

Vol. 15. No. 2. 1967

OLVASTOSÍ MŰHELY

1967. A. 2. - 7

KFKI

KÖZLEMÉNYEK

СООБЩЕНИЯ ЦЕНТРАЛЬНОГО ИНСТИТУТА ФИЗИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

REPORTS OF THE CENTRAL RESEARCH INSTITUTE FOR PHYSICS

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

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

Technikai szerkesztő: Nagy Imréné

Példányszám: 320

Megjelent: 1967. ápr. 5.

Rotaszám: 2984

A kiadásért felelős: Jánossy Lajos

Megjelenik: kéthavonta

Előfizethető: az MNB 100.015-70 bevételi számlán

Előfizetési díj: egyes szám 5,-Ft, egy évre: 30,-Ft /6 szám/

KFKI

KÖZLEMÉNYEK

T A R T A L O M

1. Kardon Béla, Kiss Dezső, Perjes Zoltán, Seres Zoltán és Zámori Zoltán: Gerjesztett magnivók g-faktorának mérése differenciális perturbált szögkorreláció módszerrel 63
2. Nagy László, Nagy Tibor és Vinnay István: Az U-233, U-235, U-238 és Th-232 hármas hasadása relatív gyakoriságának mérése 85
3. Vályi László: Alapállapotú hidrogén atomnyalábforrás vizsgálata 95
4. Makra Zsigmond és Mészáros István: Berendezés gamma-sugárnyalábok előállítására 105
5. Kovács Istvánné, Tóth József és Vassel K. Róbert: Alumínium tisztaságának vizsgálata a hélium forráspontja környezetében végzett ellenállásmérésekkel 115

Р е з ю м е

1. Измерение g -фактора ядерных уровней в возбужденном состоянии методом дифференциальной возмущенной угловой корреляции

Б.Кардон, Д.Кишш, Э.Перьеш, Э.Шереш и Э.Замори

Подробно описывается измерение g -фактора, проведенное на ядре ^{181}Ta , в качестве примера показывается метод измерения дифференциальной возмущенной угловой корреляции. Даются описание экспериментального прибора, статическая оценка и относяся к ней полная программа ALGOL.

2. Измерение вероятностей тройного деления U-233, U-235, U-238 и Th-232

Л.Надь, Т.Надь и И.Виннай

С помощью двойной ионизационной камеры была измерена на нескольких делящихся веществах вероятность эмиссии длинопробежных α -частиц при делении под действием медленных нейтронов и нейтронов с энергией 2,5 Мэв и 14 Мэв.

3. Исследование источника атомного пучка водорода с основным состоянием

Л.Вали

Были исследованы свойства термического вольфрамового источника атомов водорода и были проведены измерения с целью определения зависимости степени диссоциации от температуры при разных давлениях газа. Рассчитанные и измеренные характеристики степени диссоциации-температуры находятся в хорошем согласии.

4. Установка для получения гамма-пучков

Ж.Макра и И.Месарош

Была создана установка для получения гамма-пучков с интенсивностью $0,1 \dots \dots 100$ р/час. К установке принадлежат три сменных контейнера для источника излучения. Выбранный контейнер можно подкатить на рельсах под головку облучения, источник поступает в положение облучения с помощью электропневматической системы. Пучок выходит через заменяемый коллиматор с углами $4 - 13,5^\circ$. Установка снабжена источниками Cs-137 и Co-60 и используется для калибровки приборов дозиметрического контроля.

5. Исследование алюминиевой чистоты измерением сопротивления при температуре вблизи точки кипения гелия

Ковач Иштванне, Й.Тот и Р.К. Вассел

Измерение остаточного сопротивления является пригодным быстрым квалификационным способом для определения чистоты металлов, хорошо дополняющим химические методы анализа. Было измерено остаточное сопротивление алюминия высокой чистоты, полученного в Исследовательском Институте Цветных Металлов и на основе полученных данных может быть установлено, что чистота алюминия, произведенного в Венгрии составляет $99,999 - 99,9999$ %.

S u m m a r i e s

1. g-Factor Measurement by the Method of Differential Perturbed Angular Correlation

B. Kardon, D. Kiss, Z. Perjés, Z. Seres and Z. Zámori

The method of differential perturbed angular correlation measurement is described, presenting in details, as an example, the g factor measurement carried out on ^{181}Ta . A description of the experimental setup and the statistical evaluation procedure is given together with the complete computer program written in ALGOL.

2. Measurement of the Relative Probability Ternary Fission in U-233, U-235, U-238 and Th-232

L. Nagy, T. Nagy, I. Vinnay

Using double ionization chamber technique the probability of long-range α -particle emission was determined from measurements on the fission of U-233, U-235, U-238 and Th-232 induced by slow, 2,5 MeV and 14 MeV neutrons.

3. Investigation of a Thermal Source of Ground State Hydrogen Atoms

L. Vályi

The atomic hydrogen beam produced by thermal dissociation in tungsten oven was investigated in terms of different source parameters. The temperature dependence of the dissociation rate measured at varied gas pressures was found to be in good agreement with the calculated dissociation vs temperature characteristics.

4. Equipment for the production of Gamma-Ray Beams

Zs. Makra and I. Mészáros

A calibrating facility for the production of gamma rays in the range of dose rates from 0,1 R/h to 100 R/h is described. The radiation sources are stored in three containers. A selected container is conveyed under the irradiator on rails. The radiation source is lifted into position for irradiation and lowered back to its container by electro-pneumatical mechanism. The minimum 4° and maximum $13,5^{\circ}$ width of the irradiating beam is set by interchangeable collimators. The facility is operated with Co-60 and Cs-137 sources and used for the calibration of health physics survey meters.

5. Investigation of Pure Aluminium by Resistance Measurement at Helium Boiling Temperature

Mrs I. Kovács, J. Tóth, K.R. Vassel

It is shown that measurement of residual resistance proves to be a fast method for checking the purity of metals and a useful complement to the methods of chemical analysis. The high purity aluminium produced from inland ore at the Research Institute for Non-Ferrous Metals was found to be of 99,999 - 99,9999 % purity.

GERJESZTETT MAGNIVÓK g-FAKTORÁNAK MÉRÉSE DIFFERENCIÁLIS PERTURBÁLT SZÖGKORRELÁCIÓ MÓDSZERREL

Irta: Kardon Béla, Kiss Dezső, Perjés Zoltán, Seres Zoltán és Zámori Zoltán

Összefoglalás

A Ta^{181} magon végzett g-faktor mérésünk részletes leírását adva példázzuk a differenciális perturbált szöghkorrelációs mérések módszerét. Ismertetjük a kísérleti berendezést, s közöljük az alkalmazott statisztikus kiértékelést és annak teljes ALGOL programját.

Bevezetés

Ha gamma-gamma szöghkorreláció mérés során a sugárforrást sztatikus mágneses tér perturbálja, akkor a kaszkád közbenső állapotában lévő mag mágneses dipólmomentumának a külső térrel való kölcsönhatása következtében a szöghkorrelációs kép módosul. Ha a közbenső nivó élettartama olyan hosszú, hogy a gamma kaszkád két eleme közti időkülönbség gyorskoincidencia berendezéssel felbontható /tehát nsec és μ sec nagyságrendek között van/, akkor a szöghkorreláció módosulása időben is követhető. Ha a perturbáló külső mágneses térnek a szöghkorrelációs függvény megváltozását eredményező hatását időben követjük, úgy differenciális perturbált szöghkorreláció mérésről beszélünk. Egy ilyen módszerrel történő magnyomaték mérésről számolunk be a következőkben, részletesen ismertetve a Ta^{181} magon végzett első ilyen típusu mérésünket.

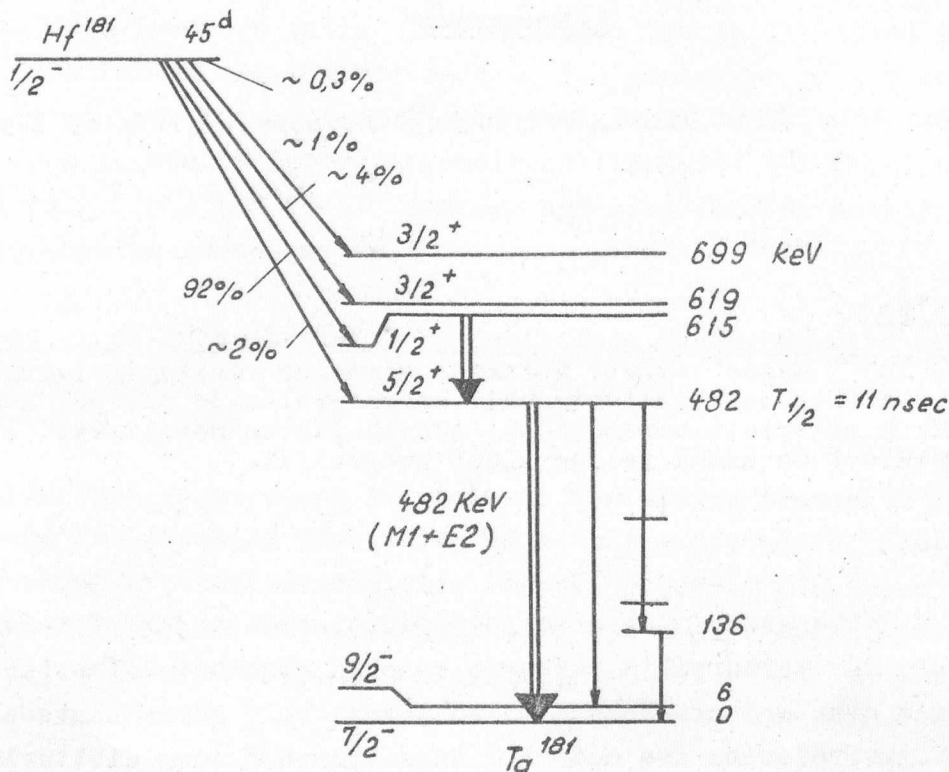
A Ta^{181} 482 keV-es gerjesztett állapotának /1. ábra/ felezési ideje 11 nsec. E nivó g-faktorát határoztuk meg. A kérdéses g-faktor értéke 1962 óta már több mérésből is ismeretes [1, 2]. Az újra méréssel a most üzembeállított berendezésünk és kiértékelési módszerünk helyességét kívántuk ellenőrizni.

Mérésünkhöz reaktorral aktiváltunk fel természetes hafniumot. A Hf^{181} bomlása az 1. ábrán látható séma szerint megy végbe. A 482 keV-es nivót közrefogó 133-482 keV-es gamma-gamma kaszkád szöghkorrelációs függvénye korábbi mérések szerint [3] erősen anizotróp, a

$$W(\theta) = 1 + b_2 \cos 2\theta + b_4 \cos 4\theta$$

sorfejtésben a szögkorrelációs mérések alapján
 $b_4 = -0,02 \pm 0,01$.

$$b_2 = -0,25 \pm 0,01,$$



1. ábra. A Hf^{181} bomlássémája.

Ha a sugárforrást egy a szögkorreláció síkjára merőleges irányu, H erősségű mágneses térbe helyezük, akkor a mágneses kölcsönhatás következtében a kaszkád közbenső állapotában lévő magok precessziójának eredményeként a szögkorrelációs kép elfordul:

$$W(\theta, t, H) = 1 + b_2 \cos 2(\theta - \omega t) + b_4 \cos 4(\theta - \omega t). \quad 12/$$

Itt

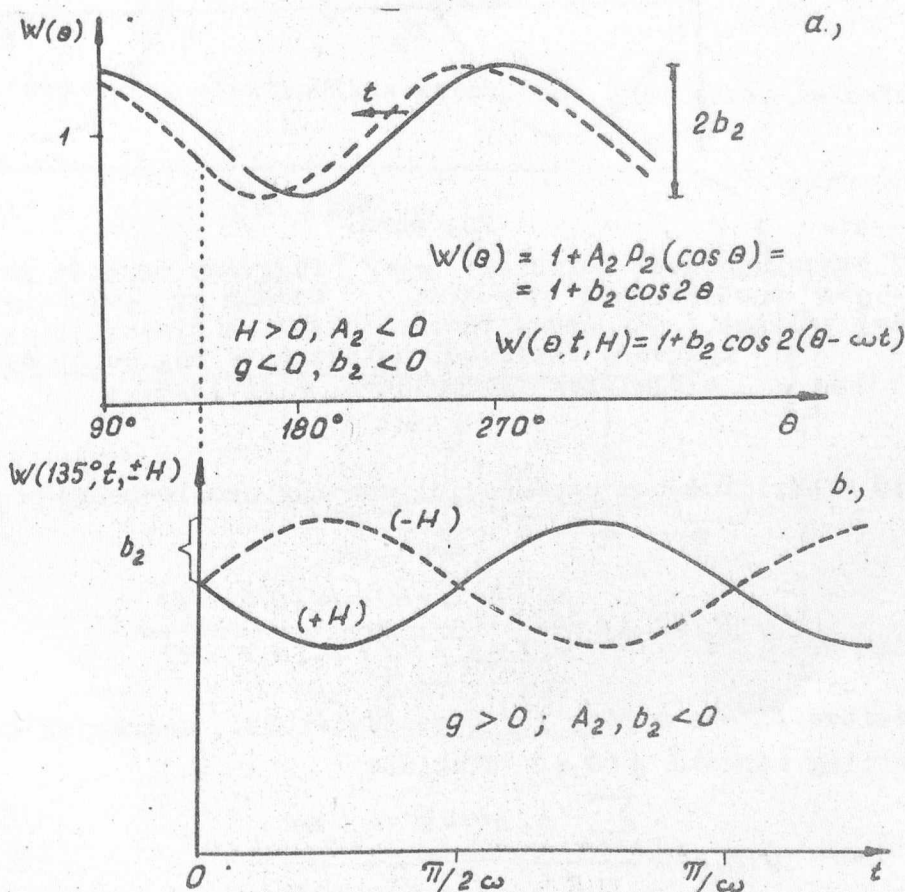
$$\omega = -g\mu_n H / \hbar \quad 13/$$

a kaszkád I spinű közbenső állapotában lévő magok $\mu = g\mu_n I$ mágneses dipólmomentumának precessziós frekvenciája a H erősségű mágneses térben $\mu = 5,48 \times 10^{-24}$ erg/Gauss/, t pedig a kaszkád első sugárzásának kibocsájtásától számított idő. Ismert H térerősség mellett ω méréseiből a keresett g -faktor meghatározható.

A differenciális perturbált szögkorreláció mérés lényege az, hogy az

$$N_c(\theta, t, H) = N_c w(\theta, t, H) e^{-\lambda t} \quad (4)$$

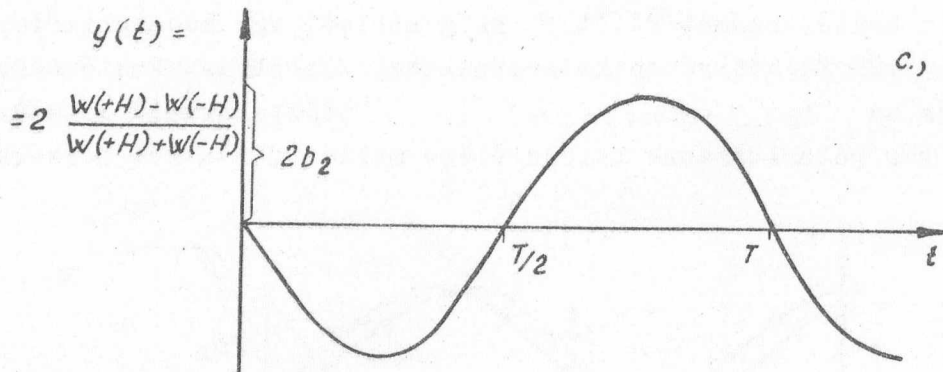
koincidencia beütés-számot adott θ szög mellett egy időanalizátor segítségével a t idő függvényében határozzuk meg /2. ábra/. A kiértékelést megkönnyíti, ha az $N_c(\theta = \text{const}, t, H)$ időspektrumot kétszer mérjük a mágneses tér polaritásának felcserélése mellett, s a két időspektrumból



2. ábra

A differenciális perturbált szöghorreláció mérés elvének bemutatása.

A 2a. ábrán egy $W(\theta) = 1 + b_2 \cos 2\theta$ alakú szöghorrelációs függvény látható a θ szög függvényében, $b_2 < 0$ esetén. A detektorokat egy jobb sodrású koordinátarendszer $x-y$ síkjában képzeljük el. A kaszkád első átmenetét detektáló detektor az x tengely irányába mutat, a két detektor közötti θ szöget az x tengelytől az y tengely irányába haladva mérjük. Ha a mérés síkjára merőlegesen egy a pozitív z tengely irányába mutató /tehát $H > 0$ / mágneses teret alkalmazunk, akkor a szöghorrelációs kép időben elfordul a $W(\theta, t, H) = 1 + b_2 \cos 2(\theta - \omega t)$ összefüggésnek megfelelően, ahol ω a /3/ kifejezéssel van értelmezve. Ha feltesszük, hogy $H > 0$ és $g > 0$, akkor $\omega < 0$, tehát a növekvő t idővel a szöghorrelációs kép elfordulása a szaggatott görbe irányában történik. $\theta = 135^\circ$ -nál vizsgálva a $W(\theta, t, H)$ függvény időfüggését /2b. ábra/, periodikus változást látunk a növekvő idővel kezdetben csökkenő irányban, míg a mágneses tér megfordítása esetén / $H < 0$ / kezdetben növekvő irányban.



2c. ábra.

Az /5/ összefüggéssel definiált $y/t/$ függvény menetét mutatja $b_2 < 0, g > 0$ esetre. $g < 0$ esetén az $y/t/$ görbe előjelet váltana $/\pi$ szögű fáziseltolás/. A kísérletileg mért függvény fázisából határozható meg tehát b_2 előjelének ismeretében g előjele.

a következő - amplitudóban exponenciálisan már nem lecsengő - kifejezést képezzük;

$$y(\theta, t) = 2 \frac{N_c(\theta, t, +H) - N_c(\theta, t, -H)}{N_c(\theta, t, +H) + N_c(\theta, t, -H)} \quad /5/$$

Behelyettesítve /5/-be a /4/, /2/ összefüggéseket, megkapjuk a fenti kifejezés elméletileg várható $\bar{y}(\theta, t)$ alakját:

$$\bar{y}(\theta, t) = \frac{\sum_{k=2,4} b_k \sin k \theta \sin k \cot}{1 + \sum_{k=2,4} b_k \cos k \theta \cos k \cot}$$

$\theta = (2n+1)\pi/4$ szögeknél ez a kifejezés jelentősen leegyszerűsödik, pl. $\theta = 135^\circ$ -nál:

$$\bar{y}(\theta = 135^\circ, t) = \bar{y}(t) = - \frac{2b_2 \sin^2 2 \cot}{1 - b_4 \cos 4 \cot} \quad /6/$$

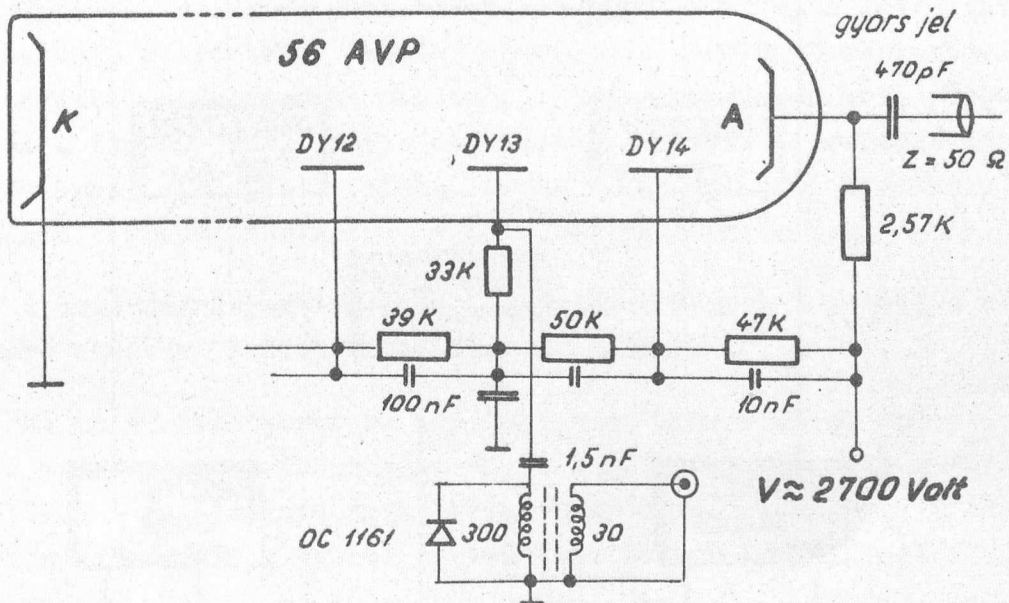
Az időspektrum mérésből nyert és az /5/ összefüggés szerint képezett $y/t/$ görbéhez a /6/ kifejezéssel megadott elméletileg várható $\bar{y}/t/$ függvényt illesztve a precesszió frekvenciája, ebből pedig a gamma kaszkád közbenső állapotának g -faktora meghatározható.

