

310.565

12
1970

ATOMKI

KÖZLEMÉNYEK

12. kötet

1-2 szám

MTA
ATOMMAG KUTATÓ INTÉZETE
DEBRECEN

1970. június

ATOMKI

KÖZLEMÉNYEK

12. kötet 1-2. szám

TARTALOMJEGYZÉK

TUDOMÁNYOS KÖZLEMÉNYEK	Oldal
Czeglédy S., Karvaly B., Pintér F.: Az ólomklorid kék színű radiolumineszcenciája alacsony hőmérsékleteken	1
Bacsó J.: Felületi záróréteges detektorok készítésénél szerzett tapasztalatok az ATOMKI-ben	5
Medveczky L.: Nyomfeltárás és észlelés szilárdtest nyomdetektorban (összefoglaló közlemény)	11
Berényi D.: Modern fizikai módszerek az analitikai kémiában (összefoglaló közlemény)	17
Berecz I., Bohátka S.: Az elektrosztatikus getterion szivattyú (Orbitron) tulajdonságai és alkalmazhatósága (összefoglaló közlemény)	43
MŰHELYÜNKBŐL, LABORATÓRIUMUNKBÓL	
Berecz I., Bohátka S.: Tapasztalatok egy saját készítésű dióda típusú Orbitron szivattyúval	55
Berecz I.: Vizsgálatok egy olajdiffúziós szivattyú fejlesztésével kapcsolatban	61
Berecz I., Papp I., Szabó S.: Vákuumállvány	69
A PUBLIKÁCIÓK BIBLIOGRÁFIÁJA - ATOMKI 1969.	73
INTÉZETI HIREK	97

AZ ÓLOMKLORID KÉK SZÍNŰ RADIOLUMINESZCENCIÁJA ALACSONY HŐMÉRSÉKLETEKEN

CZEGLÉDY SÁNDOR, KARVALY BÉLA⁺, PINTÉR FERENC⁺

Az ólomklorid egykristályok kék színű radiolumineszcenciát mutatnak alacsony hőmérsékleteken. Az effektus hőmérsékletfüggésének magyarázata.

THE BLUE RADIOLUMINESCENCE OF LEAD CHLORIDE SINGLE CRYSTALS AT LOW TEMPERATURES. Lead chloride single crystals show a blue radioluminescence at low temperatures. The temperature dependence of this effect is discussed.

РАДИОЛУМИНЕСЦЕНЦИЯ МОНОКРИСТАЛЛОВ ХЛОРИСТОГО СВИНЦА ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ. Монокристаллы хлористого свинца под действием радиоактивного облучения высвечивают синий свет при низких температурах. Объясняется температурная зависимость этого эффекта.

1. KISÉRLETI EREDMÉNYEK

Ólomklorid egykristályokat növesztettünk olvadékból [1]. Kristályaink szobahőmérsékleten nem mutattak észlelhető radiolumineszcencia effektust. Ezt először a mintáknak röntgen-sugárzással történt megvilágítása közben figyeltük meg. Későbbi szcintillációs méréseink, amelyeknek eredményeit máshol adjuk közre [2], megerősítették ezt a megfigyelést.

Ezzel szemben a lehűtött kristályokon végzett hasonló vizsgálataink kedvezőek voltak. Kristályaink lehűtve kék színben világítottak röntgen-besugárzás vagy igen erős (1 C) gamma-sugárzás hatására. A következőkben ennek az alacsony hőmérsékleti radiolumineszcenciának a hőmérséklet-függéséről kívánunk beszámolni.

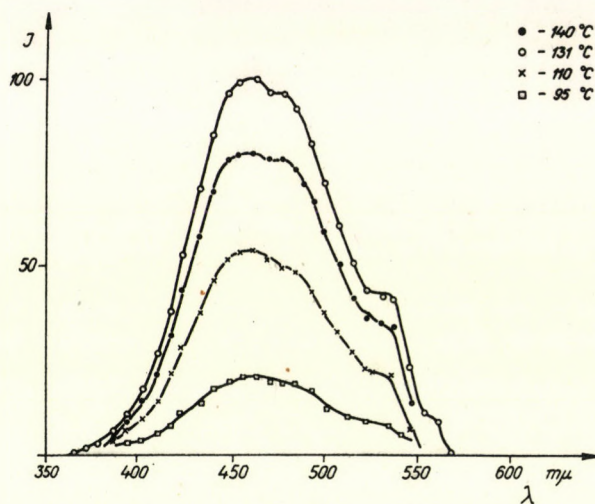
A jelenség vizsgálatához egy olyan kriosztát állt rendelkezésünkre, amelyben a vizsgált minta legalacsonyabb hőmérséklete - 162°C lehetett [3]. Cseppfolyós nitrogénnel való hűtés és egyidejű fűtés alkalmazásával további hőmérsékleti értékek voltak beállíthatók. A minták besugárzására egy 1 C erősségű ¹³⁷Cs forrást használtunk.

Az emissziós spektrumokat egy DFSz-12 jelzésű, szovjet gyártmányú, regisztráló spektrofotométerrel vettük fel. Az emissziós spektrumok felvétele olyan elrendezésben történt, hogy a kriosztátot a benne lévő kristállyal együtt a spektrofotométer belépő nyílása elé helyeztük, a megfelelő árnyékolással ellátott radioaktív forrást pedig a kriosztát mögött helyeztük el. A radioaktív besugárzás hatására világító hűtött kristály fényét egy kis gyújtótávolságú gyűjtőlencse segítségével a spektrofotométer belépő részére gyűjtöttük. A résszélességet a viszonylagos fényszegénység miatt 2 mm-nek választottuk.

A méréseket először a kriosztátban elérhető legalacsonyabb hőmérsékleten, utána pedig magasabb hőmérsékleteken végeztük.

A mérések során kapott emissziós spektrumokat (1. ábra) a berendezés átviteli vagy más-keppen érzékenységi görbéjének figyelembevételével korrigáltuk.

⁺ JATE Kísérleti Fizikai Intézete, Szeged.



1. ábra. Tiszta ólomklorid egykristály radiolumineszcencia emissziós spektrumai különböző hőmérsékleteken.
 Fig. 1. Radioluminescence emission spectra of pure lead chloride single crystals at different temperatures.
 Рис. 1. Спектры радиолуминесцентной эмиссии монокристаллов хлористого свинца при разных низких температурах.

2. A MEGFIGYELT RADIOLUMINESZCENCIA ÉS HŐMÉRSÉKLET-FÜGGÉSÉNEK ÉRTELMEZÉSE

Az ólomklorid ólom ionjai más kristályrácsba bevive a mangán, a szamárium, a platinocianid vagy uranil ionokhoz hasonlóan lumineszcencia centrumok lehetnek.

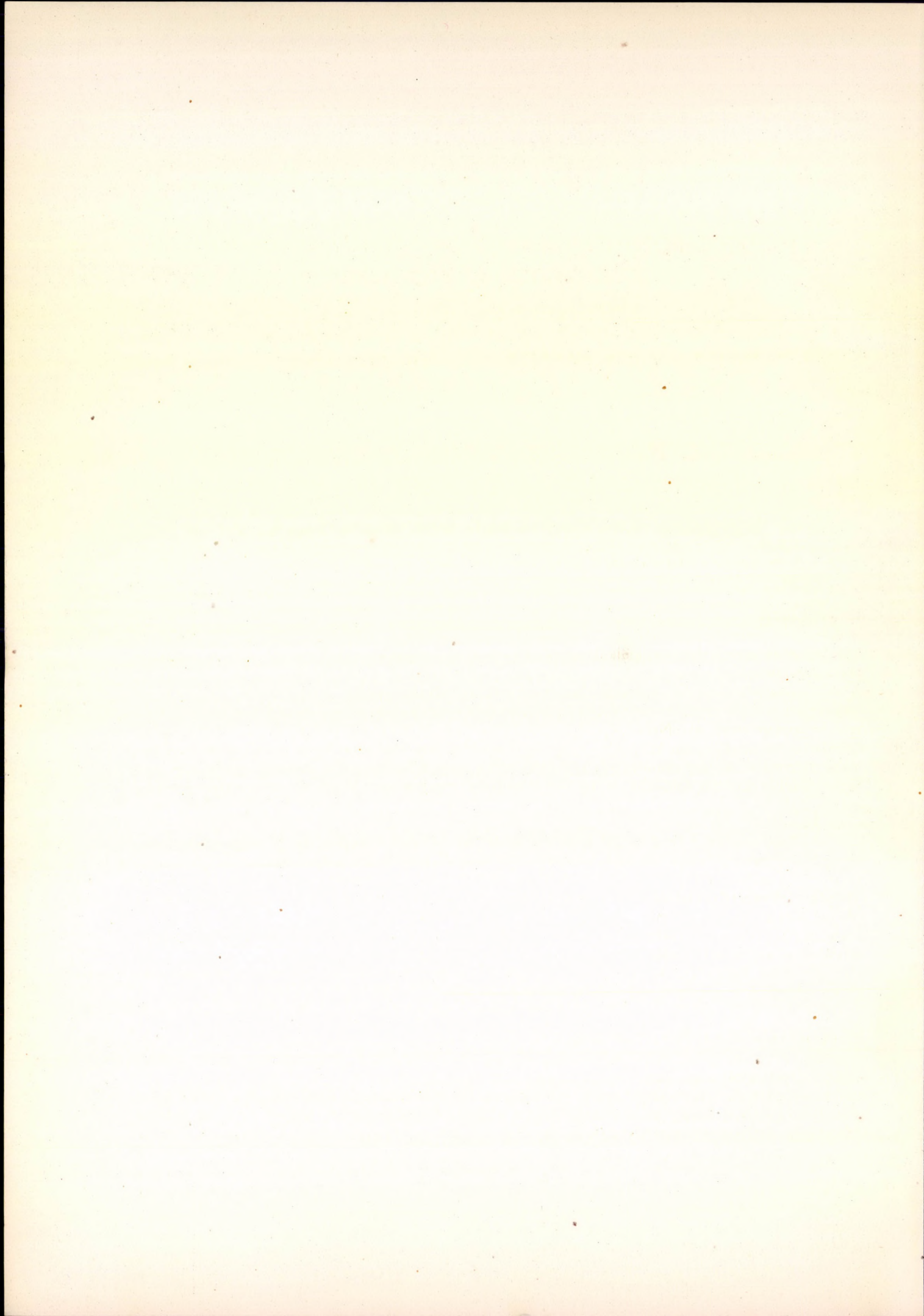
A tiszta ólomklorid esetében legújabbán végzett mérések alapján [4] [5] úgy gondolják, hogy az emissziós centrumként ható Pb^{++} -ionok egy halogén vakanciához vagy intersticiális helyzetű halogén ionhoz, vagy pedig valamilyen más típusú rácshibahelyhez kötődő ionok. Ez az elképzelés azon alapul, hogy a kristályban mindig jelenlévő intersticiális helyzetű ionok mozgékonyasága különböző. Egyébként más tiszta kristályokban észlelt lumineszcencia értelmezésének analógiájára azt látszana kézenfekvőnek feltételezni, hogy a tiszta ólomklorid lumineszcencia centrumai intersticiális helyzetű ólom atomok. Az ólomklorid emissziós spektruma véleményünk szerint több emissziós sáv szuperpozíciója (E_{max} rendre 2,22 eV, 2,30 eV, 2,59 eV és 2,68 eV), a [4] egyetlen emissziós sávjával ($E_{max} = 2,75$ eV) szemben, amelyet a Pb^{++} -ion $^3P_0 \rightarrow ^1S_0$ átmenetével azonosítanak.

Ami az ólomklorid radiolumineszcenciájának hőmérsékletfüggését illeti, a jelenség értelmezéséhez termolumineszcenciás mérések alapján [5] jogos feltételezni, hogy az ólomklorid tiltott sávjának belsejében, különböző mélységben a vezetési sáv alatt nonradiatív metastabil állapotok vannak. Ha a hőmérséklet igen alacsony értékekről emelkedik, akkor az ezekből a metastabil állapotokból a stabil állapotokba való felkerülés valószínűsége, azaz a centrum gerjesztésének valószínűsége megnő, és ezzel a kisugárzott fény mennyisége is. Magasabb hőmérsékleten ezek a lokalizációs szintek már mind üresek, és a belső lecsengési folyamat elnyomja az emissziót. Alacsony hőmérsékleteken nagy a kis mélységű szinteken való lokalizálódás valószínűsége, ezért kicsi a fényszóram.

Köszönetünket fejezzük ki Szalay Sándor akadémikus, professzor urnak, az MTA Atommag Kutató Intézete igazgatójának, és köszönettel tartozunk a szegedi JATE Kisérleti Fizikai Intézete nemrég elhunyt igazgatójának, Budó Ágoston akadémikus, professzor urnak a mérések elvégzésének lehetővé tételéért. Ujhelyi Csaba, tudományos munkatárs kollégánknak a ^{137}Cs forrás rendelkezésre bocsátásáért mondunk köszönetet.

IRODALOM

- [1] CZEGLÉDY S., *ATOMKI Közlemények*, 10, 138 (1968).
- [2] CZEGLÉDY S., *Acta Physica Academiae Scientiarum Hungaricae*, 28, 121 (1970).
- [3] CZEGLÉDY S., *Egyetemi doktori értekezés*, Debrecen, 1969.
- [4] BETTINALI, C., FERRARESSO, G., *Z. für Phys. Chem.*, 67, 1 (1969).
- [5] BETTINALI, C., FERRARESSO, G., PACELLI, E., *J. Chem. Phys.* 49, 3725 (1968).



FELÜLETI ZÁRÓRÉTEGES DETEKTOROK KÉSZÍTÉSÉNÉL SZERZETT TAPASZTALATOK AZ ATOMKI-BEN

BACSO JÓZSEF

Felületi záróréteges detektorok készítésénél szerzett tapasztalatokat írunk le. Az elért legjobb energiefelbontás (FWHM) 6 MeV-es α -részecskékre 18 keV, 625 keV-es konverziós elektronokra 6,4 keV.

EXPERIENCES OBTAINED IN THE COURSE OF PREPARATION OF SURFACE BARRIER DETECTORS IN ATOMKI. Experiences obtained in the course of preparation of surface barrier detectors are discussed. Best energy resolution (FWHM) was 18 keV for 6 MeV α -particles and 6,4 keV for 625 keV conversion electrons.

ОПЫТЫ ПОЛУЧЕННЫЕ ПРИ ИЗГОТОВЛЕНИИ ПОВЕРХНОСТНО-БАРЬЕРНЫХ ДЕТЕКТОРОВ В АТОМКИ. Написанны опыты полученные при изготовлении поверхностно-барьерных детекторов. Лучшее полученное разрешение (FWHM) 18 кэВ при $E_{\alpha} = 6$ МэВ и 6,4 кэВ в случае конверсионных электронов с энергией 625 кэВ.

1. BEVEZETÉS

A félvezető detektorok alkalmazása előnyös mind a magspektroszkópiában, mind a magreakció vizsgálatoknál.

Energiefelbontásuk nehéz töltött részecskék detektálása esetén (FWHM $\sim 15 - 20$ keV) a cseppfolyós nitrogén hőmérsékletén eléri a 10 keV-ot, γ -sugárzásra és β -részecskékre pedig 0,5 - 5 keV felbontást érnek el. Nehéz töltött részecskékre megszólalási valószínűségük 1. A teljes csucs hatások β -részecskékre, de különösen γ -sugárzás esetén erősen függ a sugárzás energiájától és a detektor méretétől. A nagyméretű Li-drift Ge detektorok hatásfoka kielégítő. Például egy 54 cm³ térfogatú Ge(Li) detektor foto-csucs hatásfoka 1 MeV-os γ -sugarakra 30 cm forrás-detektor távolság esetén 8-9%. Azonos körülmények mellett egy 7,5 cm x 7,5 cm átmérőjű NaJ(Tl) kristály foto-csucs hatásfoka ~ 27 %.

Ezen előnyös tulajdonságok lehetővé tették sok új vonal felfedezését a magsugárzásoknál, energiájuk pontosabb meghatározását, és ezáltal a mag nivósémájának helyesbítését.

Az utóbbi időben a magreakciók vizsgálata és a β -, γ -spektroszkópia terén végzett mérések többségét félvezető detektorok segítségével végezték. Igen alkalmas eszköznek bizonyultak hasadványok vizsgálatánál, valamint röntgen-sugarak energiájának mérése alapján új izotópok azonosításánál is. A félvezető detektorok csaknem minden klasszikusnak tekintett detektort előnyösen helyettesítenek a magfizikai mérésekben, vagy velük kombinálva nyernek alkalmazást.

Mivel intézetünkben is egyre nő az igény irántuk, és a kereskedelemben nem kaphatók speciális igényeket is kielégítő detektorok, szükségessé vált saját célra történő előállításuk.

2. PRÓBÁLKOZÁSOK ÉS EREDMÉNYEK

Tekintettel arra, hogy eddig intézetünkben nem készült félvezető detektor, célszerűnek láttuk a legegyszerűbb technológiát igénylő felületi záróréteges detektorok készítésével kezdeni a munkát. Ilyen módon a legegyszerűbb detektor készítésénél tudtuk kipróbálni, hogy a hazai vegyszerek tisztasága, esetleges nyomszennyeződése nem okoz-e olyan nehézséget, amely a detektorok előállít-

tásának sikerességét csökkenti. Továbbá a különböző típusú detektorok készítéséhez szükséges berendezéseket is folyamatosan állítjuk elő. A szerzett alapvető tapasztalatok birtokában lehet a bonyolultabb és finomabb technológiát igénylő Si(Li) és Ge(Li) detektorok készítését elkezdni.

Nem tekintjük célunknak, hogy itt a felületi záróréteges detektor készítéséről részletesen beszámoljunk, mivel az több könyvben [1-3] és a cikkek egész sorában megtalálható [4-10]. Bár ezek a leírások kisebb eltéréseket mutatnak - ami a kiinduló alapanyagok, továbbá a készítés folyamán használt vegyszerek és desztillált víz, stb. eltérő sajátágaival magyarázható - lényegileg azonosak. Ezért az általunk követett technológia ismertetése helyett inkább néhány, a készítés közben szerzett tapasztalatot írunk le.

A készítendő detektor rendeltetése, minősége és a készítés sikere szempontjából egyaránt igen lényeges a kiindulási alapanyag minőségének a megválasztása. Módszerünket a következő típusú anyagokon próbáltuk ki:

1. NDK	eredetű n-típusú	$\rho = 150 \Omega \text{ cm}$	$\tau = 400 \mu\text{s}$	EPD: $3,4 \times 10^4$
2. Wacker-Chemie	eredetű n-típusú	$\rho = 8000 \Omega \text{ cm}$	$\tau = 3500 \mu\text{s}$	EPD: 1×10^4
3. Wacker-Chemie	eredetű n-típusú	$\rho = 4000 \Omega \text{ cm}$	$\tau = 3500 \mu\text{s}$	EPD: 1×10^4
4. Japán	eredetű n-típusú	$\rho = 2000 \Omega \text{ cm}$	$\tau = -$	EPD: -
5. Szovjet	eredetű n-típusú	$\rho = 500 \Omega \text{ cm}$	$\tau = -$	EPD: -

A felsorolt anyagok között csak az NDK eredetű 150 cm-es anyagban találtunk olyan kristályokat, amelyeken nem sikerült elfogadható minőségű p-n átmenetet kialakítani, még többszöri próbálkozás esetén sem. A szovjet anyagon másodszorra, a Wacker-Chemie 8000 $\Omega \text{ cm}$ -es anyagon harmadszorra sikerült elfogadható minőségű detektort készíteni. Az első és második próbálkozásnál is kialakult ugyan az átmenet, amely tipikus dióda-karakterisztikát mutatott, de igen nagy volt a záróirányú áram. (2-3 V-nál 50-70 μA között változott, ami 25-30 %-al nőtt meg, ha a feszültséget 200 V-ig növeltük.) Ez nagy valószínűséggel azzal magyarázható, hogy szeletelés közben igen vastag réteg sérült meg, amit csak többszöri csiszolás és marás útján sikerült eltávolítani.

Érdekes megjegyezni, hogy a letörési feszültséget a 8000 $\Omega \text{ cm}$ -es anyagnál minden esetben (3-szor elkészítve 4-4 db detektor) $\sim 280 \text{ V}$ -nál értük el, míg a 4000 $\Omega \text{ cm}$ -es anyagnál 600 V-nál sem következett be. Ennek oka az anyag belső sajátágaiban keresendő.

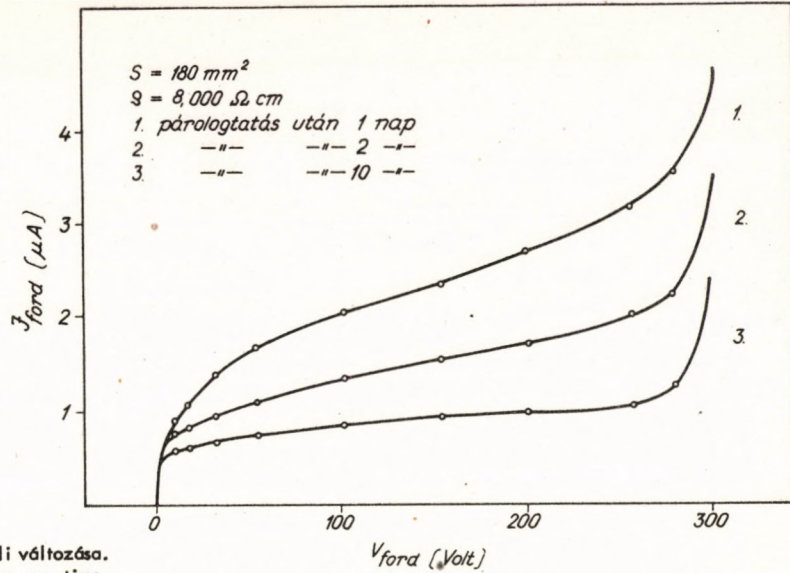
A párologtatáshoz előkészített kristályokat 12-24 órán keresztül száraz, pormentes levegőben hagytuk formálódni. Majd 50-100 $\mu\text{gr}/\text{cm}^2$ Au réteget párologtattunk a felületére néhány száz 10^{-5} Hgmm-nyomásnál. Párologtatás után ismét száraz, pormentes levegőben tároltuk.

A p-n átmenet az Au réteg felvitele után még hosszú ideig formálódik (1-2 hét), miközben a záróirányú áram monoton csökken. Az első ábrán egy áram-feszültség karakterisztika és annak időbeli változása látható.

Megfigyelhető, hogy azonos anyagból készült, azonos felületű és Au rétegvastagságú detektorok között annak legkisebb a visszaráma, amelyiknek legnagyobb a fotoárama. Ez azzal magyarázható, hogy a fotoáram egyenesen arányos a tértöltés-tartomány térfogatával. Egy adott szennyezőanyag koncentrációnál a tértöltés tartománya annál szélesebb és egyenletesebb, minél homogénebb a szennyezőanyag eloszlása a félvezetőben. Ebben az esetben lesz a kontakt potenciálok különbsége által létrehozott térerő a legegyszerűsebb, minek következtében kisebb valószínűséggel tudnak kialakulni áramcsatornák, amelyek lényegesen növelik a záróirányú áramot.

A párologtatáshoz előkészített kristályok és kész detektorok savas, lugos levegőjű helyiségben történő tárolásnál károsodást szenvednek. Ebben az esetben a passzíválással nem védett detektorokon olyan felületi elváltozások következnek be, amelyek a p-n átmenet minőségét erősen lerontják, vagy teljesen megszüntetik az átmenetet.

Az általunk választott eljárást igyekeztünk minden rendelkezésre álló anyagon kipróbálni, hogy használhatóságát eldönthessük.



1. ábra. Áram-feszültség karakterisztika időbeli változása.
 Fig. 1. The dependence of current-voltage on time.
 Рис. 1. Зависимость вольт-амперной характеристики от времени.

A következő táblázatban ezen kísérleteinknek az eredményeit összegezzük:

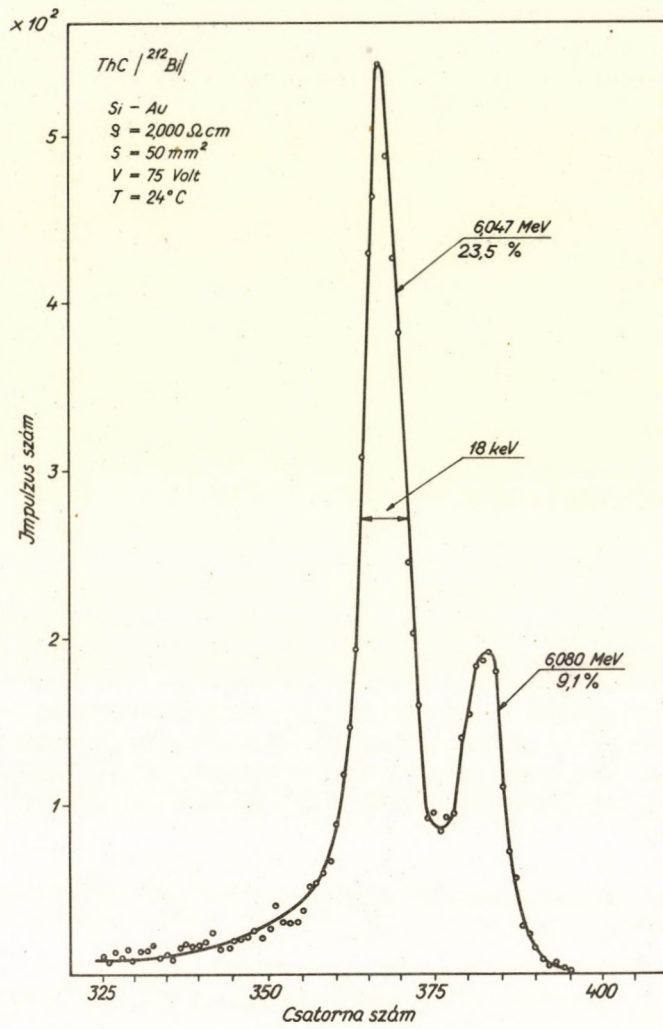
Anyag megnevezése	Fajlagos ellenállás ($\Omega \text{ cm}$)	Korongok száma	A kapott detektorok száma	Terület (mm^2)	FWHM ⁺ (keV)
NDK	150	2 + 4	2 + 0	120	50 - 60
Wacker	8000	4	4	180	27 - 35
Wacker	4000	3	3	120	22 - 25
Szovjet	500	2	2	100	50 - 60
Japán	2000	6	6	30 - 50	18 - 25

⁺ A megadott értékek a sorozatban kapott legjobb és legrosszabb detektor felbontóképességét jelölik $E_\alpha = 6 \text{ MeV}$ -re.

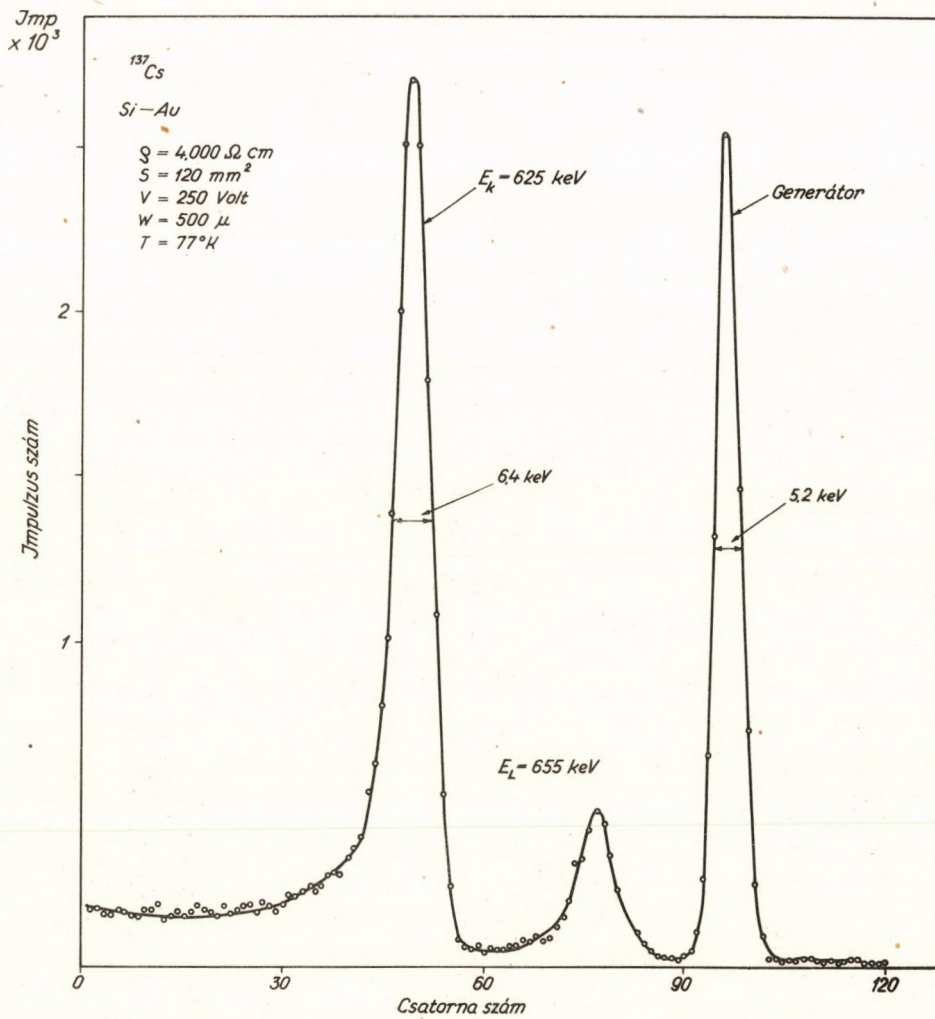
A második ábrán a $\text{ThC}^{212}\text{Bi}$ α -spektrumának egy részét mutatjuk be. A spektrumot szobahőmérsékleten 50 mm^2 területű detektorral vettük fel. Az alkalmazott feszültség 75 V , a formáló időállandók értéke $1 \text{ } \mu\text{s}$ volt.

A harmadik ábrán a ^{137}Cs konverziós elektronjainak spektruma látható. A detektort cseppfolyós nitrogén hőmérsékletén tartottuk. Területe 120 mm^2 , a kiürített réteg vastagsága $520 \text{ } \mu$ volt.

A szerző köszönetét fejezi ki Szalay Sándor akadémikusnak és Pázsit Ágnes egyetemi tanársegédnek a detektorok készítésénél nyújtott értékes tanácsaikért, Lakatos Tamásnak a bemérésnél használt előerősítő elkészítéséért, valamint a műhely dolgozóinak a szükséges berendezések gyors és pontos elkészítéséért.



2. ábra. A ThC(^{212}Bi) α -spektrumának egy része.
 Fig. 2. A part of α -spectrum of ThC(^{212}Bi).
 Рис. 2. Часть α -спектра ThC(^{212}Bi).



3. ábra. A ^{137}Cs konverziós elektronjainak spektruma.
 Fig. 3. The spectrum of conversion electrons of ^{137}Cs .
 Рис. 3. Спектр электронов внутренней конверсии ^{137}Cs .

IRODALOM

- [1] G. DEARNALEY, D.C. NORTHROP: *Semiconductor Counters for Nuclear Radiations*, London, 1964.
- [2] J.M. TAYLOR: *Semiconductor Particle Detectors*, London, Butterworths, 1963.
- [3] Ю.К. АКИМОВ, А.И. КАЛИНИН, В.Ф. КУШНИРУК, Х. ЮНГКЛАУССЕН: Полупроводниковые детекторы ядерных частиц и их применение. АТОМИЗДАТ 1967.
- [4] G. DEARNALEY, A.B. WHITEHEAD: AERE-R3662; *Nucl. Instr. and Meth.* 12, 205 (1961).
- [5] R.J. FOX, C.J. BORKOWSKI: *IRE Trans*, NS-9, 213 (1962).
- [6] N.J. HANSEN: *IRE Trans*, NS-9, 217 (1962).
- [7] F. CAPELLANI, G. RESTELLI: *Nucl. Instr. and Meth.*, 25, 230 (1964).
- [8] E.D. KLEMA: *Nucl. Instr. and Meth.*, 26, 205 (1964). *IEEE Trans.* NS-12, 288 (1965).
- [9] J. REYNOLDS, B. PERSSON: *Nucl. Instr. and Meth.*, 33, 77 (1965).
- [10] G. ANDERSSON-LINDSTRÖM, B. ZAUSIG: *Nucl. Instr. and Meth.*, 40, 277 (1966).

TRACK REVEALING AND VISUALIZATION*

L. MEDVECZKY

The primary track formed in dielectric solids is not directly useful for the users of solid-state track detectors. In the present section the procedures suitable for revealing the tracks in order to make them visible under an optical microscope will be described. Methods will be discussed which facilitate the tedious observation with a microscope, a non-optical way of track visualization and also the possibilities of automatization will be touched upon.

From the point of view of the practical user - be he a nuclear physicist, a space scientist, a health physicist, a biologist, a geologist, an archeologist or a chemist - the question of primary importance is that in the case of the solid-state track detector chosen which method of track revealing can give maximum information about the investigated phenomenon. It is not an indifferent matter whether information is obtained in a slow, tedious, laborious way or in a simple, fast, automatized one. The familiarity with the technical problems of track revealing and visualization does not only offer a substantial help to the application of the solid-state track detectors but is, in fact, indispensable.

For revealing the tracks of the particles in the solid-state track detectors the following ways are known:

1. In several detector materials regions damaged by the charged particles cause electron diffraction and, consequently, they can be observed with a transmission electron microscope without any previous procedure. This technique of observation is complicated and in the majority of practical cases it is out of real possibilities. It is, however, unique from the point of view of the investigation of the track structure and of track revealing at an early stage. In the Strassbourg laboratory the structure of heavy ion tracks was studied in cellulose nitrate [1]. The shapes of the tracks and the ways of their appearance were investigated at different stages of track revealing, as well as the track diameter as function of the different parameters. The findings of the Strassbourg group are remarkable both from the point of view of the structure of the tracks and the knowledge of the revealing procedure.

2. Another possibility of revealing tracks can be provided by the so-called decoration, which means the forming along the damaged region a new phase layer of material which is distinguishable in an optical manner from the surrounding material. So far this has been achieved in the case of silver chloride single crystals [2] and a kind of glass doped with silver [3].

* Raporteurs' review at the International Topical Conference on Nuclear Track Registration in Insulating Solids and Applications. Clermont-Ferrand, May 1969.

Rapporteri előadás a "Szigetelő szilárdtestekben történő nukleáris nyomdetektálás és annak alkalmazásai" tárgykörű nemzetközi konferencián. Clermont-Ferrand 1969. május.

Обзорный доклад на 1-ой Международной тематической конференции по вопросам регистрации следов ядерных частиц в твёрдых диэлектриках и применения, Клермон-Ферран май 1969.

3. As far as the methods of the chemical revealing of the tracks are concerned distinction is to be made between the etching with aqueous solutions and with solutions of organic solvents. For the latter systematic investigations [4] have been carried out. Among others the possibility of revealing tracks with alcoholic alkaline solutions has been looked for in the case of various polymers. The etching times proved to be much shorter than in aqueous solutions. Ethylic alcohol has a favourable effect upon etching, this, more probably than not is due to the modification of the parameters of the crystal lattice. The experiments were extended to different solvents.

The track revealing experiments with solvents only are highly remarkable. This procedure makes a longer section of the range revealable, the tracks are very fine and sharp, and they look like tracks in nuclear emulsions. In spite of the fact that the results are not always reproducible, for the time being, the most recent achievement of this kind at Clermont-Ferrand [5] may turn out particularly important. If the experiments met with complete success, i. e. the method could be applied reproducibly and reliably, by the more precise range measurement the application of the solid state track detectors would offer new possibilities. At the same time in the case of plastic detectors we are free of several disadvantages of the nuclear emulsions, such as the lengthy processing procedure, development in darkness, the shrinkage of the processed emulsions.

Another carefully studied version of the chemical revealing of tracks is etching in aqueous solutions. This is the most generally applied procedure, and obviously, most experiences and studies are in connection with this. It cannot be stated, however, that the results of the various laboratories are fully unanimous. The primary reason probably lies in the difference of the chemical composition of the detector foils used, in differences of manufacture, but also the purity and trace element content of the chemicals used at revealing the tracks may play a role. From the point of view of track revealing and track formation in the case of detectors of plastic, glass and mineral the composition, concentration and the temperature of the etching solution [4, 6, 7, 8, 9] are equally important.

So far contributions have been published in connection with the effects of the following factors:

1. The role of the heat treatment and the temperature changes in the detector materials prior to revealing the tracks [10, 11, 12, 13].
2. The chemical treatment of the detector material before, during or after revealing the tracks. At the first place the effect of oxidizing agents such as KMnO_4 , $\text{K}_2\text{Cr}_2\text{O}_7$, H_2O_2 [4, 14] is to be mentioned.
3. The role of presence or absence of the air humidity and the oxygen content of the atmosphere in track revealing [4, 14].
4. The effect of pressure upon track stability [11].
5. The effect of ultrasonic irradiation during track revealing [4, 15].
6. The effects of corpuscular or electromagnetic irradiation in environment [4, 16, 17].
7. The effect of spark discharge [18].

Each of the listed factors brings about changes in the registration sensitivity, and consequently, in the track revealing features as well. No sufficient knowledge, however is yet available for well-controlled changing or influencing the sensitivity of a given detector. In this field further thorough research work is necessary in order to obtain a better understanding of these phenomena and to use them safely. The track registration sensitivity of a given insulating material can be characterised by the registration threshold, which has been variously defined so far [19, 20, 21, 22]. The determination of the registration threshold, for the practical study of the change in sensitivity, is lengthy and tedious. For the practical study of the dependence of sensitivity upon track etching conditions simpler methods are also used based upon the measurement of such factors which are related to track formation.

A usual method [7, 23, 24] is the exposure of the investigated detector materials in 2π geometry to a thick alpha source, and the counting of the tracks in the variously etched detectors. The track density measured as a function of the removed layer from the surface characterises the sensitivity and its changes. By this method the differences in registration sensitivity are detected on the basis of the differences between the maximum registered track length and the registered critical angle values, respectively. If the source is not monoenergetic or if the angular distribution of the

particles is anisotropic, the tracks of the different energy particles which enter at different angles do not appear on the etched surface of the detector simultaneously. It is obvious that the tracks of the particles entering at angles less than the critical registration angle cannot be revealed. It can be stated that this method of investigating sensitivity, which seems very simple, can be used only under standardized conditions in practice.

We face similar difficulties when the methods of fissionography are applied to the study of the fissionable host materials of rocks. When using this method, for quantitative conclusions several factors should be taken into account. Kleeman and Lovering dealt with the determination of effective range and etching efficiency [25].

Another bit group of the relative methods employed at the investigation of changes in sensitivity uses the change in the size of the track and the dependence of this change upon etching time [6].

The presentation of the measured track data instead of the etching time as a function of the detector thickness removed from the bulk during etching seems to be even more suitable. Among the track parameters the changes in pit diameter, track length and the critical registration angle, etc. can be investigated for this purpose.

With regard to the critical registration angle (ϑ_c) studied in connection with fission fragment tracks Somogyi, Várnagy and Medveczky [6] call attention to the fact that the usual definition is an idealized case. That is the track projection has to reach a minimal length (Z_{min}) for being observable with an optical microscope. Taking this into account the critical registration angle is practically

$$\vartheta_c = \arcsin \left[\frac{V_S}{V_T} + \frac{Z_{min}}{R_m} \right]$$

here V_T and V_S are the etching rates along the track and on the surface $R_m = R(E)$, if $R(E) \leq R(E_c)$ and $R_m = R(E_c)$ if $R(E) > R(E_c)$, $R(E)$ is the real range of the particle of energy entering the detectors, and $R(E_c)$ is the range of the particle having critical energy.

The conditions of track revealing may considerably affect the development of the track shape in the course of etching. From the point of view of track appearance the track revealing methods can be conveniently divided into two groups. One group is aiming at realizing long, linear tracks which are similar to the emulsion tracks, while the other group is trying to achieve spot-like tracks or pits with sharp contour. It is obvious that for range or angular measurements the linear track is more favourable. For track counting or its automatization the larger pits are more suitable.

In few words I outline the procedures of track detection and track counting, for which there are many possibilities beside the one using optical microscope.

I should firstly mention the ones which make detection with an optical microscope easier and more efficient.

Using a projection microscope or a dark field illumination makes work somewhat easier.

At Clermont-Ferrand [26] in the case of plastics fluorescent material was introduced into the tracks. Illuminating the plastics with ultraviolet light and using an appropriate filter fluorescent tracks could be observed by means of a microscope. Due to the fact that plastics exhibit very low fluorescence if any the tracks could be observed with good contrast, with better defined contour, and without diffraction halo.

In Debrecen experiments were carried on with track visualization in polarized light [27]. The detector sheets and the tracks can be seen in contrasting colours which improves track recognition and contrast.

Similar results can be obtained also with phase contrast and other interference equipment. Due to the contrasting colours of the tracks as compared to the background, their visibility improves. For this purpose excellent possibilities are offered by the application of a microscope with a special interference contrast equipment according to Nomarsky [28].

The other group of track detection methods realizes a possibility of track counting by means of the unaided eye. The common feature of these methods is that at the positions of the tracks the thin detectors are perforated by etching and reagent getting through the channels produces, secondary effects which can be observed with the naked eye, too. Generally, this method can be used only in the case of plastics.

The aluminization method [29] which was published by Fleischer, Price and Walker, as well as the coloured replica method [30] elaborated in Chalk River can also be classified in this group. Recently Blok, Humphrey and Nichols, made track visualization considerably simpler and more effective by using light graph paper and machine [31]. With this method, the checking of a 1 m^2 area takes only a few minutes. This made possible that in the case of low track density track detection could be carried out with detectors of even a several hundred square metre surfaces.

In the third group of track detection the instrumental detection methods are classified, a part of which can also be automatized. A group of instrumental detection methods also uses the optical principles. Such is, for instance, the measurement of the intensity of light scattered from the tracks in transmitted or reflected light [32, 33]. The detection of the optical density can be used only if track density is high, and if the surface of the detector is clean.

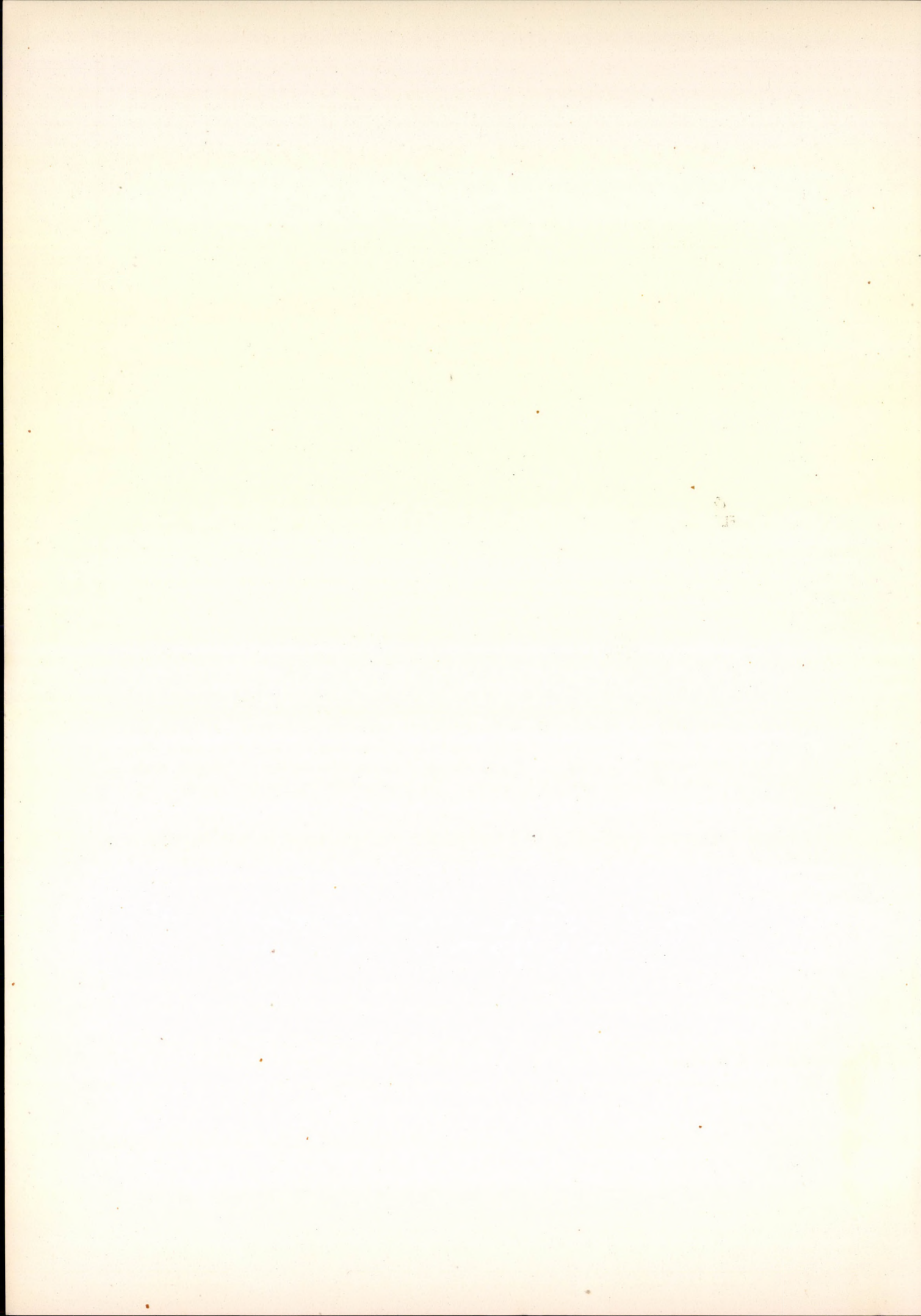
For the determination of track density the automatic optical scanning systems, such as the flying spot [9, 34] and closed loop television microscope, may be well applied combining with suitable logical units they can perform any track analysis (size, shape, contrast, and local distribution analysis) [35].

The instrumental detection of tracks can be performed also without using a microscope. The measurement of the electrolyte penetration and the dielectric constant in perforated foils should also be mentioned as a possibility. From a practical view-point the application of the electric spark seems the most important. Both the earlier Chalk River [30] and Copenhagen [36] procedures have the advantage that track counting is highly efficient; in the studied detectors the tracks can be made visible for the unaided eye too, and replicas can be made from the detectors with, for instance, coloured light graph of by means of the Xerox method. The recent Chalk River [37] method does not only make the tracks visible but also counts the sparks with the help of a scaler in an approximately 100 cm^2 area in a few seconds, and at the same time it makes a replica on the aluminated plastic with the detectors.

REFERENCES

- [1] J. TRIPIER, M. DEBEAUVAIS, R. STEIN, J. RALAROSY, G. REMY: Proceedings of the International Topical Conference on Nuclear Track Registration in Insulating Solids and Applications. Clermont-Ferrand (1969) Vol. 1. III. 14.
- [2] G. HAASE, E. SCHOPPER: VI. Intern. Conf. on Corp. Phot. Florence, July 19-23, 1966. CEPI. Roma. p. 454.
- [3] R.L. FLEISCHER, P.B. PRICE, R.M. WALKER: Ann. Rev. Nucl. Sci., 15 1 (1965).
- [4] M. MONNIN: Université de Clermont, PNCf 68-RI 9.
- [5] S. SANZELLE, M. MONNIN: Proceedings of the International Topical Conference on Nuclear Track Registration in Insulating Solids and Applications. Clermont-Ferrand (1969) Vol. 1. III. 24.
- [6] G. SOMOGYI, M. VÁRNAGY, L. MEDVECZKY: Proceedings of the International Topical Conference on Nuclear Track Registration in Insulating Solids and Applications. Clermont-Ferrand (1969) Vol. 1. III. 86.

- [7] G.E. BLANFORD, R.M. WALKER, J.P. WEFEL: Proceedings of the International Topical Conference on Nuclear Track Registration in Insulating Solids and Applications. Clermont-Ferrand (1969) Vol. 1. III. 27.
- [8] E.V. BENTON, M.M. COLLVER: Health Phys. 13, 495 (1967).
- [9] K. BECKER: Biophysik, 5, 207 (1968).
- [10] R.L. FLEISCHER, P.B. PRICE, E.M. SYMES, D.S. MILLER: Science, 143, 349 (1964).
- [11] R.L. FLEISCHER, P.B. PRICE, R.M. WALKER, J. Geophys. Res. 70, 1497 (1965).
- [12] A. KAPUSCIK, V.P. PERELYGIN, S.P. TRETIAKOVA, N.H. SHADĚVA: VI. Intern. Conf. on Corp. Phot. Florence, July 19 - 23, 1966. CEPI Roma, p. 458.
- [13] YA. E. GEGUZIN, I.G. BERZINA, I.B. VOPOBEVA, Dokl. Akad. Nauk. USSR. 175, 807 (1967).
- [14] K. BECKER: Rad. Res. 36, 107 (1968).
- [15] M. MAURETTE: Université de Paris 1965. (Thésés)
- [16] E.V. BENTON, R.P. HENKE: Nucl. Instr. Meth. 70, 183 (1969)
- [17] V.T. CRAWFORD, V. DE SORBO, J.S. HUMPHREY jr: Nature 220, 1313 (1968)
- [18] G.E. BLANFORD, Jr., R.M. WALKER, J.P. WEFEL: Proceedings of the International Topical Conference on Nuclear Track Registration in Insulating Solids and Applications. Clermont-Ferrand (1969) Vol. 1. III. 42.
- [19] R.L. FLEISCHER, P.B. PRICE, R.M. WALKER, E.L. HUBBARD: Phys. Rev., 133, A1443. (1964).
- [20] R.L. FLEISCHER, P.B. PRICE, R.M. WALKER, E.L. HUBBARD: Phys. Rev. 156, 353 (1967).
- [21] E.V. BENTON: USNRDL-TR-67-80 (1967).
- [22] R. KATZ, E.J. KOBETICH: Phys. Rev., 170, 401 (1968).
- [23] K. BECKER: Health Phys. 16, 113 (1969).
- [24] R.L. FLEISCHER, P.B. PRICE, R.M. WALKER: VI. the International Conf. on Corp. Phot. Florence (1966) CEPI Roma, p. 429.
- [25] J.D. KLEEMAN, J.F. LOVERING: Proceedings of the International Topical Conference on Nuclear Track Registration in Insulating Solids and Applications. Clermont-Ferrand (1969) Vol. 1. III. 100.
- [26] M. MONNIN: Proceedings of the International Topical Conference on Nuclear Track Registration in Insulating Solids and Applications. Clermont-Ferrand (1969) Vol. 2. IX. 6.
- [27] L. MEDVECZKY, G. SOMOGYI, M. VÁRNAGY: Szilárdtest nyomdetektorok és főbb alkalmazásai. Lecture at the Annual Meeting of the Eötvös Lóránd Phys. Soc. 1967. Aug. Sopron.
- [28] E. PIESCH: Proceedings of the International Topical Conference on Nuclear Track Registration in Insulating Solids and Applications. Clermont-Ferrand (1969) Vol. 1. III. 66.
- [29] R.L. FLEISCHER, P.B. PRICE, R.M. WALKER: Rev. Sci. Instr., 37, 525 (1966)
- [30] W.G. CROSS, L. TOMMASINO: Detection of Low Doses of Fast Neutrons with Fission Track Detectors. Paper 12 the Ann. Meeting H.P.S. Washington 1967.
- [31] J. BLOK, J.H. HUMPHREY Jr., G.E. NICHOLS: Rev. Sci. Instr. 40, 509 (1969).
- [32] K. BECKER: Health Phys. 12, 769 (1966).
- [33] J.W. TUYN: Nucl. Appl. 3, 372 (1967).
- [34] W. ABMAYR, F. GRÜNAUER, G. BURGER: Proceedings of the International Topical Conference on Nuclear Track Registration in Insulating Solids and Applications. Clermont-Ferrand (1969) Vol. 1. III. 46.
- [35] E.V. BENTON, USNRDL-TR-68-14.
- [36] N.L. LARK: Nucl. Instr. Meth. 67, 137 (1969).
- [37] W.G. CROSS, L. TOMMASINO: Proceedings of the International Topical Conference on Nuclear Track Registration in Insulating Solids and Applications. Clermont - Ferrand (1969) Vol. 1. III. 73.



MODERN FIZIKAI MÓDSZEREK AZ ANALITIKAI KÉMIABAN⁺

BERÉNYI DÉNES

1. BEVEZETÉS

Közismert tény, hogy a kémiai analitikában egyre jobban tért hódítanak a modern fizikai módszerek. Az Analytical Chemistry folyóirat minden második évben kiad egy "Fundamental Reviews" számot. Az 1968. évi ilyen számban pl. többek között ilyen összefoglaló cikkeket találunk: tömegspektrometria, elektron paramágneses rezonancia, röntgen abszorpció és emisszió, "nucleonics" röntgen-diffrakció, Mössbauer-spektrometria, magmágneses rezonancia spektrometria [1]. Egyik nemrégiben megjelent röntgen analitikai könyv előszavában [2] pedig egyenesen azt állítják a szerzők, - bármennyire paradoxul hangzik is - hogy akár tetszik, akár nem, hovatovább az analitikai kémiából kiszorul a "kémia".

Tény az, hogy az analitikai kémiában olyan tendencia figyelhető meg, hogy az alkalmazott módszerek a vegyérték elektronoktól egyre inkább az atommag felé tolódnak el [3]. Az atom legkülső elektronjainak sajátságain alapuló klasszikus kémiai, fizikai-kémiai és fizikai módszereket, mint pl. a kolorimetria, spektrofotometria, polarográfia, spektrálanalízis, részben felváltják, részben kiegészítik az elektronburok legbelső elektronjainak sajátságain alapuló röntgen-fizikai és atommagfizikai módszerek.

A dolgozatunk címében szereplő modern fizikai módszerek, különösen a modern jelző mindenestre bizonyos önkényességet, illetve határozatlanságot foglal magában. A következőkben tizennégy olyan analitikai módszert fogunk részletesebben tárgyalni, amelyek csak a legutóbbi évtizedekben, sőt egyes esetekben csak a legutóbbi években találtak vagy kezdenek találni szélesebb körű alkalmazást az analitikában, tehát a modern jelzőt mindenképpen megérdemlik. Több más, szintén igen hasznos modern fizikai analitikai módszerről azonban nem esik szó a továbbiakban, mint pl. a neutronokat (abszorpció, szórás, diffrakció) felhasználó analitikai módszerekről, a mag kvadrupól rezonanciáról, továbbá az un. ión ciklotron rezonanciáról, az elektron-mag kettős rezonanciáról (ENDOR), a mikrohullámu spektrometriáról általában és i. t.

A további fejezetek elrendezésében azt a logikai sorrendet igyekszünk követni, hogy az atom perifériájától az atom centruma felé haladjunk. Az egyes módszerek ismertetését pedig rendszeresen a fizikai jelenség rövid leírásával kezdjük, majd összefoglaljuk az analitikai alkalmazás alapjait és az alapvető berendezéseket. Ezt követik táblázatszerűen a módszer értékelésére vonatkozó megjegyzések. A fejezetet irodalmi jegyzék zárja, amely elsősorban csak összefoglaló cikkeket vagy könyvet jelöl meg további tájékozódására, de távolról sem törekszik teljességre.

⁺ Készült a BIOGAL Gyógyszergyár, Debrecen és az ATOMKI közötti ipari szerződés keretében.

Mivel a jelen összeállítás a módszerek viszonylag széles körét tekinti át - elsősorban a gyakorló ipari vegyész számára - célkitűzésszerűen elkerüli a részletek ismertetését, az általános áttekintést zavaró speciális eseteket, a módszer kevésbé fontos konkrét megvalósulási formáit és ugyanígy a levezetéseket és a matematikai apparátus alkalmazását.

A módszerek előbbiek szerinti ismertetése után végül az egyes módszerek legfontosabb alkalmazási területét és tulajdonságait egy közös táblázatban foglaljuk össze, amelyben becslésszerű tájékoztatást adunk a módszerek költségességéről is. (Lásd az 1. sz. Táblázatot.)

1.1. Irodalom

- [1] An. Chem. 40 (1968) No. 5.
- [2] H.A. LIEBHAFSKY, H.G. PFEIFFER, E.H. WINSLOW and P.D. ZEMANY: "X-Ray Absorption and Emission in Analytical Chemistry". J. Wiley and Sons, Inc., New York and London, 1960.
- [3] И.П. АЛИМАРИН и Ю.В. ЯКОБЛЕЕ, Атомная ЭН. 26 (1969) 127.

2. ELEKTRON SPIN REZONANCIA (ESR v. EPR)

2.1. A fizikai jelenség

Ha olyan atomi vagy molekuláris rendszert, amelynek az elektronburkától eredő spinje és ennek megfelelően a mágneses nyomatéka zérustól különböző (ilyen pl. minden atom vagy molekula, amelyik páratlan elektronnal rendelkezik, így az atomos hidrogén vagy nitrogén, az NO molekula, de a páros elektronszámu molekulák is, ha van eredő mágneses nyomatékuk pl. O_2 ; ilyenek a szabad organikus gyökök, fémionok, átmeneti elemek atomjai, stb) vagyis, ha paramágneses anyagot mágneses térbe helyezünk, akkor a külső tér és a rendszer mágneses nyomatékai (elsősorban az elektroné, de a környezetében lévő magoké is) kölcsönhatásba lépnek, és ennek következtében a rendszer spinje meghatározott irányokba áll be a tér irányához képest. Ezek a különböző beállítások a rendszer különböző energiájú állapotainak felelnek meg.

Ha most olyan frekvenciájú elektromágneses sugárzással sugározzuk be a rendszert, amelynek energiakvantuma éppen megfelel a különböző beállítások közti energiakülönbségnek, akkor rezonanciaszerű energia-abszorpció lép fel (10 kG erősségű mágneses tér mellett nagyságrendben 10 000 Mc/sec frekvenciájú sugárzásra, tehát cm hullámhosszúságú mikrohullámokra van szükség). Ez a jelenség az elektron spin rezonancia (ESR) vagy más néven elektron paramágneses rezonancia (EPR).

2.2. Az analitikai alkalmazás alapjai

A mikrohullám frekvenciája, amelynél adott mágneses tér mellett a rezonancia bekövetkezik (illetve a mágneses tér, amelynél rögzített frekvencia mellett a rezonancia fellép), azaz a rezonancia abszorpciós vonal helye általában csak igen kis mértékben függ a minta anyagi minőségétől.

