POLARIZÁLT PROTON ÉS DEUTERON NYALÁBFORRÁS

Irta: Vályi László

### Összefoglalás

Megvizsgáltuk a termikus energiájú  $2S_{1/2}$  metastabil állapotú hidrogén és deutérium atomnyaláb magspin szerinti polarizációjának lehetőségét. Előállítottunk polarizált proton és deuteronyalábot. Mágneses rezonanciaméréssel meghatároztuk a hidrogén atomnyaláb elektronspin szerinti polarizációját. A polarizált deuteronyaláb tenzor polarizációját a  $T/d,n/He^4$  reakcióból származó neutronok szögeloszlás aszimmetriájának mérésével határoztuk meg, amelyet  $P_{33} = -0,294$ -nek találtunk.

### 1/ Bevezetés

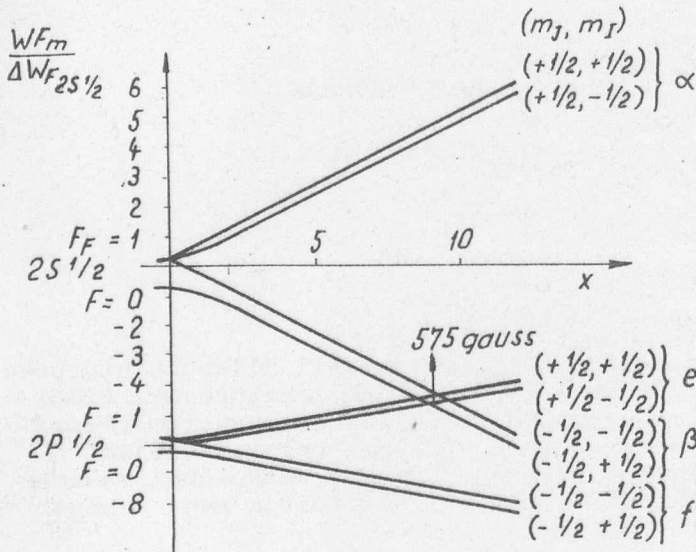
A nukleonok és összetett magok közötti kölcsönhatások mélyebb megértése érdekében rendkívül hasznos, ha a magreakciókat, magkölcsönhatások polarizációs jelenségeit magspin szerint polarizált részecskenyalábbal vizsgáljuk.

A részecskegyorsítóknál az általában használt részecskeforrásokból kijutó nyaláb polarizálatlan, ezért szükségessé vált olyan módszerek keresése, amelyek segítségével magspin szerint polarizált nyaláb állítható elő. A polarizált hidrogén és deuteronyaláb előállítására számos módszert javasoltak [1-6]. A javasolt módszerek mindegyike az atom hiperfinom szerkezetéhez tartozó energianívóinak mágneses térben történő felhasadásából - a Zeemann-effektus adta lehetőségéből - indul ki és csak az egyes hiperfinom nivóhoz tartozó spinállapotú atomcsoportok szeparálásában különböznek egymástól. Dolgozatunkban a termikus energiájú  $2S_{1/2}$  metastabil állapotú hidrogén és deutérium atomnyaláb Závojszkij által javasolt módszerrel [2] történő magspin szerinti polarizációja megvalósításának vizsgálatával foglalkozunk.

### 2/ Polarizáció elve

A hidrogénatom  $2S_{1/2}$  gerjesztett állapotú nivó Zeemann-féle hiperfinom szerkezetéhez tartozó spinállapotok szeparálására a  $2S_{1/2}$  és  $2P_{1/2}$  nivók közötti Lamb-féle energiaeltolódás és a  $2S_{1/2}$  nivó metastabil állapota adja a lehetőséget.

A külső homogén mágneses térben a hidrogénatom  $2S_{1/2}$  és  $2P_{1/2}$  állapotainak Zeemann-féle hiperfinom szerkezetét a Breit-Rabi formula [11, 12] felhasználásával és a  $2S_{1/2}$  és  $2P_{1/2}$  nivók közötti Lamb-féle energiakülönbség [9] figyelembevételével az 1. ábrán ábrázoljuk.



1. ábra

Az ábrából látható, hogy a  $2S_{1/2}$  állapot  $m_j = -1/2$ -hez tartozó nivópár  $| \beta |$  és a  $2P_{1/2}$  állapot  $m_j = +1/2$ -hez tartozó nivópár,  $| e |$  a külső homogén mágneses tér jól számítható értékeinél keresztezik egymást, e helyen a nivók energiakülönbsége  $h\nu = 0$ . Ugyanakkor a  $2S_{1/2}$  állapot  $m_j = +1/2$ -hez tartozó nivópárja a mágneses tér e tartományában nem közelíti meg a  $2P$  nivó egyik komponensét sem. Ez az eltérés a  $2S_{1/2}$  metastabil állapot  $\alpha$  és  $\beta$  komponensei élettartamának nagy különbségét

okozza, mivel a mágneses tér e tartományában az  $\alpha$  komponens atomjai úgy érzik, mintha  $\vec{E} = \frac{1}{c} [\vec{v}_a \times \vec{H}_a]$  elektromos térben mozognának [9]  $v_a$  az atomok sebessége és  $H_0$  a külső mágneses tér, így élettartamuk a Stark-effektus hatására ennek megfelelő mértékben csökken.

A  $2S_{1/2}$  metastabil állapot élettartama erőmentes térben  $\sim 1/7$  sec [7]. Külső elektrosztatikus térben azonban a Stark-effektus hatására a  $2S_{1/2}$  és  $2P_{1/2}$  állapotok keverednek, és ez a  $2S_{1/2}$  állapot élettartamának csökkenéséhez vezet. Elegendő gyenge elektrosztatikus tér esetén  $| E < 500 \text{ V/cm} |$  a  $2S_{1/2}$  metastabil állapot élettartamát a következő formula írja le jó közelítésben [8]:

$$\tau_{2S} \approx \left( \frac{475 \text{ V/cm}}{E} \right)^2 \tau_{2P}$$

ahol  $\tau_{2P}$  a  $2P_{1/2}$  állapot élettartama. A  $\beta$  komponens esetén azonban a Stark-effektus hatásához még hozzájárul a  $H_0$  külső mágneses térben fellépő Zeemann-effektus is, amely a  $\beta$  és  $e$  komponensekhez tartozó nivók keveredését okozza, így a  $\beta$  és  $e$  nivók között levő  $h\nu = 0$  energiakülönbség miatt a  $\beta$  komponens atomjainak élettartama megközelíti a  $2P_{1/2}$  állapot élettartamát.

A fentiek alapján az  $\alpha$  és  $\beta$  komponensek szeparálása a következő módon végezhető el: az  $n=2$  nivóra gerjesztett hidrogén atomnyalábot átvezetjük 575 gaussos mágneses téren. A  $2P$  állapothoz és a vele keveredett  $2S_{1/2}$  állapot  $\beta$  komponenseihez tartozó atomok  $\sim \tau_{2P} = 1,6 \cdot 10^{-9}$  sec idő alatt  $1S_{1/2}$



alapállapotba kerülnek, és csak a  $2S_{1/2}$  állapot  $\alpha$  komponenséhez tartozó atomok maradnak gerjesztett állapotban. Ha a gerjesztő és az ionizátor közötti  $\ell$  távolságot úgy választjuk meg, hogy kielégüljön a következő feltétel:

$$\lambda_\beta < \ell < \lambda_\alpha$$

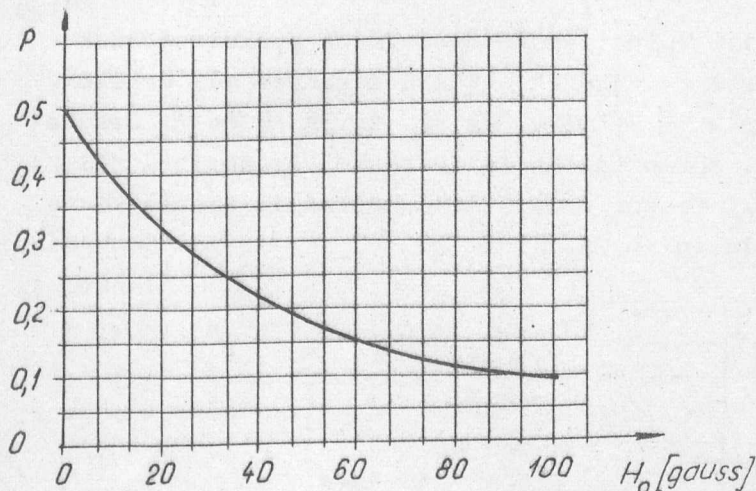
ahol

$$\lambda_\beta = \bar{v}_\alpha \tau_{2S\beta} / H_0 = 575 \text{ gauss/}$$

és

$$\lambda_\alpha = \bar{v}_\alpha \tau_{2S\alpha} / H_0 = 575 \text{ gauss/}$$

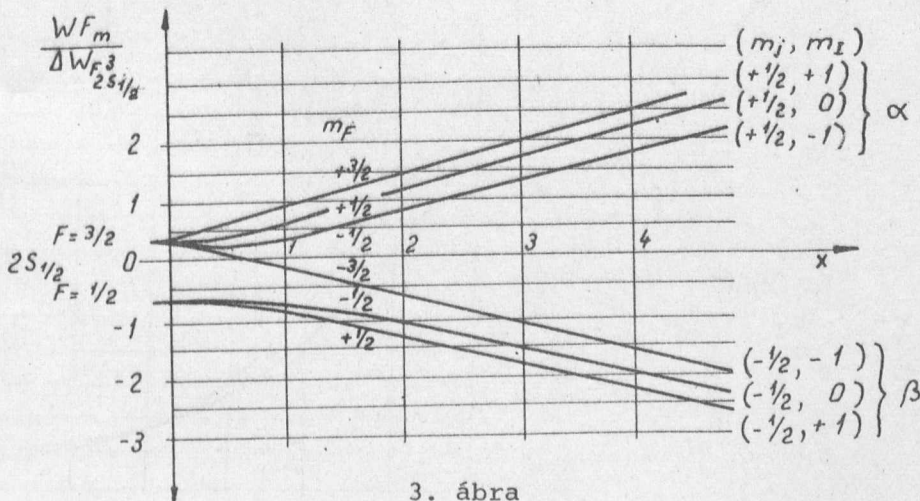
a  $\beta$  és  $\alpha$  komponensek bomlási hossza [10], akkor csak az  $\alpha$  komponenshez tartozó atomok érik el gerjesztett állapotban az ionizátort, ahol azokat szelektíven ionizáljuk. Minthogy azonban az atomnyaláb magspin szerinti polarizációjának mértéke a 2. ábrán látható módon függ az ionizálás helyén levő mágneses tértől, így az 575 gauss szeparáló térből a nyalábot adiabatikusan át kell vinni a pár gaussos mágneses térbe, amelyet az ionizálás helyén hozunk létre a polarizáció irányának beállítására.



