

Vol. 12.No.2.196

KÖZPONTI FIZIKA

K

КФКИ

KÖZLEMÉNYEK

СООБЩЕНИЯ ЦЕНТРАЛЬНОГО ИНСТИТУТА ФИЗИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

REPORTS OF THE CENTRAL RESEARCH INSTITUTE FOR PHYSICS

Szerkeszti: Fenyves Ervin
Главный редактор: Е. Феньвеш
Editor: E. Fenyves

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

Technikai szerkesztő: Nagy Imréné
Megjelent: 1964. máj. 5.

Példányszám: 570.
Rotaszám: 1696

A kiadásért felelős: Jánossy Lajos

KFKI

KÖZLEMÉNYEK

TARTALOM

1. Cser László, Dézsi István és Keszthelyi Lajos:
Fe-Rh ötvözetek antiferromágneses-ferromágneses átalakulásának a vizsgálata Mössbauer effektus segítségével 119
2. Bakos József és Szigeti János: Helium nivóinak élettartama 125
3. M.Császár Lili, M.Koczkás Edit és Mátrai Tibor:
A CsH és CsD molekula elektronsáv-szinképről 135

Kísérleti technika

4. Pásztor Endre és Klopfer Ervin: Hordozható neutrongenerátor aktivációs analízis oéljára 143
5. Deme Sándor: Egyszerű módszer termikus neutronok intenzitás-eloszlásának vizsgálatára 151
6. Bakos József és Szigeti János: Gerjesztett atomi nivók lebomlási idejei eloszlásának és átlagos élettartamainak mérése pulzált elektrongerjesztéssel és időanalízissel 159
7. M.Császár Lili és Rózsa Károly: Alkalmos módszer kis mennyiségű fémcezium előállítására 175
8. Csillag László és Szántó Sándor: Egyszerű automatikus berendezés cseppfolyós nitrogén utántöltésére 181

Резюме

1. Исследование сплавов Fe-Rh с помощью эффекта Мессбауера

Л.Чер, И.Дежи и Л.Кестхеи

Нами было исследовано антиферромагнитное-ферромагнитное превращение 50%-ного сплава FeRh в фазе α' с помощью эффекта Мессбауера.

При превращении происходит изменение напряженности поля 6 ± 2 кг, ширина линии увеличивается на 20%, интенсивность уменьшается и изомерное отклонение скачкообразно изменяется, 54%-ная γ -фаза не показывает магнитных свойств в диапазоне температуры $-170 - +250^\circ\text{C}$.

2. Среднее время жизни уравнений гелия

Й.Бакош и Й.Сигети

Путём измерения кривых распада мы определили среднее время жизни уравнений 4^3S , 4^1D гелия. Они составляли $67,0 \pm 1,4$ или $41,6 \pm 1,3$ нсек, соответственно мы проводили отдельные измерения для определения среднего времени жизни уравнений 3^3P , 5^1D , 4^3D , 4^1S . На основе измерения получили, что среднее время жизни этих уравнений 118,6; 56,1; 97,0; 91,5 нсек.

3. О спектре электронной полосы молекул CsH и CsD

Лили М.Часар, Эдит М.Коцкаш и Т.Матраи

Нами были сделаны снимки абсорбций пары молекул CsH и CsD . Систему полос $^1\Sigma \rightarrow ^1\Sigma$ молекулы сравнили со снимками той же молекулы CsH , сделанными Алми и Рассвейлером (1938), нашли три новых полосы. С помощью нового метода, разработанного нами для снимков абсорбционного спектра молекулы CsD удалось фотографировать несколько полос системы полос $^1\Sigma \rightarrow ^1\Sigma$ вышеуказанной молекулы. Большинство линий следует осмотреть на основе вычисленного вибрационного отклонения изотопии как полосы 6-0, 7-0, 8-0, 9-0, 10-0. В таблице приведены вычисленное вибрационное отклонение изотопии от полосы 0-0 до полосы 12-0, волновое число начала полос полученных полос CsD и ротационные константы B' и B'' верхнего и нижнего состояния электронов.

4. Портативный генератор нейтронов для активационного анализа

Е.Пастор и Э.Клопфер

В статье описывается малогабаритный компактный генератор нейтронов, построенный для целей активационного анализа. Прибор состоит из двух частей: из источника высоковольтного напряжения и ускорительной установки. Ускоряющее напряжение равно 120 кв, ионный ток - 1 ма. Полученный до сих пор максимальный выход нейтронов составляет $1 - 5 \cdot 10^{10}$ нейтронов в секунду.

5. Простой метод для исследования распределения интенсивности тепловых нейтронов

Ш.Деме

Нами был разработан простой активационный -авторадиографический метод, проводимый по возможности быстро и в больших количествах, для исследования радиального распределения интенсивности тепловых нейтронов. Диапазон интенсивности, измеряемый с помощью медной и золотой пластинки составляет при бл. $5 \cdot 10^3 - 10^{12}$ нейтрон/см² сек. Относительная точность измерений - 5-10%, разрешающая способность не менее 1 мм. С помощью вышеуказанного метода мы измерили радиальное распределение коллимированного потока тепловых нейтронов, выходящего из одного горизонтального канала реактора типа ВВР-С и сообщаем некоторые результаты измерения в качестве примера использования.

6. Измерение среднего времени жизни и распределения времен распада уровней возбужденных атомов

Й.Бакош и Й.Сигети

Излагается устройство, построенное нами для измерения среднего времени жизни и распределения времен распада уровней возбужденных атомов. В этом устройстве мы применяли временно-амплитудный преобразователь, используемый в ядерной физике и амплитудный анализатор. Описываются явления, нарушающие измерение и излагаются вопросы проектирования устройства. Излага-

ются контрольные измерения и результат измерения кривых распада нескольких уровней при наличии гелия. Занимаемся ошибками измерения и способом исправления.

7. Метод пригодный для получения металлического цезия в небольшом количестве

Лили М.Часар и К.Рожа

Излагается получение металлического цезия для изготовления снимков по молекулярному спектру. $\text{Cs}_2\text{Cr}_2\text{O}_7$, в качестве исходного материала, была превращена нами в CsN_3 , потом с помощью подходящего прибора в вакууме термическим путём была диссоциирована Cs.

8. Простое автоматическое устройство для пополнения жидкого азота

Л.Чиллаг и Ш.Санто

Излагается автоматическое устройство для пополнения жидкого азота, работающее с помощью сжатого воздуха и управления газового термомтра. Устройство, питающееся из металлического сосуда Дьюара емкостью 25 литров, обеспечивает непрерывную работу около 4-5 дней. Колебание уровня приблизительно 2 мм.

VII.

S u m m a r i e s

1. Investigation of Fe-Rh Alloys by means of the Mössbauer Effect

L. Cser, I. Dézsi and L. Keszthelyi

The antiferromagnetic to ferromagnetic transition in 50 % FeRh alloy was studied by the Mössbauer effect. In the transition process the internal field strength changes by 6 ± 2 kG, the line width increases by ~ 20 %, the intensity decreases and the isomer shift suddenly changes. The 54 % γ phase does not show any magnetic properties in the temperature range of -170 \rightarrow 250 C^o.

2. Lifetimes of Excitation Levels of He atoms

J. Bakos and J. Szigeti

The lifetimes of the 4^3S and 4^1D excitation levels in He, as determined from decay curve measurements, are found to be $67,0 \pm 1,4$ and $41,6 \pm 1,3$ nsec, respectively. From individual mean life measurements on the excitation levels 3^3P , 5^1D , 4^3D , 4^1S , the lifetimes of these levels are found to be $118,6$, $56,1$, $97,0$, $91,5$ nsec. respectively.

3. On the Electronic Band Spectra of the CsH and CsD Molecule

Lili Császár, Edit Koczkás and T. Mátrai

Photographs have been made of CsH and CsD vapour in absorption. The $^1\Sigma \rightarrow ^1\Sigma$ band-system of the CsH molecule has been compared to that taken by Almy and Rassweiler /1938/ and three new bands were observed. Using a new method for photographing the absorption spectrum of the CsD molecule, several bands of the $^1\Sigma \rightarrow ^1\Sigma$ band system have been found. On the basis of the calculated vibrational isotope shift a number of lines were identified as the 6-0, 7-0, 8-0, 9-0, and 10-0 bands. Tables are given containing the calculated vibrational isotope shifts for the 0-0 - 12-0 bands, the wave numbers of the band origins of the observed CsD-bands, and the rotational constants $B''B''$ for the upper and lower electronic states.

VIII.

4. Portable Neutron Generator for Activation Analysis

E. Pásztor and E. Klopfer

A small size, compact neutron generator built for activation analysis is described. The apparatus is composed of two main parts: a high voltage supply and an accelerator. Accelerating voltage: 120 kV, accelerated ion current: 1 mA. Maximum neutron yield obtained up to now 1.5×10^{10} n/sec.

5. A Simple Method for Thermal Neutron Distribution Analysis

S. Deme

A simple method based on activation-autoradiography is described by which the analysis of the radial intensity distribution of thermal neutrons can be rapidly performed even in a wide intensity range. The intensities coverable with the use of copper and gold foils are about $5 \cdot 10^3 - 10^{12}$ neutrons/cm² sec. The relative accuracy of the analysis is 5 - 10 %, the resolving power better than 1 mm. This method has been used to analyse the radial distribution of the collimated thermal neutron beam from one of the horizontal channels in the VVRS reactor. For illustration some results of this measurement are given.

6. Measurement of Excitation Level Mean Life and Decay for Atoms by Pulsed Electron Excitation and Time Analysis

J. Bakos and J. Szigeti.

Making use of in nuclear physics conventional time-to-pulse height converter and pulse height analyser an apparatus has been developed for measuring atomic excitation level decay time and mean life. Design principles and the effects interfering with the measurement are discussed. Checking measurements are described and some results obtained for He are given. Considering the experimental errors, possible ways of improvement are contemplated.

7. A Convenient Method for Producing Small Quantities of Cs Metal

Lili Császár and K. Rózsa

The production of Cs metal of appropriate purity for photographing molecular spectra is described. $\text{Cs}_2\text{Cr}_2\text{O}_7$ as starting material was transformed into CsN_3 from which Cs was produced by thermal dissociation.

IX.

8. A Simple Automatic Liquid Nitrogen Refill-Device

L. Csillag and S. Szántó

A gas-thermometer controlled automatic pneumatic refill-device is described. A 25 litre metal Dewar vessel ensures continuous operation for about 4-5 days. Level fluctuations amount to about 2 mm.

Fe-Rh ÖTVÖZETEK ANTIFERROMÁGNESES-FERROMÁGNESES ÁTALAKULÁSÁNAK A VIZSGÁLATA MÖSSBAUER EFFEKTUS SEGÍTSÉGÉVEL

Irta: Cser László, Dézsi István és Keszthelyi Lajos

Összefoglalás

50 %-os FeRh ötvözet α' -fázisán az antiferromágneses-ferromágneses átalakulást tanulmányoztuk a Mössbauer-effektus segítségével. Az átalakulásnál 6 ± 2 kG térerősségváltozás, vonalkiszélesedés, intenzitás csökkenés és az izomér eltolás megváltozása következik be. Az 54 %-os γ -fázis nem mutatott mágneses tulajdonságokat - 170 -+ 250 C° hőmérséklet tartományban.

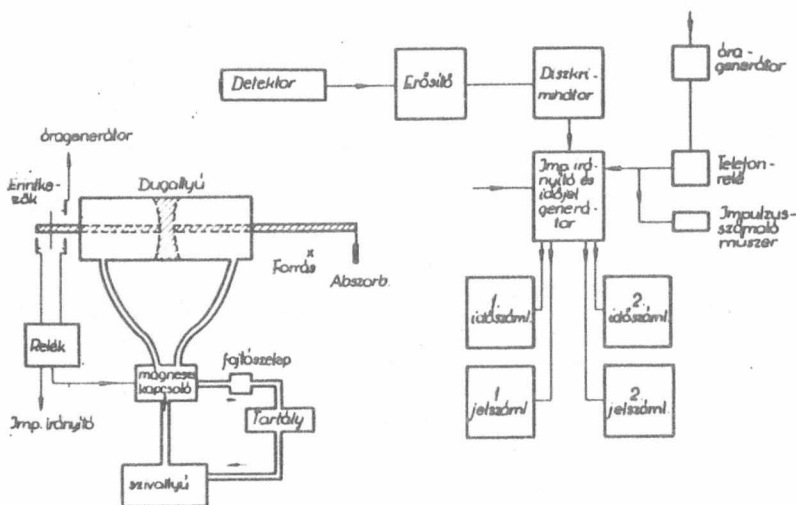
1/ Bevezetés

Az 50 atom % körüli Rh koncentrációju Fe-Rh ötvözet érdekes mágneses sajátságokat mutat, nevezetesen a Fe-Rh ötvözet a hőmérséklettől függően antiferromágneses és ferromágneses állapotban is lehet [1].

Az antiferromágneses-ferromágneses átalakulás a belső tér megváltozására vezet. Célszerűnek láttuk ezt a változást tanulmányozni a Mössbauer-effektus segítségével. Vizsgálataink közben jelent meg Shirane és társai [1] hasonló tárgyú dolgozata. Ezért a következőkben eredményeink közül csak azokat ismertetjük, amelyek kiegészítik Shirane és társai [1] által közölt adatokat.

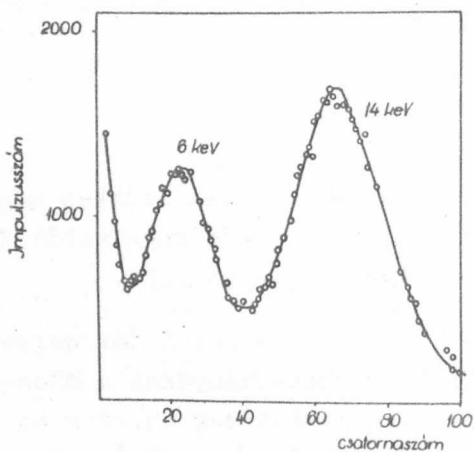
2/ A kísérleti berendezés

A berendezés vázlata az 1. ábrán látható. Az abszorbenst egy dugattyu mozgatta, amelyet olajszivattyu működtetett. Az abszorbens mozgásirányát a dugattyura szerelt helyzetkapcsoló segítségével változtattuk, amely reléekkel vezérelt szelep segítségével változtatta az olaj áramlásának irányát. A sebességértéket fojtószeleppel szabályoztuk. Ezzel a berendezéssel a 0,05-10 mm/sec sebességtartományban igen stabilan lehetett mérni max. $\pm 0,02$ mm/sec hibával. A fordulópontoknál fellépő gyorsulások hatását kapuzó berendezéssel "kizártuk" /a gyorsulások alatt nem mértünk/.



1. ábra

Detektorként 1 mm vastag és 32 mm \varnothing NaJ/Tl/ kristályt használtunk. A felvett spektrum a 2. ábrán látható. Kis zajszintű, EMI 9536S



2. ábra

tipusu multiplierrel mértünk. A szcintillációs spektrométer felbontóképessége a 14,4 keV-os vonalra 42%. Az egycsatornás diszkriminator és a számlálók közé beiktatott impulzusirányító elektronika lehetővé tette, hogy mindkét mozgásirányt kihasználjuk, s hogy a mérés, a sebességbeállítást leszámítva, automatikusan történjen. A mérésidőt egy 50 Hz-es generátor impulzusaival mértük. Mechanikus számláló mutatta az abszorbens által megtett fordulatok számát. Ezt megszorozva, a helyzetkapcsolók távközével és osztva a mérési idővel, kaptuk a mozgási sebességet.

3/ Forrás és abszorbensek

Forrásként rozsdamentes acélfóliába diffundáltatott hordozómentes Co^{57} izotóp szolgált [2]. A forrást 40 mg/cm² vastag kaliumferrocianid abszorbenssel vizsgáltuk, s az így kapott abszorpciós vonal szélességére $2\Gamma = 0,4 \pm 0,02$ mm/sec-ot, az izomér eltolás mértékére $+ 0,2 \pm 0,02$ mm/sec értéket kaptunk.

A Fe-Rh abszorbensek kémiai úton, poralakban, redukcióval készültek [3].

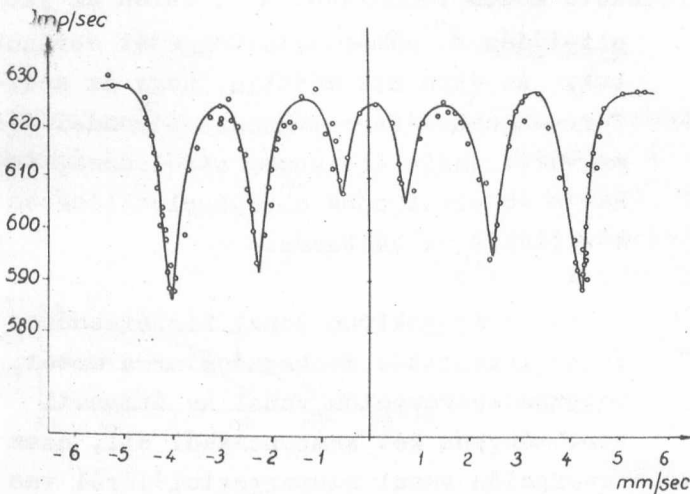
Az α' -fázis vizsgálatánál 44 mg/cm² vastagságu, 1,5 mg/cm² aluminium fóliára felragasztott 50 %-os /atom-százalék/ Fe-Rh ötvözetet használtunk.

A γ fázis 54 % Rh-t tartalmazott és 40 mg/cm² vastag volt.

4/ Mérések

a/ α' -fázis

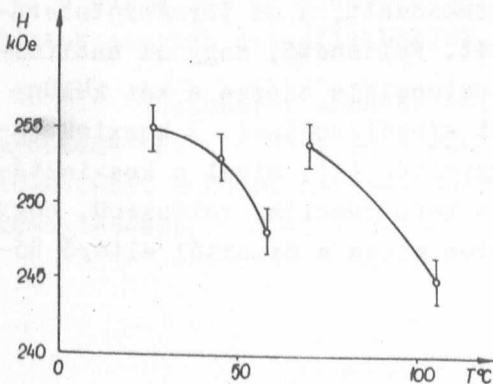
A 3. ábrán látható az 50 %-os α' -fázisu Fe-Rh ötvözet szobahőmérsékleten felvett abszorpciós görbéje. A 6 vonal megfelel a belső



3. ábra

mágneses tér által létrehozott Zeeman-felhasadásnak. Ebből meghatároztuk a belső mágneses teret, amely 256 kOe-nek adódik. A belső vonalak félszélessége $2\Gamma = 0,4 \pm 0,02$ mm/sec, a külsőké $0,45 \pm 0,02$ mm/sec, jó egyezésben az eddig mérésekkel [1].

A 4. ábra mutatja a belső mágneses tér változását a hőmérséklet függvényében. A mintát melegítés előtt cseppfolyós nitrogén

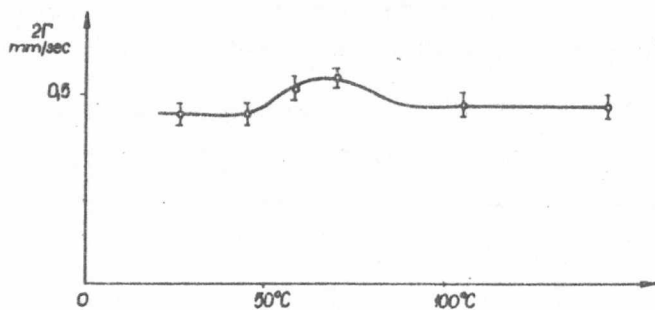


4. ábra

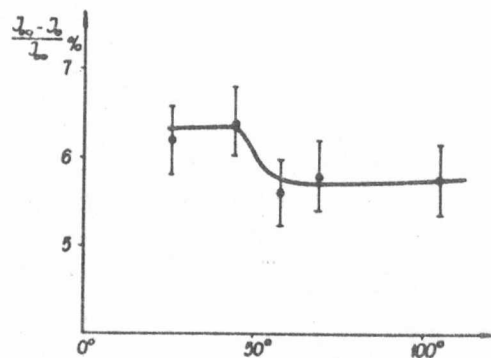
hőmérsékletére hűtöttük. A tér csökken a hőmérséklet növelésekor. A 60-70 C^o tartományban szignifikáns ugrás jelenik meg, amely megfelel az antiferromágneses-ferromágneses átmenetnek. A belső mágneses tér értékében mutatkozó ugrás 6 ± 2 kOe, kisebb, mint az irodalmi érték /12 kOe/ [1].

Ennek értelmezéséhez tekintsük az 5. ábrát. Itt a félszélességet 2Γ / ábrázoltuk szintén a hőmérséklet függvényében. Az antiferromágneses-ferromágneses átmenet közelében jól látható a fél-

szélesség növekedése. A 6. ábrán a két szélső vonal intenzitását tüntettük fel a hőmérséklet függvényében $\frac{J_{\infty} - J_{\nu}}{J_{\infty}}$, ahol J_{∞} a számlált im-

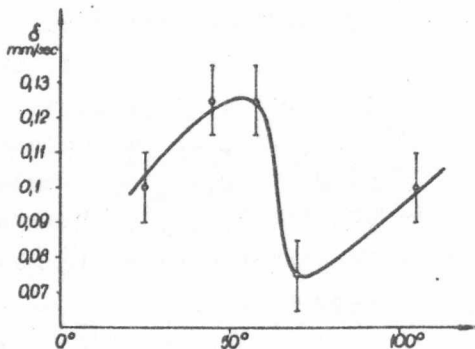


5. ábra



6. ábra

pulzusok száma nagyon nagy sebességnél, J_{γ_0} az abszorpciós minimumban/. Az átmenetnél az intenzitás észrevehető módon lecsökken. A 7. ábrán az izomér



7. ábra

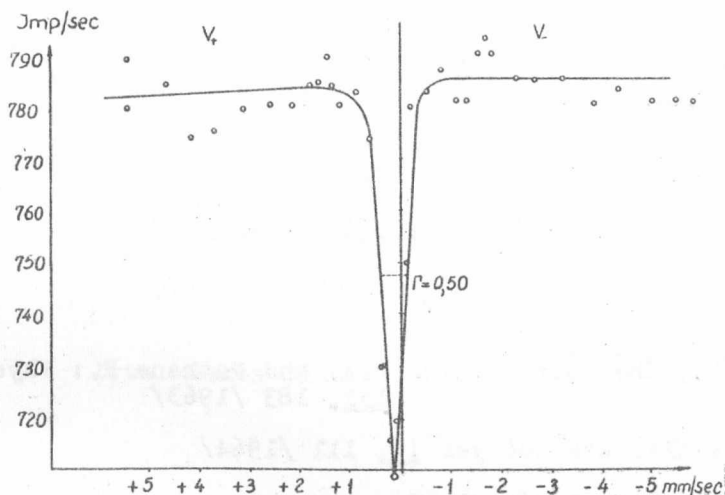
eltolódás δ hőmérsékletfüggését ábrázoltuk. Az ábra azt mutatja, hogy az antiferromágneses-ferromágneses átrendeződés megváltoztatja az izomér eltolódást, tehát a 4s elektronok sűrűségeloszlásában következik be változás.

A spektrum vonal kiszélesedése és az intenzitás csökkenése arra mutat, hogy az abszorpciós vonal az átmeneti tartományban két komponensből áll, azaz

két belső tér értékhez tartozó abszorpciós vonal szuperpozíciójáról van szó. Egyelőre nem lehet elvégezni az abszorpciós görbe szétválasztását a két különböző tér értéknek megfelelő görbékre, mert a mérés ehhez nem elég pontos. Kvalitatív következtetésképpen azt mondhatjuk, hogy az átmeneti hőmérséklet közelében az átmenet elmosódott, s ez természetesen csökkenti a belső tér ugrásának értékét. Feltehető, hogy az antiferromágneses és ferromágneses fázisok koexistenciája okozza a két különböző belső tér értéket és így módon a vonal kiszélesedését. A koexistenciát neutron-diffrakciós kísérletek is igazolták [4]. Mivel a koexistáló fázisok arányát a minta előlétele erősen befolyásolja, valószínű, hogy Shirane és társai [1] által mért vas-rhodium minta a mienktől eltérő hőkezelést kapott.