A mérőberendezés

A mágnes pólusai közé elhelyezett radioaktív forrásból emittált gamma-sugarakat szcintillációs detektorokkal detektáltuk. A 482 keV-os su-

gárzást ϕ 38 x 38 mm, a 133 keV-es sugárzást ϕ 29 x 10 mm méretű NaI/Tl/ kristály detektálta. A szcintillációs kristályok 220 mm hosszú és 40 mm átmérőjű plexi fényvezetővel csatlakoztak az 56 AVP típusu multiplierekhez. A multipliereket öt rétegben elhelyezett permalloyjal, ill. vashengerekkel árnyékoltuk az elektromágnes szórt tere ellen. Az árnyékolás mértéke kielégítő volt, 20 kG-os tér polaritásváltása esetén a jelamplitudó 1 %-nál kevesebbet változott.

A detektorok elektronikus kapcsolása a 3. ábrán látható.

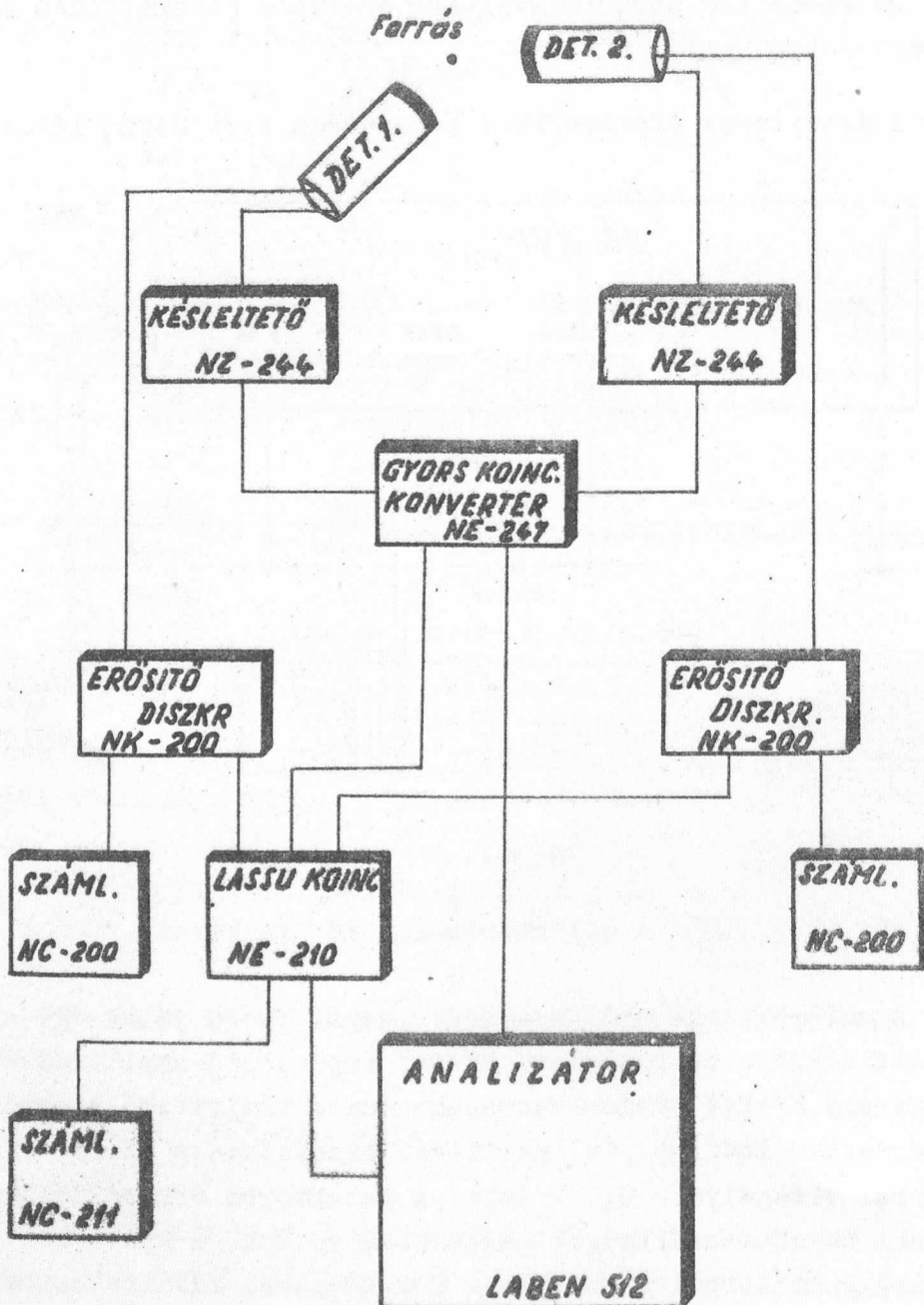


3. ábra.

A detektorok kimenő áramkörei

A multiplierek anódpontjáról levett gyors jelek egy a KFKI-ban kifejlesztett start-stop rendszerű NE-247 típusu idő-amplitudó konverterre kerültek egy-egy NZ-244 típusu nanoszekundumos késleltető szekrényen keresztül. A konverter indítási és leállítási érzékenysége NZ-231 típusu higanygenerátorral vizsgálva 0,2 V volt. A detektorba érkező jelekre vonatkozólag a fenti küszöb feszültségek magasabbak voltak. A konverter belső időszórása higanygenerátorral vizsgálva $2 \tau = 80$ psec. Időhitelesítése a kalibrált késleltető szekrényekkel igen egyszerű volt. A konverter kimenő jeleit egy 512 csatornás LABEN típusu analizátorra vezettük, melyet egy 1 μ sec felbontású lassu koincidencián keresztül a konverter 200 nsec felbontású koincidencia köre, valamint a két detektort követő, a vizsgált gammavonalak fotócsucsára állított differenciál-diszkriminátorok kapuztak. A 2 óránként kiolvasott időspektrumok Teletype perforátoron keresztül lyukszalagra kerül-

tek. A részeredményeket lyukszalagolvasó segítségével az analízátorban összegeztük. A mérés blokkdiagramja a 4. ábrán látható.



4. ábra
A mérőberendezés blokkdiagramja

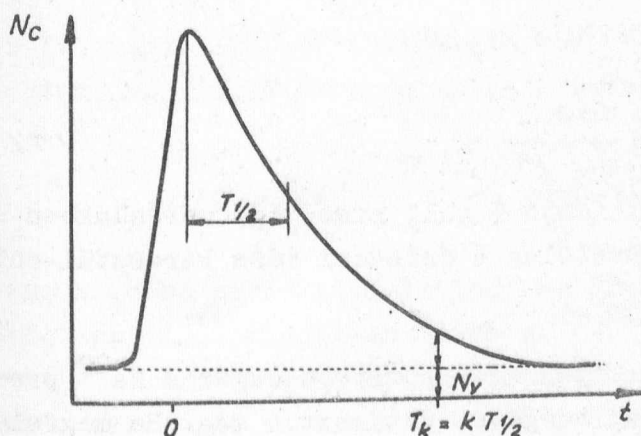
A használt elektromágnes léghütésű, kb. 1 kW disszipációra méretezett. A 20 mm végátmérőjű kónikus pólusokat egymástól 10 mm távolságra állítva 100 V, 10 A betáplálásával kb. 25 kG mágneses térerősség érhető el vele. A mágnesező áramot a reaktorépület akkumulátorterme szolgáltatta, s mivel azt egyéb fogyasztók is terhelik, stabilitása nem volt kielégítő. Nagyáramu stabilizátor híján a mérés alatt a gerjesztőáramot kézi szabályozással kb. 5 %-os tolerancián belül tudtuk csak tartani.*

A mérés leírása

Mágneses nyomaték mérésekhez az anyag belsejében lévő statisztikusan fluktuáló belső terek okozta ugynevezett időfüggő perturbáció csökkentése céljából a forrásokat mindig folyadék formájában kell preparálni. Esetünkben a forrás HfF_4 vizes oldata volt, melyet a besugárzott HfO_2 pornak 27 normál hidrogénfluoridban történt feloldásával nyertünk. A teflonból készült preparátumtartó $6 \times 11 \text{ } \varnothing$ mm nagyságú henger volt.

A sugárforrás aktivitásának megválasztásakor a véletlen koincideneciák zavaró hatására kellett figyelemmel lennünk.

Ha az analizátorral és idő-amplitudó konverterrel felvett időspektrumban az exponenciális lecsengést k felezési ideig akarjuk követni, akkor azt a feltételt szabhatjuk, hogy $k T_{1/2}$ időkézésének megfelelő csatornaszámnál legyen egyenlő a valódi és véletlen koincideneciák csatornánkénti beütésszáma /5. ábra/.



5. ábra

Egy exponenciálisan lecsengő időspektrum. A valódi koincideneciák az N_v véletlen koincideneciák egyenletes spektrumára ülnek.

*/ Egy motor-generátoros stabilizált áramforrás üzembeállítása folyamatban van.

Egységnyi mérési időt alapul véve a véletlen koincidenciák N_V száma csatornánként /elhanyagolva a gamma átmenetek multiplicitását és elágazási viszonyát/

$$N_V = N_1 N_2 \Delta t = N_0^2 \epsilon_1 \epsilon_2 \Delta t,$$

ahol Δt a mérésnél éppen használt csatornaszélesség időegységben megadva, N_0 a forrásaktivitás bomlás/sec egységben, ϵ_1, ϵ_2 pedig a detektorok hatásfoka - a forrásra vonatkoztatott térszöget is beleértve.

Az N_C valódi koincidenca-szám ugyancsak egységnyi időre vonatkoztatva

$$N_C = N_0 \epsilon_1 \epsilon_2.$$

Véges felezési idejű közbenső nivót feltételezve a koincidenca berendezéssel vizsgált kaszkádban a fenti N_C érték exponenciális valószínűségi sűrűségfüggvénnyel oszlik el időben. A Δt csatornaszélességnek megfelelő időintervallumra eső $N_C(t) \Delta t$ valódi koincidenca beütésszám tehát

$$N_C(t) \Delta t = \lambda N_C e^{-\lambda t} \Delta t,$$

ahol λ a közbenső nivó bomlásállandója.

Feltételünk szerint a közbenső nivó lebomlása olyan $T_k = k T_{1/2}$ ideig követhető, amelynél /5. ábra/

$$N_C(t = k T_{1/2}) \Delta t = N_V,$$

azaz

$$\lambda N_C e^{-\lambda k T_{1/2}} \Delta t = N_0^2 \epsilon_1 \epsilon_2 \Delta t,$$

amiből

$$N_0 = \frac{\ln 2}{T_{1/2} 2^k} \quad /7/$$

A Ta^{181} 482 keV-es nivójának felezési ideje $T = 11$ nsec, így mérésünkben a kb. 20 μC aktivitású forrással hozzávetőleg 6 felezési időn keresztül voltunk képesek követni a lebomlást.

A berendezésünk időfelbontó képességét pozitron sugárzó Na^{22} preparátum annihilációs sugárzásainak segítségével határoztuk meg. Ha megfelelő kapuzással a 0,51 - 0,51 MeV-es fotócsucokat használtuk csak a konverter indítására ill. leállítására, úgy az időfelbontó képesség $2\tau = 4$ nsec volt /a legjobb irodalmi érték 2-2,5 nsec/. Ha a Ta^{181} vizsgált 133-482 keV-es vonalainak fotócsucsaira állítottuk be az oldalcsatornák diszkriminátorait, akkor a prompt annihilációs fotonokkal mért felbontóképesség leromlott $2\tau = 9$ nsec értékre.

Perturbált szöghkorreláció mérés esetén az időspektrum - mint láttuk - periódikusan van modulálva /lásd a /2/ vagy /6/ formulát/. Vizsgáljuk meg, hogy egy az időanalizátorral felvételre kerülő

$$w(t) = [1 + b \sin \omega t] e^{-\lambda t} \quad 181$$

tipusu függvény az analizátor véges idő felbontóképessége miatt hogyan módosul.

Tegyük fel, hogy ezt a függvényt egy olyan időanalizátorral mérjük, melynek időfelbontási karakterisztikája - ez nem más mint a t időkéstelletéssel felvett prompt koincidenciák időspektruma a t' mért idő függvényében - egy szimmetrikus Gauss-görbével írható le, azaz

$$p(t'-t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(t'-t)^2}{2\sigma^2}}, \quad 191$$

ami úgy értelmezendő, hogy $p(t'-t)dt'$ annak a valószínűsége, hogy a t időkülönbséggel beérkező eseménypárt t' időkülönbségű eseménypárként regisztrálja a fent megadott karakterisztikával jellemzett időanalizátor. Az ilyen analizátorral regisztrált /8/ időspektrum a fenti időszórás következtében a következőképpen módosul:

$$C(t') = \int_{-\infty}^{\infty} w(t) p(t'-t) dt,$$

azaz konkrétan

$$C(t') = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \int_{-\infty}^{\infty} [1 + b \sin \omega t] e^{-\lambda t} e^{-\frac{(t'-t)^2}{2\sigma^2}} dt.$$

Az itt megjelölt integrálás kis átalakítással elvégezhető, s eredményként azt kapjuk, hogy a $C(t')$ regisztrált időspektrum lefutása

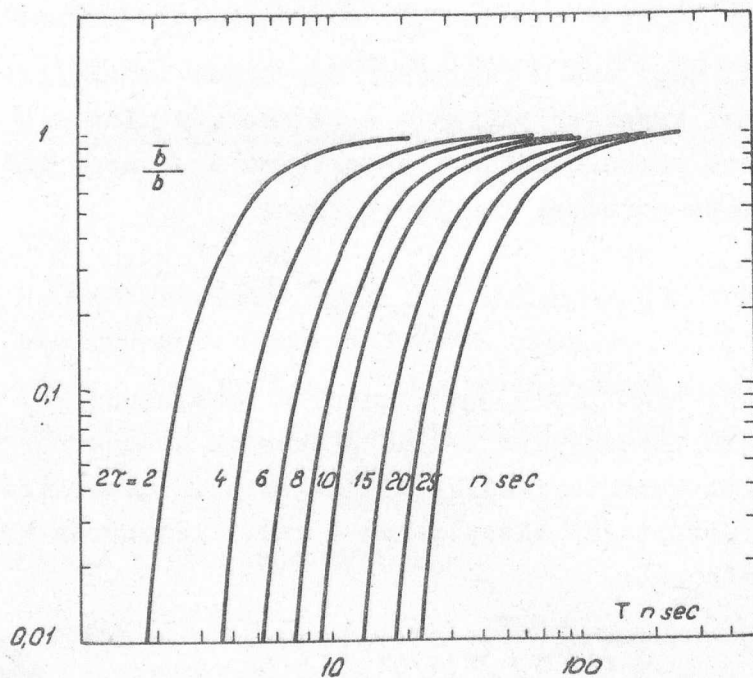
$$C(t') = \underbrace{\left[1 + b e^{-\frac{\omega^2 \sigma^2}{2}} \sin \omega (t' - \sigma^2 \lambda)\right]}_{\delta} e^{\frac{\tau \lambda^2}{2}} e^{-\lambda t'}, \quad 1101$$

azaz a görbe periódikus jellege és frekvenciája megmarad, csak a δ modulációs amplitudója csökken le az $e^{-\frac{\omega^2 \sigma^2}{2}}$ faktorial és fázisa tolódik el $\omega \sigma^2 \lambda$ értékkel. A $p(t'-t)$ időfelbontási görbe félmagasságban vett teljes szélességét szokás 2τ -val jelölni, s ez Gauss-görbe esetén a szórásal a következő kapcsolatban van: $2\tau = 2,38\sigma$.

Ha az ω frekvencia helyett a T periódusidőt használjuk, úgy a véges időfelbontású berendezéssel történő regisztrálás során a T periódusidejű szinuszosan modulált függvény modulációs amplitudójának csökkenése

$$\frac{\bar{b}}{b} = e^{-3,5\left(\frac{2T}{T}\right)^2}$$

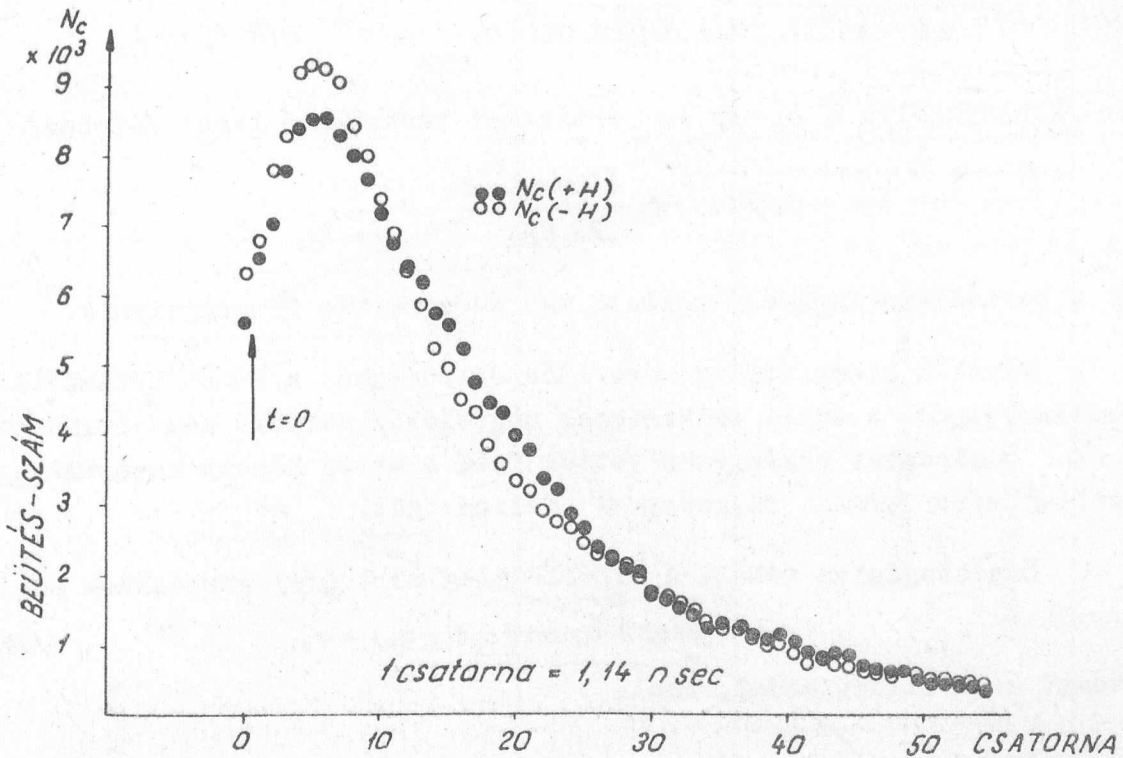
Látható ebből, hogy ha a T periódusidő a $2T$ felbontóképességhez viszonyítva kicsiny, úgy a regisztrált periodikus időspektrum amplitudója jelentősen lecsökken /6. ábra/.



6. ábra

A periodikusan modulált időspektrum modulációs amplitudójának csökkenése a véges $1/2T$ -val jelölt/ idő-felbontóképesség következtében - a T periódusidő függvényében.

Mérésünk során 6,2 mm réstávolság megválasztása mellett 20 kG erősségű mágneses teret állítottunk be elektromágnesünkön, 4,35 A áramot engedve azon át. Két-két óránként vettünk fel időamplitúdó-konverter és analizátor segítségével időspektrumot - a mágneses tér polaritását mérési ciklusonként megváltoztatva - összesen 80 órán keresztül /7. ábra/. A berendezés időstabilitása kielégítő volt, az időspektrum elcsuszását a két óránként felvett részspektrumok között nem észleltük. Az azonos mágneses polaritás mellett felvett időspektrumokat a mérés végeztével összegeztük, s az eredő két spektrumból /7. ábra / az /5/ formula alapján képezve a $y(t)$ függvényt, annak menetét ábrázolhattuk /8. ábra/. Az így kísérletileg meghatározott $y(t)$ görbén a tiszta periodikus jelleg szemelláthatóan is jelentkezik, amplitudója nem csökken, tehát az időfüggő perturbációknak megfelelő korrekciókkal nem kell számolni. A T periódus időt a görbéből 26 nsec-re becsül-



7. ábra

A mágneses térrel perturbált időspektrum a mágneses tér kétféle polaritása esetén. /Nyers mérési eredmények./

hetjük meg. A $2\tau = 9$ nsec. értékű időfelbontást figyelembevéve a 6. ábrából megállapíthatjuk, hogy az időszórás miatti amplitudócsökkenés $\tau = 26$ nsec hosszú periódusidőre számítva 0,67, míg az első felharmonikus $\tau = 13$ nsec/ esetére 0,09. Tekintettel az utóbbi adat, valamint a már idézett b_4 koeficiens kis értékére, a kísérletileg meghatározott $y(t)$ függvényhez a pontos statisztikai kiértékelés során $\bar{y}(t)$ /6/ kifejezése helyett jó közeli-téssel az

$$\bar{y}(t) = 2\bar{b}_2 \sin 2\omega t$$

függvényt illeszthettük a \bar{b}_2 és főként az ω paraméterek minél pontosabb, s szórás értékeikkel együttesen való meghatározásához.

A 8. ábrán látható, hogy a szinuszfüggvény nem az $y=0$ tengelyre szimmetrikus, hanem kissé fel van csuszva. Ennek az a magyarázata, hogy a detektoraink nem egészen tökéletes mágneses árnyékolása miatt polaritásváltásnál a multiplierekben kis erősítésváltozás áll elő, amely adott differenciál-diszkriminátor beállítás mellett beütésszám-változást eredményez. Ha a polaritásváltás miatt a koincidencia-beütésszám változást az ϵ paraméterrel a következőképpen írjuk le:

$$N_c(\theta, t, +H) = N_c e^{-\lambda t} w(\theta, t, +H); \quad N_c(\theta, t, -H) = N_c(1+\epsilon) e^{-\lambda t} w(\theta, t, -H),$$

akkor /elhanyagolva a b_4 és $t\omega$ értékeket tartalmazó tagot /6/-ban/

$$\bar{y}(t) = 2 \frac{\bar{b}_2 \sin 2\omega t}{1 + \epsilon/2} - \frac{\epsilon}{1 + \epsilon/2},$$

tehát a periódikus függvény mellett egy additív tag is megjelenik.