ÁTTEKINTŐ TÁBLÁZAT A MODERN FIZIKAI MÓDSZEREK ALKALMAZÁSÁRÓL
A KÉMIAI ANALITIKÁBAN

MÓDSZER	LEGFŐBB ALKALMAZÁSI TERÜLET ÉS JELLEMZÉS	KÖLTSÉGESSÉG BONYOLULTSÁG ⁺
1. Elektron spin rezonancia (ESR v. EPR)	<u>Struktúra analízis</u> paramágneses jellegű rendszerekre (az atomi vagy molekuláris rendszer mágneses nyomatéka zérustól különböző; ilyen pl. minden páratlan elektront tartalmazó atom vagy molekula). 10^{-7} sec-nál hosszabb életru kibenső termékként keletkező gyökök vizsgálata is lehetséges, ha koncentrációjuk nagyobb a rendszerben, mint 10^{-11} mol	Költséges, komplikált berendezés beszerzését igényli.
2. Röntgendiffrakció-ráfia	<u>Struktúra analízis</u> szilárd kristályos anyagoknál, valamint szerves láncoknál. Általában mg nagyságrendű anyagmennyiség elegendő az analízishez	Közepesen költséges, viszonylag instrumentálisan nem bonyolult.
3. Elektron diffrakciós analízis (LEED)	<u>Felületi analízis</u> , struktúra és kvalitatív (nem elemi) analízis a minta legfelső rétegében (nagyságrendben 10 atomi réteg vastagság)	Közepesen bonyolult és műszerigényes módszer
4. β - és γ -abszorpciós analízis	Főleg hidrogén kvalitatív és kvantitatív analízis szénhidrogénekben és más binér elegyekben, de itt nagy pontosságú (0,1-0,01%). Gyors (kb. 10 perc). A termelési folyamatban folyamatos gyártásellenőrzésre használható	Rendkívül egyszerű és kisbefektetésű igényű módszer
5. β - és γ -visszamosásos analízis	Binér elegyek analízise, ahol a rendszám különbség megfelelő. Más keverékekben is meghatározható az egyik komponens mennyisége, ha rendszáma lényegesen eltér a többi komponensétől. A módszer hibája néhány %. A termelési folyamatban folytonos gyártásellenőrzésre alkalmas	Rendkívül egyszerű és kisbefektetésű igényű módszer
6. Röntgen fluoreszcencia analízis	Kvalitatív és kvantitatív elemi analízis általános alkalmazhatósággal $Z > 11$ elemekre. <u>Nyomanalízis</u> (0,1 ppm - 10000 ppm). A termelési folyamatban folytonos gyártási ellenőrzésre ideálisan alkalmas	Közepes bonyolultságú és költségigényű.
7. Auger-elektron emissziós analízis	<u>Felületi analízis</u> (10 Å nagyságrendű mélységig) főleg alacsonyrendszámú elemek (Li, Be, C, N, O) elemi analízisére a felületi rétegben. <u>Nyomanalízis</u> (3 ppm - 10000 ppm)	Közepes bonyolultságú és költségigényű
8. Béta-spektroszkópiás analízis (ESCA)	<u>Struktúra analízis</u> (vegyérték analízis), valamint kvalitatív és kvantitatív analízis is makromolekuláknál a legkönnyebb elemekre is (Li, C, N, O, stb.). <u>Nyomanalízis</u> (1 ppm körül) relatív érz.). A minta a felületén mintegy 100 Å mélységig kerül analízisre	Költséges, bonyolult apparatúrát kívánó módszer
9. Elektron sugaras mikroanalízis	<u>Felületi analízis</u> (kb. 1 μ m mélység, néhány μ m ³ térfogat), az elemek mikroeloszlásának (μ m ² -enkénti) kvalitatív és kvantitatív analízise. Nyomanalízis (érzékenysége kb. 10 ppm - 10000 ppm)	Költséges, bonyolult módszer
10. Tömegspektrometriai analízis	<u>Struktúra analízis</u> , kvalitatív és kvantitatív elemi analízis és felületi analízis. Igen széles alkalmazhatóságú általános módszer. Néhány μ g-os anyagmennyiség elegendő az analízisre. <u>Nyomanalízis</u> (1 ppb - 0,1 ppm).	Költséges, instrumentálisan bonyolult
11. Mag mágneses rezonancia analízis (NMR)	<u>Struktúra analízis</u> főleg hidrogén és könnyű elemeket tartalmazó diamágneses vegyületekre (csak olyanokra, amelyeknél az atommag mágn. nyomatéka zérustól különböző). 5 - 10 mg anyag elegendő az analízisre	Költséges, instrumentálisan igényes módszer
12. Aktivációs analízis	Kvalitatív és kvantitatív elemi analízis gyakorlatilag minden elemre. <u>Nyomanalízis</u> (1 ppb - 1 ppm). Esetlegesen folyamatos gyártásellenőrzésre is használható	Közepesen költséges, viszonylag egyszerű (ha a besugárzó forrástól eltekintünk, ami általában más célból építve készen áll)
13. Mössbauer-analízis	<u>Struktúra (vegyérték) analízis</u> olyan elemekre, azok elhelyezkedésére, amelyeknek van un. Mössbauer izotópuk (pl. Fe, Sn)	Közepesen költséges, viszonylag nem bonyolult instrumentálisan
14. Izotóp nyomjelzéses analízis	Elemi vagy vegyület analízis (kvali. és kvanti.). <u>Nyomanalízis</u> . Érzékenysége: 1 ppb - 10 ppm. Folyamatos gyártás ellenőrzésre alkalmas	Általában egyszerű módszer mind a költségek, mind a bonyolultságot tekintve.

⁺ Hozzávetőleges téjékoztatás az egyszerű, kisigényű módszerek költségigénye 100.000,- Ft alatt van, a közepesen költségeseké néhány 100.000,- Ft (1 millióig), a költségeseké 1-től néhány millió Ft-ig mozog.

A rendszer (atom, molekula, gyök, ion) atommagjainak mágneses nyomatékai azonban, amelyekhez a páratlan elektron tartozik, az elektron mágneses nyomatékával kölcsönhatásba lépnek, és létrejön a rezonancia-vonal karakterisztikus finom szerkezete. Ugyancsak a vonal felhasadását okozza a környezetben lévő, tehát pl. nem az adott gyökhöz, de a molekulához tartozó magok mágneses nyomatékaival történő kölcsönhatás is. A rezonancia vonal tehát egyes paramágneses rendszereknél (atomok, molekulák, szabadgyökök, stb.) meghatározott képet (csipkézettséget) fog mutatni (felhasadások száma, azok relatív intenzitása), ami jellemző az illető rendszerre (pl. gyökre), és annak elhelyezkedésére egy nagyobb rendszerben (molekula, szerves lánc). Ennek alapján lehet kvalitatív és összehasonlító standarddal kvantitatív nyomanalízist is, - pl. diamágneses anyagban kis paramágneses szennyezést kimutatni - de főleg struktúra analízist végezni. Megjegyezzük, hogy ultraviola, röntgen besugárással olyan vegyületekben is létrehozhatunk mágneses nyomatékkal rendelkező gyököket, amelyek egyébként nem lennének az ESR módszerrel vizsgálhatók.

2.3. Alapvető berendezések

A szükséges külső mágneses teret (néhány kG) egy elektromágnes állítja elő. A mágneses tér homogenitásával és stabilitásával kapcsolatban igen nagyok a követelmények (nagyságrendben 10^{-6} a minta térfogatában és a mérés ideje alatt). Egy mikrohullámu generátor szolgáltatja a gerjesztő elektromágneses sugárzást, amelyet egy Uregrezonátorral vezetünk a mágneses pófák közé, ahová a vizsgálandó minta is kerül. A külső mágneses tér változtatásáról a rezonancia hely környezetében a mágnesesen elhelyezett moduláló tekercsek gondoskodnak. Az előbbiekhöz csatlakozik egy az abszorpciót detektáló egység, pl. egy mikrohullámu kristálydetektor megfelelő erősítővel. A jellet (ESR spektrumot) vizuálisan egy katódsugár oszcilloszkópon lehet szemlélni, illetve grafikusán egy un. X-Y rekorderen rögzíteni.

2.4. A módszer értékelése

Alkalmazási terület,
a módszer előnyei

Szabad organikus gyökök, inorganikus gyökök, polimérek szabad gyökei, az élősövetek szabadgyökei (orvosi, biológiai alkalmazás) struktúrájának a vizsgálatára alkalmas.

Röntgen vagy ultraviola sugárzással diamágneses anyagokban is létrehozhatunk mágneses nyomatékkal rendelkező gyököket.

Kis paramágneses anyagmennyiség kimutatható diamágneses közegben. Pl. 10^{-11} mólnál nagyobb koncentrációjú reakciótermékként keletkező gyök már kimutatható, ha élettartama nagyobb, mint 10^{-7} sec.

Roncsolásmentes.

A módszer korlátozotttsága
és hátrányai

Általában csak a paramágneses anyagok vizsgálhatók EPR módszerrel.

Abszolút méréseket nehéz végrehajtani az EPR spektrometriában. A kvantitatív analízishez ezért összehasonlító standardra van szükség.

A szükséges költséges és bonyolult apparátúra akadálya a széleskörű ipari alkalmazásnak.

A módszer legfőbb alkalmazása és jellemzői: Struktúra-analízis paramágneses jellegű rendszereknél (ilyen az atomi vagy molekuláris rendszer, ha mágneses nyomatéka zérustól különböző; ilyen továbbá minden páratlan elektront tartalmazó atom vagy molekula vagy szabadgyök).

2.5. Irodalom

- [1] M. BERSOHN and J.C. BAIRD: An introduction to Electron Paramagnetic Resonance. Benjamin Inc., Amsterdam, 1966.
- [2] B.P. DAILEY, "Phys. Methods in Chem. An." Academic Press, New York and London. 1956. Vol. 3. p. 281.
- [3] С.А. АЛЬТШУМЕР и В.М. КОЗЫРЕВ, "Электронный парамагнитный резонанс. Гос. изд. физ.-мат. лит., Москва, 1961.
- [4] H.M. ASSENHEIM, Enc. Dic. Phys. Suppl. Vol. 1. Pergamon Press, Oxford etc, 1966 p. 84.
- [5] I. WEISSMAN, Ann. Rev. Phys. Chem. 12 (1961) 151.
- [6] R.G. SHULMAN, Ann. Rev. Phys. Chem. 13 (1962) 325.
- [7] H. FOSTER, An. Chem. 36 (1964) 266R.
- [8] D.H. EARGLE, An. Chem. 38 (1966) 371R.
- [9] D.H. EARGLE, An. Chem. 40 (1968) 303R.
- [10] BALLA J. és mtsi., Műszeres analízis II. Tankönyvkiadó Bp. 1967. p. 372.
- [11] D.J.E. INGRAM, "Free Radicals as Studied by Electron Spin Resonance". Butterworths Sci. Publ., London, 1958.

3. RÖNTGENDIFFRAKTOGRÁFIA

3.1. A fizikai jelenség

Ha egy kristályos anyagon röntgensugárzást bocsátunk keresztül, a kristály térbeli rácsként viselkedik, amelyen a röntgensugár diffrakciót, elhajlást szenved, és a felfogó ernyőn (pl. fotolemez) sötét és világos foltokból álló síkbeli diffrakciós kép jelenik meg. Kristályos anyag porát használva a kristályfelületek tetszőleges orientációja miatt a diffrakciós kép kör-körös strukturát fog mutatni (váltakozó sötét és világos körök), ez az ún. Debye-Scherrer-diagram. Meg kell jegyezni, hogy a diffrakciós folyamatban a röntgensugárzás energiája (hullámhossza) változatlan marad.

3.2. Az analitikai alkalmazás alapja

A szilárd halmazállapotú szervetlen vagy szerves vegyületek ("fiberek") specifikus periodikus strukturát mutatnak összetételüknek megfelelően. A karakterisztikus struktúra, karakterisztikus diffrakciós képnek felel meg, amelynek alapján az anyag összetétele, illetve struktúrája (kémiai struktúra analízis) megállapítható. Ennél a vizsgálati módszernél tehát a vegyület elemeinek (molekulák, molekulacsoportok) periodikus, szisztematikus elrendeződése, a közöttük levő meghatározott, ismétlődő távolságok jellemzőek, amelynek alapján az analízis történik. Az acélok minőségétől kezdve az antibiotikumok összetételéig alkalmazási területe igen széles. Kvantitatív analízis is lehetsé-

ges, (kevés és összemérhető relatív hozzájárulású komponensek esetén), mert a diffrakció kép (illetve egy-egy jellemző vonal) intenziátsa arányos a jelenlévő megfelelő komponens mennyiségével.

3.3. Alapvető berendezések

Az analizáló röntgensugárzás előállítására egy röntgen-készülék szükséges (kb. 60 kV-os). Szükség van azután egy tü-résre, amelyen a Röntgen-sugarak áthaladnak és egy mintatartóra, végül egy detektáló rendszerre, amely lehet film vagy proporcionális kamra. Ez utóbbi mozgását automatizálni is lehet.

A diffraktométerek különféle konkrét megvalósulási formái lehetnek (Laue elrendezés, hengeres kamra, forgómintás elrendezés, stb.), de az alapelemek mindenképpen a fentebbiek.

3.4. A módszer értékelése

Alkalmazási terület,
a módszer előnyei

Lehetővé teszi a különböző kristályos, illetve meghatározott periodikus strukturát mutató szerves anyagok (polimerek) azonosítását (főleg tiszta anyagok esetén).

A diffrakciós kép egyértelműen jellemez egy adott kristályos vegyületet, és ezért egy ilyen új termék (pl. gyógyszer) jellemzéséhez (szabadalom vagy minőség ellenőrzés céljára) szükséges a röntgendiffrakciós kép megadása.

Kvalitatív és kvantitatív (nem elemi) analízis egyszerűbb esetekben.

Általában gyors (10 perctől néhány óra) és roncsolásmentes módszer.

A módszer legfőbb alkalmazása és jellemzői: Szilárd kristályos (nem folyékony és nem amorf) anyagok strukturájának analízise. 1 mg anyagmennyiség vagy még kevesebb, általában már elegendő a vizsgálathoz.

A módszer korlátozottsága
és hátrányai

Folyékony és amorf anyagok vizsgálatára nem alkalmas.

Akár struktúra problémáról van szó, akár egy adott anyag jellemzéséről, illetve azonosításáról, általában a röntgendiffrakciós módszer önmagában nem elég, más módszerekkel (infravörös, ultraibolya spektroszkópia, stb.) együtt kell alkalmazni,

Bár egy készítmény tisztasága általában jellemezhető a módszerrel, de kisebb szennyezések nem mutathatók ki.

3.5. Irodalom

- [1] Enc. of X-rays and Y-rays. Ed. by G.L. CLARK: Reinold Publ. Co., New York, 1963. p. 242; p. 320; p. 746 és 747; p. 875; p. 877.
- [2] Enc. Dictionary of Phys. Vol. 7. Ed. by J. THEWLIS. Pergamon Press. Oxford etc. 1962.
- [3] J.M. ROBERTSON, Brit. J. Appl. Phys. 14 (1963) 635.

- [4] L. BRAGG: Cont. Phys. 6 (1964) 161.
 [5] ORBÁN GY.: ATOMKI Közl., 4 (1962) 143.
 [6] L.L. MERITT and W.E. STREIB, An. Chem. 36 (1964) 399R, No.5.
 [7] L.L. MERITT and W.E. STREIB, An. Chem. 38 (1966) 493R, No.5.
 [8] L.L. MERITT and W.E. STREIB. An. Chem. 40 (1962) 429R, No.5.
 [9] F. REGLER, Einführung in die Physik der Röntgen- und Gammastrahlen. Vhg. K. Thiemig KG., München, 1967.
 [10] BUZÁGH A. és mtsi, Műszeres analízis III. Tankönyvkiadó Bp. 1968. p. 49.
 [11] W.L. DAVIDSON, "Phys. Meth. in Chem. An. Academic Press. New York, 1960. Vol. 1. p. 28.

4. ELEKTRON DIFFRAKCIÓS ANALÍZIS (LEED)

4.1. A fizikai jelenség

Ismeretes, hogy az elektron hullámtulajdonságokat is mutat (anyaghullámok), így vékony, szilárd anyagon áthaladva, vagy arról visszaverődve tipikus diffrakciós kép jön létre (sötét és világos foltok rendszere, illetve világos és sötét gyűrűk egymásutánja, ha poralaku mintán következik be a diffrakció), mivel a szilárd anyag térrácsként viselkedik az elektronhullámokkal szemben.

4.2. Az analitikai alkalmazás alapja

A szilárd vegyületben a molekulák, illetve atomcsoportok elhelyezkedési rendje karakterisztikus és ez ad lehetőséget a kémiai összetétel, illetve struktúra vizsgálatára. Az elektronsugár kis áthatoló képessége miatt főleg felületi vizsgálatokra alkalmazható. Felületi tisztaság, adszorpció, oxidáció, korrózió és katalitikus folyamatok tanulmányozására használják.

4.3. Alapvető berendezések

Az alacsony energiájú (néhány száz eV) elektronok forrása az elektronágyu. Az elektronnaláb a felfogó ernyő közepén lévő lyukon keresztül jut el a mintára, amelyet a mintatartó rögzít. A diffraktált sugárzást fluorescens ernyő vagy fotolemez fogja fel. Az ernyő előtt van egy két rácsból álló gyorsító elektróda. Mindezt ultra-nagyvákuum kamrába kell elhelyezni (10^{-9} Torr vagy jobb).

4.4 A módszer értékelése

Alkalmazási terület,
a módszer előnyei

Anyagminta felületi rétegének (struktúra, valamint - korlátozottan - kvalitatív és kvantitatív) vizsgálatára alkalmas, ilyen értelemben a röntgendiffraktográfia kiegészítője.

Felületi jelenségek (adszorpció, oxidáció, korrózió) és felületek tisztaságának vizsgálatára alkalmas.

A módszer korlátozottsága
és hátrányai

A minta felületi szennyezettsége más irányú vizsgálatoknál igen zavaró lehet. A felületet speciális gonddal és módszerekkel kell megtisztítani.

A minta mélyebb rétegeiről általában nem kapunk felvilágosítást.

A módszer legfőbb alkalmazása és jellemzői: Anyagminta felületi rétegének (néhányszor 10 atomi réteg) struktúra, valamint - korlátozottan - kvalitatív és kvantitatív analitikai vizsgálata.

4.5. Irodalom

- [1] Principles of Low Energy Electron Diffraction. Anal. Chem. 39 (1967) 26A, No.4.
- [2] W.F. LIBBY, Industrial Research 98 (1967) 77. No.1.
- [3] L.H. GERMER, Sci. Ann. 212 (1965) 32. No.3.
- [4] J.W. MAY, Industrial and Eng. Chem. 57 (1965) 19 July
- [5] A.U. MACRAE, Science 139 (1963) 379.
- [6] Enc. of Phys. Ed. by J. THEWLIS. Pergamon Press. Oxford etc. 1961. Vol. 2. p. 757.
- [7] F. REGLER, Einführung in die Physik der Röntgen - und Gammastrahlen. Unter Berücksichtigung der Elektronen - und Neutronenbeugung. Vlg. K. Thienig KG, München, 1967.
- [8] R.E. WEBER and W.T. PERIA: J. Appl. Phys. 38 (1967) 4355.

5. BÉTA ÉS GAMMA ABSZORPCIÓS ANALÍZIS

5.1. A fizikai jelenség

Anyagon való áthatoláskor mind a béta, mind a gamma-sugárzás intenzitása exponenciálisan csökken a réteg vastagságával (gr/cm^2 -ben kifejezve) és az illető anyag un. tömegabszorpciós koefficiensével. Ez utóbbi szoros összefüggésben van a térfogategységben lévő elektronok számával. Gamma-sugárzás esetén a függés különösen éles az alacsonyabb energiáknál.

5.2. Az analitikai alkalmazás alapja

Az előbb említett tömegabszorpciós koefficiens elektronok esetén a Z/A viszonyzámmal arányos, tehát különböző elemekre különböző. Az előbbi viszonyszám különösen nagy (szám szerint 1) hidrogénre, míg a rendszám növekedtével csökken, már a hidrogén utáni legkönnyebb elemeknél 0,5 körül mozog.

Gamma-sugárzás esetén - mint már említettük - különösen kis energiáknál (kb. 0,1 MeV és kisebb) erős a tömegabszorpciós koefficiens Z függése.

5.3. Alapvető berendezések

A módszer instrumentálisan rendkívül egyszerű. Mindössze egy béta- vagy gamma-sugár detektorra van szükség (a megfelelő elektronikával) és egy radioaktív sugárforrásra. A detektor lehet G.M. cső, szcintillációs számláló, esetleg ionizációs kamra.

5.4. A módszer értékelése

Alkalmazási terület, a módszer előnyei

Hidrogén kvalitatív és kvantitatív meghatározására igen alkalmas szénhidrogénekben (folyékony) és más binér elegyekben (vegyületekben).

A hidrogén elemi meghatározásában – a fenti feltételek mellett – eléri a 0,01 %-os pontosságot.

Használható még szilárd és gáznemű anyagok nedvesség meghatározására, továbbá oldatok nehézfém koncentrációjának meghatározására.

Egyszerű roncsolásmentes módszer.

Folyamatos gyártásellenőrzésre használható.

A módszer legfőbb alkalmazása és jellemzői: Főleg a hidrogén kvalitatív és kvantitatív analízise szénhidrogénekben és más binér elegyekben (vegyületekben). Itt a hidrogén tartalom 0,1 - 0,01 % pontossággal határozható meg.

A módszer korlátozottsága és hátrányai

Nagy pontossággal csak a hidrogén meghatározására használható, de erre is csak erős megszorító feltételek mellett.

Gyakorlatilag csak speciális esetekben használható, általában nem. Ha bonyolultabb vegyületről, több jelenlévő elemről van szó, a módszer leggyakrabban felmondja a szolgálatot.

5.5. Irodalom

- [1] J. TÖLGYESSY, Magsugárzás a kémiai analízisben.
- [2] E. BRODA and T. SCHÖNFELD: Proc. Conf. on Chem. Bp. 1966. Vol. 2. p. 201.
- [3] R. BERTHOLD, Proc. 2nd. Int. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic En. Geneva, 1958. Vol. 19. p. 288.
- [4] C.E. CROMPTON, Proc. 1st Int. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic En. 1st. Int. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic En. Geneva, 1955. Vol. 15. p. 124.
- [5] L. WIESNER, Atomwirtschaft 6 (1961) 278.
- [6] D.E. HULL and B.A. FRIES, Proc. 1st Int. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic En. Geneva, 1955. Vol. 15. p. 199.

6. BÉTA ÉS GAMMA VISSZASZÓRÁSOS ANALÍZIS

6.1. A fizikai jelenség

Egy anyag felületére érő béta- vagy gamma-sugárzás bizonyos hányadosa sem nem halad át az anyag mintán, sem nem abszorbeálódik benne, hanem irányát 180 vagy közel 180°-kal megvált-

toztatva visszafelé halad, visszaszóródik. A folyamat általában a sugárzás eredeti energiájának a megváltozásával is jár, és a visszaszórás mértéke, azaz az eredeti és a visszaszórt nyaláb relatív intenzitása igen sok tényezőtől függ (energia, rendszám, mechanikai struktúra, geometriai viszonyok).

6.2. Az analitikai alkalmazás alapja

A béta-sugárzás visszaszórása a periódusos rendszer egyes periódusain belül lineárisan függ a rendszámtól. A visszaverődés különben kis rendszámú anyagoknál igen kicsi (pl. a legkönnyebb elemeknél néhány %, míg később a Z függvényében telítés felé halad (a kriptontól az ólomig 30 %-tól 40 % körülire változik). A hidrogén a visszaszórás szempontjából anomálishan viselkedik, az elektronokat nem veri vissza, hanem abszorbeálja.

Gamma-sugárzás esetén a visszaszórás mértéke alacsony rendszámoknál ($Z < 25$ -ig) emelkedik, majd egy csúcspont elérése után csökkenést mutat. A maximum helye kis mértékben függ a sugárzás energiájától.

Megjegyezzük, hogy a béta visszaszórást sokkal kiterjedtebben használják, mint a gammát.

6.3. Alapvető berendezések

Mint az abszorpciós analízisnél itt is mindössze egy megfelelő béta- vagy gamma-detektorra van szükség a radioaktív sugárforráson kívül.

6.4. A módszer értékelése

Mint az abszorpciós analízisnél itt is mindössze egy megfelelő béta- vagy gamma-detektorra van szükség a radioaktív sugárforráson kívül.

Alkalmazási terület, a módszer előnyei

Kvalitatív és kvantitatív analízisre alkalmas, főleg binér elegyeknél (vegyületeknél), de csak ha a komponensek rendszámkülönbsége elég nagy. Több komponensű keverékek esetében is meghatározható annak a komponensnek a relatív mennyisége, amelynek a rendszáma lényegesen eltér a többiekétől.

Használják a fémötvözetek analízisben, a szén és meddő relatív arányának meghatározásában (20 és 30 %-os hamutartalmat megbízhatóan meg lehet különböztetni), ugyanígy ólomot ólomüvegben és cinket Zn-Pb ércekben is ezzel a módszerrel határoztak meg.

Rovarirtószerekben klór, hintőporokban, szemkenőcsökben kéntartalom meghatározására használták a módszert. Gyógyszeriparban meglehetősen kiterjedten sikerült alkalmazni.

A módszer korlátozottsága és hátrányai

Nem univerzális módszer, főleg csak binér elegyeknél alkalmazható, és ott is komoly megszorításokkal a komponensek rendszámára vonatkozólag.

Külön korlátozottságot jelent a gamma visszaszórás alkalmazásánál, hogy a visszaszórás mértéke a Z függvényében bizonyos Z értéknél maximumot mutat (ennek konkrét értéke függ a gamma-sugárzás energiájától).

Egyszerű roncsolásmentes módszer.

Folyamatos gyártásellenőrzésre használható.

A módszer legfőbb alkalmazása és jellemzői: Binér elegyek (vegyületek) esetén meglehetősen pontossággal optimális esetben (kb. 1 %) használható kvalitatív és kvantitatív analízisre, ha a komponensek rendszámkülönbsége megfelelő. Más keverékekben is meghatározható az egyik komponens mennyisége, ha átlagos rendszáma lényegesen eltér a többi komponensétől.

6.5. Irodalom

- [1] J. TÖLGYESSY, Magsugárzás a kémiai analízisben. Műszaki Könyvek. Budapest. 1965. 6. és 7. fejezet.
- [2] D.K. DONHOFFER, Nucl. Techn. and Mineral Res. Proc. Symps. Buenos Aires. IAEA Vienna, 1969. p. 23.
- [3] S. SPAUSZUS and H. SPANIER, Proc. An.Chem. Conf. Bp. 1966. Vol. 3. p. 511.
- [4] V. KRIVÁN and A. WALNER, Proc. An. Chem. Conf. Bp. 1966. Vol. 3. p. 521.
- [5] S. VARGA, P. DILLINGER, J. TÖLGYESSY and M. SARSUNOVÚ, Proc. An. Chem. Conf. Bp. 1966. p. 527.
- [6] E. BRODA and T. SCHÖNFELD, Proc. An. Chem. Conf. Bp. 1966. p. 201.
- [7] S. A. HUSAIN, Proc. 2nd Int. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic En., Geneva, 1958. Vol. 19. p. 213.
- [8] J. FODOR and Ch. VARGA, Proc. 2nd Int. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic En., Geneva, 1958. Vol. 19. p. 215.
- [9] TÓTH E., Atomtechn. Tájékoztató, 1969. 323.

7. RÖNTGEN FLUORESZCENCIA ANALÍZIS

7.1. A fizikai jelenség

Ha egy anyag atomjait röntgen-csőből vagy radioaktív forrásból eredő röntgen vagy megfelelően alacsony energiájú gamma-sugárzással sugározzuk be, akkor az fotoeffektus révén elektrontávolít el az atomok belső héjairól. Az így keletkezett lyukak (elektron hiányhelyek) betöltődésekor kisugárzott röntgensugárzás a fluoreszcens röntgensugárzás.

7.2. Az analitikai alkalmazás alapja

A fluoreszcens röntgensugárzás ún. karakterisztikus röntgensugárzás, amelynek elemenként más és más, és az adott elemre jellemző az energiája. A fluoreszcens sugárzás röntgen-spektroszkópiai vizsgálatából tehát megállapíthatjuk egy anyagminta elemi összetételét és az egyes komponensek relatív hozzájárulását.

7.3. Alapvető berendezés

Az analízis végrehajtásához először is sugárforrásra van szükség, amivel a vizsgálandó mintát besugározzuk, majd egy röntgen-spektrométerre, amellyel a fluoreszcens sugárzást analizálhatjuk. Néhány évvel ezelőttig spektrométerként az esetek túlnyomó többségében kristály-diffrakciós röntgen-spektrométert használtak, és csak kisebb részben proporcionális (esetleg szcintillációs) számlálót. Az előbbi igen jó feloldású, de rossz hatásfoku, ezért hozzá sugárforrásul gyakorlatilag minden esetben röntgenső szükséges. A proporcionális számláló ezzel szemben jó hatásfoku, viszont olyan mérsékelt feloldású (rossz analitikai szelektivitás!), hogy csak speciális esetekben (kedvező matrix!) volt alkalmazható. Mindenesetre nagy előny, hogy a minta gerjesztésére radioaktív sugárforrás is használható, ha a röntgensugárzás analizését proporcionális számlálóval végezzük.

A legutóbbi időben forradalmasította, illetve forradalmasítja a területet a félvezető detektorok alkalmazása. Ezeknél mind a hatásfok, mind a feloldás olyan jó, hogy rádióaktív sugárforrások alkalmazása mellett is sok esetben a diffrakciós spektrométerekéhez hasonló feloldás érhető el velük, nagyobb érzékenység mellett. Ugyanakkor a félvezető detektorok lényegesen meggyorsították az analízis idejét nem-diszperzív jellegük miatt.

7.4. A módszer értékelése

Alkalmazási terület,
a módszer előnyei

Általános módszer az elemi analízisre $Z > 11, 12$ tartományban.

Szelektív módszer, egymás mellett sokféle elem érzékenyen kimutatható.

Érzékenysége közel egyforma a különböző elemekre.

Szilárd, folyékony és por alakban lévő minták vizsgálatára egyaránt alkalmas.

A minta preparálása rendkívül egyszerű és igen kis anyagmennyiség is elegendő (1 mg-nál jóval kisebb is elég sok esetben).

Nyomanalízisre is alkalmas (0,1 ppm-es szennyezést is mutattak ki vele).

Roncsolásmentes és gyors módszer (már néhány perc is elég lehet optimális esetben).

Gyártási folyamat folytonos ellenőrzésére ideálisan alkalmas.

A módszer korlátozottsága
és hátrányai

$Z = 11, 12$ alatt csak igen fáradságosan és erős megszorításokkal sikerül alkalmazni.

A kémiai strukturáról nem ad felvilágosítást (csak elemi analízis!)

A módszer legfőbb alkalmazása és jellemzői: Általános alkalmazhatóságú módszer elemi analízisre a $Z > 11$, 12 tartományban. Nyomanalízisre (még 0,1 ppm-nél is) és folyamatos gyártásellenőrzésre is alkalmas.

7.5. Irodalom

- [1] Enc. of X-Rays and Gamma-Rays. Ed. by G.L. CLARK. Reinhold Publ. Co., 1963. p. 96. p. 392.
- [2] Phys. Methods of Chem. Analysis, Vol. 3.
- [3] C.G. CLAYTON, in Nucl. Techn. and Mineral Res. IAEA, Vienna, 1969. 293.
- [4] G.H. MORRISON, "Trace Analysis: Physical Methods". Interscience Publ., New York etc., 1965. Ch. 8.
- [5] D.W. AITKEN, HEPL-555. Stanford University, Stanford, Calif. 1968.
- [6] H.R. BOWMAN, E.K. HYDE, S.G. THOMSON, R.C. JARED, Science 151 (1966) 562.
- [7] S. YAMAMOTO, An. Chem. 41 (1969) 337.
- [8] J. CAMPBELL, J.D. BROWN, An. Chem. 36 (1964) 312R. No. 5.
- [9] W.J. CAMPBELL, J.D. BROWN and J.W. THATCHER, An. Chem. 382(1966)416R. No. 5.
- [10] W.S. LYON and H.H. ROSS, An. Chem. 168R No.5.
- [11] W.J. CAMPBELL and J.D. BROWN, An. Chem. 40 (1968) 346R.
- [12] F. JAHNKE MÁRIA, Mérés és Automatika 8 (1960) 75.
- [13] BUZÁGH A. és mtsai, Műszeres. analízis III. Tankönyvk. Bp. 1968. p. 49.

8. AUGER-ELEKTRON EMISSZIÓS ANALÍZIS

8.1. A fizikai jelenség

Ha az atom belső héjain lyuk (elektron hiány) jön létre elektronnyalábbal vagy röntgensugárzással történő besugárzás hatására, a lyuk betöltődésekor felszabaduló energiától az atom kétféle sugárzás kibocsátásával szabadulhat meg. Az egyik a karakterisztikus röntgensugárzás, a másik pedig az ún. Auger-elektron emisszió. Ez utóbbi azt jelenti, hogy az atom valamelyik külsőbb héjáról repül ki egy elektron, és az viszi magával az energiát. Az Auger-elektron energiája az atomban felszabaduló energiánál annival kevesebb lesz, amennyi a kirepülő Auger-elektron kötési energiája volt azon a héjon, ahonnan kiváltódott.

Az ún. fluoreszcencia hatások adja meg, hogy egy lyuk betöltődésénél milyen valószínűséggel lép ki karakterisztikus röntgensugárzás. Minél kisebb a fluoreszcencia hatások, annál nagyobb az Auger emisszió relatív valószínűsége, az ún. Auger-hozam.

8.2. Az analitikai alkalmazás alapja

Az egyes elemekre specifikusan jellemző egy-egy belső elektronhéjon lévő lyuk betöltődésekor felszabaduló energia, és így a kilépő Auger-elektronok energiája is jellemző lesz. A fluoreszcencia hatások csökkenése miatt kis rendszámoknál az Auger emissziós analízis jelentősége nő. A kénél pl. a K-héj betöltődésekor felszabaduló energiának csak kb. 5 %-a emittálódik karakterisztikus röntgen-sugárzás formájában, 95 %-át Auger-elektronok viszik el. Ugyanez az arány már az arzén, szelén körül megfordul, itt már 50 %-nál több jut a röntgensugárzásra, és a kiegészítő rész Auger-elektronokra. Viszont az előbb említett kéntől lefelé (még kisebb rendszámoknál) tovább nő az Auger-effektus relatív részvétele.

8.3. Alapvető berendezés

Az Auger-elektronok keltésére (lyukak létrehozására a minta atomjainak belső héjain) általában elektronágyu szolgál. A mintából kilépő Auger-elektronok energiájának meghatározása célszerűen elektrosztatikus analizátorral történik, a detektálása pedig elektron-sokszorozóval.

8.4. A módszer értékelése

Alkalmazási terület,
a módszer előnyei

Elemi analízist tesz lehetővé, elsősorban a legkönnyebb elemek meghatározására (Li, Be, C, N, O) a minta felületi rétegében. Így egy részről (mint felületi analitikai eljárás) az elektron diffrakciós analízis kiegészítője, más részről a röntgen fluoreszcencia analízisé (mint elemi analízist lehetővé tevő módszer) a könnyű elemeknél.

Igen vékony (kb. 10 \AA) rétegek már vizsgálhatók.

Érzékeny, de elsősorban kvalitatív analitikai módszer.

Roncsolásmentes.

A módszer korlátozottsága
és hátrányai

A felületi szennyezések igen zavaróak lehetnek, a vizsgálandó minta felületének tisztítása speciális gondot és eljárásokat igényel.

A nehezebb elemek, vagy a sok elemi komponensből álló rendszerek vizsgálata nehézkes, bonyolult, sok esetben gyakorlatilag nem vihető keresztül.

A minta mélyebb rétegeiről nem ad általában felvilágosítást (kivéve, ha kidiffundálás van a felületre).

Vákuum igénye nagy.

A módszer legfőbb alkalmazása és jellemzői: Elemi analízis (főleg a legkönnyebb elemekre: Li, Be, C, N, O) a minta felületi rétegében (10 \AA nagyságrendig). Nyomanalízisre is alkalmas.

8.5. Irodalom

- [1] L.A. HARRIS, An. Chem. 40 (1968) 24A. No. 14.
- [2] W.J. CAMPBELL and J.D. BROWN, An. Chem. 40 (1968) 355R. No. 5.
- [3] L.A. HARRIS, J. App. Phys. 39 (1968) 1419.
- [4] P.W. PALMBERG and T.N. RHÖDIN, J. App. Phys. 39 (1968) 2425.
- [5] A. FAHLMAN, K. HAMRIN, R. NORDBERG, C. NÖRDLING, K. SIEGBAHN, Nature 210 (1966) 4.

9. BÉTA-SPEKTROSKÓPIAI ANALIZIS (ESCA)

9.1. A fizikai jelenség

Ha egy atomot röntgensugárzás ér, az az atomok belső héjairól fotoelektromos effektus révén fotoelektronokat fog kiváltani. A fotoelektron energiája egyenlő lesz a besugárzó röntgenkvantum energiájával mínusz az elektron kötési energiájával azon a héjon, ahol eredetileg tartózkodott és ahonnan a sugárzás kiváltotta.

9.2. Az analitikai alkalmazás alapja

Ha karakterisztikus (jól meghatározott energiájú) röntgensugárzás kelti a fotoelektronokat, energiájuk jellemző lesz arra az elemre, amelynek atomjaiból származnak, mivel az elektronok kötési energiája az egyes héjakon a különböző elemekre más és más, de egyértelműen meghatározott. Így tehát a fotoelektronokat nagy feloldású béta-spektrométerben vizsgálva, különböző energiánál fogunk K-fotoelektronoknak megfelelő csúcsokat kapni aszerint, hogy hány és milyen elem van jelen a mintában. Ugyanígy az L-fotoelektronoknál. A megfelelő csúcsook elhelyezkedése és relatív intenzitása a jelenlévő elemek milyenségéről és relatív mennyiségéről ad felvilágosítást.

Mivel a külsőbb héjakon levő elektronok árnyékoló hatást fejtenek ki a belsőbb héjakon lévőkre annak megfelelően, hogy az atom milyen kémiai kötésben van, illetve milyen vegyértékállapotban, kissé megváltozik a kötési energia legbelsőbb héjakon is. Eszerint a különböző vegyértékállapotban lévő atomokból kiváltott fotoelektron vonal eltolódást szenved, energiája kissé megváltozik. Így jól kimutatható pl., hogy az adott vegyületben a kén S^{6+} , S^{4+} vagy S^{2-} vegyértékekkel szerepel-e, esetleg ezek közül többel is és különböző relatív intenzitással.

9.3. Alapvető berendezések

A karakterisztikus röntgensugárzás keltésére mindenekelőtt röntgensőre van szükség a megfelelő áramforrásokkal és i.t. A mintából kiváltott fotoelektronok energia-analizise viszont nagy feloldású nagyságrendben (0,01 %), és nagy pontosságú ($\approx 0,001$ %) béta-spektrométerekben történik. Ez utóbbi berendezések alacsony hatásfoka miatt nem volt eddig lehetséges a röntgensővek rádióaktív izotópokkal való helyettesítése ennél a módszernél.

9.4. A módszer értékelése

Alkalmazási terület,
a módszer előnyei

Struktúra (vegyérték) analízis és kvalitatív, valamint kvantitatív elemi analízis általában (a legkönnyebb elemeknél is: pl. Li, C, O).

Részben a röntgen-fluoreszcencia, részben pedig az Auger-elektron és elektron-diffrakciós analízissel rokon, illetve azokat egészíti ki.

Érzékeny és rendkívül szelektív módszer.

A módszer korlátozottsága
és hátrányai

Költséges, bonyolult apparaturát kívánó módszer. Rutin vagy ipari vizsgálatokra általában nem alkalmas.

Pontossága nem olyan nagy, mint érzékenysége és szelektivitása (de azért pl. az Auger-elektron analízisnél nagyobb pontosságú).

A minta preparálása igen egyszerű és ennek mintegy 100 Å-nyi felületi rétegét analizálja.

Legtöbb esetben roncsolásmentes.

A módszer legfőbb alkalmazása és jellemzői: Struktúra (vegyérték) analízis és kvalitatív, valamint kvantitatív analízis gyakorlatilag minden elemre (a legkönnyebbekre is, pl. Li, C, N, O).

9.5. Irodalom

- [1] K. SIEGBAHN et al., ESCA Atomic, "Molecular and Soil State Structure Studied by means of Electron Spectroscopy" Almquist and Wiksells Boktryckerei AB, Uppsala, 1967.
- [2] R.H. MÜLLER, An. Chem. 40 (1968) 119A. No.12.
- [3] R.H. MÜLLER, An. Chem. 40 (1968) 83A. No.14.
- [4] BERÉNYI D. Magyar Kémikusok L. 1966. 533.
- [5] S. HAGSTRÖM, C. NORDLING and K. SIEGBAHN, Phys. Letters 9 (1964) 235.
- [6] C. NORDLING, S. HAGSTRÖM and K. SIEGBAHN, Zeits. f. Physik 178 (1964) 439.
- [7] S. HAGSTRÖM, C. NORDLING and K. SIEGBAHN, Zeits. f. Physik 178 (1964) 439.
- [8] A. FAHLMAN and K. SIEGBAHN, Ark. f. Phys. 32 (1966) 111.
- [9] W.S. LYON, E. RICCI and H. ROSS, An. Chem. 40 (1968) 168. R. No. 5.
- [10] W.J. CAMPBELL and J.D. BROWN, An. Chem. 40 (1968) 346R No. 5.
- [11] C.S. FADLEY, S.B.M. HAGSTRÖM, J.M. HOLLÄNDER, M.P. KLEIN and D.A. SHIRLEY, Science 157 (1967) 1571.
- [12] A. FAHLMAN, K. HAMRIN, J. HEDMAN, R. NORDBERG, C. NORDLING and K. SIEGBAHN, Nature 210 (1966) 4.

10. ELEKTRON SUGARAS MIKROANALIZIS

(Electron probe microanalysis)

10.1. A fizikai jelenség

Ha egy anyagot megfelelő energiájú (5-50 keV) elektron-nyalábbal sugárzunk be, az elektronok az anyag atomjainak belső héjáról elektronokat löknek ki, és ezen hiányhelyek betöltődésekor karakterisztikus röntgensugárzás emittálódik.

10.2. Az analitikai alkalmazás alapja

Ha a mintában különböző elemek atomjai vannak, azok az elektronokkal való besugárzáskor más karakterisztikus röntgensugárzást fognak kibocsátani. Ez utóbbiak spektrometriai vizsgálata alap-

ján azonosítani lehet a jelenlévő elemeket (a röntgenvonalak energiájának meghatározása) és azok relatív mennyiségét (a vonalak relatív intenzitása a spektrumban). Tekintve, hogy a gerjesztő elektronnyaláb jól irányítható, fókuszálható (szemben pl. a röntgen-sugárnyalábbal a röntgen fluoreszcencia analízisben), igen kis felületű (μm^2 nagyságrendű) minták is analizálhatók, illetve a minta felülete ilyen felületelemenként tapogatható le. A felületelemről visszaverődött, illetve azon átbo-csátott elektronok is vizsgálhatók.

10.3. Alapvető berendezések

Az elektronok forrásául általában egy elektron mikroszkóp elektronágyuja szolgál a megfelelő nyalábalakító mágneses elektron lencsékkel. A röntgensugárzás spektroszkópiái vizsgálatára röntgen spektrométer vagy spektrométerek használatosak (az eddigi megoldásokban főleg kristály-diffrakciós típusúak). Szükség van azután még egy minta mozgató mechanizmusra, amelyik lehetővé teszi a minta felületének mikron pontossággal történő ide-oda mozgatását, valamint egy optikai mikroszkóp rendszerre, amellyel az elektron bombázás alatti felületrész lokalizálható.

10.4. A módszer értékelése

Alkalmazási terület, a módszer előnyei

Igen kis mintáknál, vagy nagyobb minta felületelemén (kb. $1 \mu\text{m}^2$) elemi összetétel meghatározása (kb. 1 mikron mélységig). Gyakorlatilag minden elemre jó, kivéve, ha $Z < 10$, 11.

A röntgen-fluoreszcencia módszer kiegészítője, amennyiben az elemi összetétel mikroeloszlásáról és eloszlásváltozásáról is felvilágosítást ad (metallurgiában, diffúziós folyamatok, szemcseméretetek tanulmányozásánál).

Nyomanalízisnél relatív érzékenysége lefelé kb. 10 ppm-ig terjed.

Roncsolásmentes.

A módszer korlátozottsága és hátrányai

Bonyolult, komplex berendezéseket igényel (pl. nagyenergiájú igen finoman fókuszált nyaláb előállítás), az elektronfókuszáláshoz pl. tulajdonképpen egy elektronmikroszkóp lencserendezere szükséges.

Nagy minták átlagos összetételének analizésére vagy tömeges, ipari anyagvizsgálatra alkalmatlan.

A módszer legfőbb alkalmazása és jellemzői: Kvalitatív és kvantitatív analitikai módszer a minta felületén (kb. 1 mikron mélységig) az elemi eloszlás felületelemenkénti (kb. $1 \mu\text{m}^2$) változásának letapogatására (mikroeloszlás).

10.5. Irodalom

- [1] Enc. of X-ray and Gamma-ray. Ed. G.L. CLARK. Reinhold Publ. Co., New York, 1963. p. 817, p. 818, p. 824., p. 830.
- [2] P. DUNCUMB, Recent advances in electron probe microanalysis. Journ. Sci. Instr. 2 (1969) 553.
- [3] GADÓ PÁL, Atomtechn. Tájékoztató 11 (1968) 213.
- [4] H.A. LIEBHAFKY, H.G. PFEIFFER, E.H. WINSLOW and P.D. ZEMANY, "X-ray Absorption and Emission in Analytical Chemistry". J. WILEY, New York and London, 1960. Sectin 9.9.
- [5] F. REGLER, "Einführung in die Physik der Röntgen- und Gammastrahlen". Veg. K. THIENNIG KG. München, 1967. XVII/3.
- [6] Enc. Dictionary of Phys. Pergamon Press. Oxford etc. Suppl. Vol. 1. 1966. p. 82.

11. TÖMEGSPEKTROMETRIAI ANALIZIS

11.1. A fizikai jelenség

Ha atomi vagy molekuláris ionokat mágneses vagy elektromos térbe viszünk, eltérülésük mértéke (pl. a görbületi sugár nagysága mágneses térben) fordítva arányos tömegükkel. Az eltérülés függ még az ión elektromos töltésétől is, azonban ez csak egész számmal változhat. Ha tehát egy adott tömeg ion kétszeresen ionizált, eltérülése pontosan kétszer akkora lesz, mint az egyszeresen ionizálté, ugyanígy háromszoros vagy magasabb ionizációnál. Hasonló a helyzet az un. repülési idő analízátorokban, az ion sebessége egyenesen arányos töltésével, és fordítva tömegével.

11.2. Az analitikai alkalmazás alapja

Megfelelő technikát alkalmazva a minta ionizálására (pl. szikra kislülést) főleg atomi ionok fognak létrejönni, és ezek az analízis folyamán atomi tömegüknek megfelelően térülnek el, azaz atomi tömegüknek megfelelően szeparálódnak, annak megfelelő helyre kerülnek a tömegspektrumban. Így az elemi analízis elvégezhető.

Egy-egy vegyület (illetve ennek molekulája) strukturáját analizálva az ionok létrehozása olyan módszerrel (pl. elektron-bombázással) történik, hogy a tömegspektrumban megtaláljuk a molekula-ionoknak és az un. töredék-ionoknak (funkcionális csoportok, gyökök) megfelelő vonalakat. Szerves anyagok esetében például az ilyen analízis igen jó feloldásu berendezéseket követel, mivel itt több olyan fragmentum jöhet létre, amelyik tömegszám szempontjából azonos (CO^+ , N_2^+ , CH_2N^+ , C_2H_4^+) és ezeket csak az atommagok kötési energiájának megfelelő kis tömegkülönbségek miatt lehet szeparálni.

A tömegspektroszkópiai analízisben megtehetjük, hogy csak a minta felületéről (ionbombázással), sőt annak is csak igen kis eleméből (pl. a lézer technika alkalmazásával vagy nagy energiájú elektronsugárral, mint az elektronsugaras röntgen mikroanalízisnél) váltunk ki ionokat, és azokat analizáljuk tovább, így a tömegspektrometriai módszerrel lehetséges a felületi analízis (elemi- és struktúra- egyaránt) is.

11.3. Alapvető berendezések

Mindenekelőtt a minta atomjainak, molekuláinak az ionizálásáról kell gondoskodnunk. Ez történik az ionforrásban. Ez utóbbiból igen sok típus van (elektronbombázás, ionbombázás, melegítés, szikrakisülés, stb.) amelyek közül mindig a konkrét feladatnak és anyagnak megfelelően kell választanunk (lásd az előbbieken).

A tömegspektrométer tulajdonképpen analízáló része (analizátor), amelyik az ionok tömeg szerinti szeparációját végzi, szintén sokféle lehet. Vannak mágneses, elektrosztatikus, repülési idő analízáló tömegspektrométerek, de éppen a struktúra vizsgálatokban a nagy feloldású berendezések használatosak, amelyek az elektrosztatikus és mágneses teret kombinálva alkalmazzák, és ugyanakkor a mágneses tér még ún. kettős fókuszáló is (axiálisan és radiálisan is fókuszál).

Az ionok detektálását vagy fotografikusan, vagy elektromosan lehet megoldani (ez utóbbi a beérkező ionok igen kis áramának a mérését jelenti elektrométerekkel vagy szekundér elektron sokszorozókkal).

Az egész rendszer: ionforrás, analizátor és detektor rendszer nagy vákuumot igényel.

11.4. A módszer értékelése

Alkalmazási terület,
a módszer előnyei

Igen általánosan alkalmazható a kémiai analízisben. Struktúra és elemi (kvalitatív és kvantitatív) analízisre is használható, mégpedig vagy a minta egészére, vagy csak a felületére vonatkozólag. Felületi mikroanalízis elvégzésére is lehetőséget ad.

A minta igen kicsiny tömegű lehet (sokszor csak mikrogramm nagyságrendű vagy még kisebb).

Érzékenysége sok esetben a legnagyobb az ismert analitikai módszerek közül (0,1–0,001 ppm). Nyomanalízis.

A módszer korlátozottsága
és hátrányai

A kvantitatív analízis általában nagy hibával történhet (sokszor 50, 100 %, de 5 %-ot még a legkedvezőbb esetekben sem lehet általában felülmúlni. Ezen megfelelő összehasonlító standardokkal lehet részben segíteni.

A minta ionizálásával kapcsolatos nehézségek, a nagyobb teljesítményű berendezések komplikált, költséges volta akadályozza széleskörű, nagyobb arányú ipari elterjedését.

Nem roncsolásmentes.

A módszer legfőbb alkalmazása és jellemzői: Egyike a legáltalánosabban használható analitikai módszereknek: mind struktúra, mind kvalitatív és kvantitatív elemi analízisre is használható, a minta egészében vagy csak felületén, sőt még felületi mikroanalízisre is. Igen sok esetben a legérzékenyebb nyomanalizálási módszer.

11.5. Irodalom

- [1] R.I. REED, Applications of Mass Spectrometry to Organic Chemistry. Academic Press. London New York, 1966.
- [2] И. РОВОШ, Физические методы анализа следов элементов. Гл. II. Изд. "Мир", Москва, 1967.

- [3] W.L. MEAD, Adv. in Mass Spectrometry. Vol. 3. The Inst. of Petroleum. London, 1966.
- [4] J.D. WALDRON, "Advances in Mass Spectrometry." Vol. 1. Pergamon Press, London etc., 1965.
- [5] I. CORNIDES, XIV. Coll. Spect. Int., Adam Hilger Ltd. London, 1967.
- [6] J.H. BEYNON, Endeavour 25 (1966) 79.
- [7] R.M. REESE and F.N. HARLÉE, An. Chem. 36 (1964) 279 R. No. 5.
- [8] F.W. MCLAFFERTY and J. PINZELIK, An. Chem. 38 (1966) 351 R. No. 5.
- [9] R.W. KISER and R.E. SULLINAN, An. Chem. 40 (1968) 273 R. No. 5.

12. MAG MÁGNESES REZONANCIA (NMR)

12.1. A fizikai jelenség

A zérustól különböző spinnel rendelkező atommagok mágneses térben (≈ 10 kG) a mágneses tér irányához képest mágneses momentumok és a külső tér kölcsönhatásának eredményeképpen meghatározott irányokba állnak be. Ezek a meghatározott beállások különböző energia-tartalmúak. Ha most olyan rádiófrekvenciás sugárzással (1 - 100 Mc/sec) sugározzuk be a mintát, amelynek a $h\nu$ kvantuma éppen a különböző beállások energiakülönbségének felel meg, akkor az energia-rezonancia abszorpciója következik be.

12.2. Az analitikai alkalmazás alapja

A rezonancia helye (azaz a konkrét frekvencia, amelynél - adott mágneses tér mellett - a rezonancia jelentkezik, illetve rögzített frekvenciánál a konkrét mágneses tér) az illető mag fajtájára, intenzitása pedig a magfajta jelenlévő számára jellemző. Elvileg tehát kvalitatív és kvantitatív analízisre is lehet a módszert használni, a gyakorlatban azonban szinte kizárólag a kémiai struktúra analízisében játszik jelentős szerepet.

Az egyes magfajták kémiai környezete (a molekula vagy gyök), amelyben elhelyezkedik, hatással van a rezonancia vonalra. A gyök elektronfelhője árnyékolja a magot, és ez a rezonancia vonal (frekvenciában kb. tizedrésznyi) eltolódását, a molekulában lévő más atommagok mágneses momentumának kölcsönhatása pedig az abszorpciós vonal karakterisztikus finom szerkezetét eredményezi. Ha pl. egy adott szénhidrogénben a hidrogén különböző kapcsolatokban, gyökökben szerepel (CH_3 , CH_2 , OH) a mágneses magrezonancia (NMR) spektrumban három különböző jellemző intenzitású, és a gyökök molekulán belüli elhelyezkedésétől függő jellegzetes alakú vonal fog megjelenni (vagyis az eredeti protonnak megfelelő vonal a konkrét elektronburok környezetben felhasad, több vonalra esik szét, a környező atommagok mágneses momentumainak kölcsönhatása miatt pedig mindegyik felhasadt vonal még karakterisztikusan ki is "csipkéződik").

12.3. Alapvető berendezések

A mintát és az azt körülvevő rádiófrekvenciát vivő tekercset nagy stabilitású (10^{-8} /sec) és homogenitású (legfeljebb mG inhomogenitás a minta térfogatán belül) mágneses térbe (néhány ezer Gauss) helyezzük. Szükség van moduláló tekercsre és modulátor oszcillátorra, hogy a mágneses tér végig seperjen a rezonancia vonal tartományán. Rádiófrekvenciás oszcillátor (10^{-7} stabilitású), továbbá r.f. vevő és erősítő, valamint a rezonancia jel regisztrálására szolgáló katódsugároszcilloszkóp vagy

grafikus rekorder teszi teljessé a berendezést. Az elektromágnes táplálására megfelelő nagy stabilitású tápegység szükséges.

12.4. A módszer értékelése

Alkalmazási terület, a módszer előnyei

Diamágneses anyagok kémiai szerkezetének analizésére alkalmas főleg szerves vegyületeknél a hidrogén mag (proton) rezonancia vizsgálatával, de alkalmazzák más könnyű elemekkel kapcsolatos szerkezeti problémáknál (pl. N, C, F) is.

A vizsgálatok elvégzéséhez néhány mg-os minta elegendő.

Bár fő alkalmazási területe a szerkezeti analízis, használható keverékek összetételének a megállapítására, sőt elemi analizisre is (0,3 mikromol H-t már mutattak ki ezzel a módszerrel).

Roncsolásmentes és gyors módszerrel (10 - 20 perc sok esetben elegendő).

A módszer legfőbb alkalmazása és jellemzői: Elsősorban hidrogén és néhány más zérustól különböző magspinnel rendelkező magu elemet tartalmazó diamágneses anyagok struktúra analizise.

A módszer korlátozottsága és hátrányai

Csak zérustól különböző magspinnű diamágneses anyagoknál alkalmazható (pl. ^{12}C , ^{16}O -ra nem), itt is gyakorlatilag csak, ha néhány elem (H, N, C, stb.) valamelyikét tartalmazzák.

Költséges, nagy pontosságú berendezést igényel.

Komplexebb anyagoknál a kiértékelés igen bonyolult, fáradtságos lehet.

A fentiek miatt rutin, ipari vizsgálatokra nem alkalmas.

12.5. Irodalom

- [1] Phys. Meth. of Chem. Analysis. Vol. 3. Ed. by W.G. BERL, Academic Press, New York and London, 1956.
- [2] G.E. PAKE, Sci. Am. 199 (1958) 58, No.2.
- [3] E.R. ANDREW, Enc. Dic. of Phys. Pergamon Press, Oxford, etc. 1962. p. 70.
- [4] D.J.E. INGRAM, Contemporary Physics 7 (1965) 13. ibid. 103.
- [5] H. FOSTER, An. Chem. 36 (1964) 266R.
- [6] E. LUSTIG and W.B. MÖNIZ, An. Chem. 38 (1966) 331R.
- [7] J.P. HEESCHEN, An. Chem. 40 (1968) 560R.
- [8] S. MEIBOOM, Ann. Rev. Phys. Chem. 14 (1963) 335.
- [9] E.R. ANDREW, "Nuclear Magnetic Resonance". Cambridge Univ. Press. Cambridge, 1956.
- [10] P. РИЧАРДС, УФН, 83 (1964) 299.
- [11] R.A.Y. JONES, Sci. Prog. 51 (1963).
- [12] R.C. FERGUSON and W.D. PHILLIPS, Science 157 (1967) 257.
- [13] D.A. SHIRLEY, An. Chem. 41 (1969) 69A. No.8.
- [14] BALLA J. és mtsi, Műszeres analízis II. Tankönyvk. Bp. 1967. p. 372.

13. AKTIVÁCIÓS ANALIZIS

13.1. A fizikai jelenség

Ha az atommagot megfelelő energiájú neutronokkal, töltött részecskékkel (proton, deuteron, ^3He , alfa-részecske) vagy gamma-kvantumokkal sugározzuk be, a különböző atommagoknál különböző valószínűséggel (hatáskeresztmetszettel) új, radioaktív magok jönnek létre, amelyek meghatározott radioaktív tulajdonságokkal rendelkeznek (felezési idő, kilépő sugárzás, illetve sugárzások, meghatározott spektrális eloszlással).

13.2. Az analitikai alkalmazás alapja

Az egyes elemek magjai meghatározott minőségű és energiájú nyalábbal (pl. neutron vagy alfa-részecske) való besugárzáskor egy vagy több, de mindenképpen az elemre egyértelműen jellemző radioaktív maghoz vezetnek, amelyek viszont radioaktív tulajdonságaik, főleg a belőlük kijövő sugárzások spektrumának (elsősorban gamma-spektrumának) tanulmányozásával egyértelműen azonosíthatók.

A spektrumok intenzitásának vizsgálatából a szóbanforgó elemre kvantitatív analízis végezhető. Az analitikában az esetek túlnyomó többségében lassu neutron-besugárzást alkalmaznak (nukleáris reaktorok!), ebben az esetben azonban – bár a módszer igen széleskörűen alkalmazható egyébként – a 10 rendszám alá gyakorlatilag nem lehet menni. A töltött részecskék, gyors neutronok és gamma-sugárzás (ciklotronokból, elektrosztatikus gyorsítókból, illetve betatronokból) aktivációs analitikai alkalmazása megnyitotta az utat az utóbbi években a legkönnyebb elemek (beleértve természetesen az annyira fontos O-t, C-t, N-t is) érzékeny és pontos meghatározására. Ez utóbbi besugárzások azonban nemcsak a legkönnyebb elemeknél válnak be, hanem igen jó szelektív meghatározást adhatnak egyes nagyobb rendszámú elemek esetében is adott zavaró matrixok jelenlétében.

13.3. Alapvető berendezések

A bombázó sugárnyaláb forrása lehet magreaktor (lassu neutron besugárzásnál), ciklotron, elektrosztatikus gyorsító, és pedig Cockroft-Walton (kaszkád) vagy Van de Graaff generátor (töltött részecskékénél, gyors neutronoknál), illetve lineáris elektron gyorsító és betatron (gamma-sugárzásnál). Vannak esetek, amikor a gyorsítóban létrehozott töltött részecske reakcióból származó prontos gamma sugárzást, esetleg töltött részecskéket használjuk fel, vagy a gyorsítóban megfelelő reakcióval (tritium célanyagot deuteronokkal bombázva) nyert gyors neutronokat lelassítva alkalmazzuk. Különösen terepen vagy valamely gyártási folyamatban folyamatosan végzett analízisnél használnak ún. neutronforrásokat is, amelyek alkalmasan megválasztott radioaktív anyagból és azt körülvevő, neutronokat szolgáltató célanyagból állnak. Hasonló célokra gyártanak hordozható neutron-generátorokat (legfeljebb néhány száz kV-os Cockroft-Walton generátor deuterium vagy tritium célanyaggal).