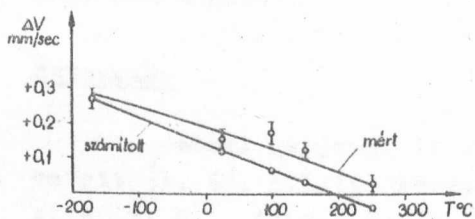
b/ γ -fázis

A 8. ábrán látható az 54 %-os Rh tartalmu γ -fázisu Fe-Rh ötvözet abszorpciós vonala szobahőmérsékleten. A - 170 \rightarrow + 250 C^o tartományban végzett mérések azt igazolták, hogy a γ -fázis paramágneses. A gör-



8. ábra

bék félszélessége $2\Gamma = 0,45$ mm/sec, a hibahatáron belül állandó. A görbe csúcsának eltolódását a 9. ábra mutatja. A számított vonal a -170 C^o-on hozzánormált, tiszta vasra számított hőmérsékleti eltolást mutatja. Ebből arra következtethetünk, hogy nem kémiai, hanem csupán hőmérsékleti eltolásról van szó.



9. ábra

4/ Következtetések

Összefoglalva tehát azt mondhatjuk, hogy a vonalkiszélesedés az α' -fázis anti-ferromágneses-ferromágneses átalakulási hőmérsékletének közelében a két mágneses fázis koexistenciájára utal. A kiszélesedés mértéke összhangban van a belső tér értékében előálló ugrás nagyságával. A γ -fázisról kapott adatok alapján azt állíthatjuk, hogy a γ -fázis paramágneses állapotú.

Köszönetet mondunk Pál Lénárd akadémiai levelező tagnak a FeRh probléma felvetéséért és a munkaközben folytatott értékes diskusszióért. Köszönetet mondunk Konczos Géza tudományos munkatársnak az ötvözetek elkészítéséért.

I r o d a l o m

- [1] Shirane G., Chen C.W., Flinn P.A. and Nathans R.: Phys. Rev. 131, 183 /1963/
- [2] Dézsi I.: KFKI Közlemények 12, 111 /1964/
- [3] Konczos G.: Megjelenés alatt.
- [4] Krén E., Paróczy Gy. és Szabó P.: KFKI Közlemények 12, 17 /1964/

Érkezett: 1963. dec. 5.

KFKI Közl. 12. évf. 2. szám, 1964.

HELIUM NIVÓINAK ÉLETTARTAMA

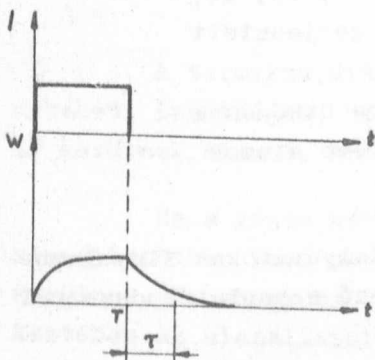
Irta: Bakos József és Szigeti János

Összefoglalás

A bomlási görbék mérése útján meghatároztuk a helium 4^3S , 4^1D nivóinak élettartamait. Ezek rendre $67,0 \pm 1,4$, ill. $41,6 \pm 1,3$ nsec voltak. Egyes méréseket végeztünk még a 3^3P , 5^1D , 4^3D , 4^1S nivók átlagos élettartamaira is. Ennek alapján ezen nivók élettartama 118,6; 56,1; 97,0; 91,5 nsec-nek adódott.

Bevezetés

Atomi gerjesztett állapotok átlagos élettartama mérésére sok közvetett [1, 6], illetve közvetlen mérést ismerünk az irodalomból [1, 2, 3, 4, 5, 7, 8]. Néhány évvel ezelőtt további új módszert javasolt Heron-McWhirter és Rhoderick [9, 10] a gerjesztett állapotok élettartamának közvetlen mérésére. Az új módszer két fontos fizikai tényen alapul. Az első tény az, hogy ha az atomokat elektronsomaggal gerjesztjük a gerjesztés időpontját ismerjük. A másik tény pedig az, hogy a fényt detektáló elektron sokszorozó kis fényintenzitások esetén nem folyamatos elektronáramot, hanem áramimpulzusokat ad /lásd pl. [11]/. Így beszélhetünk a bomlási kvantum beérkezésének idejéről. E két tény együtt lehetővé teszi, hogy mérjük a gerjesztés időpontja és a sokszorozó impulzusa közti időkülönbséget (τ). A τ időintervallumok megfigyelt gyakorisága n/τ a bomlási görbét szolgáltatja. A gerjesztő áram (I) impulzus alakját, a fénykvantum idő függvényében való megjelenése valószínűségét (W) és a két görbe egymáshoz viszonyított időbeli helyzetét az 1. ábra mutatja. A bomlási görbét vagy késleltetett koincidencia módszerével [12] vagy időanalizátorral vehetjük fel [13].



1. ábra

A módszert Heron után már többször alkalmazták [14, 15, 16] nevezetesen a helium és

a neon gerjesztett állapotai élettartamának mérésére.

Gerjesztett állapotok élettartamának mérésére időanalízis alapján dolgozó berendezést építettünk [17]. Ezzel egyrészt a berendezés ellenőrzésére mértük a héliumnak az irodalomból már ismert 3^3P , 4^3S , 3^3D , másrészt az eddig még nem mért 5^1D , 4^3D , 4^1D , 4^1S nivóit. A 2. ábra mutatja a He termsémáját. Az egyes

He					
$1s$	$1p$	$1d$	$3s$	$3p$	$3d$
6 — 6 — 6 —			6 — 6 — 6 —		
5 $\frac{151}{91}$	5 $\frac{76}{56}$	5 $\frac{73}{56}$	5 $\frac{110}{67 \pm 1,4}$	5 $\frac{225}{97}$	5 $\frac{61}{97}$
4 $\frac{90}{91}$	4 $\frac{394}{41,6 \pm 1,3}$	4 $\frac{38}{41,6 \pm 1,3}$	4 $\frac{64}{67 \pm 1,4}$	4 $\frac{138}{97}$	4 $\frac{32,2}{97}$
	3 $\frac{1,7}{53}$	3 $\frac{15,4}{53}$		3 $\frac{96}{118}$	3 $\frac{13,9}{118}$
			3 $\frac{35,4}{118}$		
	2 —				
2 —			2 —		
			2 —		

2. ábra

rés mutatkozik [16, 18, 19, 20, 21] célszerű új módszer alkalmazása is. Ezen új módszernél fellépő zavaró fizikai folyamatok [17] a következők:

- 1/ Rezonancia abszorpció [22, 23, 24, 25, 26].
- 2/ Kaszkád folyamatok a különböző gerjesztett állapotok között [27, 28, 29].
- 3/ Gerjesztést kicserélő másodlagos ütközések gerjesztett és alapállapotban lévő atomok között [30, 31, 32, 33, 29].

A méréseredmények kiértékelésénél ezen folyamatokat figyelembe kell vennünk. Az egyes nivók népességét a következő egyenletrendszerrel írhatjuk le

$$\dot{n}_i = -\frac{n_i}{\tau_i} - n_i N \bar{\sigma} \sum_k Q_{ik} + \sum_{l>i} A_{li} n_l + N \bar{\sigma} \sum_m Q_{im} n_m + N q_i(V) I \quad (11)$$

tatja a He termsémáját. Az egyes nivók fölé beirtuk az élettartam méretileg abban az esetben várható értékeit [29], ha csak sugárzásos átmenetek vannak a nivók között /lásd alább/. Az időegység a nanoszekundum. Az ábrán az egyes nivók alatt látható értékek az általunk mért élettartamok értékei. Azt találtuk, hogy 5^1D , 4^3D , 3^3D nivók kivételével a mérési eredmények jól egyeznek az irodalomból ismert kísérleti, illetve elméleti eredményekkel. Az említett utóbbi három nivónál az eltérés, a másodlagos folyamatok figyelembevételével magyarázható.

I.

Mind a régi módszereknél, mind az új módszernél számos zavaró fizikai jelenség lép fel. Mivel a régi módszerekkel kapott eredmények között számos lényeges eltérés

Az egyenletben n_i az i nivó népességét jelenti $\frac{\text{atomszám}}{\text{cm}^3}$ egységekben. A baloldalon az $n_i(t)$ időbeli deriváltja áll. Az n_i nivó populációja csökken a spontán átmenetek következtében. Ezt a tényt fejezi ki a jobboldalon álló első tag. $\bar{\tau}_i$ az i nivó átlagos élettartamát jelenti. Ez az Einstein-féle spontán átmeneti valószínűségekkel A_{ik} , $k < i$ / a következő relációban áll

$$\bar{\tau}_i = \frac{1}{\sum_{k < i} A_{ik}}$$

Ha a nivó rezonancia nivó, akkor

$$\bar{\tau}_i = \frac{1}{gA_{i0} + \sum_{i > k} A_{ik}}$$

ahol g a bebörtönződési faktor /rezonancia abszorpció miatt/ [22, 23, 24] és a 0 nivó az atom alapállapotával egyezik meg.

Az i nivó népessége azáltal is csökkenhet, hogy az i gerjesztett állapotban lévő atom ütközik egy alapállapotban lévő atommal, aminek eredményeképpen az i gerjesztett állapotban lévő atom alapállapotba, az alapállapotban lévő atom pedig k gerjesztett állapotba kerül. Ennek az ütközésnek a hatáskeresztmetszete Q_{ik} . Az i nivónak ezen folyamaton keresztül való népesség csökkenését írja le az 1/ egyenlet jobboldalán a második tag. Itt még N az alapállapotban lévő atomok számát köbcéntiméterenként, \bar{v} pedig az ütközésben résztvevő két atom egymáshoz viszonyított átlagsebességét jelenti

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{16kT}{\pi\mu}}$$

ahol k a Boltzmann konstans, T a gáz hőmérséklete, μ pedig a gázatomok tömege.

Az i nivóra az energiában felette levő 1 nivókról sugárzások folyamattal atomok juthatnak, ami populáció növekedést jelent. Ezt a populáció növekedést írja le a harmadik tag az 1/ egyenlet jobboldalán.

A termikus ütközés azonban nemcsak populáció csökkenést eredményezhet. Lehetséges, hogy az i nivóra az m nivóról termikus ütközéssel is kerülnek atomok. Ezt a populáció növekedést írja le a negyedik tag.

Ha a gázon keresztül I áramsűrűségi áram folyik, az elektronok alapállapotban lévő atomokkal ütköznek és az atomok gerjesztett állapotba kerülnek. Ha annak az ütközésnek a valószínűsége, hogy az ütközés következtében az alapállapotban lévő atom az i gerjesztett állapotba kerül-

jön $q_i(V)$, akkor ezen ütközés következtében előálló népeesség növekedést az 1/ egyenlet jobboldalán álló ötödik tag írja le. V az elektronokat gyorsító tér potenciálját jelenti.

A kiinduló állapotban $t=0$ $n_i=0$ $i \neq 0$ és $n_0=N$, azaz az összes atom jó közelítéssel az alapállapotban van /Boltzmann eloszlás/. A $t=0-T$ időközben /1. ábra/ I áramsűrűségű áram folyik, minek következtében a T időpontban $n_0, n_1 \dots n_i \neq 0$ népeesség eloszlás keletkezik. A népeesség további változását az

$$\dot{n}_i = -\frac{n_i}{\tau_i} - n_i N \bar{v} \sum_k Q_{ik} + \sum_{l>i} A_{li} n_l + N \bar{v} \sum_m Q_{im} n_m \quad /2/$$

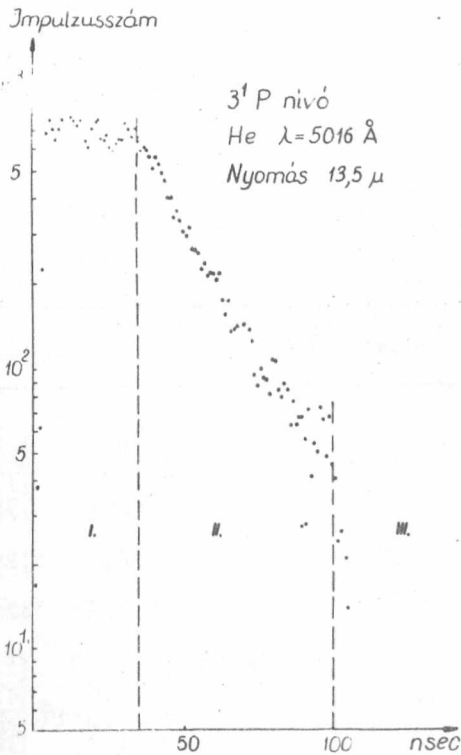
egyenletrendszer írja le. A bomlási görbe $n_i(\tau) = n_i(t-T)$ általában nem egyszerű exponenciális.

A mérésekben a τ_i időket akartuk mérni. A többi tagot vagy külön mérés keretében mérni, vagy elegendő számú, a kísérleti paraméterek függvényében végrehajtott mérés alapján számolni kell. A harmadik eshetőség, mely nem minden esetben járható az, hogy olyan kísérleti viszonyokat teremtünk, melyben hatásuk elhanyagolható.

A helium esetén szerencsére folytak már vizsgálatok, melyek a Q_{ik} és $q_i(V)$ ütközési hatáskeresztmetszetek meghatározására irányultak [29, 31, 32, 33]. Mi különösen az $5^1D, 4^3D$ nivókra vonatkozó eredmények értékelésénél használtuk fel ezeket az adatokat. Meg kell azonban jegyezni, hogy hasonlóan az irodalomban található élettartam adatokhoz, itt is erős eltérések vannak a különböző méréseredmények között. Ezért az $5^1D, 4^3D, 3^3D$ nivókra vonatkozó megállapításainkat is csak tájékoztató jellegűnek kell tekinteni.

II.

Méréseinkben a $(0, T)$ időintervallum 100 nsec hosszú volt / a gerjesztő impulzus hossza/. Az időanalizátornak kiértékelésre használható analízálási tartománya $(t-T)_{\max} = \tau_{\max} \sim 60$ nsec hosszú volt. A 3. ábra egy bomlási görbét mutat. A görbe első része $t < T$ időkhöz tartozik, amikor még az I áramsűrűségű áram folyik. A második rész a valójában bomlási szakasz. A görbét szemilogaritmus koordináta rendszerben ábrázoltuk. A bomlási szakasz egyenese az exponenciális bomlási törvénynek felel meg. Mostani vizsgálatunknak nem volt célja, hogy ennek exakt exponenciális voltát bizonyítsa. A bomlási görbéken sokszor periodikus ingadozások léptek fel, melyek apparatív okokra voltak visszavezethetők. A harmadik szakasz erős leesése az analízálási tartomány végét jelzi.



3. ábra

meg (λ). A harmadik oszlopban az egyes méréseknél használt gáz nyomást ($p_{\mu} \sim N$) mikronban, míg a negyedik oszlopban az elektronokat gyorsító tér potenciálját tüntetjük fel. Az ötödik oszlopban az egyes mérésekben nyert élettartam értékeket, míg a hatodik oszlopban az ezekből képezett átlagot találjuk az átlag hibájával. A hetedik oszlopban az irodalomban található elméleti és kísérleti élettartam értékeket gyűjtöttük össze. A kísérleti eredményeket csillaggal jelöltük meg.

A táblázatból látható, hogy a 4^3S , 4^1D , 3^3P , 4^1S nivóknál az irodalmi adatokkal való egyezés elég jónak mondható. Az 5^1D és a 4^3D nivóknál fellépő eltérés magyarázatára figyelembe vesszük a mérést zavaró folyamatokat.

Az $\ln(n(\tau))$ bomlási egyenesek iránytangensét, azaz a nivó átlagos élettartamát ($\bar{\tau}_i$), a legkisebb négyzetek módszerével határoztuk meg [35]. A mérési eredményeknek az ilyen módszerrel [34] való kiértékelése megengedhető, mivel a berendezéssel mért legrövidebb élettartam $\bar{\tau}_{i, \min} \sim 7$ nsec volt, ami sokkal kisebb, mint a most mért nivók élettartama /néhányszor tíz nsec/. Ugyanazon nivónál felvett több bomlási görbéből külön-külön számolt, egyes élettartam mérésekből az analízis tartományba eső összipulzusszámmal súlyozott átlagot képeztünk. A mért adatok alapján határoztuk meg a mérés hibáját is.

Méréseink eredményét az 1. táblázat mutatja. A táblázat első oszlopában a vizsgált átmenetet, a másodikban az átmenet hullámhosszát adtuk

1. Táblázat

Átmenet	λ (Å)	Nyomás μ	V_H	τ nsec	$\bar{\tau} \pm \sigma_{\bar{\tau}}$	τ irod.
2^3S-3^3P	3889	40	31	118,6		100 \pm 8 [±] [15] 96,5 [29] 118 [37] 115 \pm 5 [±] [9]
2^1P-5^1D	4388	40	50	56,1		72,0 [29]
2^3P-4^3D	4472	40	50	97,0		32,2 [29]
2^3P-4^3S	4713	18		70,3	67,0 \pm 1,3	102,0 [37] 63,8 [29] 67,5 \pm 1 [±] [9] 64,0 [36]
		16	50	66,4		
		40	30	61,8		
		13	30	64,8		
		4	30	70,6		
		4	30	67,4		
2^1P-4^1D	4922	7,5		42,0	41,6 \pm 1,3	37,8 [29]
		18	100	42,1		
		7	30	43,2		
		7	50	45,7		
		16	50	37,6		
		40	50	45,7		
		13	50	37,4		
2^1P-4^1S	5048	40		91,5		90,0 [29]

Az 5^1D nivó

Felhasználva a hatáskeresztmetszetekre az irodalomban található adatokat [31] az 5^1D nivóra vonatkozó népszerűség egyenlet a $t \geq T$ időben a következő alakban írható.

$$\dot{n}_{5^1D} = -\left(\frac{1}{\tau_{5^1D}} + 16,8 \cdot 10^6\right) n_{5^1D} + 16,8 \cdot 10^6 n_{5^1P}$$

Számításainkban elhanyagoljuk azt a tényt, hogy 1D és a 1P nívók statisztikai súlya különböző. Ez lényeges eltérést nem jelent, de a számításainkat nagyon megkönnyíti. A $1/\bar{\tau}_{5^1D}$ elméletileg várható értéke $13,7 \cdot 10^6 \text{sec}^{-1}$. Az 5^1D nivóval csak az 5^1P nivó van erős "termikus" csatlásban. Az 5^1P nivó népszerűségére vonatkozó egyenlet a következő:

$$\dot{n}_{5^1P} = -\left(\frac{1}{\bar{\tau}_{5^1P}} + 16,8 \cdot 10^6\right) n_{5^1P} + 16,8 \cdot 10^6 n_{5^1D} \quad /4/$$

Az $\frac{1}{\bar{\tau}_{5^1P}}$ elméletileg várható értéke $20,44 \cdot 10^6 \text{sec}^{-1}$, figyelembevéve a 4^3D nivóra vezető termikus ütközést és a nivó bebörtönzését is. A 3/, 4/ egyenletek megoldása n_{5^1D} -re

$$n_{5^1D}(\bar{\tau}) = \left[0,49 n_{5^1P}(T) + 0,598 n_{5^1D}(T)\right] e^{-\frac{\bar{\tau}}{60}} - \left[0,49 n_{5^1P}(T) - 0,402 n_{5^1D}(T)\right] e^{-\frac{\bar{\tau}}{19,5}} \quad /5/$$

ahol $n_{5^1D}(T)$ és $n_{5^1P}(T)$ a megfelelő nivók népszerűségét jelenti a $t = T$ időpontban. Az időegység az egyenletben a nanoszekundum. Az $n_{5^1D}(T)$, $n_{5^1P}(T)$ értékeit az 1/ egyenletrendszer megoldásaiból kapjuk $t = T$ helyettesítésével és feltételezve $t = 0$ időpontban $n_{5^1D}(0) = n_{5^1P}(0) = 0$, ami plauzibilis. A jelen mérésben az $I \cdot f = 100 \text{ uA}$ áram által létrehozott népszerűség növekedési "rate" az 5^1D nivó esetén $1,11 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-3} \text{sec}^{-1}$, és az 5^1P nivó esetén $5,9 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-3} \text{sec}^{-1}$. f az elektronnyaláb keresztmetszetét jelenti. Ezeket felhasználva az 1/ egyenletrendszer megoldásából

$n_{5^1P}(T) = 2,03 \cdot 10^5 \text{cm}^{-3}$ és $n_{5^1D}(T) = 1,32 \cdot 10^5 \text{cm}^{-3}$. Látható tehát, hogy az 5/ egyenletben a $\bar{\tau} = 60 \text{ nsec}$ -os első tag dominál a másik felett. Azaz

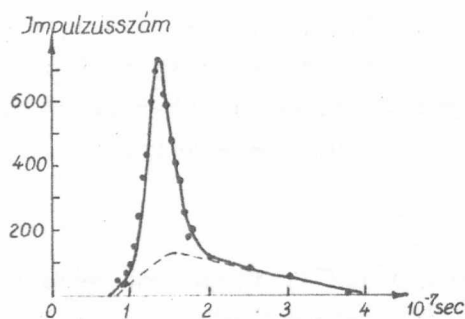
$$n_{5^1D}(\bar{\tau}) = 1,78 \cdot 10^5 e^{-\frac{\bar{\tau}}{60}} - 4,65 \cdot 10^4 e^{-\frac{\bar{\tau}}{19,5}} \quad /6/$$

Ugyanakkor a mért átlagos élettartam $\bar{\tau} = 56 \text{ nsec}$ -nak adódott /1. táblázat/, ami jó egyezésben van a számított értékkel.

A 3D nivók

A 3D nivóknál a másodlagos folyamatok szerepe különösen erős. Már Heron is észrevette [9], hogy a 3D nivó élettartamának mérésénél a kapott görbe két exponenciális szuperpozíciójának tekinthető /4. ábra/. Mi is mértük a 3D nivó bomlási görbáját, de a kapott ábrák az élettartam szempontjából kiértékelhetetlenek, mivel a $\ln(n(\bar{\tau}))$ görbének nincs egyenes szakasza /5. ábra/.

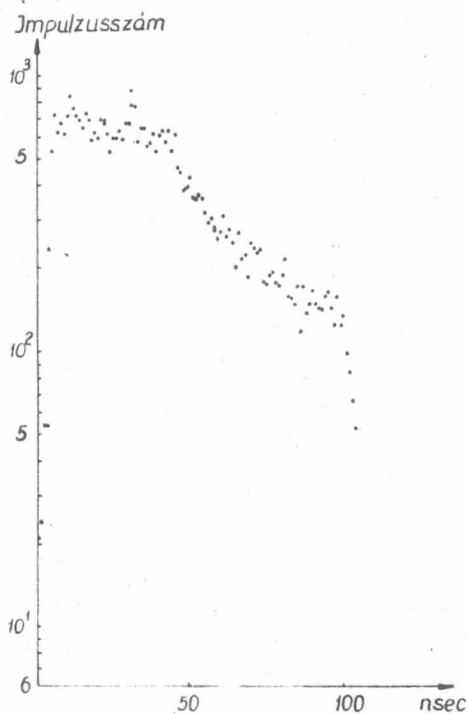
A 4D nivónál a szemilogaritmusos ábrázolásban, már egyenest kaptunk, de a belőle számolt élettartam háromszorosa a várt elméletinek. Az eltérés az eddig ismert termikus folyamattal nem magyarázható. Ismeretes ugyanis, hogy a 4P nivóból van átmenet másodlagos ütközéssel



4. ábra

a 4^3D nivóra. A 4^1P nivónak az élettartama az adott nyomáson azonban a 4^3D nivó élettartamával körülbelül megegyezik vagy annál kisebb. Két csatolt nivónál azonban a fellépő két exponenciális tag kitevője mindig a két nivó élettartama reciproka közti értéket, vagy mindkettő reciprokánál nagyobb értéket vesz

fel. Ezért a 4^3D nivónál az élettartam hosszabbodás $4^3P - 4^3D$ csatolással nem magyarázható. Ugyanigy nem magyarázható kaszkád folyamattal sem, mivel a $3P$ nivókból a 4^3D nivóra való átmeneti valószínűségek kicsik, valamint kaszkád folyamatnál a különböző kitevők nem "komponálódnak" csupán a különböző exponenciális tagok adódnak össze. A hosszabbodás oka valószínűleg a 4^3P nivóval való termikus folyamat. Ez magyarázni tudja egy erős csatolás esetén az élettartam hosszabbodását, mivel a 4^3P nivó élettartama 138 nsec /2. ábra/. Ennek hatáskeresztmetszetét azonban ezideig nem ismerjük.



5. ábra

Befejezésül meg kell még jegyeznünk a következőket. Számításainkat Stewart és Gabathuler adatai alapján [31] végeztük. A kapott eredmények tekintettel, hogy egyes mérésekről van szó, jó egyezést mutatnak a mért értékekkel. Gabriel és Heedle adatai [29] alapján számolva az eredmények sem jellegükben, sem számértékileg nem írják le a tapasztalt jelenségeket. Méréseinket bevezető méréseknek szántuk, de már ezen a fokon is érdekes problémákat vetettek fel / $4^3P - 4^3D$ másodlagos ütközés kérdése/. A felmerült problémákat további mérésekkel /élettartam-ütközési hatáskeresztmetszet/ szándékozzuk tisztázni.