2. ábra

A polarizáció foka - mint az a 2. ábrából is látható - protonok esetén maximum 0,5 lehet. Ez az érték indukált átmenetek segítségével tovább növelhető [2, 13].

A deutérium atomnyaláb polarizációja  $H_1$ -hez hasonlóan szintén a metastabil állapot  $m_j = +1/2$  és a  $m_j = -1/2$ -hez tartozó nivókomponensek /3. ábra/ szeparálásával történhet.



3. ábra

Az egyes spinű deuteronnyaláb spinállapotát a  $P$  polarizációvektor és a  $P_{ij}$  polarizációs tenzor írja le [6, 14, 15, 16]:

$$P = 1/\hbar \langle S \rangle$$

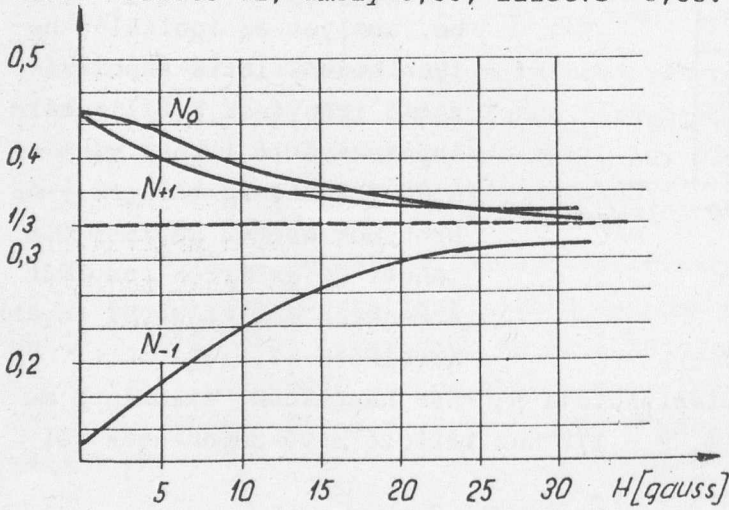
$$P_{ij} = 3/2\hbar^2 (\langle S_i S_j \rangle + \langle S_j S_i \rangle) - 2\delta_{ij}$$

ahol  $S$  a spinoperátor,  $i$  és  $j$  egy derékszögű koordinátarendszer  $x_1, x_2$  és  $x_3$  tengelyének megfelelően 1, 2 és 3 értékeket veheti fel, és  $\delta_{ij}$  a Kronecker-szimbólum. Amennyiben a  $x_3$  koordináta párhuzamos a külső mágneses tér irányával, a  $P_i$  és  $P_j$  a következő értékeket veszi fel:

$$P_1 = P_2 = 0 \quad P_3 = N_{+1} - N_{-1}$$

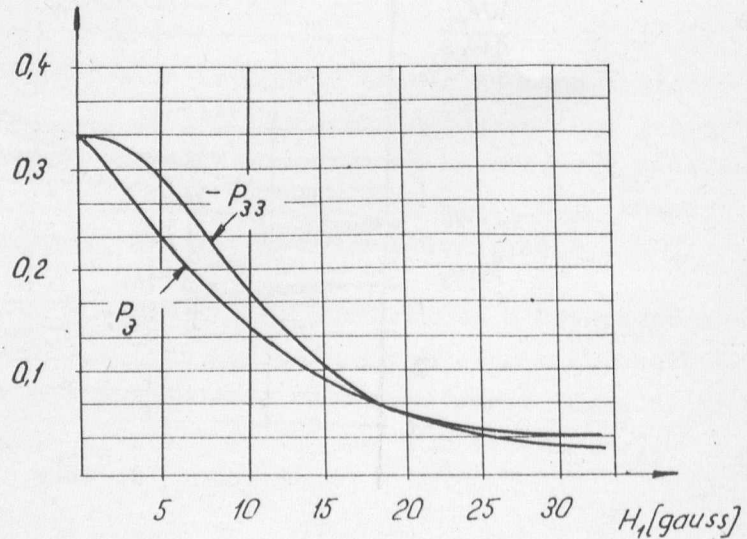
$$P_{12} = P_{13} = P_{23} = 0 \quad P_{11} = P_{22} = \frac{1}{3}(3N_0 - 1) \quad P_{33} = 3(N_{+1} + N_{-1}) - 2$$

ahol  $N_{m_i}$  az  $m_j = +1/2$  és  $m_i = \pm 1; 0$  spinállapotú deuteronok gyakoriságának mértéke. Mivel a  $N_{m_i}$  gyakoriságértékek függnek a külső mágneses tér értékétől /4. ábra/, így következésképp a  $P_3, P_{11}, P_{22}$  és  $P_{33}$  is. A  $P_3$  és  $P_{33}$  értékei a mágneses tér függvényében az 5. ábrán vannak feltüntetve. Az ábrából jól látható, hogy a  $P_3$  vektor és  $P_{33}$  tenzor polarizáció maximális értéke  $H_0 = 0$  esetén érhető el, amely 0,33, illetve -0,33.

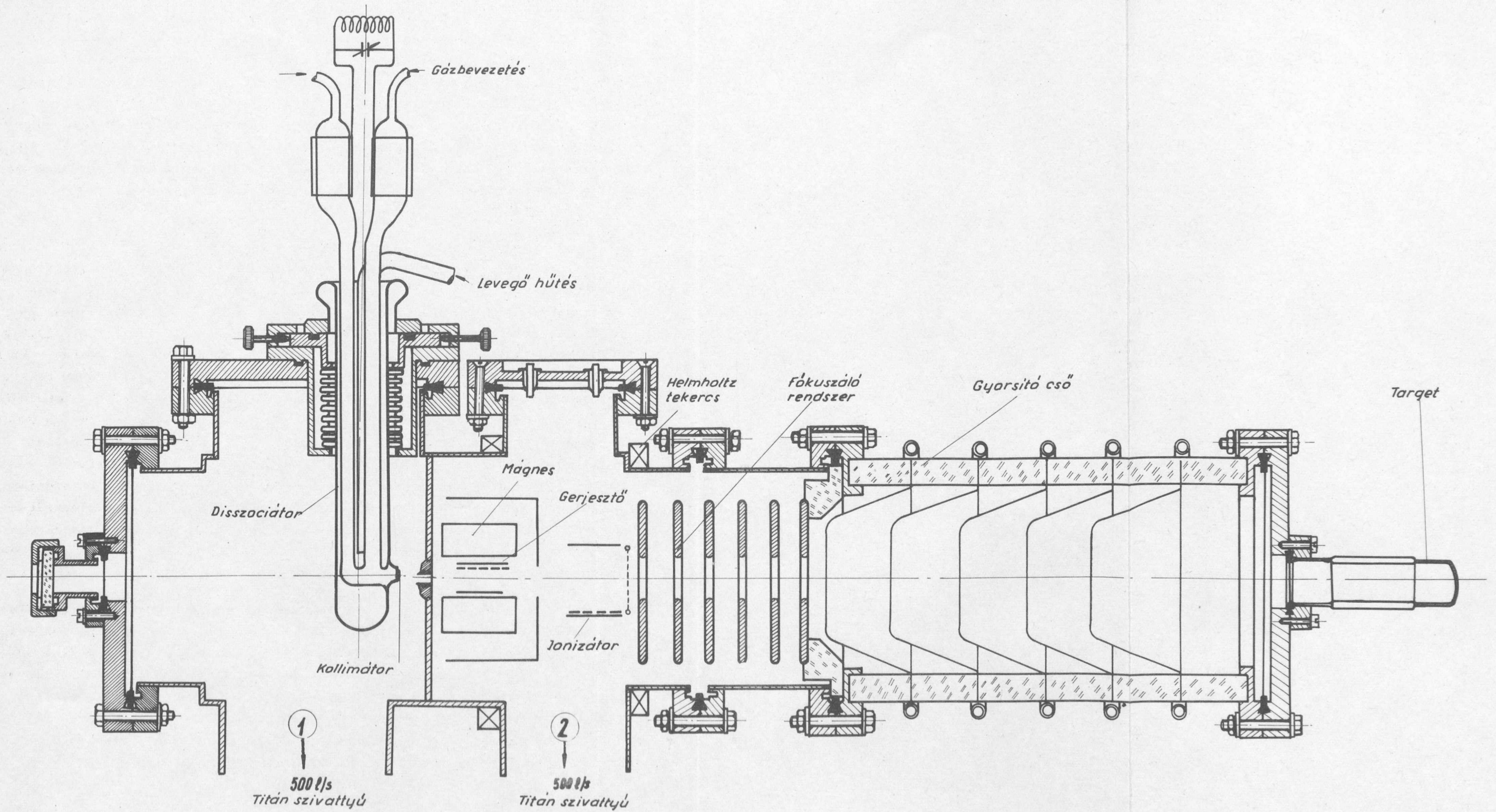


4. ábra

5. ábra







6. ábra



### 3/ Kísérleti berendezés

A vizsgálatokhoz használt berendezés a 6. ábrán van ábrázolva. Az atomnyaláb az 1. számú vákuumkamrában elhelyezett nagyfrekvenciás disszociátorral állítjuk elő. Az atomnyaláb a forrásból mikrokollimátoron keresztül jut ki. A kollimált nyaláb egy 5 mm átmérőjű blendén keresztül halad át a 2. sz. vákuumkamrába, ahol az 575 gaussos mágneses teret előállító mágnes terében elhelyezett gerjesztőn keresztül haladva jut el az ionizátorba, majd a szelektív ionizáció után a polarizált ionokat a fókuszálórendszer fókuszálja a gyorsítócsőbe, ahol a szükséges energiára felgyorsul.