Az aktivált magok sugárzásának vizsgálata azután a magspektroszkópia legkülönbözőbb módszereivel és berendezéseivel történhet. Leggyakrabban ma is a szcintillációs spektrométereket használják, de szerepet kapnak az ún. proporcionális számláló spektrométerek és legújabban a félvezető detektorok is. A sugárzások detektálását és kiértékelését igen nagy mértékben lehet automatizálni. Ebben jelentős szerepet játszanak az elektronikus számítógépek is.

13.4. A módszer értékelése

Alkalmazási terület,
a módszer előnyei

Általános módszer az elemi analízisre. Ha a gyors neutronokkal töltött részecskékkel (proton, alfa-részecske,

A módszer korlátozottsága
és hátrányai

Főleg reaktor besugárzásoknál, a minta radioaktíve szennyezett lehet hosszabb időre.

stb.) és a gamma-sugárzással végzett aktivációs analízist is tekintetbe vesszük, a módszer gyakorlatilag minden elemre használható (C, N, O-ra is).

Érzékenysége nagy (10^{-10} – 10^{-12} , sőt kivételesen 10^{-14} g is kimutatható), ezért nyomanalízisre használható.

Sok esetben roncsolásmentes.

Egyes esetekben igen gyors, még a gyártásfolyamatok automatizálására is felhasználható (hordozható neutron generátort, rádióaktív anyagot tartalmazó neutron forrást alkalmazva).

Egyes esetekben elkerülhetetlen reaktor vagy még inkább nagy gyorsítók (ciklotron) használata, ami részben költségessé, részben kissé nehézkessé és ilyenkor gyártásfolyamatok ellenőrzésére alkalmatlanná teheti a módszert.

Rádióaktív anyagok, besugárzó nyalábok jelenléte miatt megfelelő sugárnyékolásra van szükség.

Csak elemi analízis végrehajtására alkalmas.

A módszer legfőbb alkalmazása és jellemzői: Kvalitatív és kvantitatív elemi analízis gyakorlatilag minden elemre. Nyomanalízisre (0,01 ppb – 1 ppm) és bizonyos feltételek mellett folyamatos gyártás ellenőrzésére is használható.

13.5. Irodalom

- [1] Enc. of X-Rays and Gamma-Rays. Ed. by G.L. CLARK, Reinhold Publ. Co., New York, 1963. p. 643.
- [2] J.W. WINCHESTER and J.A. CATAGGIO, "Nuclear Techniques and Mineral Resources" IAEA, Vienna, 1969. p. 435.
- [3] J. TÖLGYESSY, Magsugárzás a kémiai analízisben. Műszaki K., Bp. 1965. 9. fejezet.
- [4] Г. ЛЬЮКОПС, в книге "Физические методы анализа следов элементов" (под ред. Г.Г. Морисон) Изд. "Мир", Москва, 1967. Гл. 9. с. 241.
- [5] ÖRDÖGH M. és SZABÓ E. Magyar Kémikusok Lapja, 1965, 153.
- [6] J.M.A. LENIHAN, Nucleonics, 23 (1965) No. 2.
- [7] QUITTNER P., Magyar Fiz. Foly. 16 (1968) 421.
- [8] NAGY L.GY., Neutronaktiválósos vizsgálatok. Műszaki K. Bp. 1966.
- [9] J.M.A. LENIHAN and S.J. THOMSON, Activation Analysis. Academic Press. London, New York, 1965.
- [10] G.W. LEDDICOTTE, An Chem. 36 (1964) 419R. No.5.
- [11] W.S. LYON, E. RICCI and H.H. ROSS, An. Chem. 38 (1966) 251R. No.5.
- [12] W.S. LYON, E. RICCI and H.H. ROSS, An. Chem. 40 (1968) 168R. No.5.

14. MÖSSBAUER-SPEKTROSKÓPIA

14. 1. A fizikai jelenség

Ha a radioaktív atom kristályrácsban van kötve, akkor bizonyos valószínűséggel ún. visszalökés nélküli gamma-emisszió történik a radioaktív magból, azaz a kristály mint egész lökődik vissza és ezért a kisugárzott gamma-kvantum energiájában gyakorlatilag nem fog energiavesztés fellépni (mint ahogy kristályrácsban nem kötött, szabad atomok esetében történne). A visszalökés nélkül kilépett gamma-kvantumok képesek ugyanazon anyag atommagjainak a megfelelő nivóját gerjeszteni (rezonancia-abszorpció), ha az is kristályrácsban van kötve. Ha a forrást vagy a detektort egymás felé nagyságrendben mm/sec vagy cm/sec sebességgel mozgatjuk az adott esettől függően, a sebesség függvényében egy tipikus abszorpciós vonalat kapunk, ez a Mössbauer-spektrum. Szabad atomok esetében ez nem lehetséges a visszalökés miatti energia veszteség és a magnivók igen keskeny volta ($\approx 10^{-8}$ eV) miatt.

14. 2. Az analitikai alkalmazás alapja

Az elektron felhő elektrosztatikus tere, így a konkrét vegyérték állapot, illetve ezen állapot megváltozása hat a magra és megváltoztatja kissé a magállapotok energiáját. Ez a Mössbauer-spektrumban az abszorpciós-vonal eltolódásában jelentkezik (a minimum más cm/sec-ban kifejezett sebességnél lesz különböző vegyérték állapot esetén. Ez a kémiai vagy izomér eltolódás. A módszer érzékenységét jól mutatja, hogy ezek az igen kis magnivó eltolódások ezzel a technikával jól mérhetőek. Az abszorpciós vonal alatti területből pedig az egyes vegyérték állapotú módosulatok relatív intenzitására is lehet következtetést levonni az adott anyagban.

Az atommag elektromos kvadrupól nyomatékának és az azt körülvevő elektromos tér gradiensek kölcsönhatása eredményezi az abszorpciós vonal ún. kvadrupól felhasadását (van mágneses dipól felhasadás is, amelynek elsősorban a szilárd test fizikában, a forromágneses anyagok vizsgálatánál van nagy jelentősége). Tekintve, hogy a felhasadás mértéke (az abszorpciós vonalak távolsága energiában, illetve mm/sec-ban, amely utóbbiak egyértelműen átszámíthatóak egymásba) függ a kémiai környezettől, kristályszerkezettől, a módszer alkalmas struktúra vizsgálatokra, de kvalitatív és kvantitatív analitikai vizsgálatra is. Az egyes meghatározott (pl. vasat tartalmazó) vegyületeknek, meghatározott abszorpciós vonalak együtteséből kialakult kép felel meg. A kapott összképből tehát a jelenlévő vegyületek, illetve azok struktúrája kianalizálható.

14. 3. Alapvető berendezések

A vizsgálatokhoz szükség van egy Mössbauer-forrásra, azaz olyan anyagra, amelybe a Mössbauer-effektust mutató, gamma-sugárzást kibocsátó radioaktív anyag be van építve. A vizsgálandó anyagminta lesz a Mössbauer-forrásból jövő sugárzás abszorbense. Azután vagy a forrást vagy a mintát nagy pontossággal, nagyságrendben kb. 0,01 mm/sec-től kb. 10 mm/sec sebességgel kell mozgatni. Ezt vagy mechanikusan vagy elektromechanikusan (vezérelt hangszóró) oldják meg. Az abszorbens mögött a detektor proporcionális vagy szcintillációs számláló. Legtöbbször szükséges még vagy a forrás vagy a minta vagy mindkettő hűtése (cseppfolyós levegő, sőt esetleg hélium).

14. 4. A módszer értékelése

Alkalmazási terület,
a módszer előnyei

Elsősorban kémiai struktúra (vegyérték) analízisre használható azokban a vegyületekben, amelyek olyan

A módszer korlátozottsága
és hátrányai

Alkalmazhatósága csak azokra a vegyületekre korlátozódik, amelyek olyan elemet tartalmaznak,

elemeket tartalmaznak, amelyeknek van ún. Mössbauer-izotópjuk. Az ilyen izotópok száma ma már 50 körül van, mégis a kémiában kiterjedten a módszert, főleg csak a Fe és Sn vegyületeknél használták eddig.

Vannak kvalitatív és kvantitatív analitikai alkalmazásai is.

A szükséges berendezés viszonylag egyszerű és a módszer elég gyors.

Roncsolásmentes.

amelynek van Mössbauer-izotópja. További korlátozást jelent, hogy csak kristályos anyagok vizsgálhatók.

Sok esetben problémát jelent annak a radioaktív izotópnak a beépítése a forrás kristályrácsába, amelyből a tulajdonképpeni Mössbauer izotóp a radioaktív bomlás folyamán létrejön.

A módszer legfőbb alkalmazása és jellemzői: Kémiai struktúra analízis olyan vegyületek esetén, amelyek Mössbauer-izotóppal rendelkező elemet (pl. Fe, Sn) tartalmaznak.

14.5. Irodalom

- [1] Е.И. ГОЛЬДАНСКИЙ, Эффект Мёссбауэра. АН СССР, Москва, 1963.
- [2] G.K. WERTHEIM, Nucleonics 19 (1966) 53, No. 1.
- [3] D.A. O'CONNOR, Cont. Phys. 9 (1968) 521.
- [4] Applications of the Mössbauer Effect in Chemistry and Solid-State Physics. IAEA Techn. Rep. No. 50. Vienna, 1966.
- [5] P.B. MOON and D.A. O'CONNOR, Endeavour 23 (1964) 131.
- [6] Е.И. ГОЛЬДАНСКИЙ, Атомная энергия 26 (1969) 142.
- [7] W.S. LYON, E. RICCI and H.H. ROSS, An. Chem. 38 (1966) 251R. No. 5.
- [8] J.R. DEVOE and J.J. SPIJKERMAN, An. Chem. 38 (1966) 382R. No. 5.
- [9] J.E. DEVOE and J.J. SPIJKERMAN, An. Chem. 40 (1968) 472R. No. 5.

15. IZOTÓP NYOMJELZÉSES ANALÍZIS

15.1. A fizikai jelenség

A radioaktív atommaggal rendelkező atomok kémiaiilag nem különböznek a megfelelő inaktív atomoktól, éppennyig részt vesznek a különböző kémiai folyamatokban, csak bomlásuk alkalmával a kibocsátott sugárzás révén nyomon követhetők, elhelyezkedésük, vándorlásuk megállapítható, mérhető. Ugyanezt mondhatjuk a szétválasztott vagy bedusított stabil izotópokról is, csak itt a szóbanforgó stabil izotópot nem sugárzása, hanem különböző tömege alapján (tömegspektrométerrel) detekálhatjuk.

15.2. A kémiai alkalmazás alapja

Az elvet láttuk az előző pontban, egyébként azonban az alkalmazás konkrét megvalósulása igen sokféle típusú lehet. Pl. ismert fajlagos aktivitású radioizotópot (a fajlagos aktivitás jelenti a bomlások számát a megfelelő elem tömegegységére vonatkoztatva) adunk egy vegyülethez, amely az adott radioizotópnak megfelelő inaktív elem atomjait tartalmazza. Az összekeveredés után mérve meghatározott tömegű anyag sugárzását meghatározhatjuk az illető elem relatív százalék arányát a vizsgálandó anyagban (ez az ún. izotóphígításos analízis). Az ún. radiometrikus analízisben viszont a meghatározandó elem és egy megfelelő radioaktív reagens között reakciót hozunk létre, és azt stöchiometriailag elemezzük.

15.3. Alapvető berendezések

A szükséges radioizotopon kívül a magsugárzásokat detektáló berendezésre van szükség, ami lehet GM cső vagy szcintillációs számláló, esetleg alacsony háttérű számláló. A stabil izotópos nyomjelzésnél viszont általában tömegspektrométerre van szükség.

15.4. A módszer értékelése

Alkalmazási terület,
a módszer előnyei

Gyakorlatilag minden elem meghatározható a módszerrel, különösen, ha a stabil izotópnymjelzést is figyelembe vesszük.

Egyik legérzékenyebb analitikai módszer (egészen a ppb relatív érzékenységi tartományig).

Folyamatos gyártásellenőrzésre is használható.

A módszer korlátozottsága
és hátrányai

Az alkalmazott radioaktív izotóp-nak nagy tisztaságnak kell lennie és be kell épülnie a megfelelő vegyületbe. A szennyezések kevésbé veszélyesek, ha a sugárzások detektálásánál kissé komplikáltabb, magspektroszkópiai módszereket használunk.

A radiometrikus analízisnél megfelelő specifikus reakciónak kell rendelkezésre állnia.

Radioaktív izotópok és sugárzások jelenléte fokozott óvatosságot és sugárvédelmet igényel.

A módszer legfőbb alkalmazása és jellemzői: Elemi vagy vegyület analízis (kvalitatív és kvantitatív). Nyomanalízis. Érzékenysége: 1 ppb - 1 ppm. Folyamatos gyártásellenőrzésre alkalmas.

15.5. Irodalom

- [1] G.H. MORRISON, Trace Analysis. Interscience Publ. New York etc., 1965. Ch. 9.
- [2] J. TÖLGYESSY, Magsugárzás a kémiai analízisben. Műszaki K., Bp. 1965.
- [3] G.W. LEDDICOTTE, An. Chem. 36 (1964) 419 R.
- [4] W.S. LYON, E. RICCI and H.H. ROSS, An. Chem. 38 (1966) 251R.
- [5] W.S. LYON, E. RICCI and H.H. ROSS, An. Chem. 40 (1968) 168R.
- [6] E. BRODA and SCHÖNFELD, Proc. of An. Chem. Conf. Bp. 1966. Vol. 2. p. 201.
- [7] Proc. of Symp. on Radiochem. Meth. of Analysis. IAEA Vienna, 1965. Vol. 2. Ch. III.

AZ ELEKTROSTATIKUS GETTER-ION SZIVATTYÚ (ORBITRON) TULAJDONSÁGAI ÉS ALKALMAZHATÓSÁGA

BERECZ ISTVÁN - BOHÁTKA SÁNDOR

I. BEVEZETÉS

A különböző tudományágak kutatásai és az ipari termelés egyre nagyobb mértékben igényli az ultranagyvákuumot (UHV), melyen a néhányszor 10^{-8} torr-nál kisebb nyomások tartományát értjük. Az UHV előállítására szolgáló szivattyúk működési mechanizmusuk szerint jelenleg 5 nagyobb csoportba sorolhatók:

diffúziós szivattyúk
molekulár és turbomolekulár szivattyúk
kryoszivattyúk
getter szivattyúk
ion szivattyúk

A fenti típusoknak számtalan változata van, melyek közül ki kell emelnünk a getter és kryoszivattyúk, valamint a getter és ion szivattyúk kombinációját. Manapság az ionszivattyuzást csak getter-ion szivattyú formájában alkalmazzák.

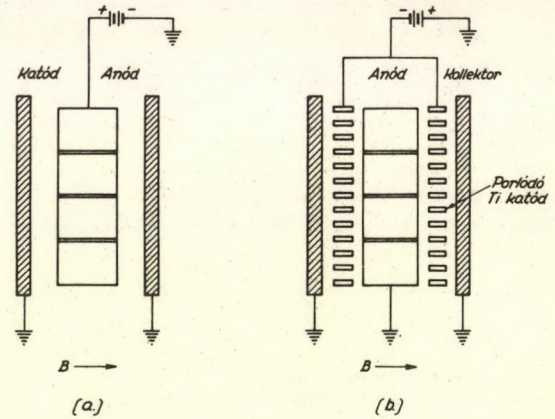
Az alábbiakban áttekintjük a getter-ion szivattyúk lehetőségeit, és részletesen foglalkozunk az Orbitron típusu getter-ion szivattyúval.

II. GETTER-ION SZIVATTYUK

A getter-ion szivattyúkban meleg vagy hideg katódos elektromos kisülést hoznak létre, hogy ionizálják és gerjesszék a gázt. Az ionok a katód szilárd anyagába ütközve kétféle jelenséget okozhatnak, így szivásra való felhasználásuk is kétféle lehet.

1. GETTER-ION SZIVATTYUK TULAJDONSÁGAI

A katódba becsapódó nagy energiájú ionok porlasztják a katódot és ezáltal "tisztá" fém felületeket hoznak létre, amelyen a kémiailag aktív gázok kemisorbeálódnak, vagy kémiai vegyületeket alkotnak. Így működnek az ionporlasztásos szivattyúk. A katódot jó getter anyagból, rendszerint Ti-ből készítik és (Penning elrendezésben) a hengeres anódok két végéhez helyezik. (1. ábra)



1. ábra. Porlasztásos iongetter szivattyú elvi vázlata. a.) dióda szivattyú, b.) trióda szivattyú.

Fig. 1. Schematic diagram of sputter-ion pumps. a.) diode ion pump, b.) triode ion pump.

Рис. 1. Принципиальная схема магнитно-электро-разрядного насоса. а.) диодный насос, б.) триодный насос.

Az elektronok az anód tengelyével egyirányú mágneses tér hatására igen hosszú spirális pályát irnak le és közben ionizálják a gázt. Az ionok a nagy térerő következtében nagy sebességgel csapódnak a katódra és kis anyagi részecskéket ütnek ki belőle. A hatékony ionizáció és a porlasztás kV és kGauss nagyságrendű feszültséget, illetve mágneses teret kíván.

Az ionporlasztásos szivattyúknak három olyan jellemzője van, mely alapján össze lehet hasonlítani más szivattyúk hatékonyságával.

a.) A szivósebesség-nyomás görbe alakja

A szivósebesség arányos a kisülési intenzitással (I^+/p [A/torr]), de nem lehet minden esetben egyértelműen megadni az arányossági tényezőt. Penning kisülésben N_2 -re a következő tapasztalati érték adódott: [1]

$$S_{N_2} [l/sec] = 7 \times 10^{-2} \frac{l \text{ torr}}{sec \text{ A}} \cdot \frac{I^+}{P} \quad /1/$$

Az ionporlasztásos szivattyúk jellegzetessége, hogy a kisebb nyomások felé az I^+/p hányados és így a szivósebesség is csökken, ami a mostani, kereskedelmi kapható szivattyúkban 10^{-11} - 10^{-12} torr körül egymagában is határt szabna az ionporlasztásos getter szivattyúk végvákuumának.

b.) A korábban elszívott gázok felszabadulása

Az ionporlasztásos szivattyúk effektív szivósebességét és végvákuumát gyakorlatilag az elszívott gázok deszorpciója szabja meg. Cseppfolyós nitrogénnel való hűtéssel a gázok felszabadulása jelentősen csökkenthető és kikályházott rendszerben így már 5×10^{-12} torr végvákuumot is értek el [1]. Ugyancsak hatékony módszer, ha a korábban elszívott gázokat Ti rápárologatásával befedi. A gáz felszabadulása azonban arányos az összesen elszívott gázmennyiséggel, és így ilyen szivattyúkkal nem lehet nagyobb gázmennyiséget vagy gyakran fellevegőzött rendszert szivattyuzni.

c.) Nemes gáz-instabilitás

Az ionporlasztásos szivattyúk a nemes gázokat kis hatásfokkal szívják (kevesebb, mint a N_2 -re vonatkozó szivósebesség 20 %-a). A megkötött nemesgázokat néhány perces periódusidővel kb. 10^{-4} torr amplitúdójú hullámokban leadják, és így állandó ingadozást idéznek elő a rendszer nyomásában.

Ez az ún. argon-instabilitás vagy memória effektus. A nemesgázra vonatkozó szivósebesség növelhető a trióda elrendezés alkalmazásával, ahol a cellaszerűen kiképzett katódról porlódó Ti egy másik felületre, a kollektorra hullik, és így a porlasztott részecskéket nem éri olyan nagy ionbombázás (1. b ábra). Az argon-instabilitás azonban így sem szűnik meg teljesen.

Újszerű megoldást alkalmazott Komiya és Yagi [2], akik β -emitter Ni^{63} izotópot helyeztek

az ionporlasztásos szivattyuba. A kisülés ilyen módon történő triggerelésével és rácson katódok alkalmazásával 40 % argon-szivósebességet, és az eddigieknél jóval kisebb instabilitást ($\sim 10^{-8}$ torr) értek el. Más típusoktól eltérően a szivósebesség-nyomás karakterisztika 10^{-8} torr-ig egyenes volt.

2. IONOS SZIVÁS

A felgyorsított pozitív gáz ionok a katód falába ütközve, energiájukat leadják és elnyelődnek. Ez a nemes gázok szivásának egyetlen módja, az ionporlasztásos szivattyuk nemes gáz szivása is ennek tulajdonítható.

Az egyszeres töltésű ionok megkötéséből adódó szivósebesség:

$$S_i \approx 0,19 \frac{l}{\text{sec}} \frac{\text{torr}}{A} \cdot \frac{I^+}{p} S \quad /2/$$

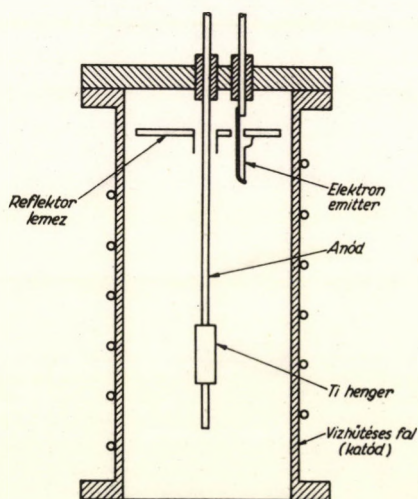
ahol s az ionok tapadóképessége a katódon, azaz a felületen megkötött, és a becsapódó összes ion számának hányadosa. Ez függ a katód anyagától és minőségétől, kis mértékben az ionok fajtájától és főként energiájától. 1 keV-nél nagyobb energiájú ionoknál s megközelíti az egységet.

Az ionos szivásnak határt szab a nyomás csökkenésével csökkenő ionizáció, és az előzőleg elszívott gázok felszabadulása. Az egyensúlyi nyomás elérése emiatt több száz órát tesz ki.

Az ionszivattyuzás önmagában nem elég hatékony egy rendszer leszívására. Ezért ma már csak a getter szivattyúval való kombinációját, a getter-ion szivattyút használják. Az ionizálás technikai kivitele szerint több típus létezik, azonban alapvetően két megoldást különböztetünk meg. Az igen ritka gáz légkörében nagyszámu elektront kell kis térfogatban (néhány liter) nagyon hosszú pályán (100 m nagyságrendű uthosszon) keringtetni, hogy elegendő iont nyerjünk. Az elektronokat ezért kényszerpályára kell vinni, amit a legtöbb getter-ion szivattyuban mágneses tér alkalmazásával érnek el. A fenti példák is erre vonatkoznak. A másik megoldás, amely újabban kezd elterjedni: az elektromos kényszerterű szivattyuk családja. Ezek az Orbitron szivattyuk.

III. AZ ORBITRON SZIVATTYU FELÉPÍTÉSE ÉS MŰKÖDÉSE

Kingdon (1923) vizsgálta először azt a jelenséget, hogy koaxiális hengerek által előállított elektromos térbe belőtt elektronok rendkívül hosszú pályákat futhatnak be. E pályák természetét először Hooverman (1962) [3] és Turner (1964) [4] analizálta, majd Gábor szabadalmaztatta 1962-



2. ábra. A dióda típusú Orbitron szivattyú felépítése.
Fig. 2. Diagram of diode type Orbitron pump.
Рис. 2. Схема насоса диодного типа Орбитрон.

ben vákuummérő csőként és szivattyúként való felhasználásra. Gyakorlatiassá azonban csak akkor vált ez az elv, amikor Herb és munkatársai (1963) kis izzó katódból emittált elektronokkal tudták működtetni berendezéseiket.

Lényegében egy dióda, ahol a hengeres, több kV feszültségű anódot egy nagyobb átmérőjű, ugyancsak hengeres, földelt katód, vagy más néven ionkolektor vesz körül. Az elektron-emitter lehet szintén föld potenciálon, vagy ami még kedvezőbb, attól 100 - 400 V-al pozitívabb. Az anódra helyezik a hengeres, tömör Ti rudat és innen párologtatják a körülvevő köpeny (katód) falára. Az Orbitron elsődleges előnye a szivattyúzásban az, hogy egyszerre köti meg a gázionokat, és párologtatja rá a Ti gettert, így a lökészerű memória effektus - az argon-instabilitás - elmarad. Másik nagy előnye, hogy nem szükséges hozzá mágneses tér.

Az Orbitron működési mechanizmusa ma már ismert. A továbbiakban áttekintjük a szivattyúzás során lejátszódó jelenségeket, üzemi feltételeket, és a szivás hatásfokát befolyásoló tényezőket.

1. ELEKTRONPÁLYÁK

A koaxiális hengerek közötti centrális elektromos erőterben egy r_a sugaru anód centrumától r távolságban

$$V_r = V_a \frac{\ln(r_k/r)}{\ln(r_k/r_a)}$$

a potenciál, ha V_a a katód és anód közti feszültség és r_k a katódsugár. Ha az m tömegű és e töltésű elektronnak E a teljes energiája és L az impulzumomentuma, akkor a mozgásegyenletek:

$$L = m r^2 \dot{\vartheta} \quad /4/$$

$$E = \frac{1}{2} m (\dot{r} + r^2 \dot{\vartheta}^2) + P_o \ln(r/r_o), \quad /5/$$

ahol $P_o = eV_a \ln(r_k/r_a)$; r_o az elektronforrás távolsága, r és ϑ polárkoordináták.

Az elektronokat a centrális erőter az anód irányába kényszeríti, de impulzusnyomatékuk miatt nem érik el az anódot, hanem mellette elhaladnak, a katódhoz közeledve visszafordulnak, és ez a folyamat ismétlődik, amíg végül be nem csapódnak az anódba (l. 3. ábra). A számítások szerint az elektronpályák anódhoz legközelebb, illetve legtávolabb eső pontjai, a forduló-pontok időben és szögelfordulásban periódikusan követik egymást. Az az idő, illetve szögperiódus (T illetve θ), amellyel két egymás utáni apogeum (vagy perigeum) követi egymást, az ismert függvények integráljaival nem számítható ki, de a határesetekre numerikusan megoldható.

A majdnem körpályán mozgó elektronokra igaz lesz az

$$E - P_o \ln(r_c/r_o) = \frac{1}{2} P_o \quad /6/$$

összefüggés (r_c a körpálya sugara), tehát a részecske kinetikus energiája bármely r_c sugaru pályán konstans: $\frac{1}{2} P_o$

$$T_c = 2\pi (m/2P_o)^{1/2} r_c \quad /7/$$

$$\theta_c = \sqrt{2} \pi \quad /8/$$

A csaknem körpályán mozgó elektronok adják a legnagyobb uthosszat.

Ennek ellentéte az un. degenerált pálya, mikor $L \rightarrow 0$, az elektron $r_{pe} \rightarrow 0$ perigeum, és $r_{ap} = r_o \exp(E/P_o)$ apogeum sugárral, tehát legfeljebb egy fordulópont után egyenesen az anód-

ba ütközik. Ekkor minimális az elektron pályahossza, és ez az elektron gyakorlatilag elveszett az ionizáció számára.

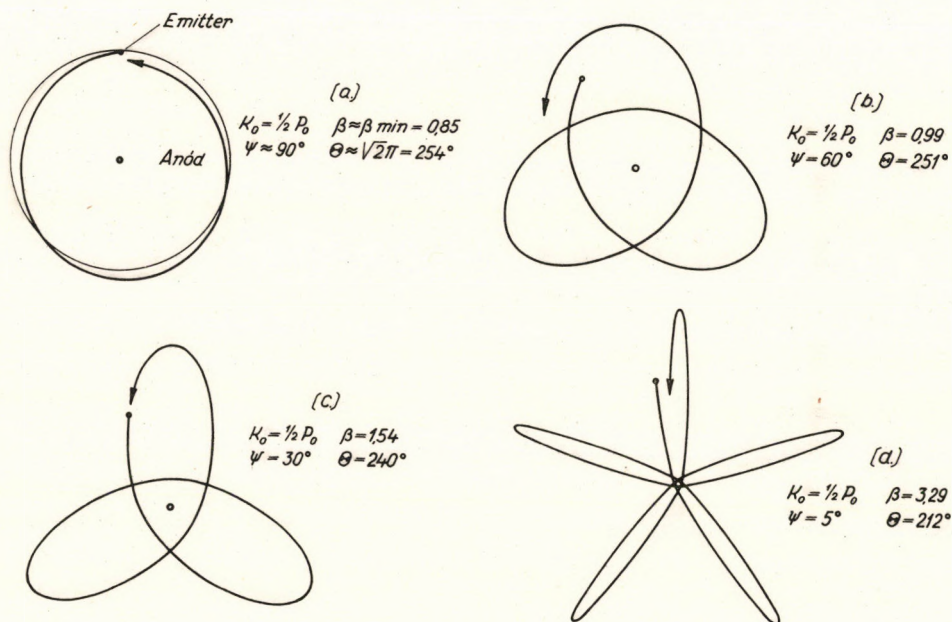
Hooverman definiál egy dimenzió nélküli β paramétert, amelynek változása döntő befolyással van az elektronpályák alakjára.

$$\beta = (E/P_0) - \ln [L(2mP_0)^{1/2}/r_0] \quad /9/$$

Minél nagyobb β , annál "keskenyebbek" a pályák, azaz igen közel haladnak az anódhoz és $\tilde{r} = \infty$ -nél az anódban végződnek (l. 3. ábra). Ez nagy elektron energiánál és kis impulzusmomentumnál következik be, de ugyanazt a β értéket két E , L értékpárral is megkaphatjuk. β minimális értékénél a pálya körre fajul. A fordulópontokban a görbületi sugár $P_0/r_{\text{ford}} = m v^2/\rho$ összefüggésből.

$$\rho = 2 r_f [(E/P_0) - \ln(r_f/r_0)] \quad /10/$$

értéknek adódik. A 3. ábra az így számított értékekkel felrajzolható pályákból mutat be négyet. (ψ a szálból kilépő elektron mozgásirányának a rádiusz-vektórral bezárt szöge). Minél kisebb az



3. ábra. Azonos energiájú, különböző szögben injektált elektronok pályája az Orbitronban.
 Fig. 3. Orbits of electrons ejected under different angle with the same energy in pump Orbitron.
 Рис. 3. Орбиты электронов постоянной энергии, испущенных под различным углом в насосе Орбитрон.

anód sugara és minél nagyobb a katód-anód feszültség, annál több forduló után találják el az elektronok az anódot, tehát nő az ionizáció. Ha az elektron emittert egy vele azonos potenciálu lemezkeivel eltakarjuk az anódtól, közvetlen elektronáramlás nem jöhet létre, bár ez az emissziós áram csökkenéséhez vezet.

2. IONIZÁLÁS

Abban a térben, amelybe n_e számú elektront emittálunk egységnyi idő alatt

$$n_i = \bar{\sigma} n_e \bar{\lambda} p \quad /11/$$

lesz az ionizáció sebessége. σ az átlagos ionizációs hatékonyság ion (elektron) cm/torr egységben, $\bar{\lambda}$ az elektronok átlagos megtett uthossza (cm), p a nyomás (torr). Az ionizáció maximális, ha - más mennyiségek állandó értéke mellett - az $n_e \lambda$ szorzat maximális. n_e értékének azonban határt szab az a tény, hogy az anód körül keringő elektronok össztöltése feltétlenül kisebb, mint az anódon megkötött pozitív q_a töltés.

$$q_a = 2\pi \epsilon_0 V_a l / \ln(r_k/r_a) \quad /12/$$

l az anód effektív hossza méterben, ϵ_0 : a katód és anód közötti közeg dielektromos állandója. V_a növelésének szigetelési problémák és a l költségkihatások, míg l növelésének a szivattyú meghosszabbításából származó vezetőképesség csökkenés szab határt. Az r_a anódsugár növelésével növekedne q_a és így n_e is, de az elektronok nagyobb számban ütköznenek egyenesen az anódra, és így csökkenne $\bar{\lambda}$ értéke. r_k csökkentésével csökken az egész szivattyú keresztmetszete, ami ismét a vezetőképességet rontaná. Az ionizáció növelésénél tehát a konstrukciónak kompromisszumos megoldást kell találnia.

Az elektronemitter helyzete lényegesen befolyásolja az ionizált gázatomok számát. Az elektronforrás optimális helyzetét Bills határozta meg [5]. Az elektronra ható $F(r)$ "effektív" erőt két komponensre bonthatjuk; $F(r)$ az $1/r$ -el arányos centrális irányú elektromos vonzó erő, $L^2/(mr^3)$ egy (fiktív) centrifugális erő kifejezés.

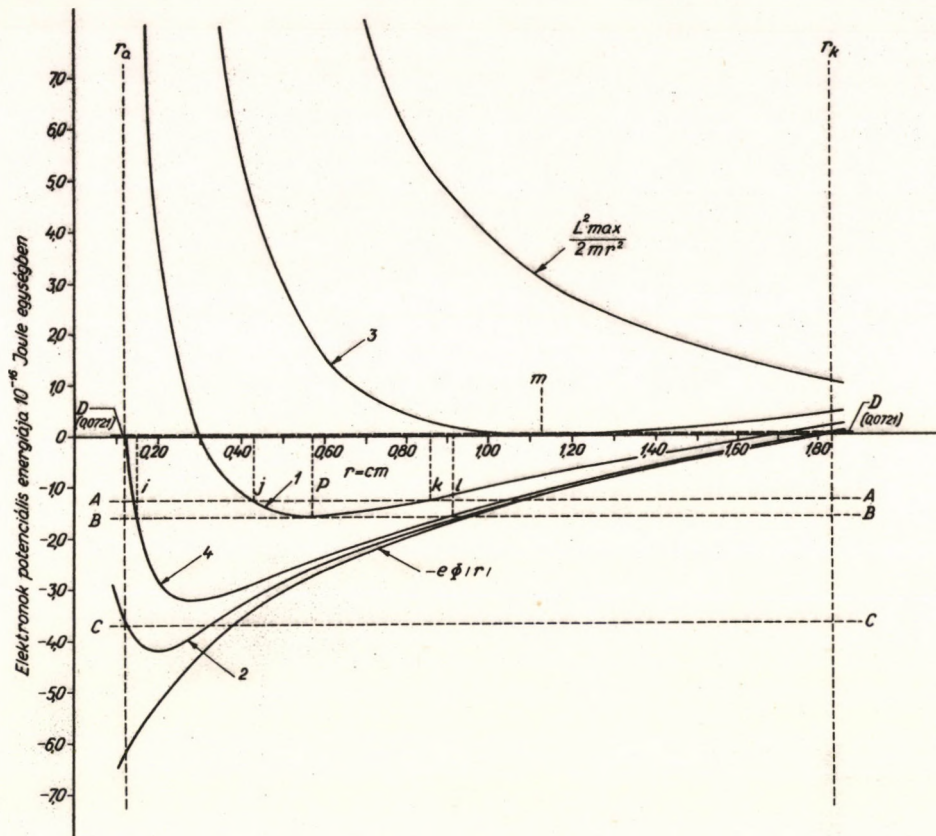
$$F(r) = F(r) + L^2/(mr^3) \quad /13/$$

Képezzük ennek a potenciálfüggvényét:

$$\Phi(r) = - \int F(r) dr = - e\psi(r) + L^2/(2mr^2) \quad /14/$$

Ezt a potenciálfüggvényt ábrázolva, megkereshetjük az elektronforrás optimális helyét. Akkor kapjuk a legnagyobb $n_e \bar{\lambda}$ teljes elektron uthosszat, ha a katód és anód közötti tér minden részében van lehetséges elektronpálya, és ha maximális számú elektronok foglalják el ezeket a pályákat. A 4. ábra $r_a = 0,120$ cm, $r_k = 1,830$ cm és $V_a = 4000$ V értékekkel jellemzett szivattyúról készült. L_{max} az a maximális L impulzusmomentum, amellyel egy elektron a max. sugaru r_k pályán tudna keringeni. Az összes lehetséges pálya csak ennél kisebb impulzusmomentummal valósítható meg. A 4. ábráról látható, hogy az A energiájú és az 1 görbéhez tartozó L_1 impulzusmomentummal rendelkező elektronoknak $r = j$ és $r = k$ pontokban forduló pontjuk van, de csak j és k között injektálhatók a térbe.

B energiával és L_1 impulzusmomentummal csak a p pontban elhelyezett emitterből lehet a térbe elektront belőni, és az is csak egyetlen $r = p$ sugaru pályán haladhat, míg a 4. görbe szerinti L_4 értékkel i és l között belőve számos pálya lehetséges. C energiájú elektron nem létezhet, az 1. és 4. görbére vonatkozó pályán, de létezhet az L_2 -nek megfelelő pályán. A lehetséges elektronpályák - következésképpen n_e is - az elektron energiájának, impulzusmomentumának és emittálási helyének a függvénye. Az 1. görbe által megengedett pályák lehetségesek a 4. görbe által is, sőt 4-ben még több pálya van. Az elektronpályák maximális számát akkor kapjuk, ha maximális energiaszintet engedünk meg, és az emittert olyan távolságra helyezzük, ahol a $\Phi(r)$ görbe felülről érinti



4. ábra. Különböző energiával és impulzus momentummal emittált elektronok potenciál függvényei 0 tértöltésnél számolva. ($p_e = 0,120$ cm; $p_k = 1,830$ cm és $V = 4000$ V.)
 Fig. 4. Potential of electrons emitted with given energy and linear momentum, and calculated at zero space charge.
 Рис. 4. Потенциал электронов, испущенных с определенной энергией и импульсом при отсутствии объемного заряда.

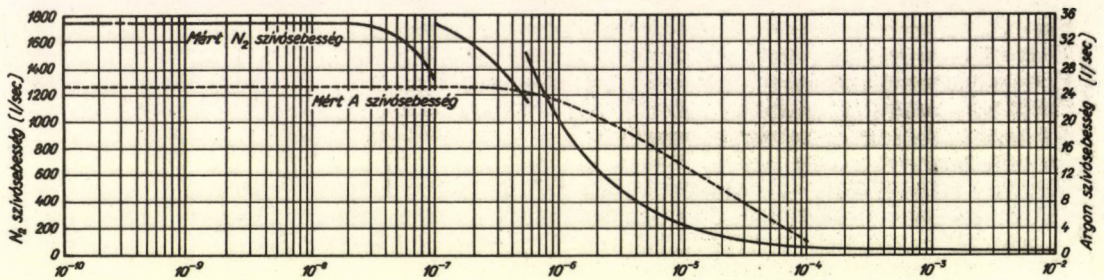
ezt a szintet. Ez a helyzet megfelel az ábra m pontjának, amikor az emitter az anódtól $r = m$ távolságra, és katódpotenciálra van kötve. A számítások szerint 0 tértöltésnél az elektronemittert

$$r_{el} = e^{-1/2} r_k \quad /15/$$

távolságra kell helyezni, függetlenül az r_a anódsugártól (e : a természetes logaritmus alapja). A működő szivattyuban természetesen nem elhanyagolható a tértöltés hatása. Az $-e\phi(r)$ valódi alapját meghatározhatjuk egy segéd elektronemitterrel, melyet a működő izzó szállal átellenben radiálisan és axiálisan mozgathatunk. Ahol a segédelektroda negatívabb a tér adott pontjában levő potenciálnál, ott van elektronemisszió. A kísérletileg meghatározott r_{el} érték jól megközelíti a számítottat.

3. AZ ORBITRON SZIVÓSEBESSÉGE, VÉGVÁKUUMA, MARADÉKGÁZ

Egy jellegzetes szivósebesség nyomáskarakterisztika látható az 5. ábrán.



5. ábra. Egy 15 cm szájnnyillású trióda rendszerű Orbitron szivattyú szivósebességének nyomásfüggése [6].
 Fig. 5. Pumping speed of a triode type Orbitron pump as a function of pressure [6].
 Рис. 5. Зависимость быстроты откачки насоса триодного типа Орбитрон от давления.

Az ionos szivósebességet könnyen számolhatjuk a katódba ütköző ionok számából:

$$i_+ \bar{\sigma} = i_- \bar{\lambda} p$$

$$Q = 6,25 \times 10^{18} i_+ s \text{ [ion/sec]} = 0,177 i_+ s \text{ [torr l/sec]}$$

$$S = 0,177 \bar{\sigma} i_- \bar{\lambda} s \text{ l/sec} \quad /16/$$

Legszembetűnőbb, hogy az ionokra kapott szivósebesség független a nyomástól. Ez jól meg-
 egyezik az 5. ábrán látható A-szivósebesség karakterisztika egyenes szakaszával $\sim 10^{-6}$ torr alatt. A
 görbe esése itt annak tulajdonítható, hogy az elektronok átlagos uthossza kezd összemérhető lenni
 az elektronok közepes szabad uthosszával, és akkor már nem hanyagolhatjuk el az ionizációval nem
 járó ütközések számát.

A szivósebesség függ a tapadóképeségtől (s), melynek értéke Ti-esetén 1 keV-nél nagyobb
 energiájú ionoknál kb. 1, de 1 keV alatt nagyságrendekkel csökken. Ezért a katód közelében kép-
 ződő kisebb energiájú ionokat a szivattyú gyakorlatilag nem tudja elszívni. Pl.: $r_a = 0,076$ cm, $r_k =$
 $7,62$ cm, $V_a = 5000$ Volt esetén a katódsugár felénél képződő ionokat csak max. kb. 200 Volt fe-
 szültség gyorsítja.

A nemes gázokat nem elég csak ionosan szívni, hanem Ti-t is kell a katódon megkötött
 ionokra párologtatni, hogy a kötés stabil legyen. Az ionkollektroba ütköző A és Ti ionok, illetve
 atomok arányának 9 %-nak vagy még kisebbnek kell lennie, különben argon-instabilitás tapasztal-
 ható. Ennek az arálynak a fenntartása nem okoz gondot az Orbitronnál, mert az aktív gázok szí-
 vásához amúgy is elegendő nagy sebességgel párologtatjuk a Ti-t. Ennek köszönhető az ionporlasz-
 tásos szivattyúkkal szembeni előnye, hogy az Orbitronnak nincs argon-instabilitása. Hátránya, hogy
 az argon-szivósebesség abszolút értékében alatta marad az ionporlasztásos szivattyúénak; a N_2 - se-
 bességnek csak néhány százaléka.

Az aktív gázok szivósebesség karakterisztikájának is van egy hosszú egyenes szakasza (l.
 5. ábrán N_2 -ra). Erre jellemző, hogy a szivósebességnek csak a szivattyú szájnnyillásának a vezetők-
 képessége szab határt, ebben a szakaszban. Nagyobb nyomásoknál - ugyanolyan Ti-párologtatási se-
 bességnél - ugyanannak a getter mennyiségnek több gázt kell elszívni, kezd a Ti telítődni, és a szí-
 vattyú szivósebességét a friss titán mennyisége, azaz a Ti párologási sebesség szabja meg. Minthogy
 ez a nyomással fordítottan arányos, ezért egy átmeneti hajlat után a vízszintes egyenes egy ferde
 egyenesbe megy át. Ez nem metszi azonnal a p tengelyt, mert a nyomás további növekedésénél már
 számításba kell venni az izzó Ti rud gázelnyelő hatását is. Ez alacsony nyomásnál a többi effektus-
 hoz képest még elhanyagolható, de 10^{-3} torr-nál 4,5-38-szorosa lehet a szublimált Ti szivósebes-
 ségének. Tiszta titán felülettel kezdve a szívást, pl. egy $61,5$ cm² felszínű 1228°C hőmérsékletű
 Ti rud 50 l/sec szivósebességet mutatott, majd az idő függvényében lecsökkent 6 l/sec-ra. Végső-

soron ezt a szivattyuzást a reakciótermékeknek a tömör, izzó Ti-ba való diffundálási sebessége szabja meg. N_2 gázra $1300^\circ C$ hőmérsékletű Ti-nál kapjuk a maximális szívást. A tiszta titánnal a felületére érkező N_2 molekulának kb. 7 %-a lép reakcióba ezen a hőmérsékleten. Alacsonyabb hőmérsékleten lassabb a diffúzió, magasabb hőmérsékleten pedig már a reakciótermékek bomlása rontja a hatást.

A köpeny falának hőmérséklete $0^\circ C$ körül csak kis befolyással van a szívósebességre. $100^\circ C$ -al való emelése az eredeti A-szívósebességet csak 4 %-kal csökkenti [8].

A szivattyú végvákuuma döntően függ attól, hogy milyen rendszerhez van kapcsolva. A jelenleg még kevés számú kereskedelmileg kapható O-szivattyúnál ezért meg sem adják ezt a jellemzőt, csak a szívósebességet. Kikályházott rendszerben 3×10^{-11} torr alatti nyomást lehet vele elérni [6].

Az Orbitron szivattyúnál biztosítani kell, hogy a párolgó rudnak ne legyen optikai rálátása a leszivandó térre, de különben nem kíván csapdázást, mint a diffúziós szivattyúk, ezért effektív szívósebessége majdnem teljesen kihasználható. Maga a szivattyú szerves anyagokat nem tartalmaz, ezért várható, hogy szénhidrogén mentes "tiszta" vákuumot lehet vele előállítani. Ezzel ellentétben az Orbitronban is mértek szénhidrogén nyomokat. Ez részint a felületekre tapadt és a tömitésekből áramló szennyeződésekől ered. Ezt bizonyítja, hogy alacsony nyomáson történő alapos kikályházás után a szénhidrogének részaránya jelentősen lecsökken [7]. Másrészt kétségtelen tény, hogy a Ti-ban lévő C szennyezés és oldott H_2 kidiffundál az izzó Ti-ból és kémiai reakcióval metánt és esetleg nagyobb molekulásulyú szénhidrogént is képez. Ez ellen a titán előzetes átolvasztásával lehet védekezni, bár tekintélyes mennyiségű CH_4 képződése nem volt észlelhető. Denison mérése szerint [6] a maradékgáz legnagyobb részét H_2 -t és kisebb mennyiségű CO , H_2O és CH_4 szennyezést tartalmazott. Ismeretes, hogy a fémrendszerek maradékgázában a H_2 és H_2O fordul elő legnagyobb parciális nyomással.

4. KONSTRUKCIÓ, ORBITRON-TIPUSOK

Az Orbitron szivattyúnak két változatát használják. Ezek: a dióda és a trióda elrendezésű Orbitron szivattyúk.

Az első O-szivattyúk dióda típusúak voltak, ezeknek a felépítése megegyezik a 2. ábrával. Az anódra helyezett Ti tömböt a beléje ütköző elektronok árama melegíti fel. Az elektródák helyes elrendezésénél a titánt tartó W rud nem izzik, csak a Ti, mivel a Ti henger egy nagyságrenddel vastagabb, és az elektronok erre futnak fel. Hátránya az elektronbombázásos fűtésnek, hogy az ionizáció miatt nagy elektron áramot kell fenntartani, ami alacsony nyomásnál feleslegesen sok titán párolgásához vezet. Így a titán élettartama elég rövid (esetleg 1000 óra). A titán folyamatos adagolásával többen próbálkoztak, de kivitelezése oly körülményes, hogy erre az irodalomban sincs ajánlás. A fűtő teljesítmény csökkentése jelentősen növeli az élettartamot, de a dióda-Orbitronban erősen csökken az ionos szívás.

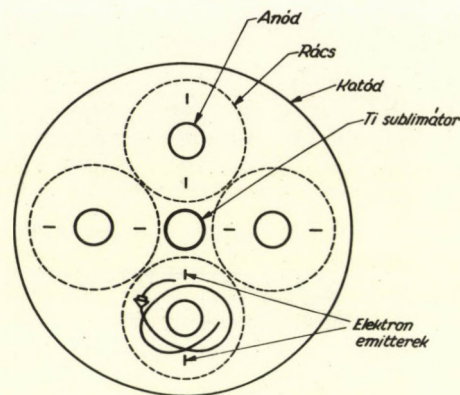
Izzó szálként vékony W spirált, vagy hajtó alaku emittert használnak. Elhelyezéséről már volt szó. Potenciálját a katódnál egy-két száz Volttal pozitívabbra érdemes választani, bár a diódaiban még ezzel sem tudunk minden elektront távolítani a katódtól. Az emitter szálat egy vele azonos potenciálú lapra, a reflektorra szerelik (l. 2. ábra), amely egyben árnyékolja a szivattyú végében levő bevezetéseket.

A szivattyúházat (katód vagy ionkolektor) - mint ma már minden UHV eszközt - rozsdamentes acélból készítik. Kis fűtőteljesítménynél léghűtéssel, nagyobb fűtésnél víz cirkulátálásával hűtik. Hosszabb üzemeltetés után (több száz óra) a köpeny falára rakódott titán a benne oldott gázok miatt pikkelyszerűen felpattogzik, s így a frissen párologtatott Ti réteg rossz hűtést kap. Ez ellen a rendszer kikályházásával védekezhetünk.

Az Orbitron másik lehetséges elrendezése a trióda rendszer. Elvi vázlatát a 6. ábra mutatja. A centrumba helyezett Ti rudat ellenállásfűtéssel hevítik. A titánt kerámiával szigetelik el a fűtő szálaiktól. A titán szublimátor és a szivattyú köpeny között több cellát helyeznek el. Ezek mindegyike egy hosszú spirálból (rács) centrális vékony anódból és elektron-emitterből áll.

A W anód néhány kV pozitív potenciálon, a köpeny (katód) földpotenciálon, a rácsok ennél néhány száz V-al pozitívabb potenciálon vannak. Az elektron-emittert és a Ti szublimátort a ráccsal kötik össze. Az ionizálás egy cellán belül teljesen azonos módon történik, mint ahogy azt

már ismertettük, csak az elektronpályákat most az anód és rács geometriája és feszültsége szabja meg. Az ionok a rácson tuljutva - a cellában nyert energiájuktól függetlenül - egy utógyorsítást nyernek, s így a stabil kötéshez megfelelő energiával csapódnak a közös katód falába.



6. ábra. Trióda rendszerű Orbitron szivattyú felülnézet.
Fig. 6. Triod typ Orbitron pump.
Рис. 6. Насос Орбитрон триодной системы.

A trióda elrendezés előnye, hogy az anód egységnyi hosszára jutó anód-rács kapacitás nagyobb a dióda anód-katód kapacitásánál, és így több elektron keringhet egyszerre az anódrács térben. Az anódnak csak önmagát kell megtartania, ezért igen vékony lehet, ami az elektronok ut-hosszát növeli. (l. a /12/ egyenlet diszkusszióját.)

A katód sugara tetszőlegesen nagy lehet, növelve az aktív gázok szívását - az ionizációra való bármilyen káros hatás nélkül.

A diódaiban az ionizációs tér külső részén képződő ionok már nem nyerhetnek energiát ahhoz, hogy a katódra ütközve biztosan elnyelődjenek (l. a /16/ egyenlet s-től való függését.) A triódaiban a rács-katód feszültség ezt a hatást csaknem teljesen eliminálja. Ugyanakkor fokozott mértékben megakadályozza az elektronoknak a katódra jutását is. Így kb. 10^{-8} torr felett vákuummérésre is lehet használni a majdnem tisztán ionos eredetű rács-katód áramot [5, 6].

A rácsnak nem kell a katóddal koncentrikusnak lennie, ezért több cella is beépíthető, ami növeli az A-szívósebességet. Bills a növekedés mértékére egy kb. 10-szeres faktort kapott [5].

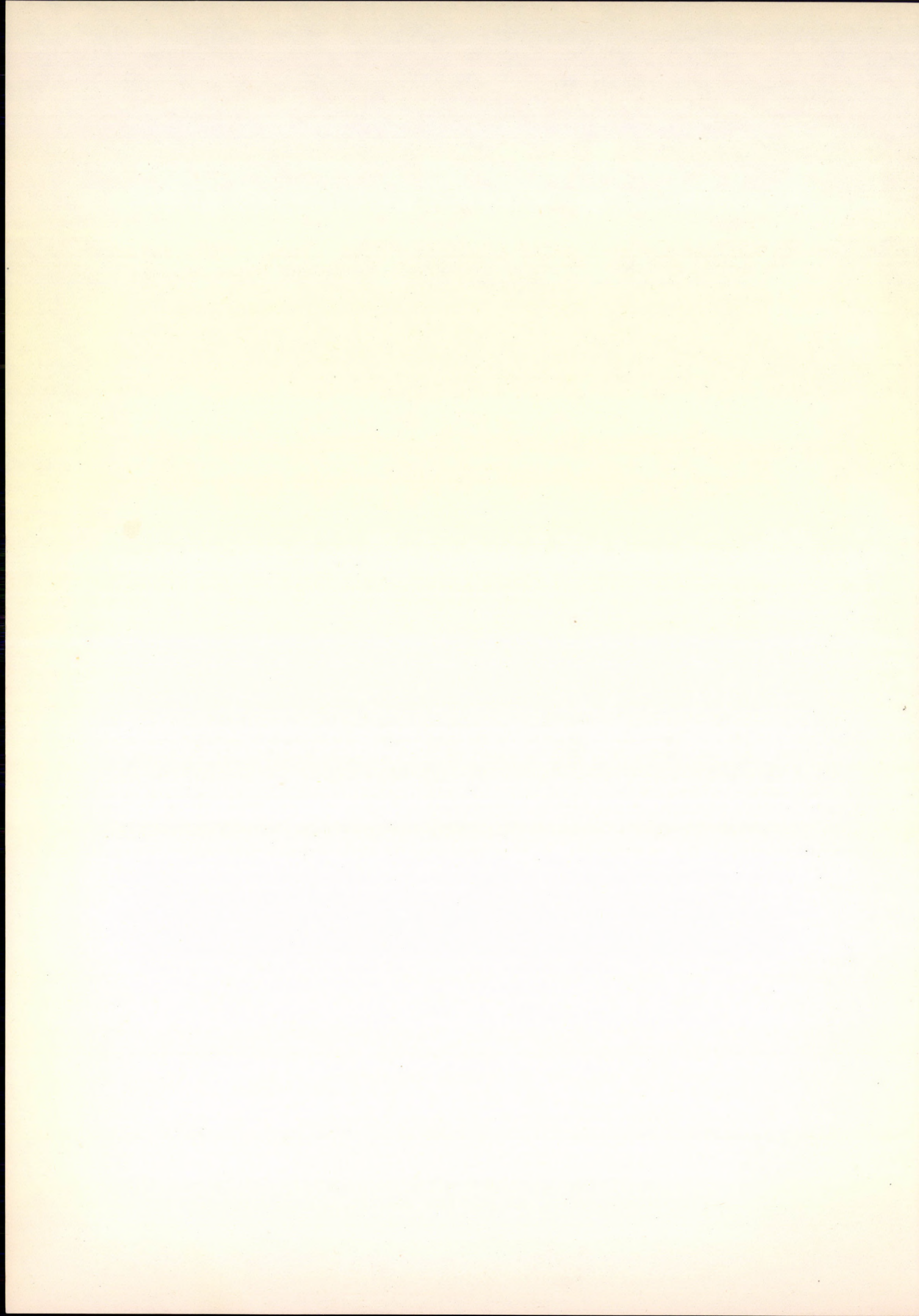
A trióda elrendezés függetleníti a Ti szublimáltatásának, és az ionizálásnak a folyamatát. A fűtőáram nyomásmérő által való szabályozásával alacsonyabb nyomásoknál a minimálisan szükséges szintig csökkenthetjük a Ti párolgását. Az 5. ábra N_2 -re vonatkozó karakterisztikáján látható törésvonalak a párologtatási sebesség ugrásszerű csökkenése miatt jelentek meg. A nagyobb nyomásoknál használt 750 W fűtőteljesítményt 2 fokozatban 450 W-ra csökkentették a vákuum javulásakor. Denison és munkatársai 750 W-al több, mint 1000 óráig, 450 W-al több, mint 8000 óráig működtettek szivattyukat Ti csere nélkül.

IV. ÖSSZEFOGLALÁS

A fentiekben ismertettük az alig több, mint 5 éves multtal rendelkező Orbitron szivattyú működési mechanizmusát és hatékonyságát. Nem véletlen, hogy már eddig is számos szerző foglalkozott a konstrukciójában rendkívül egyszerű, mágnes nélküli getter-ion szivattyúval. Magában hordozza a getter-ion szivattyúk előnyeit (pl. nem igényel csapdázást), ugyanakkor mentes a memóriaeffektustól, és nagyobb specifikus szívósebességgel rendelkezik az aktív gázokra. Egyetlen hátránya kis nemesgáz-szívó képessége. Lényegében e hátrány csökkentése érdekében kísérleteztek a trióda elrendezésű Orbitronnal. Az eddig elért eredmények azonban kétségessé teszik, hogy érdemes-e az egyszerűen felépített dióda rendszert bonyolítani (Douglas: diódával 2,3 % A-szívósebesség, [8], Denison: triódával 2,5 % A-szívósebesség [6], levegőre vonatkoztatva).

IRODALOM

- [1] P.A. REDHEAD, J.P. HOBSON, E.V. KORNELSEN: The Physical Basis of Ultrahigh Vacuum (Chapman and Hall Ltd, London, 1968.
- [2] S. KOMIYA and N. YAGI: The Journal of Vacuum Science and Technology 6, No. 1. (1969) 54-57.
- [3] R.H. HOOVERMAN: Journal of Applied Physics 34, No. 12. (1963) 3505-3508.
- [4] F.T. TURNER: Vacuum 14, 477-478.
- [5] D.G. BILLS: The J. of Vac. Sci and Techn. 4, No. 4. (1967) 149-155.
- [6] D.R. DENISON: The J. of Vac. Sci. and Techn. 4, No. 4. (1967) 156-162.
- [7] M. MICHIJIMA, J. OKANO, A. FUJINAGA and K. OGATA: 1961. Transactions of the Eight National Vac. Symp. Vol. 1. 598-605.
- [8] R.A. DOUGLAS, J. ZABNITSKI and R.G. HERB: The Rev. of Sci. Instr. 36. No. 1. (1965) 1-6.



TAPASZTALATOK EGY SAJÁT KÉSZÍTÉSŰ DIÓDA TIPUSU ORBITRON SZIVATTYÚVAL

BERECZ I., BOHÁTKA S.