I r o d a l o m

- [1] Mitchell A.C.G., Zemansky M.V.: Resonance radiation and excited atoms, Cambridge 1934
- [2] Harold H.Webb-Helen Messenger: Phys.Rev. 66, /3/ 77 /1944/
- [3] Bennett R.G., Dalby F.W.: Journ.Chem.Phys. 31, /2/ 434 /1959/
- [4] Klaus Ziock: Zs.f.Phys. 147, 99 /1957/
- [5] Zastavenko L.G., Khrustalev O.A.: Opt.Spectr. 11, /4/ 241 /1961/
- [6] Н.П.Пенкин: Доклады и сообщения на совещании, посвященном измерению и вычислению сил осцилляторов в спектрах атомов, Ленинград, 1959
- [7] Brannen E., Hunt F., Addlington R., Nicholls R.: Nature 175, 810 /1955/
- [8] Glennov B.M., Wiese W.L.: Bibliography on atomic transition probabilities N.B.S. 1962
- [9] Heron S., McWhirter R., Rhoderick E.: Proc.Roy.Soc. A. 234, 565 /1956/
- [10] Heron S., McWhirter R., Rhoderick E.: Nature 174, 564 /1954/
- [11] Náray Zs.: Magy. Fiz. F. 2, 325 /1954/
- [12] Lewis I.A.D., Wells F.H.: Millimicrosecond pulse techniques London 1956
- [13] Nelson G.C., James D.B.: Rev.Sci. Instr. 26, /11/ 1018 /1955/
- [14] Bennett R.G.: Quantum Electronics 1962
- [15] А.Л.Ошерович - И.Г.Савич: Опт. и Спектр. 4, 715 (1958)
- [16] А.Л.Ошерович - Г.М.Петелин; Докл. Акад. Наук 129, 544 (1959)
- [17] Bakos J., Szigeti J.: KFKI Közl. megj.alatt
- [18] King R.B.: Astrophys. J. 95, 78 /1941/
- [19] Kopfermann H., Wessel G.: Zs.f.Phys. 130, 100 /1951/
- [20] Р.Ладенбург; Усп. Физ. Наук 14, (2) 721 (1934)
- [21] Griffiths J.: Proc.Roy.Soc. 143, 588 /1933/
- [22] Holstein T.: Phys. Rev. 72, /12/ 1212 /1947/

- [24] Phelps A.V.: Phys.Rev. 110, /6/ 1362 /1958/
- [25] Lees J.H.: Proc.Roy.Soc.A 137, 173 /1932/
- [26] Lees J.H., Skinner H.W.B.: Proc.Roy.Soc. A 137, 186 /1932/
- [27] В.Э.Яхонтова; Вестник Л.У. № 10, 27 (1959)
- [28] С.Э.Фриш; Усп. Физ. Наук 61, (4) 461 (1957)
- [29] Gabriel A.H., Heedle D.W.O.: Proc.Phys.Soc. 258, 124 /1960/
- [30] Massey H.S.W., Burhop E.H.J.: Electronic and ionic impact phenomena Oxford 1952
- [31] Stewart D.T., Gabathuler E.: Proc.Phys.Soc. 74, 473 /1959/
- [32] Maurer W., Wolf R.: Zs.Phys. 92, 100 /1934/
- [33] Maurer W., Wolf R.: Zs.Phys. 115, 410 /1940/
- [34] Bay Z., Henry V.P., Kanner H.: Phys.Rev. 100, /4/ 1197 /1955/
- [35] Bacon R.H.: Am.Journ. Phys. 21,/6/ 428 /1953/
- [36] Bates D.R., Damgaard A.: Phil.Trans.A 242, 101 /1950/
- [37] Hylleraas E.A.: Zs. Phys. 106, 395 /1937/

Érkezett: 1964. márc. 20.

KFKI Közl. 12.évf. 2.szám, 1964.

A CsH ÉS CsD MOLEKULA ELEKTRONSÁVSZINKÉPÉRŐL

Irta: M. Császár Lili, M. Koczkás Edit^{*/} és Mátrai Tibor^{**/}

Összefoglalás

Felvételeket készítettünk a CsH és CsD molekulák gőzének abszorpciójáról. A CsH molekula ${}^1\Sigma \rightarrow {}^1\Sigma$ sávrendszerét összehasonlítottuk Almy és Rassweiler /1938/ azonos tárgyú felvételeivel és három új sávot észleltünk. A CsD molekula abszorpció szinképeinek felvételéhez kidolgozott új módszerrel sikerült e molekula ${}^1\Sigma \rightarrow {}^1\Sigma$ sávrendszerének több sávját lefényképezni. A vonalak nagyrészt a számított vibrációs izotópia-eltolódás alapján (6,0), (7,0), (8,0), (9,0), (10,0) sávoknak kell minősíteni. Táblázatba foglaltuk a számított vibrációs izotópia-eltolódást a (0,0) sávtól a (12,0) sávig, a talált CsD sávok sávkezdeteinek hullámszámát és a felső és alsó elektronállapot B' és B'' rotációs állandóit.

Az alkali-hidridek sorozata a kétatomos hidridmolekulák csoportjában érdekes kutatási területe a spektroszkópiának. Elektronsávszinképük alapján bebizonyosodott, hogy valamennyi alkali-hidrid molekula legalsó elektronállapota a Wigner-Witmer-féle korrelációs szabályokkal megegyezésben ${}^1\Sigma^+$ jellegű elektronállapot. Ugyanilyen az alkalideuterid molekulák legalsó elektronállapota is, amelyek közül eddig a LiD, NaD és KD-éval foglalkoztak [1, 2, 3]. A Rb és Cs deuterid még nem volt kutatás tárgya. A ${}^1\Sigma^+$ jellegű elektronállapotok között létrejövő elektronsávszinkép legegyszerűbb szerkezetű: minden egyes sávban csupán két ág fut, egy P és egy R jellegű ág. Ezért ezek az egyszerű szinképek igen alkalmasak a hidridkötés természetének tanulmányozására. Az alkali-hidrid molekulák legalsó gerjesztett állapotai azonban bizonyos anomáliákat árulnak el, amelyek elsősorban abban jelentkeznek, hogy az α_e és $\omega_e x_e$ molekuláris állandók negatív értékűek, a B'_v és D'_v rotációs állandók a vibrációs kvantumszámmal kezdetben nőnek és csak később csökkennek.

Az ismert alkali-hidrid molekulák legalsó elektronállapotait és rendellenes potenciálgörbéit először 1936-ban Mulliken tette kritikai

* Budapesti Műszaki Egyetem Atomfizika Tanszék

** Egeri Tanárképző Főiskola Fizika Tanszék

vizsgálat tárgyává [4]. Később Pearse [5], legújabbán Varshni és Shukla [6] további értékes megállapításokkal gyarapították e problémára vonatkozó ismereteinket.

Ezekben a vizsgálatokban fontos szerepük van a CsH molekula állandóinak, - amelyeknek értéke azonban kielégítő pontossággal eddig nem ismeretes - valamint a CsD molekula állandóinak, amelyek értéke egyáltalában nem ismert. Ezért határoztuk el e két molekula elektronszinképének tanulmányozását.

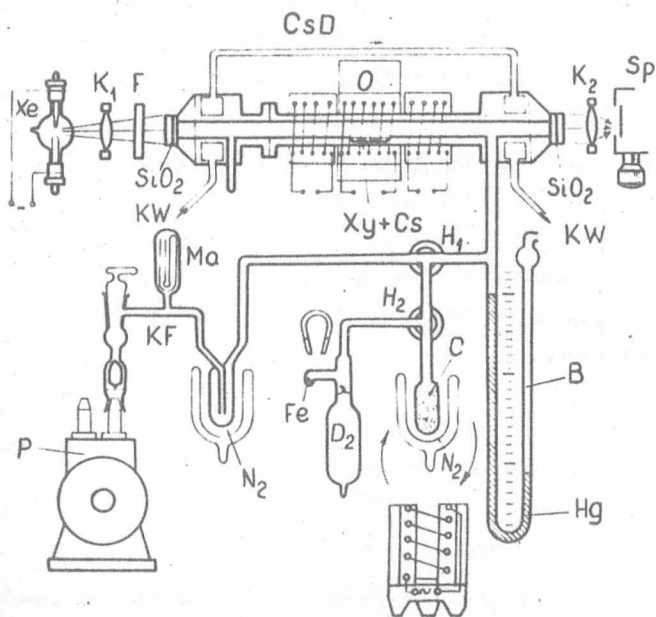
A CsH molekula elektronsávszinképét abszorpcióban Almy és Rassweiler 1938-ban vette fel [7]. A 4500 Å és 6250 Å közötti szinképtartományban 31 fejnélküli sávnak sokvonalu szinképe jelentkezett. Szembeötlő sávfejek híján e szerzők előbb a rotációs szerkezetet fejtették meg, kiszámítva az egyes sávkezdeteket. Az analízis azt bizonyította, hogy a felvett sávrendszer $A \sum^+ - X \sum^+$ átmenetnek felel meg. A felső állapot állandóiban ugyanaz az anomália jelentkezett, mint a többi alkali-hidrid esetén. Az állandók pontosabb ismeretét azonban megnehezíti az, hogy a vibrációs analízist maga Almy és Rassweiler is kétesnek itéli. Itt végleges döntést csakis a CsD-molekula megfelelő sávrendszerének felvételétől lehet várni.

Először természetesen hidrogénnel kísérleteztünk, /vagyis elsősorban a CsH elektronsávszinképét fényképeztük le/ csak ezután tértünk át a CsD-del folytatott vizsgálatokra. A H₂-gázt 15 %-os kálilug elektrolizálásával nyertük. A szükséges deuterium előállítása céljából 99,8 % dúsításu nehézvizet elektrolizáltunk. A fejlődő gázt hevített palládiumcsövön szivtuk át, és azt törőzárás palackba gyűjtöttük. A költséges fémcéziumot Cs-azidból hevítéssel és ezt követően vakuum-desztillációval állítottuk [8] elő. Spektroszkópiai szempontból kedvező, hogy a természetes Cs monozotóp, vagyis a Cs 100 %-os dúsításu a 133 tömegszámu Cs-ban.

Kísérleti munkánkban részben felhasználtuk Almy és Rassweiler tapasztalatait. Kísérleti berendezésünket az 1. ábrán szemléltetjük. Folytonos fényforrásként nagynyomásu Xe-lámpát használtunk. A fényelnyelő CsH, ill. CsD-gőzt fémcéziumgőznek és H₂, ill. D₂-gáznak elegyítésével vascsőben állítottuk elő. Hossza 1,5 méter volt. A cső középső vályujában fémcéziumot helyeztünk el xylo alatt Xy + Cs. A cső lezárása után a P rotációs szivattyúval a xylo elpárologtattuk és azt a Kf kifagyasztó edénybe gyűjtöttük. Ezután az egész csőrendszerben jó vakuumot létesítve feltörtük a D₂ jelű palackot és a kiáramló hidrogén, ill. deuteriumgázt folyékony nitrogénnel N₂ hűtött tiszta aktív szénnel C nyelettük el. A hűtést szabályozva a csőben a hidrogén- illetve deuteriumgáz-nyomást fel-fűtése közben is mindig egy atmoszféra körüli értéken tudtuk tartani. A

cső végablakait vízzel KW hűtöttük. A hűtésre nemcsak a ragasztás miatt, hanem azért is szükség volt, mert a Cs-gőz magas hőmérsékleten a kvarcot megbarnítja.

A Cs és H_2 ill. D_2 addíciója homogén gázegyensúlyra vezet, amelyben a CsH ill. CsD koncentráció akkor maximális értékű, ha a hőmérséklet $550-600\text{ }^\circ\text{C}$. Ezért az abszorpciós csövet az Q villamos csökemencékkel vettük körül. $470\text{ }^\circ\text{C}$ -on a nagynyomású Xe-lámpa fehér fényéből csakis a zöldet kezdte átengedni. Ez az elnyelés a Cs-gőzök megjelenésének tulajdonítható. A zöld szín akkor is megmaradt, amikor a hőmérséklet már $600\text{ }^\circ\text{C}$ -ra emelkedett. A CsH ill. a CsD-gőz keletkezésére vezető kémiai egyen-



1. ábra

súly nagyon lassan áll be, ezért a lassan elfogyó Cs-gőzök zöld színe csak több óra után kezd halványodni. Ez a legkedvezőbb időpont a CsD abszorpciós szinképének felvételére.

Összes felvételeink 200 000 karcolatszámú konkávrácsos spektrográffal, $1,3\text{ \AA/mm}$ -nyi reciprok lineáris diszperzió mellett Agfa-Raman-Ortho-jelű emulzió készült. Körülbelül ötször nagyobb bontásban dolgoztunk mint Almy és Rassweiler. Hidrid-felvételeinken olyan sávok vonalai is megjelentek, amelyenkről a két szerző nem tett említést. Így megtaláltuk a /0,0/, /1,0/ és a /12,1/ új sávokat, amelyek igen jól beleillenek Almy és Rassweiler vibrációs skémájába. Almy és Rassweiler a rotációs analízisben a vonalak számozását a /9,0/ sávjukra alapították, ebben az egy sávban ugyanis mindkét ág vonalait egészen a ν_0 -ig követni tudták. Mi a nagyobb bontású felvételünkön az /5,0/, /6,0/, /7,0/ és /8,0/ sávokban egészen a null-hézagig valamennyi R- és P-vonalat megtaláltuk. Ezeknek az új vonalnak mérési adatai teljes mértékben megerősítették Almy és Rassweiler rotációs analízisének helyességét.

A hidrogénnel végzett kísérleteink után a deterium betöltése előtt az abszorpciós csövünket előbb alaposan kihevítettük. A hidrogén azonban mégis annyira beszennyezte a vascsövet, hogy az azzal készített CsD felvé-

teleink mindegyikén a CsH szinkép is megjelent. Hogy a szennyezés nem származhatott a használt deuterium-gáztól, azt a gáz Balmer-szinképének felvétele és vizsgálata alapján biztonsággal megállapítottuk. Minthogy azonban az előző kísérletek jóvoltából gyakorlatilag CsD-vonal mentes CsH-felvétel már birtokunkban volt, ezért ideiglenesen beértük a kevert szinkép vizsgálatával. Ezen ugyanis könnyű volt kijelölni azokat a vonalakat, amelyek csakis a CsD-től származhattak. Így kb. 300 CsD-vonalat komparáltunk ki az 5100 Å és az 5500 Å közé eső szinképtartományban. Arra lehetne gondolni, hogy a talált CsD vonalak besorolása, vagyis analízise a CsH-szinkép hasonlósága alapján lehetséges. Kiszámítottuk a φ izotópfaktort a következő egyenlet szerint

$$\varphi^2 = \left(\frac{1}{M_i} + \frac{1}{m} \right) / \left(\frac{1}{M} + \frac{1}{m} \right) \quad [9] \quad //$$

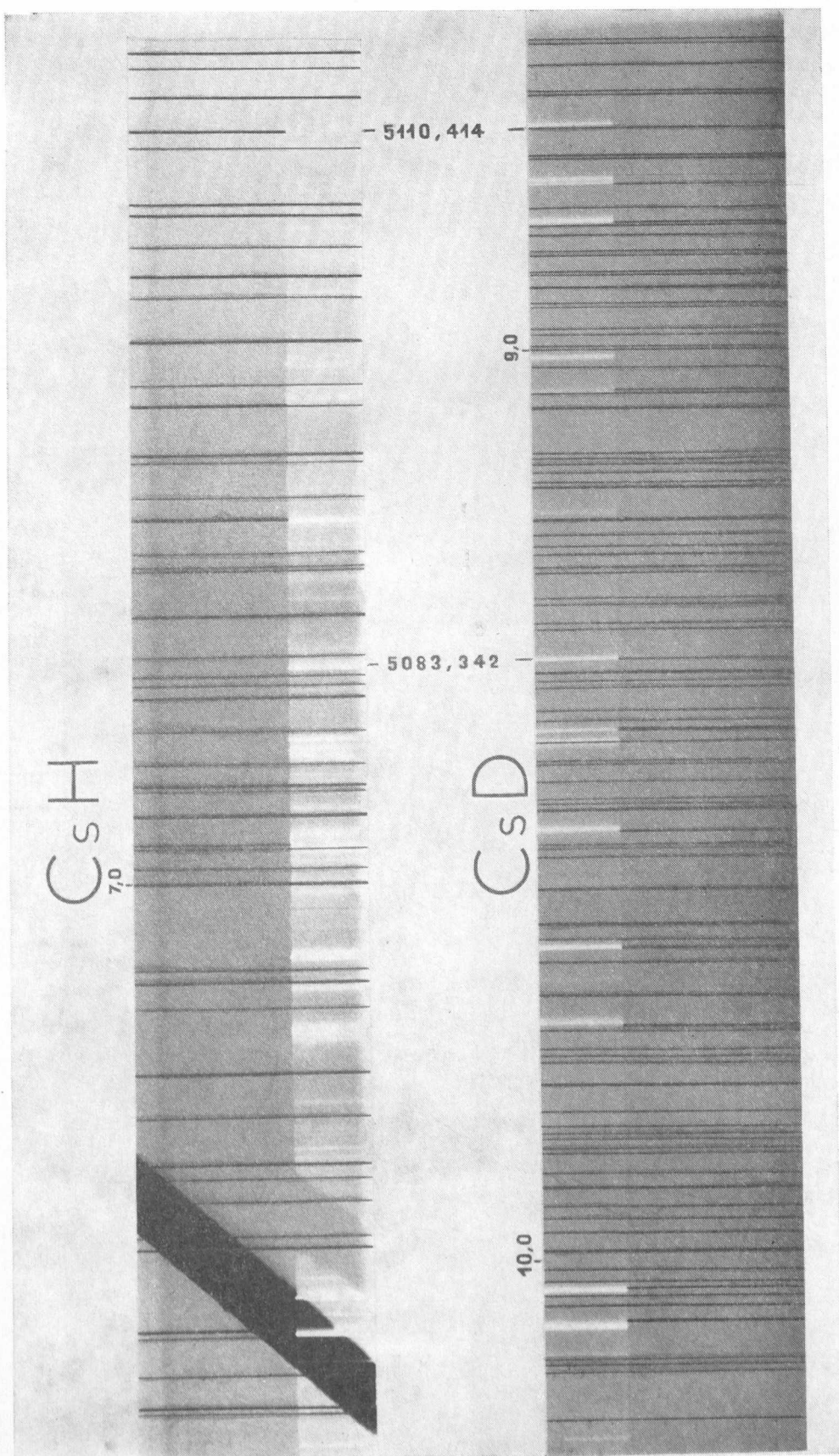
ahol

$$m = m_{\text{Cs}} = 132,95, \quad M = M_{\text{H}} = 1,008 \quad \text{és} \quad M_i = M_{\text{D}} = 2,015,$$

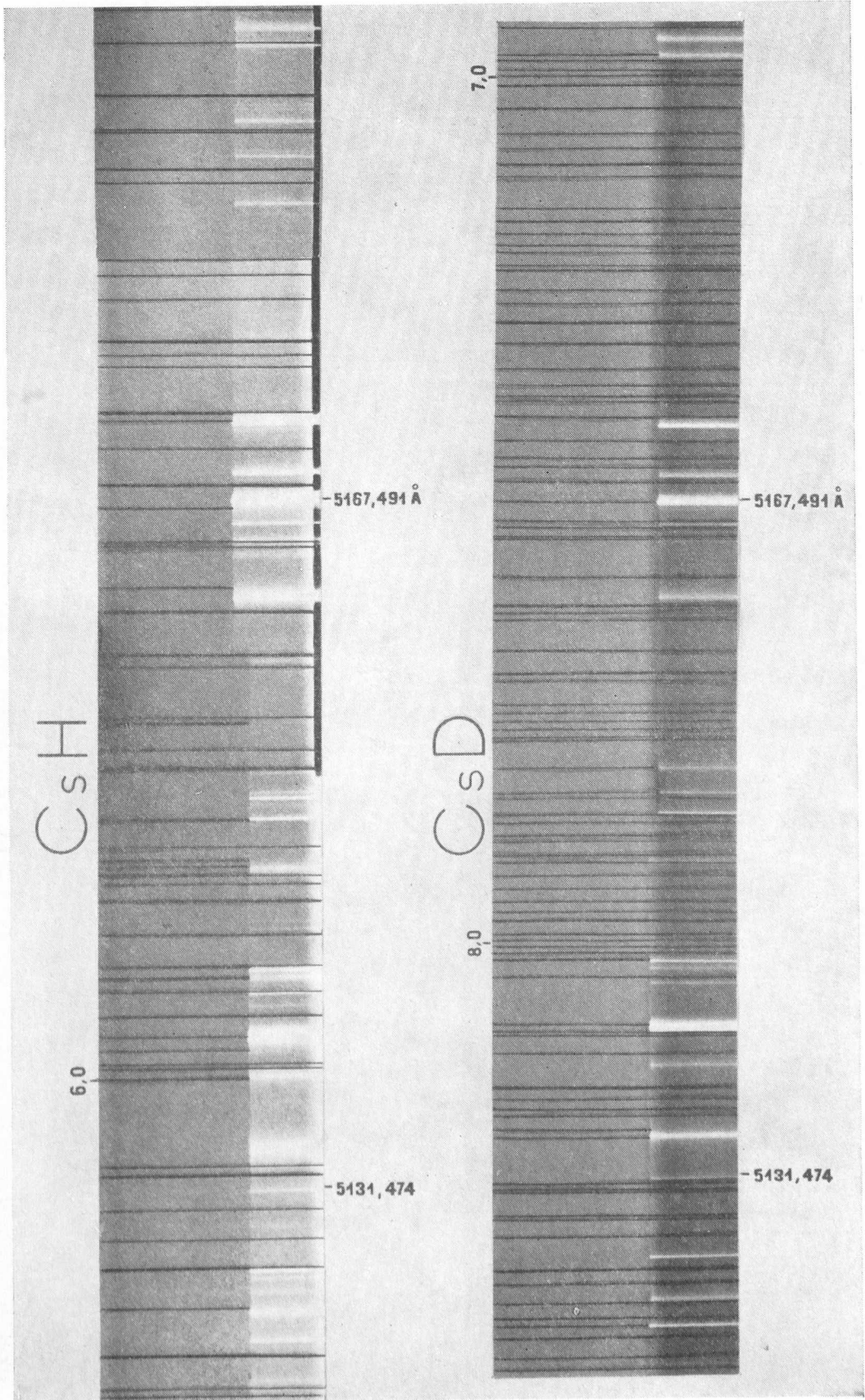
vagyis a Cs, H ill. D atomsulya. A kapott $\varphi = 0,7099$ izotópfaktor azonban erősen eltér az egytől, ezért az elmélet szerint mind a vibrációs, mind a rotációs izotóp-eltolódásnak nagynak kell lennie. A CsD szinkép nem hasonlíthat a CsH-éhoz. A struktúra hasonlósága alapján tehát nem lehet megállapítani azt, hogy adott CsD-vonal melyik CsH-vonalnak felel meg. A CsH molekula állandóiból kiszámított izotóppállandókkal sem juthatunk teljesen megbízható eredményekre. Ugyanis a CsH molekula $A \sum^+$ állapotán az $\omega_e y_e, \omega_e z_e$ vibrációs állandók zérustól különböznek, így ezeket az állandókat is át kellene számítani az izotópmolekulára. Ezek átszámítási módjára azonban az irodalomban nem találtunk utalást, ezért az átszámítást extrapolációval végeztük el, ami természetesen nem adhatott pontos eredményt.

A CsD szinképben a vonalak torlódása várhatóan erősebb, mint a CsH szinképében, amit első felvételeinknél tapasztaltunk is. Az általunk észlelt CsD-vonalak szemmel is láthatóan négy sávba sorolhatók, ugyanis a szinképben négy azonos árnyékolású sávfejszerű vonalstruktúrát észleltünk.