#### 3.1 Disszociátor [18]

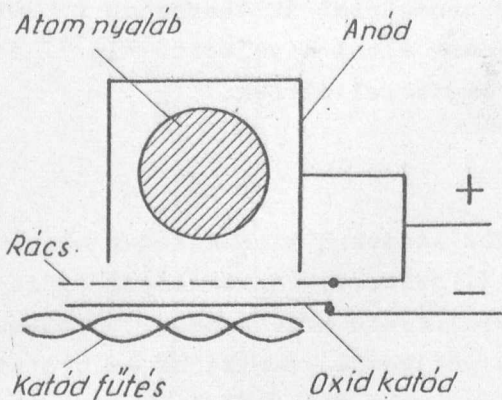
A jól kollimált intenzív atomnyaláb előállításához külső elektródos nagyfrekvenciás disszociátort alkalmaztunk. A disszociátor kisülési csőve 12 mm átmérőjű és a két elektród közötti távolság 50 cm. A nagyfrekvenciás kisülést egy változtatható frekvenciájú és teljesítményű oszcillátor állítja elő. A disszociációhoz alkalmazott frekvencia 23 MHz és teljesítménye  $\sim 360$  W. A kisülési csőben alkalmazott nyomás optimális értékét 0,3 - 0,4 Hgmm gáznyomástartományban találtuk. Az atomnyaláb kollimálása az atomforrás kimenetelén elhelyezett 4 mm átmérőjű blendét kitöltő  $r = 4-5 \times 10^{-3}$  cm sugarú és  $l = 600$   $\mu$  hosszúságú kapillárisokból álló mikrokollimátor [17] segítségével történt. A kapilláris geometriai méreteit úgy választottuk meg, hogy az effuzió  $r \sim \lambda_H$  és  $l \leq \lambda_H$  feltételeit kielégítsék [12]  $\lambda_H$  a hidrogén atomok ütközési szabad úthossza. A mikrokollimátor alkalmazása lehetővé tette a szükséges gázfogyasztás mértékének csökkentését, így a disszociátor vákuumkamrájából elszivandó gáz mennyisége is csökken. Az atomnyaláb intenzitása a gerjesztő és ionizátor geometriája által meghatározott térszögben  $2 \cdot 10^{16}$  atom/sec volt.

A disszociátorból kijutó nyaláb összetételének kvalitatív vizsgálata azt mutatta, hogy a nyalábban nemcsak alapállapotú atomok, hanem gerjesztett állapotú metastabil atomok is vannak, és amennyiben a nyomás a disszociátorban  $10^{-1}$  Hgmm alá csökken, az atomok mellett ionok is jutnak ki a forrásból [18]. A disszociátor hűtését levegőfuvatással végeztük. A disszociátor folyamatosan 80-100 óráig működtethető jelentősebb intenzitásváltozás nélkül, azonban 1%-os fluorsavas oldattal kimosva újból használható, mivel a disszociátor paraméterei többszöri mosás után sem mutattak változást.

#### 3.2 Gerjesztő és ionizátor

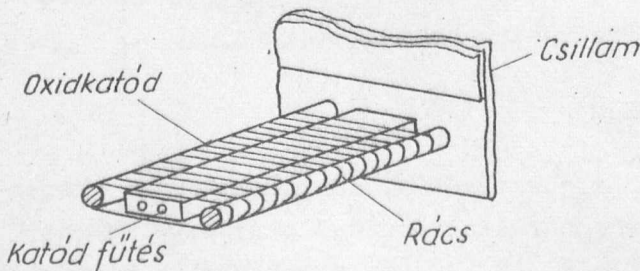
A termikus energiájú atomnyaláb elektron bombázással történő gerjesztéséhez és szelektív ionizálásához kisenergiájú elektronok szükségesek, mivel mindkét folyamathoz az ionizációs küszöbenergiánál /13,6 eV/ kisebb energiájú elektronokat kell használni. Ezért olyan elektronforrást kell al-

kalmazni, amely ilyen kis anódfeszültség esetén is 100 mA körüli intenzitású elektronnyalábot ad. A megfelelő intenzitás mellett azonban még biztosítani kell azt is, hogy a metastabil atomnyaláb elektromos térmentes helyen haladjon át a gerjesztőn, a metastabil állapot élettartamának az elektromos térben fellépő csökkenése miatt [8, 9]. Mindezek figyelembevételével mellett legcélszerűbbnek látszott a 7. ábrán látható elrendezésű azonos potenciálon levő rácossal és anóddal rendelkező kis rácskatód távolságú, sík oxidkatódos elektronforrást alkalmazni. Mivel az ilyen kis  $d \sim 10^{-2}$  cm/ rácskatódtávolság esetén nagyfelületű deformációmentes rácskészítése sok nehézséggel járó feladat, így a 8. ábrán látható elektronforrásból több darab alkotta a gerjesztőt és ionizátort.



7. ábra

zátort. Az ilyen összeállítású elektronforrás biztosítani tudta a gerjesztéshez és ionizáláshoz szükséges 100-150 mA-es elektronnyaláb-intenzitást.



8. ábra

### 3.3 Metastabil atomnyaláb detektor

A metastabil atomnyaláb intenzitás detektálására a fémfelületbe ütköző metastabil atomok által kiváltott vezetési elektronok áramának mérését felhasználó módszert alkalmaztuk. E módszer elve röviden a következő: a termikus kinetikus energiájú, de megfelelő gerjesztési energiával rendelkező metastabil atomok a fémfelületbe ütközve a gerjesztési energiájukat átadják a fém vezetési elektronjainak és amennyiben a

$$\phi < E_{gerj}$$

feltétel kielégül - ahol  $\phi$  a fém vezetési elektronjainak kilépési munkája,  $E_{gerj}$  a metastabil atomok gerjesztési energiája - úgy a vezetési elektronok kilépnek a fémből. Ez az elektronáram arányos a fémtarget felületére beeső metastabil atomnyaláb intenzitással. Így a fémfelületből kiváltott elektronáram mérésével jól mérhető a metastabil atomnyaláb intenzitás relatív változása. A fémtargetet 1x0,05 mm-es wolfram-szalagokból készítettük, amelyeket a tartóra ponthegesztéssel rögzítettünk. A target úgy volt méretezve, hogy a gerjesztőn átjutó nyaláb nagy része a target felületébe ütközzön. A wolfram targetből és az elektronfelfogó elektródból álló detektor elhelyezése a 9, 10. ábrákon látható. A wolfram target kifűthető, tehát a felülete kigázosítható és az esetleges szennyeződés a  $\sim 1000$  °C-ra történő felmelegítéskor el-

párolog. A fémtarget felület kigázosítása bár csökkenti az  $\gamma$  elektron kiváltási hatásfokot [26, 27], de ugyanakkor megszünteti a detektálási bizonytalanságot, amely a kigázosítás nélküli fémfelületek esetén felléphet. A gerjesztőből kijutó elektronoknak a wolfran targetre történő jutásának megakadályozására a gerjesztő és a detektor közé nagy geometriai átlátszóságu ( $\sim 90\%$ ) ellenteres rácsot helyeztünk. A metastabil atomok által kiváltott,  $\sim 10^{-10}$  a nagyságrendbe eső elektronáramot EMU-3 elektrométerrel mértük.

### 3.4 Vákuumrendszer

A vizsgálatokhoz szükséges vákuum előállítására titánkatódos mágneses elektromos kisülésű vákuumszivattyúkkal [2] szivott, fémtömítéses differenciál vákuumrendszert használtunk. A két 500 lit/sec szivósebességű szivattyú közül az egyik a disszociátor, a másik a gerjesztő, ionizátor és gyorsítórész vákuumkamrájában biztosította a szükséges vákuumot. A kamrák és szivattyúk között elzárószelepet nem használtunk, mivel arra nem is volt szükség. A 2. vákuumkamrához szükséges tápfeszültségeket fém-kerámia forrasztású alumíniumoxid szigetelésű átvezetőkön keresztül vezettük be. A vákuumrendszer nagytisztaságu olaj- és szervesgőzöktől mentes volt. Ez azt eredményezte, hogy megnövekedett az oxidkatód és tríciumtarget élettartama, ezen kívül szükségtelemné tette a folyékony nitrogénes kifagyasztó használatát.

### 4/ A $2S_{1/2}$ metastabil állapot gerjesztése

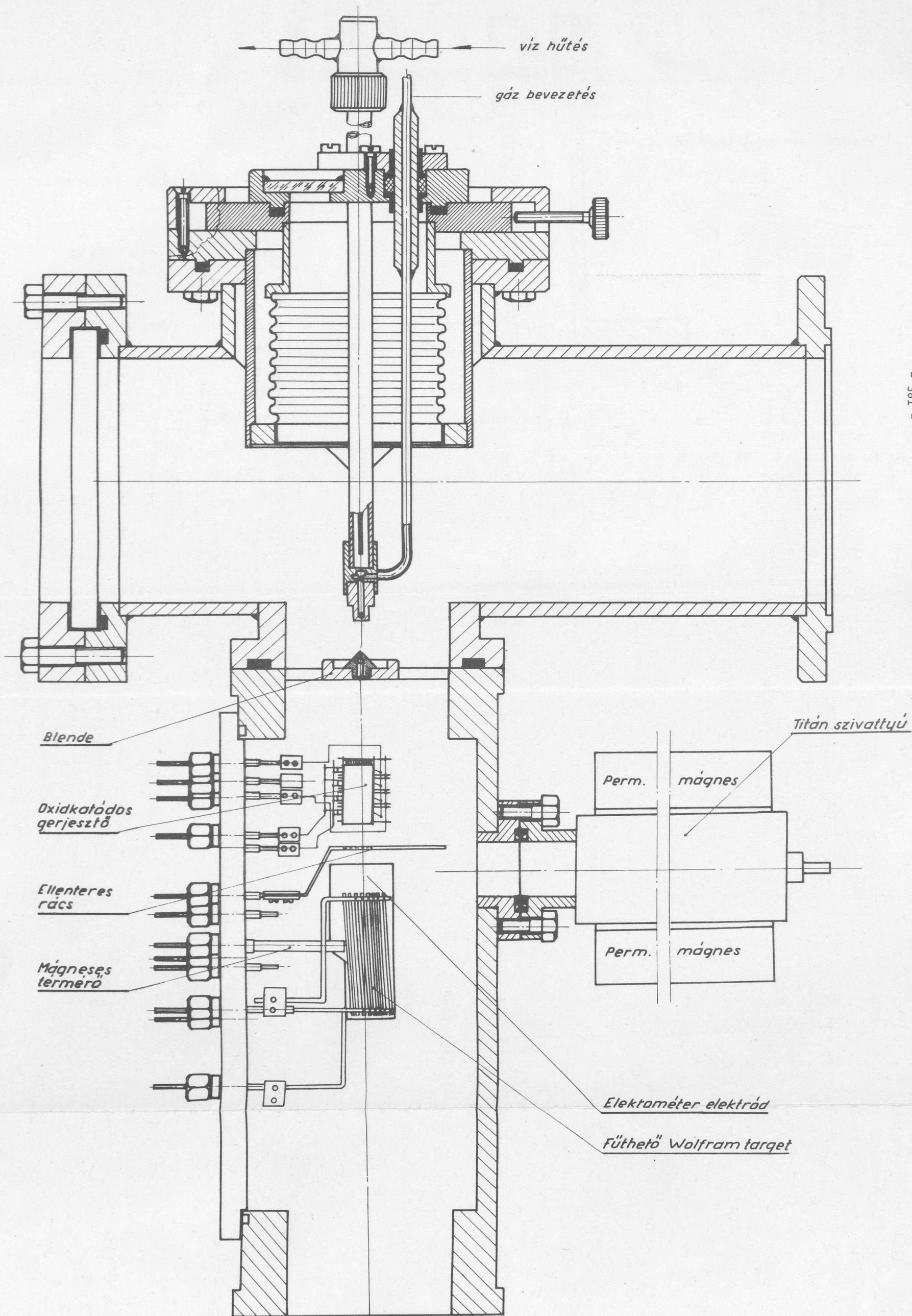
A hidrogén és deutériumatomok gerjesztését az atomnyalábra merőleges elektronnyalábbal végeztük. Az elektronbombázással történő gerjesztés hatáskeresztmetszetére a kísérleti mérésekből [9, 19, 20] és a gerjesztés kicserélődést figyelembe vevő torzított hullámok módszerével végzett elméleti számításokból [23] a 11. ábrán ábrázolt energiafüggés adódott. Mint az a 11. ábrán látható, a  $\sigma_{H_{2S_{1/2}}}$  maximuma 11,8 eV-os elektronenergiánál van és értéke  $\sim 0,16 \pi a^2 \approx 1,4 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$ . A gerjesztés folyamán keletkezett metastabil atomok száma a következő formulából számolható:

$$N_{H_{2S_{1/2}}} = N_e n_a \sigma_{H_{2S_{1/2}}} L$$

ahol  $N_e$  a bombázó elektronok száma,  $n_a$  az atomnyaláb sűrűsége,  $L$  az elektronnyaláb irányába eső atomnyaláb vastagság. A fentiekből tudjuk, hogy a gerjesztő elektronok árama  $\sim 100 \text{ mA}$ , amely megfelel  $N_e = 6,24 \cdot 10^{17} \text{ e/sec}$ -nek, a  $\sigma_{H_{2S_{1/2}}} \sim 1,4 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$ , a nyaláb sűrűsége az atomforrás intenzitásából  $\sim 2 \cdot 10^{16} \text{ atom/sec}$ , az atomok sebességéből  $v_a \sim 2,5 \cdot 10^5 \text{ cm/sec}$  és a nyaláb közepes átmérőjéből  $\sim 1 \text{ cm} \sim 10^{11} \text{ atom/cm}^3$ , így esetünkben várható, hogy a metastabil nyalábbintenzitás

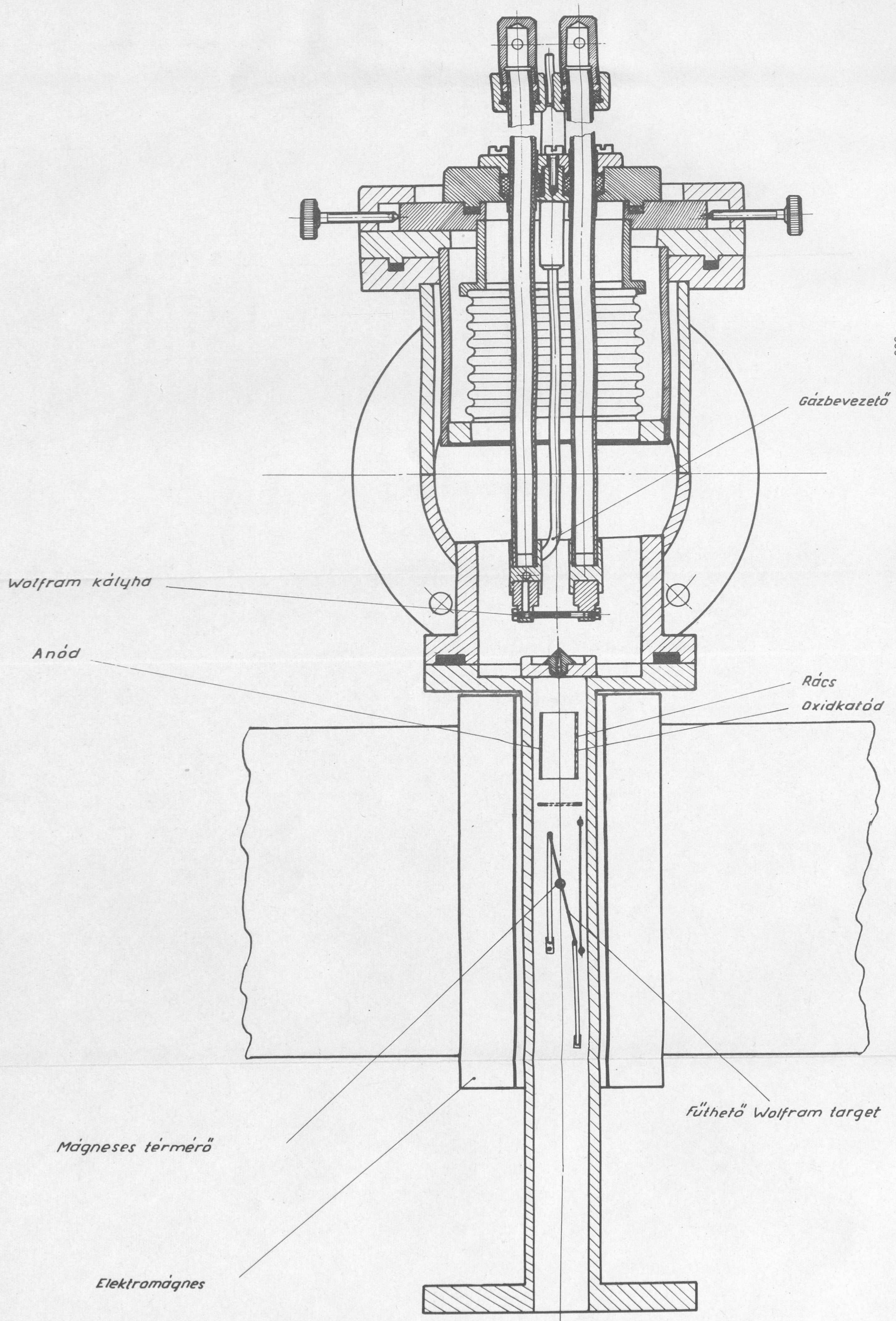
$$N_{H_{2S_{1/2}}} \sim 10^{12} \text{ atom/sec}$$





9. ábra

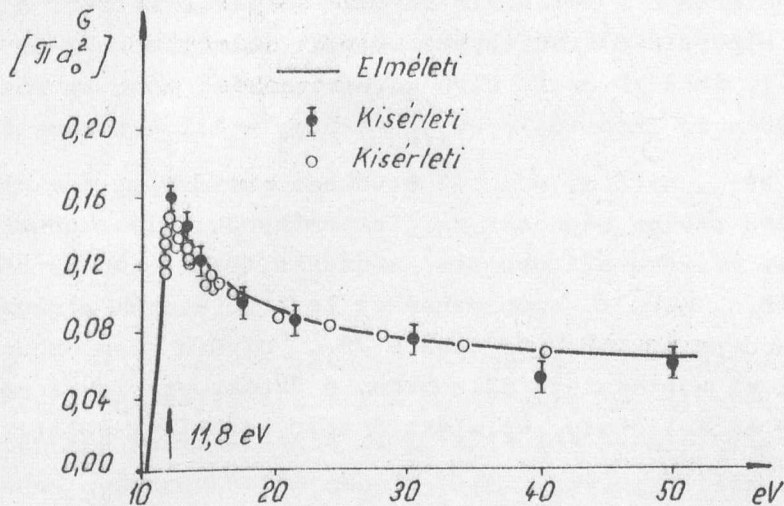




10. ábra







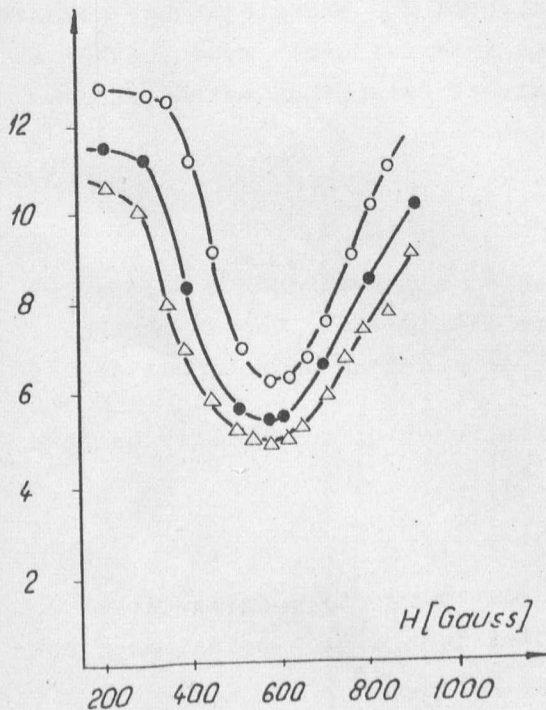
11. ábra

5/ A  $2S_{1/2}$  metastabil állapotú hidrogén atomnyaláb elektronspin szerinti szeparálása

A gerjesztett  $2S_{1/2}$  metastabil állapotú hidrogén atomnyaláb  $m_j = +1/2$  és  $m_j = -1/2$  értékeihez tartozó hiperfinom szerkezet nivópárjai szeparálásának meghatározását a 9. és a 10. ábrán látható berendezéssel végeztük el. E mérésekhez tiszta alapállapotú hidrogén atomnyalábot szolgáltatató atomforrást [28] alkalmaztunk. A 2. pontban részletesen tárgyalt szeparálási elv alapján

várható effektus az, hogy a metastabil atomnyaláb detektor által mért intenzitása

$H_0 = 575$  gauss-nál minimummal rendelkezik, majd  $H_0$  további növelésével az intenzitás újból növekszik megfelelően  $\lambda_\beta$  növekedésével.