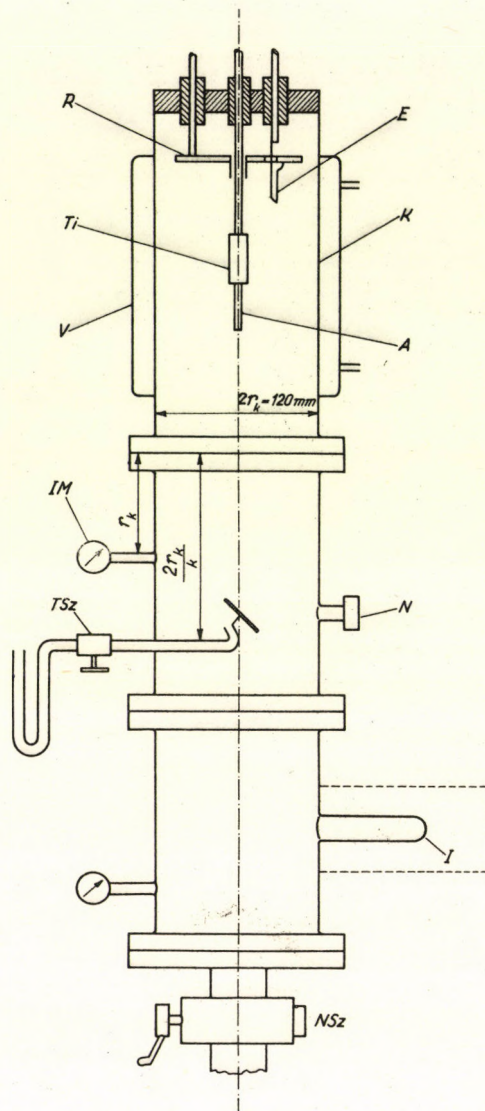
Intézetünkben igény mutatkozott a tisztább gázösszetételű vákuumrendszerek iránt. Közismert, hogy gyorsítóknál és egyéb magfizikai alkalmazásoknál nemcsak a nyomás nagysága, hanem a rendszerben lévő gázok összetétele is számít, és elsősorban a szénhidrogén jelenléte nem kívánatos. Az eddig rendelkezésünkre álló olajokkal, diffúziós szivattyúval nem lehetett teljesen szénhidrogénmentesen leszívni a munkateret. A getterion szivattyúk, mint szénhidrogént nem tartalmazó konstrukciók, eleve egy tisztább gázösszetételű végnomás elérését kínálták [1]. A porlasztásos típus számunkra különféle okok miatt nem felelt meg. Elsősorban az elkészítése haladta volna meg Intézetünk lehetőségeit. Komplikált belső része és a nagy teljesítményű mágnes igen költséges. Ezzel szemben az Orbitron szivattyú rendkívül egyszerű felépítésű, technikai és anyagi eszközeinkkel könnyen kivitelezhető berendezés. Az ion-porlasztásos szivattyúnak ugyan nagyobb az argon-szivósebessége, de nagyon zavaró az argon-instabilitása; előnye a hidegkatódos kisülés egyszerűsége, de az Orbitron katódjai is hosszú élettartamuak, könnyen cserélhetőek. A porlasztásos szivattyú méhkapárszerűen kiképzett anódja, és a katód lemezek közötti rés ellenállása csökkenti a szivósebességet, míg az Orbitronban a köpeny fala felé áramló gáz útjában nincs akadály. Az ionporlasztásos szivattyú érzékeny a szénhidrogén-gőzök jelenlétére, melyek beégést okoznak az elektródában, és ezzel a szivattyú hatásfokát esetleg teljesen lecsökkentik.

Ezen okokból és az [1] cikkben tárgyalt elméleti megfontolások alapján készült el Intézetünkben egy Orbitron szivattyú (l. 1. ábra). Esetünkben, elsősorban technológiai okok miatt, a dióda típus jöhetett számításba. A szivattyú háza (K) egy 340 mm hosszú 120 mm \varnothing , vízhűtéses köpennyel ellátott rozsdamentes cső. Két elektron-emittert (E) készítettünk 0.15 mm vastagságú W drótból, melyek közül az egyik tartalékként szolgált. Az anódtól való távolságát változtattuk és azt tapasztaltuk, hogy az a levegő-szivósebességet lényegesen nem változtatta meg. Ugyanakkor beigazoldott az, hogy az A-szivósebesség $e^{-1/2} r_k$ -nál maximumot mutat. (L. [1] 15. egyenlet). A két eredmény nem ellentmondó, mert az aktív gázok szivósebessége elsősorban a Ti getter szublimálási sebességétől függ, amit nem befolyásolnak az elektrópályák.

Az anód (A) 1.5 mm \varnothing , 200 mm hosszúságú W rudból készült. Erre illesztettük a 11 mm \varnothing , 40-60 mm hosszú Ti hengert (Ti). Legtöbbször használt fűtőteliesség: 5 kV anód-katód feszültség és 50 mA emissziós áram. A szivattyút egy 5 kV-os tápegységgel működtettük, melynek automatikus emissziós-áram stabilizátora konstans értéken tartotta az elektron-áramot. Átütések vagy rövidzár esetén külön védőkapcsolás biztosítja a nagyfeszültségű részt.

A méréseket a 1. ábra, illetve a 2. ábrán látható fénykép szerinti elrendezésben végeztük.

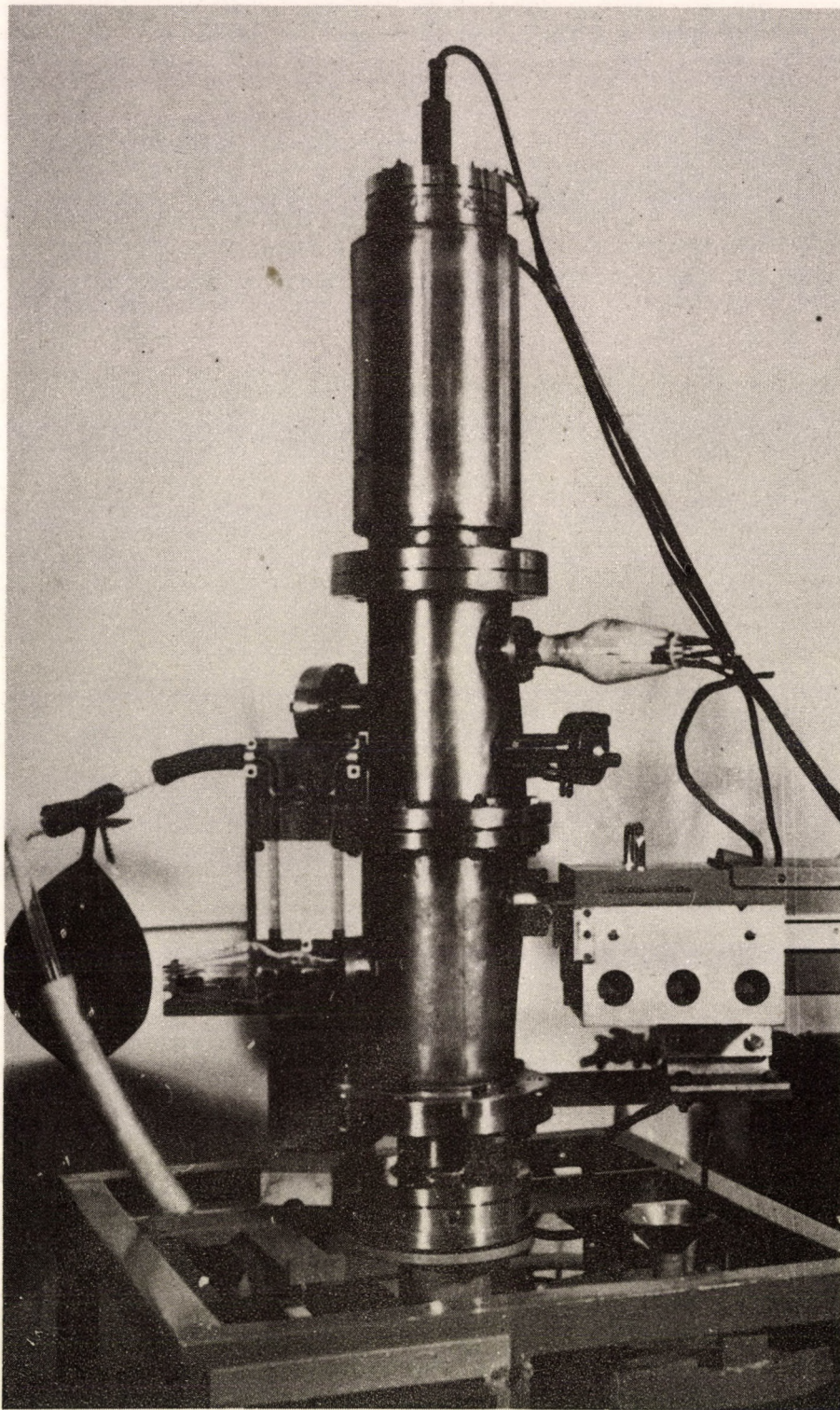
Az Orbitron szivattyú terét először diffúziós szivattyúval leszívtuk, majd 10^{-3} torr-nál alacsonyabb nyomásnál fokozatosan bekapcsoltuk az Orbitron tápegységeit. A beindulást nyilvánvalóan



1. ábra. Orbitron szivattyú és mérési elrendezése. E: emitter, K: katód, A: anód, Ti: titánszublímátor, IM: ionizációs vákuum mérő, N: nézőablak, Tsz: tűszelep, I: inditron mérőfej, NSz: nagyvákuumszelep, R: reflektor, V: vízűtéses köpeny.

Fig. 1. Measuring system of Orbitron pump. E: emitter, A: anode, K: katode, Ti: titanium sublimator, IM: ionization gauge, N: view window, Tsz: needle valve, gauge head "Inditron", R: reflecting shield, V: water jacket.

Рис. 1. Насос Орбитрон и его измерительная часть. E: эмиттер, A: анод, K: катод, Ti: титановый сублиматор, IM: ионизационный манометр, N: смотровое окно, I: измерительная головка "Индитрон", NSz: высоковакуумный вентиль, R: отражающая диафрагма, V: водяная рубашка.

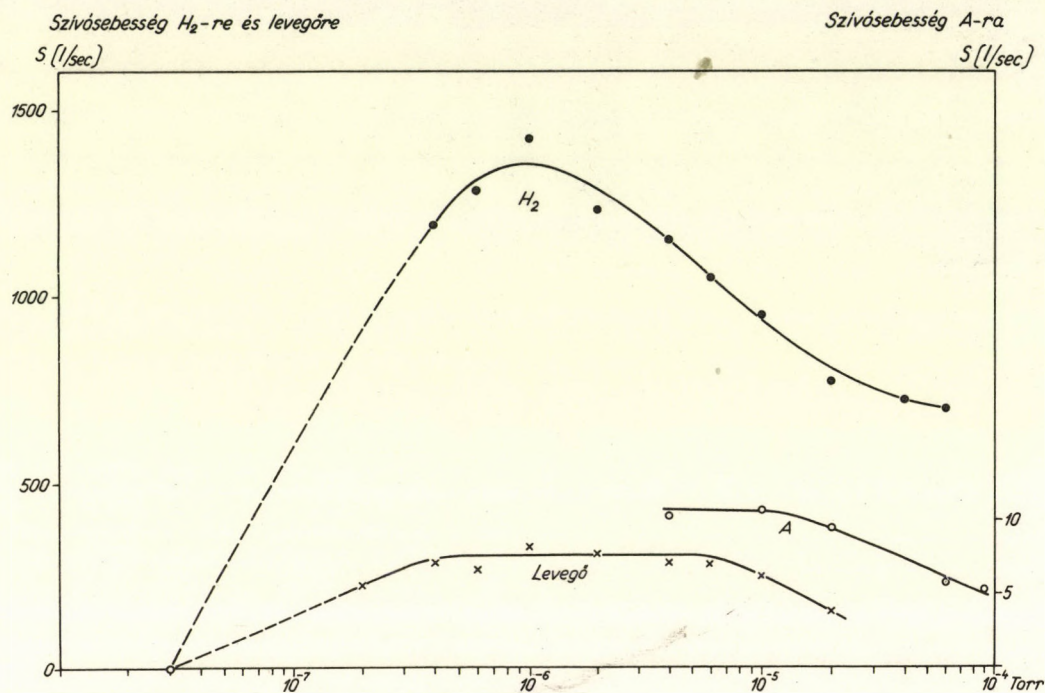


2. ábra. Az Orbitron szivattyú és mérőrendszer fényképe.
Fig. 2. Picture of Orbitron pump system.
Рис. 2. Фотография системы насоса Орбитрон.

lassabbá tette, hogy az UHV rendszerekben kötelező kikályházást nem tudtuk elvégezni, mivel Vitonon kívül Nitril gumi tömitéseket is alkalmaztunk. Bekapcsolása után kb. 15 perc múlva már a diffúziós szivattyú nélkül önállóan tudja szivni az 1. ábrán látható rendszert.

Az adott rendszerben megszakításokkal végzett 18 órai üzemeltetés után 5×10^{-8} torr, majd további üzemeltetés után 3×10^{-8} torr végvákuum volt elérhető.

Szivósebesség mérést levegőre, H_2 -re és A-ra vonatkozóan végeztünk. Az eredmények a 3. ábrán láthatók.



3. ábra. Az Orbitron szivósebessége a nyomás függvényében H_2 -levegőre és Ar-re. A H_2 és A nyomása levegő ekvivalensben értendő.

Fig. 3. Pumping speeds of Orbitron for H_2 , air and Ar as a function of pressure gauge calibrated for air.

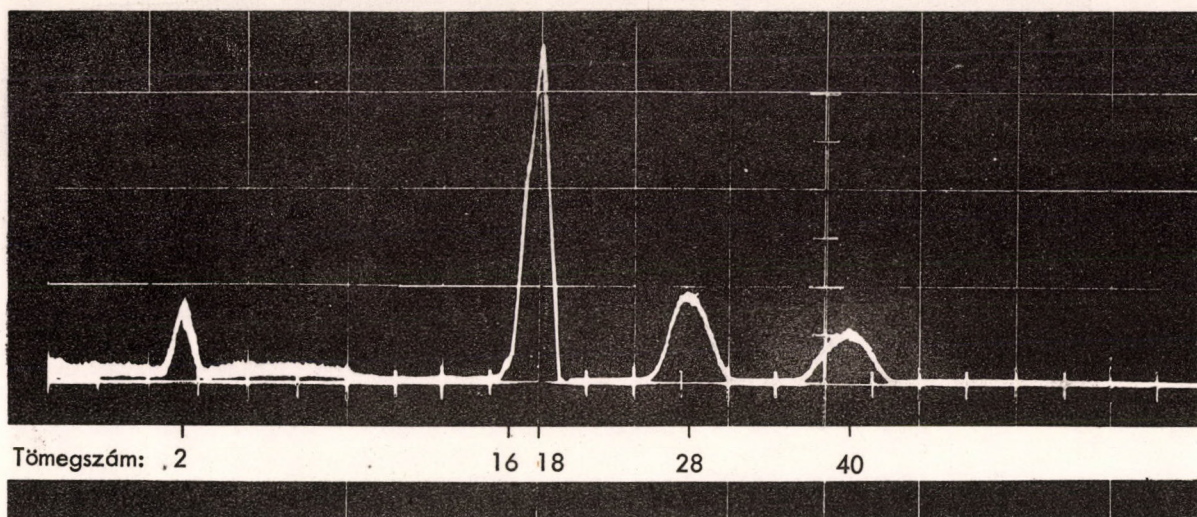
Рис. 3. Зависимость скорости откачки насоса Орбитрон от давления H_2 , воздуха и Ar. (Манометр калиброванный по воздуху).

Az irodalmi adatoktól eltérően nálunk az argon szivósebessége 3%-a a levegőének (Douglas [2] diódára 2,3 %; Denison [3] triódára 2,5 %). Mi ezt a nagyobb értéket, a nagyobb elektronáramnak és intenzívebb titán párologtatásnak tulajdonítjuk. A szivósebesség mérések 5 kV anódfeszültségnél és 60 mA emissziós áramnál történtek. Az A-szivósebesség vízszintes karakterisztikája jól megegyezik az elméletileg is várható formával. A levegő-szivósebesség nem volt érzékeny az emitter 0-200 V intervallumban történő potenciál változására, míg az A-sebesség +136 V-nál enyhe maximumot mutatott. A felrajzolt eredmények mérése is +136 V-os emitterrel történt.

A maradék-gáz spektrumát a 4. ábra mutatja.

A spektrumot NDK-gyártmányú Inditron maradékgáz analizátorral vettük fel, 5×10^{-8} torr nyomásnál. A nyomást IM 22 ionizációs mérőfejjel és Tungram gyártmányú MÜ-81 típusú műszerrel mértük. A mérőfejet 24 mm belső átmérőjű, 50 mm hosszú üvegcsővel csatlakoztattuk a mérőhengerhez, a szivattyútól r_k távolságra. Mint más szivattyú rendszerek maradék-gázában, itt is a H_2O van jelen legnagyobb %-ban. A fűtőteljesítmény hirtelen növelésénél intenzíven jelentkezett a víz mellett az O_2 vonala, ami a titánban oldott oxigén jelenlétére utal.

A fent leírt szivattyút több száz órán át üzemeltettük, és ennek során több észrevételt tehetünk. Ha az 1. ábrán lévő rendszert a jól záró pillangó szeleppel lezártuk, az Orbitron szivattyút 1-2 hét üzemszünet után is be tudtuk kapcsolni a diffúziós szivattyú használatára nélkül. Egy napos üzemszünet után 5 perces üzemeltetéssel már 8×10^{-8} torr nyomást értünk el. Ha az Orbitron már üzemel, a vele leszívandó teret elegendő egy jó forgószivattyúval elővákuumra (kb. 10^{-2} torr)



4. ábra. Orbitron szivattyú maradék-gáz spektruma $5 \cdot 10^{-8}$ Torr-nál.
 Fig. 4. Mass spectrum of residual gas in Orbitron pump, at pressure $5 \cdot 10^{-8}$ Torr.
 Рис. 4. Спектр остаточного газа в насосе Орбитрон.

leszívni. Utána a szelep óvatos nyitásával a leszívandó térben is jó vákuumot tudunk elérni.

Amint az várható, ez a szivattyú nem kényes a rendszer szénhidrogénnel való szennyeződésére, működésében azok semmilyen zavart nem okoznak.

Kis nemes-gáz szivósebessége révén érzékeny lyukkeresőként alkalmazható. E célból csak egy érzékeny vákuummérőt kell az Orbitronnal leszívott vizsgálandó térhez csatlakoztatni. Esetünkben egy ionizációs vákuummérőt 2 nagyságrenddel érzékenyebb tartományba kapcsolva és kikompensálva használtunk jó eredménnyel. Próbagázként az argon felelt meg legjobban.

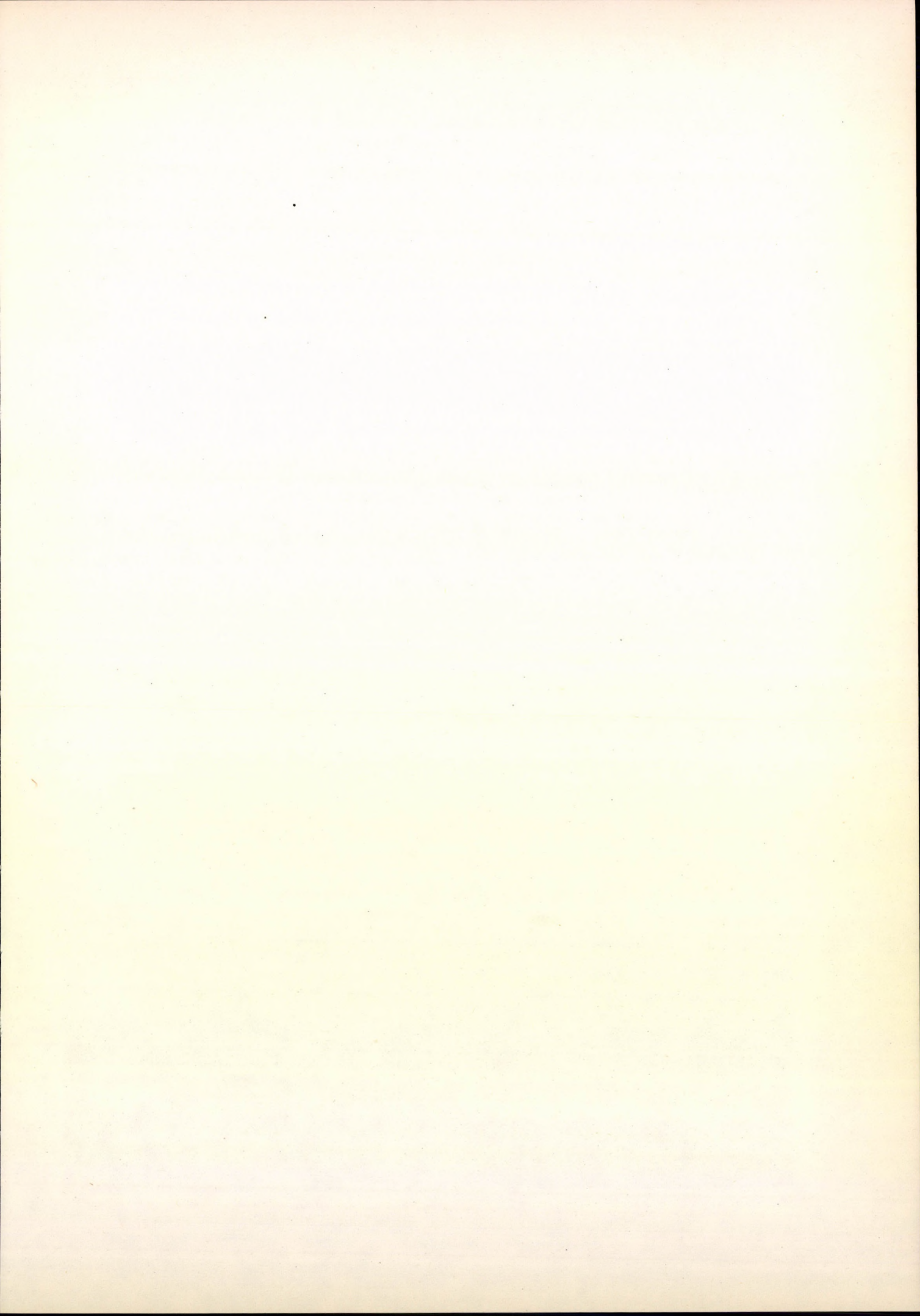
Maximális teljesítménynél 50 mg/h sebességgel párologtattuk a Titánt. Közepes igénybevétellel számolva egy Ti töltetünk élettartama 2000 órára becsülhető.

Következtetés

Mind az irodalmi adatok, mind saját tapasztalataink alapján megállapíthatjuk, hogy az Orbitron szivattyú igen egyszerű, olcsó és hatékony szivattyú típus a nagy- és ultra nagyvákuum előállítására egyaránt. Nem kényes az üzemi körülményekre, pl: a rendszer szénhidrogén szennyezettségére, többszöri fellevegőzésére, tömitések minőségére, stb. Egyedüli hátránya kis nemes gáz szivó képessége. Jó hatásokkal használható minden olyan esetben, amikor nem kell nagyobb mennyiségű nemes gázt elszívni. Nem igényli a költséges és kényelmetlen csapdázást, így szivósebessége teljesen kihasználható. Ha használaton kívül jó vákuum - szeleppel lezárva tartjuk, bármikor percek alatt - más szivattyú igénybevétele nélkül ismét üzemelhethető.

IRODALOM

- [1] BEREZ I., BOHÁTKA S.: ATOMKI Közlemények, 1 49-59 (1970).
- [2] R.A. DOUGLAS, J. ZABRITSKI and R.G. HERB: The Rev. of Sci. Instr. 36, No.1. (1965) 1-6.
- [3] D.R. DENISON: The J. of Vacuum Sci. and Techn., 4, No. 4. (1967) 156-162.



VIZSGÁLATOK EGY OLAJDIFFÚZIÓS SZIVATTYÚ FEJLESZTÉSÉVEL KAPCSOLATBAN

BERECZ ISTVÁN

A közlemény egy 250 l/sec szívóteljesítményű olajdiffúziós szivattyún végrehajtott fejlesztési munkákat ismerteti, amelyek eredményeképpen 400 l/sec, illetve 600 l/sec szívósebességet értek el ugyanolyan szívónyílás mellett (NA' Ø 100 mm). Az utóbbi szívósebességet olajgőztulhevítéses megoldás révén nyerték Convalex-10 olaj segítségével.

INVESTIGATIONS AND DEVELOPMENT WORK ON AN OIL DIFFUSION PUMP. This contribution reports on the development work on an oil diffusion pump with original pumping speed of 250 l/sec. As a result pumping speeds of 400 l/sec and 600 l/sec were attained with the same inlet opening (nominal diameter: 100 mm). The latter pumping speed was obtained with Convalex-10 oil by oil vapour superheating method.

ИССЛЕДОВАНИЕ РАБОТЫ И УСОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ КОНСТРУКЦИИ ДИФФУЗИОННОГО НАСОСА. В данной статье пишется об улучшении конструкции диффузионного насоса с быстротой откачки 250 л/сек. В результате данной работы получена быстрота откачки 400 или 600 л/сек без изменения диаметра насоса (номинальный диаметр 100 мм). Последняя быстрота откачки получена при помощи особой конструкции нагревателя, в которой применяются перегретые пары масла "Конвалекс-10".

Nagyvákuum és ultranagy vákuum előállítás, fenntartása napjainkban olajdiffúziós szivattyún kívül több, eltérő elven működő szivattyufajtával is elérhető. Sokszor elhangzik, hogy egyik vagy másik új típusú szivattyúval kiküszöbölhető az olajdiffúziós szivattyúk hátránya, a benne működő olaj gőzének "szennyező" hatása. Tagadhatatlan, ezen a téren az újabb szivattyúk több hasznos tulajdonsággal rendelkeznek, mégis nehéz elképzelni, hogy a közeljövőben kiszorítsák a diffúziós szivattyút. Az egyszerű konstrukció, az üzembiztos működés, a hosszú élettartam ma még utolérhetetlen előnyök. Arról nem is beszélve, hogy a diffúziós szivattyú egyformán képes mindenfajta gázt szivattyúzni, míg a többiek bizonyos gázokat alig, vagy csak gyenge hatásfokkal távolítják el a leszivandó térből. Pl. a iongetter szivattyúk a nemesgázokat legjobb esetben is csak 25-30 %-os hatásfokkal (a levegőhöz viszonyítva) szivattyúzzák és időnként ebből is felszabadul bizonyos mennyiségű gáz (memória effektus).

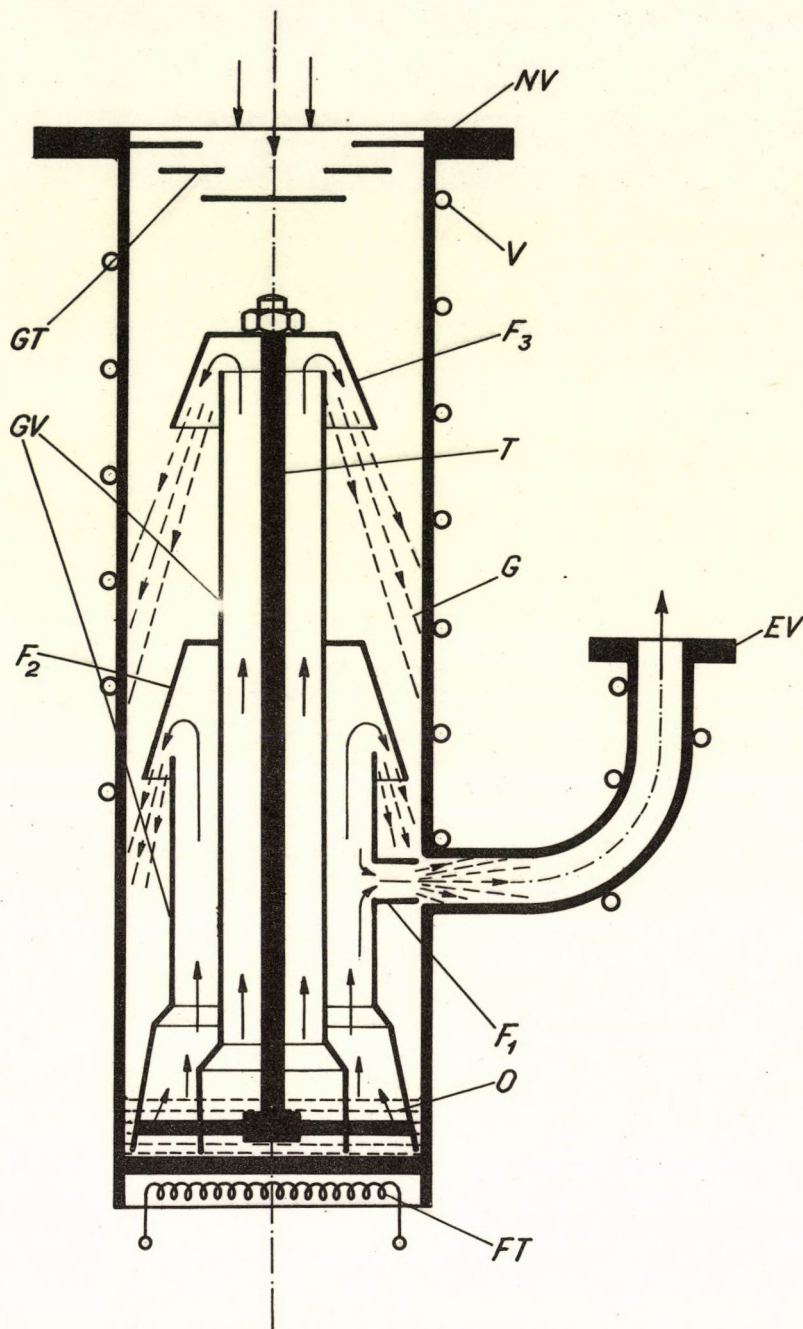
Sajnos a diffúziós szivattyúkkal kapcsolatos elméletek csak a meglévő szivattyúk működését próbálják több-kevesebb sikerrel megmagyarázni, így nem sok segítséget nyújtanak a fejlesztésükhöz. Érthető tehát, hogy a diffúziós szivattyúk mai formájának kialakulása elsősorban kísérleti úton ment végbe.

A félévszázados multtal rendelkező diffúziós szivattyú az utóbbi évtized alatt sokat fejlődött, ami a konkurens szivattyúk megjelenésének is köszönhető. Továbbra is a legelterjedtebb szivattyú-típus maradt és közben alkalmassá vált ultravákuum előállítására.

Intézetünkben kb. egy évtizeddel ezelőtt kifejlesztettünk néhány, az akkori kivánalmaknak és lehetőségeknek megfelelő méretű olajdiffúziós szivattyút [1, 2].

Ezek közül a nálunk közepesnek nevezhető 250 l/sec szívósebességű (névleges átmérő 100 mm) szivattyún kezdtünk el különböző módosításokat végrehajtani. Az alábbiakban ismertetni szeret-

nénk a fenti szivattyúval kapcsolatos fejlesztési munkákat és szerény eredményeket, miközben kitérünk néhány érdekesebb elvi kérdésre is.



1. ábra. 3 fokozatu diffúziós szivattyú sematikus rajza. F_1, F_2, F_3 : fúvókák. G: olajgőzfúggyó, ill. gőzsugár. GV: gőzvezetők. GT: gőzterelő. FT: fűtőtest. NV: nagyvákuum csatlakozóperem. EV: elővákuum csatlakozóperem. O: diffúziós szivattyúolaj. T: a gőzvezetőket és fúvókákat összefogó tartórúd. V: vízűtés.

Fig. 1. A three-stage oil diffusion pump. F_1, F_2, F_3 : jet nozzle. G: inverted jet. GV: vapor chimney. GT: vapor trap. FT: heater. NV: high vacuum connection. O: high vacuum oil. T: jet tie rod of nozzle assembly. V: water cooling.

Рис. 1. Схема трехступенчатого диффузионного насоса. Сопла F_1, F_2, F_3 . G: паровая струя. GV: Паропроводы. GT: ловушка для паров. FT: нагреватель. NV: высоковакуумное соединение. O: масло диффузионного насоса. T: стержень для соединения паропроводов и сопел. V: водяное охлаждение.

Az 1. ábrán a két körgyűrű fuvókával és egy csőalakú oldalfuvókával rendelkező olajdif-fuziós szivattyú szemléltető rajza látható. A rajzon fel van tüntetve a tulajdonképpeni szivást vég-ző gőzfűgöny, illetve gőzsugár utja, ami megkönnyíti a szivattyú működésének megértését.⁺ Ez a szivattyú tulajdonságait illetően nagyjából megfelel az 50-es évek végén használt típusoknak. Vég-vákuuma legjobb esetben néhányszor 10^{-6} Torr, fajlagos szívósebessége⁺⁺ 3 l/sec cm^2 alatt van és az olajgőz visszárama⁺⁺⁺ is jelentős.

A végvákuum, a fajlagos szívósebesség és olajvisszáram azok a tulajdonságok, amelyek meg-javítására az említett szivattyúval kapcsolatban kísérletet tettünk. Ezek egymástól nem független mennyiségek, mivel mindháromra hatással van a diffúziós szivattyúban kialakított olajgőzfűgöny, illetve gőzsugár. Az olajmolekulák sebessége, irányitottsága alapvető jelentőségű mindenképp a fajlagos szívósebességet illetően. Nyilvánvaló, minél nagyobb az olajmolekulák sebessége, annál valószínűbb a gőzfűgöny 1 cm^2 -nyi felületébe diffundáló gázmolekulák elragadása és továbbszálli-tása. Ezt mutatja a következő egyszerű megfontolások alapján formulába öntött kifejezés is:

$$S = \frac{\bar{C}}{4} \frac{1}{1 + \frac{\bar{C}}{4W}} \frac{\text{cm}^3}{\text{cm}^2 \text{ sec}} \quad /3/$$

S a fajlagos szívósebesség cm^3/sec -ban \bar{C} a gőzmolekulák közepes sebessége, W pedig az olajgőz sebesség m/sec -ban. A fuvókák megfelelő kialakításán túl az olajgőz sebességét hőmérsék-letének fokozásával, un. tulhevitással növelhetjük. A tulhevités azonban csakis akkor engedhető meg, ha olyan speciális olajanyag áll rendelkezésre, amelyek ezt károsodás nélkül elviseli.

A régebbi szivattyútípusokban azonban még a forráspont hőmérsékletének megfelelő olajgőz-sebességet sem lehet elérni. Mire az olajgőz a fuvókarésen kilép, a nála hidegebb (hőszugárzás) gőzve-zetővel, fuvókával érintkezve számottevő hőenergiát veszít. Különösen vonatkozik ez a legtávolabb elhelyezkedő nagyvákuumfuvókára (F_3). Minthogy ennek a fokozatnak a hatása nyilvánul meg a leg-közvetlenebbül a szivattyú legfontosabb tulajdonságaiban, a rajta végzett módosítások igen hasznos-nak ígérkeztek.

A feladat egyik lehetséges megoldásaként kínálkozik az, hogy az F_3 fuvókát pl. egy be-épített elektromos fűtőtest segítségével megfelelő hőmérsékleten tartjuk [4]. A külön fűtőtest bonyo-lítja a konstrukciót, az üzemeltetést, ezért egyszerűbb módot kerestünk. A szivattyú belső részeit összefogó tartórudat (T) (1. ábra) a fűtött szivattyúfenébe csavaroztuk be. (1., 2. ábrán T-t).

A rud felső végén a nagyvákuum fuvókát úgy képeztük ki, hogy az T tartórud felső végére rácsavarozható, és így egyben a szivattyú belső részeinek az összefogására is szolgál. Ily módon az egy darabból készített kifuratlan fuvókatesten megszűnt az olajvisszáram egyik legnagyobb forrása. A korábbi megoldásnál (1. 1. ábra) ugyanis a külön leszorítócsavarral rögzített, és ezért középen át-furt F_3 fuvóka tetejére felszívárgott az olaj, és onnan érhető módon igen intenzíven párolgott el. Másrészt, ami számunkra fontosabb eredmény volt, a fuvóka jó hőkontaktusba került a megfelelő hő-vezetésűre tervezett ($\varnothing 12 \text{ mm}$, anyaga vörösréz) T tartóruddal. Ily módon a fuvóka hőveszteségének pótlását egyszerű módon biztosítottuk. A cél érdekében a szivattyú magasságát a megengedhető mér-tékben csökkentettük. Ez egyrészt kedvező méretcsökkenést, valamint a nagyvákuum fuvókának a szí-vónyílás közelébe kerülését eredményezte. Az utóbbi önmagában is a szívósebesség növekedéséhez

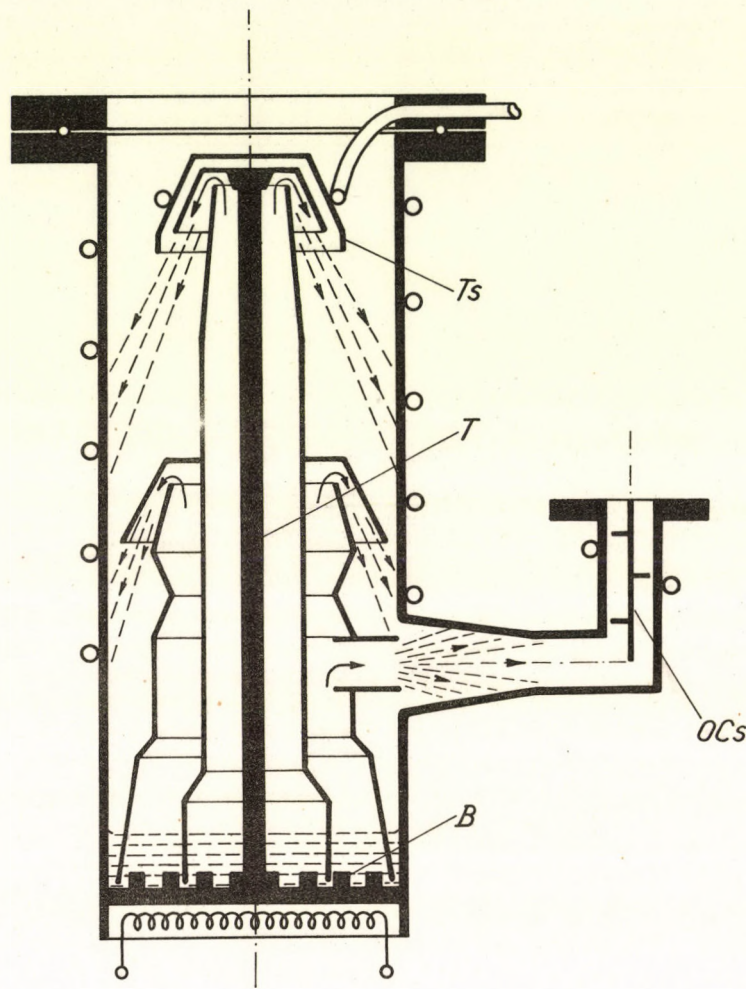
⁺ A szivattyúfenéken folyamatosan forralt olajgőzmolekulák a gőzvezetőknél és a fuvókarésen áthaladva felgyorsulnak. A fu-vókaszállástól a hűtött szivattyúfalig csak a gőzfűgöny jön létre mindenik fokozatnál. Ebben a gőzfűgönyben nagy-méretű olajmolekulák haladnak 100 m/sec nagyságrendű sebességgel a falig, ahol kondenzálódnak és az ismét cseppfolyás olaj visszafolyik a szivattyú fenékre. A szívási mechanizmus röviden abban áll, hogy a leszívandó tér felől a gőzfűgöny-be diffundáló gázmolekulákat a gőzfűgöny mintegy magával ragadja, és az alsóbb fokozat felé szállítja. Mivel a vissza-diffundálás lehetősége jóval kisebb, a fenti folyamat szivattyúzós hatáshoz vezet.

⁺⁺ Fajlagos szívósebesség alatt a szivattyú szivónyílásának 1 cm^2 -ére jutó szívósebességet értjük. Igen megkönnyíti a különbö-ző méretű szivattyúk összehasonlítását.

⁺⁺⁺ Visszáramlás alatt azt értjük, amikor a diffúziós szivattyúban működő olajgőz, és nem utolsósorban annak könnyebben il-lanó frakciói a legfelső fuvókáról, a gőzfűgönyről és a szivattyúfalról (mint elsődleges forrásokból) a leszívandó tér irá-nyába diffundálnak.

vezetett, mivel így végsőfokon a szivattyú és a leszívandó tér között egy kb. 10^3 l/sec vezetőképességű csődarabot kiiktattunk.⁺

A fent említett méretváltozás további módosításokat vont maga után. Ha az 1. és 2. ábrán lévő szivattyúkat összehasonlítjuk, akkor észrevehető, hogy a fenék és oldalfokozat (elővákuum-könyök) közötti rész hossza jelentősen lecsökkent. Ennek a meleg (hővezetéssel fűtött) szivattyúházrésznek volt a feladata a visszacsörgő olaj "vékonyfilmes" kigázosítása [1]. Amennyiben az elővákuum csatlakozókönyök hűtését olyan mértékben csökkentjük, hogy annak hőmérséklete $80 - 100^\circ$ legyen, hasonló eredményt érhetünk el [5]. Az elővákuum-könyöksővön ezért alkalmaztunk a csatlakozóperem közelében csak 1 - 2 menetnyi hűtést (1., 2. ábra).



2. ábra. Módosított 3 fokozatu diffúziós szivattyú. TS: olajterelősapka. B: bordázat a szivattyúfenék felületének megnövelésére. T: vörösréz tartórúd. OCs: terelőcsapda az olajgőz felfogására.

Fig. 2. Modified three-stage oil diffusion pump. TS: cold cap baffle. B: circular grooves. T: copper jet tie rod. OCs: oil baffle.

Рис. 2. Улучшенный трехступенчатый диффузионный насос. TS: маслотрапатель. B: кольцевые канавки для увеличения поверхности дна. T: медный стержень. OCs: маслоуловитель.

A szivattyúk szívósebesség karakterisztikáját, és egyben azok összehasonlítását a 3. ábra szemlélteti, amely megmutatja, hogyan változik a tárgyalt szivattyúk szívósebessége a nyomás függvényében.

⁺ A szivattyúk effektív szívósebessége (S_{eff}) a vákuumrendszer valamely pontján: $\frac{1}{S_{eff}} = \frac{1}{C} + \frac{1}{S}$, ahol C a szivattyú és a kérdéses pont között lévő csővezetőképessége, S a szivattyú szívósebessége l/sec-ban.

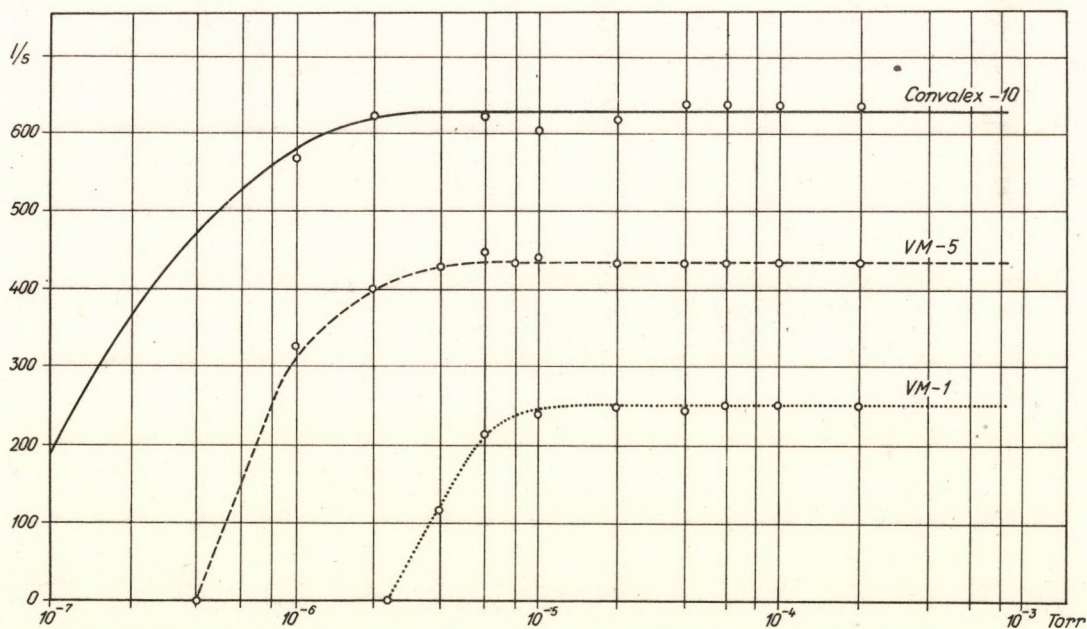
1. Táblázat

Az olajdiffúziós szivattyúk legjellemzőbb adatainak összehasonlítása
Table 1. Performance data of oil-diffusion pumps.

Таблица 1. Характерные параметры диффузионных насосов.

	Az eredeti o. d. szivattyú	Módosított o. d. szivattyú	Tulhevitéses o. d. szivattyú
Névleges átmérő m/m	100	100	100
Szivósebesség 1/sec	250 ⁺	430	620
Végvákuum VM-5	$4 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^{-7}$	-
Torr Convalex - 10	-	$5 \cdot 10^{-8}$	$5 \cdot 10^{-8}$
Olajvisszárám mg/sec cm ²	0,2	0,05	-
Elővákuum szükséglet Torr	$1 \cdot 10^{-1}$	$3 \cdot 10^{-1}$	$3 \cdot 10^{-1}$
Fűtőteljesítmény szükséglet Watt	600	650	600

⁺ A feltüntetett adat lépcsős csapda nélkül és VM-1 típusu olajjal. Megjegyezzük, hogy a táblázatban lévő végvákuum értékeket mindennemű kicsapdázás vagy kifagyasztás nélkül és természetesen sokórás üzemeltetés után mértük.



3. ábra. Diffúziós szivattyúk szivósebessége a nyomás függvényében. az eredeti szivattyú. ----- módosított szivattyú. _____ módosított szivattyú bemelegítő fűtőtesttel.

Fig. 3. Pumping speed curves of oil-diffusion pumps. original old pump. ----- modified pump. _____ modified pump with internal heater.

Рис. 3. Кривые скорости откачки диффузионных насосов первоначальный насос, ----- улучшенный; _____ улучшенный насос с внутренним нагревателем.

Mint azt előzőleg láttuk, az olajdiffúziós szivattyú szívósebességének várhatóan tovább kell javulnia, ha a gőzsebességet növelni tudjuk. Azt is mondtuk, hogy ez a gőz túlhevítésével lenne elérhető. A szokásos diffúziósszivattyú olajok molekulái azonban a hőmérséklet növekedtével egyre nagyobb mértékben bomlanak. Különösen áll ez a szénhidrogénbázisú olajokra*, amelyekből hőbomlás hatására elsősorban a legkülönbözőbb szénhidrogének (a H₂-vel bezárólag) keletkeznek. Az általunk leginkább használt VM-5 típusú olaj omegatron maradékgáz analizátorral felvett spektruma a 2. táblázaton szemléltetően mutatja, milyen sok bomlástermék van jelen az egyébként 4. 8.10⁻⁷ Torr nyomású vákuumtérben [8].

2. Táblázat

VM-5-ös olajjal működő diffúziós szivattyúval leszívott tér maradékgáz összetétele
Table 2. Residual gas components using oil VM-5.

Таблица 2. Компоненты остаточных газов при откачке с маслом EM-5.

Tömegszám	139, 110, 90 78, 70, 56	44	32	28	22	18	17	16	14	2	Össz - nyomás
Gázkom - ponens	C _n H _m	CO ₂	O ₂	N ₂ CO	CO ₂ ⁺⁺	H ₂ O	OH	CH ₄ O ₂ ⁺⁺ O	N ₂ ⁺⁺ N ₂ ⁺ CO ⁺⁺	H ₂	-
Parciális nyo - más 10 ⁻⁸ Torr	19	4,5	3	3,5	2,8	3,2	2,9	2,8	2	3,9	48

Míg maguk az olajgőz molekulák egy jól tervezett vízűtéses csapdával is felfoghatók, a könnyű bomlástermékeket cseppfolyós nitrogénnel sem tudjuk megfelelően kifagyasztani. A korszerű diffúziósszivattyú olajjal szemben tehát elsősorban nem a minél kisebb gőzteniő követelményét kell felállítani, hanem a minél nagyobb termikus stabilitást. Emellett természetesen szükség van olyan tulajdonságokra is, mint az alacsony forráspont, nagy molekulaátmérő és kis viszkozitás.

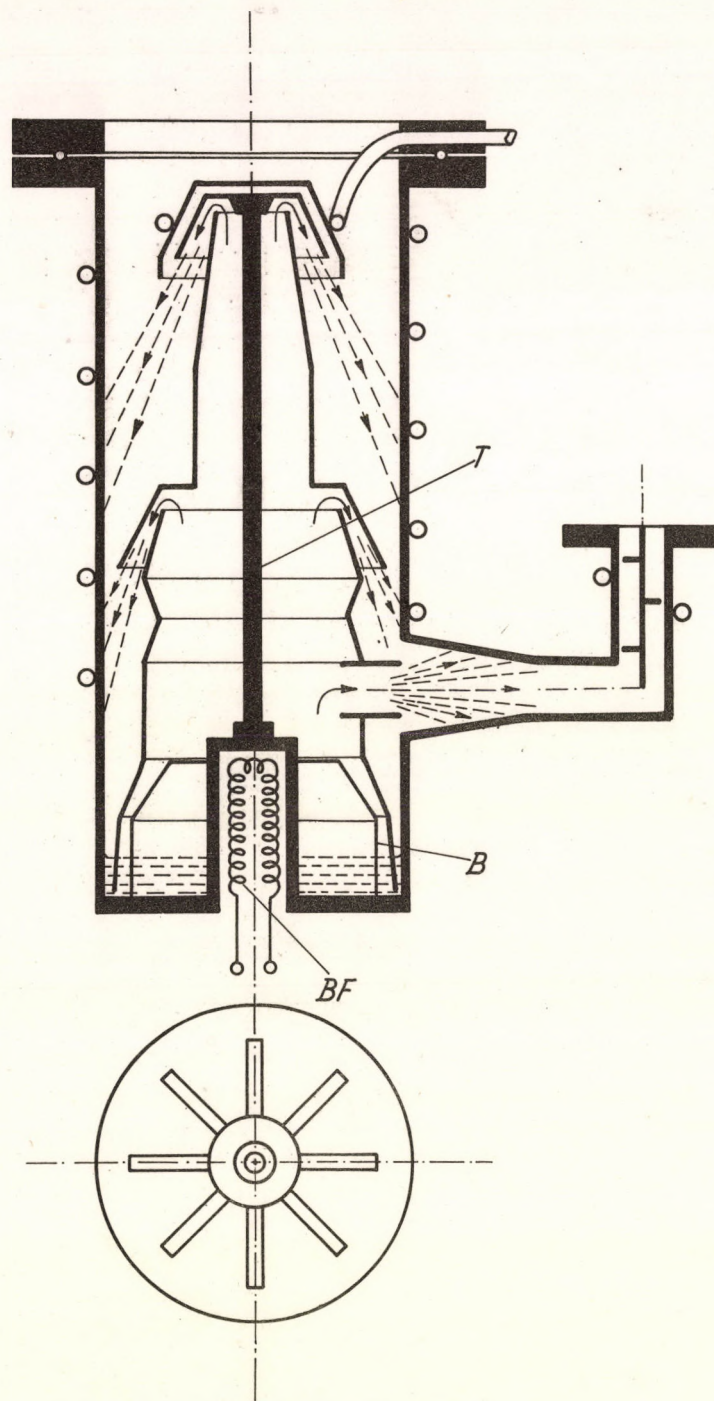
Ennek a felismerésnek megfelelően jelentek meg az utóbbi években olyan olajok (pl. Convalex-10, Silikon DC 705), amelyek már az új követelményeknek megfelelő tulajdonságokat mutatnak. Ezek alkalmazása lehetőséget adott a túlhevítéses fűtőmód gyakorlati alkalmazására [9], [6].

Miután számunkra is rendelkezésre állt megfelelő olaj (Convalex-10) kísérletet tettünk további módosítására (l. 4. ábra).

A változtatás lényege, hogy a gőztérbe benyúló nagyfelületű bordákat képeztünk ki a szivattyú alsó részén. Míg a [6]-ban ismertetett megoldás szerint a hengeralku fűtőtest oldalirányból szerelhető be a szivattyúba, a mi esetünkben a szivattyú alján középen dugható be. Ennek megfelelően a fűtött bordák függőleges síkokban, radiálisan helyezkednek el. Ez természetesen a kivitelezést is egyszerűbbé tette. A szivattyúfenékről elpárolgott olajgőz a függőleges bordalapok közt azzal érintkezésbe lépve tovább hevülhet a forráspont hőmérsékleténél. Ennek végül is a szívósebesség növekedésében kell megnyilvánulnia. A szívósebesség mérések egyértelműen megmutatták, hogy a fenti próbálkozás közel 50 %-os szívósebesség javulást eredményezett (l. 1. táblázat). Természetesen további módosítás és hosszabb üzemeltetési idő szükséges ahhoz, hogy megfelelő következtetéseket vonhassunk le ennek a típusnak a használhatóságáról.

A fentiekben ismertetett munkák és vizsgálatok eredményeképpen jól használható olajdiffúziós szivattyúkat sikerült kifejleszteni. Ezek hasznos segédeszköznek bizonyultak az intézetben folyó magfizikai kutatások céljainak elérésében. Mindemellett a diffúziós szivattyúkkal végzett fejlesztési munkák nagyban elősegítették egy új technológia kifejlesztését is. Ez megteremtette a lehetőségét

* A szénhidrogén olajok ásványolaj eredetűek, ilyenek pl. a különböző Apiezon olajok, Diffelén olajok, VM-1, VM-5.



4. ábra. Módosított diffúziós szivattyú bemező (tulhevíző) fűtőtesttel. T: a fuvókákat és gőzvezetőket összerogó tartórúd. B: rádiálisan elhelyezkedő függőleges síkú bordafelületek. BF: bemező fűtőtest.

Fig. 4. Modified oil diffusion pump with internal heater for superheating. T: jet tie rod of nozzle assembly. B: radial vertical fins. BF: internal heater.

Рис. 4. Улучшенный диффузионный насос с внутренним нагревателем для перегрева. Т: стержень для соединения паропроводов и сопел. В: радиально вертикальные лопатки. ВФ: внутренний нагреватель.

az intézet számára szükséges különböző vákuumberendezések építéséhez és megfelelő módon való alkalmazásához.

A mi esetünkben is bebizonyosodott, hogy az olajdiffúziós szivattyú ismert és egyelőre felülmulhatatlan előnye in kívül egyre jobb eredményeket érhetünk el vele a "tiszta" vákuumtér létrehozásában is. A diffúziós szivattyú fejlesztése tehát a jövőt illetően sem lesz haszontalan fáradozás.

IRODALOM

- [1] BERCZ I., ATOMKI Közlemények 1, 51 (1969).
- [2] BERCZ I., ATOMKI Közlemények 4, 237 (1961).
- [3] W. REICHEL, Vákuumtechnik 5, 148 (1964).
- [4] N. MILLERON, L.L. LEVENSON, Vacuum Technology Transactions, 213 (1963).
- [5] W. BÄCHLER, H.I. FORTH, Vakuumtechnik 71, 3 (1964).
- [6] B.D. POWER, Vacuum 4, 415 (1954).
- [7] ZÁWODSZKY P., Diplomamunka ATOMKI, Debrecen, 1962.
- [8] V.M. AZSAZSA, V.SZ. PAVLOV, V.V. SZIVKONY, Priborü i Technika, Ekszperimenta 6 154 (1969).
- [9] M.H. HABLANIAN, A.A. LANDFORS, Vacuum Technology Transactions, 55 (1960).

VÁKUUMÁLLVÁNY

BÉREZ I., PAPP I., SZABÓ S.

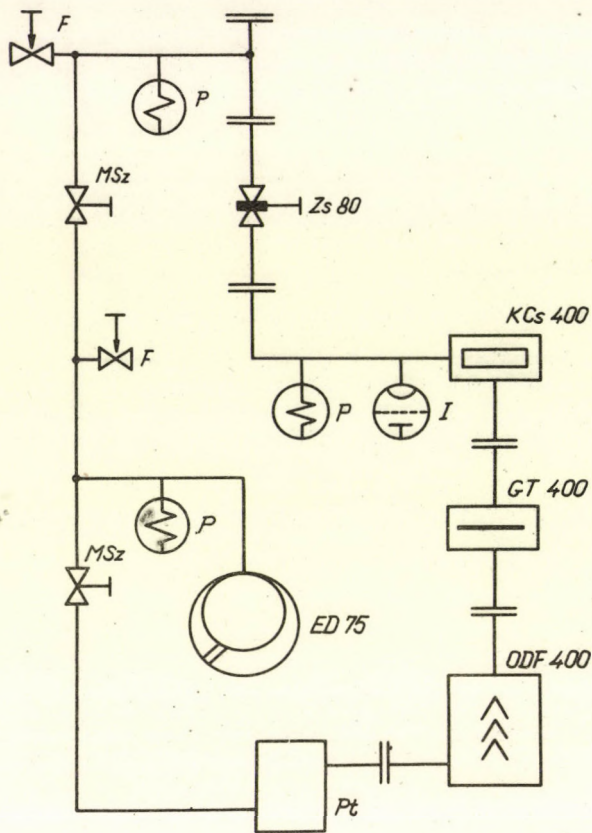
Az intézetünkben épülő 5 millió volt névleges feszültségű Van de Graaff típusu részecskegyorsító berendezés vákuumrendszere több önálló egységből áll. A nagyteljesítményű fővákuumrendszer a gyorsítócsövet szívja le nagyvákuumra. A gyorsított ionnyaláb hosszú nyalábvezetéken jut el a céltárgyhoz. Utközben áthalad sok berendezésen (pl. résházak, analizáló mágnes, mágneses kvadrupolok, targetkamra, stb.), amelyekben szintén megfelelő vákuum fenntartásáról kell gondoskodnunk. Erre a célra alakítottunk ki egy tipizált vákuumrendszert.

A berendezés tervezése során a következőkre voltunk figyelemmel. A leszívandó teret hosszú (néhány méter) és közepes átmérőjű csövek (\varnothing 80 mm), valamint a hozzájuk csatlakozó néhány literes terek jellemzik. Ezekben 10^{-6} Torr körüli nyomást kell fenntartani úgy, hogy a maradék gázban a szénhidrogének parciális nyomása minimálisra csökkenjen. Szükséges a pontos vákuummérés, egyszerű, gazdaságos és üzembiztos működés.

A vákuumállvány elvi kapcsolási vázlata az 1. ábrán látható. A szivattyurendszer egyes alkatrészeit egyszerűsített jelek ábrázolják. A rajzból kiolvasható az egyes elemek csatlakozási sorrendje. A berendezés legfőbb részét egy ATOMKI-ban készült 400 l/sec szívóteljesítményű vízűtéses frakcionáló olajdiffúziós szivattyú (ODF 400 tip) és egy $5 \text{ m}^3/\text{óra}$ szívóteljesítményű Edwards gyártmányú kétfokozatu forgószivattyú (ED 75 tip) képezi. Ez a nagy szívósebesség teszi lehetővé az igen hatásos csapda és kifagyasztórendszer alkalmazását. Az ODF 400 szivótorkára csatlakozik a vízűtéses gőzterelő csapda (GT 400), amely egyben az olajvisszaáramlást csökkentő sapkát tartja és hűtéséről gondoskodik. A gőzterelőben koncentrikusan és lépcsőzetesen elhelyezett derékszög metszetű forgástest hűtőidomok vannak beépítve. Ez az elrendezés a nagy vezetőképesség megtartása mellett biztosítja, hogy a diffúziós szivattyúból a leszívandó tér felé áramló olajgőzmolekulák a hűtött lemezekon történő kétszeri utközés után juthatnak csak tovább. Ily módon az olajátdiffundálás valószínűsége nagymértékben lecsökken. A GT 400 gőzterelővel sorbakötve találjuk a KCs 400 típusu cseppfolyós nitrogénnel hűtött kifagyasztót, amelynek feladata az olaj könnyebb frakcióinak kicseppdézése. A kifagyasztócsapda hatását az "Inditron"-nal felvett maradékgáz-spektrum szemlélteti VM-5 olaj esetén. A 2/a. ábra a cseppfolyós nitrogén nélküli, a 2/b. ábra pedig a cseppfolyós nitrogénnel való működés eredményét mutatja.

A vákuum mérésére 3 db pirani mérőfej (P) és 1 db ionizációs mérőfej (I) szolgál, amelyek elektronikus egységei (Tungstam MÜ 72 és MÜ 81) az állványba vannak beépítve. Ezen műszerek alatt található az elektromos kapcsolótábla. A bekapcsolást csak megfelelő sorrendben lehet elvégezni (reteszelés), és a diffúziós szivattyú fűtését csak elegendő viznyomás mellett lehet üzemeltetni. Viznyomás csökkenés esetén a fűtés automatikusan kikapcsolódik és csengőjelzést is ad. A vákuumrendszer üzemén kívül helyezése igen rövid idő (5 - 10 perc) alatt elvégezhető, mivel a diffúziós szivattyú gyorsűtéssel is el van látva.