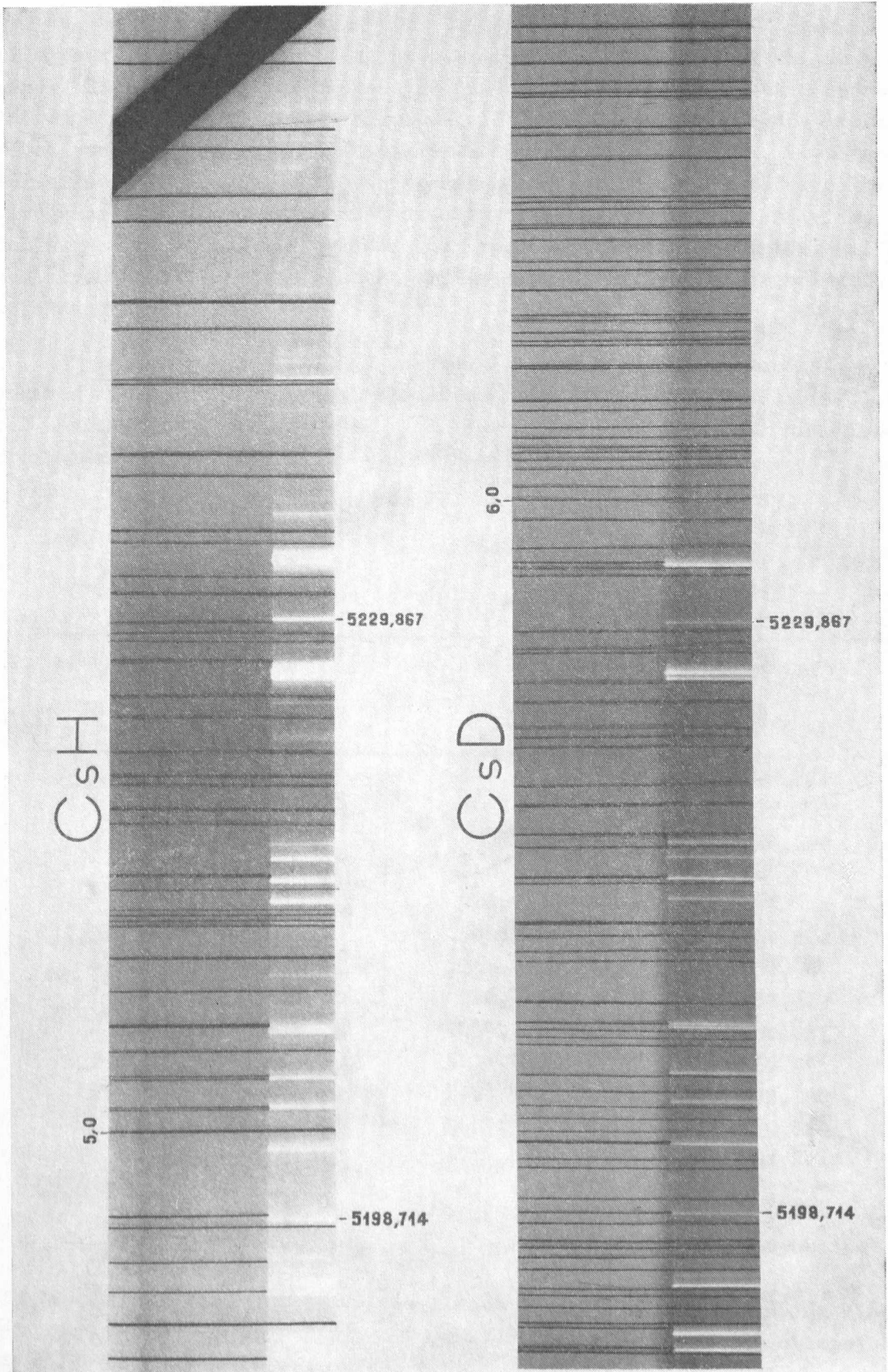
A fent leírt abszorpciós-csővet kísérletünk tapasztalatai alapján módosítottuk abból a célból, hogy hidridmentes deuterid-felvételeket kapjunk. Vascső helyett áttértünk nehezen olvadó, /az alkáliáknak jobban ellenálló/ supremax-üvegből készült abszorpciós csőre - 110 cm hosszú, 1,5 cm belső átmérőjű, egy oldalnyílással ellátva - amelyet kihevítés, majd a térfogatnak megfelelő Cs-fém és deuteriumgáz-töltés után leforrasztottunk. Ennek a csőnek a végén nem voltak kvarcablakok, beértük supremax-üveg-ablakokkal, tekintve, hogy a CsD-spektrum az üveg-



2. ábra



3. ábra



4. ábra

ablakon is áthatoló látható szinképtartományba esik. Így elkerültük a csővégek hűtési és az ablakok szennyeződésének nehézségeit. Ennek a csőnek a hátránya csak az volt, hogy az expozíciós időt lényegesen megnövelte a csővégek vastagabb és kevésbé átlátszó részének fényabszorpciója. Előzetes kísérletkép itt is a CsH abszorpciós szinképet vettük fel és ennek sikeres elvégzése után tértünk át a CsD szinkép felvételére. Ezuttal hidridmentes CsD szinképet sikerült fényképeznünk. Kb. 500 CsD vonalat mértünk ki. Számos olyan vonal jelent meg spektrogrammjainkon, amelyek a régebbi felvételeinken hiányoztak.

A vonalak nagy részét ágakba, ill. sávokba tudtuk sorolni. E sávokat a vibrációs izotópia-eltolódás alapján a (6,0), (7,0), (8,0), (9,0), (10,0) CsD sávoknak kell minősítenünk /2. 3. 4. ábra/. A vibrációs izotópia-eltolódást /lásd 1.táblázat/ a következő módon állapítottuk meg:

1. Táblázat

Vibrációs izotópia-eltolódás cm^{-1}

ν'	$\nu'_{\text{vibr}} - \nu''_{\text{vibr}}$ $\nu'' = 0$	$\nu'^i_{\text{vibr}} - \nu''^i_{\text{vibr}}$ $\nu'' = 0$	$\nu'_{\text{vibr}} - \nu''_{\text{vibr}} -$ $-(\nu'^i_{\text{vibr}} - \nu''^i_{\text{vibr}})$
0	-340,193	-242,471	- 97,722
1	-127,756	- 93,857	- 33,899
2	94,265	60,007	34,258
3	324,107	218,408	105,699
4	560,234	380,820	179,414
5	801,846	546,966	254,880
6	1046,208	715,241	330,967
7	1293,928	886,315	407,613
8	1543,638	1059,401	484,237
9	1794,624	1234,129	560,495
10	2046,272	1413,172	633,100
11	2298,051	1587,231	710,820
12	2549,491	1765,047	784,444

Kiszámítottuk a $\nu'_{\text{vibr}} - \nu''_{\text{vibr}}$ rezgési term különbségeket a

CsH molekulára Almy és Rassweiler erre vonatkozó formulája alapján /lásd 1.c.892.o. [3] egyenletet/ a $\nu' = 0-12$ -ik és $\nu'' = 0$ rezgési állapotokra. Ezekből és a ξ izotópfaktorból a

$$\begin{aligned} \nu_{vibr}^i - \nu_{vibr}^{ii} = & \varrho \cdot 200,94 \left(\nu' + \frac{1}{2}\right) + \varrho^2 \cdot 6,336 \left(\nu' + \frac{1}{2}\right)^2 - \varrho^3 \cdot 0,3789 \left(\nu' + \frac{1}{2}\right)^3 + \\ & + \varrho^4 \cdot 0,01157 \left(\nu' + \frac{1}{2}\right)^4 - \varrho^5 \cdot 0,000172 \left(\nu' + \frac{1}{2}\right)^5 - \\ & - \left[\varrho \cdot 890,7 \left(\nu'' + \frac{1}{2}\right) - \varrho^2 \cdot 12,6 \left(\nu'' + \frac{1}{2}\right)^2 \right] \end{aligned} \quad /2/$$

egyenlet alapján számítottuk a rezgési termeket a CsD-molekulára. A két molekula azonos $\nu' - \nu''$ számú adatainak differenciái adják a rezgési, ill. vibrációs izotópia-eltolódást. Az így számított eltolódáshoz az elektronterm értékét hozzáadva, kapjuk a várható sávkezdeteket. Ezek és az általunk kísérletileg talált sávok kezdetei között az eltérés nem több mint kb. 9 \AA , ill. $\sim 35 \text{ cm}^{-1}$. ν' növekedésével az eltérés kissé növekszik. Az észlelt CsD sávok sávkezdeteit és valószínű rotációs állandóit a 2. táblázatban közöljük. Ezeket a hullámszámokból interpoláltuk. A

2. Táblázat

Sávkezdetek, rotációs állandók és vibrációs intervallumok cm^{-1} -ben

	B_{ν}''	1,351			
	ν''	0			
B_{ν}'	ν'	$\nu_{o \text{ észl.}}$	$\nu_{o \text{ szám.}}$	$\nu_{o \text{ észl.}} - \nu_{o \text{ szám.}}$	$\Delta G'_{\text{észl.}}$
0,596	5				
	6	19091,0	19125,1	34,1	
0,596	7	19261,0	19296,2	35,2	170,0
0,602	8	19433,8	19469,3	35,5	172,8
0,600	9	19607,7	19644,0	36,3	173,9
0,600	10	19783,7	19823,0	39,3	176,0

zárójelben lévő számok a /2/ egyenletből és a $\nu_{00} = 18409,8 \text{ cm}^{-1}$ elektrontermből [7] számított értékek. A talált R és P ágak vonalainak helyes J számozását alsó kombinációs differenciák előállításával ellenőriztük. A sávok további rotációs analízise folyamatban van és azt egy későbbi dolgozatban ismertetjük.

A vibrációs analízis számozásának pontos és biztos elvégzéséhez

$v^0=1$ állapotú sáv megjelenése is szükséges lenne. Ennek megjelenését további felvételektől várjuk.

I r o d a l o m

- [1] Crawford F.H., Jorgensen T.: Phys. Rev. 47, 358, 932 /1935/
- [2] Olsson E.: Z.Phys. 93, 206 /1935/
Velasco R.: A VII. Európai Molekulaspektroszkopiai Kongresszuson,
Budapesten, 1963. júliusában elhangzott előadás.
- [3] Imanishi S.: Nature, 143, 165 /1939/
- [4] Mulliken R.S.: Phys.Rev. 50, 1028 /1936/
- [5] Pearse R.W-B.: Rep.Prog.Phys.V. 249 /1938/
- [6] Varshni I.P., Shukla R.C.: Rev.Mod.Phys. 35, 1.130 /1963/
- [7] Almy G.M., Rassweiler M.: Phys. Rev. 51, 1019 /1937/
- [8] M.Császár L., Rózsa K.: KFKI Közleményei /megjelenés alatt/
- [9] Herzberg G.: Molekula-szinképek és molekulaszervezet I. 169., Akadémia
Kiadó, Budapest, 1956.

Érkezett: 1964. jan. 20.

KFKI Közl. 12.évf. 2.szám, 1964.

HORDOZHATÓ NEUTRONGENERÁTOR AKTIVÁCIÓS ANALIZIS CÉLJÁRA

Irta: Pásztor Endre és Klopfer Ervin

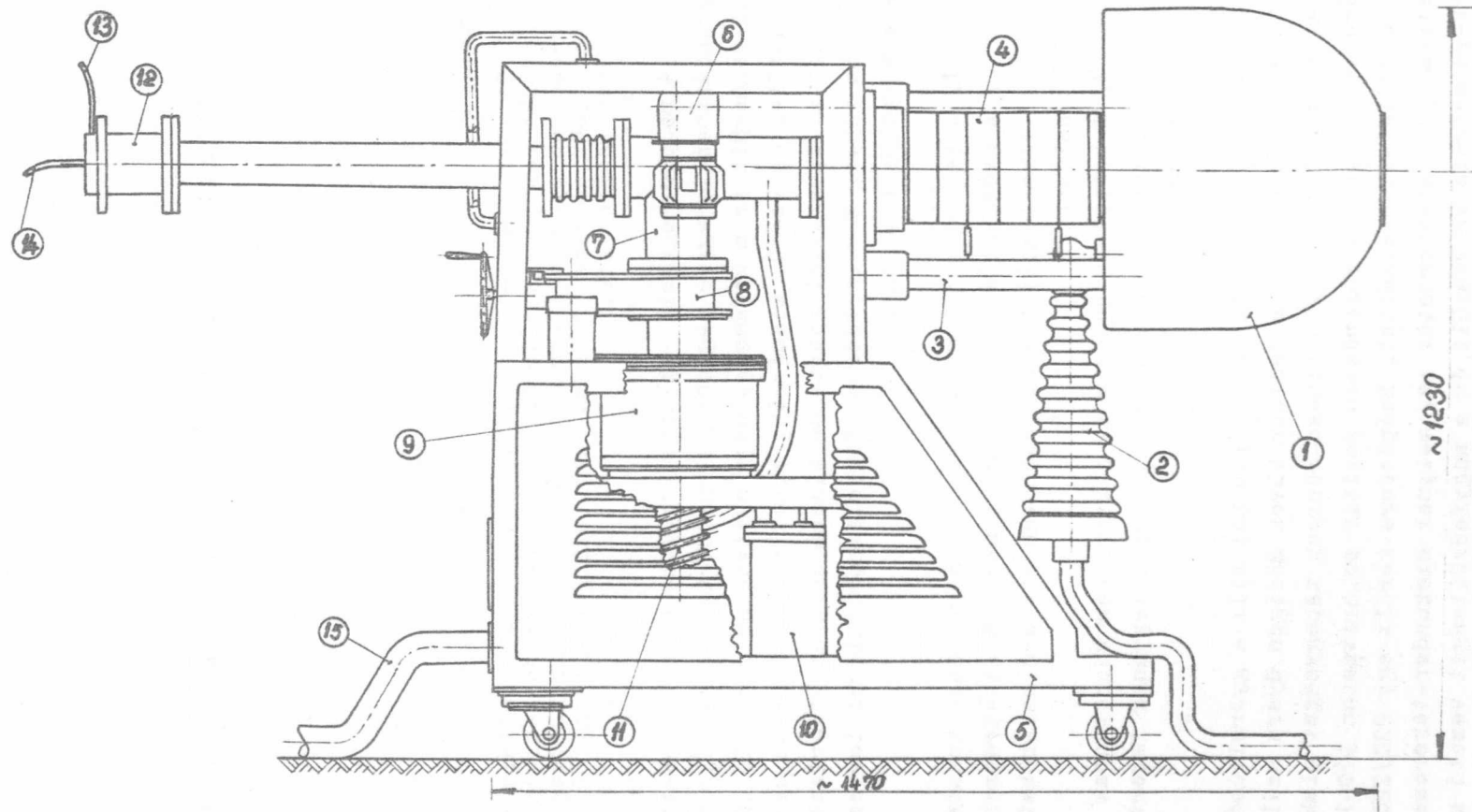
Összefoglalás

Cikkünk ismerteti az aktivációs analízis céljára épített, kisméretű, kompakt neutrongenerátort. A készülék két fő részből áll: feszültségforrásból és gyorsító-berendezésből. Gyorsítófeszültség 120-130 kV, gyorsított ionáram 1 mA. A készülékkel eddig elért maximális neutronhozam $1 \sim 5 \times 10^{10}$ neutron/sec.

A modern magkémia jelentős területe a neutron-aktivációs analízis, amely hazánkban is egyre nagyobb jelentőségűvé válik. Éppen ezért több oldalról felmerült az a kívánság, hogy aktivációs analízis céljaira épüljön egy lehetőleg egyszerű, kisméretű, minél nagyobb hozamu neutrongenerátor, amely mint az ipar által gyártandó kisebb sorozat kísérleti példánya is számításba jöhet. E célkitűzések figyelembevételével tervezési szempontjaink a következők voltak:

- 1/ A berendezés legyen egyszerű, megbízható konstrukcióju.
- 2/ A gyors felépítés érdekében meglévő alkatrészeket, illetve legalább konstrukcióban meglévő darabokat használjunk.
- 3/ A beépített anyagok és alkatrészek között csak a lehető legminimálisabb mennyiségben legyenek importból származók.

A neutrongenerátor két főreszből áll: a gyorsítóból és a feszültségforrásból. Ez utóbbit a Medicor Művek Röntgen Gyára szállította. Egy sorozatban gyártott THX-250 típusu röntgen tápegységet alakítottak át kívánságaink szerint. A berendezés pozitív polarításban 120-130 kV szűrt egyenfeszültséget szolgáltat. Beépítésre került egy 220/220 V-os 1,5 kVA teljesítményű transzformátor is, melynek szekunder-tekercse a földtől 130 kV-ra szigetelve készült, és a nagyfeszültséget vezető kábelben keresztül tápfeszültséggel látja el a gyorsító nagyfeszültségű elektródájában lévő készülékeket.



A neutrongenerátor felépítése

1. Nagyfeszültségű elektróda, 2. feszültség-bevezető, 3. tartó plexirud, 4. gyorsítócső, 5. váz, 6. szervomechanizmus, 7. vákuumcsonk, 8. tolózár, 9. kifagyasztó, 10. mechanikus szivattyu, 11. diffúziós szivattyu, 12. céltárgyszerelvény, 13. mintarepítő cső, 14. céltárgy hűtés, 15. vezérlő kábelek.

Az 1. ábrán látható a gyorsító felépítése, az egyes főbb részeket az alábbiakban ismertetjük.

1/ Nagyfeszültségű elektróda

Benne helyezkedik el a gyorsítócsőre szerelt rádiófrekvenciás ionforrás, valamint az ionforrást kiszolgáló berendezések. A felső elektróda kapcsolásának blokk-sémája a 2. ábrán, a megépített berendezés fényképe pedig a 3. ábrán látható. /Tájékoztatásul megemlítjük, hogy a 3. ábrán látható szerelőlemez átmérője 530 mm./ Az oszcillátor keramikus csővel, a három feszültségforrás pedig szilícium diódákkal épült. Az oszcillátor azonos az EG-2 gyorsítóban jól bevált, ellenütemű típussal; kb. 150 W rádiófrekvenciás teljesítményt ad 40 Mc/s frekvencián. A nagyfeszültségű elektródában a kihuzó feszültség és az előfokuszáló feszültség, valamint az ionforrásba beáramló gáz mennyisége folyamatosan változtatható 0-100 % között. A vezérlés földpotenciálról, szervomechanizmusokkal és selsyn-párral történik. Az irányítás és ellenőrzés a kezelőszekrényénél lehetséges. A szervomechanizmusok állása műszeren leolvasható.

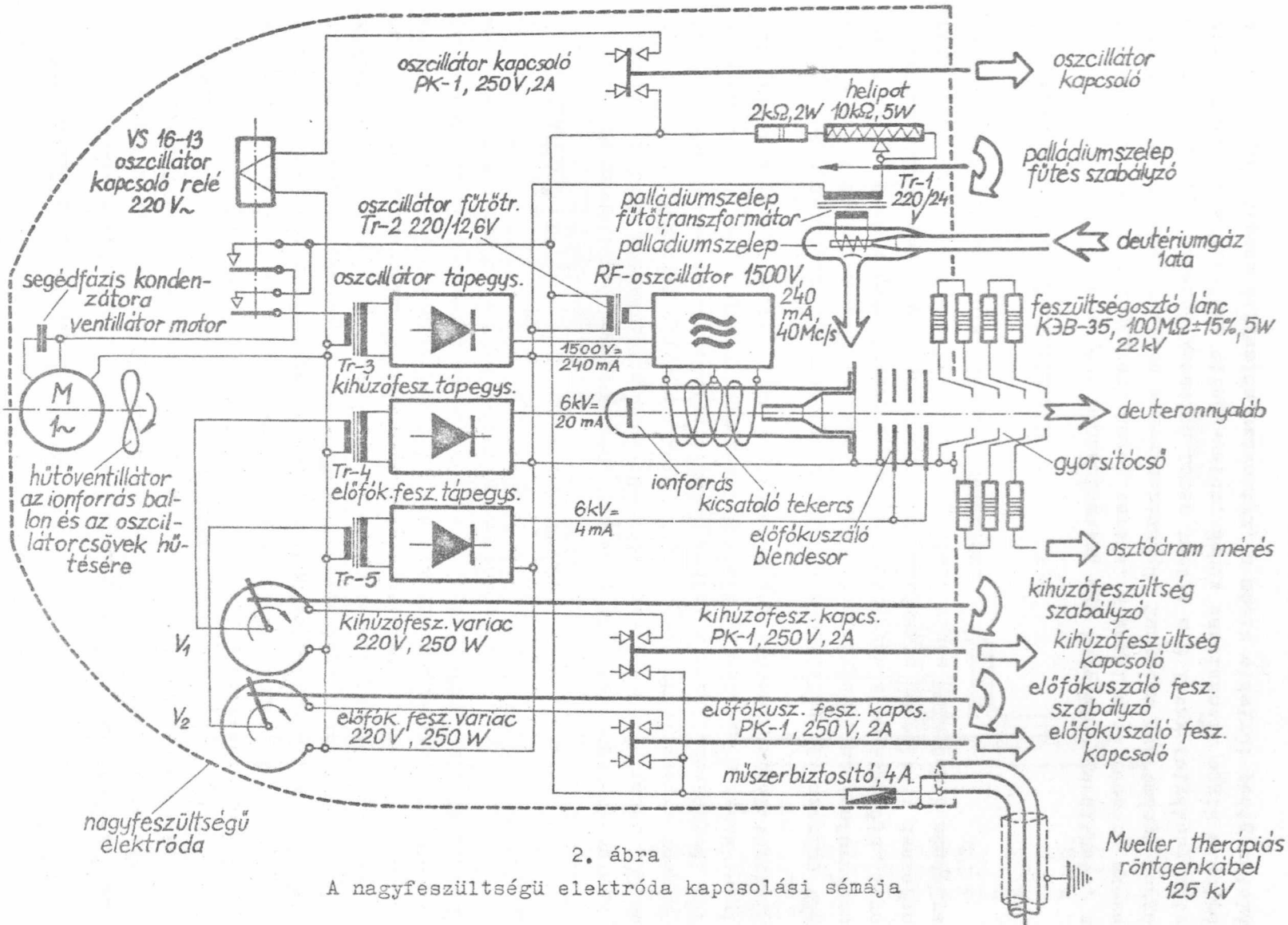
2/ Gyorsítócső

A gyorsítócső homogén terű, összesen hét elektródát tartalmaz. A feszültségosztás ellenálláslánccal történik, amely K3 B-5 típusu 100 megohmos értékekből áll. Két elektróda közé 200 megohmot kötöttünk, a teljes lánc 1200 megohm. Az ellenállásláncon átfolyó áramot a kezelőszekrényénél mérjük; ez a nagyfeszültség egyik ellenőrzése. A másik ellenőrzés a feszültségforrás primer áramának mérése, amely szintén a vezérlőszekrényénél történik.

A gyorsítócső fókuszálási számításait M.Elkind [1] szerint végeztük. A cső teljesen a számításoknak megfelelően működik, az ionforrásra kapcsolt kb. 4 kV kihuzó feszültségnél a céltárgyon 4 mm átmérőjű, igen intenzív foltot állít elő. Az eddig elért maximális gyorsított deuteron-áram 1 mA; ez jelenlegi céljainknak megfelel. Nincs különösebb akadálya, ha szükséges - hogy a nyalábáramot növeljük.