Mivel a kísérletileg mért időspektrumokból a $t=0$ /tehát a koincidenciamérésnél a nulla időkésésnek megfelelő/ helyzet nem olvasható le, a $t=0$ időpontot önkényesen vettük fel, s ehhez képest kerestük a kísérletileg mért $y(t)$ függvény φ fázisszögét.

Összefoglalva tehát: a kísérletileg mért $y(t)$ görbénkhez az

$$\bar{y}(t) = a_1 \sin(a_2 t + a_3) + a_4 \quad /12/$$

függvényt kell illeszteni, ahol

$$a_1 = \frac{2\bar{b}_2}{1 + \epsilon/2}; \quad a_2 = 2\omega; \quad a_3 = \varphi; \quad a_4 = -\frac{\epsilon}{1 + \epsilon/2}. \quad /13/$$

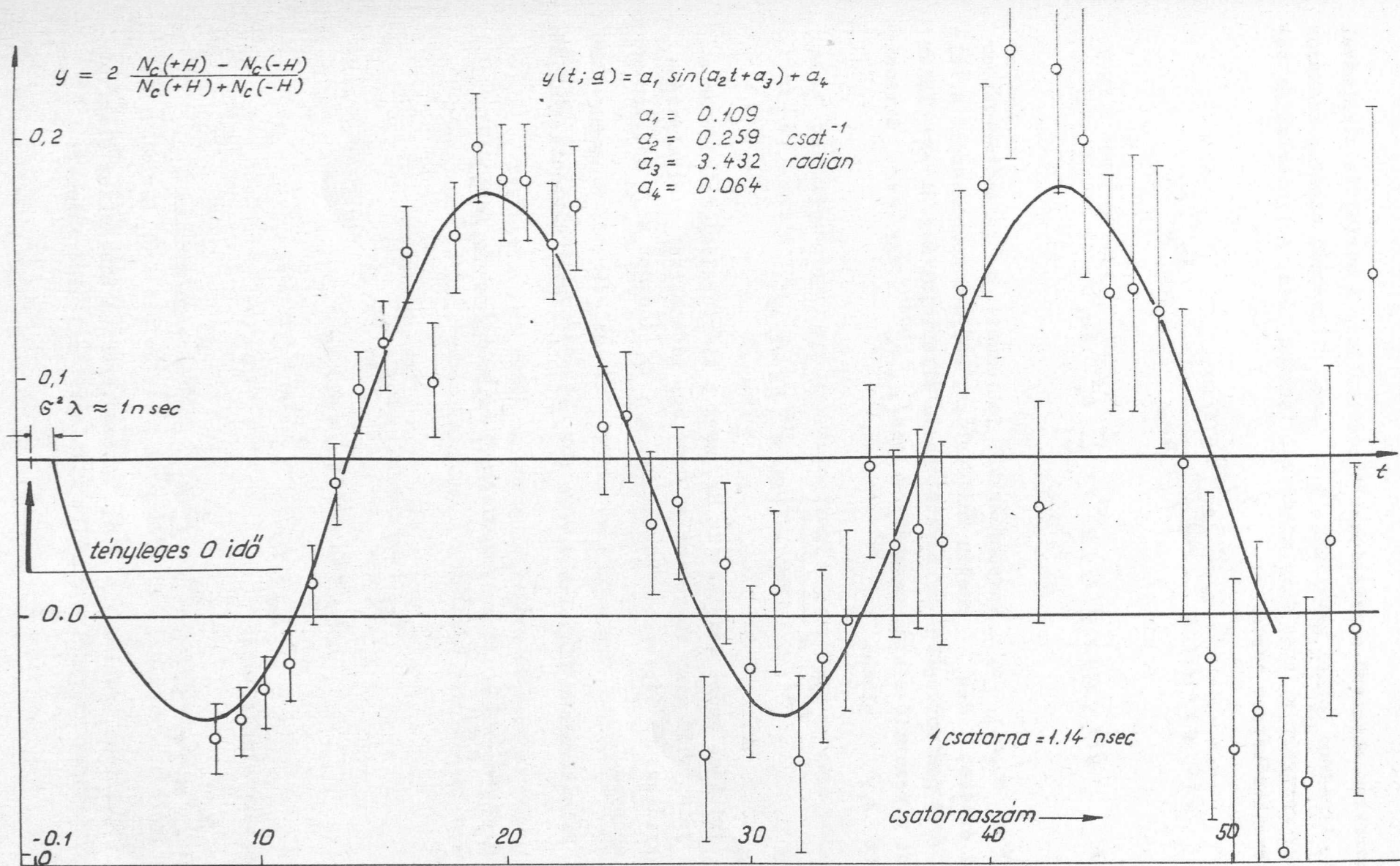
A mérés kiértékelése

Kiértékelési eljárásunk során a 8. ábrán feltüntetett $y_1, y_2, \dots, y_j, \dots, y_n$ mérésből származtatott pontokhoz kell illeszteni az $\bar{y}(t, \underline{a}) = a_1 \sin(a_2 t + a_3) + a_4$ függvényt. A j futóindex itt az analizátorcsatorna sorszámát jelenti, értékészlete az egész számokon fut át 1-től n -ig. Az illesztés során lehetőséget hagyunk arra, hogy az illesztést ne az összes, $j=1$ -től $j=n$ -ig tartozó mérési pontokhoz, hanem az esetenként megadott $j=j_1$ és $j=j_2$ index-paraméterekkel megadott határok közé eső pontokhoz végezzük csak el. Az ismeretlen paraméterek száma esetünkben $s=4$.

Az illesztéshez a súlyozott legkisebb négyzetek módszerét használjuk [4, 5]. Az adott $\bar{y}(t; \underline{a})$ alakú, de különböző \underline{a} paraméter-vektorral jellemzett függvények közül azt fogadjuk el az y_j / $j=j_1$ -től $j=j_2$ -ig/ mérésből származó pontokhoz optimálisan illeszkedőnek, melyre a

$$H = \sum_{j=j_1}^{j_2} w_j [y_j - \bar{y}(t_j; \underline{a})]^2 = \min.$$

feltétel - a w_j súlyfaktort az y_j valószínűségi változó reciprok szórásnégyzetének választva - fennáll. Az $\bar{y}(t; \underline{a})$ függvény problémánkban a paraméterektől nem lineárisan függ /lásd a /12/ kifejezést/. Hogy szélsőértékfeladatunkat a paraméterektől lineárisan függő függvények egyszerűen kezelhető esetére [6] vezessük vissza, az adott alakú $\bar{y}(t; \underline{a})$ függvényt a



8. ábra
 Az y_j mért pontsorozat és az ehhez illesztett $\bar{y}(t, \underline{a})$ függvény.

paraméterekben egyszerű sorfejtéssel linearizáljuk. A sorfejtés alkalmával az első, lineáris tagnál megállunk, s az ezzel elkövetett hibát a szokásos módon egy rekurzív eljárás alkalmazásával tesszük jóvá. A linearizálás tehát a következőképpen történik:

$$\bar{y}(t; \underline{a}) = \bar{y}(t; \underline{a}^{(c)}) + \sum_{k=1}^s \left. \frac{\partial \bar{y}(t; \underline{a})}{\partial a_k} \right|_{\underline{a} = \underline{a}^{(c)}} \delta a_k^{(c)} + \dots$$

$$\bar{y}(t_j; \underline{a}) = \bar{y}(t_j; \underline{a}^{(c)}) + \sum_{k=1}^s b_{kj}^{(c)} \delta a_k^{(c)},$$

ahol $\underline{a}^{(c)}$ az a_1, a_2, \dots, a_s komponensekkel jellemzett \underline{a} paraméter-vektor közelítő értéke, / $c=0$ esetén kezdőértéke, melynek komponenseit a felrajzolt y_j pontsorozatból hozzávetőlegesen állapítjuk meg. A c index egyébként a rekurzió-ciklus paramétere lesz/, $b_{kj}^{(c)}$ egy $s \times n$ dimenziós mátrix k, j eleme:

$$b_{kj}^{(c)} = \left. \frac{\partial \bar{y}(t; \underline{a})}{\partial a_k} \right|_{\underline{a} = \underline{a}^{(c)}; t = t_j; j}$$

A $t_j = j$ jelölést azért vezethetjük be, mert a kiértékelési feladatban a t -vel jelölt idő mint független változó egy időanalizátor alkalmazása esetén ekvidisztans lépésekben növekszik, s a t_j időpont a j osztor-nasor-számmal arányos.

Feladatunkban figyelembe véve $\bar{y}(t; \underline{a})$ /12/-vel megadott alakját:

$$b_{1j} = \frac{\partial y(t_j; \underline{a})}{\partial a_1} = \frac{\partial}{\partial a_1} [a_1 \sin(a_2 t_j + a_3) + a_4] = \sin(a_2 j + a_3),$$

hasonlóan

$$b_{2j} = a_{1j} \cos(a_2 j + a_3),$$

$$b_{3j} = a_1 \cos(a_2 j + a_3),$$

$$b_{4j} = 1.$$

A szélsőérték-feladat tehát

$$H = \sum_{j=1}^n w_j [y_j - \bar{y}(t_j; \underline{a}^{(c)}) - \sum_{k=1}^s b_{kj}^{(c)} \delta a_k^{(c)}]^2 = \min.$$

Ezzel az illesztési problémát a δa_k paraméterekben lineárisra alakítottuk. A paraméterek szerinti deriválás után nyert egyenletrendszer:

$$\underbrace{\sum_{j=j_1}^{j_2} w_j [y_j - \bar{y}(t_j; \underline{a}^{(c)})] b_{lj}}_{r_l^{(c)}} = \underbrace{\sum_{k=1}^s \delta a_k^{(c)} \sum_{j=j_1}^{j_2} w_j b_{kj}^{(c)} b_{lj}^{(c)}}_{\sum_{k=1}^s \delta a_k^{(c)} q_{kl}^{(c)}}$$

$$r_l^{(c)} = \sum_{k=1}^s \delta a_k^{(c)} q_{kl}^{(c)}$$

vagy a tömör mátrix írásmódban

$$\underline{r}^{(c)} = \underline{q}^{(c)} \underline{\delta a}^{(c)},$$

amiből

$$\underline{\delta a}^{(c)} = (\underline{q}^{(c)})^{-1} \underline{r}^{(c)}.$$

A keresett \underline{a} paraméter-vektor rekurziós eljárás c -edik közelítésében:

$$\underline{a}^{(c)} = \underline{a}^{(c-1)} + \underline{\delta a}^{(c-1)}.$$

Az \underline{a} paraméter-vektor a_k komponenseinek $\bar{\sigma}_k$ szórása a fenti módszer szerint [4, 6]:

$$\bar{\sigma}_k = \sqrt{(\underline{q}^{-1})_{kk}}$$

A statisztikus kiértékelési feladatban keresett paramétereket s azok hibáit elektronikus számológéppel számoltattuk ki. A programot ALGOL-ban irtuk meg, s azt a KFKI ICT 1905 típusu gépen futtattuk le. Tekintettel a programnak kiértékelési feladatban való sokoldalú használhatóságára, teljes terjedelmében közöljük.

Tekintettel az ALGOL egysoros jellegére és azonosítóinak megengedett több jelű szerkezetére, a fentiekben használt algebrai jelöléseink egy részét meg kellett változtatnunk. A következő jelöléseket vezettük be:

$$N_c(\theta = 135^\circ, t=j, +H) = y1[j],$$

$$N_c(\theta = 135^\circ, t=j, -H) = y2[j],$$

$$N_v = v,$$

$$y(t=j) = y[j]$$

$$\bar{y}(t=j; \underline{a}) = ysz[j].$$

A program $c1$ címke után következő szakaszában az $N_c(\theta, t, \pm H)$ analízátorral mért késleltetett koincidencia-beütésszámokból az y_j illesztésre váró adatokat számoljuk azok $w_j = 1/\sigma_j^2$ súlyfaktorával, feltételezve, hogy az N_c beütésszámok Poisson-eloszlást követnek, és figyelembevétel

véve, hogy az y_j mért értékek nem a valódi koincidenciáknak felelnek meg, hanem mindegyike tartalmazza az egy csatornára eső ν véletlen koincidencia-beütésszámot is. Ennek értéke az időspektrum /lásd az 5. ábrát/ $t < 0$ és $t \gg T_{1/2}$ szakaszából jó statisztikus pontossággal közvetlenül meghatározható, s így w_j számításánál ν -t hibátlanul tételezhetjük fel.

A program $c2$ címke után következő szakaszában először az illesztendő $\bar{y} = a_1 \sin(\alpha_2 t + \alpha_3) + \alpha_4$ függvény ysz értékét számoljuk az α_k paramétereknek az $y(t)$ előzőleg már ábrázolt, abból hozzávetőlegesen meghatározott és a gépbe bevitt kezdő értékei alapján. Ugyancsak itt számoljuk ki a b_{kj} derivált mátrix értékét. Ezután a program elején megadott VEKTOR eljárással az r vektort, a MATRIX eljárással a g mátrixot számoljuk, s azt a MATINV azonosítóju eljárással invertáljuk. Így az α_k kezdő értéket a fenti procedure-ben az r_k címen megjelenő $\delta \alpha_k$ számolt korrekciókkal /vagy azok u -szoros tört részeivel/ módosítani tudjuk. Ezután a programban az előírt rekurziónak megfelelően a $c2$ címkeire megyünk vissza továbbszámoláshoz - α_k módosított értékeit tekintve most kezdő értékeknek.

Az ezután következő kimenő utasításokkal kinyomtatjuk:

- 1/ a rekurzív eljárás egyes lépéseiben megjelenő α_k értékeket, hogy azok konvergálását ellenőrizhessük;
- 2/ az $\bar{y}(t; \underline{a})$ függvénynek a /valahogy leállított/ rekurzió utolsó lépésében megjelenő α_k paraméterek mellett számolt $ysz[j]$ értékeit - ábrázolás, s az illesztés jóságának vizuális ellenőrizhetősége céljából - s végül
- 3/ az \underline{a} megoldás-vektornak a rekurzió utolsó lépésében számolt komponenseit, azok hibáival.

A kiértékelési program során a géppel χ^2 próbát is végeztettünk, s annak az illesztés, illetve a választott illesztendő függvénytipus jóságára utaló α paraméterét [5] ugyancsak számoltatjuk.

A teljes ALGOL program:

```
'PROGRAM' (MA12)
```

```
'begin'
```

```
  select input (0);  
  select output (0);
```

```
  'begin'
```

```
    'integer' n;  
    n:=read;
```



```
'begin'  
  'integer' j,k,j1,j2,ciklus;  
  'real' alfa,chi2,v,h,f,u;  
  'array' y,w[1:n], a,r[1:4], q,e[1:4,1:4];  
  
  'procedure' VEKTOR(r,s,j1,j2,y,w,b);  
  'value' s,j1,j2; 'integer' s,j1,j2; 'array' r,y,w,b;  
  'begin'  
    'integer' k,j;  
    'for' k:=1 'step' 1 'until' s 'do'  
      'begin'  
        r[k]:=0;  
        'for' j:=j1 'step' 1 'until' j2 'do'  
          r[k]:=r[k]+ w[j]* y[j]* b[k,j];  
        'end';  
      'end' r VEKTOR;  
  
  'procedure' MATRIX(q,s,j1,j2,b,w);  
  'value' s,j1,j2; 'integer' s,j1,j2; 'array' q,b,w;  
  'begin'  
    'integer' j,k,l;  
    'for' k:=1 'step' 1 'until' s 'do'  
      'for' l:=1 'step' 1 'until' s 'do'  
        'begin'  
          q[k,l]:=0;  
          'for' j:=j1 'step' 1 'until' j2 'do'  
            q[k,l]:=q[k,l]+ w[j]* b[k,j]* b[l,j];  
          'end';  
        'end' q MATRIX;  
  
  'procedure' MATINV(q,e,r,s);  
  'value' s; 'integer' s; 'array' q,e,r;  
  'begin'  
    'integer' k,l,m; 'real' z;  
    'for' k:=1 'step' 1 'until' s 'do'  
      'for' l:=1 'step' 1 'until' s 'do'  
        e[k,l]:= 'if' k=l 'then' 1 'else' 0;  
      'for' k:=1 'step' 1 'until' s 'do'  
        'begin'  
          z:= 1/q[k,k];  
          r[k]:=r[k]*z;  
          'for' l:=1 'step' 1 'until' s 'do'  
            'begin'  
              q[k,l]:=q[k,l]*z;  
              e[k,l]:=e[k,l]*z;  
            'end';  
          'for' m:=1 'step' 1 'until' s 'do'  
            'if' m≠k 'then'  
              'begin'  
                r[m]:=r[m]- r[k]*q[m,k];  
                'for' l:=1 'step' 1 'until' s 'do'  
                  'begin'  
                    q[m,l]:= q[m,l]- q[k,l]*q[m,k];  
                    e[m,l]:= e[m,l]- q[k,l]*q[m,k];  
                  'end';  
                'end';  
              'end';  
            'end';  
          'end';  
        'end' MATINV;  
  'end' MATRIX INVERZIO;
```

```
C1:   'begin'
      'integer' 'array' y1, y2, [1:n]; 'integer' d, p;
      v:=read;
      'for' j:=1 'step' 1 'until' n 'do'
      y1[j]:=read;
      'for' j:=1 'step' 1 'until' n 'do'
      y2[j]:=read;

      'for' j:=1 'step' 1 'until' n 'do'
      'begin'
      d:=y1[j]- y2[j];
      p:=y1[j]+ y2[j];
      y[j]:=2*d/(p-2*v);
      w[j]:=1/(p/d+2 + 1/p)/y[j]^2;
      'end';
      'end';
```

```
ujra: copytext(('VEGH'));
      j1:=read;
      j2:=read;
      u:=read;
      h:=read;
      'for' k:=1 'step' 1 'until' 4 'do'
      a[k]:=read;
      ciklus:=0;
      write text(('('2c)'A%parameterek%valtozasa%a%rekurzios%
      lepesek%soran')');
```

```
C2:   'begin'
      'real' ysz, si, co;
      'array' b [1:4, j1:j2], yd [j1:j2];
      'for' j:=j1 'step' 1 'until' j2 'do'
      'begin'
      si:=sin(a[2]*j + a[3]);
      co:=a[1]*cos(a[2]* j + a[3]);
      b [1, j] :=si;
      b [2, j] :=j*co;
      b [3, j] :=co;
      b [4, j] :=1;
      ysz:=a [1]*si + a[4];
      yd [j] :=y [j]- ysz;
      'end';
```

```
VEKTOR(r,4, j1, j2, yd, w, b);
MATRIX(q,4, j1, j2, b, w);
MATINV(q, e, r, 4);
```

```
newline(1);
'for' k:=1 'step' 1 'until' 4 'do'
  'begin'
  print(a[k], 3, 5);
  a[k]:=a[k]+ r[k]*u;
  'end';
ciklus:=ciklus+1;
'if' ciklus<h 'then' 'goto' C2;
'end';
```

```

newline(2);
write text('A%uggveny%szami tott%ertekai');
newline(1);
  'for' j:=1 'step' 1 'until' j1-1 'do'
    'begin'
      f:=a[1]*sin(a[2]*j + a[3]) + a[4];
      print(f,2,4);
      'if' j/10 - entier((j-1)/10)=1 'then' newline(1);
    'end';

chi2:=0;
newline(1);
  'for' j:=j1 'step' 1 'until' j2 'do'
    'begin'
      f:=a[1]*sin(a[2]*j + a[3]) + a[4];
      print(f,2,4);
      'if' (j-j1+1)/10 - entier((j-j1)/10) = 1 'then'
        newline(1);
      chi2:=chi2 +w[j]* (y[j]- f) ↑ 2;
    'end';

alfa:=(chi2/(j2-j1-3) -1)/sqrt(2/(j2-j1-3));
newline(2);
write text('Megoldas%vektor%('10s')'hiba>('2c')');
  'for' k:=1 'step' 1 'until' 4 'do'
    'begin'
      print(a[k],3,5);
      space(10);
      print(sqrt(e[k,k]),3,5);
      newline(1);
    'end';
newline(2); space(10);
write text('alfa='); print(alfa,2,3); space(10);
write text('chi2/szabadsagi%fok='); print(chi2/(j2-j1-3),2,3);
newline(4);
'goto' ujra;
'end';
'end';
'end';

```

Az adatszagra az adatok a kovetkezo sorrendben kerultek:

```

n, v,
y1[1], y1[2], y1[3], ..... y1[n],
..... y1[n],
y2[1], y2[2], y2[3], ..... y2[n],
..... y2[n],
ELSO KIERTKELES VEGE
j1, j2, u, h, a[1], a[2], a[3], a[4],

```

A kb. egy perces gépi számítás eredménye szerint /csak a végeredményt idézve/

Megoldás-vektor	hiba
0.10914	0.00701
0.25942	0.00249
-3.43218	0.05588
0.06414	0.00465

alfa=0.884

chi2/szabadsági fok=1.175

Ezek alapján a következő következtetéseket vonhatjuk le:

1. $a_1 = \frac{2b_2}{1+\epsilon/2}$ értékéből megállapítható, hogy a vizsgált 133-482 keV-es gamma-gamma kaszkád valóban anizotróp szögeloszlást mutat. A szögkorrelációs együtthatók értéke a jelen g -faktor mérés szempontjából bennünket nem érdekel.
2. $a_2 = 2\omega$ értékéből $\omega = 0,1297 \pm 0.0012$ csat.⁻¹, s figyelembevételével, hogy az időkalibráció alapján $1 \text{ csat} = 1.14 \text{ nsec.}$, így $\omega = 0,114 \text{ nsec}^{-1}$. A /3/ formula alapján ebből $g = 1.21 \pm 0.07$. Ez az érték az eddig mért adatokkal [1, 2] megegyezik. Az ω körfrekvencia statisztikus hibája a számolás alapján 1 %-nak adódott, g hibája ennél jelentősen azért rosszabb, mert az elektromágneses áramát kéziszabályozással csak 4-5 %-on belül tudtuk tartani. A g érték fenti számításánál ezért el is tekintettünk a T_a esetében 0.8 %-ot kitevő diamágneses korrekciótól.
3. $a_3 = \varphi$ értékéből, valamint a b_2 együttható negatív előjeléből állapítottuk meg, hogy a g -faktor előjele pozitív /2. ábra/.
4. a_4 értékére további következtetések levonásához nincs szükség.
5. A χ^2 próba $\alpha = 0.884$ értékre adódott paramétere az illesztés jóságáról nyugtat meg.