A vákuumrendszer KO 36 minőségű rozsdamentes acélból készült, a csatlakozásoknál Edwards "nitril-gumi" tömitéseket alkalmaztunk.



- ED75: elővákuumszivattyú.
 Pt: puffer tartály
 ODF 400: diffúziós szivattyú
 GT 400: vízűtéses gőzterelő
 KCs 400: cseppfolyós nitrogénnel hűtött kifagyasztócsapda
 Zs 80: zsili rendszerű nagyvákuumszelep
 MSz: 1/2"-os membrán szelep
 F: fellevegőzőszelep
 I: ionizációs mérőfej
 P: pirani mérőfej

1. ábra. A vákuumállvány elvi kapcsolási vázlatja.

Fig. 1. Schematic diagram of high vacuum pumping unit.

Рис. 1. Схема высоковакуумного откачного стенда.

A vákuumállvány természetesen nem csak a bevezetőben leírt esetekben, hanem minden hasonló vákuumigénynek megfelelő helyen alkalmazható. Az állítható magasságu tartólábakat görgőkre cserélve, könnyen mozgatható laboratóriumi vákuumrendszerként használhatjuk.

A vákuumállvány fő műszaki adatai:

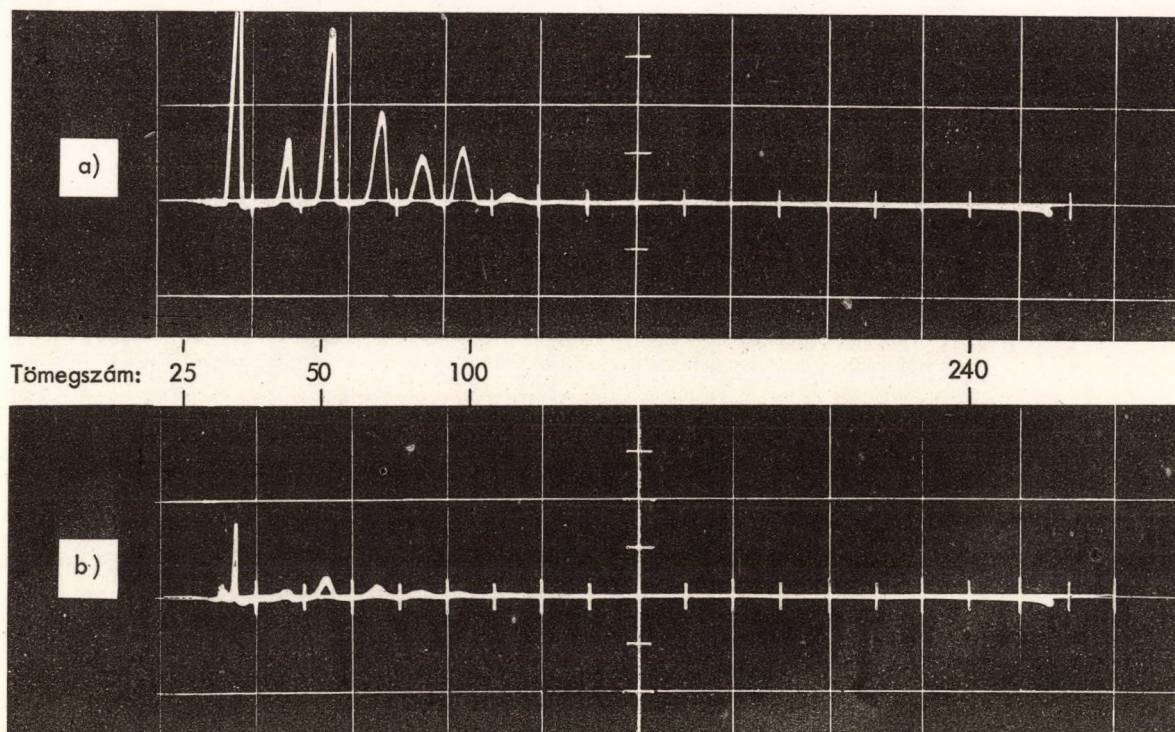
Körvonal méretek: szélesség: 60 cm
 mélység: 60 cm
 magasság: 100 cm

Összes felvett teljesítmény: 1200 VA (220 V; 50 Hz; 1 fázis)

ODF 400 fűtőteljesítmény: 600 W
 hűtővízszükséglet: 60 - 120 l/óra
 olajtöltet (VM5): 150 cm³

KCs 400 cseppfolyós nitrogén szükséglet: 0,2 l/óra

Nagyvákuum csatlakozó perem: NA 80
 ED75 által létrehozott elővákuum: $1 \cdot 10$ Torr
 A vákuumállvány végvákuuma: $1 \cdot 10^{-7}$ Torr
 Vákuumállvány szívósebessége: 80 l/sec ($1 \cdot 10^{-5}$ Torr-nál)

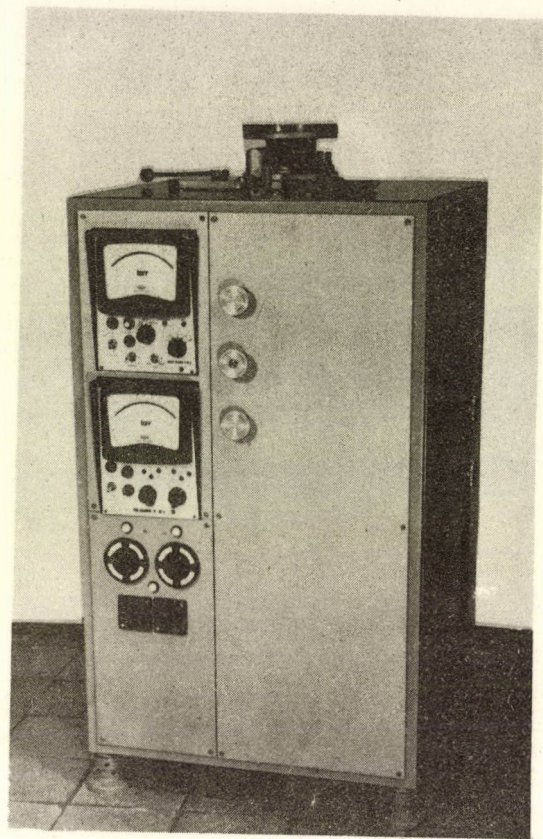


2. ábra. "Inditron"-nal mért maradékgáz tömegspektruma a) cseppfolyós nitrogén nélkül, nyomás $3 \cdot 10^{-6}$ Torr
 b) cseppfolyós nitrogénes kifagyasztás esetén, nyomás $3,5 \cdot 10^{-7}$ Torr.

Fig. 2. Residual mass spectrum obtained by "Inditron" a) without refrigerating trap. Total pressure $3 \cdot 10^{-6}$ Torr. b) with refrigerating trap using liquefied N_2 . Total pressure $3,5 \cdot 10^{-7}$ Torr.

Рис. 2. Спектр остаточных газов полученный "Индитрон". а) Без охлаждаемой ловушки. Полное давление $3 \cdot 10^{-6}$ тор. б) Используя охлаждаемую ловушку с жидким азотом, полное давление $3,5 \cdot 10^{-7}$ тор.

Megjegyezzük, hogy az ismertett állványból (3. ábrán látható fénykép) kis sorozat készült el intézetünkben, és az adatok átlagértéket fejeznek ki.



3. ábra. A vákuumállvány fényképe.

Fig. 3. Picture of the high vacuum pumping unit.

Рис. 3. фотография высоковакуумного откачного стенда.

Ezúton köszönjük meg a műszaki osztálynak a kivitelezésben, a vákuumtechnikai csoportnak az üzembehelyezésben végzett fáradságos munkáját.

AZ MTA ATOMMAG KUTATÓ INTÉZET
PUBLIKÁCIÓI 1969-BEN

B e v e z e t é s

Az éves bibliográfia szerkesztésében ettől az évtől kezdődően, eltérünk az eddigi gyakorlattól. A publikációinkat két fő csoportra osztottuk:

"A" : TUDOMÁNYOS MUNKÁK

"B" : ELŐADÁSOK, ISMERETTERJESZTŐ MUNKÁK

Az "A" csoportba sorolt "Tudományos munkák"-ról ebben az évben kétnyelvű bibliográfiát készítettünk, amellyel folytatni szándékszunk az ATOMKI KÖZLEMÉNYEK mellékleteként már eddig megjelent, illetve megjelenés alatt lévő többéves, kétnyelvű bibliográfiákat. A régi formától abban térünk el, hogy a munkákat nem tárgykör szerinti felsorolásban közöljük, hanem az első szerzők betűrendjében, és a sorszámozásokat minden évben előlről kezdjük. A tárgykör megjelölésére pedig tárgyi mutatót készítettünk.

A kétnyelvű bibliográfia a tudományos munkák megjelenési formája szerint a következő fejezetekre tagolódik:

Tudományos közlemények	1 - 45 tétel
Könyvek, szerkesztési munkák	46 - 47 "
Értekezések	48 - 51 "
Szabadalmak	52 "

Tartalom szerint az alábbi tárgykörökbe osztályoztuk a tudományos munkákat:

- I. Magreakciók vizsgálata
1, 2, 17, 31, 33, 34, 39, 40, 41
- II. Magspektroszkópia
7, 8, 9, 10, 11, 13, 15, 18, 19, 21, 51
- III. Magfizikai eszközök és módszerek fejlesztése
3, 4, 12, 16, 20, 22, 23, 29, 30, 32, 37, 38, 42, 49, 50
- IV. Magfizikai és radioaktív módszerek alkalmazása
más tudományokban
5, 14, 26, 27, 28, 44, 48, 43
- V. Egyéb
6, 24, 25, 35, 36, 45, 46, 47, 52

(A feltüntetett számok az oda besorolt munkák sorszámát jelentik.)

A "B" csoport szerkesztési elvein nem változtattunk.

A következő években készítendő éves bibliográfiáknál is a fent vázolt szerkesztési elvet szándékszunk követni.

"A"
↓
Csoport

TARTALOM

	Tételszám	Oldalszám
Tudományos közlemények	1 - 45	79
Könyvek, szerkesztési munkák	46 - 47	86
Értekezések	48 - 51	87
Szabadalmak	52	87

INTRODUCTION

As the continuation of the bilingual bibliography from the years 1954 - 1962 and 1963-1968 having been appeared and going to be appeared, respectively, as supplements of the ATOMKI KÖZLEMÉNYEK, a bilingual bibliography has been compiled and is presented here from the year 1969.

From this year on the items will be listed in alphabetic order with respect to the first author. The serial numbers will start at 1. in every year.

The bibliography consists of the following parts:

Scientific publications;
Books. Edited Works;
Dissertations;
Patents.

The items are classified according to the following subject number:

- I. Investigation of Nuclear Reactions;
- II. Nuclear Spectroscopy;
- III. Development of nuclear instruments and -methods;
- IV. Application of nuclear- and radioactive methods in other knowledges;
- V. Other.

ВВЕДЕНИЕ

Изготовилась двуязычная библиография научных работ, опубликованных в 1969 году. Она является продолжением многолетних двуязычных библиографий, изданных приложением к "АТОМКИ KÖZLEMÉNYEK". (Сообщения Института Ядерных Исследований БАН). В отличие от предыдущих, работы перечислены не по тематике а в алфавитном порядке первых авторов и в каждом году начинается новая нумерация. Дается и предметный указатель.

По форме научных работ библиография разделяется на следующие главы:

Научные публикации;
Книги. Редакционные работы;
Диссертации;
Патенты.

По содержанию научные работы разделены на следующие тематики:

- I. Исследование ядерных реакций;
- II. Ядерная спектроскопия;
- III. Разработка инструментов и методов ядерной физики;
- IV. Применение методов ядерной физики и радиоактивности в других науках;
- V. Разное.

Следующие ежегодные библиографии мы хотим составить по вышеуказанному принципу.

BIBLIOGRAPHY OF PUBLICATIONS - АТОМКИ 1969

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ - АТОМКИ 1969

CONTENTS

СОДЕРЖАНИЕ

	Serial number Номер по порядку	Page number Число страниц
Scientific publications Научные публикации	1 - 45	79
Books. Edited Works Книги. Редакционные работы	46 - 47	86
Dissertations Диссертации	48 - 51	87
Patents Патенты	52	87

SUBJECT INDEX
ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- I. Investigation of Nuclear Reactions.
Исследование ядерных реакций.
1, 2, 17, 31, 33, 34, 39, 40, 41,
- II. Nuclear Spectroscopy
Ядерная спектроскопия
7, 8, 9, 10, 11, 13, 15, 18, 19,
21, 51
- III. Development of nuclear instruments
and - methods
Разработка инструментов и мето-
дов ядерной физики
3, 4, 12, 16, 20, 22, 23, 29, 30,
32, 37, 38, 42, 49, 50,
- IV. Application of nuclear- and radio-
active methods in other knowledges
Применение методов ядерной фи-
зики и радиоактивности в других
науках
5, 14, 26, 27, 28, 44, 48, 43
- V. Other
Разное
6, 24, 25, 35, 36, 45, 46, 47, 52

SCIENTIFIC PUBLICATIONS

НАУЧНЫЕ ПУБЛИКАЦИИ

- 1.) АБРАМОВ, И.А.
ВАРЬШИНСКОЕ, А.И.
SOMORJAI E.
СИНИЦА, Е.Е.
Elastic and Inelastic Scattering of Protons on ^{52}Cr .
Упругое и неупругое рассеяние протонов на ^{52}Cr .
Обнинск, 1969, Физико-Энергетический Институт, ФЭИ.80 т.
In Russian, Русск.
- 2.) ANGELI I.
CSIKAI, J. (Gy.)
HUNYADI I.
Correlation between Nuclear Radii and Binding Energies for Light Nuclei.
Корреляция между ядерным радиусом и энергией связи у легких ядер.
Physics Letters, 29B, 36-37 (1969).
In English, Англ.
- 3.) BACSO J.
ВОГДАНОВ, Д.Д.
DARÓCZY S.
КАРНАУХОВ, Е.А.
ПЕТРОВ, Л.А.
ТЕР-АКОПЬЯН, Г.М.
Gas-Filled Mass-Separator for Investigation of the Heavy Ion Reaction Products.
Газонаполненный масс-сепаратор для изучения продуктов реакций с тяжелыми ионами.
Дубна, 1969, ОИЯИ, Лаб. Яд. Реакции, 27 р., Р 13-4453.
In Russian, Русск.
- 4.) BÁCISKAY GY.
BERECZ I.
BÓDIZS D.
KISS Á.
KOLTAY E.
RAPP I.
SCHADEK J.
SOMORJAI E.
SZABÓ GY.
SZALAY S.
1 MeV Van de Graaff Generator of ATOMKI.
Электростатический генератор Ван де Граафа с напряжением 1 миллион вольт в Институте Ядерных Исследований Венгерской Академии Наук.
ATOMKI Közlemények, 11, 125-135 (1969).
In Hungarian, Венг.

- 5.) BELÁK S.
GYÓRI D.
SÁMSONI Z.
SZALAY S.
SZILÁGYI M.
TÓTH A.
- Study of Microelement Nutrition in Moorland in Keszthely.
Изучение впитывания микроэлементов на Кестхейских торфяниках.
Agrokémia és Talajtan, 18, 263-288 (1969).
In Hungarian, Венг.
- 6.) BERCZ I.
SCHLENK B.
VALEK A.
- Heat-Treating Furnace for Gluing of Glass System of Big Dimension.
Печка для термической обработки клея стеклянно-металлических систем больших размеров.
ATOMKI Közlemények, 11, 63-65 (1969).
In Hungarian, Венг.
- 7.) BERÉNYI D.
- Some Important New Results in Connection with the Phenomenon of Electron Capture.
Некоторые новые результаты в области исследования электронного захвата.
Acta Universitatis Debreceniensis de L. Kossuth Nominatae, Ser. Phys. et. Chim., 14, 51-55 (1968).
In English, Англ.
- 8.) BERÉNYI D.
- Investigations on the Decay Schemes of Some Radioactive Nuclei.
Исследования схемы распада некоторых радиоактивных ядер.
ATOMKI Közlemények, 11, 81-110 (1969).
In Hungarian, Венг.
- 9.) BERÉNYI D.
SCHARBERT T.
VATAI E.
- Internal Bremsstrahlung in the Superallowed Decay of the Positron Emitter ^{11}C .
Внутреннее тормозное излучение в сверхразрешенном позитронном распаде ^{11}C .
Nuclear Physics, A 124, 464-468 (1969).
In English, Англ.
- 10.) BERÉNYI D.
SCHARBERT T.
VATAI E.
BRÜCHER E.
- Differential Spectra of the Internal Bremsstrahlung from the First-Forbidden Beta-Decay of ^{143}Pr and ^{204}Tl .
Дифференциальные спектры тормозного излучения в бета-распадах первого запрещения ^{143}Pr и ^{204}Tl .
Nuclear Physics, A 137, 80-84 (1969).
In English, Англ.
- 11.) BERÉNYI D.
VARGA D.
- A Critical Study of the Internal Bremsstrahlung Spectrum from ^{32}P .
Подробное исследование спектра внутреннего тормозного излучения ^{32}P .
Nuclear Physics, A 138, 685-696 (1969).
In English, Англ.

- 20.) BODNÁR L.
KOLTAY E.
SZABÓ GY.
- Investigation of the Field of Asymmetrized Quadrupole Lenses.
Исследование поля квадрупольных линз с несимметричным питанием.
ATOMKI Közlemények, 11, 137-150 (1969).
In Hungarian, Венг.
- 13.) BRENNER, M.
HOLMLUND, O.
HJORTH, S.A.
MESKÓ L.
NILSSON, A.
- Gamma-Ray Transitions in Odd Mass Mo Isotopes.
Гамма переходы в изотопах Мо с нечетным массовым числом.
Annual Report 1968.
Stockholm, --, Research Institute for Physics. pp. 42 - 43.
In English, Англ.
- 14.) CSONGOR É.
- ^{85}Kr in the Atmosphere.
 ^{85}Kr в атмосфере.
Fizikai Szemle, 19, 33 - 35 (1969).
In Hungarian, Венг.
- 15.) FÉNYES T.
- The Possibilities of the Production and Investigation of New Isotopes. (Review).
Возможности получения и исследования новых изотопов. (Обзор).
Magyar Fizikai Folyóirat, 17, 1 - 38 (1969).
In Hungarian, Венг.
- 16.) FÜLLE, R.
MÁTHÉ GY.
- Pulse-shape Discrimination in the Case of Si(Li) Detectors by Means of the Zero-Crossing Method.
Дискриминация по форме импульсов Si(Li) детекторов методом "Zero crossing".
Rossendorf bei Dresden, 1968, Zentralinstitut für Kernforschung. 24 p. ZfK-163.
In German, Венг.
- 17.) GYARMATI B.
ZIMÁNYI J.
- Effect of Short-Range Correlation in Deuteron on (d, p) Stripping Reaction.
Влияние твердой сердцевины в деутерии на реакцию срыва (d, p).
Physics Letters, 28B, 363 - 364 (1969).
In English, Англ.

- 18.) HOCK G. The Internal Bremsstrahlung as the Result of Perturbation Effect of the Electromagnetic Interaction on Weak Interactions and Beta Decay of Nuclei. (Review)
Внутреннее тормозное излучение как результат возмущающего фактора электромагнитного взаимодействия в слабых взаимодействиях и β -распаде ядер. (Обзор).
ATOMKI Közlemények, 11, 111-117 (1969).
In Hungarian, Венг.
- 19.) HOCK G. Inner Bremsstrahlung Accompanying Beta Decay of Radioactive Nuclei.
Внутреннее тормозное излучение сопутствующее радиоактивный β -распад.
Fizikai Szemle, 19, 198 - 202 (1969).
In Hungarian, Венг.
- 20.) HUNYADI I. The Preparation of Thin Selfsupporting Ni Foils by Vacuum-evaporation.
Изготовление тонких самоподдерживающихся никелевых фольг методом вакуумного испарения.
ATOMKI Közlemények, 11, 119-122 (1969).
In Hungarian, Венг.
- 21.) ILLÉS F.
UJHELYI CS.
JUHÁSZ S. Internal Conversion Ratios for the Higher Shells in the Decay of ^{131m}Xe .
Определение отношений коэффициентов внутренней конверсии на более высоких оболочках в распаде ^{131}Xe .
Bull. Vanderbilt Univ., Nashville (Tenn., U.S.A.), 1969. pp. 30 - 31.
In English, Англ.
- 22.) KÁROLYI GY. DC Coupled Universal Coincidence Unit.
Универсальная схема совпадения с гальванической связью.
ATOMKI Közlemények, 11, 169-173 (1969).
In Hungarian, Венг.
- 23.) KÁROLYI GY. Electronic Delay Unit for Egalized Pulses.
Схема задержки импульсов постоянной амплитуды.
ATOMKI Közlemények, 11, 163-167 (1969).
In Hungarian, Венг.
- 24.) KISDI D.
VERTSE T. On the quantummechanical three-body problem III.
Проблема трех тел в квантовой механике III.
ATOMKI Közlemények, 11, 19-27 (1969).
In Hungarian, Венг.

- 31.) MEDVECZKY L.
SOMOGYI G. (GY.)
- Investigations on Ternary Photo-fission with Track Recorders of Different Sensitivity.
Исследование тройного фотоделения с помощью диэлектрических детекторов разной чувствительности.
- Proceedings of the International Topical Conference on Nuclear Track Registration in Insulating Solids and Applications, Clermont-Ferrand, 6-9 Mai 1969. Vol. 2. Clermont, --, Université de Clermont, Laboratoire de Physique Nucléaire. pp. VIII/65-81.
In English, Англ.
- 32.) MEDVECZKY L.
SOMOGYI G. (GY.)
GÖTZ, G.
- Investigations on Ternary Photo-Fission by Means of Plastic and Mica Track Detectors.
Исследование тройного фотоделения применением пластмассовых и слюдяных диэлектрических детекторов.
Preprint. Debrecen, 1969, MTA Atommag Kutató Intézete. 33 p.
In English, Англ.
- 33.) MESKÓ L.
SCHLENK B.
SOMOGYI G. (GY.)
VALEK A.
- Investigation of the Reaction $^{19}\text{F}(d, \alpha)^{17}\text{O}$ with Plastic Track Detector in the Energy Region from 450 to 300 keV.
Исследование ядерной реакции $^{19}\text{F}(d, \alpha)^{17}\text{O}$ с использованием диэлектрического детектора в диапазоне энергии бомбардирующих дейтронов 450 - 300 кэВ.
- ATOMKI Közlemények, 11 9-14 (1969).
In Hungarian, Венг.
- 34.) MESKÓ L.
SCHLENK B.
SOMOGYI G. (GY.)
VALEK A.
- $^{19}\text{F}(d, \alpha)^{17}\text{O}$ Angular Distributions at $E_d = 300-650$ keV.
Угловое распределение реакции $^{19}\text{F}(d, \alpha)^{17}\text{O}$ при энергии $E_d = 300 - 650$ кэВ.
Nuclear Physics, A130, 449-455 (1969).
In English, Англ.
- 35.) NAGY J.
NOVÁK D.
- Manostat for Temperature Regulation of Cryostats.
Стабилизатор давления для регулирования температуры криостатов.
ATOMKI Közlemények, 11, 187-190 (1969).
In Hungarian, Венг.
- 36.) NAGY Z.
SÁMSONI Z.
- Application of Light Filters with Variable Absorption in Emission Spectral Analysis.
Применение световых фильтров переменной абсорбции при анализе эмиссионных спектров.
Spectrochimica Acta (Oxford), 24 B, 147-153 (1969).
In English., Англ.

- 37.) ОВСЯНИКОВА, Л. П.
ЯВОР, Ш. Я.
KOLTAY E.
SZABÓ GY.
Third-order Theory of Asymmetrized Quadrupole Lenses.
Теория третьего порядка квадрупольных линз с несимметричным питанием.
Nuclear Instruments and Methods, 74, 185 - 190 (1969).
In English, Англ.
- 38.) PAÁL A.
Stabilizing Systems for Van de Graaff Accelerators. (Review).
Системы стабилизации ускорителей типа Ван де Граафа (Обзор).
ATOMKI Közlemények, 11, 151-161 (1969).
In Hungarian, Венг.
- 39.) PRADE, H.
Investigation on the Neutron Polarization in ${}^2\text{H}(d, n){}^3\text{He}$.
Исследование поляризации нейтронов при реакции ${}^2\text{H}(d, n){}^3\text{He}$.
ATOMKI Közlemények, 11, 1-7 (1969).
In Hungarian, Венг.
- 40.) PRADE, H.
CSIKAI, J. (GY.)
Polarization of Neutrons from the ${}^2\text{H}(d, n){}^3\text{He}$ Reaction between 90 and 175 keV.
Поляризация нейтронов из реакции ${}^1\text{D}^2(d, n){}^3\text{He}^3$ между 90 и 175 кэВ.
Nuclear Physics, A 123, 365-368 (1969).
In English, Англ.
- 41.) SOMOGYI G. (GY.)
SCHLENK B.
The Application of Solid-State Track Detectors for Measuring Alpha-Particle Angular Distributions in Nuclear Reactions.
Использование диэлектрических детекторов для измерения угловых распределений α частиц в ядерных реакциях.
Proceedings of the International Topical Conference on Nuclear Track Registration in Insulating Solids and Applications, Clermont-Ferrand, 6-9 Mai, 1969. Vol. 2. Clermont, - -, Université de Clermont, Laboratoire de Physique Nucléaire. pp. VIII/27-40.
In English, Англ.
- 42.) SOMOGYI G. (GY.)
VÁRNAGY M.
MEDVECZKY L.
The Influence of Etching Parameters on Sensitivity of Plastics.
Влияние параметров травления на чувствительность пластмассовых детекторов.
Proceedings of the International Topical Conference on Nuclear Track Registration in Insulating Solids and Applications, Clermont-Ferrand, 6-9 Mai 1969. Vol. 1. Clermont, - -, Université de Clermont, Laboratoire de Physique Nucléaire. pp. III/86-95.
In English, Англ.

- 43.) SZALAY, A.(S.) Accumulation of Uranium and other Micrometals in Coal and Organic Shales and the Role of Humic Acids in these Geochemical Enrichments.
Обогащение урана и других микроэлементов в углях и сланцах; роль гуминовых кислот в этом геохимическом обогащении.
Arkiv för Mineralogi och Geologi, 5, 23-36 (1969) Nr. 3.
In English, Англ.
- 44.) SZÁDECZKY-
KARDOS E. I.
KOVÁCH Á.
JUHÁSZ Á.
BALÁZS E. Explanatory Key to the Metamorphic Map of Hungary.
Объяснительная записка к метаморфической карте Венгрии.
Acta Geol. Hung., 13, 27-34 (1969).
In German, Нем.
- 45.) UJHELYI CS. On Solvolysis of "Alkyl-pyrophosphoric Acid Metal Solvent Extractants."
Исследование сольволиза растворителей для экстракции металлов типа алкилпиро-фосфорной кислоты.
Acta Chim. Acad. Sci. Hung., 59, 211-223 (1969).
In English, Англ.

BOOKS. EDITED WORKS

КНИГИ. РЕДАКЦИОННЫЕ РАБОТЫ

- 46.) BERÉNYI D. A. Szalay Published Articles 1932-1969. (Facsimile).
A. Салаи: Опубликованные статьи 1932 - 1969.(Факсимиле).
Vol. 1 - 2. Ed. by - -. Debrecen, 1969, ATOMKI, 965 p. 24. cm.
- 47.) GYARMATI B. Nuclear Structure.
Структура ядра.
By: L. Eisenbud, G.T. Garvey, E.P. Wigner. (Transl. Györgyi G.). Contr. editor. - -. Вр., 1969, Akadémiai K. 144 p. 25 cm.
In Hungarian, Венг.

DISSERTATIONS

ДИССЕРТАЦИИ

- 48.) BALOGH K. **Sr-Isotope-analytical Studies on Samples from the Northern-Börzsöny Mountains.**
Изотопно аналитическое исследование стронция в породах северной части гор-Börzsöny.
Debrecen, 1968, MTA Atommag Kutató Intézete.
In Hungarian, Бeнг.
- 49.) CZEGLÉDY S. **The Growing and Investigation of Low Temperature Radio-luminescence of Lead Chloride Single Crystals.**
Выращивание монокристаллов хлористого свинца и изучение их радиолуминесценции при низких температурах.
Debrecen, 1969, MTA Atommag Kutató Intézete. 117 p.
In Hungarian, Бeнг.
- 50.) KISS Á. **Investigation of Electrostatic and Transient Phenomena Determining the Maximum Working Voltage of Van de Graaff Generators.**
Исследование статических и переходных электрических явлений определяющих максимальное рабочее напряжение генератора Ван де Граафа.
Debrecen, 1969, MTA Atommag Kutató Intézete. 96(7) p.
In Hungarian, Бeнг.
- 51.) TRÓN L. **α -Spectroscopic Investigation of Neutron-Deficient Po Isotopes.**
 α -спектроскопическое исследование нейтронно дефицитных изотопов Po.
Debrecen, 1969, MTA Atommag Kutató Intézete. 67 p.
In Hungarian, Бeнг.

PATENTS

ПАТЕНТЫ

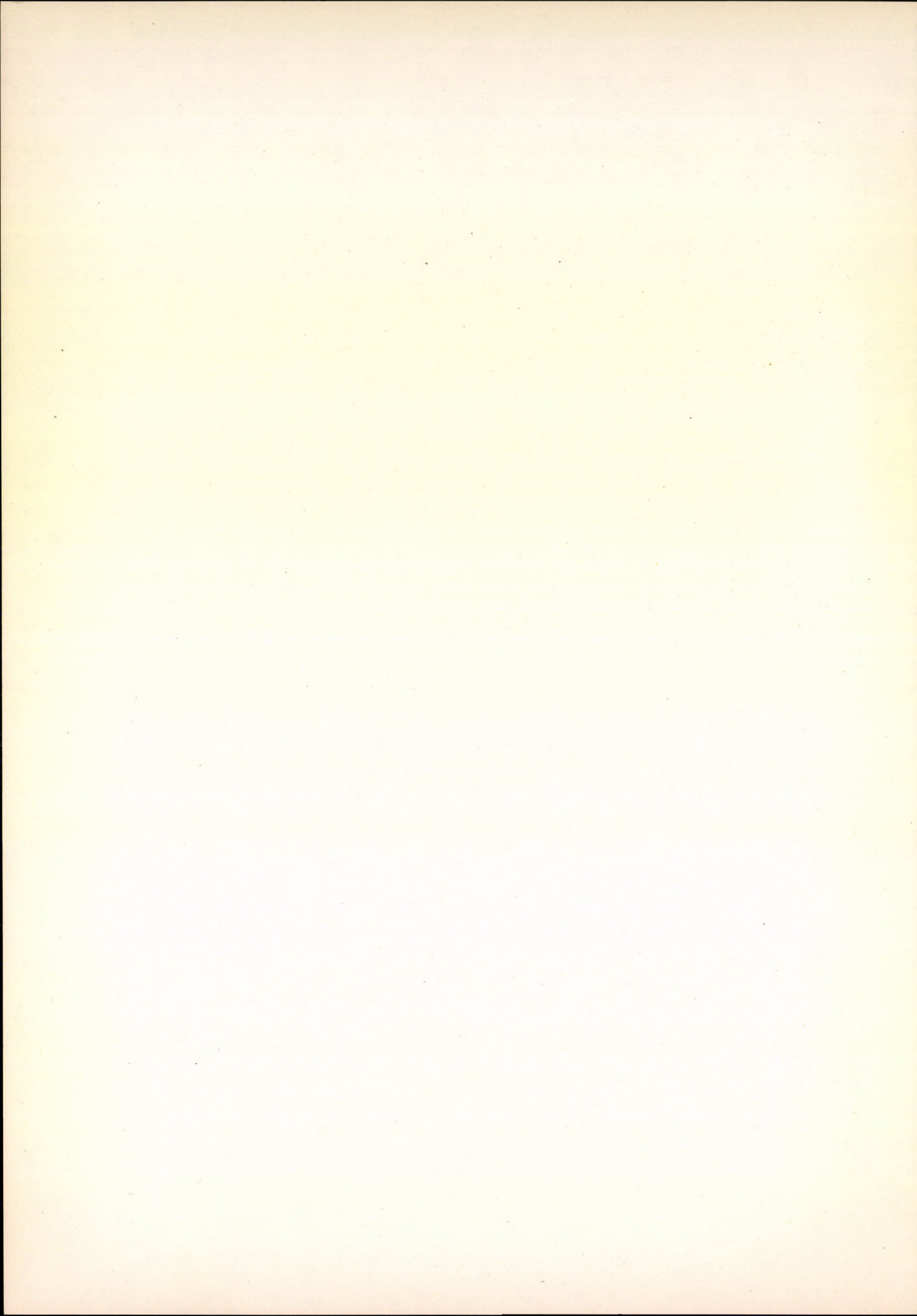
- 52.) SEBESTYÉN B. 1968. márc. 14., 1969. dec. 29. Végzésszáma: 2251/MA-1818/8.
Push-pull transistorized voltage converter with delayed switching on.
Пушпульный транзисторный преобразователь напряжения с задержанном включением.
In Hungarian, Бeнг.

AUTHOR INDEX
АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ

	Serial number Номер по порядку		Serial number Номер по порядку
ABRAMOV, I.A. АБРАМОВ, И.А.	1	HOCK G.	18, 19
ANGELI I.	2	HOLMLUND, O.	13,
BACSÓ J.	3	HUNYADI I.	2, 20
BALÁZS E.	44	ILLÉS F.	21
BALOGH K.	28, 48	JAVOR, S. JA. ЯВОР, Ш.Я.	37
BAR'SNIKOV, A.I. ВАРЬШНИКОВ, А.И.	1	JUHÁSZ Á.	44
BÁCSKAI GY.	4	JUHÁSZ S.	21
BELÁK S.	5	KARNAUHOV, V.A. КАРНАУХОВ, В.А.	3
BERECZ I.	4, 6	KÁROLYI GY.	22, 23
BERÉNYI D.	7, 8, 9, 10, 11, 46	KISDI D.	24, 25
BODNÁR L.	12	KISS Á.	4, 50
BOGDANOV, D.D. БОГДАНОВ, Д.Д.	3	KOLTAY E.	4, 12 37
BÓDIZS D.	4	KOVÁCH Á	26, 27, 28, 44
BRENNER, M.	13	MATOLCSI Z.	29
BRÜCHER E.	10	MÁTHÉ GY.	16
CZEGLÉDY S.	49	MEDVECZKY L.	30, 31 32, 42
CSIKAI GY.	2, 40	MESKÓ L.	13, 33 34
CSONGOR É.	14	NAGY J.	35
DARÓCZY S.	3	NAGY Z.	36
FÉNYES T.	15	NILSSON, A.	13
FÜLLE, R.	16	NOVÁK D.	35
GÖTZ, G.	32	OVSZJANIKOVA, L.P. ОВСЯНИКОВА, Л.П.	37
GYARMATI B.	17, 47	PAÁL A.	38
GYÓRI D.	5		
HJORTH, S.A.	13		

Serial number
Номер по порядку

PAPP I.	4
PETROV, L.A. ПЕТРОВ, Л. А.	3
PRADE, H.	39, 40
SÁMSONI Z.	5, 36
SCHARBERT T.	9, 10
SCHADEK J.	4,
SCHLENK B.	6, 33, 34, 41
SEBESTYÉN B.	52
SOMOGYI GY.	4, 31, 32, 33, 34, 41, 42
SOMORJAI E.	1, 29
SZABÓ GY.	4, 12, 37
SZALAY S.	4, 5, 43
SZÁDECZKY- KARDOS E.	44
SZILÁGYI M.	5
SZINICA, V.V. СИНИЦА, Е.Е.	1
TER-AKOP' JAN, G.M. ТЕР-АКОП'ЯН, Г.М.	3
TÓTH A.	5
TRÓN L.	51
UJHELYI CS.	21, 45
VALEK A.	6, 33, 34
VARGA D.	11
VATAI E.	9, 10
VÁRNAGY M.	42
VERTSE T.	24, 25
ZIMÁNYI J.	17



"B"
Csoport
TARTALOM

	Tételszám	Oldalszám
Tudományos előadások	1 - 29	92
Ismeretterjesztő- és egyéb előadások	30 - 31	95
Ismeretterjesztő- és egyéb közlemények	32 - 35	96

TUDOMÁNYOS ELŐADÁSOK

SCIENTIFIC LECTURES

НАУЧНЫЕ ДОКЛАДЫ

- 1.) ANGELI I.
BÓDIZS D. Расчеты связанные с радиационной защитой при генераторе Ван де Граффа.
Совещания по дозиметрии и физике защиты на ускорителях заряженных частиц.
Дубна, 1969. окт.

- 2.) BALOGH K.
KOVÁCH Á.
PANTÓ GY. Strontium Isotopes in Some Intermediary Rocks of the Börzsöny Mountains.
Kárpát-Balkáni Földtani Asszociáció 8. Kongresszusa, Budapest, 1969. szept.

- 3.) BERÉNYI D.
SCHARBERT T.
VATAI E.
BRÜCHER E. Дифференциальные спектры внутреннего тормозного излучения при однократно запрещенных бета-распадах ^{143}Pr и ^{204}Tl . Программа и тезисы докладов 19 ежегодного Совещания по Ядерной Спектроскопии и Структуре Атомного Ядра. Часть 1. Иереван, ян.-февр.

- 4.) CSONGOR F A légkör radioaktivitása. E.L. Fiz. Társulat Vándorgyűlése, Miskolc, 1969. aug.

- 5.) GYARMATI B. A két neutron átadó magreakciók. E.L. Fiz. Társulat, Bp. 1969. márc.

- 6.) GYARMATI B.
VERTSE T.
ZIMÁNYI J.
ZIMÁNYI M. Single Particle Resonant State Wave Functions in a Simple Description of Isobaric Analogue Resonance.

International School of Nuclear Theoretical Physics, Predeal-Romania, 1969, szept.

- 7.) ILLÉS F.
UJHELYI CS.
JUHÁSZ S. Internal Conversion Ratios for the Higher Shells in the Decay of ^{131m}Xe .
Proceedings of the International Conference on Radioactivity in Nuclear Spectroscopy, Vanderbilt Univ., Nashville, Tenn., U.S.A. 1969. aug.

- 8.) ILLÉS F.
UHELYI CS.
JUHÁSZ S. Определение отношения коэффициентов внутренней конверсии на высших оболочках атома ^{131}I в переходе 164 кэВ. XI. Совещания по Ядерной Спектроскопии и Теории Ядра, Дубна, 1969.
- 9.) KÁDÁR I.
BERÉNYI D.
MYSTEK B. Исследование внутреннего тормозного излучения при распаде ^{54}Mn . XI. Рабочее Совещание по Ядерной Спектроскопии и Теории Ядра, Дубна, 1969. июль.
- 10.) KOLTAY E. Five-electrode lenses for high voltage accelerator use. Szemináriumi előadás a Szovjetunió Tudományos Akadémiája "A.F. Joffe" Fizikai Technikai Intézetének "Töltött részecskék optikája" csoportjában. (Leningrád), 1969. máj.
- 11.) KOLTAY E. The Effects of Asymmetrization on the Effective Length of Quadrupol Lenses. Szemináriumi előadás a Szovjetunió Tudományos Akadémiája "A.F. Joffe" Fizikai Technikai Intézetének "Töltött részecskék optikája" csoportjában (Leningrád), 1969. jun.
- 12.) KOLTAY E. Activities on the Accelerator Programme in the ATOMKI. Szemináriumi előadás az Elektrofizikai Berendezések "Jefremov" Tudományos Kutató Intézetének "Elektrosztatikus gyorsítóberendezések" csoportjában. (Leningrád), 1969. jun.
- 13.) KOLTAY E. The Accelerator Project of the ATOMKI. Szemináriumi előadás az Obnyinszki Fizikai Energetikai Intézet Elektrosztatikus Gyorsító Laboratóriumában. Obnyinszk, 1969. okt.
- 14.) KOVÁCH Á. Strontium isotopes in some tertiary igneous rocks in Hungary. IAVCEI Symposium on "Volcanoes and their Roots", Oxford, England, 1969, szept.
- 15.) KOVÁCH Á. Hazai átmeneti vulkáni kőzeteink eredete stroncium-izotóp-analitikai vizsgálatok tükrében. MKE Alkalmazott Fizikai-Kémiai Napok, Bp., 1969. nov.
- 16.) KOVÁCH Á.
BALOGH K. Strontium isotopes and the origin of intermediary volcanic rocks in the Börzsöny Mountains. 6. Arbeitstagung über Stabile Isotope, Leipzig, 1969. okt.

- 17.) MEDVECZKY L. Autoradiográfia fényérzékenyen anyagokkal.
MTA Biol. Tud. Oszt. Morphologiai-Cytologiai Bizottsága rendezésében, Autoradiográfiai kerekasztal konferencia. Bp. okt.
- 18.) MEDVECZKY L. Track Revealing and Visualisation. Reporteri előadás.
International Topical Conference on Nuclear Track Registration in Insulating Solids and Applications, Laboratoire de Physique Nucleaire Faculté des Sciences, Clermont-Ferrand, 1969. máj.
- 19.) MEDVECZKY L. Ecetsavas mosás.
MTA Biol. Tud. Oszt. Morphologiai-Cytologiai Bizottságának rendezésében. Autoradiográfiai kerekasztal konferencia. Bp. okt.
- 20.) MEDVECZKY L.
BORNEMISZA-
PAUSPERTL P. Beiträge zur Kalibration der Koda-Schnell-Neutron Überwachungsfilme. Az Osztrák Sugárvédelmi Társulat és az E.L. Fiz. Társ. tudományos ülészakán. Bécs, 1969. ápr.
- 21.) MEDVECZKY L.
LAMPÉ L.
HALÁSZ T.
DITROI F. Nagyméretű metszett felületről egyszerű eszközökkel készíthető autoradiogram. MTA Biol. Tud. Oszt. Morphologiai-Cytologiai Bizottsága rendezésében, Autoradiográfiai kerekasztal konferencia, Bp. okt.
- 22.) MEDVECZKY L.
SOMOGYI GY. Investigations on ternary photo-fission with track recorders of different sensitivity.
International Topical Conference on Nuclear Track Registration in Insulating Solids and Applications, Laboratoire de Physique Nucleaire Faculté des Sciences, Clermont-Ferrand, 1969. máj.
- 23.) MEDVECZKY L.
SOMOGYI GY.
GÖTZ G. Ternary fission of ^{232}Th , ^{238}U and ^{239}Pu .
Physics and Chemistry of Fission Symposium, IAEA, Vienna, 1969. júl.
- 24.) SOMOGYI GY.
SCHLENK B. Application of solid-state track detectors for measuring alpha-particle angular distributions in nuclear reactions.

International Topical Conference on Nuclear Track Registration in Insulating Solids and Applications, Laboratoire de Physique Nucleaire Faculté des Sciences, Clermont-Ferrand, 1969. máj.

- 25.) SOMOGYI GY.
VÁRNAGY M.
MEDVECZKY L. The Influence of Etching Parameters on Sensitivity of Plastics. International Topical Conference on Nuclear Track Registration in Insulating Solids and Applications, Laboratoire de Physique Nucleaire Faculté des Sciences, Clermont-Ferrand, 1969. máj.
- 26.) VARGA D.
BERÉNYI D. Подробное исследование спектра внутреннего тормозного излучения ³²P. Программа и тезисы докладов 19 ежегодного Совещания по Ядерной Спектроскопии и Структуре Атомного Ядра. Часть 1. Йереван, ян. - фебр.
- 27.) VATAI E. Ujabb eredmények az elektronbefogás területén. E.L. Fiz. Társulat, Bp., 1969. okt.
- 28.) VERTSE T. Rövid áttekintés az ODRA 1013 számológép helyzetéről az MTA ATOMKI-ben. Nehézipari Műszaki Egyetem, Miskolc, 1969. nov.

ISMERETTERJESZTŐ- ÉS EGYÉB ELŐADÁSOK

EDUCATIONAL- AND OTHER LECTURES

НАУЧНО- ПОПУЛЯРНЫЕ И РАЗНЫЕ ДОКЛАДЫ

- 29.) SZALAY S. Megnyitó. Az Országos Béketanács Tudományos Bizottsága, a Hazafias Népfront Hajdu-Bihar megyei Bizottsága, a debreceni Felsőoktatási és Tudományos Intézetek Tudományos Békekonferenciája. Merre tartanak a fejlődő országok? Debrecen, 1969. jan.
- 30.) SZALAY S. Referátum az MSZMP Hajdu-Bihar megyei Bizottsága Tudományos Ülésszakán 1969. dec. 16-án "Atommagfizikai kutató- és oktatómunka Debrecenben" címmel.

ISMERETTERJESZTŐ- ÉS EGYÉB KÖZLEMÉNYEK

EDUCATIONAL- AND OTHER PUBLICATIONS

НАУЧНО- ПОПУЛЯРНЫЕ И РАЗНЫЕ РАБОТЫ

- 31.) BERÉNYI D. Kísérleti bizonyíték a kettős béta-bomlásra a ^{130}Te esetében. Fizikai Szemle, 19, 65 (1969).
- 32.) BERÉNYI D. Számítások a belső konverziós koefficiensekre vonatkozólag. Fizikai Szemle, 19, 351-352 (1969).
- 33.) BERÉNYI D. Konferencia az elektronbefogásról és a magasabb rendű folyamatokról atommagok bomlásában. (Debrecen, 1968. júl. 15-18) Magyar Tudomány, 14, 183-185 (1969).
- 34.) FÉNYES T.
SZALAY S. Дебрецен-Дубна. Сотрудничество в области Исследования Атомного Ядра.

Acta Universitatis Debreceniensis de L. Kossuth Nominatae, Nominatae, Ser. Phys. et Chim., 14, 41-49 (1968).
- 35.) KOLTAY E. Könyvismertetés. "Nagy Gy. A. - Szilágyi M.: Bevezetés a tértöltésoptika elméletébe. Bp., 1967, Akadémiai K." Fizikai Szemle, 19, 349-350 (1969).
- 36.) MÁTHÉ GY. Az MTA Atommag Kutató Intézetében kifejlesztett műszerek. MTA Műszerügyi Szolgálatának Közleményei, 41-49 (1969) 7.sz.
- 37.) MEDVECZKY L. Az Atommag Kutató Intézet nemzetközi kapcsolatai. Hajdu-Bihari Napló, 1969. okt. 9.
- 38.) SZALAY S. A fizikusok szerepe az ipar fejlődésében. Fizikai Szemle, 19, 193-198 (1969).
- 39.) SZALAY S. Megnyitó. Az Országos Béketanács Tudományos Bizottsága, a Hazafias Népfront Hajdu-Bihar megyei Bizottsága a debreceni Felsőoktatási és Tudományos Intézetek Tudományos Békekonferenciája. Merre tartanak a fejlődő országok? Debrecen, 1969. jan. 29. Debrecen, -, Alföldi Ny. pp. 7-10.

INTÉZETI HÍREK

Dr. Szalay Sándor akadémikus, a MTA Atommag Kutató Intézetének igazgatója 1969-ben ünnepelte 60. születésnapját. Ebből az alkalomból magas kormánykitüntetésben részesült: a "Munka Érdemrend" aranyfokozatát kapta.

Munkatársai 1969. október 2-án köszöntötték. Az Intézet dolgozóinak nevében dr. Medveczky László tudományos igazgatóhelyettes nyújtotta át Szalay akadémikus nyomtatásban megjelent tudományos munkáinak faksimile kiadását mint az Intézet ajándékát. A faksimile kiadás két kötetben, közel ezer oldalon jelent meg, 350 példányban.

Szalay akadémikus 60. születésnapja tiszteletére az Acta Physica különszámot adott ki, és az ATOMKI Közleményekben is több cikket ajánlottak erre az alkalomra.

* * * * *

Dr. Kovács Gyula gazdasági igazgatóhelyettest 1969. április 4-én a "Munka Érdemrend" ezüsthokozatával tüntették ki.

Kovács Ádám tudományos munkatárs kapta az Eötvös Lóránd Fizikai Társulat 1969. évi "Selényi Pál" díját.

Schlenk Bálint tudományos munkatárs az Eötvös Lóránd Fizikai Társulat 1969. évi "Schmid Rezső" díját nyerte el.

Gyarmati Borbála tudományos munkatársat és Dombi Imre főmérnököt a Magyar Tudományos Akadémia Elnöke jutalomban részesítette.

* * * * *

1969-ben az osztályszemináriumokon kívül megrendezett intézeti "referáló délutánokon" a következő előadások hangzottak el:

Frenkel Andor (KFKI): "Legujabb eredmények a CP-sértésre vonatkozólag"

Gábor Dénes (London, Royal Society tagja): "Holografia"

Kiss Dezső (KFKI): "Beszámoló a másfél éves koppenhágai tanulmányut tapasztalatairól"

Koltay Ede: "Ujabb eredményeink az aszimmetrizált kvadrupóllencsék elektronoptikai tulajdonságainak vizsgálatában"

Berényi Dénes: "Magspektroszkópiai vizsgálatok a radioaktív magokra vonatkozólag"

Somogyi György: "A szilárdtest nyomdetektorok kutatásának, felhasználásának jelenlegi helyzete" (Beszámoló az 1969. május 6-9 Clermont-Ferrandban rendezett "International Topical Conference on Nuclear Track Registration in Insulating Solids and Applications" c. konferenciáról.)

- Miskolczi János: "Integrált áramkörök és alkalmazásaik"
- Lakatos Tamás: "Energiamérés problémái nukleáris detektoroknál"
- Kiss Dezső (KFKI): Beszámoló a studsviki neutronbefogási konferenciáról"
- Somogyi György: "Szilárdtest nyomdetektorok a magfizikában"
- Vatai Endre: "A Na^{22} ϵ/β^+ viszonyának értelmezésével kapcsolatos problémák"
- Horst Götz (Erfurt): "Die Anwendung der Kernresonanz zur Untersuchung flüssiger Kristalle"
- Berényi Dénes: "Modern fizikai módszerek a gyógyszervegyészetben"
- Máthé György: "Magfizikai detektorok zero-crossing rendszerű impulzusalak diszkriminációja" (Kandidátusi értekezés házi vitája)
- Zámori Zoltán (KFKI): "Számológépek on-line alkalmazása fizikai mérésekben" (Szeminárium sorozat)
- J.C. Barton (Northern Polytechnic, London): "The Scintillation Technique at Northern Polytechnic"

* * * * *

Az ATOMKI a gyakorlati életben felmerülő problémák megoldásához is igyekszik segítséget nyújtani. 1969-ben az alábbi intézményekkel és témákban kötött kutatási szerződést:

- Mezőgazdasági és Élelmezésügyi Minisztérium - Lápos tőzegmintákon nyomelemek megkötésének laboratóriumi vizsgálata.
- Nehézipari Külkereskedelmi Vállalat (NIKEX) - Mongóliai kőzetminták abszolút kor meghatározása.
- Magyar Állami Földtani Intézet - Magyar medence aljzatából származó kőzetminták kor meghatározása.
- Biogál Gyógyszergyár - Modern fizikai módszerek az analitikai kémiában és a gyógyszervegyészetben.

* * * * *

Intézetünket az elmúlt évben is sok külföldi látogató kereste fel. Többen közülük előadást is tartottak. Hosszabb időre, mintegy egy évre D.S. Srivastava, az Aligarh Muslim University munkatársa, kapcsolódott be az ATOMKI-ben folyó kutatómunkába. Az ő látogatására az indiai-magyar államközi kulturegyezmény keretében került sor.

* * * * *

1969-ben 17 kutató vett részt nemzetközi konferencián vagy nyári iskolán összesen 19 előadással.

15 munkatársunk utazott külföldre rövid (néhány naptól - néhány hetes időtartamra) tapasztalatszerelésre, látogatásra, 4 kutató pedig 3 hónapnál hosszabb tanulmányúton vett részt: Károlyi Gyula Lengyelország, Varsó; Meskó László Svédország, Stockholm; Nagy József NDK, Drezda; Somorjai Endre Szovjetunió, Obnyinszk.

* * * * *

Az ATOMKI egy kutatócsoportja (Fényes T., Mahunka I., Máté Z., Rupp E.) 1968. őszétől a dubnai Egyesített Atomkutató Intézetben dolgozik. A csoport kutatási célkitűzése: új izotópok előállítása a 660 MeV-es proton szinkrociklotron segítségével, és rövid felezési idejű radioizotópok magspektroszkópiai vizsgálata. A több éves program első jelentősebb eredményei 1969. végén, 1970. elején születtek: sikerült előállítani két új izotópot, a ^{188}Tl - és ^{190}Tl -ot és - más dubnai csoportokkal együttműködve - üzembe helyezni a szinkrociklotron mellett egy rövid felezési idejű izotópok szétválasztására szolgáló elektromágneses tömegszeparátort.

* * * * *

Balogh Kadosa a Nemzetközi Atomenergia Ügynökség ösztöndíjasaként 1969. októberében megkezdte 9 hónapig tartó tanulmányait a dániai Aarhus-ban. Feladata a tömegszeparátorok konstrukciós és üzemeltetési problémáinak vizsgálata.

* * * * *

A leningrádi Joffe Fizikai Technikai Intézet töltött részecske optikai csoportja és az ATOMKI elektrosztatikus gyorsító osztálya közötti együttműködés keretében Koltay Ede és Szabó Gyula látogatást tett a leningrádi intézetben. Az év folyamán közlésre kerültek az aszimmetrizált terű kvadrupol lencsék elektronoptikája terén nyert első közös eredmények.

* * * * *

Intézetünk Magspektroszkópai Osztálya évek óta eredményes együttműködést folytat a dubnai Egyesített Atommag Kutató Intézet Magspektroszkópiai és Rádiokémiai Osztályával, neutrondeficitos izotópok vizsgálatára vonatkozólag. Több értékes eredmény és ennek megfelelően nemzetközi szintű közlemény köszönhető ennek az együttműködésnek. 1969-ben Vatai Endre és Berényi Dénes Dubnában a további közös munka részleteit beszélték meg, amelynek keretében az ATOMKI-ben a gyors, illetve a lassu tömegszeparátorról kapott radioaktív izotópokat fognak vizsgálni.

A Varsó-Swierk-i Atommag Kutató Intézet és az ATOMKI magspektroszkópai osztályai több éves együttműködése keretében 1969-ben befejeződött a ^{54}Mn belső fékezési sugárzásának vizsgálata. Az előmérések közös elvégzésére B. Myslek két hetet töltött az ATOMKI-ben 1968. decemberében, a kiértékelés megvitatására pedig Kádár Imre egy hetet Swierkben 1969. júniusában. Ennek a közös kutatásnak a befejeztével (a cikket 1970. elején küldték be a Nuclear Physics-nek) az együttműködés tovább folyik a ^{143}Pm belső fékezési sugárzásának vizsgálatára, amely várhatóan döntő lesz a magasabb héjakról történő elektron befogást kísérő belső fékezési sugárzással kapcsolatos problémák tisztázására.

* * * * *

1969-ben folyt annak az együttműködésnek az előkészítése, amelynek keretében 1970-től a rigai Fizikai Intézet Riga-Salaspils és az ATOMKI magspektroszkópai osztályai részben kölcsönösen kicserélik technikai tapasztalataikat, részben egymást kiegészítő közös kutatásokat fognak folytatni egyes magok nivóira vonatkozólag. A rigai intézetben ugyanis az ATOMKI permanens mágneses sáv-spektrográfiához hasonló béta-spektrográf működik egy reaktorral összeköttetésben a neutron befogást követő belső konverziós legerjesztődés "in beam" vizsgálatára.

Az ATOMKI KÖZLEMÉNYEK évenként több számban jelenik meg. Tudományos intézeteknek cserepéldányképpen vagy kérésükre díjtanul megküldjük, kötelezettség nélkül. Magánszemélyeknek esetenkénti kérésére 1 - 1 számot vagy különnyomatot szívesen küldünk. Ilyen irányú kéréseket az intézet könyvtárszolgálatához kell irányítani. (ATOMKI, Debrecen 1. Pf. 51.)

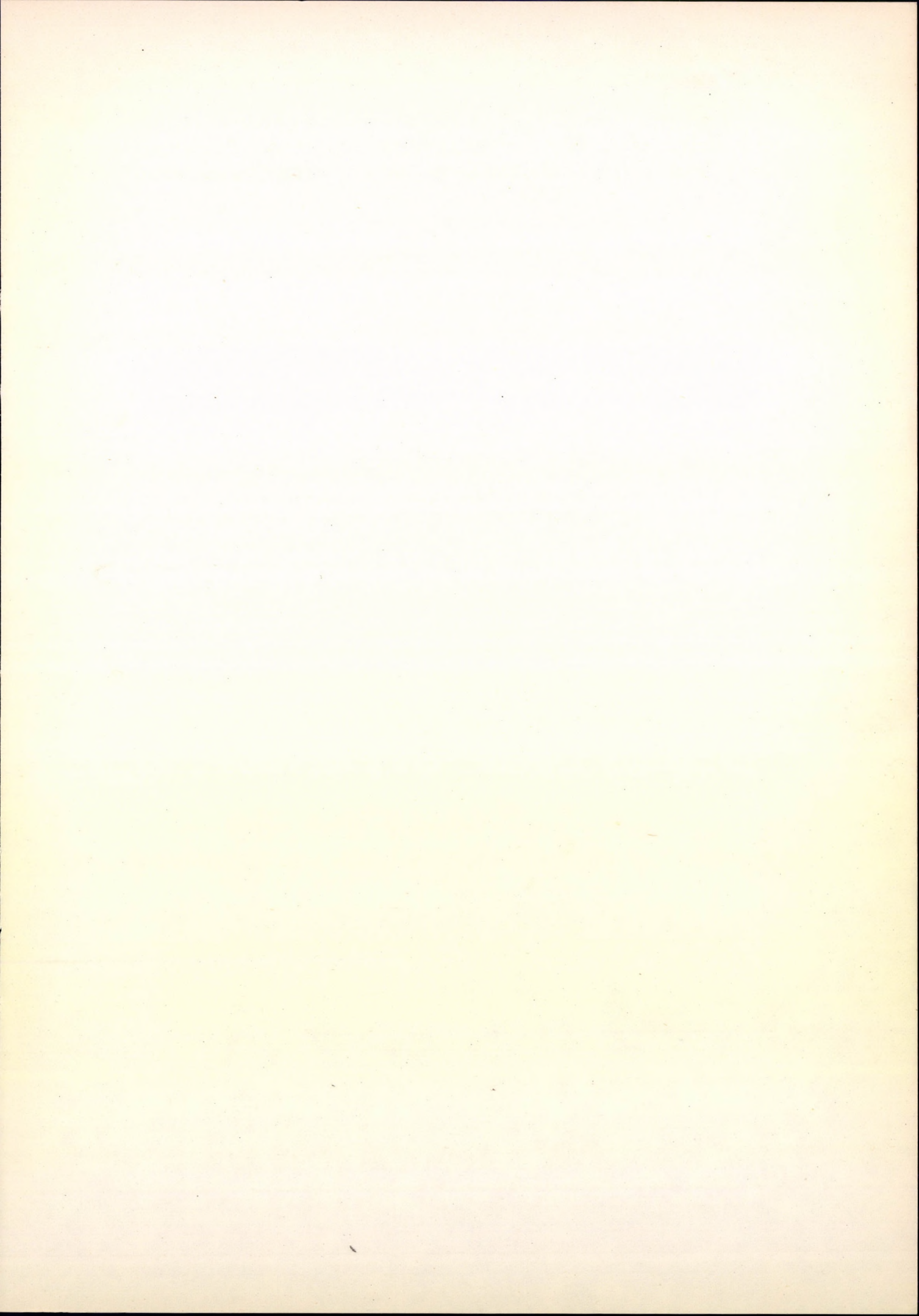
Szerkesztő Bizottság: Szalay Sándor elnök, Gyarmati Borbála titkár, Berényi Dénes, Csikai Gyula, Medveczky László.