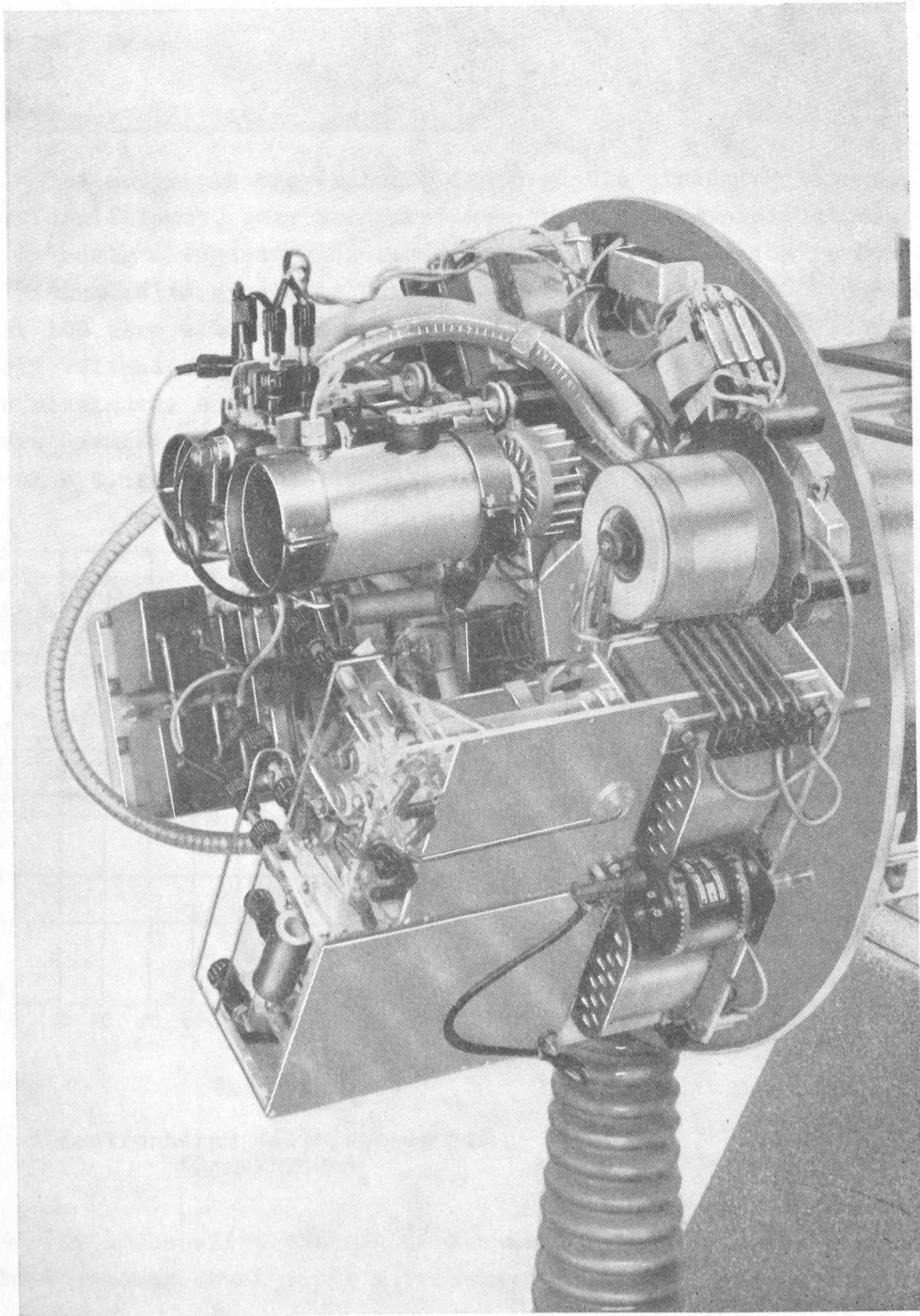
3/ Tartószerkezet, vákuumrendszer

Az egész berendezést mechanikailag egy kerekeken gördíthető, alumínium szögídomokból készített kocsi tartja. A kocsi alsó részére szereltük a BP-200 típusu, 2 m³/óra szivásson sebességű, Tunggram gyártmányu forgószivattyút. Egy közbenső merevítő lemez tartja a 2 liter folyékony nitrogén befogadására alkalmas kifagyasztót. Ehhez csatlakozik egyik oldalról a ЦБЛ-100 típusu diffúziós szivattyú, a másik oldalról pedig a toló-



2. ábra

A nagyfeszültségű elektróda kapcsolási sémája



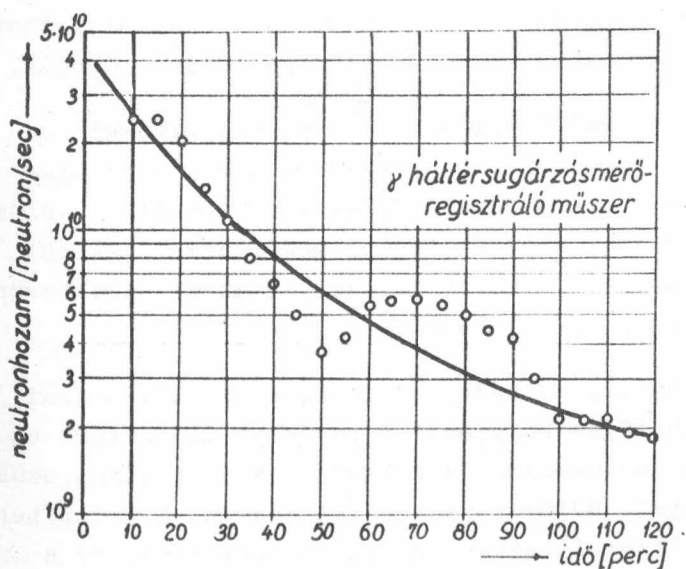
3. ábra

A nagyfeszültségű elektróda berendezéseinek fényképe

zár. A vákuummérés JM-2 ionizációs és JT-2 termokeresztes csövekkel történik. Az elérhető végvákuum gyorsítás nélkül 6×10^{-6} , gyorsítás alatt $4-5 \times 10^{-5}$ Hgmm.

4/ Neutronok előállítása, besugárzás

A neutronok nyeréséhez W-lapra gőzölt cirkónium rétegben elnyeletett deutériumot, vagy tríciumot bombázunk a felgyorsított deuteronokkal. Az eddig elvégzett előzetes mérések szerint a maximális neutronhozam trícium céltárgynál, 14 MeV-es neutronokból $1 \sim 5 \times 10^{10}$ neutron/sec. Ez kb. 100 perc elteltével mintegy 2×10^9 neutron/sec-ra csökken. Az időbeli változást egyelőre csak közvetett úton sikerült mérni. A kipróbálás alkalmával a Sugárvédelmi Osztály háttérsugárzást mérő-regisztráló műszere üzemben volt és az itt mért gamma-háttér változásából következtünk a 4. ábrán vázolt időbeli lefutásra.



4. ábra

A neutronhozam változása az idő függvényében

se. Az ily módon elért olajgőz csökkenést, s ezzel a céltárgy élettartamának és hozamának növekedését a rendszeres üzem során fogjuk tanulmányozni.

5/ Vezérlés

A teljes berendezés a folyékony nitrogén betöltésétől és a tolózár működtetésétől eltekintve távvezérelhető. A vezérlő-kapcsoló-mérő szerkezeteket egy kis rack-keretbe építettük be, ennek előlapján vannak a ve-

A hozam csökkenésének okát abban látjuk, hogy a kifagyasztás ellenére olajgőzök vannak a vákuumrendszerben és ezek a céltárgy felületére ráégnek. Ez a ráégett olajfilm a céltárgy felületén jól megfigyelhető. A kifagyasztó hatásosságának növelésére beépítettünk a diffúziós szivattyú és a kifagyasztó közé egy vízzel hűtött csőkigyót. Ennek feladata a szivattyúból kidiffundáló olajgőzök döntő többségének még a szivattyuban való lecsapatása és így a vákuumrendszerbe kerülő olajgőz mennyiségének csökkentése.

zérőgombok és ellenőrző műszerek. Innen irányítható a feszültségforrás is. A generátor és a vezérlőszekrény között gégecsőben elhelyezett switch-kábelek és PH vezetékek, valamint árnyékolt kábelek teremtenek kapcsolatot. A kábelek mindkét vége dugaszolható és így szállításhoz a kapcsolat könnyen megszakítható, s szereléskor egyszerű módon helyreállítható. A kábelek hossza jelenleg 10 m, tehát maximum ilyen távolságra lehet egymástól a generátor és a vezérlőszekrény. Nincs akadálya azonban annak, hogy ez a távolság lényegesen nagyobb legyen.

A vezérlőrendszer kapcsolását úgy választottuk meg, hogy a biztonságos működéshez szükséges reteszeléseket tartalmazza. Így például az elővákuum szivattyú bekapcsolása nélkül nem működtethetők a vákuumszelepek, vagy nem kapcsolható be a diffúziós szivattyú fűtése. Ez utóbbihoz még az is szükséges, hogy a diffúziós szivattyú hűtőkörében elegendő mennyiségű hűtővíz folyék. Hasonló reteszelések után történhet a nagyfeszültség bekapcsolása is. Ez csak akkor kapcsolható be, ha a tolózár teljesen nyitva áll, a feszültséget szabályzó variac transzformátor alaphelyzetben van és a diffúziós szivattyú fűtése, valamint a céltárgy hűtése működik.

A vezérlés tartozékának tekinthető a mintaröpitő szerkezet is. Ez egy gombnyomásra működő elektropneumatikus rendszer, amely a besugárzott mintát a besugárzási hely és a kiértékelő ólomtorony között mozgatja. A minta akár a besugárzáshoz, akár a kiértékeléshez megérkezik, jelzést ad és egyben két bontó és két záró érintkezőt kapcsol. Ezekről segédberendezések /scaler, analizátor, stb./ működtethetők.

Mint érdekességet megemlítjük, hogy a berendezés kb 1-1,5 órai munkával szállításra előkészíthető és nagyjából ugyanennyi ideig tart az újbóli üzembehelyezése. A készülék üzeméhez 3 x 220/380 V-os hálózat szükséges kb. 4-5 kVA teljesítménnyel. Hűtővíz-szükséglet maximum 5 liter/perc. A kifagyasztó feltöltéséhez 3 liter folyékony nitrogén szükséges. Ez a mennyiség nyolc órai üzemhez elegendő. Minden további nyolc órai üzemhez 2-2 liter folyékony nitrogén kell.

A készülék teljes egészében Intézetünkben készült. A szerkesztést a Szerkesztési és Kísérleti Osztály végezte, a mechanikai alkatrészeket a Műszaki Kísérleti Üzem készítette. A felső elektróda berendezései a Magfizikai Laboratórium II-ben és a Gyorsító Laboratóriumban épültek. A gyorsítócső a az EG-2 generátor csövének mintájára - ugyancsak a Gyorsító Laboratóriumban készült. A szerelési, illesztési, stb. munkálatokban közreműködött a Magfizikai Laboratórium II, a Gyorsító Laboratórium, valamint a Magkémia Laboratórium II. Valamennyi közreműködőnek ehelyütt is szeretnénk köszönetünket kifejezni.

A generátor tervezése 1963. májusában kezdődött, az építéséről szóló határozat 1963. május 17-én kelt. A végleges szereléssel 1963. december 17-18-án készültünk el. Próbaüzem 1964. januárban volt, amikor néhány kisebb változtatást is végrehajtottunk. 1964. február 7-én történtek az első neutronhozam-mérések. A gyorsítót a Magkémiai Laboratórium II-ben fogják aktivációs analízishez használni.

I r o d a l o m

- [1] M.Elkind: Rev.of Sci. Instr. Vol. 24, N^o2 /1953/

Érkezett: 1964. márc. 9.
KFKI Közl. 12.évf. 2. szám, 1964.

EGYSZERŰ MÓDSZER TERMIKUS NEUTRONOK INTENZITÁS-ELOSZLÁSÁNAK VIZSGÁLATÁRA

Irta: Deme Sándor

Összefoglalás

Termikus neutronnyalábok radiális intenzitás-eloszlásának vizsgálatára egyszerű, tömegesen is aránylag gyorsan elvégezhető aktivációs - autoradiográfiás módszert dolgoztunk ki. A módszerrel mérhető intenzitás-tartomány réz és aranylemezzel felhasználásával közelítőleg $5 \cdot 10^3 - 10^{12}$ neutron/cm² sec. A mérések relatív pontossága 5 - 10 %, a felbontóképesség jobb, mint 1 mm.

A fenti módszerrel megmértük a VVR-Sz reaktor egyik vízszintes csatornájából kilépő kollimált termikus neutronnyaláb radiális eloszlását, a mérés néhány eredményét alkalmazási példaként közöljük.

Bevezetés

Egy korábbi, neutronforrás standardizációs munkánkhoz [1] jól kollimált, homogén radiális eloszlású termikus neutronnyalábra volt szükségünk. Neutronforrásként a 2 MW-os VVR-Sz reaktor egyik 10 cm-es átmérőjű vízszintes csatornáját használtuk. Méréseinknél a neutronnyaláb inhomogenitása korrekciós tényezőként szerepelt, ezért a radiális eloszlást közvetlenül is meg kellett határozni.

A különféle kollimátorok és kollimációs rendszerek segítségével előállított neutronnyalábok beállítására és radiális inhomogenitásának mérsékelt pontosságú / $\pm 5\%$ / vizsgálatára aktivációs autoradiográfiás módszert dolgoztunk ki, amely viszonylag egyszerű volta és sokoldalú alkalmazhatósági lehetősége révén általánosabb érdeklődésre tarthat számot.

Termikus neutronnyalábok vizsgálatára általában bórtrifluorid töltésű proporcionális számlálót [2] vagy kisméretű, impulzus üzemi hasadási kamrát [3] szokás használni. Elterjedt módszer az is, melynél anyagot felaktiválnak és az aktivitást közvetlenül mérik meg [4]. Termikus neutronok mérésére használt filmdozimetriai módszer [5] nem alkalmazható a reaktor csatornából kilépő viszonylag intenzív γ -sugárzás zavaró hatása miatt.

A felsorolt módszerek hibája, hogy felbontóképességük, az aktiválásos módszer kivételével, néhány milliméter alá nem csökkenthető, s az összes módszer bonyolultabb konfigurációju neutronterek kimérése esetén nagyon munkaigényes.

Az aktiválás és a fotografikus eljárás kombinációja képezi módszerünk alapját. A módszer elve az, hogy valamely, jelentős termikus neutron aktiválási hatáskeresztmetszettel rendelkező anyagot felaktiválunk és annak aktivitáseloszlását autoradiográfias módszerrel megmérjük.

E módszer előnye, hogy nagy neutronintenzitás tartományban használható, a neutron nyalábot kísérő γ -háttér nem zavar, felbontóképessége egy milliméter alá csökkenthető, a kiértékelés gyors és kényelmes. Hátránya, hogy a fotometriás kiértékelés miatt nem túl pontos, ennek ellenére számos helyen alkalmazható.

A módszer leírása

Módszerünk a következő lépéseket foglalja magában:

- 1/ Valamely alkalmas anyagból készült lemez felaktiválása a vizsgált neutronnyaláiban.
- 2/ Filmanyag autoradiográfias expozíciója a felaktivált lemezzel.
- 3/ A film előhívása és a fotometrikus kiértékelés.

1/ A felaktiválandó anyaggal szemben támasztott követelmények

- a/ A keletkezett anyag β -sugárzóvá váljék. A β -sugárzás maximális energiája 0,3 MeV-nél nagyobb, 1 - 1,2 MeV-nél kisebb legyen. A nagyenergiájú β -sugárzás már a felbontóképességet rontja.
- b/ Minél nagyobb aktiválási hatáskeresztmetszet termikus neutronokra, amely a mérési tartomány kisebb intenzitások felé történő kiszélesítését teszi lehetővé.
- c/ A keletkezett izotóp bomlási félideje - a könnyebb kezelhetőség érdekében - néhány tized óra és néhány nap közé essen.
- d/ Az anyagból megfelelő méretű lemezeket lehessen előállítani. Nagyobb méret esetén az anyag árát is figyelembe kell venni.

A fenti feltételeket legjobban megközelítő anyagokat az 1. táblázat foglalja össze.

- 2/ Filmnyagnak legjobb minél kisebb alapfátyolu finomszemcsés síkfilmet használni. Jól megfelel az Agfa Laue típus.

1. Táblázat

Az aktivációs-autoradiográfiás módszerhez használható fontosabb anyagok adatai [7]

Izotóp	%	Magreakció	$T_{1/2}$	$\sigma_{\text{term barn}}$	$E_{\beta \text{ max}}$ MeV [%]
⁵⁵ Mn 25	100	$/n, \gamma / ^{56}_{25}\text{Mn}$	2,57 h	13,3	2,8/50/ - 1,04/30/ - 0,65/20/
⁶³ Cu 29	69,1	$/n, \gamma / ^{64}_{29}\text{Cu}$	12,8 h	4,3	$\beta + 0,65 / 19/$, EC /42/ [8] $\beta - 0,57 / 39/$
¹¹⁵ In 49	95,7	$/n, \gamma / ^{116m}_{49}\text{In}$	54 m	155	1/51/ - 0,87/28/ - 0,6/21/
¹⁹⁷ Au 79	100	$/n, \gamma / ^{198}_{79}\text{Au}$	2,69 d	96	0,96/98,6/ - 0,29/1,4/

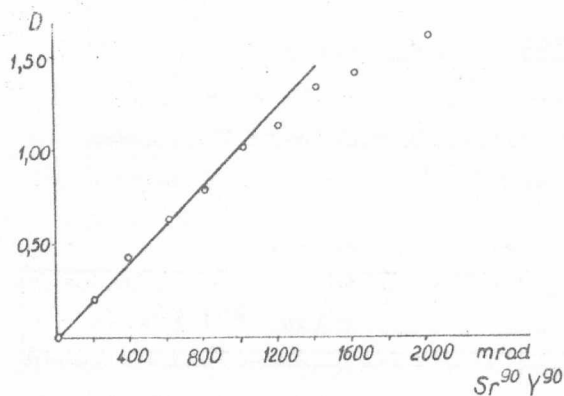
3/ Kiértékelésre megfelelőek az optikai spektrumok kiértékeléséhez használt fotométerek, amelyeknél a résszélességet néhány század milliméterre is lehet csökkenteni, a tárgylemez mozgatására pedig mikrométer csavar szolgál. Ilyen pl. a Zeiss Schnellfotometer.

Kísérleti rész

Az 1. táblázat adatai, jó mechanikus tulajdonságai és olcsósága alapján a rézet választottuk ki a méréshez. A felhasznált réz nagy tisztaságú, elektrolitikus uton előállított, 0,8 mm vastag, hengerelt lemez volt. Az anyag tisztaságát felaktiválás után gamma spektrometriai uton és feladási időmérés alapján vizsgáltuk, s azt megfelelőnek találtuk.

A hengerelt rézlemez felülete sima, fényes volt, ezért további megmunkálás nem vált szükségessé. 100 x 100 mm-es méretű lemezeket használtunk méréseinknél. Aktiválás és főlórás pihentetés után a lemez neutronforrás felőli oldalát 0,03 mm vastag polietilén fólia közbeiktatásával egy csomagolás nélküli Agfa Laue síkfilmre fektettük. A filmek exponálására legalkalmasabbnak a szokásos röntgen film kazetta bizonyult, melyben a szoros mechanikus kontaktust és az alacsony rendszámú hátlapot a vastag filcréteg biztosította.

Az előhívást kézi mozgatással, 18°C hőmérsékletű, "Agfa 30" előhívóban 6 percig végeztük.



1. ábra
Dózis-feketedés összefüggés

A rézlemezzel egyidejűleg hitelesítő filmsorozatot hívtunk elő, mellyel a módszer lineáris tartományát vizsgáltuk. A hitelesítő filmsorozatot egy $Sr^{90} - Y^{90}$ forrással sugároztuk be /1. ábra/. Az ábra alapján a dózis - feketedés összefüggés az 1,0 denzitás értékig lineáris, amit a későbbiekben figyelembe vettünk úgy, hogy a filmek maximális feketedése a fenti értéket ne haladja meg.

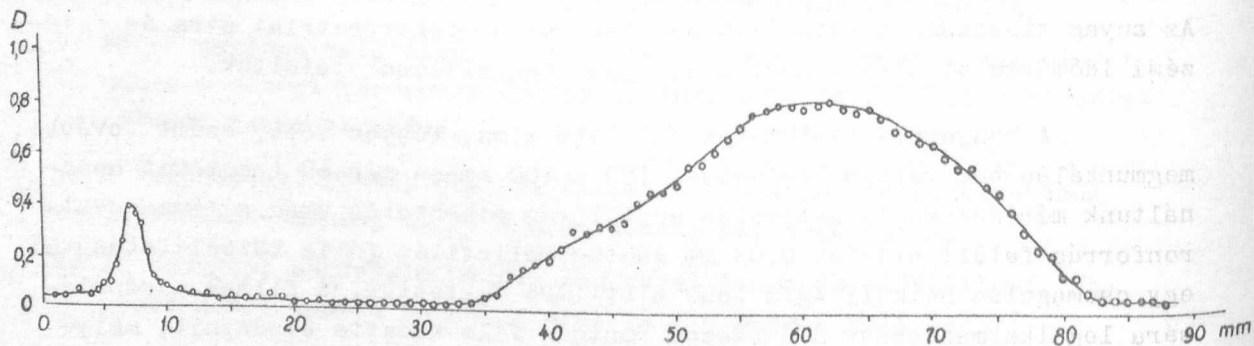
Az előhívott filmeket 0,05 mm x 0,3 mm résméret mellett Zeiss gyártmányú Schnellfotometerrel értékeltük ki.

Kísérletileg azt találtuk, hogy $3 \cdot 10^8$ neutron/cm²sec maximális intenzitású termikus neutronnyalámban a fenti módszert használva 4 perces aktiválási és 4 órás exponálási idő megfelelő feketedést eredményez.

Alkalmazási példa

Megvizsgáltuk a VVR-Sz reaktor egyik 100 mm átmérőjű vízszintes csatornájából kilépő termikus neutronnyaláb radiális eloszlását külső és belső kollimátor esetén.

A külső bórparafin és ólom kollimátor a tolozár legkülső szektorában helyezkedett el, hossza 350 mm, 25 átmérőjű lyukkal. A kollimátor külső átmérője 98 mm volt. A belső bórparafin kollimátor a csatorna zóna felőli végén helyezkedett el, külső átmérője 96 mm, lyukátmérője 35 mm volt.

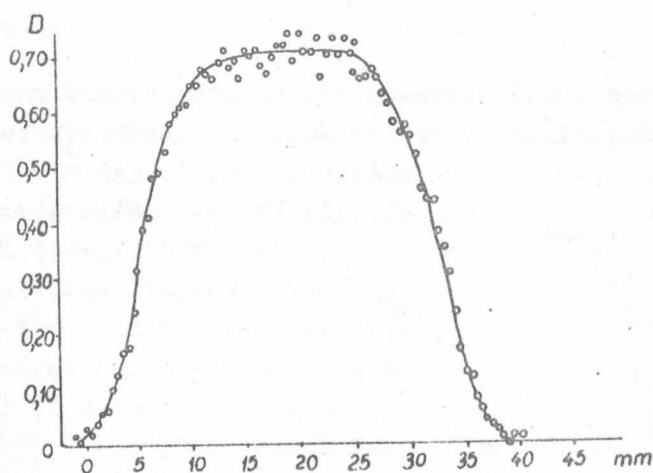


2. ábra

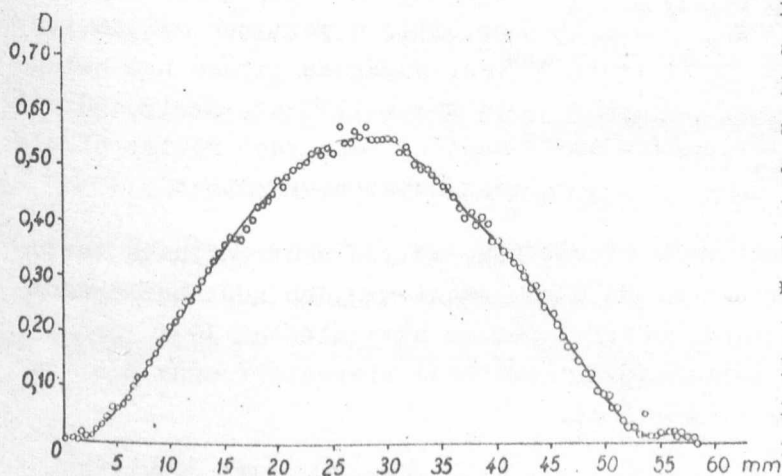
Termikus neutronelosztás a legkülső kollimátorvégtől 300 mm-re, függőleges irányban, felülről lefelé a szimmetria síkban mérve. A csatornában belső és külső kollimátor volt. Az abszcissza null-pontja önkényes.

Az ilyen kollimátor elrendezéssel a csatorna függőleges síkjában, a legkülső kollimátorvégtől 300 mm-re felvett termikus neutroneloszlást a 2. ábra mutatja. Mint láthatjuk a kollimátor felső részén egy erős kiszóródás van. Ez a kiszóródás gyengülő intenzitással a körgyűrű háromnegyed részére terjed ki. Emellett a középső folt sem körszimmetrikus. Mindkét jelenséget szemelláthatóan a belső kollimátor tengelyeltolódása, a csatornaméretnél jelentősen kisebb átmérője és esetleges elferdülése okozta.

/Megjegyzés: a kollimátor maximális méreteit a csatorna átmérője, ill. a behelyezési művelet követelményei szabták meg./



3/a. ábra



3/b. ábra

A termikus neutronnyaláb eloszlása egy 25 mm lyukátmérővel rendelkező, 350 mm hosszú bórparafin-ólmok kollimátor esetében. A kollimátor külső végétől mért távolság:

- a/ 170 mm
- b/ 620 mm

Az abszcissa nullpontja önkényes.

Ez az eloszlás céljainknak nem felelt meg, ezután belső kollimátor nélkül vizsgáltuk meg a nyalábot. Az így kapott radiális eloszlást a kollimátortól mért két különböző síkban a 3. ábra mutatja. Itt a termikus neutronok eloszlása a nyaláb tengelyére nézve körszimmetrikus. A körszimmetrikus eloszlás mellett a nyalábban kijövő teljes fluxus mintegy 50-szer nőtt meg a számított 8-szoros növekedés helyett, ami azt jelenti, hogy a belső kollimátor tengelye az első esetben biztosan nem állt vízszintesen, feltételezés szerint egy korábban bekerült parafincsomó miatt. Csak külső kollimátorral a csatorna homlokfalának síkjában a termikus neutron fluxus $3 \cdot 10^8$ neutron/cm²sec nagyságrendű.