12. ábra

Az effektus detektálásához a  $2S_{1/2}$  metastabil állapot gerjesztőt és detektáló berendezést a szeparáló homogén mágneses térbe helyeztem /lásd 10. ábra/ és vizsgáltam a metastabil atomnyaláb intenzitást a mágneses tér függvényében. A különböző metastabil atomnyaláb intenzitásnál végzett mérések eredménye a 12. ábrán van feltüntetve.

A mért eredményekből látható, hogy a szeparáló mágneses tér értéke nem kritikus, és így viszonylag elég széles mágneses

tér tartományban elérhető a megfelelő mértékű szeparálási fok. A mért rezonancia szélessége a hiperfinom strukturára végzett számításokból is adódik, mivel, mint ahogy az az 1. ábra  $\beta$  és  $\theta$  nivó kereszteződési pontját részletesebben feltüntető 13. ábrán is látható, a  $2S_{1/2}$  nivó  $m_j = -1/2$  értékhez tartozó

$m_F = -1; 0$  és a  $2P_{1/2}$  nivó  $m_j = +1/2$  értékhez tartozó  $m_F = +1; 0$  nivóinak metszéspontjai elég széles mágneses tér tartományban helyezkednek el. Az intenzitás csökkenés mértéke 575 gaussos mágneses tér esetén 52-55 %. Ez azt mutatja, hogy a  $2S_{1/2}$  nivó  $\beta$  komponenséhez tartozó atomok a mágneses tér hatására alapállapotba jutottak, és csak a  $2S_{1/2}$  nivó  $\alpha$  komponenséhez tartozó atomok érték el gerjesztett állapotban a detektort. Így a magspin szerinti polarizáció előfeltétele, az elektronspin szerinti polarizáció, teljesült.

## 6/ Szelektív ionizáció

A gerjesztett állapotú termikus energiájú polarizált atomok ionizációja sokkal kedvezőbb feltételek mellett történhet, mint az alapállapotú atomoké, mivel egyrészt a gerjesztett állapotú hidrogénatomok maximális ionizációs hatáskeresztmetszete több, mint egy nagyságrenddel nagyobb, mint az alapállapotú atomoké, [21] /lásd 14. ábra/ másrészt a szelektív ionizáció miatt a maradék gázból ionok nem keletkezhetnek.

A szelektív ionizációt az teszi lehetővé, hogy a  $n = 2$  gerjesztett állapotú hidrogénatomok ionizációjának küszöbenergiája 3,4 eV, míg az alapállapotúaké 13,6 eV. Ha tehát a bombázó elektronok  $E_e$  energiáját úgy választjuk meg, hogy az a  $3,4 \text{ eV} < E_e < 13,6 \text{ eV}$ -os intervallumban essen, akkor az ionizátorba jutó atomnyalábból csak a gerjesztett állapotban maradt atomok ionizálódhatnak, és az alapállapotban levők nem.

## 7/ A deuteronnaláb polarizációjának mérése

A deuteronnaláb polarizáció-fokának meghatározásához a Galonszky-Willard és Welton [24] által javasolt módszert alkalmaztuk, vagyis mértük a  $T/d, n/H_e^4$  reakcióból kijutó neutronok szögeloszlásának anizotrópiáját.

A  $T/d, n/H_e^4$  reakcióból kijutó neutronok differenciális hatáskeresztmetszete [16, 25]

$$\sigma(\theta) = \sigma_0 \left[ 1 - \frac{1}{4} P_{33} (3 \cos^2 \theta - 1) \right]$$

ahol  $\sigma_0$  a neutronok differenciális hatáskeresztmetszete polarizálatlan deuteronnaláb esetén,  $\theta$  a neutronok kirepülési iránya és a polarizáció vektor iránya által bezárt szög.

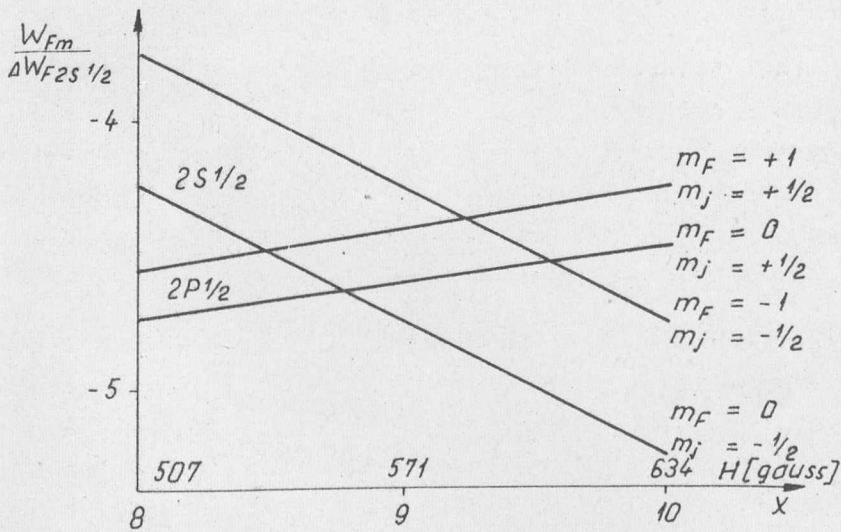
A formulából látható, hogy a  $P_{33}$  meghatározásához elegendő a  $G(\theta)$  meghatározni  $\theta = 0^\circ$  és  $\theta = 90^\circ$  esetén, mivel az anizotrópia

$$\frac{G(0^\circ)}{G(90^\circ)} = \frac{1 \pm \frac{1}{2} P_{33}}{1 + \frac{1}{h} P_{33}}$$

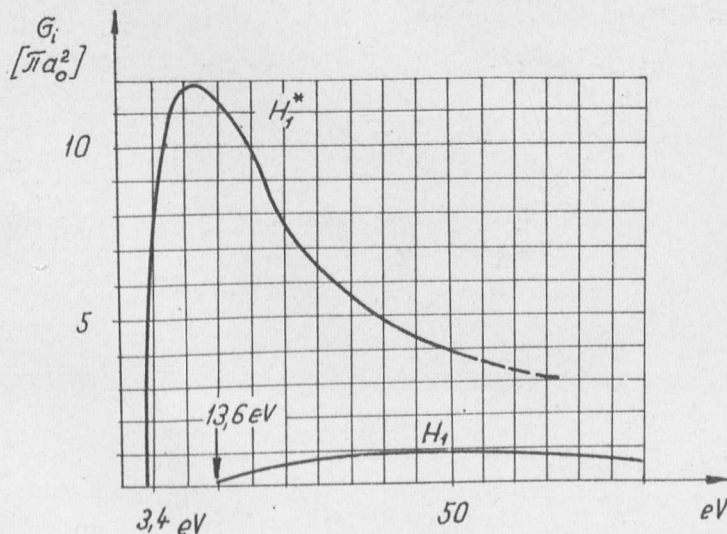
amiből

$$P_{33} = \frac{4(1-A)}{A+2}$$

A mérésekhez a 6. és 15. ábrán látható berendezéssel polarizáltuk, szelektíven ionizáltuk és gyorsítottuk fel a polarizált deuteronnyalábot  $\sim 100$  keV energiára. A neutron detektálására szcintillációs számlálót használtunk. Szcintillátorként gyorsneutrondetektáló plasztik-szcintillátort alkalmaztunk.

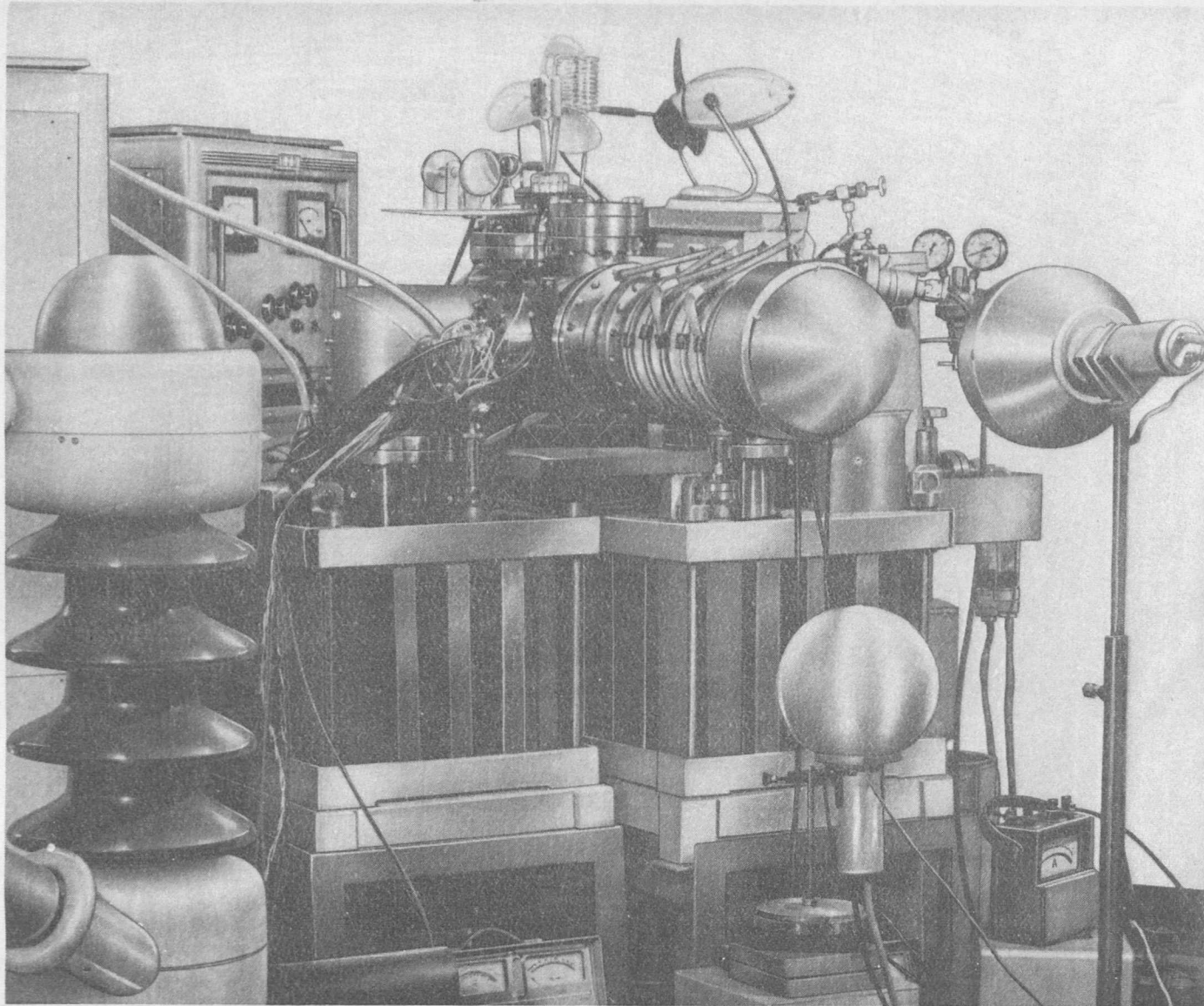


13. ábra



14. ábra





15. ábra

A  $\beta_{33}$  meghatározásához  $\theta = 0^\circ$  és  $\theta = 90^\circ$  -nál elhelyezett számlálóba beeső neutronok számát ( $N(0^\circ)$  és  $N(90^\circ)$ ) kellett egyidejűleg meghatározni polarizált vagy polarizálatlan deuteronnyaláb esetén. A polarizálatlan deuteronnyalábot a szeparáló mágneses tér megszüntetése esetén lehetett nyerni.