Kiadja a
Magyar Tudományos Akadémia
Atommag Kutató Intézete
Debrecen

A kiadásért és szerkesztésért felelős
Szalay Sándor az Intézet igazgatója.

Készült az MTA Atommag Kutató Intézetében

Példányszám: 450
1970/2.



АТОМКИ

СООБЩЕНИЯ

ТОМ 12.

№ 1-2

СОДЕРЖАНИЕ

НАУЧНЫЕ СООБЩЕНИЯ	стр.
Ш. Цегледи, В. Карвай, Ф. Пинтер: Радиолуминесценция монокристаллов хлористого свинца при низких температурах	1
Й. Вачо: Опыты полученные при изготовлении поверхностно-барьерных детекторов в АТОМКИ	5
Л. Медвецки: Проявление и наблюдение следов в диэлектрических детекторах (обзорная статья)	11
Д. Верени: Современные физические методы в аналитической химии (обзорная статья)	17
И. Берец, Ш. Вохатка: Свойства и применимость орбитронного насоса (обзорная статья)	43
ПО МАСТЕРСКИМ И ЛАБОРАТОРИЯМ	
И. Берец, Ш. Вохатка: Испытание работы насоса типа Орбитрон диодной системы собственного изготовления	55
И. Берец; Исследования связанные улучшением одного маслянного диффузионного насоса	61
И. Берец, И. Папп, Ш. Сабо: Емсоковакуумный откачной стенд	69
БИБЛИОГРАФИЯ СООБЩЕНИЙ ИЗДАНИИ ИНСТИТУТОМ В 1969	73
ИНСТИТУТСКИЕ ИЗВЕСТИЯ	97

ATOMKI

BULLETIN

Volume 12 Number 1-2

CONTENTS

SCIENTIFIC PAPERS	Page
S. Czeglédy, B. Karvaly, F. Pintér: The blue radio-luminescence of lead chloride single crystals at low temperatures	1
J. Bacsó: Experiences obtained in the course of preparation of surface barrier detectors in ATOMKI	5
L. Medveczky: Track revealing and visualization (Review)	11
D. Berényi: Methods of modern physics in analytical chemistry. (Review)	17
I. Berecz, S. Bohátka: Features and applicability of the electrostatic getter-ion-pump (Orbitron) (Review)	43
FROM OUR WORKSHOP AND LABORATORY	
I. Berecz, S. Bohátka: Running experiences on our diode type Orbitron pump	55
I. Berecz: Investigations connected with the development of an oil-diffusion pump	61
I. Berecz, I. Papp, S. Szabó: High vacuum pumping unit	69
BIBLIOGRAPHY OF PUBLICATIONS - ATOMKI 1969	73
NEWS ITEMS OF THE INSTITUTE	97

310.565

ATOMKI

KÖZLEMÉNYEK

12. kötet

3. szám

MTA
ATOMMAG KUTATÓ INTÉZETE
DEBRECEN

1970. november

2

ATOMKI

KÖZLEMÉNYEK

12. kötet szám 3

TARTALOMJEGYZÉK

TUDOMÁNYOS KÖZLEMÉNYEK	Oldal
Somogyi Gy., Srivastava D.S.: Alfa-radiográfiai vizsgálatok plasztik nyomdetektorokkal	101
Medveczky L.: Audiovizuális diszkriminálás fotoemulziós nyomhosszuság méréséhez	119
Medveczky L.: Előhívási tapasztalatok vékony magfizikai emulziókkal	123
Srivastava D.S., Berényi D., Svingor É.: Abszorbensek torzító hatása félvezető és szcintillációs gamma-spektrumokra	127
Kövér Á., Varga D., Berényi D., Ujhelyi Cs.: Vékony fóliák hatása monoenergetikus elektronok spektrumára	137
Kiss Á., Kiss I., Koltay E.: A multipól komponensek effektív hossza erősen fókuszáló rendszerekben	145
Szabó Gy.: Ionoptikai rendszerek akceptanciájának meghatározása	153
Kádár I., Koltay E.: Áramgenerátor nyomás alatti Van de Graaff generátor töltő tüsorának táplálására	161
Varga D.: Belső fékezési sugárzás vizsgálata az ATOMKI-ben (összefoglaló közlemény)	165

ALFA-RADIOGRÁFIAI VIZSGÁLATOK PLASZTIK NYOMDETEKTOROKKAL

SOMOGYI GY., SRIVASTAVA D.S.[†]

Nagy α -részecske nyomsűrűséggel ($> 10^5 \alpha/\text{cm}^2$) besugárzott műanyagok (cellulózitrát, cellulózacetát, polikarbonát) kémiai maratás utáni opálosodásának tulajdonságait tanulmányoztuk. Kvantitatív adatokat adunk különböző érzékenységu nyomdetektorok optikai feketedése, a maratási idő és a nyomsűrűség közti összefüggésekre különböző besugárzási körülmények esetén. Áttekintjük a nyomfeltárás néhány elvi problémáját a detektorba tetszőlegesen szög alatt belépő α -részecskék esetén. Megvizsgáltuk néhány tényezők (besugárzási geometria, részecske energia, környezeti behatások, stb.) az alfagráfiai képek kialakításánál játszott szerepét. Ugy találtuk, hogy kis nyomregisztrációs hatásfoku műanyagokkal (pl. polikarbonát) energia-szelektív α -radiográfia is megvalósítható. Tanulmányoztuk a vákuumban történő besugárzások hatását a műanyagok optikai feketedési görbéire. E vizsgálatok arra a következtetésre vezettek, hogy az oxigén jelenléte az α -részecske besugárzás folyamán jelentős szerepet játszik a látens nyom kialakításában. Az itt alkalmazott eljárás, mint új módszer, egyéb detektorsajáttságok vizsgálatára is alkalmas.

INVESTIGATIONS ON ALPHA RADIOGRAPHY WITH PLASTIC TRACK DETECTORS. The features of translucency observed in plastics (cellulose nitrate, cellulose acetate and polycarbonate) irradiated with α -particles with high track density ($> 10^5 \text{ alphas/cm}^2$) have been studied. Quantitative data are presented for the correlation between the optical density, etching time and track density for dielectric track detectors of different sensitivity under different irradiation conditions. A few aspects of the requirements for revealing the α -particle tracks in plastics have been theoretically investigated using an observed exponential relationship for the variation of etch rate along the particle's trajectory. The part played by some parameters (irradiation geometry, particle energy, environmental conditions etc.) in the observed α -ray patterns have also been examined. It has been found that one can make energy-selective α -radiography by using less sensitive plastics like polycarbonate. The effect of irradiation in vacuum on the optical density curves has also been studied. From these investigations it was concluded that the presence of oxygen during α -particle irradiation plays an important role in track formation. The method used for these investigations offers itself as a quick and reliable method for finding the relative sensitivities of dielectric track detectors and any change in them due to environmental conditions.

АЛФА-РАДИОГРАФИЯ С МЕТОДОМ ПОЛИМЕРНЫХ ТРЕКОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ. Систематические исследования были проведены для свойств матовости полимерных детекторов, облучаемых альфа-частицами большого числа чтобы получить большую плотность следов ($> 10^5$ альфа-частица/см²). Представлены количественные данные для соотношения между оптической плотностью, времени травления и плотностью следов для полимерных трековых детекторов (нитроцеллюлоза, ацетилцеллюлоза, поликарбонат) при различных условиях облучения. Обсуждается теоретическое представление с точки зрения применения эффекта матовости пластиков в альфа-радиографических исследованиях. Изучается роль нескольких параметров (условия облучения, энергия частиц, окружающая среда, и т.д.) на наблюдаемые альфа-радиограммы. Влияние облучения в вакууме на кривую оптической плотности полимерных детекторов было изучено. Обнаруживалась возможность дискриминации по энергии альфа-частиц в альфа-радиограммах используя меньше чувствительным пластиком похожим на поликарбонат.

1. BEVEZETÉS

Ma már számos anyag ismert, amelyekben az áthaladó töltött atomi részecskék nyomait megfelelő kémiai maratással feltárhatjuk. Azok a pályaszakaszok ugyanis, ahol a részecskék egy kritikus értéknél nagyobb lokális sugárrombolást keltettek, gyorsabban maródnak, mint a környező helyek és így optikai mikroszkóppal is látható méretű üregekké növelhetők. Az e jelenségre alapozott ún. szilárdtest nyomdetektorokat, sajátosságukat alaposabban megismervén, egyre szélesebb területen alkal-

[†]Permanent adress: Applied Science Deptt. Aligarh Muslim University, Aligarh, India.

mazzák [1]. Legtöbb alkalmazásnál a nyomüregek számának meghatározására van szükség adott nagy-ságu detektorfelületen. E módszer alkalmazhatóságának felső határa azonban csak kb. 10^5 nyom/cm². Ennél nagyobb nyomsűrűségek esetén az üregek leszámolása már igen időtrábló, vagy a nyomátfedések miatt nem is valósítható meg. Ilyen körülmények között, a nagy sűrűségben jelenlévő kimaratótt üregek fényszóró hatása miatt, a detektorok opálosodása is megfigyelhető. E jelenség irányította a figyelmet arra, hogy a nyomok sűrűségével korrelációban lévő opálosodást különböző sugárzások lokális intenzitás-eloszlásának "feltérképezésére" hasznosítsák [2, 3].

Bár e jelenséget már több területen felhasználták (lásd I. táblázat) ez új típusu nyomdetektorokkal megvalósítható alfagráfia és fissionográfia módszertani alapjait illetően még kevés vizsgálat történt. Ez vezetett bennünket arra, hogy az α -részecskékkal besugárzott műanyag detektorok-

I. TÁBLÁZAT

Szilárdtest nyomdetektorokkal végzett alfagráfia és fissionográfia eddigi alkalmazási területei.

Table I. Compilation of alphagraphy and fissionography done so far with solid-state track detectors.

Таблица I. Литература альфа-радиографии и фиссионграфии проведенной с диэлектрическими трековыми детекторами.

Radiográfia típusa	Az idézett irodalomban megadott felhasználási terület	Alkalmazott detektor*	Kiértékelési módszer*
Alfagráfia	B, Li eloszlás acélban [12, 13] és alumíniumban [13]	CN, CAB, P	SZ, F
	Pu eloszlás reaktor fűtőelemében [2, 15], Pu diffúzió fűtőelem köpenyében [14]	CN	SZ, F
	Gyorsneutron fluxus eloszlás reaktorban [9]	P	F
	Fémek, egykristályok tulajdonságainak vizsgálata channelling effektus felhasználásával [6, 7, 8]	CN	SZ
Fissionográfia	Termikus neutron fluxus eloszlás reaktorban [3, 15, 16, 17]	üveg, P	R, F
	Pu nyomszennyezés kimutatása biológiai mintákban [18]	P	-

* SZ: nyomszámlálás, F: optikai feketedés mérése, R: a detektorokról reflektált fény intenzitásának mérése, CN: cellulóznitrát, CAB: cellulózacetobutirát, P: polikarbonát (Makrofol - E vagy Lexan).

ban létrejövő opálosodás kvantitatív sajátosságait részletesebben is tanulmányozzuk. Megvizsgáltuk az e detektorokban kialakuló alfagráfiai képek (α -radiogramok) tulajdonságait néhány besugárzási és nyommaratási paraméter (részecske energia, belépési szög, nyomsűrűség, hívási idő, levegő jelenléte és hiánya a besugárzás alatt, stb.) függvényében. Az alábbiakban e vizsgálatok jelenlegi eredményeit foglaljuk össze, amelyek a kvantitatív alfagráfiához való hozzájárulásuk mellett a műanyag nyomdetektorok regisztrálási sajátosságainak alaposabb megismerését is elősegítették.

2. KISÉRLETI KÖRÜLMÉNYEK

2.1. Detektoranyagok:

Az α -részecskékkel besugárzott műanyagok kémiai maratás utáni opálosodásának vizsgálatához három különböző kémiai összetételű és regisztrációs érzékenységu detektoranyagot: cellulóznitrátot (régi Texo-R röntgenfilm alapanyaga), cellulózacetátot (Cellit-T, Wolfeni VEB. Filmfabrik gyártmánya) és polikarbonátot (Makrofol-E, Leverkuseni Bayer AB gyártmánya) használtunk, amelyek nyommaratási sajátosságaira vonatkozóan már számos előzetes tapasztalattal rendelkezünk. Mindhárom detektoranyag opálosodását azonos besugárzási feltételek mellett tanulmányoztuk, hogy a kapott eredményeket a műanyagok nyomregisztrációs érzékenysége és a feketedési görbék sajátosságai közt lehetséges összefüggések szempontjából is összehasonlíthassuk.

2.2. Besugárzási körülmények

A kvantitatív α -gráfiai vizsgálatokhoz α -forrásként vákuumpárolgatott ^{241}Am -forrást használtunk, amely 1 cm^2 felületen 2π -geometriában percenként $5,07 \cdot 10^5 + 2\%$ α -részecskét bocsátott ki. Az α -részecskék energiája $5,49\text{ MeV}$. A műanyagok α -részecskékkel történő besugárzása olyan berendezésben történt, amelyben a detektorokat reprodukálható körülmények között, kívánt időtartamig sugározhattuk be, különböző geometriai elrendezésben, vákuumban és levegőben egyaránt.

A mérések során két határesetet képviselő besugárzási geometriát használtunk, amelyeket a következőkben röviden csak " 2π ", illetve "merőleges" besugárzási geometriának fogunk nevezni. Az α -részecskékre érzékeny műanyag nyomdetektorok gyakorlati felhasználása szempontjából mindkét eset különleges figyelmet érdemel.

" 2π "-besugárzási geometria alatt azt az elrendezést értjük, amikor az α -sugárzó anyag és a detektor, a besugárzás alatt, közvetlen kontaktusban van, vagy azokat egymástól csak vékony fólia választja el. Plasztik detektoroknál az α -sugárzó minta és detektor között egy abszorbens fólia alkalmazása gyakran célszerű lehet. Ugyanis a műanyagoknál az α -részecske nyomok regisztrációjához szükséges küszöbenergia általában 3 MeV -nél kisebb (tehát a nyomok csak azokon a pályaszakaszokon marathatók ki, ahol a részecskék energiája már e kritikus energia alá csökkent) és így a nagyobb energiájú részecskék nyomai a detektorfelületen csak viszonylag hosszú maratási idő után jelennek meg. Abszorbens alkalmazásával az α -részecskék energiáját alkalmas mértékben lecsökkentve már rövid maratási idők után is jó fedettségű alfagráfiai képeket kaphatunk. Vizsgálatainkban, 2π -geometriában történő besugárzásoknál $3,8\text{ mg/cm}^2$ vastag Al fóliát használtunk, amely az ^{241}Am forrásból jövő és a fólián merőlegesen áthaladó α -részecskék energiáját $2,9\text{ MeV}$ -re fekezte.

"Merőleges" besugárzási geometriának fogjuk nevezni azt az elrendezést, amikor az α -részecskék a felület normálisához közeli szögek alatt lépnek be a detektorba. E geometriában besugárzott lemezek opálosodási sajátosságaiból információt kívántunk nyerni a műanyag detektorok regisztrációs sajátosságaira vonatkozóan, magreakciók vizsgálatánál használt besugárzási körülmények között [4, 5].

A műanyag detektorok opálosodási sajátosságainak vizsgálata újabb különösen érdekes lehet olyan besugárzási geometria esetén is, amikor az α -forrás és detektor közé abszorbensként az α -részecskék hatótávolságával összemérhető vastagságu egykristályt helyezünk. Ilyen típusu vizsgálatok az egykristályokban létrejövő channeling- és blocking- hatásokat tükröző alfagráfiai képek értékeléséhez (kanaligráfia) adhatnak adatokat [6, 7, 8]. E problémával itt nem foglalkozunk, csak megemlítjük, hogy merőleges besugárzási geometria esetén kapott eredményeink e területen is hasznosíthatók.

2.3. Nyommaratási körülmények

A műanyagdetektorok nyommaratási körülményeit úgy választottuk meg, hogy teljesítsük az alábbi követelményeket: a.) A detektorok felületi maratási sebessége ne legyen túl kicsi ($< 4\ \mu/\text{h}$ a lemezek egyik oldalán), azaz a detektorok felületéről lemaratott réteg vastagságának függvényében

végzett vizsgálatok ne legyenek nagyon hosszadalmasak. b.) A besugárzatlan detektor opálosodása a maratás folyamán elhanyagolható legyen. ($D_0 < 0,05$). c.) Az alkalmazott maratószer jól számolható, egyedi nyomokat eredményezzen. E követelményeknek eleget tevő, méréseinknél alkalmazott hívási körülményeket a II. táblázatban foglaltuk össze.

Kvantitatív alfagráfiai vizsgálatoknál fontos kérdés a feketedési görbék reprodukálhatósága, amely nagyrészt a maratási körülmények függvénye. Méréseink reprodukálhatóságát jól ellenőrzött körülmények között végzett nyommaratással biztosítottuk. A vizsgált detektorok méreteinél jóval nagyobb térfogatu, frissen készített oldatokat használtunk, amelyeket készítés után néhány óráig állni hagytunk, majd a kívánt maratási hőmérsékletet termosztátban $\pm 0,1$ °C-os pontossággal tartottuk. A lemezeket műanyag borítású huzalokon felfüggesztve engedtük a maratószerbe, majd a rendszert lezártuk, hogy megakadályozzuk az oldószer elpárolgását. A detektorok maratását adott időintervallumokban megszakítottuk, a lemezeket desztillált vízben gondosan lemostuk, megszáritottuk, és mérjük optikai feketedésüket. Ugyanekkor a lemezvastagság változását a detektor néhány előre megjelölt helyén Zeiss-gyártmányu optiméterrel állandóan ellenőriztük. A II. táblázat 3. oszlopában a mérésekből meghatározott felületi maratási sebességeket tüntettük fel.

II. TÁBLÁZAT

Nyommaratási körülmények.
Table II. Etching conditions used.
Таблица II. Условия травления.

Detektoranyag	Maratószer összetétele és hőmérséklete	Detektorfelület maratási sebessége (μ /óra)
Cellulózitrát (Texo-R)	20 % (244 g/liter) NaOH, 55°C	4,5
Cellulózacetát (Cellit-T)	24.4 g NaOH + 100 cm ³ (53.6 g NaOCl/liter) "Hypo" *, 75°C	4,25
Polikarbonát (Makrofol-E)	15 g KOH + 55 g (68,6 cm ³) C ₂ H ₅ OH + + 30 g H ₂ O, 50°C	11,0

* Kereskedelemben kapható tisztítószer

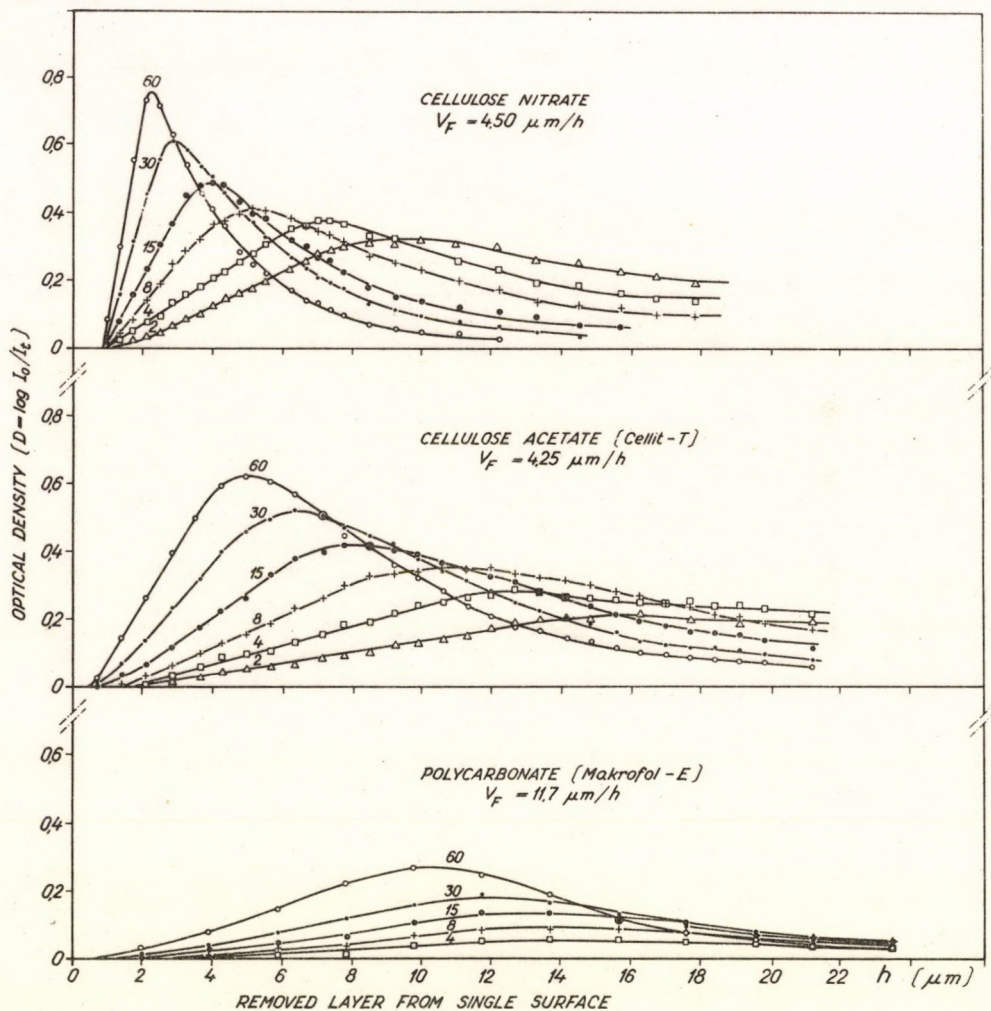
2.4. Az alfagráfiai kiértékelése

Az alfagráfiai kvantitatív kiértékelése történhet nyomszámlálással és a detektorfelületről reflektált, vagy azon áthaladt (transzmittált) fény intenzitásának mérésével. Vizsgálatainkban a transzmittált fény intenzitását mértük Zeiss-gyártmányu G. II. típusu gyorsfotométerrel. Az eredményeket a fotoemulzióknál szokásos $D = \log I_0/I_t$ mennyiséggel definiált optikai feketedés függvényében adtuk meg, ahol I_0 a besugárzatlan, I_t pedig az α -részekkel besugárzott, majd maratott detektoron áthaladó fény intenzitása.

3. KISÉRLETI EREDMÉNYEK ÉS DISZKUZZIÓ

3.1. A műanyagdetektorokban észlelt α -radiogramok sajátosságai

Nagy nyomsűrűséggel besugárzott, majd "előhívott" szilárdtest nyomdetektorok optikai feketedése - hasonlóan mint a fotoemulzióknál - függ a részecskék belépési szögétől, energiájától, nyomsűrűségétől, a hívási körülményektől, valamint a detektorok típusától. E paraméterek szerepet játszanak a nyommaratás során képződött üregek számának, alakjának, nagyságának kialakulásában (lásd pl. a Függelék) és így az üregek által okozott fényszórást és fényabszorpciót is meghatározzák. A következőkben ismertetjük a fentiekkel kapcsolatos kísérleti eredményeinket, és ezek alapján a műanyag nyomdetektorokkal megvalósítható α -radiográfiai technika néhány sajátosságát.



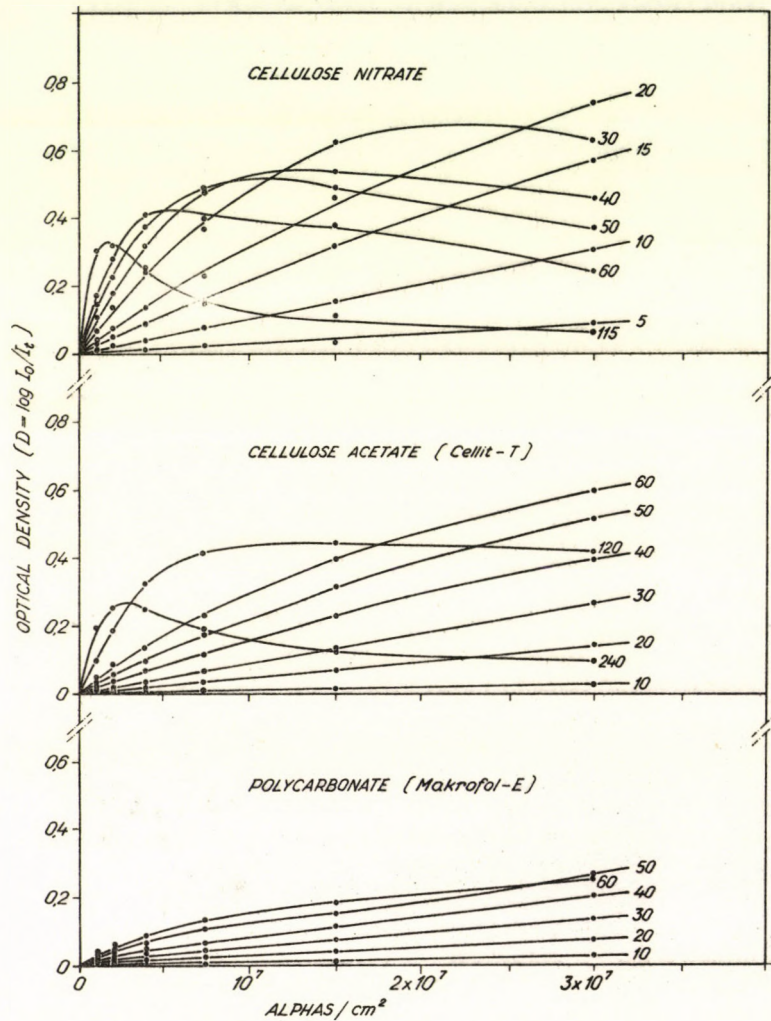
1. ábra. ²⁴¹Am α -részecskéivel levegőben besugárzott cellulóznitrát, cellulózacetát és polikarbonát lemezek optikai feketedése (D) a detektorok felületéről lemaratott réteg vastagságának ($h = V_F \cdot t$) függvényében. A besugárzás alatt a detektor és az α -forrás közé azokkal közvetlen kontaktusban $3,8 \text{ mg/cm}^2$ alumínium abszorbens volt elhelyezve. Az egyes görbékre irt számok a forrásfelületről a detektor felé emittált α -részecskék számát jelentik, $5,07 \cdot 10^5 \alpha/\text{cm}^2$ egységben. A maratási körülményeket a II. táblázatban tüntettük fel.

Fig. 1. Optical density (D) versus removed layer from single surface ($h = V_F \cdot t$) curves for cellulose nitrate, cellulose acetate and polycarbonate irradiated in air by α -particles from ²⁴¹Am source. For irradiation an aluminium degrader foil ($3,8 \text{ mg/cm}^2$) was placed in between the detectors and the source in perfect contact with them. The numbers on the curves represent the relative number of α -particles emitted from the source toward the plastic with an unit of $5,07 \cdot 10^5 \alpha/\text{cm}^2$. Etching conditions are given in Table II.

Рис. 1. Зависимость оптической плотности (D) нитроцеллюлозы, ацетилцеллюлозы и поликарбоната от толщины ($h = V_F \cdot t$) слоя, травленный с поверхности детекторов облученных в воздухе с α -частицами источника ²⁴¹Am. Во время облучения поглотитель в толщине $3,8 \text{ мг/см}^2$ алюминия разделял α -источник от детектора. Цифры у кривых дают число α -частиц, выпущенных от источника в направлении детектора в единицах $5,07 \cdot 10^5 \alpha/\text{см}^2$. Условия травления приведены в таблице II.

Méréseink során megvizsgáltuk, hogy vékony, monoenergetikus α -forrással közvetlen kontaktusban besugárzott műanyagok optikai denzitása (D) hogyan változik, a nyommaratás során, a detektorok felületéről eltávolított réteg vastagságának (h) függvényében. (A továbbiakban $D(h)$ görbe). A detektorok egyoldali rétegvastagság csökkenésének használata a maratási időnél alkalmasabb paraméternek látszott a különböző típusú detektorok feketedési sajátságainak összehasonlítása céljára. A mérési eredményeket az 1. ábrán összegeztük. A görbékre irt számok az egységnyi forrásfelületről, a detektorok felületének irányába kilépő α -részecskék számát jelentik $5,07 \cdot 10^5$ α -részecske/cm² egységben.

A 2. ábrán a 2π -geometriában besugárzott detektorok optikai denzitását az integrális α -részecskefluxus (ϕ) függvényében tüntettük fel. (A továbbiakban $D(\phi)$ görbe.) Az egyes görbékre irt számok az alkalmazott maratási időket jelentik percekben a II. táblázatban megadott maratási körülmények esetén.



2. ábra. Cellulóznitrát, cellulózacetát és polikarbonát lemezek optikai feketedése (D) az integrális α -részecske fluxus (ϕ) függvényében. Paraméter a maratási idő percekben. A maratási és besugárzási körülmények azonosak az 1. ábránál említett körülményekkel.

Fig. 2. Optical density (D) versus integrated α -flux (ϕ) curves for cellulose nitrate, cellulose acetate and polycarbonate with etching time in minutes as parameter, irradiation and etching conditions being the same as for Fig. 1.

Рис. 2. Зависимость оптической плотности (D) нитроцеллюлозы, ацетилцеллюлозы и поликарбоната от интегрального потока (ϕ) α -частиц. Цифры соответствуют времени травления в минутах. Условия травления и облучения как на рис. 1.

Az 1. és 2. ábrán bemutatott görbék ismeretében - az α -sugarak hatótávolságához képest elhanyagolható vastagságú, monoenergetikus α -aktív anyagok esetében - kvantitatív α -autoradiográfiai vizsgálatokat végezhetünk. Vékony α -forrásoknál ugyanis a műanyagdetektorokkal felvett radiogramok az α -aktivitás lokális térbeli eloszlását mutatják, és jól alkalmazhatók ezek "feltérképezésére" (lásd 3. ábra). Energetikailag inhomogén források esetén azonban - amint a /4a/, /4b/ és /5/ összefüggések alapján is várható - a $D(h)$ görbék az α -aktivitás energiaeloszlását is tükrözik. Ezt az effektust illusztrálja a 4. ábra, ahol különböző energiájú α -részekkel merőlegesen besugárzott műanyagdetektorokban mért $D(h)$ görbékét tüntettünk fel.

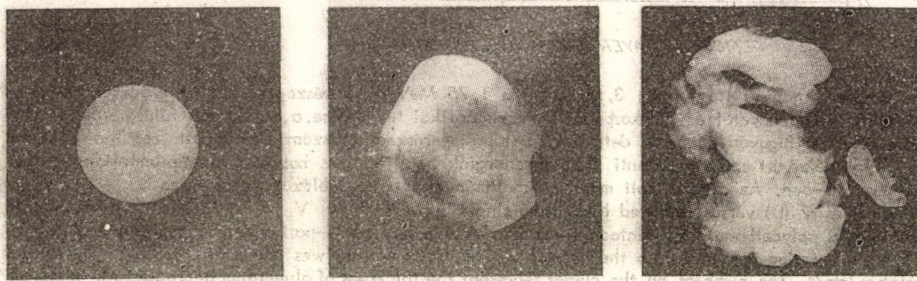
Az általunk vizsgált műanyagok $D(h)$ és $D(\phi)$ görbéinek szembetűnő tulajdonságait a következőkben foglalhatjuk össze:

1. Nyilvánvaló összefüggés van az egyes nyomdetektorok érzékenysége és a görbék sajátosságai között. Az 1. ábrán jól megfigyelhető pl., hogy azonos nyomsűrűséggel besugárzott, különböző detektorokban a $D(h)$ görbék maximuma egyre alacsonyabb lesz, és a maximum helye egyre nagyobb lemaratott rétegvastagságoknál található a $CN \rightarrow CA \rightarrow PC$ sorrendben, azaz a kisebb érzékenységu detektorok felé haladva.

2. A $D(h)$ görbék maximumának helye, nagysága és a maximum előtti közel egyenes görbeszakasz meredeksége az α -nyomok sűrűségének függvénye. E függés legerősebb a cellulóznitrát, legkisebb mértékű a polikarbonát esetében.

3. A $D(h)$ görbék helyzete függ a részecskék energiájától, amit a detektorokba merőlegesen belépő részecskék esetén a 4. ábra illusztrál. Az effektus természetesen 2π - besugárzási geometriában is jelentkezik. A hívási paramétereket és nyomsűrűségeket állandó értéken tartva a fotóemulziók feketedése növekszik, ha növeljük a belépő α -részecskék energiáját. A műanyag nyomdetektorok küszöbdetektor sajátága miatt ilyen jellegű függés csak az un. kritikus regisztrációs energiánál (E_c) kisebb energiájú részecskékkel történő besugárzás esetén tapasztalható. (Lásd pl. a 4. ábra $D(h)$ görbéit cellulóznitrátra vonatkozólag, amelynél $E_c \approx 3$ MeV). Az E_c -nél nagyobb energiánál a különböző energiájú nyomcsoportok $D(h)$ görbéje csak eltolódik egymáshoz képest a h tengely mentén, de alakjuk hasonló marad. (Lásd pl. a cellulózacetát esetében a 4. ábrán.) Makrofol-E detektor esetén a különböző energiájú α -részecskékhez tartozó $D(h)$ görbék egymáshoz képesti eltolódása mellett egy sajátos effektus is jelentkezik. A $D(h)$ görbék maximuma a kritikus regisztrációs energiánál nagyobb energiájú α -részecskék esetén is különbözik egymástól. E jelenség valószínű okára a 3.2 részben térünk ki.

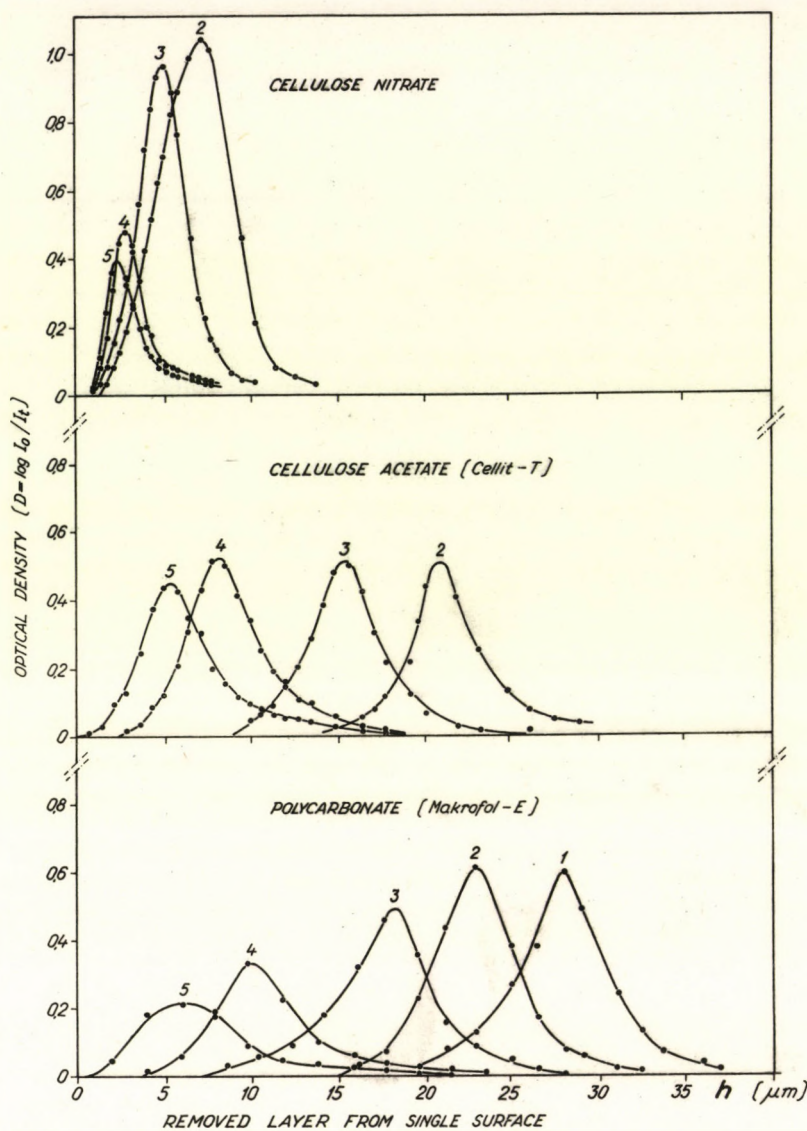
4. A $D(\phi)$ görbék alakja nem túl nagy maratási időknél leírható a $D = D_{max} \cdot (1 - e^{-k\phi})$ formulával, ahol k a maratási időtől függő paraméter.



3. ábra. Vékony α -forrásokról cellulóznitráttal készített kontakt α -radiogramok fényképe: (a) ^{241}Am (vákuumpárologtatott), (b) ^{239}Pu (oldatból kétszer cseppentve és beszárítva), (c) ^{244}Cm (oldatból beszárítva). A fotók készítésénél az α -radiogramot tartalmazó detektorlemez használtuk negatívként.

Fig. 3. Photographs of α -radiograms prepared with cellulose nitrate plastic showing the local distribution of α -activity in thin α -sources, (a) ^{241}Am source made by vacuum evaporation, (b) ^{239}Pu source made by dropping method, and (c) ^{244}Cm source made by dropping method. For making these photographs the actual α -radiograms in plastics were used as negatives.

Рис. 3. Фотографии контактных α -радиограммов тонких α -источников, полученных на нитроцеллюлозе. (a) ^{241}Am (изготовлен испарением в вакууме). (b) ^{239}Pu (получен последовательным выпариванием двух капелек активного раствора) (c) ^{244}Cm (получен выпариванием капелек). Для получение фотографий α -радиограммы были использованы как негативы.



4. ábra. Vákuumban 1 napig 4,9; 4,2; 3,5; 2,7 és 1,75 MeV-es α -részecskékkel merőlegesen besugárzott cellulóznitrát, cellulózacetát és polikarbonát lemezek optikai feketedése a detektorok felületéről lemaradt réteg vastagságának függvényében. A detektorba belépő α -részecskék száma mindegyik esetben $7,0 \cdot 10^6$ α/cm^2 volt. A görbékre írt számok a fenti részecskeenergiák beállításához használt alumíniumfóliák vastagságát jelentik mg/cm^2 -ben. Az alkalmazott maratási körülményeket a II. táblázat tartalmazza.

Fig. 4. Optical density ($D = \log I_0 / I_t$) versus removed layer from single surface ($h = V_F \cdot t$) curves for cellulose nitrate, cellulose acetate and polycarbonate irradiated in vacuum for one day by α -particles of energies 4.9, 4.2, 3.5, 2.7 and 1.75 MeV entering normally into the detectors. The track density was the same in all the cases (7.0×10^6 alphas/cm²). The numbers on the curves represent the thickness of aluminium degrader foils in mg/cm^2 used to get the above mentioned energies. Etching conditions are given in Table II.

Рис. 4. Зависимость оптической плотности нитроцеллюлозы, ацетилцеллюлозы и поликарбоната от толщина слоя травленного с поверхности детекторов, при облучение в вакууме до 1 дня с α -частицами 4,9, 4,2, 3,5, 2,7 и 1,75 мэв, падающими на детекторы перпендикулярно. Плотность α -частиц падающих на детекторы в каждом случае $7,0 \cdot 10^6 \alpha/cm^2$. Цифры у кривых дают толщины алюминиевых фольг в mg/cm^2 использованных для торможения α -частиц.

Az alábbiakban áttekintünk néhány további kérdést (nyomregisztrációs hatások, a részecskék belépési szögének, energiájának szerepe, stb.), amelyek alapján jobban megérthetjük a műanyagdetektorok α -radiográfiai alkalmazásánál tapasztalható sajátosságokat.

Az 1. pontban említett effektus jelentkezése nyilvánvalóan a detektorok eltérő nyomregisztrációs hatásokkal kapcsolatos. A Függelékben közölt számításainkból látható, hogy a műanyagdetektorok θ_c nyomregisztrációs határszöge és η regisztrációs hatások a detektorokra jellemző $V_{PM} \sqrt{V_F}$ értéktől függően változik. (A jelöléseket lásd a Függelékben). Az $V_{PM} \sqrt{V_F}$ hányadosokat,

a II. táblázatban feltüntetett körülmények esetére, a /6/ formulára alapozott mérésekből meghatároztuk, és cellulóznitrát, cellulózacetát és polikarbonát esetén - kb. $\pm 20\%$ pontossággal - rendre 11,5; 8,5, illetve 5,5 értékeket kaptunk. (A 8. ábrán megadott görbéket e paraméterekkel számoltuk.) A fenti hívási körülmények között tehát e detektorok regisztrációs határfoka 91,3; 88,3, illetve 71,8 %, ha a határfokot a szokásos $\eta = 1 - \sin \theta_c$ formulából számoljuk. (Definícióját lásd a Függelékben.)

A fentiek szerint tehát, 2π -geometriában azonos nyomössűrűséggel besugárzott, cellulóznitrát, cellulózacetát és polikarbonát detektorok $D(h)$, illetve $D(\phi)$ görbéiben a fenti érzékenységi sorrenddel korrelációban lévő effektusokat kell kapnunk, amit ténylegesen tapasztaltunk is.

Valójában 2π -geometriában, monoenergetikus α -részecskékkel besugárzott műanyagdetektorban végzett nyomszámlálás alapján az $1 - \sin \theta_c$ formulából számolt határfoknál kisebb értéket kaptunk. Ennek egyik oka az, hogy az azonos energiájú, de a detektorba különböző szögek alatt belépő részecskék nyomai a detektor felületén nem egyidejűleg marathatók ki, és számolhatók. A mások az, hogy a detektorba a regisztrációs határszöghöz közeli szögek alatt beérkező α -részecskék nyomai már nehezen felismerhetők, hamar elhalványodó, kis átmérőjű Uregek.

Várható, hogy a θ_c szöghöz közeli szögek alatt belépő α -részecske nyomok fényszórása nem játszik jelentős szerepet az eredő α -radiogram kialakításában. Ezen effektust a kísérleti vizsgálatok valóban igazolják. E tendencia ellentétes azzal, ami magfizikai emulzióknál tapasztalható, ahol a detektor felületére suroló szögben beérkező α -részecskék nyomai hozzák létre a nagyobb optikai feketedést, amely egyébként a belépési szög cosinusával arányos [19]. Műanyag nyomdetektorokban a lemezekre merőlegesen belépő részecskék nyomai hozzák létre a legnagyobb opacitást. E nyomok a legfeketébbek és ezek növelhetők meg legnagyobb átmérőjűre.

Az, hogy 2π -geometriában történő besugárzásoknál a $D(h)$ görbék fő tendenciáját zömében a merőlegeshez közeli szögek alatt beérkező α -részecskék fényszórása szabja meg nyilvánvalóan annál inkább teljesül, minél kisebb regisztrációs érzékenységgel - azaz nagy θ_c és kis E_c értékű - műanyagdetektort alkalmazunk. Jól látható e tendencia az 1. ábra görbéinek és a 4. ábra 4-es számmal jelölt görbéinek egybevetéséből. Itt a részecskék maximális energiája közel azonos volt (2,9 és 2,7 MeV). Az első esetben azonban 2π - , a második esetben pedig merőleges geometriában történt a besugárzás.

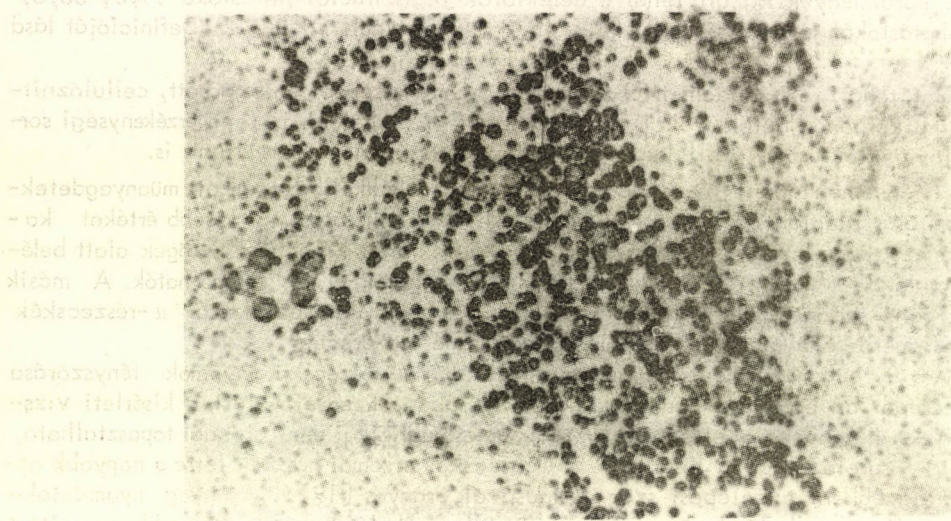
Amint látható, az általunk vizsgált műanyagok közül a legérzékletlenebb α -detektor (polikarbonát) esetén a kétszélű esetet képviselő besugárzási geometriában a $D(h)$ görbe alakja és felszélisége közel azonos. Ez az effektus igen érdekes alkalmazási lehetőséget ígér az energia-szelektív α -radiográfia megvalósítására.

A fentiekből és a [4, 5]-ben részletesebben leírt effektusból - amely szerint a nyomok átmérője függ a részecskék energiájától - következik, hogy a műanyagdetektorokkal kapott α -radiogram nemcsak a nyomössűrűség-eloszlásról, hanem a részecskék energia-eloszlásáról is tartalmaz információt. Emulzióban, a különböző energiájú részecskék együttesen, egy időben hoznak létre egy eredő optikai feketedést. Nyomdetektoroknál viszont, a különböző energiájú részecskék által létrehozott radiogram nem azonos maradási időnél alakul ki (illetve tűnik el). Ezt illusztráltuk az 5. ábrán, amely egy cellulózacetát detektorral felvett α -radiogramot mutat. A besugárzást a detektor felületére merőlegesen, monoenergetikus α -forrással végeztük. Az α -részecskék a cellulózacetát fóliára helyezett vékony Al abszorbensen keresztül léptek be a detektorba. A mikrofelvétel közepén látható nagyobb átmérőjű nyomokból álló folt az abszorbens fólia inhomogenitását jelzi. Ahol a fólia vastagabb volt, ott a detektort elérő α -részecskék energiája kisebb, és így a hamarabb kimaradó nyomok relatíve nagyobbra nőnek, mint a környezetükben lévő helyeken.

Megfelelő energiaszelektivitású detektort alkalmazva tehát lehetőség nyílik a különböző energiájú részecskéktől származó α -radiogramok szétválasztására, illetve a radiogramot létrehozó α -részecskék energiájára vonatkozóan is információkat szerezni. Amint a 4. ábrából megállapítható polikarbonátban és cellulózacetátban a detektorokba merőlegesen belépő részecskék esetén kapott α -radiogramok energiaszelektivitása 2 MeV-nél nagyobb energiák esetén már igen jó. Vizsgálataink szerint e jó energiefelbontás polikarbonátnál még 2π -geometriában történő besugárzásoknál is megmarad, annak ellenére, hogy az α -részecskék 0° és 90° közötti szögek alatt lépnek be a detektorba, a Függelékben megadott okok miatt a $D(h)$ görbék felszéliségét meggyalítja.

A gyakorlatban számos esettel találkozhatunk, amikor a fenti lehetőség alapján, az egyidejűleg két különböző energiájú α -részecskét emittáló anyag radiogramjában szétválaszthatjuk az

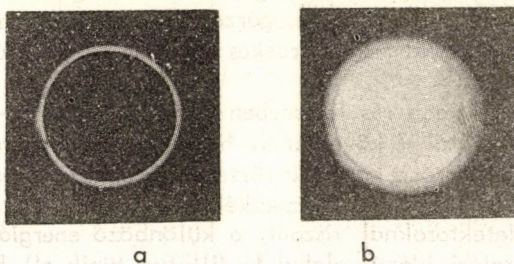
egyres komponensektől származó képeket. A 6. ábrán mutatunk be pl. egy ilyen esetet. A fotók egy Th(B + C) forrás α -radiogramját mutatják két különböző hívási időnél.



5. ábra. Monoenergetikus α -forrással merőlegesen besugárzott cellulózacetátban felvett α -radiogram felngyitott részlete, amikor a detektor felületére inhomogén vastagságú fóliát helyeztünk. A nagyobb átmérőjű nyomok kirajzolják azoknak a helyeknek a kontúrját, ahol a fólia vastagabb volt.

Fig. 5. Microphotograph of a part of alpha-ray pattern in cellulose acetate irradiated in perpendicular geometry by a monoenergetic homogenous α -source. A thin aluminium foil which was not very homogeneous was used in contact with the detector facing the source. The tracks with larger size show the form of a thicker part of the aluminium foil.

Рис. 5. Увеличенная часть α -радиограммы на нитроцеллюлозе, облученной перпендикулярно с моноэнергетическими α -частицами падающими на детектор. На поверхности детектора помещен фольга неравной толщины. Трековые дыры, обладающие с большими диаметрами дают контур тех мест где фольга более толстая.



6. ábra. Th(B + C) forrás polikarbonát lemezben felvett α -autoradiogramjának fényképe két különböző maratási időnél (2 óra (a) és 4 óra (b)). Az α -aktív anyag 1 mm vastag polírozott fémkorong oldal falán és egyik felületén helyezkedett el. Az oldal falról a korong élein keresztül jövő erősen lefékezett α -részecskék már 15 perc maratás után kirajzolták a forrás kontúrját. Hosszabb maratás után a forrás egyéb részeiből kiinduló nemfékezett α -részecskék nyomai is megjelentek (b. ábra). Ekkor a kontúr már fekete gyűrűként jelenik meg, mivel a gyűrűt létrehozó nagyszűrűségű nyomok túlmaradtak, és így relative kisebb fényzórást okoznak.

Fig. 6. Photographs of an alpha autoradiogram of Th(B + C) source prepared in Makrofol-E shown for two different etching times (a) 2 hours, and (b) 4 hours. The source was made on a 1 mm thick polished metal disc whose side wall and one surface possessed the radioactive material. The α -particles from the side wall, which passed through the edge of the disc marked the boundary of the source even at 15 minute etching time because of their decreased energy. After long etching time when the tracks due to direct unstopped particles appeared, the tracks of high density in the boundary got overetched and had much smaller translucency. As a consequence of this a black circle can be seen in Fig. 6b. For making these photographs the actual α -radiogram in plastic was used as a negative.

Рис. 6. Фотографии контактного α -радиограммы источника Th(B + C) на поликарбонате при двух различных временах травления (2 часа (a) и 4 часа (b)). Источником применялся полированный металлический диск с толщиной в 1 мм, обладающий α -активностью на боковой и на одной поверхности. Сильно заторможенные α -частицы переходящие через край диска вырисовывают контур источника уже после кратного (15 мин) травления. После длинной травления появились и трека не заторможенных α -частиц, выходящих из других частей источника (рис. b.). В этом случае контур источника уже черное кольцо; потому что на этих местах треки перетравлены и меньше рассеивают свет.

3.2. A műanyagok vákuumban történő besugárzásának hatása a feketedési görbékre

A műanyag nyomdetektorokba belépő töltött részecskék pályáját közvetlenül körülvevő (10-100 Å-nyi sugaru) hengeres zónában az abszorbeált energiadózis igen nagy, egy 3 MeV-es α -részecske esetén pl. az 500 - 0,5 Mrad. tartományba esik [10]. Ennek következtében e tartományokban a műanyagok lokális fizikai és kémiai sajátságai erősen megváltoznak. A polimerláncok gerjesztése, ionizációja, de valószínűleg főként a néhány keV-nél kisebb energiájú szekunder elektronok hatására létrejövő változások (a polimerláncok kötés-szakadás miatti degradációja, szabad gyökök keletkezése, sugárindukált kémiai reakciók létrejötte, gázzárványok képződése, stb.) a kémiai reaktivitás erős növekedéséhez vezetnek. A részecske pályáját körülvevő tartományok így kémiaireagensekben gyorsabban maródnak, mint a sugársérülést nem szenvedett helyek.

Várható, hogy külső környezeti hatások (különböző gázok jelenléte, ultraibolya sugárzás, stb.) e nagymértékben károsult zónák kémiai sajátságait szelektíve megváltoztathatják, és így a műanyagok nyomregisztrációs érzékenysége is megváltozhat. A nyomregisztrációs sajátságokban bekövetkező változások kimutatására jól mérhető paramétert kell találni. Ugy találtuk, hogy a nagy nyomúséggel besugárzott, majd kimaratót detektorok optikai feketedésének mérése gyors, jól használ-

ható módszert ad a regisztrálási érzékenységben történő változások felderítéséhez. E módszert alkalmazva vizsgálatokat kezdtünk α -részecskékkel vákuumban, illetve levegőben besugárzott cellulóznitrát, cellulózacetát és polikarbonát alapanyagú műanyagok nyomregisztrációs sajátságai között esetleges eltérések (a továbbiakban vákuum-effektus) kimutatására.

α -részecskéknel ezt az effektust eddig csak K. Becker tanulmányozta cellulóz-származékokban [11]. Cellulóznitrátnál vákuum-effektust nem tudott kimutatni. Módszere az volt, hogy a detektorokat vastag U_3O_8 fóliákkal közvetlen kontaktusban levegőben és vákuumban is besugározta, és a nyomregisztrációs érzékenységben történő változásokra vonatkozóan a maratás során a detektorok felületén megjelenő nyomüregek számának változásából kapott információt.

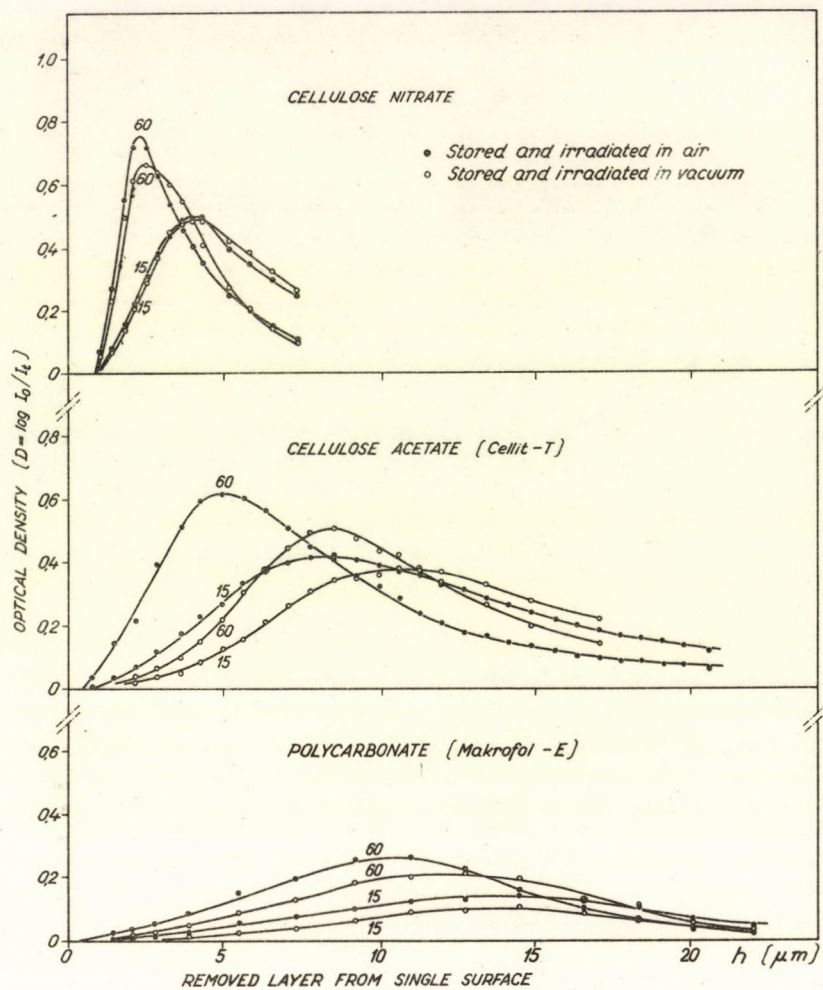
Hasadvány nyomokkal besugárzott polikarbonát, cellulózacetát és polietilénlikoltereftalát lemezeknél a besugárzás alatt jelenlévő oxigénnek a nyomregisztrációs sajátságok meghatározásában játszott szerepére Monnin talált evidenciát [10]. Cellulóznitrátban vákuum-effektust neki sem sikerült észlelnie. Módszere a levegőben és vákuumban hasadványokkal besugárzott műanyagokban a vékony nyomok megjelenéséhez szükséges maratási időkből észlelhető eltérések kimutatása volt.

Az alábbiakban összefoglaljuk a vákuum-effektus vizsgálata során, a detektorok optikai feketedésének mérésére alapozott módszerrel 2π - és merőleges geometriában besugárzott detektoroknál kapott saját tapasztalatainkat. E mérések eredményei különös figyelmet érdemelnek, ha pl. a jobb képfeloldás érdekében a kontakt α -radiogramok felvételét vákuumban kívánjuk végezni, vagy amikor a műanyag lemezeket gyorsító vákuum-rendszerében sugározzuk be (magreakció, channeling-vizsgálatok, a detektorok regisztrációs küszöbének meghatározása vákuumban történő besugárzásnál, stb.).

a.) Egyik kísérletünkben cellulóznitrát, cellulózacetát és polikarbonát lemezeket két napig $5 \cdot 10^{-2}$ torr vákuumban tartottunk, hogy az anyagokból kivonjuk a kémiailag nem kötött abszorbeált oxigént. Ezután e lemezeket 2π -geometriában, vákuumban, ^{241}Am α -részecskéivel sugároztuk be. A fentiekkel azonos ideig és geometriában levegőben is besugároztunk előzőleg levegőben tárolt detektor lemezeket. Ezek után azonos maratási körülmények között meghatároztuk a $D(h)$ görbét.

Amint a 7. ábrából látható az oxigénmentes környezetben tárolt és besugárzott, illetve levegőben tárolt és besugárzott lemezek $D(h)$ görbéi között mindhárom vizsgált detektortípusnál eltérést tapasztaltunk. E változás az egyes detektortípusoknál különböző mértékű volt. Legkisebb, - de módszerünkkel még megbízhatóan kimutatható - vákuum-effektust a cellulóznitrát detektoroknál tapasztaltunk.

A fentiek egyik lehetséges oka az is lehetne, hogy a levegőben és vákuumban tárolt lemezek felületi maratási sebessége nem azonos. E magyarázatot azonban megcáfolja az, hogy a levegőben és 2 napig $5 \cdot 10^{-2}$ torr vákuumban tartott detektorok felületi maratási sebességei között, a két esetben azonos maratási feltételeket alkalmazva, nem találtunk kimutatható különbséget egyik műanyag esetében sem.



7. ábra. Vákuumban történő besugárzás hatása az 1. ábrán feltüntetett optikai fektedési görbékre. A besugárzási és maratási körülmények azonosak az 1. ábránál említett körülményekkel.

Fig. 7. Showing the effect of absence of air during irradiation on the optical density versus removed layer from single surface curves. Irradiation and etching conditions were the same as for Fig. 1.

Рис. 7. Влияние облучения в вакууме на оптических плотностях, изображенных на рис. 1. Условия травления и облучения даны на рис. 1.