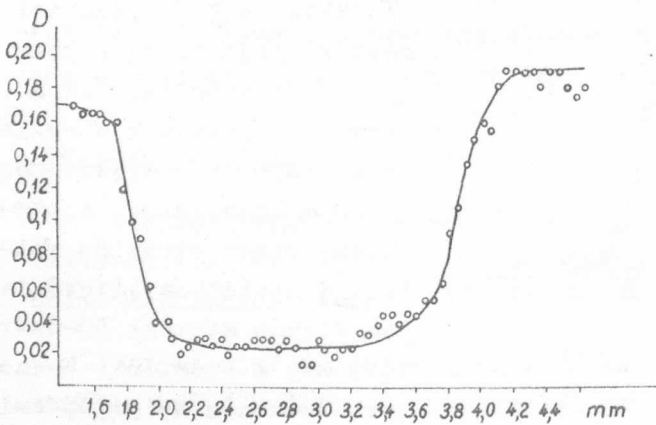
A példa mutatja a belső kollimátorok alkalmazásával járó veszélyeket és a nyalábtorzulások kimutatási módjának egyik lehetőségét.

A módszer értékelése

Mérést végeztünk a módszer felbontóképességének vizsgálatára. Ideálisan éles neutronnyalábot két összecsiszolt, felaktivált és egy kö-zéhelyezett, inaktív rézlemezzel imitáltunk.

Ez a modell elhanyagolja a termikus neutronok rugalmas szóródá-sát, ami az aktivált zóna kiszélesedését eredményezi. A felhasznált 0,8 mm vastagságnál az oldalirányú szóródás nem éri el a 2,5 %-ot a nyaláb in-tenzitásához képest, a vékonyabb 0,3 mm-es vastagságnál pedig az 1%-ot. Ez a vastagság a β^+ és β^- -részek szempontjából telítési vastagság. A rugalmas szóródásnak a felbontóképességre való hatása tehát elhanyagolha-tó.

Az összeállítást picein segítségével egy inaktív alapra ragasz-tottuk és így exponáltuk a filmet. A mérés eredményét a 4. ábra mutatja.



4. ábra

Felbontóképesség mérés egymás mellé he-lyezett aktiv és inaktív rézlemezek se-gítségével

A felbontóképességet a mérés alapján közvetlenül a görbe 1/4 és 3/4 része között mért fordít-tott meredekséggel adhatjuk meg, mint azt [6] a Compton-él kiér-tékelésénél teszi. A felbontó-képesség esetünkben 0,3, ill. 0,4 mm-nek adódott.

Az elvégzett mérések szerint a rézlap gamma sugárzá-sa, ill. a pozitron megsemmisü-lési sugárzás hatása nem halad-ja meg a 15 %-ot, amely szükség esetén, vékonyabb rézlap alkal-mazásával csökkenthető.

Számítást végeztünk arra nézve, hogy milyen neutronfluxus tarto-mányban használható ez a módszer. Ha a rézlemezt nagyobb neutronfluxusok mérésére kívánjuk felhasználni, akkor 1 perces aktiválással 30-40 óras pihentetéssel és 3 perces expozícióval a mérhető fluxustartomány mintegy 10^{12} neutron/cm² sec-ig terjeszhető ki.

Kisebb neutronfluxusokat 2-3 felezési időig történő aktiválás-sal és ugyanannyi ideig történő exponálással mérhetünk meg. Így $5 \cdot 10^5$ neutron/cm² sec-es alsó határt kapunk.

Ha 0,1 mm vastag aranylemezt használunk, akkor 3 napos besugár-

zással és 3 napos exponálással még 2 nagyságrenddel kisebb termikus neutronfluxus eloszlása is megmérhető.

Az eljárást kellő gondossággal végezve, akkumulátorról üzemeltetett fotométerrel és 0,1 mm-t elérő résmérettel, a $\pm 5\%$ -os relatív pontosság elérhető.

Összefoglalva megállapítható, hogy a leírt aktivációs-autoradiográfiás módszerrel tetszőleges konfigurációjú, 100 - 200 mm-t meg nem haladó átmérőjű neutronnyalábok radiális eloszlása mérhető meg. A módszer mintegy 5 - 10 %-os relatív pontosság mellett $5 \cdot 10^3 - 10^{12}$ neutron/cm²sec intenzitásstartományban használható, a mérés viszonylag egyszerű, gyors és szemléletes.

Végezetül köszönetet mondok Fehér Istvánnak a módszer lehetőségének felvetéséért és több, hasznos tanácsáért. Köszönet illeti Zalán Bélát a mechanikus, Klemm Andort a fotomunkákban és Tánzos Istvánnét a kiértékelésben nyújtott értékes segítségükért.

I r o d a l o m

- [1] Deme S., Fehér I.: Neutron Dosimetry, vol. II. /IAEA, Vienna, 1963/ p. 557.
- [2] Kisdiné Koszó É., Kroó N., Pravetzki E. és Zsigmond Gy.: Magyar Fizikai Folyóirat, 9, 341 /1961/
- [3] Rossi B., Staub H.: Ionization Chambers and Counters. /McGraw-Hill, New York, 1949/ p. 208.
- [4] Barton Hoag J.: Nuclear Reactor Experiments. /D. Van Nostrand, Princeton, 1958/ p. 195.
- [5] Becker K.: Filmdosimetrie. /Springer, Berlin, 1962/ p. 84.
- [6] Keszthelyi L., Berkes I., Demeter I., Fodor I.: Nucl.Instr.10, 193 /1961/
- [7] Lamberieux I.: Neutron Dosimetry. /IAEA, Vienna, 1963/ vol. II. p. 157.
- [8] Strominger D., Hollander M.J. and Seaborg G.T.: Rev.Mod.Phys. 30, 634 /1958/

Érkezett: 1964. jan. 22.

KFKI Közl. 12.évf. 2.szám, 1964.

GERJESZTETT ATOMI NIVÓK LEBOMLÁSI IDEJEI ELOSZLÁSÁNAK ÉS ÁTLAGOS ÉLETTARTAMAINAK MÉRÉSE PULZÁLT ELEKTRONGERJESZTÉSSEL ÉS IDŐANALIZISSSEL

Irta: Bakos József és Szigeti János

Összefoglalás

Altalunk épített berendezést ismertetünk gerjesztett atomi nivók lebomlási idejei eloszlásának és átlagos élettartamainak mérésére, melyben a magfizikában használatos időamplitudó konvertert és amplitudó analizátort alkalmaztunk.

Diszkutáljuk a mérést zavaró jelenségeket és közöljük a berendezés tervezésének szempontjait. Ismertetjük a kontroll-méréseket és néhány élettartam mérés eredményét hélium esetén.

Foglalkozunk a mérés hibáival és javításának módozataival.

Bevezetés

Az atomi nivók élettartamának mérése az atomfizika, illetve optika igen régi feladatai közé tartozik. Mérésére a legszokásosabb és eddig leginkább hozzáférhető eljárások a különféle stacionárius optikai módszerek [1] /abszorpciós, emissziós vonalalak, diszperzió mérése, stb./. Ezen módszerek hátránya, hogy közvetettek és a számolásokhoz felhasznált hipotézisek ellenőrzése maga is külön mérés tárgyát képezi. Az újabb időkben ezeket a kiegészítő méréseket el is végzik és igen jó eredmények születnek [2].

Közismert Wien [3, 4, 5] szép mérése, mely sajnos a technikai fogyatékoságai miatt kevésbé megbízhatónak tekinthető.

A magfizika fejlődése során módszereket dolgoztak ki magnivók és elemi részecskék élettartamának mérésére. Ezen módszerek közös jellemzője, hogy közvetlenül a nivók, illetve részecskék élettartamát mérik. A mérések lényege az, hogy ismeretes a gerjesztés időpontja és a kibocsátott bomlási részecske jelzi a gerjesztett állapot megszüntét. Az időegység alatt mért bomlási részecskék száma a gerjesztés időpontjához viszonyított időkésés függvényében egy eloszlási görbét ad, melyből a gerjesztett állapot élettartama számolható. Kézenfekvőnek kinálkozik ezen módszereknek az alkalmazása atomi gerjesztett állapotok élettartamának mérésére is.

Ezt az is indokolja, hogy az eddig végzett mérések között részint a különböző zavaró körülmények, részint a méréseknek a már említett közvetettsége miatt lényeges eltérések mutatkoznak [6, 7, 8].

A magfizikai módszereknek ezen a területen való alkalmazása viszonylag nem régi keletű. Először Addlington, Brannen, Hunt és Nichols [9] mért két egymásutáni /kaszád/ folyamatban keletkező fotonok közötti koincidenciákat, aminek alapján módja volt a közbenső nivó élettartamának meghatározására. Heron, McWhirter és Rhoderick [10, 11] részletesen vizsgálta a hélium gerjesztett állapotait és diszkutálta a mérésben fellépő zavaró folyamatok egy részét. Később Oserovics [8, 12, 13] végzett hasonló vizsgálatokat héliumon és neonon.

A gázokban lejátszódó folyamatok és az egyes nivók élettartama különösen érdekessé vált a lézerekkel kapcsolatban. Ezért nem véletlen, hogy Bennett [14] a gázlaser [15, 16] megalkotása előtt többszörös amplitudó analízátor és idő-amplitudó konverter alkalmazásával részletesen vizsgálta a neon nivóinak élettartamát.

További előnye ezen magfizikai módszernek az, hogy kvantitatív felvilágosítást nyújt az egyes nivók bomlási idejeinek eloszlásairól, amely az eddigi tudomásunk szerint exponenciális törvényt követ. Ez a közhiedelemmel ellentétben experimentálisan nem egy részletesen tanulmányozott terület. Wien mérései a már említett technikai hiányosságok miatt nem tekinthetők döntőnek. Nem volna érdektelen a kísérletnek modernebb technikával való ismétlése. Az újabb magfizikai módszerekkel végrehajtott mérések - bár célul tűzték ki a kérdés tanulmányozását [11] - nem zárták le ezt kvantitatív diszkusszióval.

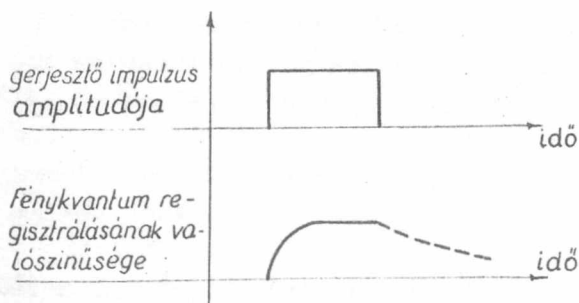
A bomlási idők eloszlásának, illetve a gerjesztett nivók átlagos élettartamának mérésére egy berendezést építettünk. Megadott időpontban gerjesztettük az atomot. Mértük azt az időt, mely a gerjesztés időpontja és a fénykvantum észlelése között telik el. Az egyes eredmények gyakoriságát megszámlálva, a bomlási idők eloszlását kaptuk meg. Ezen eloszlásból számítottuk az átlagos élettartamot.

Az atomokat impulzussal vezérelt elektronsugárral gerjesztettük. Az elektronsugarat egy kisülési csőben állítottuk elő. A kisülési csövet a lehetséges zavaró effektusok figyelembevételével szerkesztettük. A gerjesztés időpontját az elektronsugarat vezérlő impulzus meredek lefutó éle határozta meg. Létrehoztunk egy, a kisülési cső üzemeltetéséhez szükséges vákuum-rendszert. Az atom nivóit monokromátorral választottuk ki. A bomlási kvantumot elektronsokszorozóval detektáltuk. A gerjesztés és a bomlási kvantum beérkezése közti időkülönbséget idő-

amplitudó konverter alakította át különböző amplitudóju jelekké. Ezeket egy sokcsatornás amplitudó analízátor rendezte eloszlási függvényvé. Bemutatunk néhány eloszlási függvényt hélium esetén.

I. A mérési berendezés

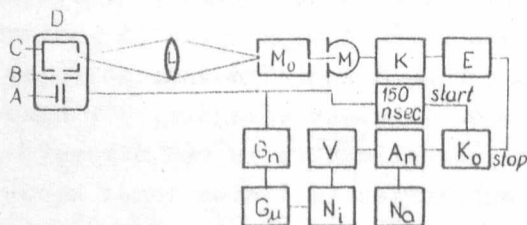
A gázatomokat impulzussal vezérelt elektron nyalábbal gerjesztettük. Az elektron sugár impulzus alakját az 1. ábra mutatja. Az ábrán



1. ábra

a fényimpulzusnál a szaggatottan jelölt rész az, amely a nivók átlagos élettartamától függ. Ezt a részt akarjuk mérni. A rendelkezésre álló fénykvantumok száma azonban csekély. Ezért folyamatos fényintenzitást nem tudunk regisztrálni, s az esemény igen gyors 10^{-7} - 10^{-9} sec a lec. engé-
si idő/. Így az időanalízis módszerét választottuk, azaz mérjük

a gerjesztési impulzus lefutó éle és a bomlási kvantum beérkezése közti időkülönbséget. A mérés blokk-sémáját a 2. ábra mutatja.



2. ábra

A vizsgált gázzal töltött D elektronsugaras kisülési csőben a A elektronagyuból kollimált elektronok lépnek ki. Az elektronsugarat a B vezérlő elektróda vezérli, mely nyugalmi állapotában lezárva tartja a csövet. A G_{μ} mikroszekundumos impulzusgenerátor 10 kHz ismétlődési frekvenciával

/jelhossz 1 usec/ indítja a nanoszekundumos impulzusgenerátort, mely 100 nsec hosszú pozitív 40 V amplitudóju jelet ad. A D kisülési cső ezen impulzusok hatására 100 nsec időtartamokra kinyit. A csőben a nyaláb végső energiáját a C kisülési henger potenciálja szabja meg. Az elektronok gerjesztik a kisülési hengerben lévő gázatomokat. A spontán emisszióban kisugárzott fényt a kisülési hengerbe vágott nyíláson keresztül a L lencsével a M_0 monokromátor bemeneti nyílására vetítjük. A monokromátorral választjuk ki a vizsgálni kívánt nivót azáltal, hogy az illető nivóból kiinduló átmenetnek megfelelő hullámhosszat állítjuk be. A bomlási kvantumot a M elektronsokszorozó indikálja. A keletkező feszültség impulzus az elektronsokszorozó közvetlen közelében elhelyezett K katódkövetőn keresztül az E erősítőbe kerül /sávszélesség 80 Mc, erősítés 1000/. A K_0 start-stop rendszerű idő-amplitudó konverter a kisülési csövet ve-

vezérlő impulzus lefutó éle és az első utána következő multiplier impulzus közti időkülönbségtől függő amplitudóju jelet hoz létre. Az A_n 128 csatornás analízátor a különféle amplitudóju jeleket amplitudó szerint rendezi. Rendszerint megadott ideig mértünk. Az időt a V kapcsoló órán állítottuk be. Az N_i számláló mérte az ezen idő alatti indító impulzusok számát, míg az N_Q számláló az ugyanezen idő alatt analizált impulzusok számát regisztrálta. A multiplier beütésszáma mérőszámaként nem a valódi beütésszámot választottuk, mely a mérési idő függvénye, hanem az utóbbi két számláló / N_Q, N_i / által mutatott beütésszám hányadosát $\alpha = \frac{N_Q}{N_i}$. Ez független a mérés idejétől. α adja meg, hogy egy vezérlő impulzus ideje alatt / 10^{-7} sec/ az ugyanilyen hosszú analizálási tartományba átlagban hány stop beütés esik. A méréseket olyan viszonyok között végeztük, hogy α mindig kisebb volt, mint 10^{-2} .

a/ A kisülési cső

A kísérleti cső megszerkesztésénél tekintettel kell lenni a csőben lejátszódó és a mérést zavaró fizikai folyamatokra. Öt ilyen folyamatot ismerünk:

1/ A rezonancia abszorpció jelensége

Az elektronütközéssel gerjesztett atom által sugárzott fényt nagy valószínűséggel nyeli el az alapállapotban lévő atom, ha ez a fény olyan nívóról való átmenetben keletkezik, ahonnan az alapnívóra is lehetséges átmenet /rezonancia nívó/. Ilyen pl. a He általunk vizsgált, 3^1P nívója, ahonnan a 2^1S állapotra, valamint az alapállapotra is van átmenet /lásd 12. ábra/. A fény által másodlagosan gerjesztett atom ismét kibocsátja ugyanazt a fényt és egy további atom ismét nagy valószínűséggel nyeli el ezt. A folyamat így tart tovább és az energia e csőből nem tud kijutni. A jelenséget a "bebörtönöződés" jelenségének hívják és részletesen Holstein és Phelps [17, 18, 19] tárgyalták. A jelenség mértéke a kisülési henger sugarával és a nyomással arányos és a számítások arra az esetre vonatkoznak, amikor az elektronsugár átmérője kicsi a henger átmérőjéhez viszonyítva.

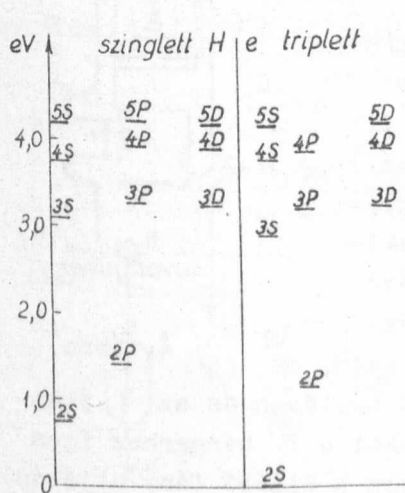
2/ További zavaró jelenség az, hogy az elektronok nemcsak egy meghatározott nívót gerjesztenek. Így lehetséges, hogy magasabb energiaszintekről még az elektronáram megszűnte után is jutnak elektronok a mérni kívánt nívóra /kaskád folyamat/. Ez erősen meghamisíthatja a mérés eredményét. Ebben az esetben két lehetőség kínálkozik. A kaskád folyamatot további kiegészítő mérésekkel vesszük tekintetbe, vagy olyan energiájú elektronokkal gerjesztünk, melyeknek energiája csak a vizsgál-

ni kívánt nivó gerjesztésére elegendő. Az utóbbi módszernek hátránya az, hogy ilyenkor a gerjesztésre vonatkozó ütközési hatáskeresztmetszet [20] nagyon kicsi és e jelenség fényszegény.

Az atom gerjesztési függvényének [21, 22] tanulmányozása további lehetőséget kínál. Ismeretes, hogy a különböző s, p, d nivókra különböző elektron energiáknál van maximális gerjesztési hatáskeresztmetszet [23]. Az eddigi méréseknél azonban ez a maximum meglehetősen laposnak mutatkozott [21, 22, 23]. Ujabb vizsgálatok azt mutatják, hogy a gerjesztési hatáskeresztmetszet görbéje bizonyos finom strukturát mutat [24, 25, 26, 27] és e görbén lévő mellékmaximumok egyes jól meghatározott nivóhoz tartoznak. Lehetőség kínálkozik tehát az elektron energiájának helyes megválasztásával egyes nivókat viszonylag szelektíven gerjeszteni. Ez a kérdéscsoport azonban nem tekinthető lezártnak. A gerjesztési függvénynek további vizsgálata szükséges.

3/ Nagyobb nyomásokon nem elhanyagolható a másodlagos ütközések szerepe sem. Ez azt jelenti, hogy a vizsgálni kívánt nivóra nemcsak az elektronokkal való ütközés révén jutnak elektronok, hanem egy kb. azonos gerjesztési energiájú atommal való ütközés útján is.

Erre a folyamatra akkor nagy a hatáskeresztmetszet, ha az atomnak van egy másik olyan energiaállapota, melynek energiája a vizsgálni kívánt nivó energiájával közel megegyezik. Példa erre a He 3^1P és 3^3D állapota /3. ábra/. Lehetséges tehát a következő folyamat



3. ábra

$$A_{3^1P} + A = A_{3^3D} + A$$

ahol A az alapállapotban A_{3^1P} az 3^1P gerjesztett állapotban lévő atomot jelenti. A folyamat tehát két kölcsönhatást tartalmaz. Az első az atom-elektron ütközés, aminek eredményeként az atom a 3^1P állapotba kerül. A második az atom-atom ütközés, aminek eredményeként a 3^1P állapotban lévő atom alapállapotba, míg az alapállapotban lévő atom a 3^3D állapotba kerül. A jelenségtől csak a nyomás csökkentésével szabadulhatunk meg. Ezideig ezt a jelenséget rezonancia gerjesztést alkalmazó kísérletekben [28, 29], illetve az atom gerjesztési függvényének mérésénél figyelték meg [30].

4/ További zavaró jelenséget okozhat az elektronnyaláb kollimációs hibája. A nem kollimált elektronok ui. a fémrészekkel ütközve, sze-

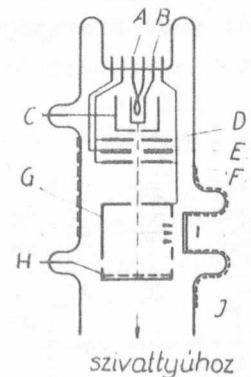
kunder elektronokat váltanak ki.

5/ Különösen nagyobb energiájú elektronok alkalmazása / $E > 100 \text{ V}$ / és nagyobb nyomás / $p > 10 \mu$ / esetén tetemes ionképzés léphet fel, amely rekombinációs sugárzásával, mint időfüggő háttér, /kisebb ionmozgékonyosság/ elektromos töltésével mint perturbáló elektromos tér lép fel. Létezését egy másik munkánkban [31] szemléletesen megmutattuk.

Levonva a tanulságokat e fent elmondottakból, az 1. jelenség miatt kis kisülési henger átmérőre és emiatt kis átmérőjű elektronnyalábra van szükség. A 2. jelenség megköveteli, hogy a nyaláb energiája definiált és különböző értékre beállítható legyen. Az 1. és 3. jelenség kiküszöbölése alacsony nyomások alkalmazását kívánja / $p < 10 \mu$ /, ami azzal jár, hogy nagy elektronáramra van szükség, hogy fényerős jelenséget kapjunk. A nagy áram eléréséhez nagy kihuzó potenciál és oxidkatód szükséges. Az utóbbit a kis üzemi hőmérséklet, s ezért kisebb szórt fény hányad is indokolja, míg az előzőnek /kihuzó potenciál/ az 5. zavaró effektus szabhatárt. A 4. zavaró jelenség elkerülése megköveteli a jól kollimált nyalábot.

Mindezen részint ellentmondó szempontok mérlegelése alapján a következő csövet terveztük /4. ábra/. Az A fűtőszál, B katód, C Wehnelt cilinder kész gyári komplexum volt 0,6 mm kilépési nyílással, és Ca, Ba, Sr keverék katóddal.

D, E, F elektródák egyszerű elektron lencsét alkotnak 0,8 mm kilépési nyílással. A nyaláb párhuzamosra fókuszált gyorsító, feszültsége 300 V. A G kisülési hengerben gerjesztett atomok sugárzását figyeljük meg. A hengerbe belépő nyaláb energiáját a henger potenciálja állítja be. Az F, G elektródák közti nagyobb távolság a G elektródában lévő nyílás által kiváltott lencsehatást igyekszik csökkenteni. A H kollektor elektróda gyűjti be az elektronokat. Az atomok fénylését a G hengerbe vágott nyíláson és az I planparallel ablakon keresztül figyeljük meg. Az ablakot a G hengerhez igen közel helyeztük el, hogy minél kevesebb atom legyen a kilépő fény útjában /rezonancia fluoreszcencia/. Az ablak környékét, illetve a cső hátulját fekete festékkel vontuk be / J /, hogy a káros zavaró fényt minimálisra szorítsuk le. Az elektronáramot a C Wehnelt cilinder vezérli, mely nyugalmi állapotban a csövet lezárt állapotban tartja. A gyors impulzusra való tekintettel a Wehnelt cilindert és H kollektort a cső oldalán vezetjük ki. A csővel elért maximális katódáram $600 \mu\text{A}$, a kollektoron mért



4. ábra

maximális áram 400 μ A volt. A kisülési henger legkisebb feszültsége 30 V volt. A csővel 4 μ minimális nyomáson sikerült kényelmesen mérhető fényintenzitást elérni.

b/ A vákuumrendszer

A vákuumrendszerrel kapcsolatban a következő követelmények merültek fel.

1/ Biztosítsa a szükséges tisztaságot a méréshez és a katód üzeme-
léséhez.

2/ A cső terében gázzal töltött állapotában olyan kicsi legyen a beáramlás, hogy egyrészt ne hasson károsan a katód működésére, másrészt a beáramlott gáz ne jelentkezzen mint szennyezés a vizsgálni kívánt gázban /spektrum-tisztaság, másodlagos ütközések/, még többórás időtartam után sem /mérés ideje/.