A háttér mérését a gerjesztő, a szelektív ionizátor és a nagyfrekvenciás disszociátor egyidejű, vagy egyenkénti kikapcsolásakor végeztük. A mérésekből megállapítható volt, hogy a szeparáló mágneses tér jelenlétekor, ami megfelel a polarizált nyalábbal történő mérésnek, a háttér mértéke csak a szelektív ionizátor vagy csak a gerjesztő kikapcsolásakor megegyezett a gerjesztő, ionizátor vagy disszociátor egyidejű kikapcsolásakor mért értékkel. Ez az érték a polarizált nyalábból mért effektus  $\sim 1-3\%$ -a között változott. A háttérrel kapcsolatos mérések azt mutatták, hogy a háttér értékének,  $n(\theta)$  -nak meghatározását elegendő csak a szelektív ionizátor kikapcsolása esetén elvégezni.

A  $\theta = 0^\circ$  és  $\theta = 90^\circ$  -nál mért neutron intenzitások viszonyának mértékét - a kísérleti berendezésből adódó szisztematikus mérési hibák elkerülése végett - a következő formula felhasználásával határoztuk meg:

$$A = \frac{\{ [N(0^\circ) - n(0^\circ)] / [N(90^\circ) - n(90^\circ)] \} \text{ polarizált}}{[N(0^\circ) / N(90^\circ)] \text{ polarizálatlan}}$$

A mérési eredményekből kiszámítva az  $A$  -ra a következő érték adódott:

$$A = 1,238 \pm 0,032$$

ebből a tenzor polarizáció értéke pedig

$$P_{33} = -0,294 \pm 0,044$$

A polarizált nyaláb intenzitása a mért neutronok intenzitásából visszaszámolva  $\sim 4 \cdot 10^9$  atom/sec-nak adódott.

Mint látható, a meghatározott és elméleti számításokból várható maximális tenzor polarizáció értéke  $|P_{33} = -1/3|$  között eltérés van. A különbség a következőképpen magyarázható: az elméletileg számolt  $-1/3$  érték  $H_0 = 0$  esetén adódik, ez a feltétel azonban a kísérleteknél nem teljesülhet, mivel az ionizáció helyén a polarizáció irányának beállításához a szórt mágneses térnél nagyobb mágneses tér szükséges, amely esetünkben  $\sim 5$  gauss. Ezen kívül lehetséges, hogy az ionizáció helyén levő mágneses tér és a nyaláb tengelye nem teljesen párhuzamos, vagy az adiabatikus átmenet feltétele nem teljesült teljes mértékben.

## Értékelés

A vizsgálat eredményeiből megállapítható, hogy a  $2S_{1/2}$  állapot  $\alpha$  komponensének szeparálását a  $\beta$  komponenstől és az  $\alpha$  komponensből álló nyaláb adiabatikus átvitelét a szeparáló mágneses térből az ionizátor helyén levő gyenge mágneses térbe sikerült megoldani. Így várható, hogy a berendezéssel előállított polarizált protonnyaláb polarizációs foka is eléri a  $\sim 0,45$ -öt.

A vizsgálatokhoz felhasznált kísérleti berendezés geometriai méret és energiaszükséglet /  $\sim 1,5$  MW/ szempontjából előnyösebb az irodalomból eddig ismert alapállapotból történő polarizációnál használt berendezésnél, így lehetőséget nyújthat arra, hogy némi módosítással a nagyobb elektróddal rendelkező elektrosztatikus gyorsítóknál alkalmazzák.

## I r o d a l o m

- [1] Grawin, R.L.: Am. Phys. Soc. 1, 65 /1956/
- [2] Завойский, Е.К.: ЖЭТФ /СССР/ 32 /1957/ 2; 32 /1957/ 731
- [3] Clausnitzer, C., Fleischmann, R., Schopper, H.: Z. Phys. 144, 336 /1956/
- [4] Адяшев, Б.П., Беляев, С.Т., Полунин, И.П.: Конференция физики частиц высоких энергий, Москва /1956/
- [5] Завойский, Е.К.: ЖЭТФ /СССР/ 32 /1957/ 408
- [6] Proceedings of the International Symposium on Polarization Phenomena of Nucleons, Basel, 1960. Helv. Phys. Acta Supplementum VI./1961/
- [7] Breit, G. and Teller, E.: Astrophys. J. 91, 215 /1940/
- [8] Bethe, H.A. and Salpeter, E.E.: Quantum Mechanics of One and Two Electron Atoms. Berlin /1957/
- [9] Lamb, W.E. and Retherford, R.C.: Phys. Rev. 79, 549 /1950/
- [10] Heberle, J.W., Reich, H.A. and Kusch, P.: Phys. Rev. 101, 612 /1956/
- [11] Rabi, J.I.: Phys. Rev. 49, 324 /1936/
- [12] Ramsey, N.F.: Molecular Beams, Oxford /1956/
- [13] Abragan, A. and Winter, J.M.: Phys. Rev. Lett. 1, 374 /1958/
- [14] Schiff, L.I.: Quantum Mechanics, New York /1955/
- [15] Давидов, А.Ш.: Теория атомного ядра, Москва, /1959/
- [16] Brown, L. et al.: Helv. Phys. Act. 34, 58 /1961/
- [17] Адяшев, Б.П., Антоненко, В.Г.: ПТЭ /1963/ 126
- [18] Vályi L.: KFKI Közl., 15, /1967/
- [19] Lichten, W., Schultz, S.: Phys. Rev. 116, 1132 /1959/
- [20] Stebing, R.F., Fite, W.L., Hummer, D.G., Brackmann, R.T.: Phys. Rev. 119, 1939 /1960/



- [21] Engel, A.: Ionized Gases, Oxford /1955/  
Mandl, F.: A.E.R.E. Rep. T/R 1006 H.M.Stat.Off. /1952/  
Barnet, C.F., Gauster, W.B., Roy, J.A.: Atomic and Molecular  
Collision Cross Section O.R.N.L. 3113.
- [22] Vályi L.: KFKI Közl., 14, 401 /1966/
- [23] Damburg, R. and Peterkop, R.K.: Atomic Collision, Riga /1963/
- [24] Galonsky, A., Willard, H.B. and Welton, T.A.: Phys. Rev. Lett.  
2, 349 /1959/
- [25] Goldfarb, E.J.: Nucl. Phys. 12, 657 /1959/
- [26] Kusch, P. and Hughes, V.M.: Handbuch der Physik Band XXXVII/1,  
/1959/ Berlin
- [27] Lichten, W., Schultz, S.: Phys. Rev. 116, 1132 /1959/
- [28] Vályi L.: KFKI Közl., 15, 95 /1967/

Érkezett 1967. szept. 7.

KFKI Közl. 15.évf. 6.szám, 1967.



HÉLIUMKRIOSZTÁT NEUTRONDIFFRAKCIÓS MÉRÉSEKHEZ 3... 300 K<sup>o</sup>  
HŐMÉRSÉKLETTARTOMÁNYRA

Irta: Balla János

Összefoglalás

Ismertetjük a neutrondiffrakciós vizsgálatokhoz készített változtatható hőmérsékletű hélium kriosztát szerkezetét és működését. Közöljük a 4,2 K<sup>o</sup>-tól eltérő hőmérsékletek előállítása érdekében végzett kísérleteink eredményét és a kriosztát használata közben nyert tapasztalatainkat.

Különböző összetételű polikristályos anyagok alacsony hőmérsékleten történő neutrondiffrakciós vizsgálatához szükséges héliumkriosztáttal szemben a diffraktométer [1] és a mérési módszer az alábbi speciális követelményeket támasztja:

- a/ a kriosztát szerkezete  $\theta = 66^\circ$  reflexiós szög tartományban tegye lehetővé a zavartalan szórási kép felvételét.
- b/ A berendezés a minta hőmérsékletétől függő párolgási veszteségek mellett - lehetőleg hűtőközeg utántöltés nélkül - 25-100 órás folyamatos mérésre adjon alkalmat.
- c/ A minta hőmérsékletét széles határok /3-300 K<sup>o</sup>/ között  $\pm 0,1$  K<sup>o</sup> pontossággal lehessen szabályozni.
- d/ A minta tengelye beállítható legyen a sugárnyaláb középpontjába és a diffraktométer forgástengelyébe.
- e/ A szerkezet és a kezelés egyszerűsége, nagy működési biztonság, gyors mintacsere.

A kriosztát szerkezete és működése

A kriosztát léptékhelyes vázlatát az 1. ábra szemlélteti. Szerkezeti elemei henger- ill. gömbszimmetrikusak.