Köszönetnyilvánítás

Szeretnénk köszönetet mondani Szabó Lászlónak, az általa konstruált AKVA kvázigyors elektronikus rendszer, Sándor László Tamásnak pedig az ő konstrukciója alapján készült nanoszekundumos elektronikus rendszer beállításában, illetve apróbb módosításaiban nyújtott segítségért. Köszönettel tartozunk Pócs Lajosnak a programozásban nyújtott segítségért, Molnár Bélának pedig az oldható Hf forrás elkészítéséért.

I r o d a l o m

- [1] Bozek, E., Hryniewicz, A., Styczen, J.: Phys. Lett. 1, 126 /1962/
- [2] Matthias, E., Boström, L., Maciel, I., Salomon, M., Lindqvist, T.: Nucl. Phys. 40, 656 /1963/
- [3] Nuclear Data Sheets. /1960/ NRC 60-2-114.
- [4] Jánossy L.: A valószínűségelmélet, alapjai, Tankönyvkiadó, Bp. 1965.
- [5] Zámori Z.: Fizikai Szemle 16, 166 /1966/
- [6] Rupp E., Tóth I., Zámori Z.: KFKI Közl. 10, 219 /1962/

Érkezett: 1967. jan. 19.

KFKI Közl., 15.évf. 2.szám, 1967.

AZ U-233, U-235, U-238 ÉS Th-232 HÁRMAS HASADÁSA RELATIV GYAKORISÁGÁNAK MÉRÉSE

Irta: Nagy László, Nagy Tibor és Vinnay István

Összefoglalás

Kettős ionizációs kamra segítségével megmértük néhány hasadó anyag esetében a lassu, 2,5 MeV-os és 14 MeV-os neutronok hatására bekövetkező hasadásnál a nagy hatótávolságu α -részecskék kibocsátásának a valószínűségét.

Bevezetés

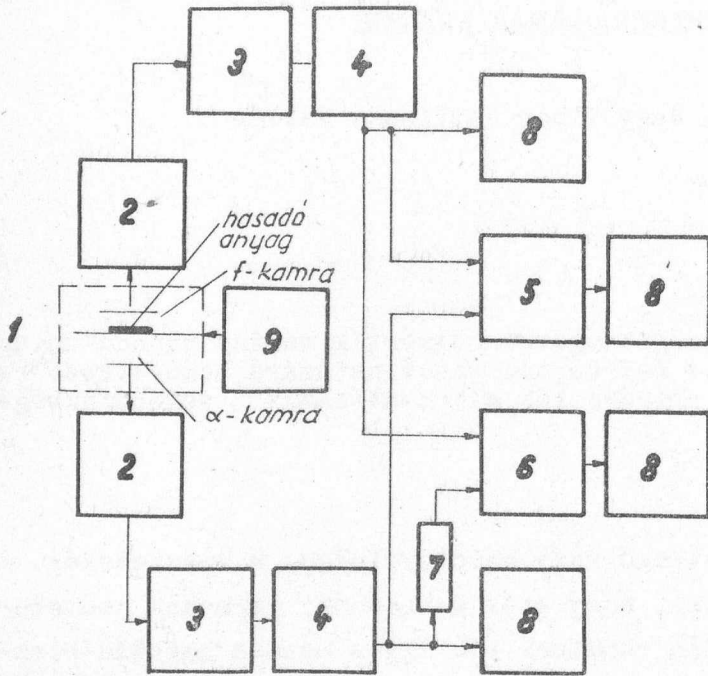
A hármes hasadásnál keletkező nagy hatótávolságu α -részecskék szög- és energiaeloszlása arra utal, hogy ezek a hasadási termékek szétszakadásakor, vagy közvetlenül ez után repülnek ki. Így a hármes hasadás részleteinek a tanulmányozása esetleg lehetőséget nyújt arra, hogy felvilágosítást kaphassunk az atommag széthasadásának mechanizmusára vonatkozóan.

Az egyik feladat a hármes hasadás valószínűségének megállapítása. Ezt sokan vizsgálták, de többnyire spontán hasadás, illetve termikus neutronok hatására létrejövő hasadás esetére, és kevés vizsgálat van gyors neutronok okozta hasadásra, mivel gyors neutronokra a hasadás hatáskeresztmetszete közel három nagyságrenddel kisebb, mint termikus neutronokra, és a háttérviszonyok is lényegesen rosszabbak. Alig akad olyan mérés, amely több hasadó anyagot ugyanazzal a módszerrel, azonos mérési feltételek között vizsgált volna különböző energiájú neutronokkal. Mivel az eltérő módszerekkel, így fotoemulziós technikával, ionizációs kamrával, szcintillációs és félvezető detektorral végrehajtott mérések [pl. 1-6] jelentős, egymástól eltérő szisztematikus hibákkal rendelkeznek, a különböző hasadó anyagokra és bombázó energiákra kapott eredmények összehasonlítása csak fenntartással lehetséges.

A fentiek miatt érdemesnek látszott a kérdés tisztázásához hozzájárulni. Olyan méréssorozat elvégzését tűztük ki feladatul, amelyben azonos mérési feltételek mellett megvizsgáljuk néhány atommag hármes hasadásának a kettős hasadásra vonatkozó relativ gyakoriságát termikus, 2,5 MeV-os és 14 MeV-os neutronokra.

A mérőberendezés

A berendezés blokk-sémáját az 1. ábra mutatja. A mérés során a nehéz hasadási termékek, valamint a hasadáskor keletkező α -részecskék detektálását kettős ionizációs



1. ábra

A mérőberendezés blokk-sémája

detektálását kettős ionizációs kamrával végeztük /1/. Az egyik kamrarész a hasadási termékeket detektálta / f-kamra /, a másik az α -részecskéket / α -kamra/. A két kamrarészben keletkezett impulzusok megfelelő előerősítőkn /2/ , erősítőkn /3/ és diszkriminátorokon /4/ át koincidenca-berendezésbe /5/ jutottak. Ugyanakkor a véletlen koincideneciák egyidejű mérése céljából a jeleket egy másik koincidenca-berendezésbe /6/ is bevittük úgy, hogy az egyik ágba megfelelő késleltetést /7/ iktattunk be. A mérések során a két kamra impulzusait, a koincideneciákat és a véletlen koincideneciákat /8/ számoltuk.

Az ionizációs kamrában a két gyűjtőelektród között elhelyezkedő elektródra tápegységből /9/ -2500 V feszültséget adtunk. Az α -kamrában az elektródtávolság 8 cm, az f-kamrában 1,5 cm. A kamrát 2 atm. nyomású nagy tisztaságú argon gázzal töltöttük meg, amelyhez 2 % széndioxidot adagoltunk. A gázösszetételt és az elektródok közötti térerősséget úgy választottuk meg, hogy a kamrában a hasadási termékek és az α -részecskék okozta impulzusok felfutása minél kisebb legyen [7], és ily módon 1, ill. 3 μ sec felfutású impulzusokat kaptunk. A kamra és a hozzávezető csőrendszer vákuumra való leszivása és alapos gázöblítés után a gázokat folyékony-nitrogén-csapdán át töltöttük be.

A hasadó anyagokat egy kivétellel alumínium-fóliákra vittük fel, amelyek vastagsága 6,8 mg/cm² volt. Ez a vastagság elég ahhoz, hogy a fólián a hasadási termékek és a hasadó anyag radioaktív bomlásából származó α -részecskék ne juthassanak át, a hasadási α -részecskék azonban átjuthatnak rajta. A fóliára a réteget ecseteléssel vittük fel: az U-233 réteg vastagsága 2 μ g/cm², az U-235, U-238 és Th-232 rétege pedig 1-1,5 mg/cm² volt. A

rétegek átmérője 4-5 cm. A rétegtartót a nagyfeszültségű elektródra úgy erősítettük fel, hogy a rajta levő réteg az f-kamra gyűjtőelektródja felé nézzen. Ily módon az α -kamrába csak a nagy energiájú α -részecskék juthatnak be. Mérésekkel ellenőriztük, hogy a rétegtartó fóliákban a gyártási eljárás, vagy a rétegekészítés közben nem keletkeztek-e apró lyukak vagy elvékonyodások, amelyeken keresztül a hasadási termékek átjuthatnának az α -kamrába. Mivel a hármas hasadások száma mintegy három nagyságrenddel kisebb a kettős hasadásokénál, a hasadási termékek igen kis hányadának a rétegtartón való áthatolása is lényegesen eltorzíthatja az eredményeket, minthogy hibás szisztematikus koincidenciákat okoz. Az ellenőrzés során azt tapasztaltuk, hogy a hasadó rétegek α -részecskéi a rétegtartókon nem jutnak át, ami biztosíték arra, hogy a náluk kisebb hatótávolságú hasadási termékek is elnyelődnek bennük. Ez az eljárás nem alkalmazható U-233 és tórium esetében, ahol szennyező nuklidokból, illetőleg leányelemekből olyan nagyenergiájú α -részecskék is keletkeznek, amelyek hatótávolsága meghaladja a rétegtartók vastagságát. Ezekben az esetekben a rétegtartók átbecsátását esetelés előtt 4,8 MeV-os α -sugarakkal vizsgáltuk meg.

A rétegek besugárzásához a termikus neutronnyalábot a reaktorból nyertük, a gyors neutronokat pedig 200 keV-os gyorsítóval [8] $D(d, n)$, illetve $T(d, n)$ reakció útján állítottuk elő. A termikus neutronokkal történő méréseknél a reaktorból nyert nyaláb gyors neutronjai és a gamma-sugárzás intenzitását a reaktorcsatornába helyezett bizmut és alumínium dugók alkalmazásával lényegesen csökkentettük, ugyanakkor a lassu neutronok számában viszonylag kis mértékű változás következett be. Ily módon elérhető volt, hogy a véletlen koincidenciák száma jelentősen csökkenjen a valódi koincidenciák számához képest.

A neutrongenerátornál deutérium-targetet alkalmazva, a targetáram a gyorsító által szolgáltatott maximális érték, mintegy 500 μ A volt. Trícium-target esetén azonban az ionáramot 1 μ A-re kellett korlátozni, mivel az alacsony diszkriminációs szintű α -oldalón a neutronok által a kamra anyagában kiváltott különböző magreakciók nagy számú impulzust eredményeztek, amelyek jelentősen megnövelték a véletlen koincidenciák számát. Ez utóbbi /adott targetáram melletti/ csökkentése érdekében a hasadó anyagot és a neutronforrást a kamraelektródok és targetszerelvények megfelelő elrendezésével igyekeztünk minél közelebb helyezni egymáshoz.

Mérés útján meggyőződünk arról, hogy a tríciumtargetre a nyalábból lerakódó deutérium jelentéktelen mennyiségű neutront szolgáltat. A két erősítőláncban alkalmazott US-2 erősítők időállandóit úgy választottuk meg, hogy az ionizációs kamrából kapott impulzusok jelalakja mellett maximális

jel/zaj viszonyt kapjunk. Ennek érdekében a differenciáló és integráló időállandót mindkét ágba egyenlőnek választottuk.

A kis eseményűrűség miatt lényeges volt az időnként hálózati zavarokból eredő hamis koincideneciák kiküszöbölése. E célból a berendezéseket tápláló hálózati stabilizátor kimenetén, valamint az előerősítők tápfeszültség-bemenetein nagyfrekvenciás LC-szűrést alkalmaztunk, amivel sikerült a hálózati zavarokból eredő hamis koincideneciákat kiküszöbölni.

Az α -oldalón a hasadási α -részecskék energiájából a targettartó által elnyelt energián kívül elektronikus diszkriminációval 2,4 MeV-ot vágunk le. A diszkriminációs szint energiára való hitelesítése a nagyfeszültségű elektród α -kamra felé eső oldalára felerősített kis intenzitású α -forrás és precíziós higanyrelés impulzusgenerátor segítségével történt. Ez utóbbi helipot-skáláját a forrás α -energiájának figyelembevételével energiára hitelesítettük, és a 2,4 MeV-nak megfelelő amplitudójú impulzusgenerátor-jelhez kikerestük a diszkriminátor megfelelő értékét. Az erősítés, illetve diszkriminációs szint meghatározott pontos értéken való tartása igen lényeges, mert az α -részecskék impulzusai között igen sok a kis amplitudójú, és így az alacsony diszkriminációs szint megváltozása erősen befolyásolhatja a hármas hasadás mért relatív gyakoriságának értékét. Az amplitudóspektrumnak az energiaspektrumtól való eltérése azért következik be, mert az α -részecskék a rétegtartóban való áthaladásuk során mozgásirányuknak megfelelő energiaveszteséget szenvednek, továbbá a nagy energiájú α -részecskék hatótávolsága lényegesen nagyobb, mint az elektródok távolsága.

Az f-oldalon a diszkriminációs szint konstans értéken való tartása lényegesen kisebb fontosságú, ugyanis ez egyformán befolyásolja a kettős és hármas hasadások számát. A diszkriminációs szintet a hasadási termékek energiájának alsó határára /kb. 30 MeV/ állítottuk be.

Mivel a mérések hosszú ideig folytak, az azonos mérési feltételek biztosítása érdekében a berendezés főbb paramétereit naponta kétszer ellenőriztük, és szükség esetén helyesbítettük. A mérés szempontjából egyik legfontosabb követelmény, hogy az α -oldali energiadiszkrimináció értéke állandó maradjon. Ezt befolyásolja a kamra működése, az erősítés és az elektromos diszkriminációs szint. Az erősítésnek és egyúttal a kamragáz szennyeződésének kontrollálására a rétegtartó hátlapjára erősített α -forrás jeleit az erősítőláncon keresztül 128-csatornás amplitudó-analizátorra vittük, és ellenőriztük a csúcs helyének állandóságát. Hasonlóan jártunk el az f-oldalon is. Az elektromos diszkriminációs szintek állandóságát higanyge-

nerátor segítségével ellenőriztük. A két diszkriminátor, a két koinciden-
cia-berendezés és a scalerek működésének /együttfutásának/ ellenőrzésére
impulzusingenerátorból impulzussorozatot adtunk a diszkriminátorok bemené-
tére. /A véletlen koincidenkiákat számláló berendezés bemenetéről a kés-
leltetést kiiktattuk./ A két koincidenkiencia-berendezés csatornaszélességei-
nek egyenlőségét úgy ellenőriztük, hogy két statisztikus jelsorozatot ad-
tunk egyidejűleg a két koincidenkiencia-berendezésre. A csatornaszélességek
egyenlősége esetén a két berendezés egyező számú véletlen koincidenkiát
regisztrál. Ha egyes méréssorozatokban az eltérés 2 %-nál nagyobb mérté-
kü volt, az így kapott koincidenkienciaszámok arányával, mint korrekciós té-
nyezővel helyesbitettük a hármas hasadás mérésénél kapott véletlen koin-
cidenkienciaszámokat.

Mérési eredmények

Az f-kamra impulzusai a diszkriminációs küszöb magas volta miatt
kizárólag hasadásoktól származtak, úgyhogy ezek detektálása szolgáltatta
a kettős hasadások számát. Az α -kamra és f-kamra jelei koincidenkiáinak
száma a véletlen koincidenkiák levonása után a hármas hasadások számát ad-
ta. Mivel a hasadási termékeket 4π térszögben detektáltuk, míg az α -rés-
szecskéket ennek csak a felében, a mért koincidenkienciaszámot kétfelével szoroz-
tuk. A berendezés-meghibásodások lehetősége és az ezek által okozott időki-
esés csökkentése miatt általában óránként leolvastuk a beütésszámokat. Ezt
gyakorlatilag úgy hajtottuk végre, hogy a hasadási terméket számláló sca-
lert megfelelő értékre preszeteltük. Az óránkénti koincidenkienciaszám - az
előbb említett háttér-, ill. intenzitásviszonyok miatt - komoly mértékben
függött a neutronenergiától, így például U-235 esetén közelítőleg 10^3 , 10^2 , ill-
letve 10 volt a termikus, a 2,5 MeV, illetve a 14 MeV energiájú neutronok
esetén. A négy nuklidra a különböző neutronenergiák mellett kapott hármas
hasadások számát az I. táblázat tartalmazza. Ez foglalja össze a kettős és
hármas hasadások K/H viszonyszámait a statisztikus hibákkal együtt. Megje-
gyezzük, hogy a hasadási α -részecskéknak a rétegtartóban bekövetkező
energiavesztéseire, valamint a 2,4 MeV-nak megfelelő elektronikus küszöb-
re vonatkozóan az eredményeket nem korrigáltuk, mivel a korrekció pontosan
nemigen vihető keresztül, és egyébként a viszonyszámok egymáshoz viszonyi-
tott értékére vagyunk kíváncsiak. E tekintetben csak annyit említünk meg,
hogy több közelítést tartalmazó becslés szerint a korrekció mintegy 30 %-kal
csökkenteti a táblázatban foglalt K/H értékeket.

A mérés gondos elvégzése mellett is felléptek szisztematikus hi-
bák. E körülményt több ok idézte elő. A rétegtartóban észre nem vett egye-
netlenségek, elvékonyodások lehettek: a hasadó anyagok vastagsága nem töké-

I. táblázat

Mag	Neutronenergia /MeV/	Kettes per hármás hasadás	Hármás hasadá- sok száma
U-233	termikus	408 ± 14	2350
U-235	termikus	768 ± 6	23900
U-235	2,5	715 ± 14	5250
U-235	14	687 ± 33	1150
U-238	2,5	1103 ± 28	2500
U-238	14	795 ± 35	1450
Th-232	2,5	1190 ± 44	1400

letesen egyforma. Ezek miatt az α -részecskék energiavesztesége az egyes esetekben különbözhetett. A különböző nuklidokból kibocsátott hármás hasadási α -részecskék energiaspektrumai - az irodalom szerint - csak közelítőleg egyformák. Az erősítés és a diszkriminációs szint ingadozása, a kamragáz szennyeződésének idővel való növekedése ugyancsak bevisz némi bizonytalanságot az eredményekbe.

Az urán-235-re és urán-238-ra vonatkozó irodalmi K/H értékeket a II. táblázat tartalmazza. Drapcsinszkij és munkatársai [5] mérései szerint U-235 esetében termikus, 2,5 MeV-os, és 14 MeV-os neutronenergiák esetén a K/H értékek gyakorlatilag megegyeznek. A mi eredményeink ezt megerősítik. U-238-ra azt kapták, hogy 2,5 MeV energiájú bombázó neutronokra a hármás hasadás valószínűsége valamivel kisebb, mint 14 MeV esetén. Ez ellentétben áll Perfilov és Szolovjeva csoportja [1, 2] megállapításaival, amely szerint a neutronenergia növelésével a valószínűség csaknem egy kettes faktorral csökken. Az általunk kapott értékek Drapcsinszkijék eredményét támasztják alá. Ez utóbbiak különböző diszkriminációs küszöböt alkalmaztak U-235 és U-238 esetében, ezért nem vonható le következtetés a két izotóp egy-

II. táblázat

	Szerző	Neutronenergia		
		Termikus	2,5 MeV	14 MeV
U-235	Nobles [3]	499 ± 30		
	Perfilov [4]			1350 ± 190
	Drapcsinszkij [5]	1650 ± 80	1740 ± 70	1650 ± 100
	Hattangadi [6]	650 ± 10	780 ± 15	
U-238	Perfilov [2]			1050 ± 100
	Szolovjeva [1]		600	
	Drapcsinszkij [5]		4550 ± 350	3750 ± 270

máshoz viszonyított hármas hasadási valószínűségére vonatkozóan. A mi mérési módszerünk mindkét esetben azonos volt, és megállapítható, hogy 14 MeV bombázó energia esetén a két nuklid hármas hasadási valószínűsége lényegében azonos, viszont 2,5 MeV-os neutronokra e valószínűség kisebb U-238-nál, mint U-235-nél.