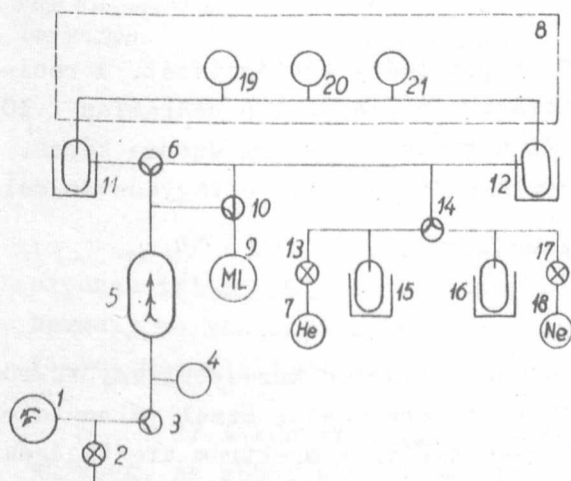
3/ Tegye lehetővé különböző spektroszkópiailag tiszta gázoknak a csőbe engedését tetszés szerinti nyomáson.

4/ Biztosítsa a katód üzembiztos működését legalább egyhetes pe-
riódusra.

5/ Csőcsere esetén gyors üzembeállást tegyen lehetővé.

6/ Lehetséges legyen a csőben lévő gázok nyomásának mindenkori
pontos és abszolút mérése.

A fenti követelmények kielégítésére az 5. ábra által mutatott ré-
szint fém, részint üveg vákuumrendszert építettünk.



5. ábra

A kétfokozatu rotációs
pumpa szivja a /3/ kétutas sze-
lepen keresztül a /5/ higanydif-
fuzió pumpát. Ez a /6/ kétutas
szelepen és /11/ folyékony nitro-
génés kifagyasztón keresztül köz-
vetlenül a recipiensre, vagy az
un. gázoldalra kapcsolható. A gá-
zok a /7/ és /18/ tartályokból
jutnak a /13/, /17/ szelepeken
keresztül egy közbenső térbe, a-
hol nitrogénnel hűtött aktív szén
tisztítja őket /15/, /16/. Ez
közbenső nyomáslépcsőt is jelent.
Innen a /14/ szelep és /12/ fo-
lyékony nitrogénés kifagyasztón keresztül juttathatók a recipiensbe. A re-
cipienshez csatlakozik közvetlenül /19/ termokeresztes manométer /20/ ion-

lyékony nitrogénés kifagyasztón keresztül juttathatók a recipiensbe. A re-
cipienshez csatlakozik közvetlenül /19/ termokeresztes manométer /20/ ion-

zációs manométer és /21/ kísérleti cső. A recipiens a /8/ kályhával 400°C-ig kifűthető. A 4. feltétel biztosítására két ut kínálkozott:

a/ a /11/, /12/ kifagyasztók recipiens felőli oldalára olyan kifűthető szelep feltétele, mely éjszakai üzemszünet esetére olyan zárást tesz lehetővé, hogy a vákuum 16 órás idő alatt sem romlik 10^{-6} torr szint alá.

b/ Éjjel-nappali folyamatos üzem, amikor is a kifagyasztók automatikus üzemeltetéséről is gondoskodni kell.

Elsőnek az a/ megoldással próbálkoztunk. Szerkesztettünk egy Alpert-féle [32] kifűthető szelepet, amely az első héten hihetetlen jó eredményt mutatott /beáramlás 10^{-11} torrlit/sec/, amely az idők folyamán egyre romlott 10^{-7} torrlit/sec-ig /anyaghiba/. Ezt a megoldást ezért elvetettük.

A folyamatos üzemet a megfelelő automatika hiányában csak úgy sikerült megvalósítani, hogy az alkalmazott higanydiffúziós szivattyú /Tungstam B-15/ elővákuum toleranciája nagy volt /10 torr/, ami lehetővé tette 3 l elővákuum puffer alkalmazásával /4/ forgószivattyú nélkül is az egész éjszakai üzemet.

A kifagyasztók automatikus töltését egy általunk javított Leybold automatika látta el.

A 10. csapon keresztül lehet a /9/ McLeod manométerrel a recipiensben az abszolút nyomásmérés, illetve a szivattyú torkában a szivattyú ellenőrző mérését elvégezni.

A /8/ kályha biztosítja az 5. követelmény kielégítését. A recipiensben elért végvákuum 10^{-7} torr. Lezárt recipienssel a beáramlás $< 10^{-8}$ torrlit/sec. Elővákuum-szivattyú nélkül a rendszer 25 óra üzemre képes. A folyékony levegő töltés 20 óra üzemre elegendő /0,5 lit/ó fogyasztás mellett/.

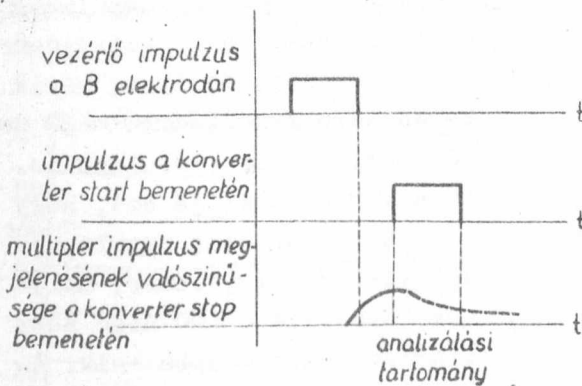
c/ Optikai rész

A kísérleti cső fénye egy kondenzor lencsén keresztül egy tükrös, prizmás Zeiss SPM 1 monokromátor bemeneti részére esett. Ezzel választottuk ki a vizsgálni kívánt vonalat, illetve nivót. A spektrum tisztaságának mérésére e monokromátort a laboratóriumban kifejlesztett egységrendszerrel [33] automatikusan regisztráló spektrométerre alakítottuk át és a spektromot automatikus regisztráló papírszalagjára rögzítettük. A megfigyelt vonalak identifikálása és a monokromátor hitelesítésére ugyanazon berendezés-

sel hitelesítő forrás fényét is felvettük. A monokromátort mindig a lehető legnagyobb réssel használtuk, s inkább a csőben lévő nyomást csökkentettük, ha nagy volt az intenzitás /kivéve az élettartamok nyomás-függésének felvételét/. A laboratóriumban fejlesztett multiplier tartó lehetővé tette az elektronikus regisztrálás mellett a berendezés gyors vizuális ellenőrzését is.

d/ Elektronikai rész

A G_n generátort /1. ábra/ [34] a K_0 idő-amplitudó konverterrel összekötő kábel csapolásáról vezéreljük a β elektródán a kisülési csövet. A G_n generátor jele így egy startstop rendszerű konverter start bemenetére jut. A konverter az intézetben kifejlesztett konverternek [35] egy módosított, kiegészített példánya. /A módosítás szempontjait 1. alább/. Az 1 P 21 multiplierből jövő jel a (K) katódkövető és az E erősítőn keresztül jut ugyanezen konverter stop bemenetére. A β vezérlő elektróda és a konverter közé ~ 150 nsec késleltetést iktattunk be a sokszorozón és az erősítőn történő késés és a vezérlő jelhossz kompenzálására. Az időviszonyokat a 6. ábra mutatja.



6. ábra

Az intézetben kifejlesztett konverter módosítását, illetve kiegészítését a következő szempontok irányították.

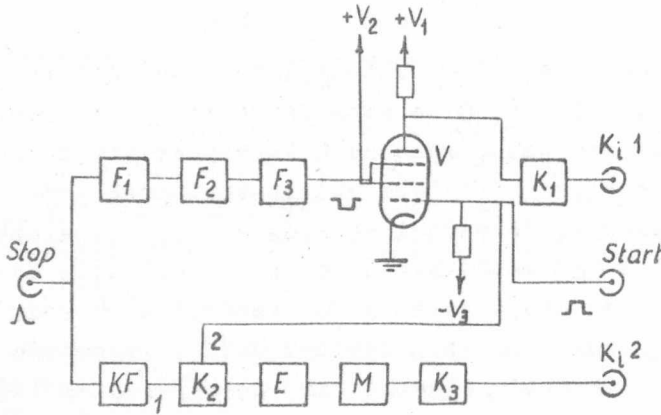
1/ A konvertert ki kell egészíteni egy, a bemenetek sorrendjét kijelölő gyors áramkörrel, mivel a fentiekből nyilvánvalóan igen nagy a valószínűség arra, hogy a stop jel előbb érkezzon be, mint a start jel, ami téves fizikai esemény regisztrálását jelenti.

2/ A multiplier impulzusainak amplitudó karakterisztikája közel exponenciális [36]. Biztosítani kellett, hogy a konvertálási tartomány bármely helyén ugyanazon küszöbamplitudónál nagyobb jeleket vegyünk csak figyelembe /jelformálás/.

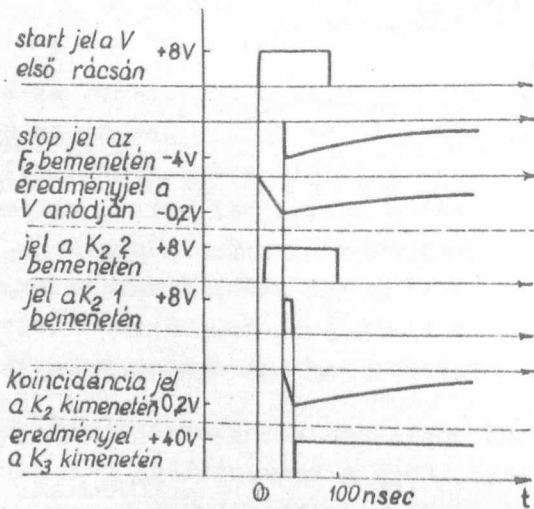
3/ A konvertálási tartomány előtt viszonylag nagy az impulzus sűrűség. Az ebből elkerülhetetlenül a konvertálási tartományba nyuló "impulzusfarkok", valamint a helyes amplitudójú stop impulzus beérkezése előtti "latens" kis amplitudójú impulzusok a konvertálási tényezőt beütésszám-függővé teszik. Kell tehát egy alul vágó gyors kör ezen jelenség kiküszöbölésére.

4/ A konverternek az NV 208 típusu erősítő pozitív kimenő impulzusára kell működnie.

A módosított konverter kapcsolási blokkját a 7. ábra, az egyes jelek alakját, amplitudóját és a konverter idődiagramját a 8. ábra mutatja.



7. ábra



8. ábra

koincidencia eredményjel a stop amplitudó függvénye, biztosítja azt, hogy a helyes időintervallumba eső stop impulzusok közül is csak azokat vesszük figyelembe, melyek egy megadott amplitudónál nagyobbak. A M multivibrátor jele a K₃ katódkövetőn keresztül az analízátor koincidencia bemenetére jut.

A start jel közvetlenül V konvertáló cső első rácására jut. A stop jel a F₁ fázisfordítás után F₂ formálóra /impulzushossz 100 nsec, amplitudó 1,8 V/ kerül, majd fázisfordítás / F₃ / után a konvertáló cső második, stop rácására. Az eredményjel K₁ katódkövetőn keresztül az analízátorra kerül. Ugyanekkor a stop jel KF katódkövetőn és formálón keresztül /impulzushossz 10 nsec/ a K₂ koincidencia körre jut, amelynek másik bemenetére megérkezik ~ 20 nsec késéssel a start impulzus is. Ez a kör biztosítja azt, hogy csak az olyan stop impulzusokat vesszük figyelembe, melynek kezdő éle a 100 nsec analízálási tartományba esik. A koincidencia eredményjel amplitudója a stop jel amplitudójától is függ. Ez a jel az E erősítőn keresztül M impulzusformáló multivibrátorra kerül /impulzushossz 15 μsec, amplitudó 40 V/. Ennek a multivibrátornak az indulási szintje és az a tény, hogy a koinci-

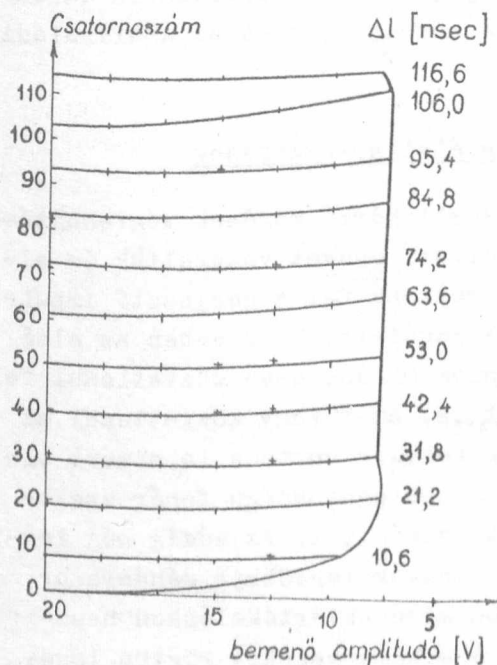
A multiplier típus / 1 P 21/ választását az indokolta, hogy viszonylag nagy erősítés mellett kicsi a sötétárama. A mérésekben a jel/zaj viszony (β) a világitási (α_v) és a sötétáramu kitöltési tényező (α_s) hányadosa $\beta = \frac{\alpha_v}{\alpha_s} \sim 2-20$ -ig terjedt, ahol számértékileg $\alpha_s = 1-5 \cdot 10^{-4}$ volt.

A konvertáló cső stop rácsán a jel felfutása nem érte el a lehetséges 4 nsec értéket. Ez főleg a kedvezőtlen geometriai elrendezés következményeként ~ 7 nsec-nak adódott. A start jel fel- és lefutása ~ 3 nsec volt. Az erősítőtől kapott jel spektruma 0-20 V amplitudó között terült el. A konverter csak az 5 V-nál nagyobb amplitudóju stop jeleket vette figyelembe. Az analízálási tartomány ~ 100 nsec.

II. Mérések

a/ Ellenőrző mérések

Az ellenőrző mérések egyrészét már érintettük. Mindenkor ellenőrizzük az elért végvákuumot, mérjük a cső terébe való beáramlás adatait, megvizsgáljuk a spektrum tisztaságát, ellenőrizzük a cső elektromos adatait.



9. ábra

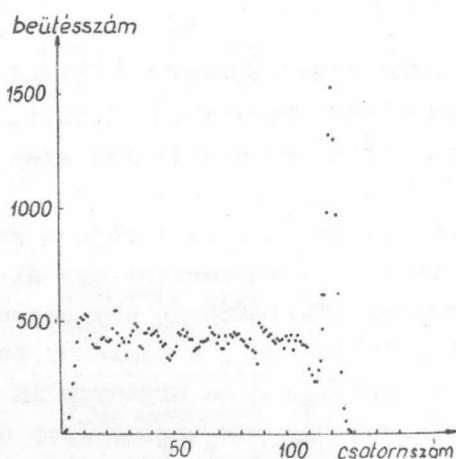
A további mérések legtöbbször a konverterre vonatkozik. A konvertert úgy állítjuk be, hogy az analizátoron egy csatorna 1 nsec-nak feleljen meg. A szokásos oszcilloszkópos ellenőrzés után higanyos impulzus generátorral hajtjuk meg. A stop ágba változó mennyiségű késleltető kábelt iktatunk be és felvesszük a csatornaszám-késleltetés függést változó stop-jel bemeneti amplitudó, mint paraméter esetén, abban a tartományban, amikor a koincidencia kör még ad jelt és kijelöljük a koincidencia határait. Egy ilyen felvétel eredményét mutatja a 9. ábra. Látható, hogy adott késleltetés esetén a bemeneti amplitudó függvényében több csatornányi eltolódás van a koincidencia tartományában az 5-20 V bemeneti amplitudóknál. Ennek oka részint az emelkedési időben keresendő. Látható azon-

ban az is, hogy 15-20 V tartományokban a csatornaszám közel változatlan marad. Lehetséges lenne csak ezen amplitudóju impulzusok figyelembevétele. Ekkor azonban egyrészt a "latens" impulzusok száma erősen megnő, másrészt

a mérési idő nagyon meghosszabbodik. A multiplier impulzusoknál valamivel jobb a helyzet, mivel az amplitudó spektrum a kisebb impulzusok felé erőteljesen növekszik, s ezért a szórás kisebb lesz.

Fontos még, hogy a koincidenckiakör megszólalásához szükséges határamplitudó ne függjön a késleltetés idejétől, mert az amplitudó spektrum miatt ez úgy jelentkezik, mintha a konvertálási tényező függne a késleltetéstől. A határamplitudó, mint látható, közel konstans a késleltetés függvényében.

Végső ellenőrzést a multiplier impulzusokkal elvégzett "fehér" spektrum vizsgálat szolgáltat. A multipliert állandó fényforrással megvilágítva, a stop impulzusok beérkezése az analizálandó tartomány bármely pontjára egyenlően valószínű. Ekkor tehát egy egyenletes spektrumot kell kapnunk. Egy ilyen felvételt mutat a 10. ábra. Sajnos a nem megfelelő kábelillesztések és egyéb geometriai



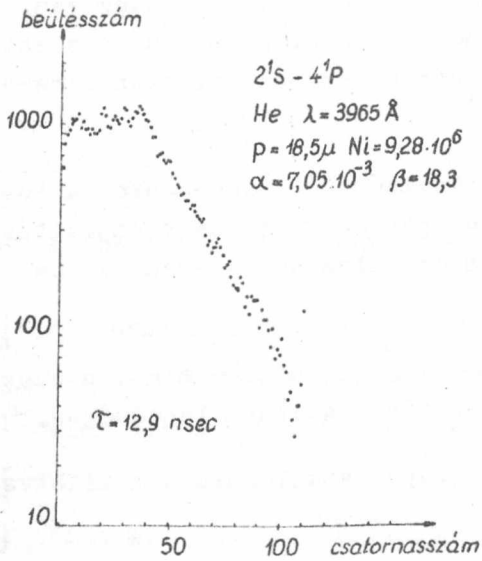
10. ábra

effektusok miatt a szórás nagyobb, mint amit várni lehetne, sőt szisztematikus hiba is mutatkozik, melynek /periódus/ ideje 1 és 6 nsec között változik. Az analízálási tartomány végén álló csucs annak következménye, hogy a koincidencki tartománya kissé hosszabb, mint az analízálási tartomány.

b/ Előzetes élettartammérések

Az ellenőrző mérések végrehajtása után a kísérleti csövet vezéreltük és eloszlásokat vettünk fel a gerjesztő impulzus után. Vizsgálatainknak ebben az első részében héliummal foglalkoztunk. Az eloszlás mérése után közvetlenül felvettük a hozzátartozó sötétáram spektrumot is, amit vagy közvetlenül az analizátorban /komplementálás/, vagy külön felvéve vontunk le a mért eloszlásból. Néhány élettartam mérés után nagyobb pontosságú fehér spektrum felvételt csináltunk. Ezután a ciklust ismételtük. Az eddig még leggyorsabb, mért lecsengés 7 nsec volt, míg a nivók legtöbbször néhány száz 10^{-8} sec tartományba esett. Ezért a legtöbb mérés-kiértékelésben használható a "farok" [37] módszer. Éppen ezért eredményeinket rögtön logaritmikus papíron ábráztuk, amikor is egyenest kaptunk. Egy ilyen felvétel eredményét mutatja a 11. ábra.

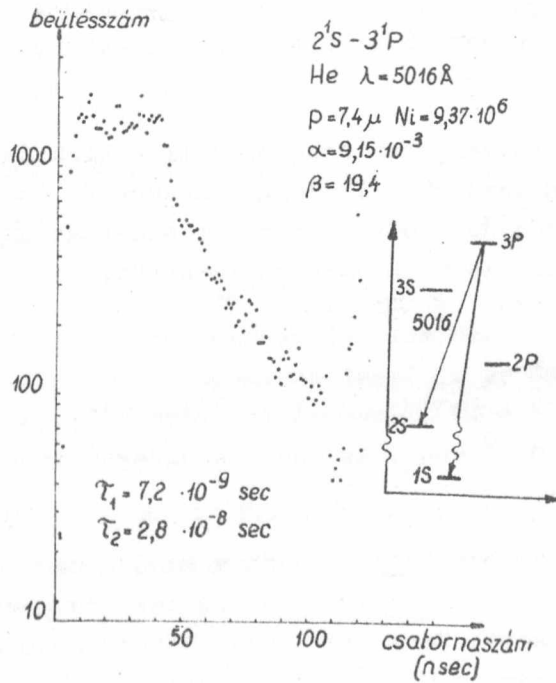
A görbe mellé jellemzőként megadjuk még a töltő gázt, a megvizsgált nivót, hullámhosszt, a mérés alatti indító impulzusok számát / N_1 /,



11. ábra

az /intenzitás/ kitöltési tényezőt, / α / a jel/zaj viszonyt / β /, a töltő gáz nyomását / ρ /. Csak az eredményeknek a nyomástól és a gerjesztő elektronok energiájától való függésének felvétele után lehet kijelentést tenni a vizsgált nivó valódi élettartamára vonatkozólag.

Végezetül egy további ábrában /12. ábra/ azt mutatjuk be, hogy hogyan jelentkezik az eloszlásban, ha azt valami zavaró tényező /pl. termikus csatolás/ befolyásolja. Láthatólag a görbe két exponenciális szuperpozíciója, ahol a két időkonstans $\tau_1 = 7,2 \text{ nsec}$ és $\tau_2 = 2,8 \cdot 10^{-8} \text{ sec}$.



12. ábra

III. A mérés hibái

A mérés hibáit részint már érintettük. A következőkben szeretnénk őket összefoglalni, valamint tervezett javításukat elmondani.

1/ A csőben két nyomás függő /rezonancia abszorpció-másodfajú ütközés/ - s részint geometria függő /rezonancia abszorpció/ effektus van. Végső kiküszöbölésük csak atomsugár elrendezésben lehetséges. Ezért elektronsugarakkal gerjesztett atomsugárban remélünk megszabadulni ezen zavaró effektusoktól.

2/ A jelenlegi cső nagyfrekvenciás szempontból nem egészen kifogástalan. A Wehnelt cilinder és a gyorsító elektróda közti nagy kapacitás megköveteli, hogy a gyorsító elektródát is a cső oldalán vezessük ki és a kapacitást kompenzáljuk.

3/ A konverterben a helytelen geometriai elrendezés miatt a stop jel felfutási ideje meghosszabbodik. Átrendezéssel javítása lehetséges.

4/ A vezérlő impulzus esési ideje 3 nsec. Ezt 1 nsec-re, illetve 1 nsec alá kell szorítani.

5/ Ki kell küszöbölni a rendszerből ansec nagyságrendű periódusidőbe eső, még maradék berezgéseket is, hogy a bomlási idők eloszlását pontosan fel lehessen venni.

6/ Meg kell oldani a kisülési csövön átfolyó áramimpulzus alakjának ellenőrzését.

7/ Jelen elrendezésben fokozni kell a kisülési cső áramát, hogy alacsonyabb nyomástartományban is dolgozhassunk / $p \leq 10^{-3}$ torr/. Ezt nagyobb kihuzó térerő, de kisebb potenciál alkalmazásával kell megoldanunk, hogy a keletkező ionok számát csökkentjük.

8/ Impulzus üzemi multiplier-tápfeszültség alkalmazása esetén [38] az erősítő mellőzhető és ki lehet használni az 1 P 21 multiplier hallatlanul gyors felfutását $\sim 10^{-10}$ sec és lehetővé válik a leggyorsabb átmenetek mérése is / $\sim 10^{-10}$ sec/. Az ehhez szükséges impulzus forrás építése folyamatban van.

Végezetül köszönetünket fejezzük ki Jánossy Lajosnak és Náray Zsoltnak, akik a munka elvégzésére inspiráltak, csoportunk minden tagjának áldozatos munkájáért, Varga Péternek, Sándor Lászlónak, Takács Jánosnak hasznos tanácsaikért a fizika, elektronika és a vákuumtechnika területén, s mindazon kollégáknak, akik munkánkat érdeklődéssel kísérték.