A megfigyelt effektus magyarázata tehát csak az lehet, hogy az α -részecskék pályája mentén a nyommaratási sebesség, illetve a detektorok kritikus regisztrációs energiája az oxigénmentes környezetben tárolt és besugárzott lemezekben lecsökken a levegőben tárolt és besugárzott lemezekben mérhető értékekhez képest.

b.) Cellulóz-nitrát, cellulóz-acetát és polikarbonát lemezeket $5 \cdot 10^{-2}$ torr vákuumban két napig tároltunk, majd közvetlenül ezután 2π -geometriában 1 óráig α -részecskékkel sugároztunk be ugyancsak vákuumban. Ezután a nyommaratást a lemezek különböző ideig (0 és 5 óra, 1 nap, 5 nap és 8 nap) levegőn való tárolása után kezdtük meg. A mérési hibahatáron belül a $D(h)$ görbék menetében nem tudtunk kimutatni változást a vákuumban való besugárzás után közvetlenül maratott lemezekben mért $D(h)$ görbékhez képest. Ez azt mutatja, hogy az oxigénnek nagyobb részét közvetlenül a besugárzás folyamán van kimutatható szerepe a nyomregisztrációs sajátosságok kialakításában.

c.) Merőleges besugárzást biztosító geometriában, $5 \cdot 10^{-2}$ torr vákuumban, alumínium abszorbensekkel lefedezett, különböző energiájú α -részecskékkel egy napig sugároztunk be műanyag nyomdetektorokat (amelyekből az abszorbeált oxigént már előzőleg eltávolítottuk), majd meghatároztuk a $D(h)$ görbéket. Az eredményeket a 4. ábra mutatja. Látható, hogy polikarbonát detektor használata esetén a különböző energiával, de azonos nyomsűrűséggel történő besugárzásoknál kapott $D(h)$

görbék maximuma nem azonos, pedig az α -energiák nagyobbak, mint az $E \approx 1,6$ MeV kritikus regisztrációs energia. E különös effektus egyik lehetséges magyarázata az lehet, hogy az abszorbeált oxigén nem egyforma mértékben távozik el a detektorfelület alatt különböző mélységben lévő anyagrétegekből és így a nyomregisztrációs sajátságokat sem azonos mértékben befolyásolja. Elképzelhető az is, hogy a polikarbonát lemezek gyártása folyamán alakult ki az inhomogén viselkedést okozó detektorsajátság. Előzetes eredményeink szerint azonban az első magyarázat valószínűbb. E jelenség valódi természetének megértéséhez még további vizsgálatok szükségesek.

FÜGGELÉK

Nyomüregkialakulás

Nagy nyomsűrűséggel besugárzott műanyagdetektorokban várható jelenségek számos tulajdonságát megjósolhatjuk egyetlen nyomüreg kialakulásának feltételeit, a nyommaratás kinetikáját, sajátságait ismerve. A fentiek ismerete a műanyagokkal végzett α -radiográfiai vizsgálatok megtervezésénél is fontos, figyelembevéve azt, hogy e detektorok tulajdonságai és így az alkalmazásuk során felmerülő követelmények is erősen eltérnek a radiográfiai technikában eddig használatos fotoemulzióknál megszokottaktól. Mindezek indokolják, hogy e detektorok alkalmazói számára mennyiségileg is felvázoljuk a nyomüreg kialakulást megszabó néhány paraméter szerepét. Az alábbiakban figyelembe vettük azon megfigyelésünket is, hogy az α -részecskék pályájának vége felé közeledve a pályamenti nyommaratási sebesség fokozatosan növekszik és e függés mennyiségileg is megadható.

Műanyag detektorokban az α -részecskék nyomüregkialakulása szempontjából két esetet kell megkülönböztetni: azt, amikor a detektorfelületre érkező részecske E energiája (vagy R hatótávolsága) nagyobb, és azt amikor kisebb a nyomregisztrációhoz minimálisan szükséges u_n . E_c kritikus energiánál (R_c kritikus hatótávolságnál).

Az alábbiakban elsősorban az első, általánosabb esetre szorítkozunk.

Lépjen be egy α -részecske a detektorba, annak felületéhez képest θ szög alatt. A nyomüreg kialakulása a maratás során - a kísérleti tapasztalatok szerint - csak a belépési ponttól adott l_θ távolságban, illetve az ennek megfelelő $l_\theta \cdot \sin \theta$ vastagságu felületi detektorréteg lemaródása után indul meg (8. ábra). A pálya mentén ugyanis csak ott alakulhat ki nyomüreg, ahol a lokális pályamenti maratási sebesség nagyobb, mint a detektorfelület V_F maratási sebességének a nyom irányába eső komponense, azaz

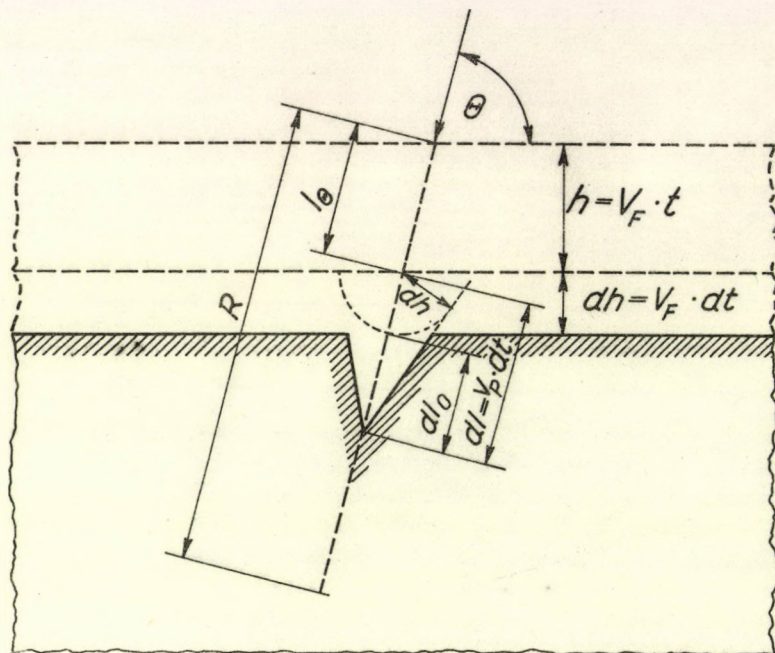
$$V_p(l) > V_p(l_\theta) \equiv \frac{V_F}{\sin \theta} \quad /1/$$

ahol $V_p(l)$ és $V_p(l_\theta)$ a lokális nyommaratási sebességeket jelentik a részecske-pálya mentén a detektorba való belépési ponttól l ($R \geq l \geq l_\theta$), illetve l_θ távolságban.

A nyomüreg kialakulás megindulása után dt idő múlva megfigyelhető dl_0 üregmélység, amint az 1. ábra alapján könnyen belátható

$$dl_0 = dl - \frac{dh}{\sin \theta} = \left(1 - \frac{1}{\sin \theta} \cdot \frac{V_F}{V_p}\right) \cdot dl. \quad /2/$$

Az/2/ összefüggésből látható, hogy csak adott θ ($90^\circ \geq \theta > \theta_c$) szögek alatt belépő részecskék nyomai marathatók ki. A dl_0 ugyanis csak a $\theta_c = \arcsin \frac{V_F}{V_{PM}}$ ún. regisztrációs határ-szögnél nagyobb belépési szögek esetén lesz nagyobb zérusnál, ahol V_{PM} a részecskepálya mentén előforduló maximális nyommaratási sebesség, amely a tapasztalat szerint az $l = R$ hely közelében, azaz a nyom végénél található.



8. ábra. A detektorba θ szög alatt beérkező α -részecske nyomüregének kialakulása a maratás során.
 Fig. 8. Development of a track etch pit for a particle incident at an angle θ to the detector surface.
 Рис. 8. Формирование трековой дырки α -частицы, подающей на детектор под углом θ .

Az is látható, hogy a regisztrációs határszögnél nagyobb szögek alatt belépő részecskénél is csak a pálya adott l_0 pontjának elérése után alakul ki nyomüreg, amint az /1/ összefüggésben állítottuk. Adott t' maratási idő után a ténylegesen megfigyelhető nyomüreg hosszát, figyelembevéve, hogy ezalatt a detektor felületről $h' = V_F \cdot t'$ vastagságú réteg is eltávozott, az

$$l_0 = \int_{l_0}^{l(t')} dl_0 \quad /3/$$

összefüggésből határozhatjuk meg. Mivel l_0 a maratás folyamán állandóan változik, ezzel együtt a nyomok fényszóróképességének is változnia kell, nyilvánvaló összefüggésben a kialakuló üreg méreteivel.

A műanyagok α -autoradiográfiai alkalmazásánál fontos ismerni azt, hogy adott esetben milyen maratási időt kell használni, illetve a detektor felületéről milyen rétegvastagságot kell lemaratni, hogy kimaratható nyomüregeket kapjunk. Erre vonatkozóan egyszerű összefüggéseket adhatunk meg. A 8. ábra alapján könnyen belátható, hogy ha a detektorba azonos R hatótávolságú részecskék lépnek be, a θ_c regisztrációs határszög és a 90° -os szög alatt belépő részecskék nyomai nem egyszerre jelennek meg a detektor felületén, hanem adott h_{θ_c} , illetve h_{90° felületi réteg lemaradása után. E rétegvastagságok egyszerűen kifejezhetők a detektorra és a részecskére jellemző paraméterekkel:

$$h_{\theta_c} = l_{\theta_c} \cdot \sin \theta_c \approx R \cdot \sin \theta_c, \quad /4a/$$

illetve

$$h_{90^\circ} = l_{90^\circ} = R - R_c, \quad \text{ha} \quad R \geq R_c$$

és

$$h_{90^\circ} = 0, \quad \text{ha} \quad 0 \leq R \leq R_c \quad /4b/$$

A /4a/ formulában feltételeztük a jó közelítéssel igaz $l_{\theta_c} = R$ egyenlőséget. A nyommegjelenési idők közt várható különbség tehát, monoenergetikus α -részecskékkel, 2π -geometriában besugárzott műanyagban:

$$\Delta t = \left| \frac{h_{\theta_c} - h_{90^\circ}}{r_B} \right| = \left| \frac{R_c - R(1 - \sin \theta_c)}{r_B} \right| = \left| \frac{R_c - \eta R}{r_B} \right|, \text{ ha } R \geq R_c \quad /5/$$

és

$$\Delta t = \frac{R \cdot \sin \theta_c}{r_B} \quad \text{ha } 0 \leq R \leq R_c$$

Az /5/ formulában megjelenő $\eta = 1 - \sin \theta_c$ mennyiség pontosan a detektor elméletileg várható regisztrációs határfoka, amely egy izotróp pontszerű forrásból a detektorfelület normálisához képest $\frac{\pi}{2} - \theta_c$ és $\frac{\pi}{2}$ félkup-szögű kupból a detektorba érkező részecskék számának hányadosaként definiálható. Az /5/ formulából látható, hogy az R_c/η hatótávolságu részecskék különleges esetet képviselnek. E hatótávolságnál ugyanis a θ_c és a 90° -os szög alatt belépő részecskék nyomainak ki-maratási sorrendje megfordul, vagyis ha $R < R_c/\eta$, akkor $h_{\theta_c} > h_{90^\circ}$ és fordítva, ha $R > R_c/\eta$ akkor $h_{\theta_c} < h_{90^\circ}$.

A nyommaratási kinetikával kapcsolatos részletesebb számításokhoz a /2/ összefüggésben szereplő $V_p = f(l)$ függvény, azaz a nyommaratási sebesség részecske-pálya menti változásának ismerete szükséges. E függvény könnyű részecskék esetén eddig nem volt ismeretes, és így korábbi számításainknál [20] első közelítésben feltételeztük, hogy $V_p = \text{const} > V_F$, ha $R \leq R_c$ és $V_p = V_F$, ha $R > R_c$.

$V_p = f(l)$ függvény pontosabb alakját a detektorba merőlegesen belépő, különböző energiájú α -részecskék nyomátmérőjének a maratási idővel való változásából próbáltuk meghatározni. Egyszerű geometriai megfontolásból az 1. ábra alapján belátható ugyanis, hogy merőleges részecskebelépés esetén fennáll a

$$\frac{V_p}{V_F} = \frac{4V_F^2 + V_D^2}{4V_F^2 + V_D^2} \quad /6/$$

összefüggés, ahol V_D az üregátmérő átlagos növekedési sebessége a detektorfelületre adott energiával beérkező részecske pályájának elején. Tehát különböző energiájú α -részecskék nyomátmérőjének növekedését közvetlenül a nyommegjelenés után mérve, a /6/ formula alapján és a hatótáv-energia összefüggés ismeretében, meghatározhatjuk V_p változását a maradék hatótávolság függvényében. Ilyen mérések alapján azt találtuk, hogy mindhárom általunk vizsgált műanyagdetektorban, a mérési hibahatáron belül, a nyommaratási sebesség részecske-pálya menti változását az $R - R_c \leq l \leq R$ tartományban leírhatjuk a

$$V_p(l) = V_{PM} \cdot e^{-C(R-l)} \quad /7/$$

összefüggéssel, ahol $V_{PM} \equiv V_p(R)$, azaz a maximális nyommaratási sebesség az α -részecske pályájának végén, és $R_c \equiv R - l_{90^\circ}$, azaz a detektorfelületre merőlegesen belépő részecskénél a hatótávolság vége és a pálya mentén annak a pontnak a távolsága, ahol a maratási üreg először kezd kialakulni. Felhasználva, hogy $l_{90^\circ} = R - R_c$ és $V_p(l_{90^\circ}) = V_F$ a /7/ formulából megkaphatjuk C értékét:

$$C = \frac{1}{R_c} \ln \frac{V_{PM}}{V_F} \quad /8/$$

A fentiek ismeretében most már elvileg a maratás során kialakuló nyomüreg minden jelentősebb fázisát, paramétereit (nyomhossz, átmérő, stb.) kiszámolhatjuk. Megadhatjuk pl. l_0 értékét,

vagyis azt, hogy a detektorba θ szög alatt belépő részecske pályája mentén a belépési ponttól milyen távolságban indul meg a nyomreg kialakulása. Az /1/ és /7/ összefüggés felhasználásával:

$$l_{\theta} = R - R_c \cdot \left(1 - \frac{\ln \sin \theta}{\ln \sin \theta_c} \right). \quad /9/$$

További példaként megadjuk a detektorba θ szög alatt belépő α -részecskék maximálisan kimaratható nyomhosszát (l_{om}). A /2/, /3/ és /7/ összefüggések alapján:

$$l_{om} = \left[1 + \frac{1}{C \cdot \sin \theta} \cdot \frac{V_F}{V_{PM}} \cdot e^{C(R-1)} \right]^R =$$

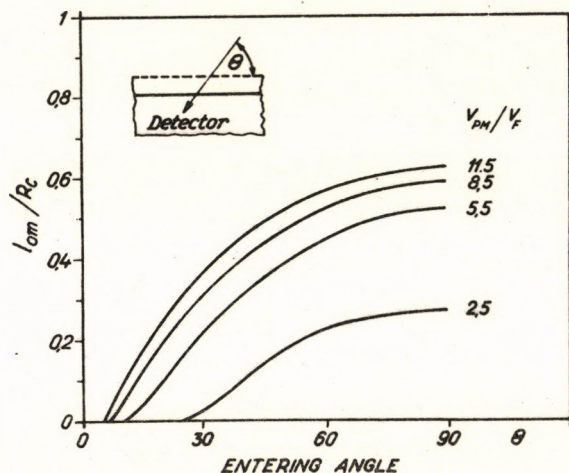
$$= R - l_{\theta} + \frac{1}{C \cdot \sin \theta} \cdot \left(\frac{V_F}{V_P(R)} - \frac{V_F}{V_P(l_{\theta})} \right).$$

Felhasználva továbbá a /8/ és a $\frac{V_F}{V_{PM}} = \sin \theta_c$ összefüggést, egyszerű átalakítások után kapjuk, hogy

$$\frac{l_{om}}{R_c} = 1 - \frac{\frac{\sin \theta}{\sin \theta_c} - 1 + \ln \sin \theta}{\ln \sin \theta_c}, \quad /10/$$

ahol

$$\theta_c \leq \theta \leq 90^\circ$$



9. ábra. A maximális kimaratható nyomhossz és a kritikus hatótávolság viszonyának a részecske detektorba való belépési szögétől való függése a /10/ formula alapján számolva. Paraméter a maximális nyommaratási sebesség és a detektorfelület maratási sebességének viszonya.

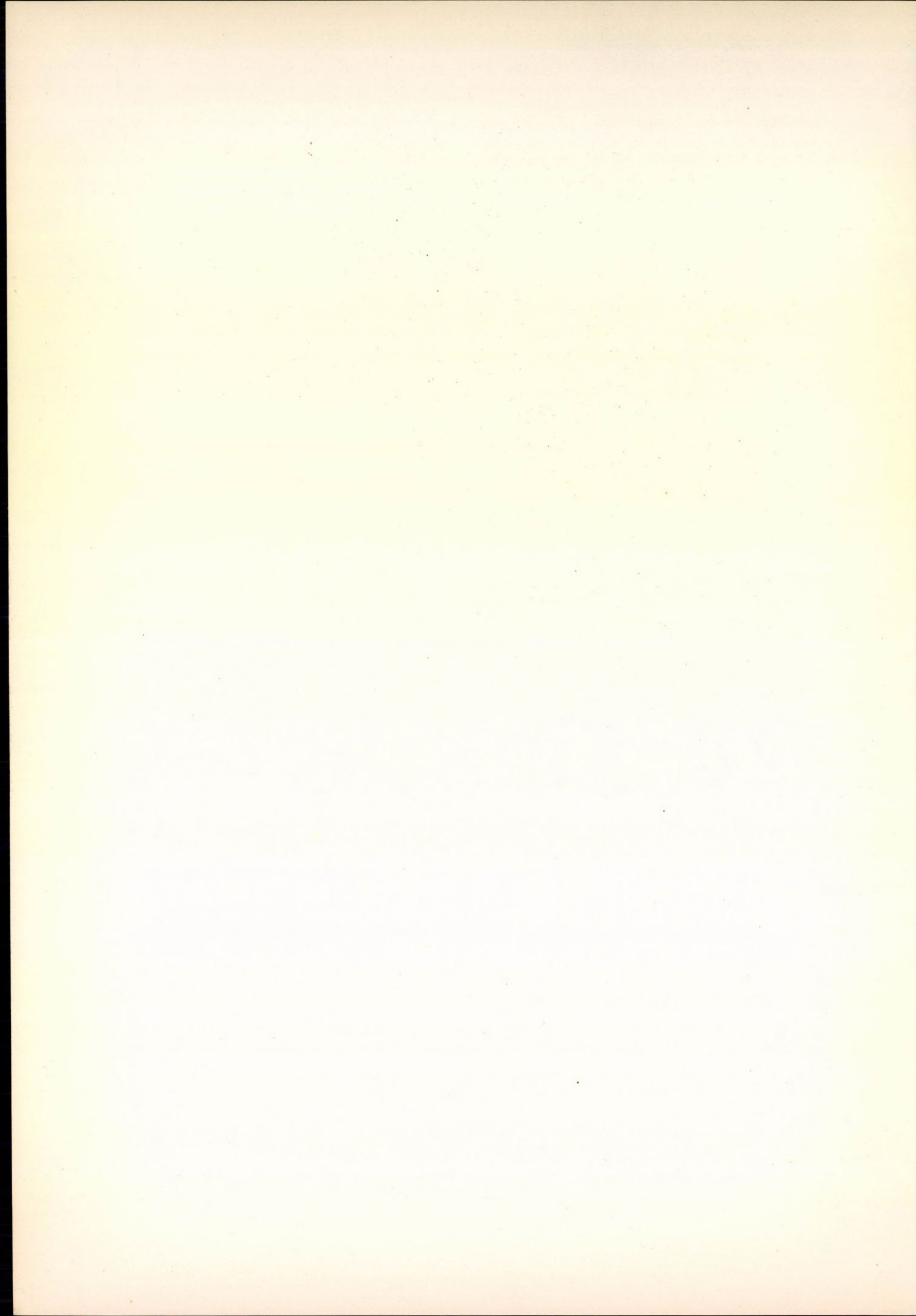
Fig. 9. Calculated ratio of the maximum observable etched track length to the critical range as a function of the entering angle of α -particles into the detector, the parameter being the ratio of maximum track etch rate to the bulk etch rate.

Рис. 9. Изменение отношения максимальной длины трека, которого ещё можно вытравить, и критического пробега в зависимости от угла подения частицы в детектор, вычисленное по уравнению /10/. Параметром является отношение максимальной скорости травления по следам и скорости травления поверхности детектора.

amit néhány V_{PM}/V_E értékre kiszámolva a 9. ábrán tüntettünk fel. Amint látható, a kisebb belépési szögek felé a maximálisan kimaratható nyomhossz egyre rövidebb lesz és nullára csökken θ_c -nál. Emiatt a kis belépési szögű részecskék nyomainak elhalványodása rövidebb maradási időknél következik be. Várható tehát, hogy a legnagyobb optikai feketedést - az emulzióknáltapasztaltakkal ellentétben - a merőlegeshez közeli szögek alatt belépő α -részecskék nyomai okozzák.

IRODALOM

- [1] Proceedings of the International Topical Conference on Nuclear Track Registration in Insulating Solids and Applications, Clermont-Ferrand, May 6-9, 1969.
- [2] DAVIES J.H. és DARMITZEL R.W., *Nucleonics* 23, 86 (1965).
- [3] BECKER K., *Health Phys.* 12, 769 (1966).
- [4] SOMOGYI G., SCHLENK B., VÁRNAGY M., MESKÓ L., VALEK A., *Nucl. Instr. Meth.* 63, 189 (1968).
- [5] SOMOGYI G., VÁRNAGY M., PETŐ G., *Nucl. Instr. Meth.* 59, 299 (1968).
- [6] QUEVE Y, CEA-R-3606 (1968).
- [7] COUVE H, CEA-R-3741 (1969).
- [8] MARSDEN D.A., JOHANSSON N.G.E., BELLAVANCE G.R., *Nucl. Instr. Meth.* 70, 291 (1969).
- [9] TUYN J.W.N. Kjeller Report KR-134 (1969).
- [10] MONNIN M., PNCF 68-RI 9 (1968).
- [11] BECKER K., *Rad. Res.* 36, 107 (1968).
- [12] ARMIJO J.S., ROSENBAUM H.S. J. *Appl. Phys.* 38, 2064 (1967).
- [13] TUYN J.W.N. Work Report PE-155 (1968).
- [14] HOUDAILLE B., PERROT M., Rapport CEA-R-3426 (1968).
- [15] HILLER S., CZERNY M., *Nukleonik* 11, S257 (1968)
- [16] SCHULTZ W.W. *Rev. Sci. Instr.* 39, 1893 (1968).
- [17] OBATUROV G.M., CSUMBAROV YU.K., FEDOTOVA L.N., *Atomnaja Energija* 24, 479 (1968).
- [18] HAMILTON E.I., *Int. J. Appl. Rad. and Isotopes* 19, 159 (1968).
- [19] YAGODA H., *Radioactive Measurements with Nuclear Emulsions*, John Wiley and Sons, Inc. New York (1949) pp. 22.
- [20] SOMOGYI GY., *ATOMKI Közl.*, 9, 77 (1967).



AUDIOVISUAL DISCRIMINATION FOR TRACK MEASUREMENTS IN EMULSIONS⁺

L. MEDVECZKY

The utilization of nuclear emulsions, may be classified in two groups. In one case the emulsion is applied as a detector, i.e. we only wish to count the particles, or the localization of the tracks is of some significance (spectrographs, fast neutron personal dosimeters, autoradiography). The other group comprises investigations which are concerned, in addition to the number of tracks, with their geometrical data (length, direction), too. For investigations in both groups there are a number of possibilities for automatization [1]. To study geometrical data it is semiautomatic digitized coordinate microscopes that have proved to be most useful in practice.

It is about two decades that in Debrecen we have been performing investigations of fast neutron spectra by measuring tracks of recoil protons in photographic emulsion. Primarily with the aim of carrying out such investigations a Leitz Ortholux microscope was equipped with the proper accessories so that measurements of recoil protons could be performed in semiautomatic way. On the problem of digitizing this type of microscope more than one papers [1, 2, 3] have been published by different laboratories. We have been given considerable help by the description [4] published by Roberts and Ponting of the prototype designed in CERN, however, our instrument was constructed as a special purpose equipment capable only of measuring coordinates.

We have no space here to give a detailed description and the full specification of the device. Out of the chief characteristics and technical data let me suffice to mention that the original stage of the Leitz Ortholux research microscope was kept, since in our measurements almost exclusively plates 1" x 3" were used. To digitize the three coordinate directions three Heidenhain-made linear optical incremental encoders were mounted. These LID II-type encoders give in all three coordinate directions a least step of 1 μm . The units coupling the encoders to the counters, as well as the power supply units for the former were also manufactured by Messrs Heidenhain. The puncher was produced by Messrs Tally, while the rest of the units were constructed in this Institute.

Fig. 1. gives the block diagram of the instrument. From the block diagram it can be seen that the apparatus, in its present form, is capable of operation with punched-tape output only. There is a possibility to feed in special signals from the keyboard as well as signals for cancelling erroneously recorded coordinate values. It is more significant that, in addition to the counters for the three coordinates, two further counters were applied. By the aid of these, measurement of tracks and their selection during observation has become simpler and, thus, measuring efficiency can be improved.

⁺ Short communication at the VII. International Colloquium on Corpuscular and Visual Solid Detectors. Barcelona 7 - 11 of July 1970.

A VII. Nemzetközi Korpuszkuláris Fotográfia és Szilárdtest Nyomdetektor Kollokviumon (Barcelona 1970. július 7 - 11) tartott előadás.

Краткое сообщение на VII. Международном совещании по корпускулярным и визуальным диэлектрическим детекторам. Барселона, 7-11 июля 1970.

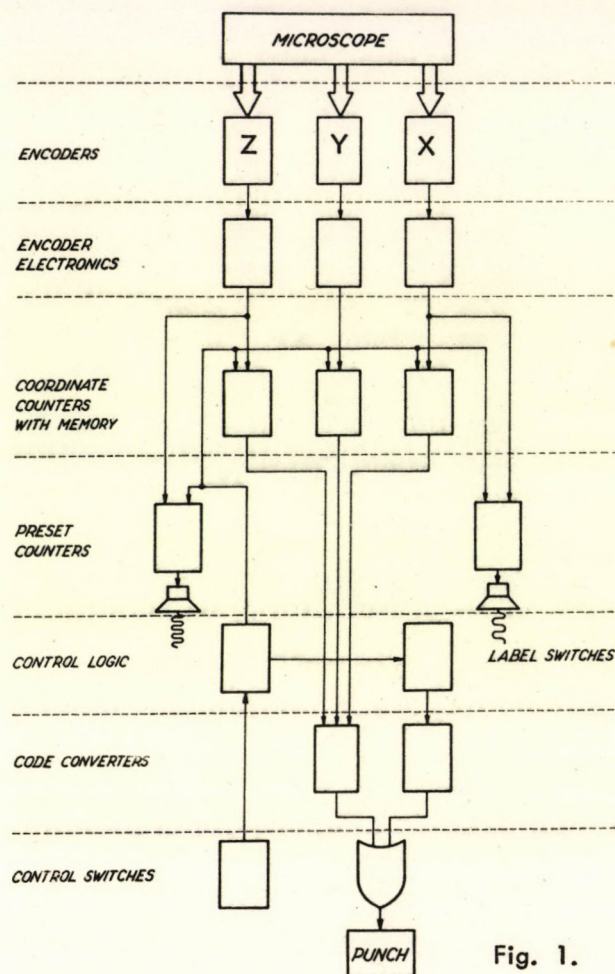


Fig. 1.

In one of the microscope eyepieces a graticule marking an azimuthal angle (e.g. $\pm 10^\circ$) was placed. The middle line of the wedge shaped marker on the graticule is parallel to one of the coordinate axes (in the present case the x -axis) of the x - y plane. The other eyepiece contained a graticule with scale, and cross-lines at right angles, such as is very often used for emulsion measurements [5]. By means of these accessories the observer can determine the direction of the track in the x - y planes related to the chosen coordinate axis. There is, however, some difficulty in the selection of the dip angle. Selection of tracks with limited dip angle during observation is a time-consuming task, since practically it means readout of z values, belonging to projections of given length in planes x - y for each track separately. To eliminate readout and automate of this measurement, parallel to the counter for axis z a preset counter was installed. On this counter we can set a z value belonging to a projection of a track of given length and angle (naturally, taking into account the shrinkage). This counter starts counting at the moment of recording the coordinates of the track's initial point, and outside the preset coordinate range in both directions from the zero point, the built-in loudspeaker gives a warning signal. When the warning signal is heard, the operator gives a cancelling signal for the punch of the track's initial point and selects another track. Naturally, this counter is also an up-down type one, and its content is automatically reset to zero when the wrong coordinate is cancelled or the second point of the track is punched.

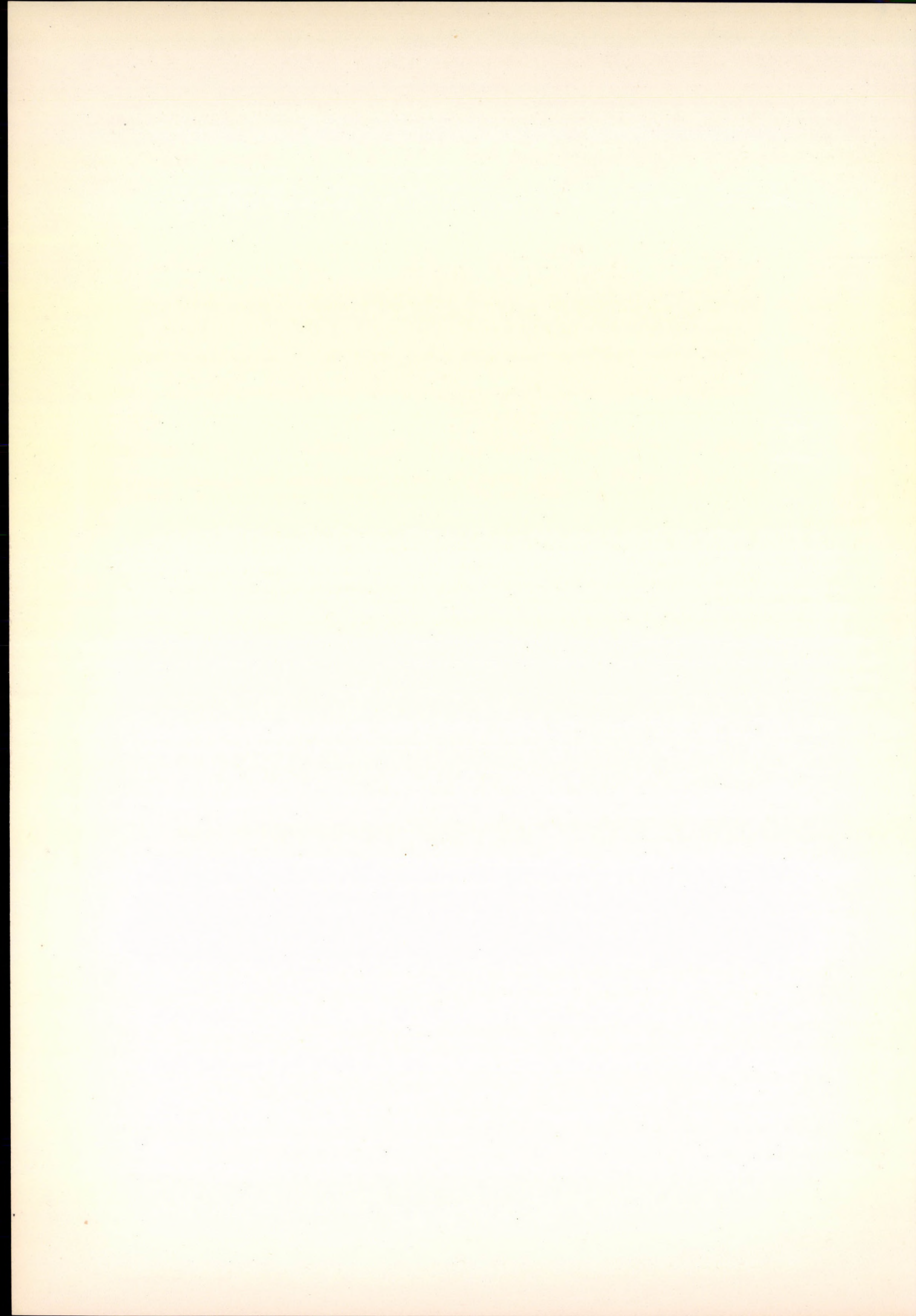
Counter 5 can also be operated parallel with one of the coordinate counters. In accordance with our irradiation geometry we operate it parallel with the x -axis. On this counter the operator can preset a lower and an upper limit of track length, according to the purposes of the measurements. This is also an up-down type counter. It starts counting when the initial point of the track is punched and similarly gives audio-signals, however, within the coordinate range between the two preset values. This latter counter enables us to measure from a given spectrum with more than one peak

only one pre-selected range. That may be particularly important if the intensity of the selected range is significantly lower than the other parts of the spectrum. To investigate this special range only, it is sufficient to measure the coordinates of a few hundred appropriate tracks and thus, recording of the data of other tracks, belonging to peaks of intensities often greater by orders of magnitude, can be spared. Measurements are performed somewhat slower, nevertheless, they are considerably more efficient than if the measuring data of all tracks are recorded and a computer is used to select the track-lengths belonging to the spectral range necessary for us. For convenience and practical reasons the audio-signal frequencies of the two counters are different and sound intensity can be controlled.

In an earlier stage of the construction of the digitized microscope, measurements were performed for the spectra of (D + D) and (D + T) neutrons produced by a neutron generator [6]. Measuring all appropriate tracks ending in the emulsion and after the track-length calculations with a computer, the tracks contained within a forward cone with a semiaperture of $\pm 10^\circ$ related to direction x were obtained with an efficiency of about 30 %, although for these measurements the azimuthal angle was set at the maximum. If for the evaluation of the dip angle the z value was also controlled, efficiency was doubled, although detection of tracks was slowed down. The newly constructed variant presented here is now being subjected to tests and the experiences encountered so far have satisfied our expectations.

REFERENCES

- [1] B. STILLER, VI. th. Intern. Conf. on Corpuscular Photography, Florence July 19-23, 1966. C.E.P.I. - Roma pp. 175 - 188.
- [2] P. VOLMER, E. CHRISTOPHEL, J. PERSIGNY et C. JACQUOT, Rev. Phys. Appl. 4, 328 (1969).
- [3] J. BASHISTA, L. JENSEN, F.W.O'Dell and B. STILLER, Nucl. Instr. Meth. 77, 71 (1970).
- [4] M.A. ROBERTS and P. PONTING, "A Three-Coordinate Digitized Microscope", Intern. Report, Emulsion Group, C.E.R.N. Geneva
- [5] W.H. BARKAS, Nuclear Research Emulsions, Vol. 1. p. 222. Academic Press. New York-London, 1963.
- [6] L. MEDVECZKY and P. BORNEMISZA-PAUSPERTL, Acta Phys. Hung. 28, 217 (1970).



ON THE PROCESSING OF THIN EMULSIONS⁺

L. MEDVECZKY

Nuclear research emulsion is a very appropriate tool to investigate either in groups or by lines the intensities or intensity ratios of particles of different e/m separated by magnetic deflection. In the magnetic beta-spectrographs used in our Institute [1], Ilford G5 nuclear plates of 50 μm thickness are applied to record conversion lines [2]. With lines of very low intensity it is inevitably important to count track density, while with lines of higher intensity the much faster and less tedious measuring of optical densities often gives satisfactory results. Even in optical density measurements at beta-spectrographs, as shown by practice, nuclear plates have proved much more suitable than optical emulsions.

Particularly in optical density measurements it seemed advantageous if both fog background and surface deposit of silver were minimal on the plates. In our experiments on hindering the swelling of autoradiographic stripping film with acidic washing [3] it was observed that the surface deposit of silver on plates treated with boric acid was slighter. This is why parallel investigations were made on the processing of 50 μm thick Ilford G5 plates from the same batch, using as stop bath aqueous solutions of 1 % acidic acid (pH 2,9) and 2 % boric acid (pH 4,9), respectively, while in all the other steps of the procedure the plates were treated in the same solutions. As developer agents the compositions ID 19, D 8, D 82 (pH 10,7) and two amidol solutions were used; the developers D 8 and ID 19 were diluted with water in the proportion 2 : 1 (pH 12,2) and 1 : 9 (pH 10,3) respectively. Of the two amidol solutions one was prepared after the Brussels prescription (pH 7,1), the other was the same but boric acid was omitted (pH 7,6). The Brussels prescription involves cold and warm periods of development all the other methods were realized at constant temperature. Fixing was done in all five procedures with 30 % neutral sodium thiosulphate. All solutions were prepared in this laboratory from chemicals of analytical grade purity, and demineralized water.

The processed plates were checked with densitometry and grain counting. Optical density measurements were performed with a Rapid Photometer GII (C. Zeiss, Jena), at high magnification, with a micro-exposure meter consisting of a semiconductor cell mounted on the microscope. Grain counting was performed at a magnification of 1500 x. The volume selected for grain counting did not contain a part of 3 μm near the plate surface and the glass base. Grain counting was carried out on each plate at 9 points at least. Since the age of the plates was more than 10 days, there was a background consisting of a significant number of beta tracks. The counting consisted of two steps: first, all the grains (also contained in the tracks) secondly only the grains cannot uniquely be assigned to the tracks were counted. All configurations consisting of as many as 3 grains were regarded, in this case, as tracks.

⁺ Short communication at the VII. International Colloquium on Corpuscular and Visual Solid Detectors. Barcelona 7 - 11 of July 1970.

A VII. Nemzetközi Korpuszkuláris Fotográfia és Szilárdtest Nyomdetektor Kollokviumon (Barcelona 1970. július 7 - 11) tartott előadás.

Краткое сообщение на VII. Международном совещании по корпускулярным и визуальным диэлектрическим детекторам. Варшела, 7-11 июля 1970.

Measurements were made on plates processed with all the five development procedures and with two different stopbaths, either in untreated condition or after removal of the dry surface deposit of silver with methyl alcohol. Results are given in Fig. 1. G5 plates of this age cannot be used for track counting without eradication because of the high track density brought about probably during air transport. Grain counting is not reliable either. It is very tiring, and elimination of personal errors is difficult. Since these plates in such condition could only be used for the purpose of densitometry,

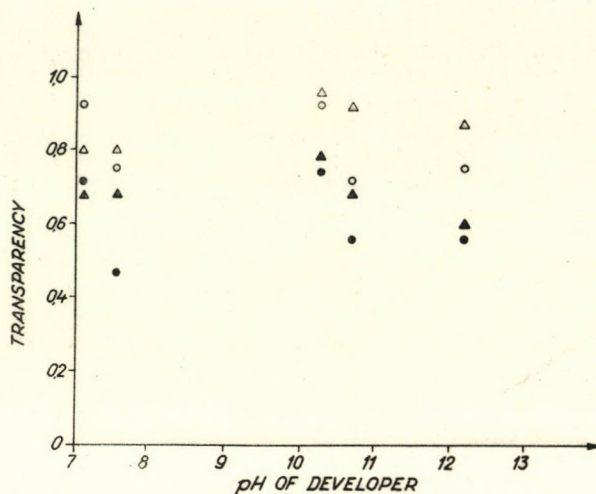


Fig. 1. Transparency of Ilford G5 plates processed in different solutions. \circ \bullet stop bath 1 % acetic acid Δ \blacktriangle stop bath 2 % boric acid. Filled signs: before removing surface deposit of silver.

1. ábra. Különböző eljárásokkal előhívott Ilford G5 típusú lemezek fényáteresztő képessége. Megszakító fürdő: \circ \bullet 1 %-os ecetsav, Δ \blacktriangle 2 %-os bórsav vizes oldata. A lemezek felületén lerakódott ezüst réteg eltávolítása utáni értékeket kitöltött jelzések tüntetik fel.

Рис. 1. Плотность пластинок типа Ilford G5 проявленных различными процедурами. Останавливающий раствор: \circ \bullet 1 %-ная уксусная кислота, Δ \blacktriangle 2 %-ный водяной раствор борной кислоты. Данные, измеренные до и после удаления слоя серебра с поверхности пластинок, обозначаются пустыми и заполненными значками соответственно.

also the methodical investigations may be done with similar methods. The grain counting could be performed only with errors making the results unreliable.

The above facts allow us to state, that (excepted the Brussels prescription) the boric acid stop bath resulted in higher transparency than the other procedures. The difference on plates processed with D 82 was higher than 20 %, on the other hand in the case of emulsions processed with ID 19 and amidol developer without boric acid it did not exceed the relative maximum error. If we raise the question whether in the amount of surface deposit of silver the boric acid stop bath has brought about any difference, we can say that this difference was significant with D 82 and the boric acid-free amidol developer, it amounted to more than 30 % in the case of the latter. The mean value of the silver deposited on the surface in the different procedures was about 10 % higher with the acetic acid stop bath.

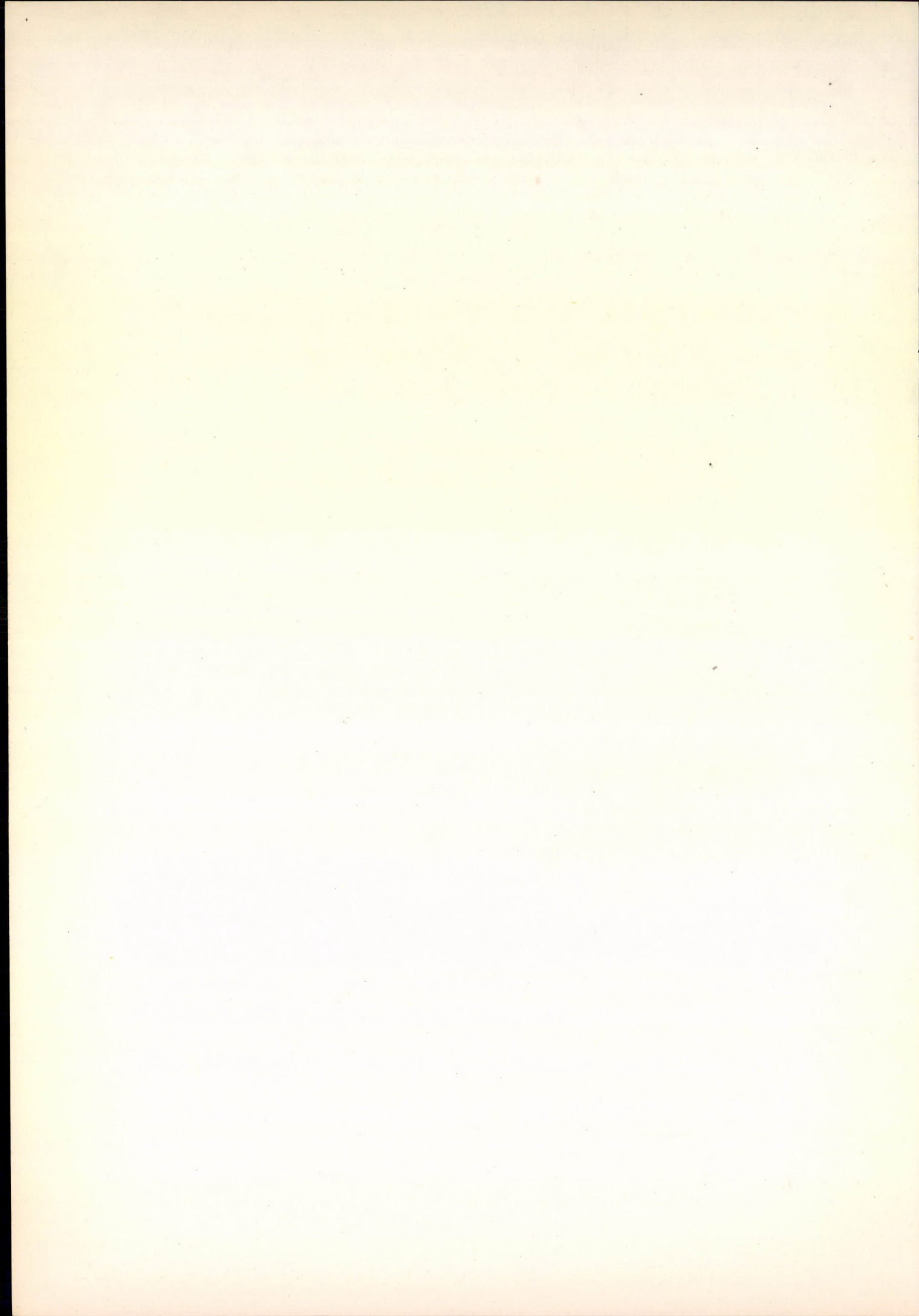
Similar studies have been made with Ilford K2 and IFA EN2 plates, both with an emulsion thickness of 50 μ m, the latter being sensitive to particles of minimum ionization. Opacity of IFA plates was higher and displayed inhomogeneity visible with the naked eye. This is probably due to the several weeks' age of the plates.

Processing of medium sensitivity Ilford K2 plates was done four weeks after production, immediately after their arrival at the Institute. According to the results of our investigations significant differences in opacity on K2 plates occurred only with developers of higher pH; the highest values (24 %) were obtained just with the ID 19 procedure, which gave the most transparent plates. Significant increase (8 - 9 %) in the amount of surface deposit of silver could only be observed with the ID 19 and the D 8 developers, using acetic acid stop bath, with the other procedures the difference was within the limits of error.

Since grain densities obtained with the different developing procedures did not differ markedly, and since they were not in complete agreement with the densitometric data, the above results cannot unambiguously account for the grain density increase [3] due to the acetic acid stop bath. If we explained it only with the effect of pH, it should be assumed that with the more acidic stop bath the developer is washed out in a lesser degree. In this case with an acetic acid bath (pH 4,9) the same effect should be encountered. For the explanation of the nature of this effect, however, further and more detailed investigations would be necessary.

REFERENCES

- [1] J. SCHADEK, D. BERÉNYI, F. ILLÉS, *ATOMKI Közl.* 3, 105 (1961).
- [2] S. JUHÁSZ, CS. UJHELYI, D. BERÉNYI, F. ILLÉS, *Acta Phys. Hung.* 28, 13 (1970).
- [3] L. MEDVECZKY, *ATOMKI Közl.* 8, 199 (1966).



THE DISTORTING EFFECT OF THE ABSORBERS FOR THE SEMICONDUCTOR AND SCINTILLATION GAMMA-RAY SPECTRA

D. S. SRIVASTAVA⁺, D. BERÉNYI and É. SVINGOR⁺⁺

ABSORBENSEK TORZÍTÓ HATÁSA FÉLVEZETŐ ÉS SZCINTILLÁCIÓS GAMMA-SPEKTRUMOKRA.
Gamma-sugarak torzulását vizsgáltuk különböző energiákra (88-tól 835 keV-ig) Pb és Al abszorbensek sorozatára (0,1-től 11,3 g/cm² vastagság tartományban).

The distortion of the semiconductor and scintillation spectrum of gamma-rays with different energies (from 88 to 835 keV) was investigated for a series of Pb and Al absorbers (from 0,1 to 11,3 g/cm² thick).

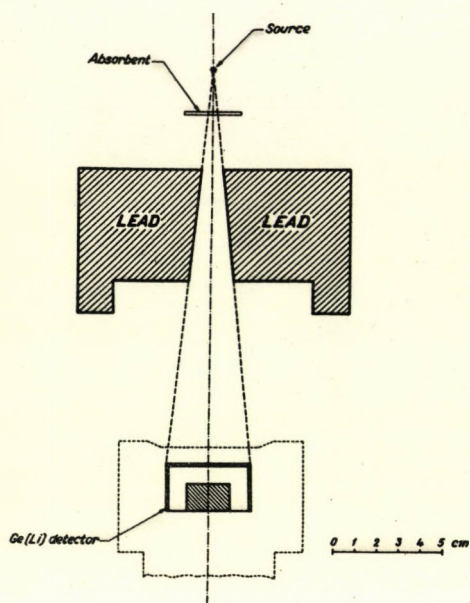
ВЛИЯНИЕ АБСОРБЕНТОВ НА ГАММА СПЕКТРЫ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО И СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО СПЕКТРОМЕТРОВ.
Исследовалось искажение гамма-спектров измеренных полупроводниковым и сцинтилляционным спектрометрами при разных энергиях (от 88 кэв до 835 кэв) и сериях абсорбентов из Al и Pb (толщины от 0,1 до 11,3 г/см²).

The laws of absorption of the gamma-rays are well known (see e.g. [1]). It is also generally admitted that the spectrum of the gamma-rays will be modified by the absorbers. This fact has a great importance in the practice of nuclear spectroscopy. Nevertheless the published data on the extent of this spectrum distortion are very scanty and a systematic study on this problem is completely missing especially for the Ge(Li) detector.

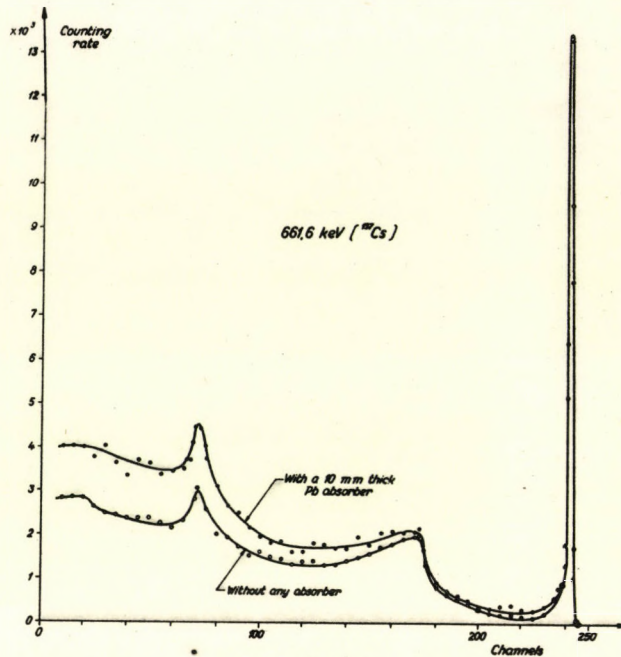
In the present study the gamma-ray spectra of ⁵⁴Mn (834,9 keV), ¹³⁷Cs (661,6 keV), ⁵¹Cr (320,1 keV), ¹⁴¹Ce (145,4 keV) and ¹⁰⁹Cd (87,7 keV) were taken with a 20 cm³ Ge(Li) semiconductor spectrometer with a lead collimator and without it as well as without any absorber and with a series of absorbers of Al and Pb. The thicknesses of the Al and Pb absorbers were about the same in g/cm². Actually, the Pb absorbers were 0.1, 0.5, 1.2, 5.0, and 10.0 mm thick and the Al absorbers were 0.55, 2.0, 4.1 and 20.2 mm thick. The sketch of the arrangement at the measurements is shown in Fig. 1. In addition to the above measurements the spectrum distortion was also studied for the gamma-rays of ¹³⁷Cs and ¹⁴¹Ce with a 7.5 x 7.5 cm³ NaI(Tl) scintillation spectrometer in a similar way as for Ge(Li) measurements. The peaks at the different energies were kept at about the same channel to keep the relative error caused by any disturbances in the first channels approximately at the same level.

⁺Permanent address: Applied Science Department, Aligarh Muslim University, Aligarh, India.
Állandó cím: Alkalmazott Természettudományi Intézet, Aligarh-i Muzulmán Egyetem, Aligarh, India.
Постоянный адрес: Институт прикладных естественных наук Мусульманского университета, Алигарх, Индия.

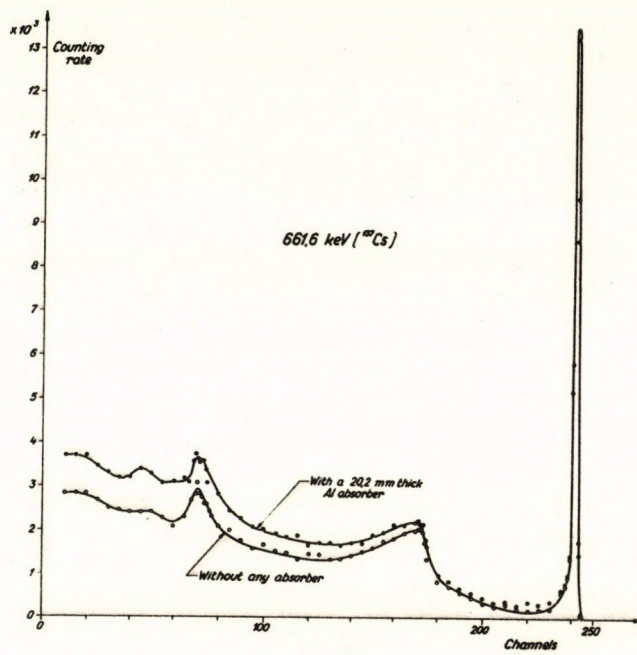
⁺⁺Permanent address: Kossuth Lajos University, Debrecen.
Állandó cím: Kossuth Lajos Tudományegyetem, Debrecen.
Постоянный адрес: Университет им. Кожута, Дебрецен.



1. ábra.



2. ábra.



3. ábra.

1. ábra. A mérési elrendezés vázlata.

Fig. 1. The sketch of the arrangement used during the measurements.

Рис. 1. Схема измерений.

2. ábra. A ^{137}Cs gamma-sugarainak 20 cm^3 -es Ge(Li) detektorral felvett spektruma minden abszorbens nélkül és 10 mm vastag ólom abszorbenssel. Mindkét spektrum kollimátor nélkül lett felvéve. Az abszorbenssel kapott spektrumot a teljes-energia csúcs területével normáltuk a másik spektrumhoz.

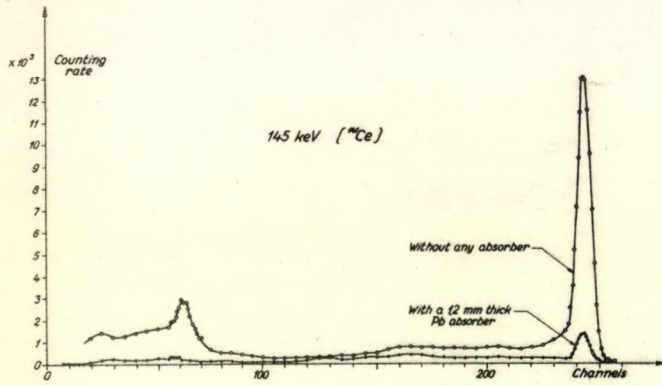
Fig. 2. The spectra of gamma-rays from ^{137}Cs taken by a 20 cm^3 Ge(Li) detector without any absorber and with a 10 mm thick Pb absorber. Both of these measurements were carried out without the collimator. The spectrum obtained with the absorber is normalized to the other spectrum by the area of the full-energy peak.

Рис. 2. Гамма-спектры ^{137}Cs , измеренные Ge(Li) детектором 20 cm^3 без абсорбента и свинцовым абсорбентом с толщиной 10 мм . Спектры измерены без применения коллиматора. Спектр измеренный при наличии абсорбента был нормирован по площади пика полного поглощения.

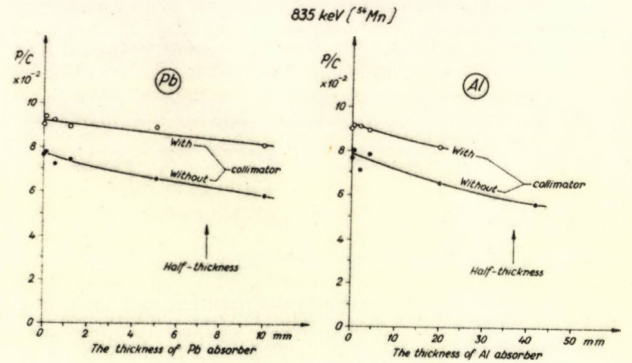
3. ábra. A ^{137}Cs gamma-sugarainak 20 cm^3 -es Ge(Li) detektorral felvett spektruma minden abszorbens nélkül és $20,2\text{ mm}$ Al abszorbenssel. A spektrumok úgy vannak normálva, mint a 2. ábra esetében és mindkettő kollimátor nélkül lett felvéve.

Fig. 3. The spectra of gamma-rays from ^{137}Cs taken by a 20 cm^3 Ge(Li) detector without any absorber and with $20,2\text{ mm}$ Al absorber. The spectra are normalized as in Fig. 2. Both of these measurements were carried out without the collimator.

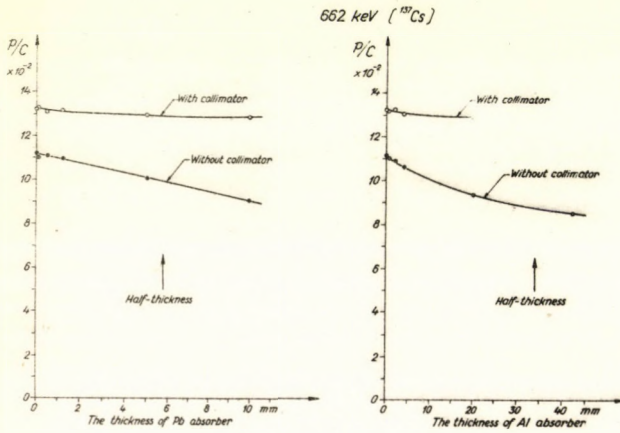
Рис. 3. Гамма спектры ^{137}Cs , измеренные Ge(Li) детектором без абсорбента и алюминиевым абсорбентом с толщиной $20,2\text{ мм}$. Спектры измерены без коллиматора и нормированы как в случае рис. 2.



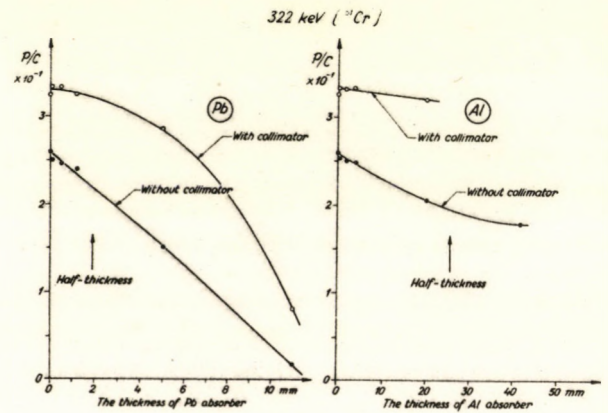
4. ábra.



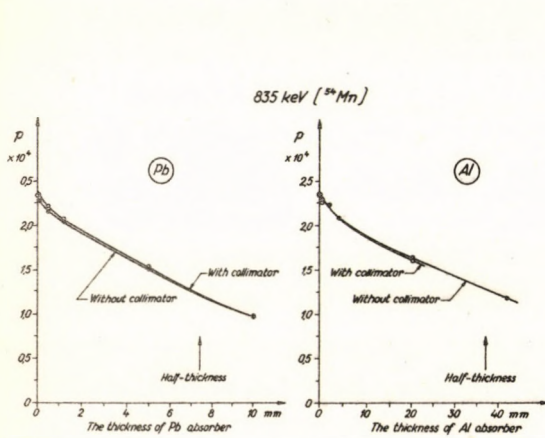
5. ábra.



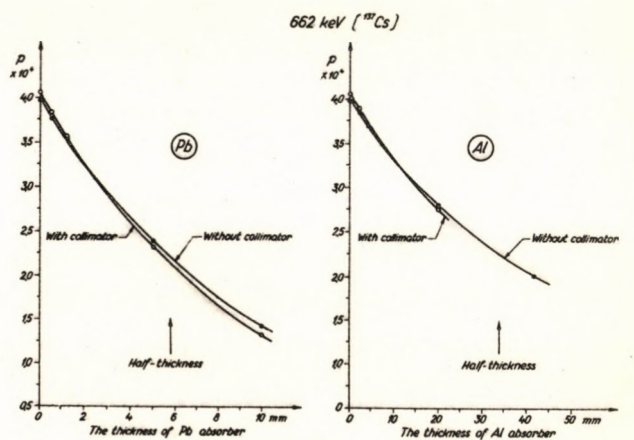
6. ábra.