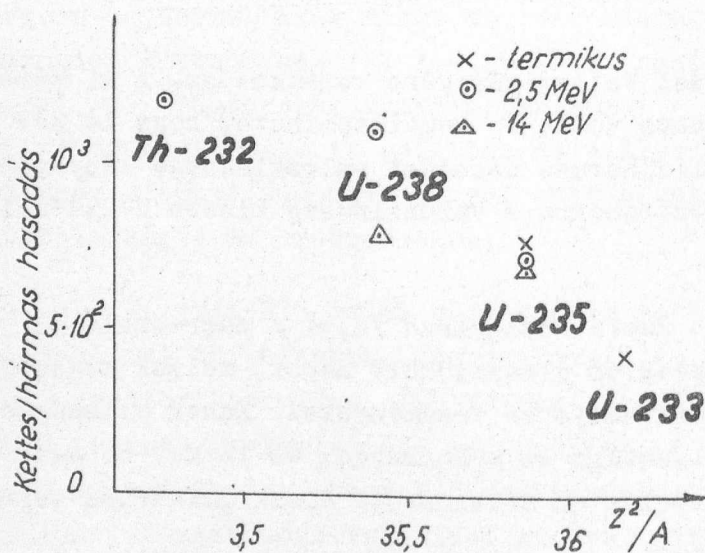
Itt említjük meg, hogy a kamra anyagaiban $/n, \alpha /$ magreakcióból keletkezhetnek olyan α -részecskék és visszalökött magok, melyek megszólaltatják mindkét kamrát. Ez meghamisíthatja az eredményeket. Ennek ellenőrzésére urán nélküli rétegtartót helyeztünk el a kamrában, és 14 MeV-os neutronnyalábot bocsátottunk rá. Az f-oldalon alkalmazott diszkriminációs szint mellett nem kaptunk koincidenciákat.

Megvizsgáltuk azt is, nem okoz-e diszkriminációs szinteltolódást a különböző α -oldali beütésszám, ami a 2,5 és 14 MeV-os neutronokkal történő mérésnél fellép. Az α -oldali impulzusokat 128 csatornás analízátorra vittük, amelyet a diszkriminátor jelével kapuztunk. A diszkriminá-

tor szintjének megfelelő levágási hely az amplitudóspektrumban nem változott meg, amikor a kétfajta gyors neutronnal végeztük a bombázást a szokásos neutronintenzitások mellett, jeléül annak, hogy nem történt szinteltolódás.

Végeztünk még méréseket egy-egy neutronenergia mellett U-233 és Th-232 esetében. Az előbbinél a nagy α -aktivitás miatt $2 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ vastagságú réteget alkalmaztunk, amit technikai okokból nem alumíniumra, hanem $9,7 \text{ mg}/\text{cm}^2$ acélfóliára vittük fel, amelyben az α -részecskék közelítőleg annyi energiát veszítenek, mint $6,8 \text{ mg}/\text{cm}^2$ -es alumíniumban. Ugyanilyen rétegtartóra felvittünk U-235 réteget is, és megmértük mindkét nuklidra a K/H viszonyt termikus neutronok esetére. Az U-235-re alumínium, illetve acél rétegtartóra kapott eredmények viszonzyszámával korrigáltuk az U-233-ra kapott K/H értéket. Ezt tünteti fel az I. táblázat. Eredményünk közelítőleg azonos a mások által kapottal [pl. Nobles [3] /.

A tórium hasadási hatáskeresztmetszete lényegesen kisebb, mint az uránizotópoké, és a háttérviszonyok miatt csak $2,5 \text{ MeV}$ -os neutronokkal végeztünk mérést. A kapott K/H érték a hibahatáron belül megegyezik az U-238-ra nyert értékkel. Tóriumra vonatkozólag ebben az energiatarományban az irodalomban nincsenek közölve mérési eredmények, csak lényegesen nagyobb gerjesztésnél végeztek egy mérést, amikor is $10,5 \text{ MeV}$ energiájú protonokkal és még nagyobb energiájú α -részecskékkel hoztak létre hasadást és mérték a hármas hasadás relatív gyakoriságát [Coleman et. al. [9] /.



2. ábra

A kettes és hármas hasadások viszonzyszámának függése Z^2/A -tól

Nobles spontán hasadó nuklidekre, valamint termikus és 1 MeV -os neutronok hatására létrejövő hasadások esetére megállapította, hogy a hármas hasadás valószínűsége Z^2/A növekedésével nő. Az általunk kapott K/H értékeket Z^2/A függvényében ábrázolva hasonló megállapításra juthatunk, bár a görbe menetéből egy pont /U-238, 14 MeV / kiugrik /2. ábra/.

A hasadóanyag-rétegek elkészítéséért köszönetet mondunk Molnár Bélának. Nagyon sok segítséget nyújtott a mérések elvégzésében Udvarhelyi Pál, Balás Dénes és Keve Kinga, akiknek szintén köszönettel tartozunk.

I r o d a l o m

- [1] Соловьева, З.И.: Атомная Энергия 8, 137 /1960/
- [2] Перфилов, Н.А., Соловьева, З.И., Филов, Р.А.: ЖЭТФ 41, II /1961/
- [3] Nobles, A.: Phys. Rev. 126, 1508 /1962/
- [4] Перфилов, Н.А., Соловьева, З.И., Филов, Р.А.: Атомная Энергия 14, 575 /1963/
- [5] Драпчинский, Л.В., Коваленко, С.С., Петржак, К.А., Тютюгин, И.И.: Атомная Энергия 16, 144 /1964/
- [6] Hattangadi, V.A., Methasiri, T., Nadkarni, D.M., Ramanna, R., Rama Rao, P.N.: Proceedings of the Symposium on the Physics and Chemistry of Fission, Vienna, Vol. II. 397 /1965/
- [7] Nagy, T., Nagy, L., Dési, S.: Nucl. Instr. and Methods 8, 327 /1960/
- [8] Pásztor E., Veress I.: KFKI Közl. 13, 273 /1965/
- [9] Coleman, J.A., Fairhall, A.W., Halpern, I.: Phys. Rev. 133B, 724 /1964/

Érkezett: 1967. márc. 1.

KFKI Közl. 15.évf. 2.szám, 1967.

ALAPÁLLAPOTU HIDROGÉN ATOMNYALÁBFORRÁS VIZSGÁLATA

Irtta: Vályi László

Összefoglalás

Megvizsgáltunk egy wolfram-kályhás termikus hidrogén atomforrás tulajdonságait, méréseket végeztünk a disszociáció fokának a hőmérséklettől való függésére különböző gáznyomás esetén. A számolt és mért disszociációfok-hőmérséklet karakterisztikák jó egyezést mutatnak.

Bevezetés

A tiszta alapállapotban lévő hidrogén atomnyaláb előállítására legmegfelelőbb termikus disszociátort alkalmazni, mivel ez esetben sem a rövid élettartamu gerjesztett állapotú atomok alapállapotba jutásakor fel lépő ultraibolya sugárzás, sem a gerjesztett metastabil állapotban lévő atomok nem lépnek fel.

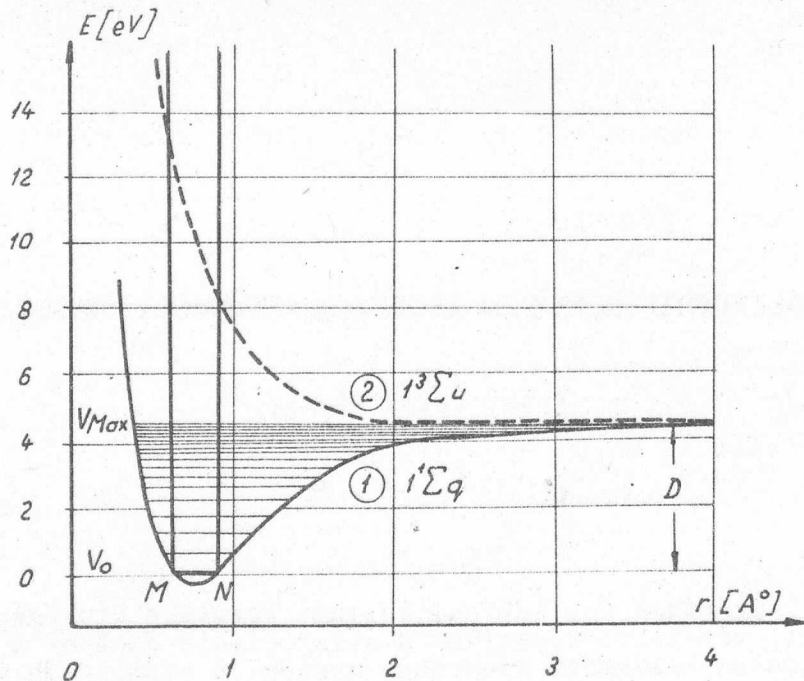
Első ízben Lamb és Retherford [1] alkalmaztak közvetlen fűtésű wolfram-kályhás disszociátort. Majd ezt követően Hendrie [2] foglalkozott közvetett fűtésű termikus disszociátor vizsgálatával.

Jelen dolgozatunkban egy közvetlen fűtésű wolfram-kályhás termikus disszociátor vizsgálatával foglalkozunk.

Disszociáció

Ahhoz, hogy a molekulák disszociációja bekövetkezzen, a hidrogén gázmolekulákkal megfelelő energiát kell közölni. Ez az energiamennyiség függ a molekulák belső energiaviszonyától. A hidrogénmolekula két atommagja közötti kölcsönhatás energiaeloszlását a H_2 molekula Schrödinger-egyenletének megoldásai adják.

A kölcsönhatási energiaeloszlás a mag közötti távolság függvényében az 1. ábrán látható [3, 4]. Az 1-es görbe a hullámegyenlet szimmetrikus megoldásából adódó stabil alapállapotnak felel meg, amely szingulett

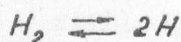


1. ábra

állapot. A 2-es szaggatott vonallal jelzett állapot az antiszimmetrikus megoldáshoz tartozó legalacsonyabb triplet állapot, amely nem enged meg stabil molekula-képződést, mivel a kölcsönhatás energiája r -rel monoton csökken [4].

A stabil állapotban a hidrogén molekula magjai közötti egyensúlyi távolság $r_0 = 0,76 \text{ \AA}$ és a hozzá tartozó disszociációs energia $D = 4,4 \text{ eV}$. A vibráció a $V_0 = 0$ stabil állapotban a $M \leq r \leq N$ intervallumban történik. A disszociációhoz szükséges energia - mint már említettük - a molekula belső energiaviszonyától függ, vagyis attól, hogy milyen vibrációs energiaállapotban van. A legmegfelelőbb vibrációs nivóra - amelyről a disszociáció a legnagyobb valószínűséggel bekövetkezhet - a molekula rendezetlen mozgás következtében többszörös ütközések során kerülhetnek /"vibrációs lépcső"/. Ezen modell alapján számolható a termikus disszociáció sebessége [5].

Az atomos hidrogén koncentrációja a



111

folyamat egyensúlyi állapotához tartozó egyensúlyi állandóból számolható. Az egyensúlyi állandó a statisztikus mechanika alkalmazásával nyerhető. Az egyensúlyi állandó kiszámításának menete röviden a következő: legyen a molekulák száma az edénybe N_{H_2} és a H -atomok száma $2N_H$. Legyen a kétféle részecskék közös 0 nivóra vonatkoztatott állapot összege Ω_{H_2} és Ω_H , akkor az egyensúly esetén az egész rendszer szabad energiája [6]

$$f = f_{H_2} + 2f_H = -N_{H_2} kT \left(2n \frac{\Omega_{H_2}}{N_{H_2}} + 1 \right) - 2N_H kT \left(2n \frac{\Omega_H}{N_H} + 1 \right).$$

Ha most dN molekula disszociál atomokra, akkor a

$$dN = -dN_{H_2} = \frac{1}{2} dN_H$$

fenn kell állnia.

Egyensúly esetén ennek nem szabad az f -értékét megváltoztatni, vagyis f -nek minimumnak kell lenni, ami teljesül, ha

$$\left(\frac{\partial f}{\partial N} \right) = kT \left(\ln \frac{\Omega_{H_2}}{N_{H_2}} - 2 \ln \frac{\Omega_H}{N_H} \right) = 0.$$

Osszuk végig kT -vel és átrendezés után adódik:

$$- \ln \Omega_{H_2} + 2 \ln \Omega_H = - \ln N_{H_2} + 2 \ln N_H,$$

amely összevonás után

$$\frac{[\Omega_H]^2}{\Omega_{H_2}} = \frac{[N_H]^2}{N_{H_2}}$$

alakba írható.

Ha a H_2 molekulák állapot-összegét csak a termikus energiával képezzük, akkor

$$\frac{[N_H]^2}{N_{H_2}} = \frac{[\Omega_H]^2}{\Omega_{H_2}} e^{-\frac{D}{kT}} = K(T) \quad /2/$$

ahol $K(T)$ az abszolút hőmérséklettől függő egyensúlyi állandó, amely értéke [7] dolgozat alapján a következő formulából adódik:

$$\log K(T) = -\frac{21200}{T} + 1,765 \log T - 9,85 \cdot 10^{-5} T - 0,265. \quad /3/$$

Ha a molekulák számáról a nyomásra térünk át, a /2/ formula a következőképpen írható:

$$\frac{[P(H)]^2}{P(H_2)} = K(T). \quad /4/$$

A disszociált hidrogénatom parciális nyomása pedig így írható:

$$P(H) = xP$$

151

ahol a P a teljes nyomás, és x a disszociáció fokát jelenti. A P teljes nyomás

$$P = P(H) + P(H_2)$$

161

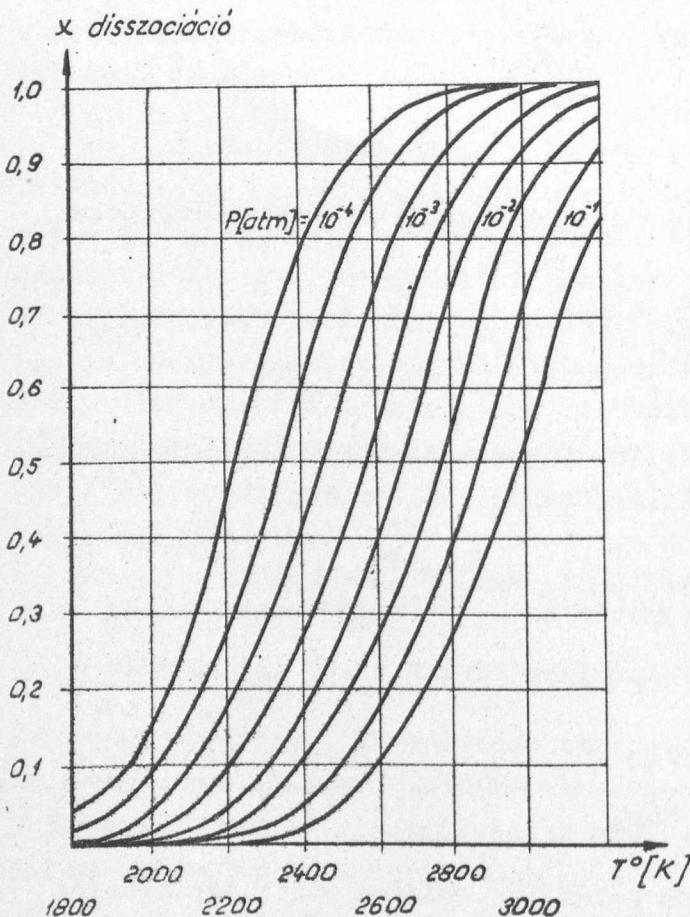
a H és H_2 komponensek parciális nyomásának összege. Az /5/ és /6/ összefüggések felhasználásával a /4/ egyenlet a következő alakra hozható:

$$x^2 + \frac{K(T)}{P} x + \left(\frac{-K(T)}{P} \right) = 0$$

amiből

$$x = -\frac{K(T)}{2P} + \frac{1}{2} \sqrt{\left(\frac{K(T)}{P} \right)^2 - K \frac{K(T)}{P}} \quad 171$$

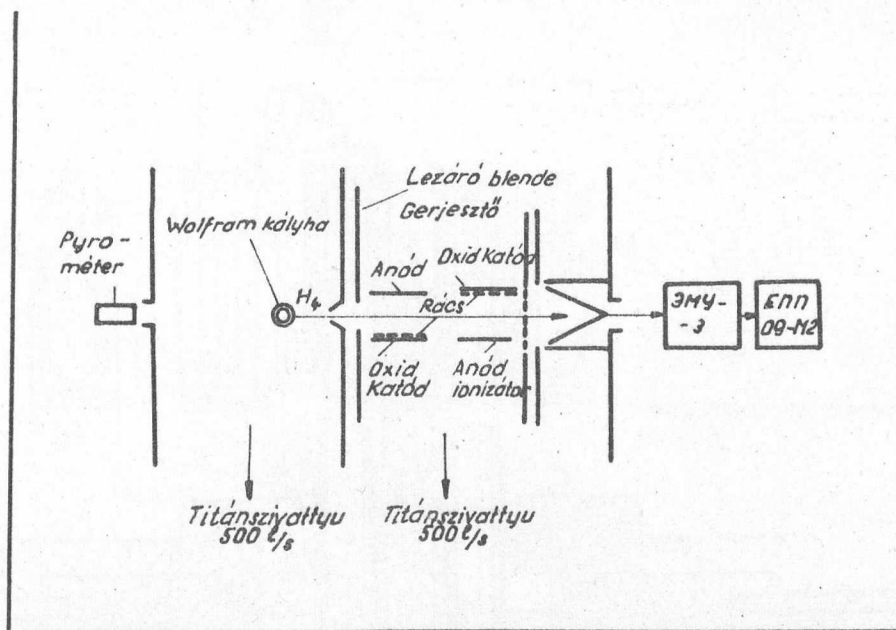
A 7. formulából különböző P értékek esetén számolt disszociáció-hőmérséklet függés a 2. ábrán látható.



2. ábra

Kísérleti berendezés

A vizsgálatokhoz használt kísérleti berendezés elrendezésének vázlatja a 3. ábrán látható. A termikus atomforrás kályhája egy 2 mm átmérőjű wolfram-pálcából szikráforgácsolással kiképzett wolframcső /oldalán elhelyezett kimeneti réssel/, amelyet a rajta átfolyó 200-300 A-es áram hevít fel a disszociációhoz szükséges hőfokra. A wolfram-kályha rögzítésére molibdén-befogó szolgál, amely egy vizel hűtött vörösrézcsőhöz van forrasztva. Ez a cső egyben az áram vezetésére is szolgál. A vákuumtömítést és szigetelést gumigyűrűvel kombinált teflonperselyekkel oldottuk meg. Az atomforrás beállítását csőmembrános csatlakozó teszi lehetővé /4. ábra/.



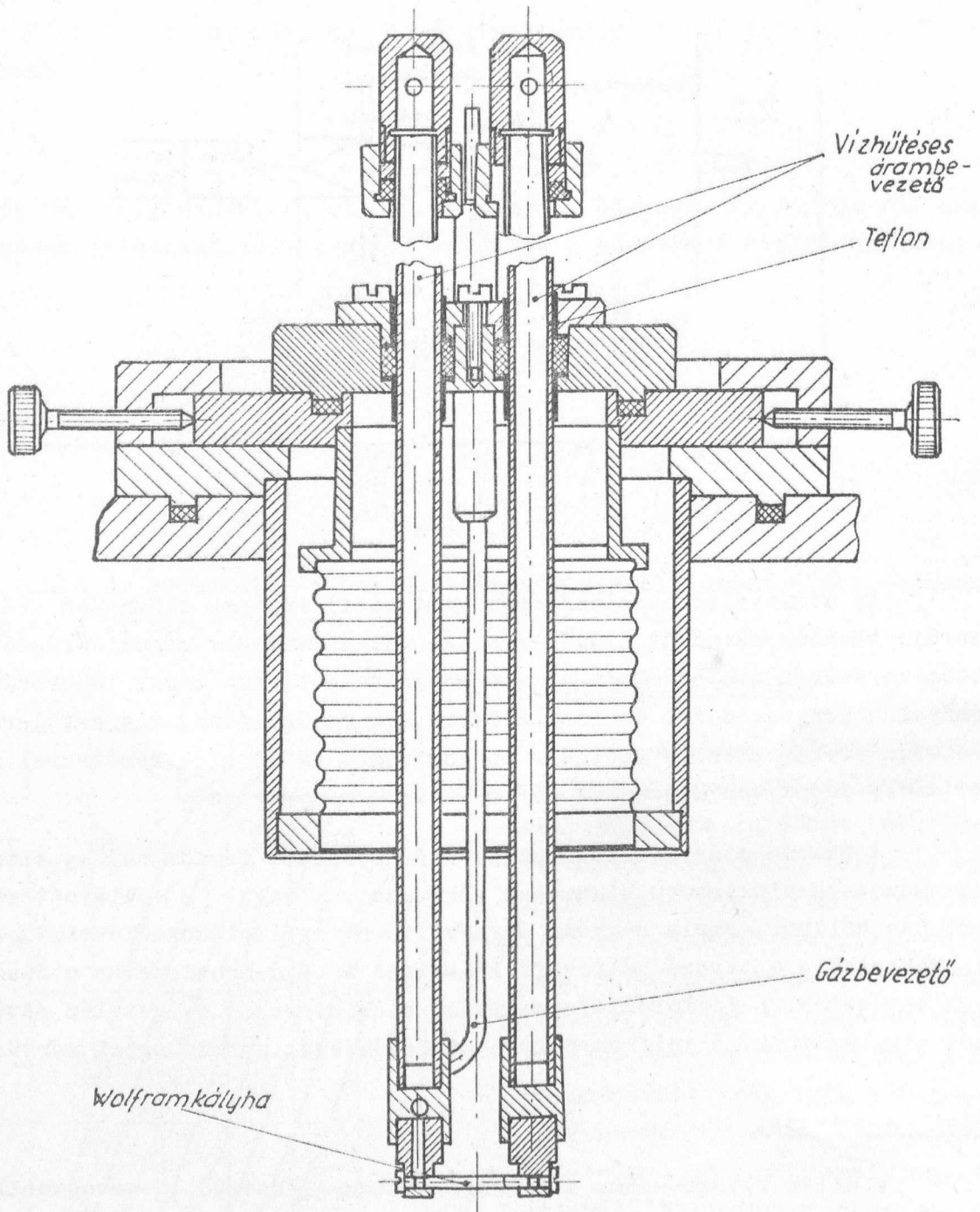
3. ábra

Az atomnyaláb az atomforrás kimeneteli részének elhagyása után 2 mm átmérőjű blendén halad át a differenciál vákuumrendszer második részébe. A háttér mérését a nyaláb utját elzáró mozgatható blende teszi lehetővé. Az atomnyaláb gerjesztésére és ionizálására sík oxidkatódos, kis katód-rács távolságú elektronforrás szolgál. Az ionáramot EMU-3 elektrométerrel mérjük, amely össze van kapcsolva ÉPP-09M2 iróberendezéssel.