I r o d a l o m

- [1] Mitchell C.G., Zemanszky M.W.: Resonance Radiation and Excited Atoms, Cambridge Univ. Press, 1963.
- [2] Н.П.Пенкин: Доклады и Сообщения на совещании, посвященном измерению и вычислению сил осцилляторов в спектрах атомов Ленинград 1959
- [3] Wien W.: Ann. d. Phys. 60, 597 /1919/
- [4] Wien W.: Ann. d. Phys. 66, 229 /1921/
- [5] Wien W.: Ann. d. Phys. 73, 483 /1924/
- [6] Р. Ладенбург: Усп. Физ. Наук 14, (2) 721 (1934).
- [7] Griffiths J.: Proc. Roy. Soc. 143, 588 /1933/
- [8] А.Л. Ошерович - Т.М.Петелин: Докл. Акад. Наук, 129, (3) 544 (1959)
- [9] Addlington R.H., Brannen E., Hunt R.F., Nichols R.W.: Nature, 175, 810 /1955/
- [10] Heron S., McWhirter R.W., Rhoderick E.H.: Nature 174, 564 /1954/
- [11] Heron S., McWhirter R.W.P., Rhoderick E.H.: Proc. Roy. Soc. 234, 565 /1956/
- [12] А.Л. Ошерович - И.Т. Савич: Опт. и Спектр. 4 715 (1958)
- [13] А.Л. Ошерович: Доклады и Сообщения на совещании, посвященном измерению и вычислению сил осцилляторов в спектрах атомов Ленинград 1959
- [14] Bennett W.R., Javan A., Ballik E.A.: Bull.Am.Phys. Soc. 5, 496 /1960/
- [15] Javan A., Bennett W.R., Herriott D.R.: Phys. Rev. Let. 6, 106 /1961/
- [16] Bennett W.R.: Adv.im. Quan. Electronics 1961
- [17] Holstein T.: Phys. Rev. 72, 1212 /1947/
- [18] Holstein T.: Phys. Rev. 83, 1159 /1951/
- [19] Phelps A.V.: Phys. Rev. 110, /6/, 1362 /1958/
- [20] Massey H.S.W., Burhop E.H.S.: Electronic and Ionic impact phenomena, Oxford Univ. Press, 1952.

- [21] Lees J.H.: Proc. Roy. Soc. A. 137, 173 /1932/
- [22] Lees J.H., Skinner H.W.B.: Proc. Roy. Soc. A. 137, 186 /1932/
- [23] Gabriel A.H., Heddle D.W.: Proc. Phys. Soc. 258, 124 /1960/
- [24] И.П. Запесочный: Вестник Л.У. № II, 67, (1954)
- [25] С.Э. Фриш: Усп. Физ. Наук 61, (4) 461 (1957)
- [26] С.Э. Фриш - Т.В.Е. Яхонтова: Опт. и Спектр 4, 402 (1958)
- [27] И.П. Запесочный - В.С. Шевера: Изв. А.Н. 27, (8) 1044 (1963)
- [28] Maurer W., Wolf R.: Zs.f. Phys. 92, 100 /1934/
- [29] Maurer W., Wolf R.: Zs. f. Phys. 115, 410 /1940/
- [30] Stewart D.T., Gabathuler E.: Proc. Phys. Soc. 74, 473 /1959/
- [31] Bakos J., Szigeti J.: Fizikai Szemle /megjelenés alatt/.
- [32] Alpert D.: Journ. Appl. Phys. 24, /7/, 860 /1953/
- [33] Bakos J., Erdőkürti Z., Kántor K.: KFKI Közl. 2, /3/ 171 /1961/
- [34] О.С. Колотов П.Т.Э. 1962 № 3, 79
- [35] Sándor L.: KFKI Közl. /megjelenés alatt/
- [36] Westöb, R., Wiedling T.: Ark. f. Fys. 1, /10/, 269 /1949/
- [37] Bay Z., Henri V.P., Kanner H.: Phys. Rev. 100, /4/, 1197 /1955/
- [38] Post R.F.: Nucleonics 10, /5/ 46 /1952/

Érkezett: 1964. jan. 12.

KFKI Közl. 12.évf. 2.szám, 1964.

ALKALMAS MÓDSZER KIS MENNYISÉGŰ FÉMCEZIUM ELŐÁLLÍTÁSÁRA

Irta: M. Császár Lili és Rózsa Károly

Összefoglalás

Ismertetjük kellő tisztaságu fémceziium készítését molekulaspektroszkópiai felvételek céljára. A $\text{Cs}_2\text{Cr}_2\text{O}_7$ -t mint kiindulási anyagot CsN_3 -dá alakítottuk át, amelyből termikus disszociáció útján Cs-t állítottunk elő.

A Fizikai Optikai Laboratóriumban felvételt készítettünk a CsH és CsD molekula elektronsáv szinképeről [1]. A CsD spektroszkópiai vizsgálatával eddig nem foglalkoztak. A felvételekhez szükség volt esetenként néhány gramm mennyiségű tiszta fémceziumra. Könnyen hozzáférhető alapanyagokból való egyszerű előállítására új módszert dolgoztunk ki.

Ismeretes, hogy a Cs - ha a /természetben nagyon ritka/ bomlékony franciumot nem vesszük figyelembe - a kémiai elemek között a legpozitívabb, előállítása költséges, és tárolás körülményes. Az irodalom többféle előállítását ismerteti, amelyek közül a leglényegesebbek:

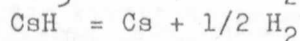
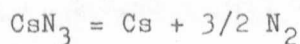
1/ kloridjának fémcalciummal hevítése vakuumban cca. $500\text{ }^\circ\text{C}$ - $700\text{ }^\circ\text{C}$ -on [2],



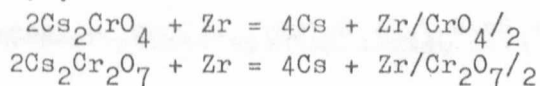
2/ céziiumklorid és báriumazid oldatának egybekristályosítása és ezt követően az elegykristályoknak nagy vakuumban való hevítése [3]



3/ céziiumhidric v. azid termikus disszociációja [3]
 $390\text{ }^\circ\text{C}$ -on



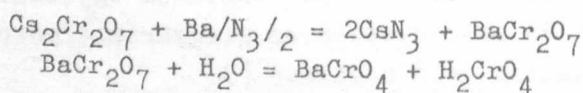
4/ kromátjának, ill. bikromátjának redukálása fém-cirkonnal [3]



Első kísérleteinknél az 1/ módszer szerint állítottunk elő Cs-t, vagyis Ca fémforgáccsal való redukcióval vákuumban /ezzel a módszerrel dolgozott Almy és Rassweiler a CsH szinképeinek felvétele céljából/[4]. Nálunk ennek a módszernek a kitermelési hányada nem bizonyult gazdaságosnak, a Ca fémforgács felülete is nehezen volt tisztítható szennyezésektől, a levegővel való érintkezés következtében oxidos, ill. nitrides rétegtől. Ezért a reakció-egyenletnek megfelelő Ca-mennyiségnek sokszorosát kellett használni, a redukció csak nagyon lassu egyenletes melegítéssel folyt le szabályosan és aránylag nagy hőmérsékleten fejeződött be. Ezenfelül a keletkező fémes Cs kalciummal volt szennyezve, ezért még vákuumban való /frakcionált/ desztillálás vált szükségessé. A rossz kitermelés miatt áttértünk a 2/ módszerre, amelynél a CsCl-t feloldottuk Ba/N₃/₂-nak 16 %-os vizes oldatában és a bepárolással nyert két só elegrének vákuumban való kiszáritása után a reakció-edényben vákuum alatt, 100 C° felett az azid elbomlik, 120 C°-on a báriumazid termikus disszociációja folytán finoman eloszlott Ba keletkezik, amely redukálja a céziumkloridot és a keletkező Cs a Ba átdesztillációjának veszélye nélkül desztillálható cca. 350 C°-on.

Miután laboratóriumunkban Cs tulnyomóan Cs₂Cr₂O₇ puriss. alakjában állt rendelkezésre és ennek Zr-al ajánlott redukciója részben a Zr beszerzési nehézségei, részben a redukció magas hőfoka /725-1000 C°/ miatt [3] nem látszott célszerűnek, ezért a CsN₃ előállítását dolgoztuk ki a Cs bikromátból. Spektráltiszta CsN₃-t Cs₂CO₃-ból szokás előállítani N₃H-val, amelyet NaN₃-ból fejlesztettek p.a. H₂SO₄-val, de Cs₂Cr₂O₇-ből csak a Zr-nal való redukcióra találtunk irodalmi utalást.

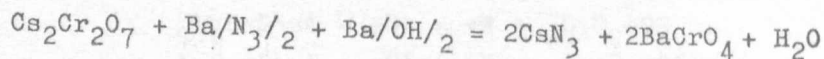
A feladatot vizes oldatban Cs-bikromátnak és Ba-azidnak reakciójával sikerült megoldani. Bár első lépésben Ba-bikromát keletkezik, amely oldható só, de hidrolizál és gyakorlatilag oldhatatlan Ba-kromát keletkezik /oldhatósági szorzata 2.10⁻¹⁰, csupán 0.00035 g BaCrO₄ oldódik 18 C°-on 100 g vízben/.



A hidrolízis folytán az oldat erősen savas és a kisebb aciditású azoimidsavat a krómsav kiszorítja vegyületéből:



A keletkező krómsavat Ba/OH/₂-dal próbáltuk lekötni, mert ez esetben csak BaCrO₄ és CsN₃ keletkezhetik a következő bruttó reakció szerint

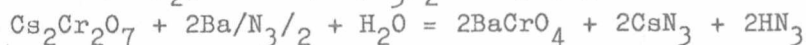


Igy a BaCrO_4 leszűrése után a CsN_3 az oldatból kikristályosítható.

Az első kísérleteknél 3.6 g $\text{Cs}_2\text{Cr}_2\text{O}_7$ puriss.-ból indultunk ki, amely vízben csak melegítve oldódott fel. Ezután kis részletekben állandó keveréssel adtuk hozzá a $\text{Ba}/\text{OH}/_2$ /max. 3 % BaCO_3 tartalmu/ és $\text{Ba}/\text{N}_3/_2$ puriss. együttes meleg oldatát. Az oldat hozzácsurgatása után az azoimid-savra jellemző szag nem volt észlelhető.

A CsN_3 kitermelése visszamérés után 100 %-nak adódott, de ez a jó kitermelés látszólagos volt, mert a só Ba-mal volt szennyezve. Így a Cs-azid elbontásakor kevés fém-Ba is keletkezett, amelyről azonban a Cs-ot le lehetett desztillálni.

Nagyobb mennyiségű CsN_3 előállítását $\text{Ba}/\text{OH}/_2$ nélkül kétszeres $\text{Ba}/\text{N}_3/_2$ mennyiséggel végeztük, miután a karbonát-tartalom miatt közvetlenül sem a $\text{Ba}/\text{OH}/_2$, sem a $\text{Ba}/\text{N}_3/_2$ mennyisége nem volt kimérhető.



A további kísérleteknél tehát 138,1 g $\text{Cs}_2\text{Cr}_2\text{O}_7$ -ot kb. 200 ml vízben keverőmotorral való keverés mellett melegítettünk 80° -ra. A $\text{Cs}_2\text{Cr}_2\text{O}_7$ -t nem volt szükséges teljesen oldatba vinni, mert az oldatból eltűnő $\text{Cs}_2\text{Cr}_2\text{O}_7$ helyére újabb molekulák oldódnak fel, így kevesebb víz szükséges, minek következtében a reakció gyakorlatilag kvantitativé válik. A $\text{Ba}/\text{N}_3/_2$ oldatot előzőleg le kellett szűrni, hogy karbonáttartalmától megtisztuljon. Kb. 150 g $\text{Ba}/\text{N}_3/_2$ -ot oldottunk fel 700 ml vízben. A leszűrt oldatot kb. 3/4 óra alatt adagoltuk a meleg $\text{Cs}_2\text{Cr}_2\text{O}_7$ -hoz fülke alatt, miután a keletkező HN_3 kellemetlen szagú mérgező gáz.

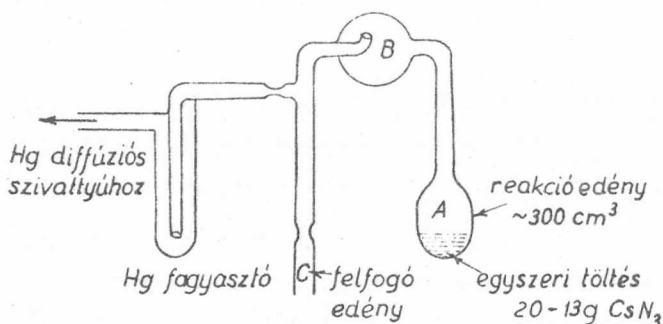
Az egész reakciót 80°C -on hajtottuk végre magasan a HN_3 forráspontja felett / 37°C /. Élénk gázfejlődés közben szép világossárga BaCrO_4 vált le az oldatból. A $\text{Ba}/\text{N}_3/_2$ mennyisége a karbonáttartalom miatt nem volt pontosan kimérhető, ezért amikor a reakció végén már további $\text{Ba}/\text{N}_3/_2$ -aq. cseppekre nem kaptunk újabb csapadékot, abbahagytuk a $\text{Ba}/\text{N}_3/_2$ -adagolást és hig $\text{Cs}_2\text{Cr}_2\text{O}_7$ oldattal választottuk le a feleslegben lévő kevés $\text{Ba}/\text{N}_3/_2$ -ot. A forró oldatot szűrtük, a csapadékot hidegvízzel mostuk, majd az oldatot forralva bepároltuk.

A BaCrO_4 - mint említettük - igen gyengén, a CsN_3 jól oldódik vízben; mikor az oldat térfogata kb. 30 ml-re csökkent, újra szűrtük, /ilyenkor a CsN_3 még oldatban van, oldhatóság 16°C -nál 100 g vízben 307,4 g CsN_3 [3] és a bepárolás folytán kivált kevés BaCrO_4 -t elválasztottuk. Bepárolás után 85 g fehér kristályos CsN_3 maradt vissza, ami kb. 85 %-os kitermelésnek felelt meg.

A hiányzó 15 % sem veszett azonban kárba, mert a csapadékok mo-

sóvizéből ez is kikristályosítható volt. A végtermék tisztasága érdekében a mosóvizet nem kevertük az anyalughoz, mivel ez elkerülhetetlenül tartalmazott BaCrO_4 -ot. A mosóvizből kikristályosított CsN_3 -ot éppoly jól felhasználhattuk Cs készítésre, mint az anyalugból kapott tisztább terméket. A kapott CsN_3 Ba-tartalma minimális volt. Oldatát Na_2SO_4 -al vizsgáltuk, ennek hatására az alig észrevehetően opalizált.

A fém-Cs készítésére legjobban bevált készülék az 1. ábrán látható:



1. ábra

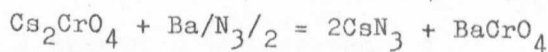
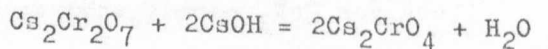
A CsN_3 -t az A körtébe helyeztük, amelyet azután a készülékhez forrasztottunk. A Cs először a B gömbben csapódott le, ahonnan a C szedőedénybe desztilláltuk. Az irodalom ugyan kályhával történő kimelegítést ajánl, mi azonban ettől eltekintettünk, mert megfelelően nagy edényben a CsN_3 erősebb gázlánggal melegítve is egyenletesen elbomlott. Egy-egy

Cs-mal töltött fiola készítésénél 15-10 g Cs-nak megfelelő CsN_3 -t bontottunk és átlagban 80-85 % kitermelést értünk el. /A hosszadalmas és kényelmetlen "kályzással" 90 %-os kitermelés érhető el az irodalmi adatok szerint [5].

A reakció végén az A körtében halványsárga termék maradt vissza, amely vízzel igen hevesen egyesült és abban teljesen feloldódott erős NH_3 szagot árasztva. Az ammonia kiforralása után is erősen lugos maradt az oldat, és így gyakorlatilag tiszta CsOH keletkezett. Ezért a visszamaradó anyag csakis Cs_3N lehetett



A kísérletek folyamán, miután a Cs_3N -ből, valamint a Cs-előállító készülékünk kimosásából nagyobb mennyiségű tiszta CsOH állt rendelkezésünkre, HN_3 fejlődés és $\text{Ba}/\text{OH}/2$ felhasználás nélkül is lehetett CsN_3 -t előállítani az itt ismertetett eljárástól azzal az eltéréssel, hogy a $\text{Ba}/\text{N}_3/2$ hozzáadagolása előtt a $\text{Cs}_2\text{Cr}_2\text{O}_7$ -t át kellett alakítani Cs-hidroxiddal kromáttá. Ez esetben feleakkora mennyiségű $\text{Ba}/\text{N}_3/2$ -ra van szükség:



Az új eljárással előállított fém-Cs tisztaságát spektroszkópiailag megvizsgáltuk. A Cs-gőz abszorpciós felvételén a Cs I. principal serieje mellett megjelenik gyengén a Rb I. serieje és elenyésző intenzitással a K I. serieje és a Na 5890 Å dublettje. Ba szennyezés nem volt kimutatható. A minimális Rb, K és Na jelenléte a Cs mellett a CsH, ill. CsD molekula elektronsávszinkép felvételénél semmilyen zavart nem okozott.

I r o d a l o m

- [1] M.Császár L., M.Koczkás E., Mátrai T.: KFKI Közleményei /megjelenés alatt/
- [2] Handbuch d.präp.Chemie. /Brauer G. Stuttgart, Enke, /1962/
- [3] Gmelins Handbuch d.anorg.Chemie, Syst.No.25. /Weinheim - Berlin, Verl.Chemie, 1955/
- [4] Almy G.M., Rassweiler M.: Phys. Rev. 51, 1019 /1937/
- [5] Simon A., Suhrmann R.: Der lichtelektrische Effekt und seine Anwendungen, /Springer Verl., Berlin - Göttingen - Heidelberg, 1958/.

Érkezett: 1964. jan. 20.

KFKI Közl. 12. évf. 2.szám, 1964.

EGYSZERŰ AUTOMATIKUS BERENDEZÉS CSEPPFOLYÓS NITROGÉN UTÁNTÖLTÉSÉRE

Irta: Csillag László és Szántó Sándor

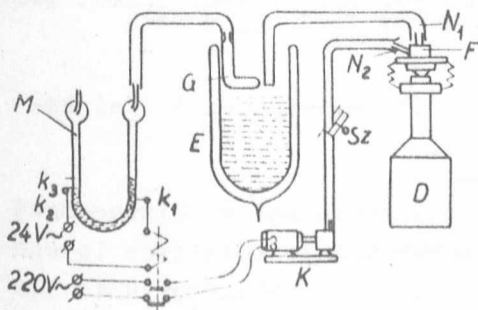
Összefoglalás

Gázhőmérő-vezérléssel, sűrített levegővel működő automatikus utántöltőt ismertetünk. A berendezés 25 literes fémkannából 4-5 napig folyamatos üzemet biztosít. A szintingadozás kb. 2 mm.

Vákuumrendszerek folyamatos üzemeltetésénél feltétlenül szükség van a kifagyasztó-edény hűtőfolyadékának állandó pótlására. Erre a célra számos automatikus adagoló-rendszert dolgoztak ki [1]. A következőkben egyszerű és gazdaságos berendezést ismertetünk, amellyel nemcsak az éjjeli, hanem a szombat-vasárnapi folyamatos üzem is könnyen megoldható. Fogyasztása kicsi, előállítása olcsó, és kezelése minimális munkát igényel.

Az adagolóban a cseppfolyós nitrogént sűrített, kb. 100 Hg mm túlnyomású levegő nyomja a kifagyasztó-edénybe. A vezérlést gázhőmérővel összekapcsolt kis higanymanométer végzi.

A berendezés felépítési vázlatát az 1. ábra mutatja. A D Dewar-edény a szokásos 15-25 literes fémkanna, amiben a cseppfolyós nitrogént szállítják. Az erre rászertelt F fejen két nyílása van: az egyikén /N₁/ áramlik ki a hűtőfolyadék, a másikon /N₂/ a sűrített levegő jut a kannába. A túlnyomású levegőt turbinarendszerű kis kompresszor /K/ szolgáltatja /jól megfelel pl. egy porszívó/. Amikor a kompresszor áll, belső nyílásain át kiegyenlíthető a kannában lévő, párolgás okozta nyomásnövekedés. Így a töltés lényegében addig tart, míg a kompresszor be van kapcsolva. A levegőáramlás sebességét és ezzel az egy töltés alatt kinyomott hűtőfolyadék mennyiségét a K és N₂ között lévő gumicsövön Hoffman-szorítóval

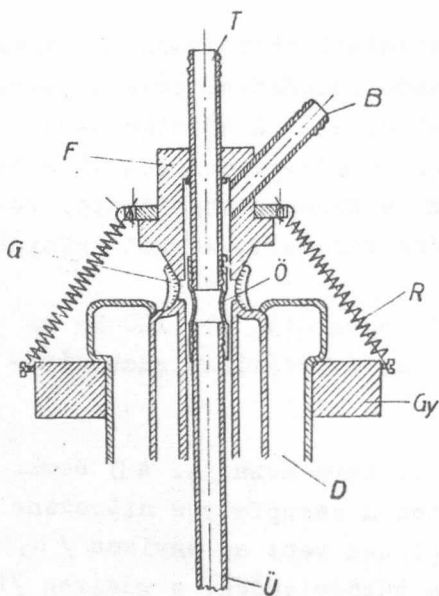


1. ábra

szabályozhatjuk /Sz/.

Az F fagyasztó-edényben a hűtőfolyadék szintmagasságát L -alakban meghajlitott, tiszta levegővel töltött üveg gázhőmérő/G/ érzékeli. A gázhőmérőben a nyomás a hűtőfolyadékkal való érintkezéskor lecsökken, szétválás esetén megnő. Ez a nyomásváltozás a gázhőmérőhöz kapcsolt higanyos U -manométer /M / két szárában megváltoztatja a higany szint magasságát és a beforrasztott wolfram-érintkezők útján / k_1, k_2 / relén keresztül ki-bekapcsolja a kompresszort.

Az első lehűléskor a gázhőmérő nyomásváltozása olyan nagy, hogy a kb. 15 cm-es U -manométeren levegőbuborékok futnak át. A teljes felmelegedéskor ugyanez - ellenkező irányban megismétlődik. A k_1 elhelyezése olyan, hogy a D kanna teljes kiürülése után - amikor a higany szint jóval k_2 fölé emelkedik - automatikusan kikapcsolja a kompresszort.



2. ábra

D -fém Dewar kanna, Gy -szorító gyűrű, F -PVC fejrész, R -szorító rugók, B -levegő bevezetőcső, T -töltőcső, Ü -üvegcső, G -gumicsőtömítés, Ö -PVC v. paragumi összekötő cső

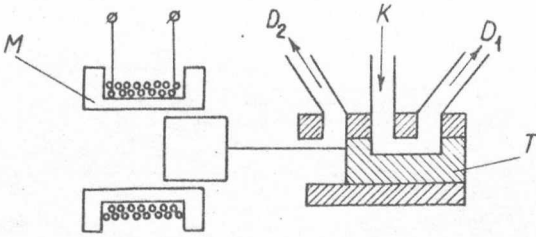
A fenti módon működő adagoló-be rendezés 25 literes fémkannával kb. 110 óráig, 15 literes kannával kb. 60 óráig tartja egy kb. 1 literes fagyasztó-edényben a hűtőfolyadék-szintet 2 mm-nél kisebb ingadozással. A töltés periodusa beállítástól függően 5-10 perc. A cseppfolyós nitrogén fogyasztás elsősorban a kannák saját veszteségéből adódik /3-4 liter/nap. Üveg Dewar-edények használata esetén azonos levegőmennyiség legalább kétszerannyi időre elegendő lehet.

Összehasonlításként megemlítjük, hogy a Leybold rendszerű utántöltő 10 literes üvegedénnyel kb. 20 órai üzemet tesz lehetővé.

A 2. ábra mutatja az F fej keresztmetszetét.

További kényelmet és biztonságot jelent a 3. ábrán vázolt tolattyus levegő-átkapcsoló használata. Amikor ugyanis már kevés a nitrogén a D edényben, és nem tudni vajon kitart-e másnapig, ez az egyszerű eszköz gondoskodik a tartalék-kanna bekapcsolásáról.

A tolattyus átkapcsoló működése a következő: a D_1 és D_2 kive-



3. ábra

zetéseket a két kannával, a középsőt /K/ a kompresszorral kötjük össze gumicsövek segítségével. Kezdő helyzetben a T tolattyú a K-D₁ irányban enged levegőáramlást. Ekkor a D₁ kannára tölt. A D₁ kimerülése után a higany hiába kapcsolja k₂-n át a kompresszort, a nyomás G-ben és vele a higany szint M-ben tovább emelkedik.

Amikor a higany K₃-n keresztül zárja az M behúzó-mágnes áramkörét, a tolattyú elmozdul és a korábban lezárt K-D₂ irányba engedi a süritett levegőt. Ettől kezdve már a D₂ kannára tölt.

Ennél az elrendezésnél természetesen mindkét kannának külön töltőfeje van és külön töltővezeték köti össze E-t D₁, ill. D₂-vel.

I r o d a l o m

[1] Experimentelle Technik der Physik, 1963. 5, 376.

Érkezett: 1964. febr. 12.

KFKI Közl. 12.évf. 2.szám, 1964.