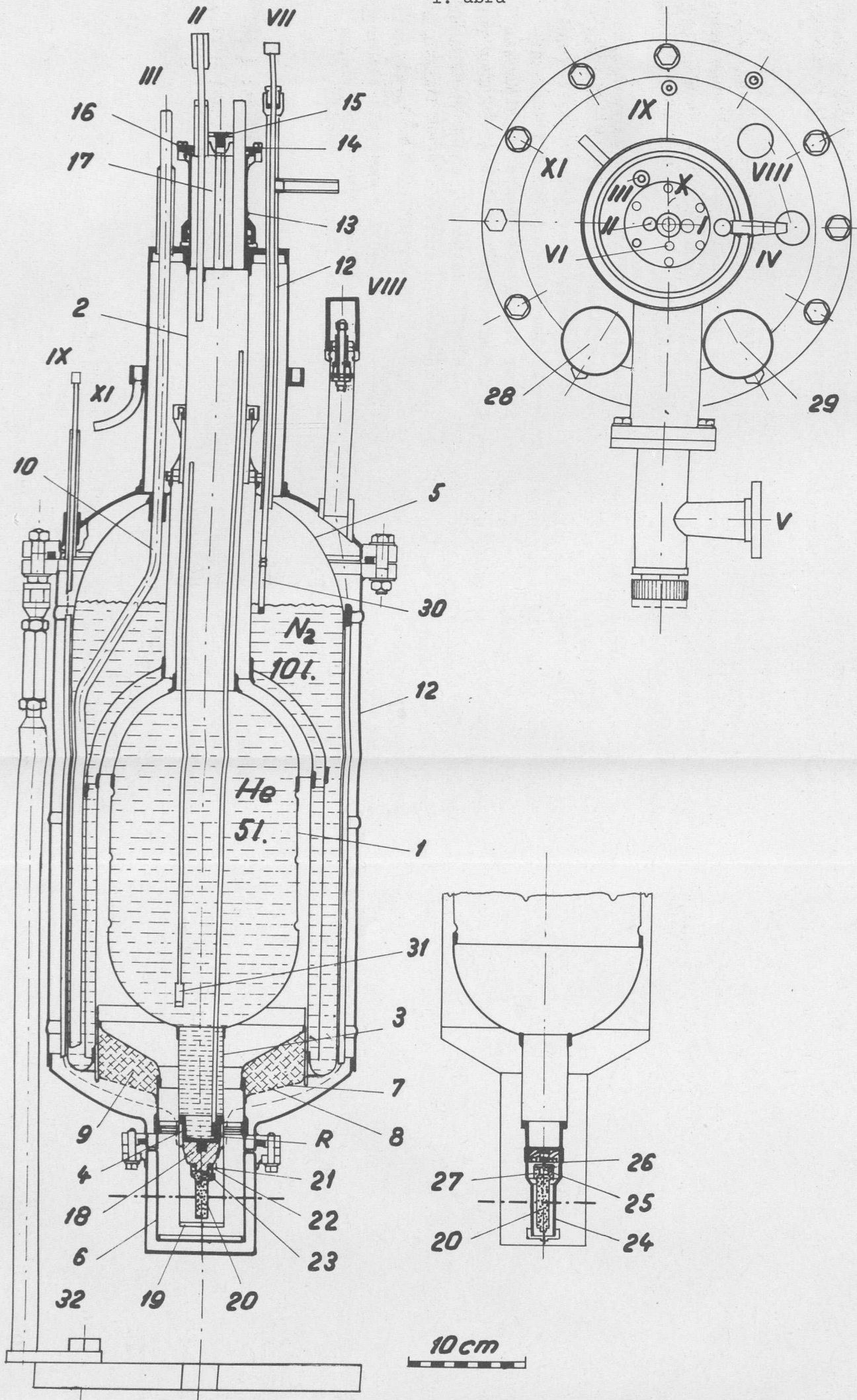
A kriosztát belső terében van elhelyezve az 1 mm vastag ujezüst lemezből keményforrasztással összeállított, hengeres részén behengerléssel erősített, külső felületén tükörfényesre polirozott folyékony hélium tartály /1/, amelyet az  $\phi$  60x0,25 mm méretű rozsdamentes acél nyakcső /2/ köt össze a szobahőmérsékletű külső burkolattal. A hélium tartály  $\phi$  40x1 mm méretű rozsdamentes acél alsó nyulvány csöve /3/ a központosított menettel ellátott rozsdamentes acél fenékidomában /4/ végződik. A hélium tartály ürtartalma 5 liter. A rézlemezből keményforrasztással összeerősített, külső felületén tükörfényesre polirozott folyékony nitrogén tartály /5/ ürtartalma 10 liter. Az előhűtési és árnyékolási célokat szolgáló folyékony nitrogén 78 K<sup>o</sup>-os hőmérsékletét az alumíniumból készített, felső végén menetes csatlakozású árnyékoló bura /6/ vezeti le a minta környezetébe. Az árnyékoló burát a kriosztát tengelyirányában állítható, rézlemezből összeforrasztott aktív szén tartó /7/ köti össze a nitrogén tartállyal. A kicsiny lyukméretű kettős sárgaréz szitaszövet ablakon /8/ keresztül a folyékony nitrogén hőmérsékletén lévő aktív szén /9/ közvetlenül érintkezik a hőszigetelést szolgáló vákuumtérrel. A folyékony nitrogént a tartály aljáig nyúló  $\phi$  12x1 mm méretű ujezüst csövön /10/ lehet betölteni. A nitrogéngőz elvezetése a /11/ jelű cső oldalsó csonkján keresztül történik, a cső felső menetes részén tömitjük a folyékony nitrogén szintjelzőt /30/. A kriosztát külső szobahőmérsékletű köpenye /12/ három részből áll: a felső rész tartja a folyadéktartályokat és a kivezetéseket, anyaga ujezüst, a karimái sárgaréz; a középső rész ujezüst lemezből /vastagsága 1,5 mm/ hengerléssel készült, hengerelt merevítő bordákkal, sárgaréz karimákkal; az alsó rész alumínium. A bontható részek tömitésére körkeresztmetszetű vákuumgumit használunk.

A külső köpeny felső részének menetes nyulványához csatlakozik a rozsdamentes acél közdarab /13/, amelyet teflon gyűrűvel tömitettünk. A hengeres közdarab nyílását lezáró rozsdamentes fedél /14/ központos furatán keresztül a hélium tartályba vezethető tetszés szerinti mérőszondát /pl. a hélium tartály előhűtési menetének felvételére/ a tömszelence csavar /15/ gumigyűrű összenyomásával tömiti. A fedél és a közdarab közötti hézagot teflon tömitőgyűrűvel /16/ zártuk le. A fedél belső felületén 10 cm vastag hungarocel réteg adja a hőszigetelést.

A vizsgálandó anyagból készített por-minta a 0,2 mm vastag alumínium mintatartóban /20/ helyezkedik el. A mintatartó átmérője 10 mm, hossza 40 mm, térfogata 3 cm<sup>3</sup>. A minta és a héliumfürdő kapcsolata az elérni kívánt hőmérsékletek szerint kétféle lehet.

1/ 4,2 K<sup>o</sup>-hoz közelálló mintahőmérsékleteknél a hélium tartály alsó nyulványára /3/ a vákuumtér felőli oldalon réz tömböt /18/ csavarozunk fel, amellyel ugyancsak csavaros csatlakozással hőkontaktusba hozzuk a mintatartót /20/. A mintatartót a hélium tartály alsó nyulványára szorosan illesztett





1. ábra A kriosztát szerkezeti vázlata

1- hélium tartály, 2- rozsdamentes acél nyakcső,  $\phi$  60x0,25 mm, 3- alsó nyulvány cső,  $\phi$  40x1 mm, 4- hélium tartály fenék, 5- nitrogén tartály, 6- árnyékoló bura, 7- aktív szén tartó, 8- szitaszövet ablak, 9- aktív szén Nuxid B0, 10- nitrogén töltő cső, 11- nitrogén párologtató cső, 12- külső vákuumköpeny, 13- rozsdamentes acél közdarab, 14- fedéllemez, 15- tömszelence csavar, 16- teflon gyűrű, 17- hungarocel henger, 18- réz tömb, 19- izotermikus henger, 20- mintatartó, 21- termopár tartó, 22- termopár, 23- rögzítő csavar, 24- izotermikus burkolat, 25- fedél, 26- központosító cső,  $\phi$  1x0,2 mm, 27- manganin fűtőtekercs, 28- termokeresztéses vákuummérő cső, 29- ionizációs vákuummérő cső, 30- folyékony nitrogén szintjelző, 31- folyékony hélium szintjelző, 32- változtatható hosszúságú csőláb.

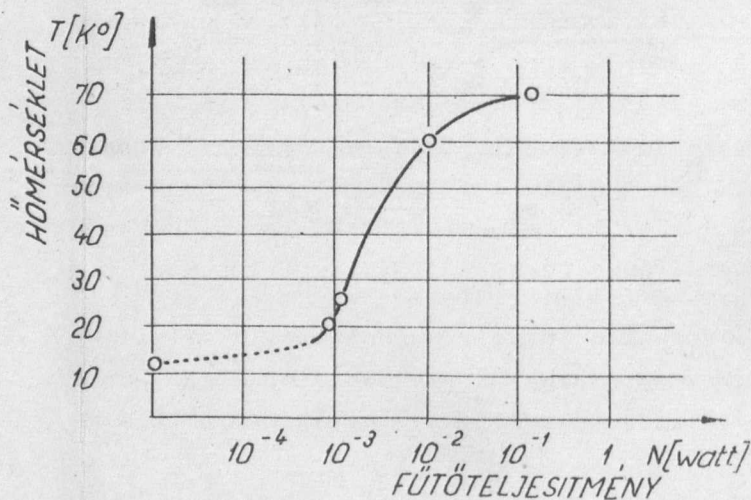
I- folyékony hélium betöltés, II- hélium párologás, III- folyékony nitrogén betöltés, IV- nitrogén párologás, V- vákuumrendszer csatlakozása, VI- hélium szintjelző bevezetése, VII- nitrogén szintjelző bevezetése, VIII- fűtőtekercs bevezetése, IX- termopár kivezetése a vákuumköpenyből, X- termopár bevezetése a folyékony héliumban lévő referencia pontba /R/, XI- a kriosztát felső részén kondenzálódó légnedvesség összegyűjtése és elvezetése.

izotermikus alumínium henger /19/ veszi körül, ennek hőmérséklete alig tér el a folyékony hélium hőmérsékletétől. Ezen kívül helyezkedik el a 78 K<sup>o</sup> hőmérsékletű alumínium árnyékoló bura, majd a vákuumköpeny alumíniumból készített alsó része. A mintatartó vastagabb falu felső részében lévő 2 mm átmérőjű furatban szorosan illeszkedik az alumínium termopár-tartó /21/. Ennek felhasított végződése rögzíti az Au + 0,03 atom% Fe- kromel termopárt. A termopár-tartó elmozdulását alumínium csavarral /23/ gátoljuk meg. A kriosztátban alkalmazott alumínium tisztasága 99,99 %.