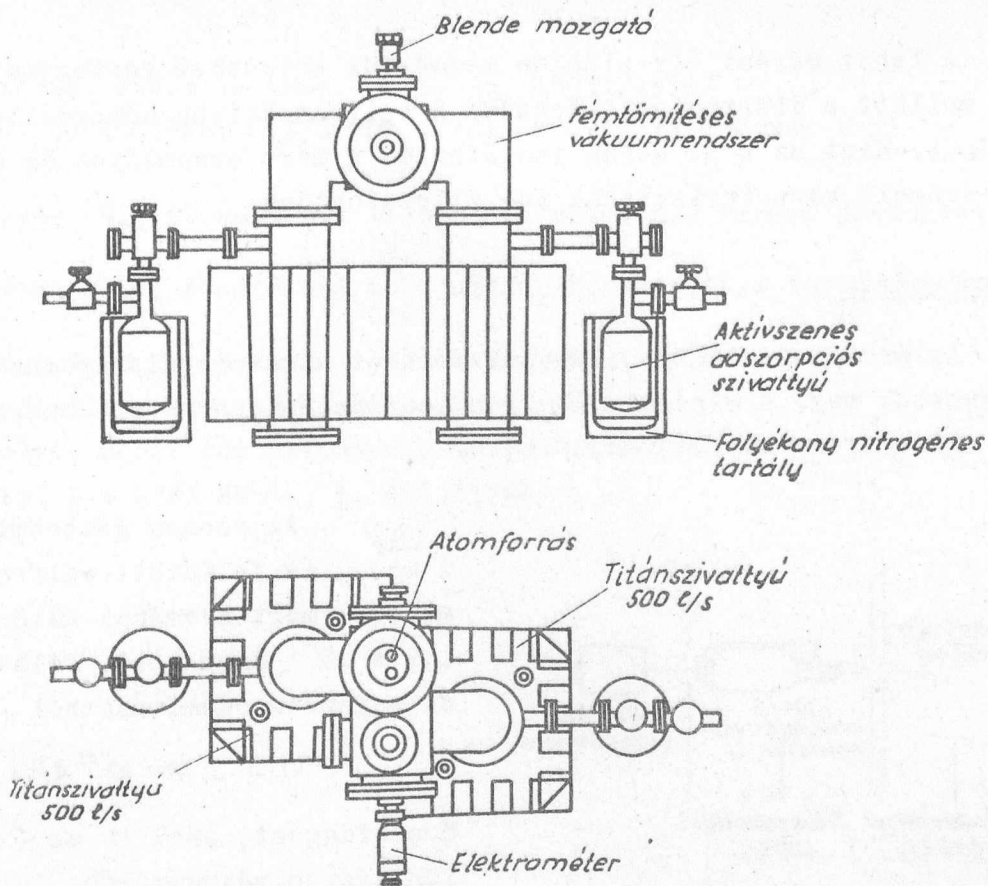
A vákuum előállítására az 5. ábrán látható fémtömitéses, titánkatódos mágneses-elektromos kisüléssel ellátott vákuumszivattyúval [8] ellátott rendszert használtunk, amely nagyban megnövelte az oxidkatódok élettartamát és csökkentette a zavaró háttéreffektusokat. A vákuumrendszeren a feszültségek bevezetésére fémkerámiaforrasztású alumíniumoxid szigetelés átvezetőket alkalmaztunk. A wolfram-kályha hőmérsékletét pyrométerrel mértük.

Mérési eredmények

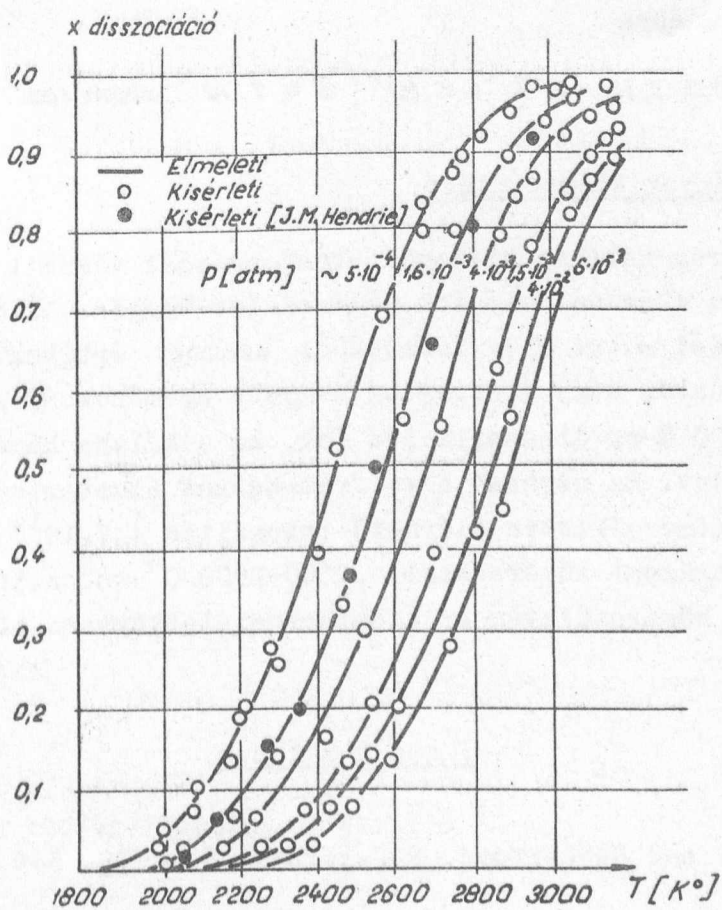
A mérés elvégzéséhez a hidrogén atomnyalábot $2S_{1/2}$ metastabil nívóra gerjesztettük, 11,8 eV energiájú elektronnyalábbal, majd a gerjesztett állapotú atomokat 6-9 eV-os energiájú elektronokkal szelektíven ionizáltuk. Ez esetben az alapállapotú maradékgázból ionizáció nem jöhet létre, és így a detektorba jutó ionáram mértéke csak az atomos nyaláb intenzitásától függ. Mivel egy adott nyomásnál az atomos hidrogén nyaláb intenzitása csak a disszociáció fokától függ, a mért ionáram arányos a disszociáció mértékével.



4. ábra



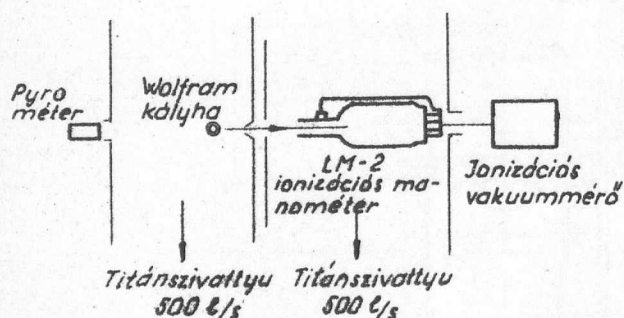
5. ábra



A fenti mérési elv alapján megmértük különböző gázfogyasztás /gáznyomás/ mellett a disszociáció fokának a wolfram-kályha hőmérsékletétől való függését. Mint az a 6. ábrán is látható, a mért eredmények és a 7. formulából számolt karakterisztikák jól illeszthetők.

Intenzitás-mérés

Az atomforrás intenzitásának mérését az atomnyalábnyomás méréssel határoztuk meg. A méréshez LM-2-es ionizációs manométert használtunk. A mérés elrendezése a 7. ábrán látható.



Az azonos gázbeömlés esetén a hideg és felfűtött wolfram-kályha mellett mért nyomások különbsége $1,2 \times 10^{-7}$ Hgmm volt. Felhasználva az egyszerű számításokból adódó

$$n \approx 3,18 \cdot 10^{21} \Delta P$$

összefüggést, ahol n az 1 sec alatt ionizációs vákuummérőbe jutott hidrogénatomok száma és ΔP a nyomáskülönbség Hgmm-ben, akkor

7. ábra

$$n \approx 3,18 \cdot 10^{21} \cdot 1,2 \cdot 10^{-7} \approx 4,7 \cdot 10^{14} \text{ atom sec}^{-1}$$

A mérési eredmények kiértékelése

A wolfram-kályhás hidrogén atomforrással végzett vizsgálatok azt mutatják, hogy a disszociáció-fok hőmérséklet-függése különböző gáznyomás esetén jó egyezést mutat a 7. formulából számolt értékekkel. A karakterisztikasorból látható, hogy viszonylag nagyobb nyomásoknál $/10^{-2}$ atmoszféra/ is elérhető 80-90 %-os disszociációs fok, ha a kályha hőmérsékletét 2800-2900 C^o-on tartjuk. Ez azonban a wolfram-kályha élettartamát megrövidíti. Az ilyen magas hőmérsékleten elérhető intenzitás $4,7 \cdot 10^{14}$ atom/sec. Az általában használt üzemi hőmérsékleten, 2500-2600 C^o-on az intenzitás $\sim 10^{14}$ atom/sec. Ilyen hőmérsékleten az atomforrás élettartama eléri a 150 órát.

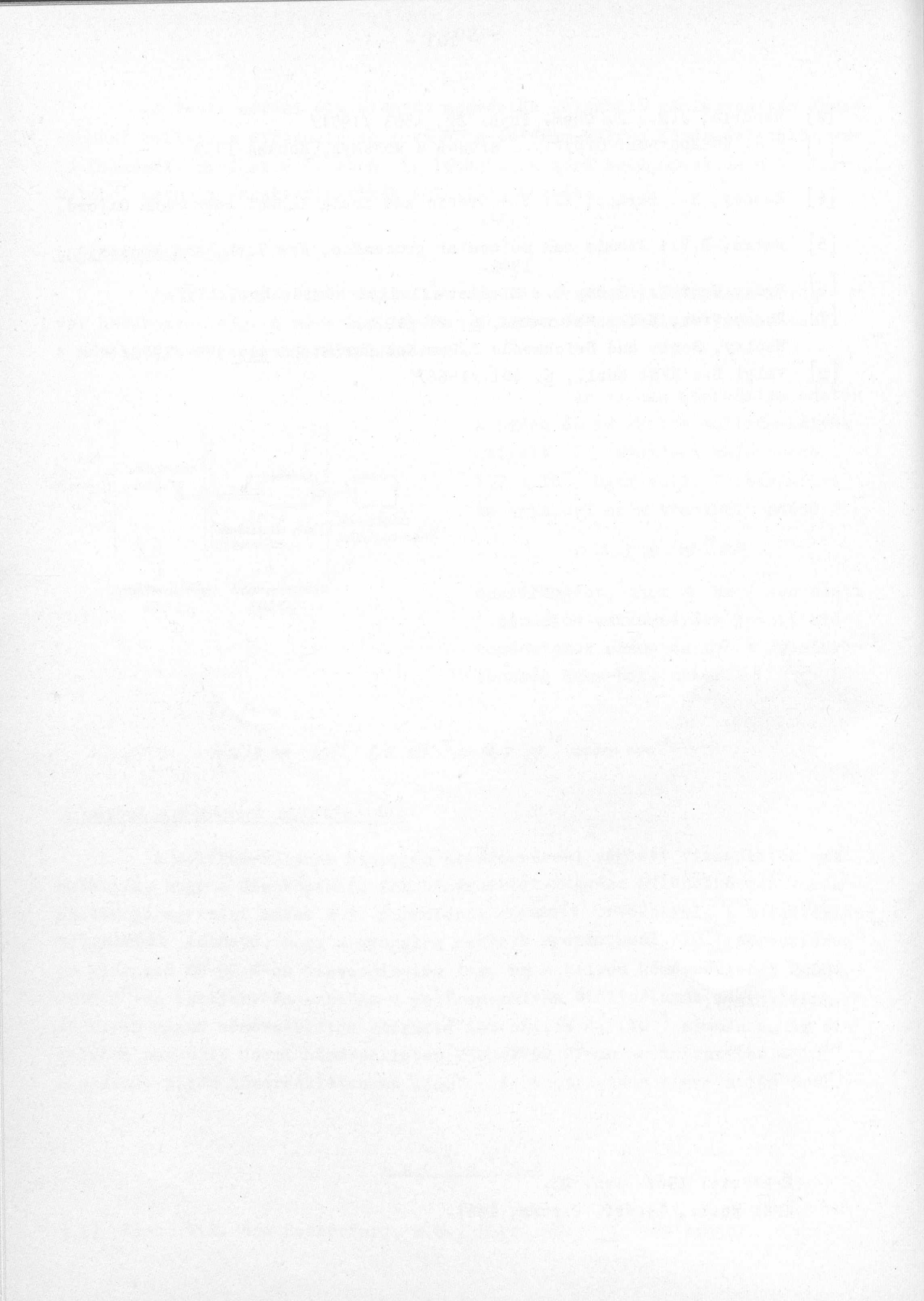
I r o d a l o m

[1] Lamb, W.E. and Retherford, R.C.: Phys. Rev. 79, 549 /1950/

- [2] Hendrie, J.M.: J. Chem. Phys. 22, 1503 /1954/
- [3] В.Н. Кондратьев. Структура атомов и молекул, Москва 1959
- [4] Massey, H., Burhop, E.: Electronic and ionic impact phenomena Oxford, 1952.
- [5] Bates, D.R.: Atomic and molecular processes, New York, and London, 1962.
- [6] Erdey Gruz T., Schay G.: Elméleti fizikai kémia, Bp., 1952.
- [7] Bonhoeffer, K.F.: Naturwiss. 6, 21 /1927/
Woolley, Scott and Brichwedde I.Res.Nat.Bur.Stand 41, 379 /1948/
- [8] Vályi L.: KFKI Közl., 6, 401 /1966/

Érkezett: 1967. jan. 25.

KFKI Közl., 15.évf. 2.szám, 1967.



BERENDEZÉS GAMMA-SUGÁRNYALÁBOK ELŐÁLLÍTÁSÁRA

Irta: Makra Zsigmond és Mészáros István

Összefoglalás

Berendezést készítettünk 0,1...100 r/óra intenzitású gamma-sugárnyalábok előállítására. A berendezéshez három cserélhető sugárforrás-tartó tartozik. A kiválasztott tartó sinen tolható a besugárzófej alá, a forrást elektropneumatikus rendszer vízi besugárzó helyzetbe. A sugárnyaláb cserélhető, 4° - 13,5° nyílásszögű kollimátorokon lép ki. A berendezést Cs-137 és Co-60 sugárforrásokkal szereltük fel és sugárvédelmi műszerek és dózismérők hitelesítésére használjuk.

A sugázmérő műszerek között a gamma-, illetve a röntgen-sugázmérő műszerek a legelterjedtebbek. Ilyenek a különféle GM-csőes, ionizációs kamrás, szcintillációs detektoros berendezések, a foto- és termolumineszcens dózismérők, a filmdoziméter, a kémiai doziméterek stb. Ha ezeket az eszközöket nemcsak a sugárzás jelzésére, hanem dózis, illetve dózisintenzitás mérésére is akarjuk használni, akkor ismert sugárási térben hitelesíteniük kell őket.

A hitelesítés vagy úgy történik, hogy valamely sugárási térbe már hiteles dózisintenzitás-mérőt helyezünk és a hitelesítendő műszer jelzését erre vonatkoztatjuk, vagy a sugárforrás adatai alapján számítással határozzuk meg a sugárási tér dózisintenzitását.

A következőkben ismertetjük az intézetünk sugárvédelmi osztályán működő hitelesítő berendezés jellemzőit és a használat során szerzett tapasztalatokat.

A sugárvédelmi mérésekre használt műszereknél általában a következő energia- és intenzitás-tartományt kell átfognunk.

Dózisintenzitás: 1 mr/h...100 r/h. A 0,01...1,0 mr/h dózisintenzitás-tartományban általában megelégszünk indikálással. Ha ebbe a nagyságrendbe eső dózisintenzitást elő akarunk állítani, ez nem igényel bonyolult berendezést. Nagyobb dózisintenzitásoknál viszont már - a sugárvédelem mi-

att - árnyékolásra, a sugárforrás távmozgatására, vagyis gépi berendezésre van szükség. 1000 r/h nagyságrendű dózisintenzitások mérésére biológiai kísérleteknél, sugárhatáskémiában, stb. van szükség.

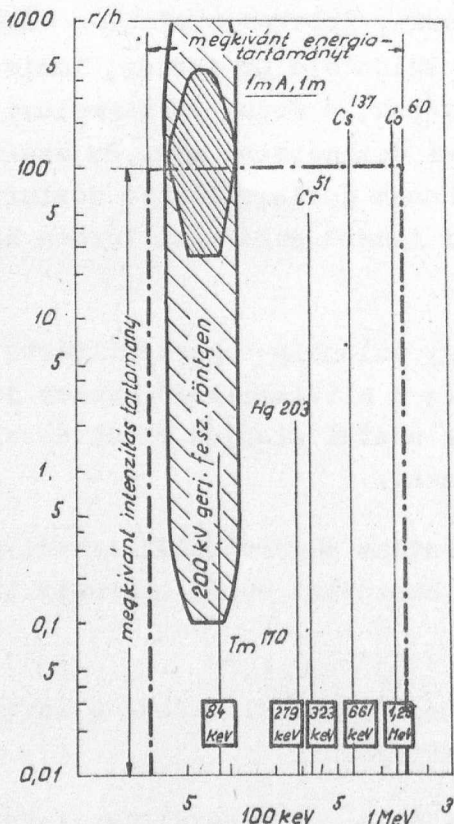
Dózistartomány: 10 mr...1000r.

Energiatartomány: 20 keV...1,5 MeV /ritkán 3 MeV-ig/. Az ennél kisebb energiájú gammasugárzás mérése a béta-dozimetriával rokon feladat.

A 20 keV...200 keV energiatartományban röntgenberendezést, e fölött radioaktív sugárforrásokat szoktak alkalmazni. Mivel a röntgensugárzás spektruma folytonos, egyes esetekben az $E < 200$ keV tartományban is célszerű vonalas szinképi radioizotópokat alkalmazni.

Általános szempontok

Első lépésként meg kell határoznunk, hogy mekkora teljesítmény, illetve milyen aktivitás szükséges a kívánt dózisintenzitás előállításához, illetve milyen nuklidokkal tudjuk a kívánt energiatartományt átfogni.



1. ábra

Röntgenberendezéssel és radioaktív sugárforrásokkal átfogható dózisintenzitás-és energiatartomány.

A röntgengép gerjesztő feszültsége 80 - 190 kV, szűrése 0,1 - 2,5 mm Cu. A belső görbe 1 mA csőáramra és 1 m távolságra, a külső 0,1 - 4,0 mA áramra és 1 - 5m távolságra vonatkozik. A radioaktív sugárforrásoknál az aktivitás felső határa 10 Ci - Co^{60} , illetve a VVR-Sz reaktorban előállítható hitelesítő sugárforrások elérhető legnagyobb aktivitása. Ez a Tm^{170} esetében 20 Ci, a Hg^{203} , illetve a Cr^{51} esetében 1 Ci és 200 Ci. A Cs^{137} -ből a megfelelő méretben beszerezhető legnagyobb aktivitás 10 Ci. A felhasználásra kerülő aktivitás alsó határa 0,2 Ci.

Gamma-sugárforrásoknál a forrás-detektor távolságot a sugárzási tér megkívánt homogenitása, tehát végső fokon a bemérendő detektor mérete szabja meg. Ezután - a dózisállandó ismeretében - a szükséges aktivitás

kiszámítható. A kívánt energia- és intenzitástartományt az 1. ábránk mutatja.

Besugárzó berendezésünk /"sugárágyu"/ tervezésénél a következő szempontokra kellett figyelemmel lenni:

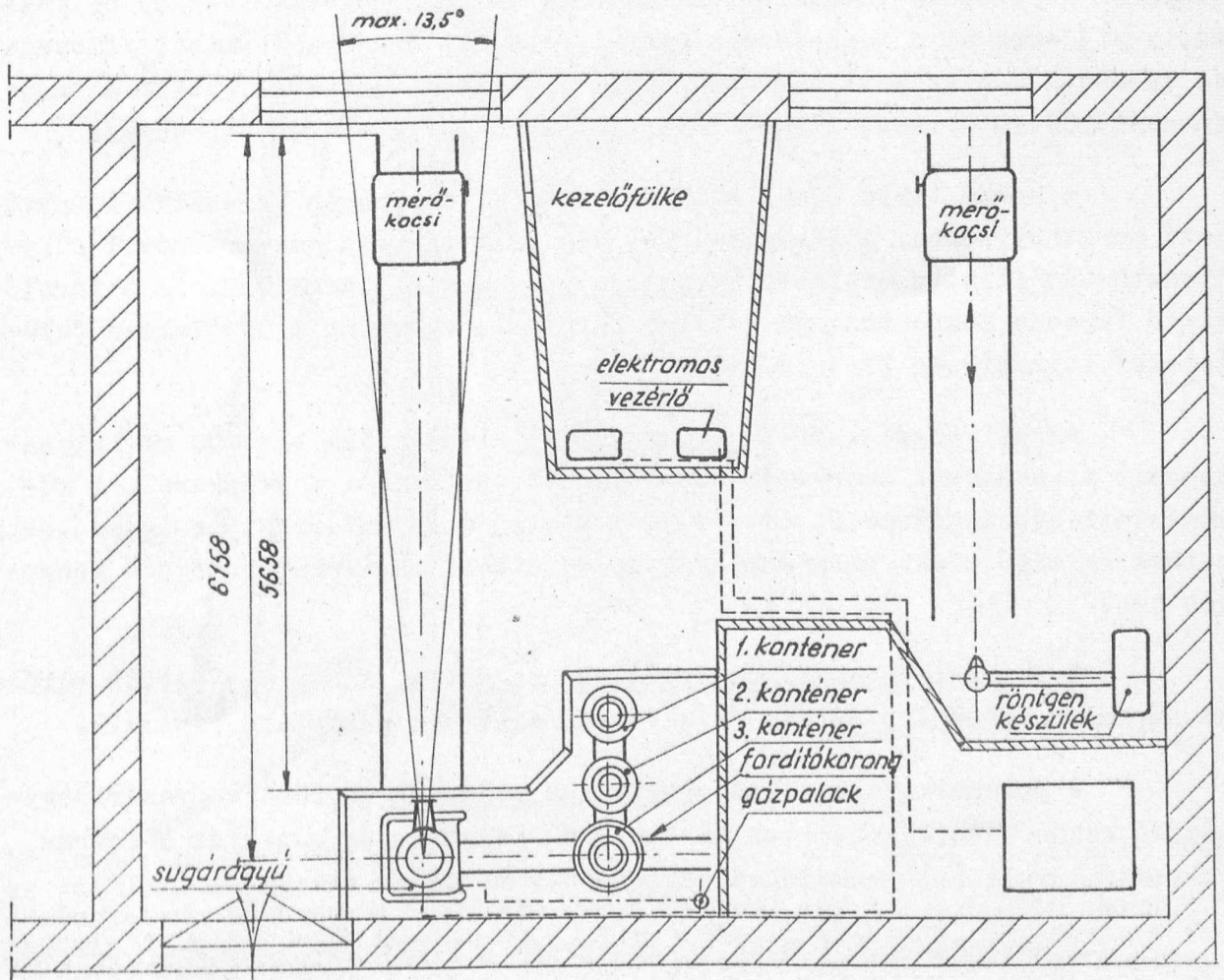
át kell fogni a 10 mr/h...100 r/h dózisintenzitás-tartományt, három különböző sugárforrás legyen használható, egyszerű tartócsere után,

a besugárzási időt és ezzel a leadott dózist pontosan lehessen szabályozni,

a sugárnyaláb nyílásszöge változtatható legyen,

a dózisintenzitást a távolsággal lehessen változtatni,

a besugárzandó műszerek cseréje, beszabályozása gyors legyen, helyzetüket jól lehessen reprodukálni.



2. ábra

A sugárágyu elrendezési vázlata

A "sugárágyu" kivitele

A sugárágyunak és tartozékainak elrendezési vázlata a 2. ábrán látható. Az egyik oldalon a röntgenkészülék és a hozzá tartozó "sugárut" /sinpálya és mérőkocsi/, a másik oldalon pedig a sugárágyu és a hozzá tartozó sugárut helyezkedik el. Közöttük van a közös kezelőfülke.

A földéimterhelés elosztása miatt a sugárágyu és a három sugárforrástartó vaslemez alaplapon helyezkedik el. /Együttes súlyuk 4,5 Mp./

A sugárágyuval szemben sinpályán mozgatható a hitelesítendő műszert hordó mérőkocsi.

A forrás besugárzó helyzetbe emelése, illetve a tartóba való visszacsúsztyllyesztése elektropneumatikus uton történik.

A sugárágyu főbb részei a következők: a vaslemez alapra szerelt sinpáron gördíthető forrástartók. A tartó aljában rugós teleszkóp helyezkedik el, erre ül a sugárforrás szerelvénye. Ez hengeres testből /"lövedék"/ és az ehhez csavarozott forrástartó tubusból áll. A forrás fölött a tartó furatát 200 mm hosszú, ólommal kiöntött dugó zárja el /3., 4. ábra/.

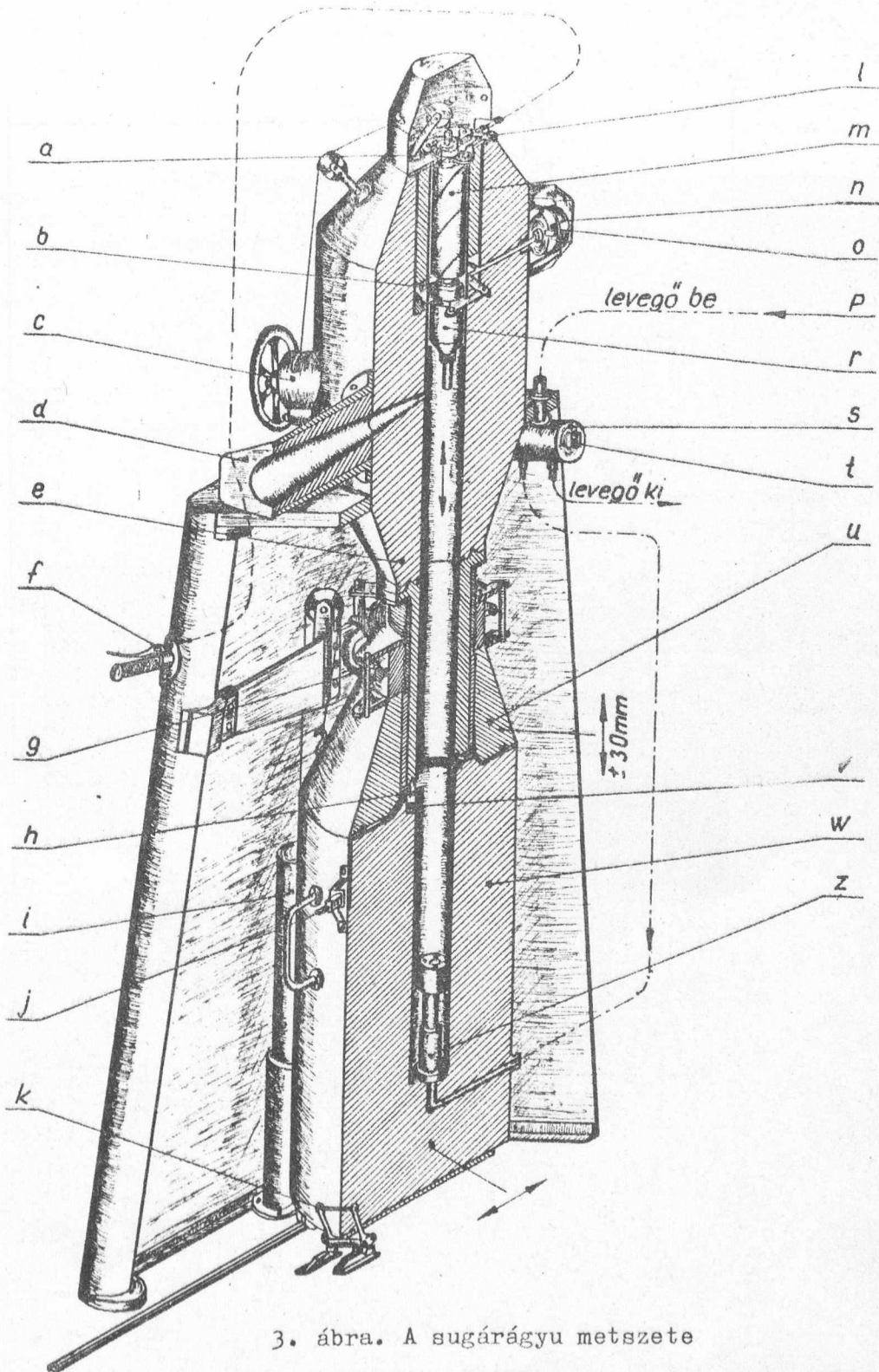
A három tartó közül a kívánt a fordítókorongon keresztül irányítható munkahelyzetbe. A besugárzó fej alá tolt tartóra csavarorsóval súlyozható, illetve emelhető kupos csatlakozó részt engedünk. Ez a tárolótartó furatát központosítja a felső furattal, valamint a csatlakozó felületeket légmentesen lezárja.

Az állványra szerelt besugárzó fej lényegében egy 200 mm falvastagságú ólomhenger. Szervesen hozzáépített tartozékai a kézikerékkel működtetett záródugó-emelő, a záródugó-retesz, a sugárforrást besugárzó helyzetben rögzítő elektromágneses retesz és a kollimátorokat befogadó hengeres test.

A forrást pneumatikus rendszer mozgatja. Ehhez egy kettős működésű mágneses légszelep és egy reduktorral ellátott gázpalack tartozik.

A pneumatikát vezérlő elektromos rendszer a röntgen vezérlőegységgel közös védőfülkében van elhelyezve. Jelzőlámpái mutatják a forrás helyzetét, valamint a szelep és a reteszek működési állapotát.

A berendezés működése a következő: a kiválasztott sugárforrástartót a besugárzófej alá toljuk és a kupos csatlakozót ütközésig leengedjük. Csatlakoztatjuk az elektromos és a levegővezetékét. Az elektromos rendszert feszültség alá helyezzük, majd felhuzzuk a záródugót, és a gázpalack reduk-

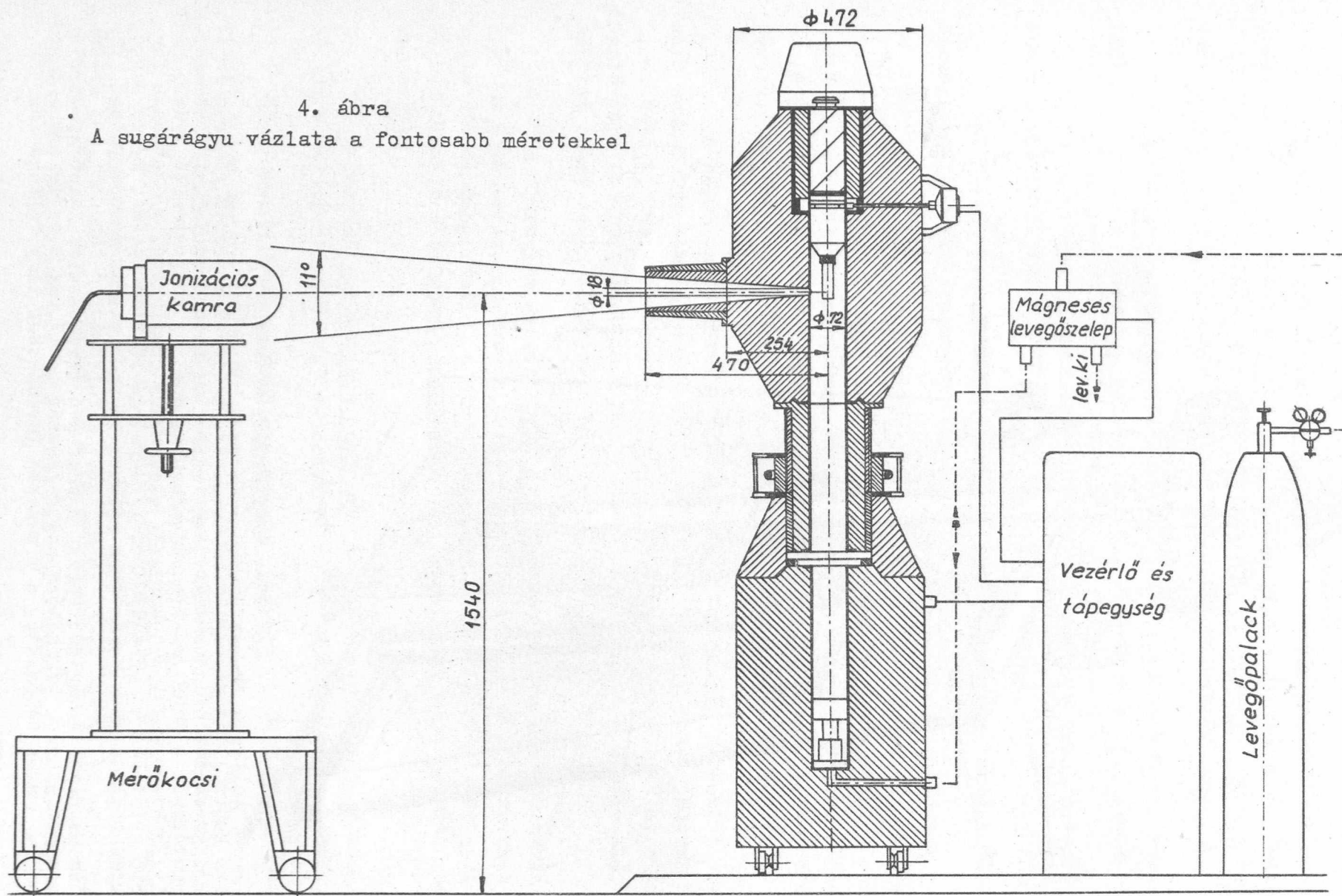


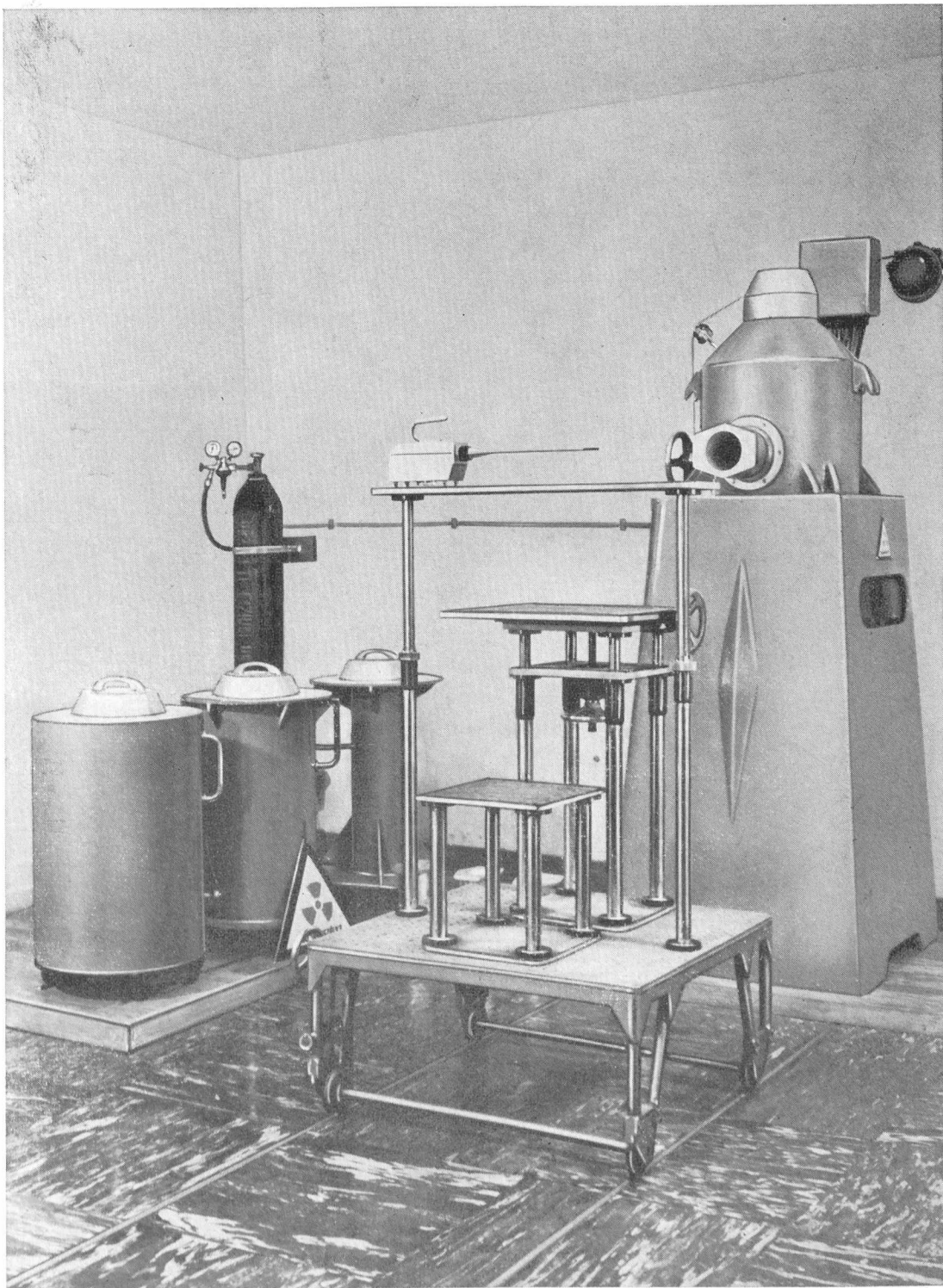
3. ábra. A sugárágyu metszete

a/ jelző kapcsoló /záródugó felső helyzet/, b/ jelző kapcsoló /forrás fent/, c/ záródugó-emelő, d/ cserélhető kollimátor, e/ besugárzó fej, f/ reteszoldó, g/ forgatókerék a kúpos csatlakozó mozgatásához, h/ központosító gyűrű, i/ ellensúly /a kúpos csatlakozóhoz/, j/ elektromos csatlakozó, k/ retesz a forrástartó helyzetének beállítására, l/ záródugó-rögzítő retesz, m/ záródugó, n/ lövedékrögzítő elektromágneses retesz, o/ az elektromágneses retesz jelzőkapcsolója, p/ légtömlő, r/ lövedéktest a forrástartó tubussal, s/ kettős működésű mágneses levegőszelep, t/ a mágneses levegőszelep jelzőkapcsolója, u/ kúpos csatlakozó, v/ jelzőkapcsoló /forrás lent/, w/ a sugárforrás tartója, z/ rugós teleszkóp, a visszaeső lövedéktest lágy felfogására.

4. ábra

A sugárágyu vázlat a fontosabb méretekkel





5. ábra
A sugárágyu a mérőkocsival



6. ábra
A szerelőtartó és tartozékai

torán beállítjuk a szükséges nyomást. A sugárágyu ezzel működésre kész.

A forrás besugárzó helyzetbe lövése és a tárolótartóba való visszajelése az elektromos rendszerrel irányítható. Áramkimaradás esetén az elektromágneses retesz a forrást visszajelíti a tárolótartóba. A fellövés időtartama ~ 1 sec, a visszajelése 3-4 sec.

A besugárzó fej kupos furatának tengelye párhuzamos a mérőkocsi sinpárjával. A kupos furatot - a szükségnek megfelelően - különböző kollimátorokkal lehet szűkíteni. A kollimátorok kupszöge: 4° , 7° , 10° , $13,5^\circ$.

A mérőkocsi a sugárkup irányában 5,6 méteres sinvezetéken mozgatható. A sin mérőlécszerűen van kiképezve, így a kocsinak, illetve a rajta elhelyezett műszernek és a sugárforrásnak a távolságát le lehet olvasni.

A mérőkocsi rakodófelületén 30 mm osztású, menetes furatháló van, erre rögzíthetők a különféle tartozékok. A tartozékok részben egyszerű rudak és asztalkák, részben teleszkópos rudak és csavarorsóval vízszintes és függőleges irányban is mozgatható asztalok. A tartozékasztalok felületén is menetes furatháló található. Ezzel a rendszerrel a legkülönbözőbb műszerek és berendezések helyezhetők a sugárnyaládba, kényelmesen és jól reprodukálhatóan. A mérőkocsi és a sugárágyu képe az 5. ábrán látható.

A tárolótartók töltése

Mivel a tárolótartók csak a kötött sinpályákon mozgathatók, a sugárforrások tubusba szereléséhez és szállításához külön tartóedényt szerkesztettünk. Ennek képét a 6. ábra mutatja. A szerelőtartó alsó részében cserélhető szorítópofák helyezkednek el. /A különféle sugárforrások méretének megfelelően kétféle tubust használunk./ A pofákat kar elfordításával lehet működtetni. A pofák a tubust szilárdan rögzítik, ezután különféle tartozékok segítségével a sugárforrás a tubusba helyezhető és a lövedéktest a tubusra csavarható.