A vázolt elrendezéssel a minta legalacsonyabb hőmérséklete 5,2 K<sup>o</sup>, a minta tengelyének irányában mért maximális hőmérsékleteltérés kisebb mint 0,1 K<sup>o</sup>. A hélium fürdő 0,1 ata nyomásig való levákuumozása mellett elérhető közepes mintahőmérséklet 3 K<sup>o</sup>. Egy atmoszféra nyomáson az izotermikus henger /19/ nélkül mért legalacsonyabb hőmérséklet 6,4 K<sup>o</sup>.

2/ 10 K<sup>o</sup> feletti mintahőmérsékleteket adiabatikus mintaelrendezéssel lehet előállítani. A 10<sup>-6</sup> torr nagyságrendű vákuumtérben lévő kétrészes alumínium izotermikus burkolat /24/ homloklapja fémesen érintkezik a hélium tartállyal, így hőmérséklete megközelíti a folyékony hélium hőmérsékletét. Az izotermikus burkolaton belül 2 db  $\phi$  1x0,2 mm méretű rozsdamentes acél csővel /26/ centrikusan illesztjük a mintatartót /20/. A mintatartó felső részének menetes nyílását alumínium fedél /25/ zárja le, ennek függőleges tengelyű furatában szilárdan illeszkedik a hengeres termopár tartó /21/ a már említett termopárral /22/. A mintatartó nagyobb átmérőjű külső hengerpalástjára az esztergálással kialakított horonyba tekercseljük a mangánin fűtőkercset /27/, amelynek fűtőáramát a hőmérsékletszabályozó [2] a beállított hőmérsékletnek megfelelően szabályozza.

A leírt elrendezésnél a fűtőtéljesítmény nulla értéke mellett 11 K<sup>o</sup> az elérhető legkisebb mintahőmérséklet. A minta átlagos hőmérsékletét a fűtőtéljesítmény függvényében a hőegyensúly beállításával létrejött stacionárius esetekre a 2. ábrán láthatjuk.



2. ábra

A minta hőmérsékletének változása a fűtőtéljesítmény függvényében



Megállapítható, hogy a minta és az izotermikus burkolat közötti sugárzásos hőátvitellel kicsiny fűtőteljesítményekkel jelentős hőmérsékletemelkedést lehet elérni. A fűtőteljesítmény kicsiny értékei mellett a hélium párolgási vesztesége még elfogadható.

Megfelelő hőmérsékletszabályozó alkalmazása esetén a hőmérsékletstabilitás  $10^{-3} \dots 10^{-4} \text{ K}^\circ$ , a minta középvezetési pontján a két végpont hőmérséklete közötti maximális eltérés az egyensúlyi helyzet beállása után nem több mint  $0,1 \text{ K}^\circ$ .

$70 \text{ K}^\circ$  feletti hőmérsékletek előállítására a 2., szerinti elrendezést használjuk, és cseppfolyós hélium helyett cseppfolyós nitrogént alkalmazunk. Ebben az esetben egy további réz konstantán termopárt is elhelyezünk a mintatartó fedelébe.

A minta beállítását a kriosztát megfelelő mozgatásával, ill. a közép-pontos helyzet rögzítésével oldottuk meg:

A/ a sugárnyaláb középpontjába való beállítás a függőleges irányban történő mozgatási lehetőséget követeli. Erre a célra szolgál 3 db változtatható hosszúságú csőláb /32/, amelyek szögosztása a  $\vartheta = 66^\circ$ -os reflexiós szög felvételét is biztosítja.

B/ A diffraktométer forgástengelyébe a csőlábakra szerelt kör alakú alaplemez központos furata vezeti a kriosztátot. A minta és a kriosztát egytengelyűségét a különböző hőmérsékletű koncentrikus héjak közé illesztett kiskeresztmetszetű állítható rozsdamentes központosító csavarok biztosítják.

A minta pontos beállítását a kriosztát használatba vétele előtt a szobahőmérsékletű külső köpeny /12/ alumíniumból készített alsó részének, az árnyékoló burának /6/ és az izotermikus hengernek /19/ leszerelése után gondosan ellenőriztük.

A mintacsere a kriosztát meleg állapotában a fent leírt módon könnyen és gyorsan elvégezhető. A berendezés mérés közben felügyeletet nem igényel. A vákuumköpeny statikus vákuum tartásra alkalmas, szobahőmérsékleten  $1 \cdot 10^{-5}$  torr nyomásra vákuumozva a hűtőközegek betöltése és a szelep lezárása után a mért nyomás kisebb mint  $1 \cdot 10^{-6}$  torr. A nyomás detektálására szovjet gyártmányú termokeresztés /28/ és ionizációs /29/ mérőcsöveket használunk. Ezek védőburkolattal ellátva a vákuumköpeny állandó részeit képezik.

A működés biztonságát a merev szerkezet, a csatlakozások és tömitések jó megválasztása és rejtett vagy védett elhelyezése, a mérésnél zavart okozó jelenségek /pl. a légnedvesség lecsapódása/ kiküszöbölése segítik elő.

A kriosztát szerkezete lehetőséget ad statikus vákuumköpennyel, folyékony nitrogénnel és héliummal feltöltve járművön való szállításra.

Segédberendezések

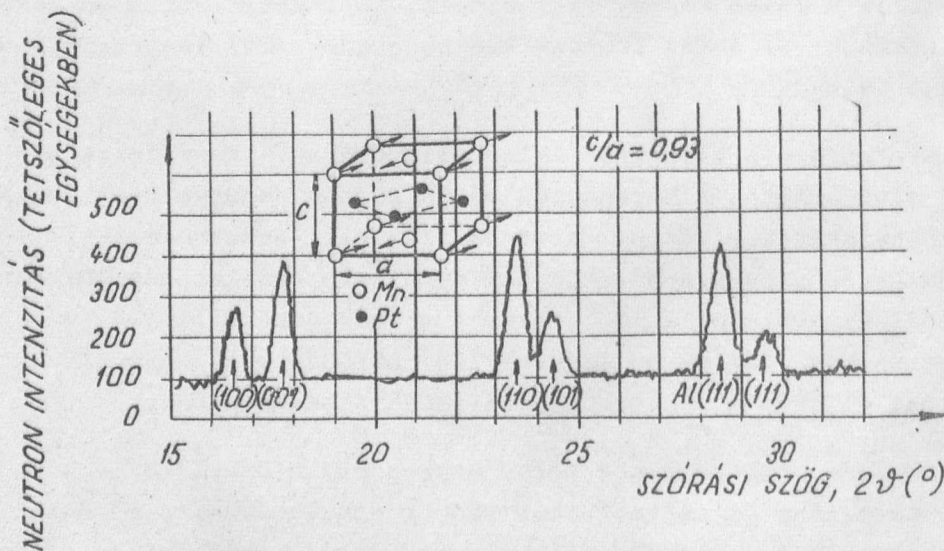
A szintjelzők, töltő csövek, hőmérők, vákuumberendezések és hőmérsékletszabályozók - a kriosztát működtetésének nélkülözhetetlen eszközei - azonosak egy korábban épített kriosztát segédberendezéseivel [3] .

Párolgási veszteség, mérési idő

A kriosztát alapvesztése 4,2 K<sup>o</sup>-os hélium hőmérséklet, 5,2 K<sup>o</sup>-os mintahőmérséklet mellett óránként 0,05 lit. folyékony hélium és 0,1 lit. folyékony nitrogén. A hélium fürdő 0,1 ata-ig történő vákuumozásával elérhető kisebb mintahőmérsékleteknél a folyékony hélium párolgási vesztesége az állandósult állapot elérése után csak kis mértékű növekedést mutat. 10 K<sup>o</sup>-tól 70 K<sup>o</sup>-ig terjedő tartományban a hélium veszteség a fűtőteljesítménytől függően növekszik. A folyadéktartályok adott ürtartalma és a párolgási veszteségek ilymódon 25-100 órás folyamatos mérési időt biztosítanak hűtőközeg utántöltés nélkül. Ennél hosszabb mérési idő esetén hűtőközeg utántöltés szükséges. Ez a művelet a szintérzékelők által adott jelzések alapján a laboratóriumban kidolgozott utántöltő berendezések segítségével automatikusan is elvégezhető.

Mérési eredmények

A 3. ábrán az Mn<sub>0,9</sub>Pt<sub>1,1</sub> ötvözet 5,2 K<sup>o</sup>-on végzett neutrondiffrakciós mérésének eredményét mutatjuk be: a szórás maximumok helye és erőssége alapján meghatározott mágneses szerkezetet. Az ötödik maximum a neutronoknak a



3. ábra Az Mn<sub>0,9</sub>Pt<sub>1,1</sub> ötvözet mágneses szerkezete 5,2 K<sup>o</sup>-on

kriosztát alumínium részein való szóródásából származik. Nagysága megegyezik a mintából származó maximumokéval, a mérést azonban nem zavarja, mert különválnak.

Megjegyzendő, hogy alumínium helyett vanádiumot alkalmazva nem kapnánk maximumot, - ez feltétlenül előnyös - de hátrányos az, hogy a vanádium a maximumok közötti alap szórásai szintet mintegy kétszeresére növeli, s ezzel rontja a mérési pontosságot.

#### Köszönetnyilvánítás

Köszönetet mondok Pintér Attilának és Pozsgai Gyulának a kriosztát elkészítésében és bemérésében kifejtett gondos munkájukért, Kádár Györgynek a bemérésben nyújtott értékes segítségéért és Krén Emilnek a mérési eredmények és a berendezés használata közben nyert tapasztalatok átadásáért.

#### I r o d a l o m

- [1] Krén, E., Pál, L., Szabó, P., Szigeti, B.: Neutron Diffraction Studies in Hungary KFKI 1/1966.
- [2] Balla J., Tompa K., Tóth F.: Mérés és Automatika, 10, 302 /1966/
- [3] Balla J.: Magy. Fiz. F. 4, 327-348 /1967/

Érkezett 1967. aug. 25.

KFKI Közl. 15.évf. 6.szám, 1967.