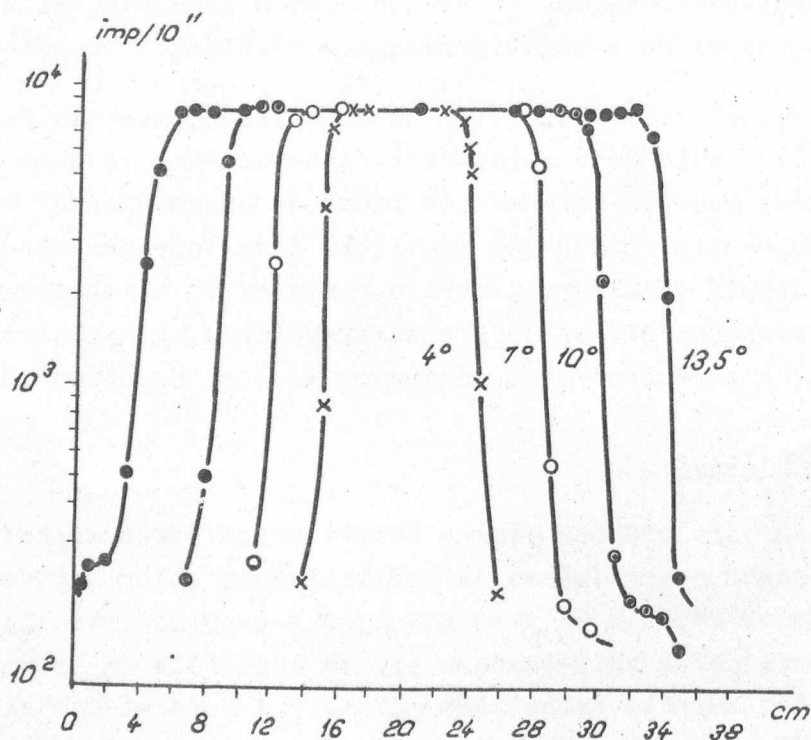
A forrásbeszerelés menete a következő: a tubusba a furatával azonos belméretű tölcseért csavarunk, majd az így előkészített tartót gömbcsuklós manipulátoros fülkébe helyezük és a sugárforrást a tölcsezen keresztül helyére ejtjük. A sugárforrást rögzítő rugós csapot a forrás fölé helyezük, majd az így megtöltött tartót a fülkéből kihozzuk és a "lövedéket" hajtókar segítségével a tubusra csavarjuk. Ezekután a tartó szállításra kész.

A tárolótartók mellé helyezett szerelőtartóból a forrást a "lövedék" hornyaihoz illeszkedő fogóval emeljük helyére.

Tapasztalatok a sugárágyuval

A berendezés az eddigi tapasztalatok alapján jól bevált. Négyhónapos üzeme alatt segítségével hitelesítettünk kb. ötven GM-csőves és ionizációs kamrás, dozimetriai műszert, ezenkívül több száz személyi dozimétert /0,2 r és 50 r méréshatáru ionizációs kamrát és termolumineszcens dózismérőt/.

A nyalábintenzitás eloszlását a 7. ábra mutatja. A mérés 130 cm forrás-detektor távolságnál történt, kisméretű GM-csővel. Az elérhető távolságfelbontás kb. ± 4 mm.



7. ábra

A sugárnyalábok intenzitáseloszlása

A 10 Ci aktivitású Co^{60} sugárforrás beszerelését végző személy a jobb csuklójára 100 mr, egész testre kb. 20 mr dózist kapott /fej: 60 mr, mell: 10 mr, has: 10 mr, bal csukló: 50 mr/. Tekintve, hogy ilyen műveletre csak néhány évenként egyszer van szükség, ez a dózisterhelés megengedhetőnek tekinthető.

A dózisintenzitás a forrástartók felületén a következő: 10 Ci Co^{60} a nagy tartóban: 2,5 mr/h, 1 Ci Co^{60} a kisebb tartóban: 3,5 mr/h, 1 Ci Cs^{137} a kisebb tartóban: < 0,5 mr/h. Munkahelyzetben a sugárágyu burkolatán ezeknek az értékeknek legfeljebb 50 %-a mérhető.

Köszönettel tartozunk Feit Pálnak az elektromos rendszer megtervezéséért, a központi műhely "VIII. pártkongresszus" brigádjának a lelkiismeretes munkáért, Békés Mártonnénak és Zalán Bélának a bemérésnél nyújtott segítségért és Kökény Zoltánnak a szerelőtartó elkészítéséért.

I r o d a l o m

Makra, S., Békés, E., Mészáros, I.: Irradiation Facilities for Gamma and Neutron Dose Calibration. II. Symposium on Health Physics, Sept. 26-30, 1966. Pécs, Hungary.

Érkezett: 1966. dec. 21.

KFKI Közl. 15.évf. 2.szám, 1967.

ALUMINIUM TISZTASÁGÁNAK VIZSGÁLATA A HÉLIUM FORRÁSPONTJA KÖRNYEZETÉBEN VÉGZETT ELLENÁLLASMÉRÉSEKKEL

Irta: Kovács Istvánné^{*/}, Tóth József és Vassel K.Róbert^{*/}

Összefoglalás

A maradékellenállás mérés a fémek tisztaságának meghatározására alkalmas gyors minősítési eljárás, amely jól kiegészíti a kémiai elemzési módszereket. A Fémipari Kutató Intézetben gyártott nagy tisztaságú alumíniumon mért maradékellenállás alapján azt mondhatjuk, hogy a hazai alumínium 99,999 - 99,9999 % közötti tisztaságú.

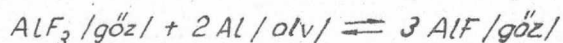
A jövő elektromos iparában a szupravezetők alkalmazása mellett előreláthatólag széleskörű felhasználáshoz jutnak az egyéb nagy tisztaságú fémek. A tisztaság növelésével alacsony hőmérsékleten elérhető a vezetőképesség 1 000-10 000-szeres megnövelése. Ez a tény, mint lehetőség magán tartja mind a tudomány, mind az ipar érdeklődését. Figyelembe kell venni azt is, hogy az acélipar nagy oxigénigénye miatt bőven áll rendelkezésre cseppfolyós nitrogén, ami előnyösen befolyásolja a többi hűtőközeg /neon, hidrogén, hélium/ termelésének alakulását. A hűtőgépek hatásfokának javításával párhuzamosan mind nagyobb cseppfolyósítókat építenek, és a hűtött berendezések is mind nagyobbá válnak. Elképzelhető, hogy az abszolút zérushoz közeli hőmérsékleten működő dinamó, transzformátor és egyéb berendezés a nem nagyon távoli jövőben realitássá válik. Az ipar más területeken már jelenleg is igényli a nagy tisztaságú fémeket, pl. az elektronikus ipar fémrétegek párologtatásához, anyagvizsgálatnál spektroszkópiai standardok anyagául, stb. A KFKI az igen alacsony hőmérsékletet igénylő problémák vizsgálatában több tudományos intézménnyel és gyári fejlesztő laboratóriummal működik együtt. Ez a dolgozat közös kutatások első eredményeit tartalmazza, amelyet hazánk egyik legfontosabb ipari nyersanyagán, az alumíniumon a Fémipari Kutató Intézettel együtt végeztünk.

*/

Fémipari Kutató Intézet

A minták előállítása és elemzése

A vizsgált nagy tisztaságu mintákat a Fémipari Kutató Intézetben állították elő. Tatabányai, kétszer elektrolizált aluminiumból kiindulva tiszteres zónás átolvasztással készült a minták egy része. Zónás olvasztással eltávolíthatók a fémből azok a szennyezők, amelyek oldékonysága folyadékfázisban nagyobb, mint a szilárd fázisban. Az olvadékszónát a rud mentén végighuzva, ezek a szennyezők a rud végén gyűlnek össze. Azon szennyezők, amelyek szilárd fázisban jobban oldódnak, a rud elején feldusulnak. Így a tapasztalattal egyezően a zónázott rud közepe a legtisztább. A zónázás részletes leírására itt csak utalunk [1]. A minták másik részének tisztítása az ún. szubfluoridos desztilláció módszerével történt. A módszer lényege a következő: 800-1100 C° hőmérsékleten a háromvegyértékű Al fluoridjának folyékony fémaluminiummal való érintkezésénél a következő megfordítható reakció játszódik le:



Vagyis a közönséges aluminiiumfluoridból csak gőz állapotban létező szubfluorid képződik. A reakció 600-800 C°-os tartományban az ellenkező irányban megy végbe. Mivel az aluminiium fémszennyezői számára a szubvegyület képződése eltérő energetikai viszonyokat igényel, a reakció két irányát térben szétválasztva a kiindulónál nagyobb tisztaságu aluminiium nyerhető [2].

A zónázott rudakat és a desztillációval nyert öntecseket 10 mm átmérőjű rudakká öntötték. A rudakat szobahőmérsékleten közbenső izzítás és maratás alkalmazása nélkül huzták le 0,3 mm átmérőre. A kapott huzalokat spirál alakban csillámlapra szereltük, miután 0,1 mm Ø arany potenciál és áramvezetékeket hegesztettünk hozzá /ponthelesztés/. Montirozás után a mintákat a tartóval együtt vákuumkályhába helyeztük, és 300 C°-on fél óráig hőkezeltük. Ez a hőkezelés elegendő ahhoz, hogy az alakítással és a szereléssel bevitt rácshibák eltűnjenek a fémből [3].

A tisztaság fokozásával új nagyérzékenységu elemzési módszerekre van szükség. Ilyenek a spektrofotometria, polarográfia, szinképelemzés és az aktivációs analízis. A Fémipari Kutató Intézetben szinképelemzéssel /Fe, Cu, Si, Mg / és aktivációs analízissel /Zn, Sc, Au, Ag, Cd, Co, U, W / határozták meg az aluminiium legfontosabb szennyezőit [4]. Az analízis eredményeit az 1. táblázatban foglaltuk össze.

I. táblázat

Különböző tisztaságu Al minták fajlagos ellenállása és ellenálláshányadosa 4,2; 78 és 273 K^o-on

A minta		4,2 K ^o		78 K ^o		273 K ^o	Szennyezők				Vizsgált szennyezés Σc ppm
Jele tisztasága %	Eredete, tisztításának módja	$\rho/10^{10} \Omega cm$	$R_{273}/R_{4,2}$	$\rho/10^{-6} \Omega cm$	R_{273}/R_{77}	$\rho/10^{-6} \Omega cm$	ppm/súly				
							Fe	Si	Cu	Mg	
1 99,5	1x elektrolizált	720	36	0,330	7,80	2,57	3400	1800	10	50	5260
2 99,993	2x elektrolizált	40	600	0,230	10,55	2,42	25 ^x	6	20 ^x	20	73
3 99,9991	Szubhalogenides	8,6	2800	0,228	10,68	2,42	3	<1	<1	<1	<9
4 99,9992	Közepes szelvényű lox zónázott	6,8	3500	0,226	10,70	2,42	2	<1	<1	<2	<8
5 99,9992	Nagyszelvényű lox zónázott	4,8	4900	0,224	10,73	2,40	1,8 ^x	<1	<1	<2	<8

Egyéb szennyezők: Zn^x < 1 ppm, Sc^x < 0,3 Au^x, Ag^x, Cd^x, Co^x, U^x, W^x < 0,1 ppm

^x Aktivációs elemzéssel kapott értékek

Mérési módszer

A mérések üvegkriosztátban történtek. A nyomáscsökkentéssel elérhető legalacsonyabb hőmérséklet $1,8\text{ K}^{\circ}$ volt. A minták egy vörösréz hengerben voltak elhelyezve, melynek hőmérséklete nagy hőkapacitása miatt a folyadékszint felett lassan növekedett, és így lehetőség volt az ellenállás hőmérsékletfüggésének mérésére is. A hőmérsékletet 6 K° -ig szénellenállás, afelett termopár /arany + vas szennyezés - kromel/ segítségével mértük. A potenciométeres ellenállásmérésre R-306-os típusú kompenzátort használtunk, melynek nullműszere F-116-os típusú regisztrálóval felszerelt galvanométer. Ezzel az időben folytonos mérésre is volt lehetőség. Mértük a minta ellenállását 273 K° -on /olvadó jégben/ és az un. maradékellenállást $4,2\text{ K}^{\circ}$ -on /hélium forráspontja/. A kettő hányadosa a maradékhányados vagy maradékviszony a tisztaságra jellemző adat, és felhasználható az alacsony hőmérsékletekhez tartozó fajlagos ellenállás kiszámítására. Ugyanis

$$\frac{R_{273}}{R_{4,2}} = \alpha = \frac{\rho_{273} \frac{l_{273}}{q_{273}}}{\rho_{4,2} \frac{l_{4,2}}{q_{4,2}}},$$

ahol l a minta hosszúsága, q a keresztmetszete. Reich [5] szerint, ha $\frac{l}{q}$ értékét állandónak tekintjük, akkor az így elkövetett hiba 1 %-nál kisebb. Tehát a szobahőmérsékleti fajlagos ellenállás ismeretében $\rho_{4,2}$ is meghatározható. Folyékony héliumban a mintákon eső néhány μV -nyi feszültséget $\pm 0,02\ \mu\text{V}$ eltéréssel tudtuk meghatározni. Tipikus értéknek lehet tekinteni a $10\ \mu\text{R}$ -os mintákon $0,1\ \text{A}$ áramnál eső $1\ \mu\text{V}$ feszültséget. A fajlagos ellenállás meghatározásánál ehhez még hozzá kell számítani a ρ_{273} mérésének hibáját, ami $\sim 1\%$, valamint az l/q változásából adódó 1% -ot. Tehát fajlagos ellenállásmérésünk pontossága a méreteffektus elhanyagolása mellett $\sim 4\%$. A méreteffektust nem tudtuk figyelembevenni, de az összes alumínium huzalunk átmérője azonos volt, ezért a maradékellenállás valódi értéke a mért adatoktól közel azonos faktorial tér el.

Mérési eredmények

A mérési eredmények értelmezéséhez feltételezzük a Matthiessen szabály érvényességét. Eszerint a fémek fajlagos ellenállása két részből tevődik össze

$$\rho(T) = \rho_0(T) + \rho_h.$$

ρ_0 jelenti az ellenállás hőmérsékletfüggő részét, vagyis az elektronoknak az atomok termikus rezgésein történő szóródásából adódó járulékot. ρ_h -t a kémiai /szennyezők/ és fizikai hibák együttesen hozzák létre: $\rho_h = \rho_{sz} + \rho_f$.

Ha a fizikai hibákat /vakancia, intersticiális atom, diszlokáció/ hőkezeléssel eltávolítjuk a fémből, a szennyezések hatása mérhetővé válik. Elegendően alacsony hőmérsékleten $\rho_o(T) \ll \rho_h$. Így a hélium forráspontján, 4,2K^o-on mért ellenállás a szennyezések hatásának tulajdonítható. Mint az előzőekben már említettük, célszerű az

$$\alpha = \frac{R_{273} - R_{4,2}}{R_{4,2}}$$

maradékviszonyt meghatároznunk, mivel ebben a geometriai adatok bizonytalansága nem szerepel. Minél nagyobb az α , annál tisztább a fém.

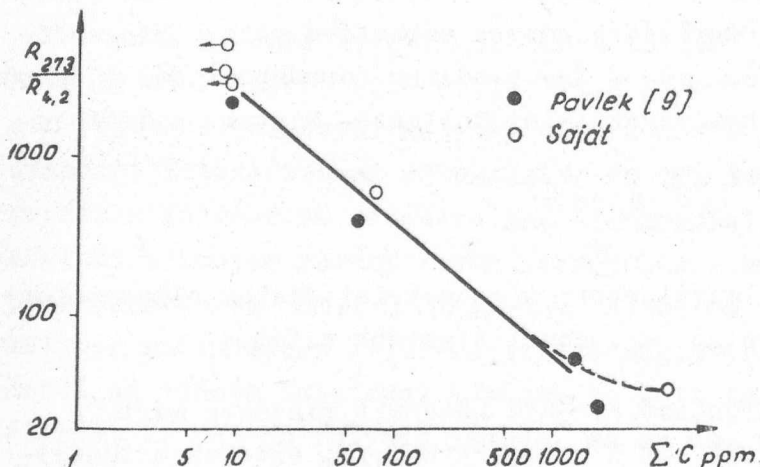
Az 1. táblázatban a különböző eredetű hőkezelt mintákon mért ρ fajlagos ellenállást és a 4,2, ill. 78 K^o-on mért R_{273}/R_T értékeket tüntetjük fel. Szobahőmérsékleten a különböző mintákban alig mutatkozik eltérés. Ezzel szemben 78 K^o-on ~ 50 %-os, 4,2 K^o-on pedig több, mint két nagyságrend eltérést tapasztaltunk a minták ellenállásában. A táblázatban feltüntettük az elemzési adatokat is. Abban a szennyezési tartományban, ahol szinképelemzéssel már nem adódtak különbségek, a maradékellenállás értékében lényeges eltérést találunk. Ez a hatás a többi, elemzéssel meg nem határozott szennyező különböző mennyiségének tulajdonítható. Így a maradékellenállás mérés kiegészíti a kémiai elemzési módszereket, de önmagában is jó tájékoztatást nyújt a fém teljes /globális/ tisztaságára vonatkozóan.

Összehasonlításként közöljük Pawlek és Rogalla [7] különböző tisztaságú Al mintákra vonatkozó eredményeit /II. táblázat/. A két táblázat

II. táblázat

A különböző hőmérsékleteken mért ρ fajlagos ellenállás és szennyező tartalom kapcsolata /Pawlek és Rogalla [7]/

Minta jeles tisztasága %	$10^{-9} \Omega$ cm-ben				
	$\rho_{4,2}$	ρ_{77}	ρ_{273}	Σ_C	$\frac{\rho_{273}}{\rho_{4,2}}$
Al. 99,7 kohó	87	341	2460	1860	28,2
Al. 999 tiszta	43,9	270	2420	1327	55,2
Al. 999 szupertiszta	5,75	224	2300	56	40,0
Al. 99999 spec. tiszta	1,11	221	2260	9	2210



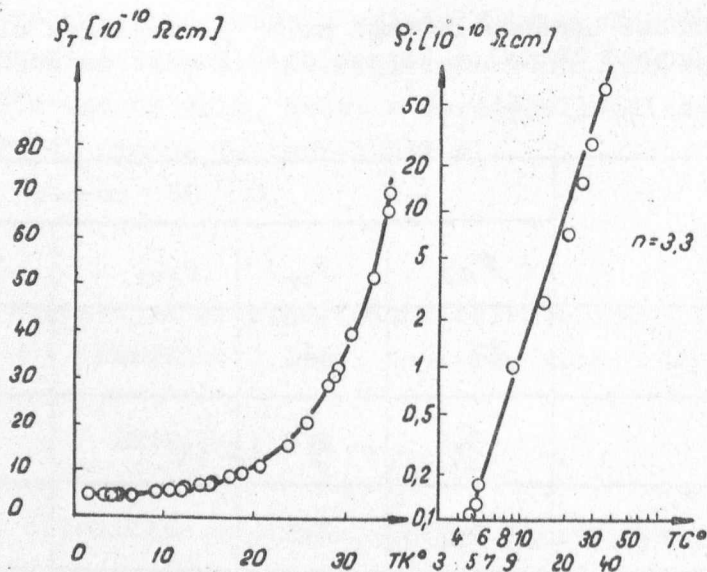
1. ábra

adatait összevetve megállapíthatjuk, hogy a Fémipari Kutató Intézetben előállított nagytisztaságu minták mindegyike kisebb ellenállásu az általuk 99,999 %-os mintán mért ellenállásnál.

A maradékviszony és a szennyezéstartalom közötti egyezkednek kapcsolatot találni. Ekkor az összes szennyező hatását additívnak tekintik, ami csak közelítés, mivel a különböző szennyezők ellenállásjára

ruléka nem azonos. Caron [8] adatait 4,2 K⁰-on Al-ban oldott Cu, Fe, Si, Zn-re sorrendben a következők: 1,22; 1,4; 1,02; 0,5 μΩ cm/atom %. Természetesen ez a közelítő additivitás is csak a szilárd oldat határáig érvényes. Nagyobb koncentrációknál a kiválások csökkentik a maradékellenállást /1. ábra szaggatott vonal/.

Alekszandrov dolgozata [8] alapján log-log léptékben ábrázoltuk saját, valamint Pawlek [7] $R_{273}/R_{4,2}$ -re kapott értékeit a ΣC függvényében. A mérési pontok $\approx 0,8$ iránytangensű egyenes mentén fekszenek. Tehát a maradékhányados és az össz szennyezés koncentráció közötti összefüggés $R_{273}/R_{4,2} \approx (\Sigma C)^{-0,8}$ alakban írható.



2. ábra

A legtisztább 5 jelű mintán vizsgáltuk az ellenállás hőmérséklet-függését 1,8 - 35 K⁰-ig. A 2. ábrából látható, hogy 10 K⁰-ig az ellenállás alig változik, majd erősen növekedni kezd. Ha a hőmérsékletfüggő "ideális" ellenállásról $\rho_o(T) = \rho(T) - \rho_{sz}$ feltételezzük, hogy $\rho_o(T) = a T^n$ alakú, akkor n -re 3,3 értéket kapunk. Erre az értékre Reich [6] $R_{273}/R_{4,2} = 6,5 \cdot 10^3$ tisztaságu mintánál $n = 3,7$ értéket kapott.

I r o d a l o m

- [1] Ferencz J.: Kohászati Lapok, 99, 132 /1966/
- [2] Pozsgai V., Balázs E.: Kohászati Lapok, 99, 227 /1966/
- [3] Kovács-Csetényi, E., Vassel, C.R., Kovács, I.: Acta Phys. 21, 195 /1966/
- [4] Kotsis Tivadarné, Kovács B-né: Kohászati Lapok, 98, 157 /1965/
- [5] Miskei M.: Kohászati Lapok, 99, 74 /1966/
- [6] Reich, R.: Revue de Metallurgie, 62, /1965/
- [7] Pawlek, F., Rogalla, D.: Metall , 20, 949 /1966/
- [8] Caron, M.: "Conductibilité électrique..." Conf. Paris, 1957. II. 584
- [9] Б.Н. Александров: Физ. металлов и металловедения 15, 156 /1963/

Érkezett: 1967. jan. 24.

KFKI Köz1., 15.évf. 2. szám, 1967.