7. ábra.



8. ábra.



9. ábra.

4. ábra. A ^{141}Ce gamma-sugarainak 20 cm^3 -es Ge(Li) detektorral felvett spektruma minden abszorbens nélkül és $1,2\text{ mm}$ -es Pb abszorbenssel. A mérések kollimátor nélkül történtek.

Fig. 4. The spectra of gamma-rays from ^{141}Ce taken by a 20 cm^3 Ge(Li) detector without any absorber and with an $1,2\text{ mm}$ Pb absorber. Both of these measurements were carried out without the collimator.

Рис. 4. Гамма спектры ^{141}Ce , измеренные Ge(Li) детектором без абсорбента и свинцовым абсорбентом с толщиной $1,2\text{ мм}$. Измерения проводились без коллиматора.

5. ábra. A teljes-energia csúcs — Compton eloszlás viszony (p/C) változása az Pb és Al abszorbensek vastagságának függvényében a ^{54}Mn gamma-sugaraira. A spektrumok, amelyekből a p/C viszony értékeit kiszámítottuk, 20 cm^3 -es Ge(Li) detektorral lettek felvéve az 1. ábrán vázolt elrendezésben.

Fig. 5. The full-energy peak to Compton-distribution ratio (p/C) as a function of the thickness of the Pb and Al absorbers for the gamma-rays of ^{54}Mn . The spectra from which the p/C ratios were determined were taken with a 20 cm^3 Ge(Li) spectrometer and in the arrangement sketched in Fig. 1.

Рис. 5. Зависимость отношения пика полного поглощения к комптоновскому распределению p/C от толщины абсорбентов из Pb и Al для гамма-излучения ^{54}Mn . Спектры из которых определилось отношение p/C измерены Ge(Li) спектрометром 20 см^3 по схеме изображенной на рис. 1.

6. ábra. A p/C viszony az abszorbens vastagság függvényében a ^{137}Cs gamma-sugaraira. A mérési körülmények ugyanazok, mint az 5. ábra esetében.

Fig. 6. The p/C ratio as a function of thickness of the absorbers for the gamma-rays of ^{137}Cs . All the conditions are the same as in Fig. 5.

Рис. 6. Зависимость отношения p/C от толщины абсорбентов для гамма-излучения ^{137}Cs . Условия измерений те же, что было в случае рис. 5.

7. ábra. A p/C viszony az abszorbens vastagság függvényében a ^{51}Cr gamma-sugaraira. A mérési körülmények ugyanazok, mint az 5. ábra esetében.

Fig. 7. The p/C ratio as a function of the thickness of the absorbers for the gamma-rays of ^{51}Cr . All the conditions are the same as in Fig. 5.

Рис. 7. Зависимость отношения p/C от толщины абсорбентов для гамма-излучения ^{51}Cr . Условия измерений те же, что было в случае рис. 5.

8. ábra. A teljes-energia csúciban lévő impulzus számok összege (p) a Pb és Al abszorbensek függvényében a ^{54}Mn gamma-sugaraira. A spektrumokat, amelyekből a p értékeket kaptuk, 20 cm^3 -es Ge(Li) detektorral vettük fel.

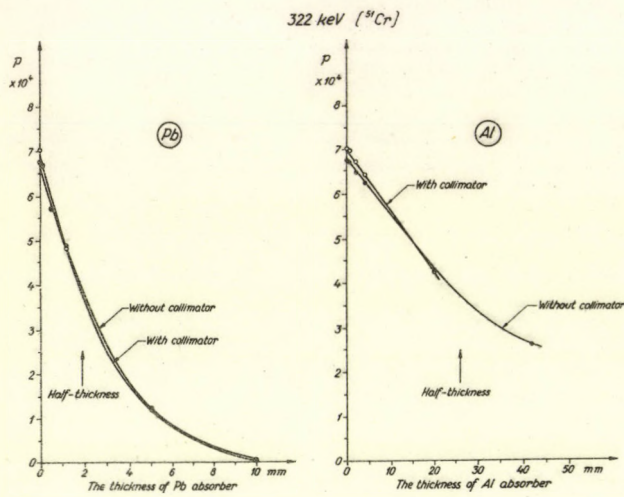
Fig. 8. The sum of the counting rate in the full-energy peak (p) as a function of the thickness of the Pb and Al absorbers for the gamma-rays of ^{54}Mn using a 20 cm^3 Ge(Li) detector for taking the spectra, from which the p values were determined. The arrangement is sketched in Fig. 1.

Рис. 8. Зависимость суммы импульсов в пике полного поглощения (p) от толщины абсорбентов Al и Pb для гамма-излучения ^{54}Mn . Спектры из которых вычислялось p измерены Ge(Li) спектрометром 20 см^3 .

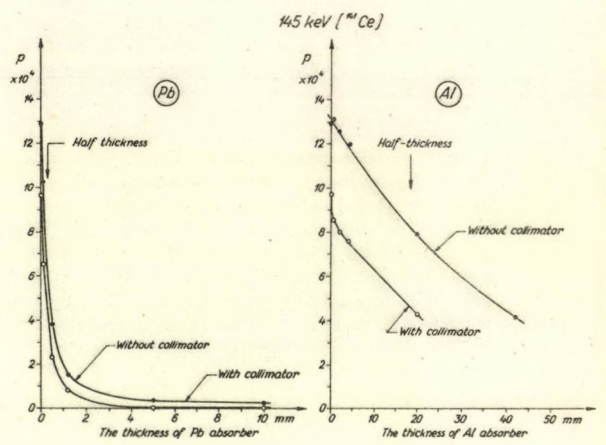
9. ábra. p változása az abszorbens vastagságok függvényében a ^{137}Cs gamma-sugaraira. További részleteket lásd a 8. ábra szövegében.

Fig. 9. p as a function of the thickness of the absorbers for the gamma-rays of ^{137}Cs . See other details in Fig. 8.

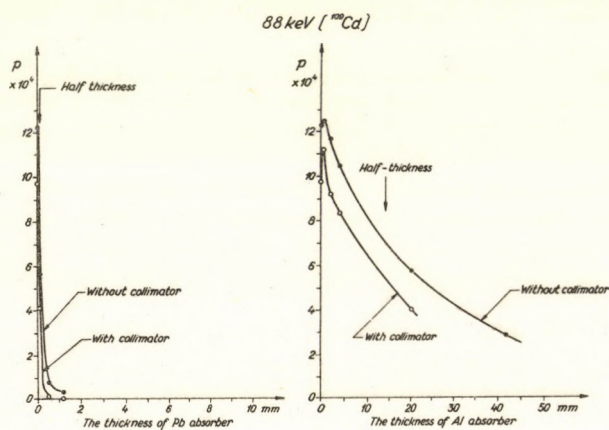
Рис. 9. Зависимость p от толщины абсорбентов для гамма-излучения ^{137}Cs при условиях рис. 8.



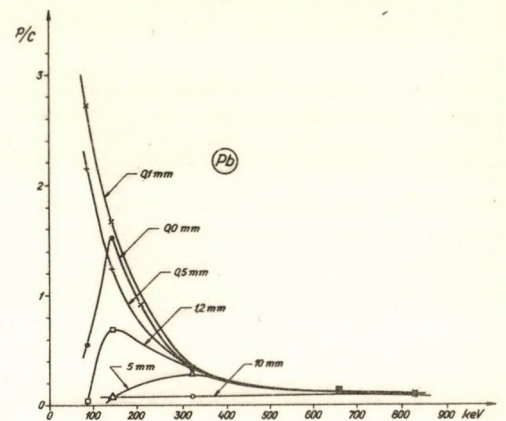
10. ábra.



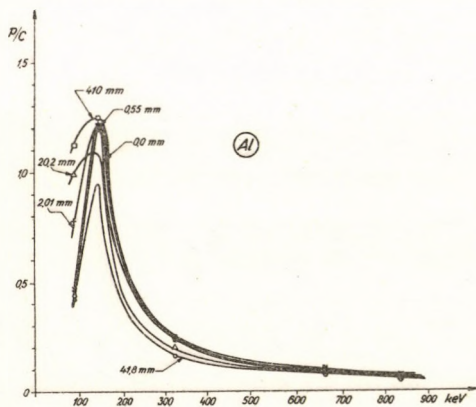
11. ábra.



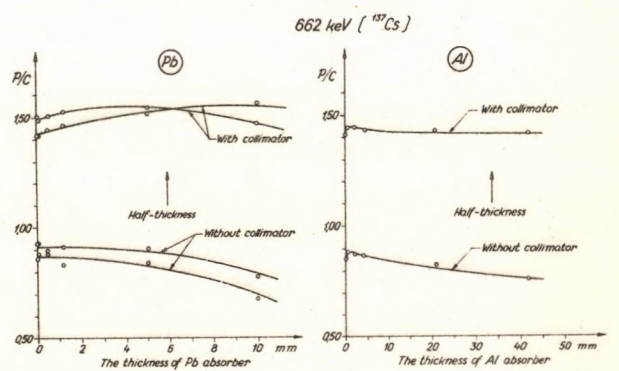
12. ábra.



13. ábra.



14. ábra.



15. ábra.

10. ábra. ρ változása az abszorbens vastagságok függvényében a ^{51}Cr gamma-sugaraira. További részleteket lásd a 8. ábra szövegében.
Fig. 10. ρ as a function of the thickness of the absorbers for the gamma-rays of ^{51}Cr . See other details in Fig. 8.

Рис. 10. Зависимость ρ от толщины абсорбентов для гамма-излучения ^{51}Cr при условиях рис. 8.

11. ábra. ρ változása az abszorbens vastagságok függvényében a ^{141}Ce gamma-sugaraira. További részleteket lásd a 8. ábra szövegében.
Fig. 11. ρ as a function of the thickness of the absorbers for the gamma-rays of ^{141}Ce . See other details in Fig. 8.

Рис. 11. Зависимость ρ от толщины абсорбентов для гамма-излучения ^{141}Ce при условиях рис. 8.

12. ábra. ρ változása az abszorbens vastagságok függvényében a ^{109}Cd gamma-sugaraira. További részleteket lásd a 8. ábra szövegében.
Fig. 12. ρ as a function of the thickness of the absorbers for the gamma-rays of ^{109}Cd . See other details in Fig. 8.

Рис. 12. Зависимость ρ от толщины абсорбентов для гамма-излучения ^{109}Cd при условиях рис. 8.

13. ábra. A ρ/C viszony különböző vastagságu Pb abszorbensekre a gamma-sugarak energiájának függvényében. A spektrumok, amelyekből a ρ/C viszony értékeit számítottuk, 20 cm^3 -es Ge(Li) detektorral, kollimátor nélkül lettek felvéve.

Fig. 13. The ρ/C ratio at different Pb absorbers as a function of the energy of the gamma-rays. The spectra from which the values of the ratio were determined were obtained with a 20 cm^3 Ge(Li) detector without a collimator.

Рис. 13. Зависимость отношения ρ/C от энергии гамма-излучения при разных толщинах Pb-абсорбентов. Спектры, из которых определены отношения ρ/C измерены Ge(Li) детектором без коллиматора.

14. ábra. A ρ/C viszony különböző vastagságu Al abszorbensekre. További részleteket lásd a 13. ábra szövegében.

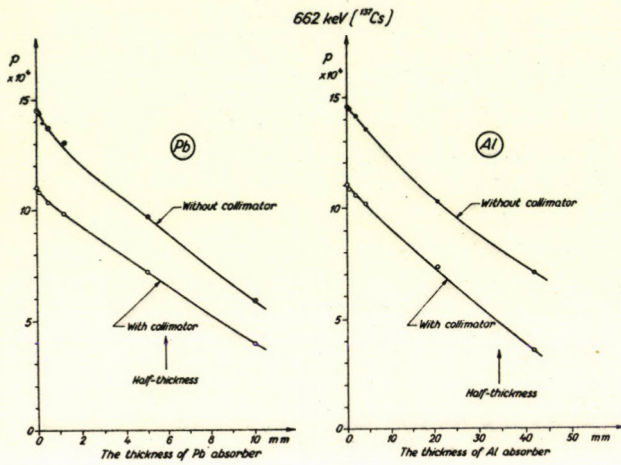
Fig. 14. The ρ/C ratio at different Al absorbers as a function of the energy of the gamma-rays. See other details in Fig. 13.

Рис. 14. Изменение отношения ρ/C при разной толщине алюминиевых абсорбентов. Условия измерений те же, что в случае рис. 13.

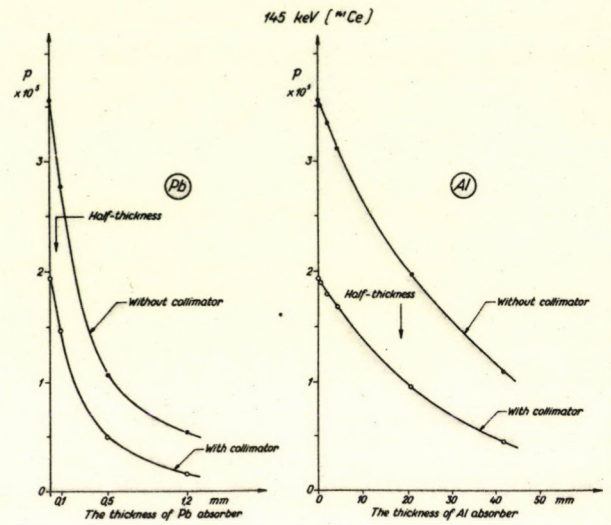
15. ábra. A ρ/C viszony a Pb és Al abszorbens vastagságának függvényében a ^{137}Cs gamma-sugaraira szcintillációs spektrométer használata esetén. A NaI(Tl) kristály mérete kb. $7.5 \times 7.5\text{ cm}$ volt. A Pb abszorbensnél a méréseket egy olyan forrás tartóval is kivitelezte, amelyknél a Compton-szórás valószínűsége máigában a forrás tartóban lényegesen kisebb volt (befekettített körök).

Fig. 15. The ρ/C ratio as a function of the thickness of the Pb and Al absorbers for the gamma-rays of ^{137}Cs at a scintillation spectrometer with a NaI(Tl) crystal of about $7.5 \times 7.5\text{ cm}$ size. In the case of the Pb absorbers the measurements were carried out also with an other source-holder at which the possibility of the Compton-scattering in the source-holder was much reduced (black circles).

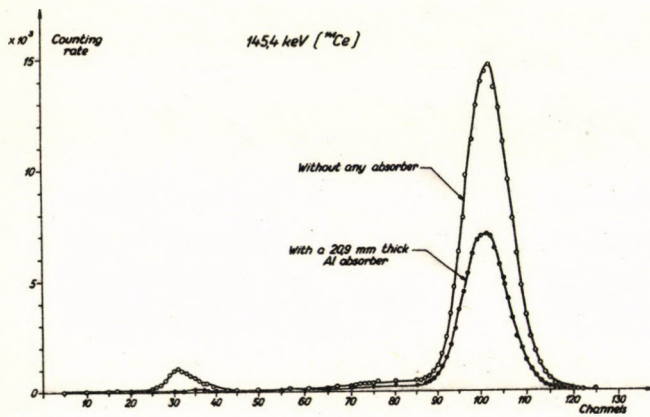
Рис. 15. Зависимость ρ/C от толщины Pb и Al абсорбентов для гамма-линии ^{137}Cs , измеренной сцинтилляционным спектрометром. Размеры кристалла NaI(Tl) $\sim 7.5 \times 7.5\text{ см}$. В случае свинцового абсорбента измерения повторялись применением того держателя источника, который давал меньше рассеянного излучения (черные кружки).



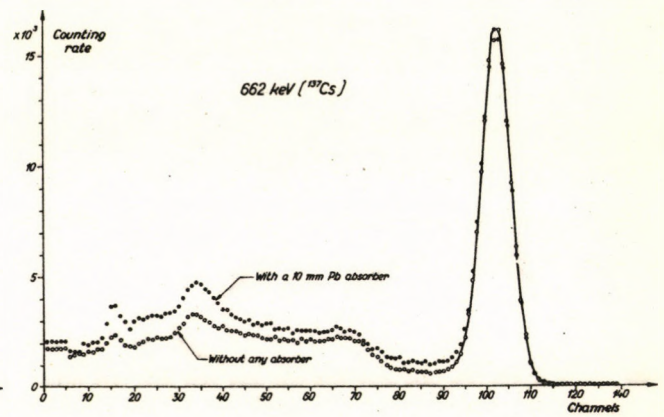
16. ábra.



17. ábra.



18. ábra.



19. ábra.

16. ábra. Az impulzus számok összege a teljes-energia csúcsban (p a Pb és Al abszorbensek függvényében) a ^{137}Cs gamma-sugaraira NaI(Tl) szcintillációs spektrométernél (kristály méret kb. 7.5 x 7.5 cm).

Fig. 16. The sum of the counting rates in the full-energy peak (p as a function of the thickness of the Pb and Al absorbers) for the gamma-rays of ^{137}Cs at a NaI(Tl) scintillation spectrometer with a crystal of about 7.5 x 7.5 cm size.

Рис. 16. Зависимость суммы импульсов в пике полного поглощения (p) от толщины Al и Pb абсорбентов для гамма-излучения ^{137}Cs , измеренного сцинтилляционным спектрометром NaI(Tl) (размеры кристалла ~ 7.5 x 7.5 см)

17. ábra. Az impulzus számok összege a teljes-energia csúcsban a ^{141}Ce gamma sugaraira. További részleteket lásd a 16. ábra szövegében.

Fig. 17. The sum of the counting rates in the full-energy peak for the gamma-rays of ^{141}Ce (see other details in Fig. 16.)

Рис. 17. Зависимость суммы импульсов в пике полного поглощения от толщины абсорбентов для гамма-излучения ^{141}Ce , измеренного сцинтилляционным спектрометром.

18. ábra. A ^{141}Ce szcintillációs gamma spektruma (NaI(Tl) kristály mérete kb. 7.5 x 7.5 cm) minden abszorbens nélkül és 20.9 mm-es Al abszorbenssel, mindkét esetben ólom kollimátort használva.

Fig. 18. The spectra of gamma-rays from ^{141}Ce taken with a scintillation spectrometer of a 7.5 x 7.5 cm NaI(Tl) crystal without any absorber and with a 20.9 mm Al absorber, in both cases with lead collimator.

Рис. 18. Гамма-спектры ^{141}Ce , измеренные сцинтилляционным спектрометром (размеры кристалла ~ 7.5 x 7.5 см) без абсорбента и Al-абсорбентом толщиной 20,9 мм, применяя в обоих случаях свинцовый коллиматор.

19. ábra. A ^{137}Cs szcintillációs gamma spektruma (NaI(Tl) kristály mérete kb. 7.5 x 7.5 cm) minden abszorbens nélkül és 10 mm-es Pb abszorbenssel, mindkét esetben kollimátor nélkül. Az abszorbenssel kapott spektrumot a teljes-energia csúcs területével normáltuk a másik spektrumhoz.

Fig. 19. The spectra of gamma-rays from ^{137}Cs taken by a scintillation spectrometer of a 7.5 x 7.5 cm NaI(Tl) crystal without any absorber and with a 10 mm Pb absorber, in both cases without a collimator. The spectrum obtained with the absorber is normalized to the other spectrum by the area of the full-energy peak.

Рис. 19. Гамма-спектры ^{137}Cs , измеренные сцинтилляционным спектрометром (размеры кристалла ~ 7.5 x 7.5 см) без абсорбента и Pb-абсорбентом толщиной 10 мм, в обоих случаях без коллиматора. Спектр, полученный абсорбентом был нормирован по площади пика полного поглощения.

The effect of absorbers on the spectrum is a two-way effect. Firstly, there is an absorption at every energies (at lower energies it is more expressed) and secondly, there is an increase of the Compton distribution relative to the full-energy peak at the energies where the Compton-effect has a larger cross-section (above 200 - 300 keV, i. e. at energies where a Compton distribution there is present in the spectrum at all). As examples for these distortions the spectra of ^{137}Cs and ^{141}Ce are plotted in Figs. 2, 3 and 4.

Further results will be given in the form of diagrams. As a measure of the distortions of the spectra the peak to Compton distribution ratio (p/C) and the total counting rate in the peak (p) are chosen and are plotted as the function of the thickness of the absorbers for the gamma-rays of different energies (Figs. 5-12).

For gamma-rays with an energy less than 200 keV there is practically no Compton distribution and that is why in the case of ^{141}Ce and ^{109}Cd there are not plots for the p/C .

As can be seen (see Figs. 5 - 7) using an Pb absorber of half-thickness the spectrum distortion (the change of p/C ratio) is about 15-20 per cent in the region from about 300- to 850 keV. The same change in the same region for Al absorber is about 25-30 per cent. If we use a collimator the above values are reduced for approximately half of them.

As the decrease of the full-energy peak (of. Figs. 8-11) corresponds to the half-thickness of the given absorber for the energy under consideration (i. e. using an absorber of half-thickness the intensity of the full-energy peak will be reduced for app. half of that) the collimator has a role only in the low energy region (below 200-300 keV). Here the peak-intensity is significantly reduced using the collimator (the effect of the edge of Ge(Li) detector).

On the basis of the data obtained in these measurements plots are constructed for the p/C ratio as a function of the energy at the different absorbers. Two examples of them are shown in Figs. 13 and 14. As one can see at higher energies, at thicker and lower Z absorbers the p/C ratio is smaller i. e. the Compton-distribution part of the spectra is more expressed.

In Figs. 15 and 16 for the gamma-rays of ^{137}Cs and in Fig. 17 for that of ^{141}Ce the same results obtained by scintillation spectrometer are plotted as in Figs. 6, 9, 11 for semiconductor spectrometer. The distortion of the spectrum for ^{141}Ce and ^{137}Cs can be seen in Figs. 18 and 19, respectively.

The apparent improvement of the spectrum-shape (a higher p/C ratio) in same ranges of the absorbers (see e.g. Fig. 15) is due to the Compton-scattering in the source-holder and the 0,5 mm thick stainless steel window of the crystal. This supposition was proved by using another source-holder with reduced Compton-scattering (see the curves in the Pb section of Fig. 15 with black and white circles).

As a final conclusion, it is obvious that using Pb absorbers to reduce the intensity of the gamma-rays the distortion of the spectrum is smaller at the same absorber thickness (in g/cm^2) than using Al absorbers. The quantitative data are given in the Figures.

The authors are obliged to Dr. D. Varga, Mr. I. Kádár and Mr. I. Török for their kind help during the measurements. The preparation of a part of the sources by Dr. Csaba Ujhelyi is also gratefully acknowledged.

REFERENCES

- [1] C.M. DAVISSON, in "Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy", ed. by K. Siegbahn, Vol. 1. p. 37.

VÉKONY FÓLIÁK HATÁSA MONOENERGETIKUS ELEKTRONOK SPEKTRUMÁRA

KÖVÉR Á., VARGA D., BERÉNYI D., UJHELYI CS.

Egy Si(Li) félvezető béta-spektróméterrel megvizsgáltuk a forrás elé helyezett különböző vastagságú terphane fóliák hatását különböző energiájú konverziós vonalakra (62,2; 84,2; 481,6; 624,2 és 975,6 keV). A vizsgálatok végeredményeképpen a 9. és 10. ábrán keV-ekben kifejezve adjuk azt a félérték szélességben, illetve a vonal csúcának eltolódásában jelentkező hatást, amelyet egy adott fólia az egyes energiáknál okoz. Ezen diagramnak alapján eldönthető, hogy meghatározott feloldóképességű béta-spektróméter esetében egy adott anyag réteg vastagság (pl. takaró fólia vagy levegőréteg vastagság, stb.) a forrás és a detektor között zavaró-e. Félvezető béta-spektrómétereknél (és más kb. 1 % nagyságrendű feloldással rendelkező béta-spektrómétereknél) durva szabályként az állapítható meg, hogy a szóban forgó energiájú konverziós vonal energiájának megfelelő hatótávolságnál kb. három nagyságrenddel vékonyabb fólia hatása válik elhanyagolhatóvá (jobb feloldásnál ez természetesen csak még vékonyabb fóliák esetén igaz), míg ismeretes, hogy az elektron intenzitásában a változás már a hatótávolságnál egy nagyságrenddel vékonyabb fóliánál is elhanyagolható.

THE EFFECT OF THIN FOILS ON THE SPECTRUM OF MONOENERGETIC ELECTRONS. The effect of terphane foils of different thickness on the conversion electron lines of various energy (62.2, 84.2, 481.6, 624.2 and 975.6 keV) was studied with a Si(Li) semiconductor detector placing the foils in front of the source. As a final result of the measurements, the effect caused by a particular foil at certain energy is given in Fig. 9 and 10. Here the FWHM (full width at the half maximum) and the shift in the maximum of the line, respectively, are plotted as function of the thickness of the foil. On the basis of these diagrams it can be said whether a layer of matter between the source and the detector with some thickness (e.g. a source covering foil, air layer etc.) is disturbing in the measurement with a beta-spectrometer of given resolution or not. It can be stated as a rough rule that the effect of the foil can be considered as negligible on a conversion line at a semiconductor beta-spectrometer (or other beta-spectrometer of similar resolution) if the thickness of foil is about three orders of magnitude less than the range for the electrons of the energy under consideration while, as is well known, the change in the intensity of the electrons can be already neglected if the thickness is about ten times less than the range. If the resolution of the spectrometer is better, only the effect of even thinner foils is negligible at the electron line of the same energy.

ВЛИЯНИЕ ТОНКИХ ФОЛЬГ НА СПЕКТР МОНОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ. С помощью Si(Li) полупроводникового спектрометра исследовалось влияние фольги (terphane) разной толщины на линии конверсионных электронов с энергией 62.2; 84.2; 481.6; 624.2 и 975.6 кэВ. Результат показан на рисунках 9 и 10, где изменение полуширины и положения линий, выраженное в кэВ, дается в зависимости от толщины фольги при данной энергии. На основе кривых можно судить о том, что при определенном разрешении бета-спектрометра данная толщина вещества (сам источник, покрывающая фольга, воздух и т.д.) мешает ли измерениям. Для полупроводниковых бета-спектрометров (и для других с разрешением ~ 1%) можно установить грубое, приближенное правило, что влияние фольги с толщиной примерно на три порядка меньше пробега электронов незаметно (конечно при лучшем разрешении допустимая толщина еще меньше) в то же время известно, что влияние фольги с толщиной на порядок меньше пробега на интенсивность электронов незначительно.

1. BEVEZETÉS

Ismeretes, hogy monoenergetikus elektronok energiaspektrumára már olyan vékony fóliák is hatással vannak, amelyek a nyaláb intenzitását még egyáltalán nem vagy alig befolyásolják. Ez a hatás a spektrum-vonal kiszélesedésében, csúcának eltolódásában (a kisebb energiák felé) és a vonalalak megváltozásában (a fólia vastagság növekedtével fokozódó aszimmetria a kisebb energiájú oldalon) jut kifejezésre.

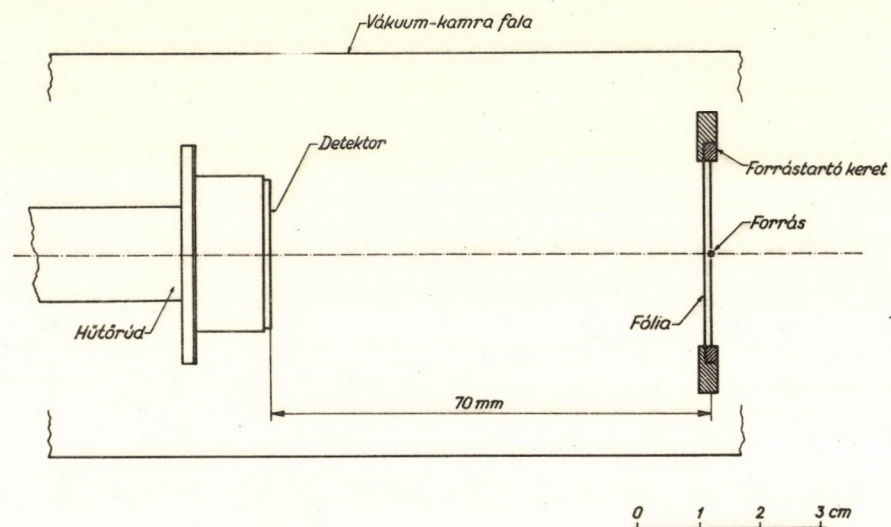
A jelenség igen fontos a magspektroszkópiai (elektron-spektroszkópiai) gyakorlatban. Hogy csak néhány példát említsünk: a forrástakaró fólia hatása, a forrás hátlap hatása belső forrásnál proporcionális számlálóban, a proporcionális detektor ablakának hatása, detektor ablakvastagság hatása félvezető spektrometriában, a forrás vastagság hatásának becslése, drótforrás hatásának becslése, a levegő, illetve adott vákuum hatásának becslése, stb.

Monoenergetikus elektron-nyaláb fóliákon való áthaladásának elmélete ki van dolgozva ugyan és azt többszörösen ellenőrizték kísérletileg (lásd részletesen az [1], [2] és [3] összefoglaló áttekintésekben). Sajnos azonban a kísérleti adatok meglehetősen hézagosak és a kisebb energiákra (100 - 150 keV alatt) ugyszólván teljesen hiányzanak, pedig az effektus itt a legnagyobb.

Ezért határoztuk el, hogy a kísérleti technika előbb felsorolt problémáit szem előtt tartva méréseket végzünk félvezető detektor technikával a 62,2 keV (^{109}Cd), a 84,2 keV (^{109}Cd), 481,6 keV (^{207}Bi), 624,2 keV (^{137}Cs) és 975,6 keV (^{207}Bi) konverziós vonalak vékony terphane (Société la Cellophane 110, Bld. Haussmann Paris 8^e) fóliákon történő áthaladására.

2. A MÉRÉSI ELRENDEZÉS

A mérési elrendezés vázlata az 1. ábrán. látható. A félvezető detektor Si(Li) típusu, Simtec gyártmányu volt. Érzékeny rétegének vastagsága 3 mm, átmérője 1,6 cm. A mérésekben egy KFKI gyártmányu 512 csatornás analizátort használtunk. A félvezető béta-spektrométer részletei: vákuumkamra, hűtő-rendszer és elektronika külön kerülnek közlésre [4]. A használt radioaktív források cseppentéses eljárással készültek.



1. ábra. A mérési elrendezés vázlata.

Fig. 1. The sketch of the measuring arrangement.

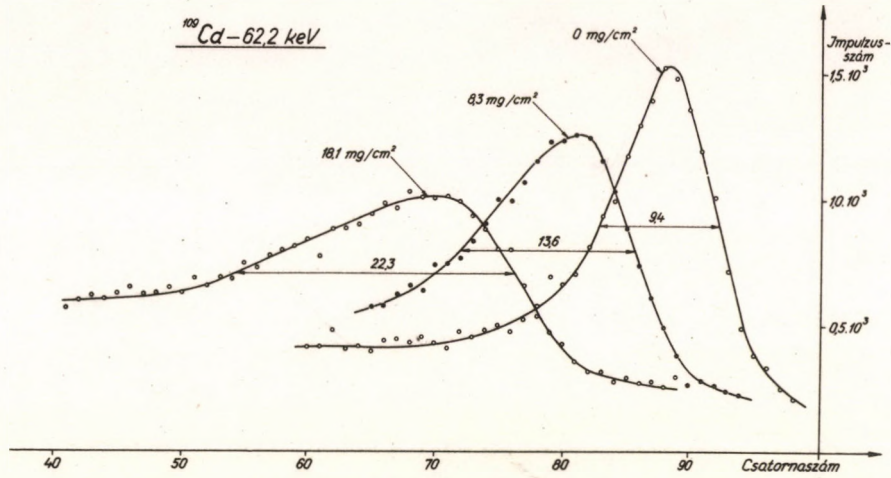
Рис. 1. Схема измерений.

Meg kell itt jegyezni, hogy eredményeink magától értetődően némileg módosulnának egy olyan elrendezésnél, amelyben az abszorbensek pl. közvetlenül a detektor előtt lennének elhelyezve.

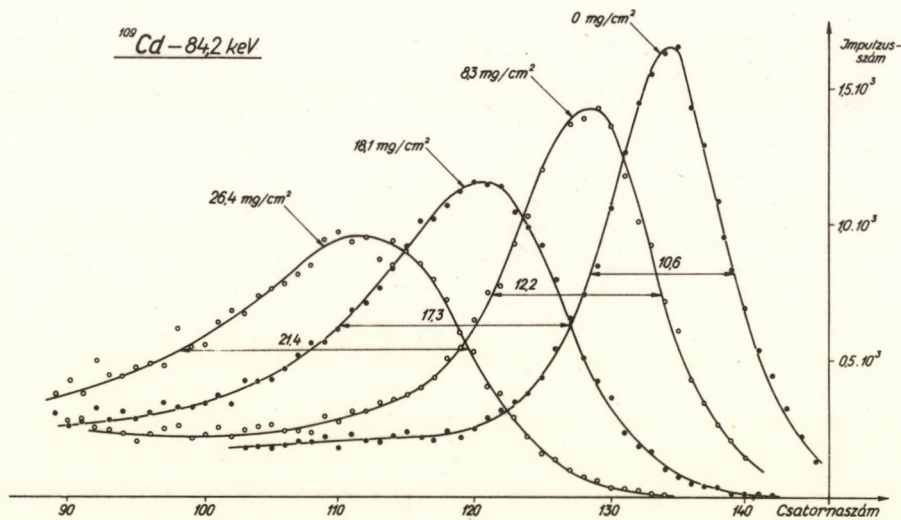
3. MÉRÉSI EREDMÉNYEK

A 2-6. ábrákon adjuk a 62,2 keV-os, 84,2 keV-os, 481,6 keV-os 624,2 keV-os és 975,6 keV-os belső konverziós elektronoknak a félvezető béta-spektrumban megfelelő vonalakat különböző vastagságú terphane fólián történt áthatolás után. A legalacsonyabb energiájú vizsgált konverziós elektronokat kibocsátó ^{109}Cs forrás kivételével a többi forrásokat eleve egy-egy fóliával takartuk le (az ábrákon jelezve van ennek a fóliának a vastagsága a legelső "el nem tolódot" vonalnál). Az ábrákon tehát az első vonal egy ilyen vastag fólián áthaladt elektron csoportnak felel meg, de a további vonalak-

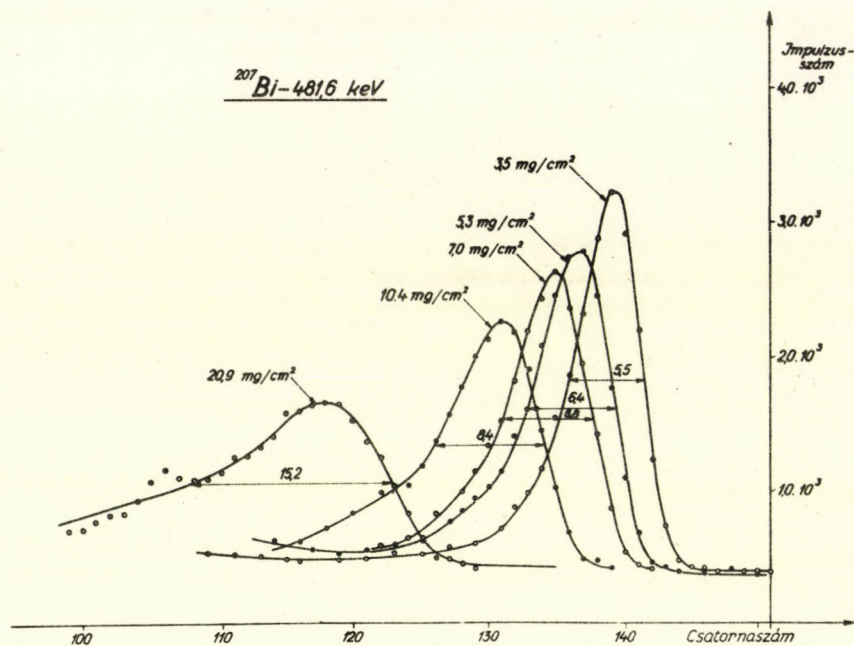
nál a megadott fólia vastagságnál mindig a teljes vastagság van feltüntetve, amelybe természetesen a takaró fóliának a vastagsága is bele van számítva. A rádióaktív preparátumok vastagságát és így a bennük létrejövő energiaveszteséget, illetve szórását külön nem vettük figyelembe. A források hátuljával cellulux szalag szolgált (kb. 5 mg/cm²).



2. ábra. A ¹⁰⁹Cd 62,2 keV-os konverziós vonala Si(Li) félvezető spektrométerrel felvéve különböző vastagságú terphane fólián való áthaladás után.
 Fig. 2. The 62,2 keV conversion line of ¹⁰⁹Cd after passing through terphane foils of different thickness. The spectra were taken with a Si(Li) semiconductor spectrometer (ϕ 1.6 cm, 3 mm deep).
 Рис. 2. Конверсионная линия 62,2 кэв Cd-109 измеренная кремниевым полупроводниковым спектрометром при прохождении через фольгу "terphane" разной толщины.



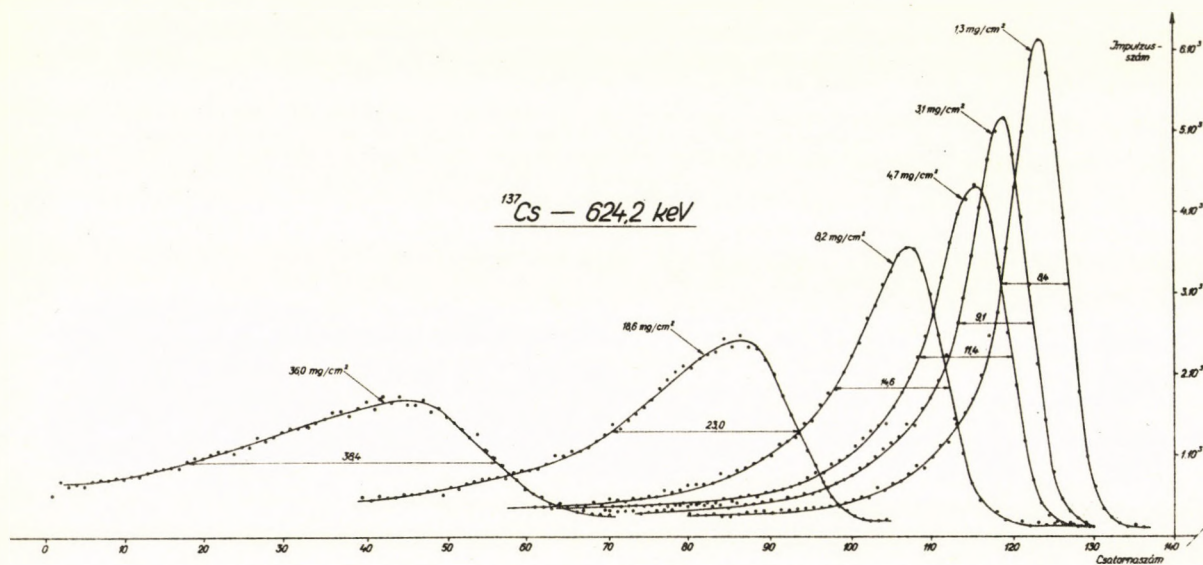
3. ábra. A ¹⁰⁹Cd 84,2 keV-os konverziós vonala Si(Li) félvezető spektrométerrel felvéve különböző terphane fólián való áthaladás után.
 Fig. 3. The 84,2 keV conversion line of ¹⁰⁹Cd. See other details in caption to Fig. 2.
 Рис. 3. Конверсионная линия 84,2 кэв Cd-109 измеренная кремниевым полупроводниковым спектрометром при прохождении через фольгу "terphane" разной толщины.



4. ábra. A ^{207}Bi 481,6 keV-os konverziós vonala Si(Li) félvezető spektrométerrel felvéve különböző terphane fólián való áthaladás után.

Fig. 4. The 481,6 keV conversion line of ^{207}Bi . See other details in caption to Fig. 2.

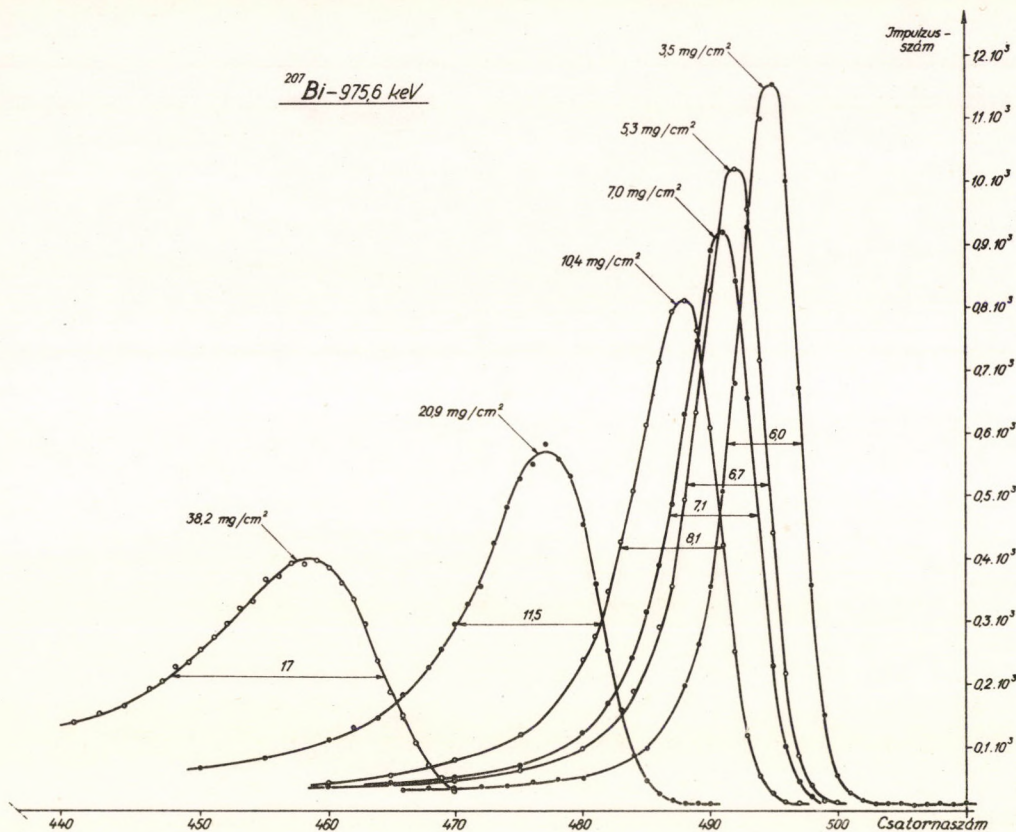
Рис. 4. Конверсионная линия 481,6 кэВ Bi-207 измеренная кремниевым полупроводниковым спектрометром при прохождении через фольгу "terphane" разной толщины.



5. ábra. A ^{137}Cs 624,2 keV-os konverziós vonala Si(Li) félvezető spektrométerrel felvéve különböző vastagságú terphane fólián való áthaladás után.

Fig. 5. The 624,2 keV conversion line of ^{137}Cs . See other details in caption to Fig. 2.

Рис. 5. Конверсионная линия 624,2 кэВ Cs-137 измеренная кремниевым полупроводниковым спектрометром при прохождении через фольгу "terphane" разной толщины.



6. ábra. A ^{207}Bi 975,6 keV-os konverziós vonala Si(Li) félvezető spektrométerrel felvéve különböző vastagságu terphane fólián való áthaladás után.
 Fig. 6. The 975,6 keV conversion line of ^{207}Bi . See other details in caption to Fig. 2.
 Рис. 6. Конверсионная линия 975,6 кэВ Bi-207 измеренная кремниевым полупроводниковым спектрометром при прохождении через фольгу "terphane" разной толщины.

Hogy méréseinket interpolálhatóvá és általánosabban használhatóvá tegyük, a következőképpen jártunk el. Egy adott energiájú konverziós elektron csoportra a spektrum-vonal félértékszélességét ábrázoltuk a fóliavastagság függvényében. Így egyenest kaptunk (lásd pl. ^{137}Cs 624,2 keV-os elektronjaira a 7. ábrát) és elvégeztük a nullára extrapolálást.

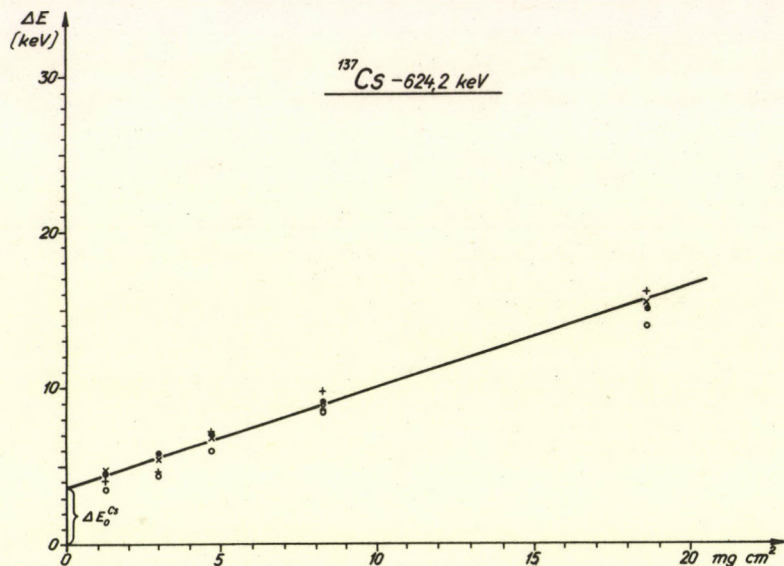
Megjegyezzük, hogy az elektronika instabilitásainak kiküszöbölésére az elektronikus zajoktól eredő vonal szélességet egy Hg-relé generátor jeleivel figyelembe vettük, és a 7. ábrán már a higanyrelés impulzus generátor jeleinek segítségével korrigált félértékek vannak feltüntetve.

A nullára redukált értékkel (ΔE_0) elosztva az egyes félértékszélesség-értékeket, a kapott viszonyszám a fólia által okozott szélesedésre jellemző az adott körülmények között. A 8. ábrán a különböző energiájú elektronokra a fentiekben leírt módon kapott relatív félértékszélességek vannak feltüntetve a fóliavastagság függvényében.

Hogy a fóliavastagság hatását a konkrét detektortól, illetve spektrométertől függetlenül is szemlélhessük, a 7. ábrán feltüntetett félértékszélességekből négyzetgyökösön kivontuk a nullára redukált ΔE_0 értéket. Így a 9. ábrán feltüntetett ΔE_f értékek a konverziós vonalak félértékszélességének tisztán a fólia jelenléte miatt bekövetkezett kiszélesedését jelentik, (keV-ban kifejezve), amely bármilyen más béta-spektrométerben is bekövetkezik.

A 10. ábrán a konverziós vonalak csúcának az eltolódását tüntettük fel keV-ban a fólia vastagság függvényében.

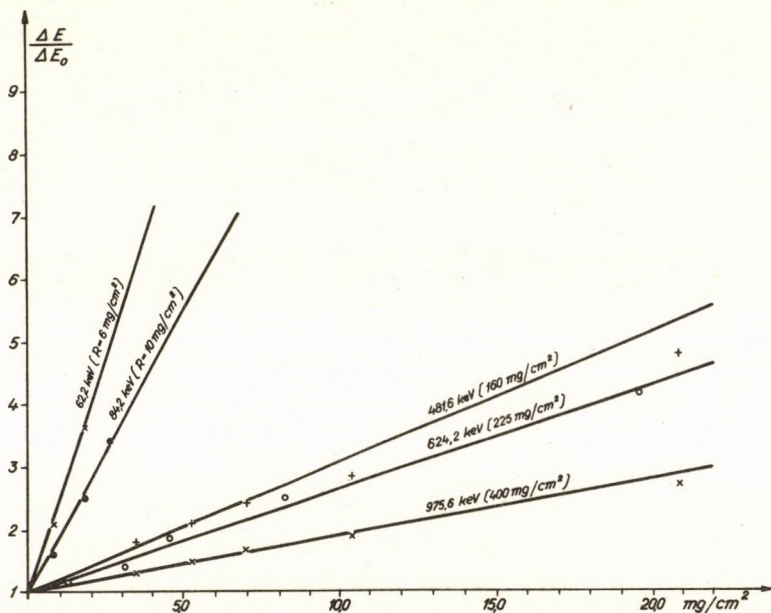
Az elektronikus instabilitások hatását úgy küszöböltük ki, hogy a csúcok helyét a megfelelő Hg-relés generátor jelek helyéhez képest határoztuk meg.



7. ábra. A ^{137}Cs 624,2 keV-os vonala félértékszélességének (ΔE) változása a fóliavastagság függvényében, Hg-relés impulzus generátor jeleivel korrigálva az elektronikus zajokra. A különböző jelek (üres kör, kereszt, stb.) az egyes fóliavastagságoknál különböző mérés-sorozatokról kapott értékeknek felelnek meg. A ΔE_0^{Cs} jelenti a nullára redukált félértékszélességet, amelyet tehát fólia nélkül (és jelen esetben elektronikus zajok nélkül) mérnénk.

Fig. 7. The change of FWHM (full width at the half maximum), ΔE , as a function of the thickness of the foil. The electronic noise has been corrected by the help of a precision (Hg) pulse generator. The different signs (open circles, crosses etc.) on the plot correspond to different runs. ΔE_0^{Cs} designates the FWHM reduced to zero i.e., which can be measured without any foil (and according to the present extrapolation without electronic noises).

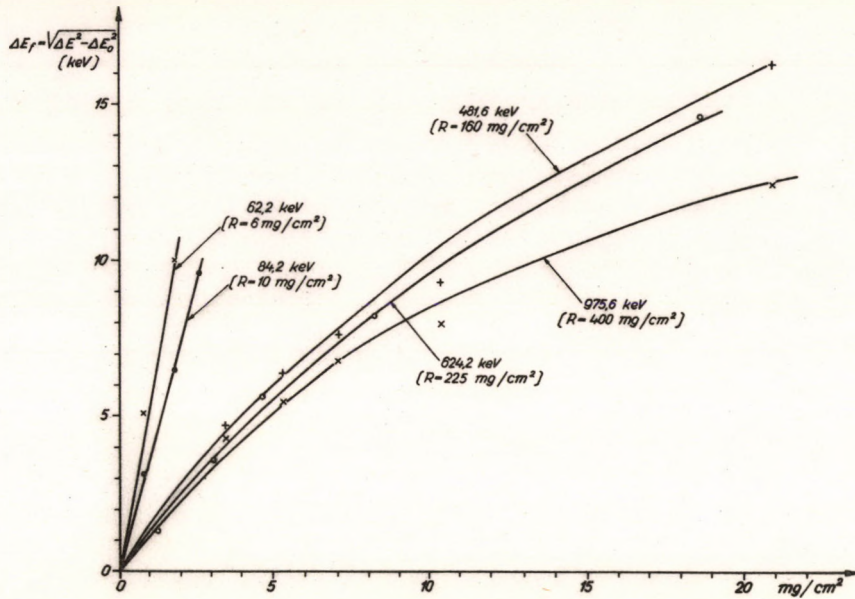
Рис. 7. Изменение полуширины (ΔE) линии 624,2 кэВ Cs-137 в зависимости от толщины фольги после вычитания шумов электроники т.е. полуширины линии генератора импульсов. Разные знаки соответствуют разным сериям измерений. ΔE_0^{Cs} дает экстраполированное значение полуширины линии при нулевой толщине фольги.



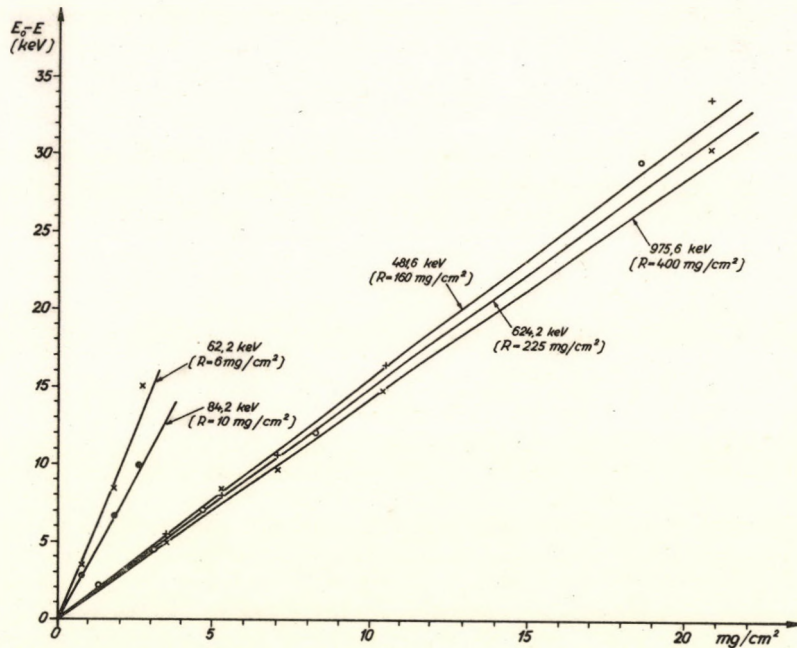
8. ábra. A konverziós vonalak relatív kiszélesedése a fólia vastagság függvényében. Az y-tengelyen a Hg-relés impulzus generátor jeleivel korrigált kísérleti értékek vannak feltüntetve a megfelelő nullára redukált félértékszélességekhez viszonyítva. R jelenti a hatótávolságot az egyes energiákra.

Fig. 8. The relative broadening of conversion lines as a function of the thickness of the foils. On the y-axis the ratio of the experimental values (corrected by the help of a precision (Hg) pulse generator) to the corresponding values reduced to zero (i.e. zero foil thickness) is indicated. R is the range for the individual energies.

Рис. 8. Относительное расширение конверсионных линий (после коррекции на шум электроники) деленная на экстраполированную полуширину, соответствующую нулевой толщине линий. R дает пробег электронов данной энергии.



9. ábra. A konverziós vonalaknak a konkrét abszorbens fóliák jelenléte miatt bekövetkezett kiszélesedése (ΔE_f) a fólia vastagság függvényében. Az egyes energiáknál a megfelelő R hatótávolság is fel van tüntetve. Fig. 9. The actual broadening (ΔE_f) of the conversion lines caused by presence of the absorbent foils as a function of the thickness of the foil. At the individual energies the range R is also indicated. Рис. 9. Зависимость полуширины конверсионных линий (ΔE_f) от толщины фольги. Кроме энергии электронов указывается и соответствующий пробег (R).



10. ábra. A konverziós vonalak csúcának eltolódása ($E_0 - E$) a fólia vastagság függvényében. R a hatótávolság értéke az egyes energiáknál. Fig. 10. The shift ($E_0 - E$) of the peak of conversion lines as a function of the thickness of the foils. R is the value of the range at the individual energies. Рис. 10. Смещение конверсионных линий ($E_0 - E$) в зависимости от толщины фольги. R соответствует пробегу электронов при данной энергии.

4. KONKLUZIÓK

Hogy egy adott vastagságu fólián való áthaladás, illetőleg annak hatása zavaró-e a konverziós vonalra nézve, az elsősorban a spektrométer feloldóképességétől (a vonal eredeti félértékszélességétől) és a konverziós vonal energiájától függ. Mindenesetre ez a kérdés konkrét esetekben a 9. és 10. ábra felhasználásával megbízhatóan eldönthető.

A félvezető béta-spektrométerek esetében általában egy adott energiájú vonalra az energiájának megfelelő hatótávolságnál kb. három nagyságrenddel vékonyabb fólia már gyakorlatilag elhanyagolható hatással van a konverziós vonalra. Figyelemre méltó ugyanakkor, hogy a nyaláb intenzitásában a hatótávolsághoz képest kb. egy nagyságrenddel vékonyabb fólia hatása már elhanyagolható (lásd a transzmissziós görbéket [5]-ben).

IRODALOM

- [1] Experimental Nuclear Physics. Vol. 1. Ed. by E. Segré. Ch. 2. §.2. p.215. J. Wiley and Sons, New York, 1953.
- [2] R.D. EVANS: "The Atomic Nucleus" McGraw-Hill Book Co., Inc. New York, T.L., 1955.
- [3] Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy. Vol. 1. Ed. by K. SIEGBAHN. North-Holland Publ. Co., Amsterdam, 1965. Ch. 1. Section 1. p. 9.
- [4] VARGA D., NOVÁK D., LAKATOS T., NAGY J.: ATOMKI Közlemények, 1970. 4. Közlés alatt.
- [5] A.H. WAPSTRA, G.J. NIJGH and R. van LIESHOUT, "Nuclear Spectroscopy Tables". North-Holland Publ. Co., Amsterdam, 1959. p. 41.
- [6] D. BERÉNYI and M. OSVAY: Acta Phys. Hung. 15, (1963) 357.

EFFECTIVE LENGTHS OF MULTIPOL COMPONENTS IN STRONG FOCUSING SYSTEMS

Á. KISS, I. KISS,[†] E. KOLTAY

In the present paper the effective lengths of dipole, quadrupole and octupole field components produced by spherical and cylindrical electrodes in strong focusing electrostatic lenses are given. The data have been obtained by the evaluation of measured potential distributions.

A MULTIPÓL KOMPONENSEK EFFEKTIV HOSSZA ERŐSEN FÓKUSZÁLÓ RENDSZEREKBE. Gömbi és hengeres elektródájú erős fókuszáló lencsékben keltett dipól, kvadrupól és oktopól térkomponensek effektív hosszát adjuk meg. Az adatokat mért potenciáeloszlások kiértékelése után nyertük.

ЭФФЕКТИВНАЯ ДЛИНА МУЛЬТИПОЛЬНЫХ КОМПОНЕНТОВ В СИСТЕМАХ СИЛЬНОЙ ФОКУСИРОВКИ. Даются эффективные длины дипольных, квадрупольных и октопольных компонентов поля, вызываемых в линзах сильной фокусировки, с сферическими и цилиндрическими электродами. Данные получены путем разработки измеряемых распределений потенциалов.

1. INTRODUCTION

The superposition of octupole and quadrupole field components in the same strong focusing lens makes the construction of focusing elements without third-order spherical aberration possible [1, 2, 3, 4, 5]. On the other hand superimposed quadrupole and dipole components can be used in asymmetrical quadrupole lenses for focusing and deflecting simultaneously the beam in transport systems [6, 7, 8, 9]. Consequently, it is of practical importance to gather field distribution data for octupole, quadrupole and dipole components in strong focusing lenses of different electrode configurations.

The aim of the present work was to perform measurements on the distribution of different multipole field components in lenses with spherical and convex cylindrical shapes of electrodes. Dipole field was generated in eight (D/8/)-, four (D/4/)-, and two (D/2/)-electrode lenses, quadrupole field in eight (Q/8/)- and four (Q/4/)-electrode lenses and octupole field in eight (O/8/)-electrode lens. The electrode configurations are shown for eight pole lenses in Fig. 1., the outer guard cylinder of radius $R = 5.4 r_E$ at earth potential is not indicated. The potential arrangements for the above types of feeding are gathered in Table 1.

The different potential distributions measured in an electrolytic trough were evaluated in order to get the effective lengths belonging to the different configurations and feedings. For the effective length the definition

[†]Permanent address: Kossuth Lajos University, Debrecen.

Állandó cím: Kossuth Lajos Tudományegyetem, Debrecen.

Постоянный адрес: Университет им. Кошута, Дебрецен.

$$L_{\text{eff}}(x_0, y_0) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \phi(x_0, y_0, z) dz}{\phi(x_0, y_0, 0)}$$

/1/

was used [10].

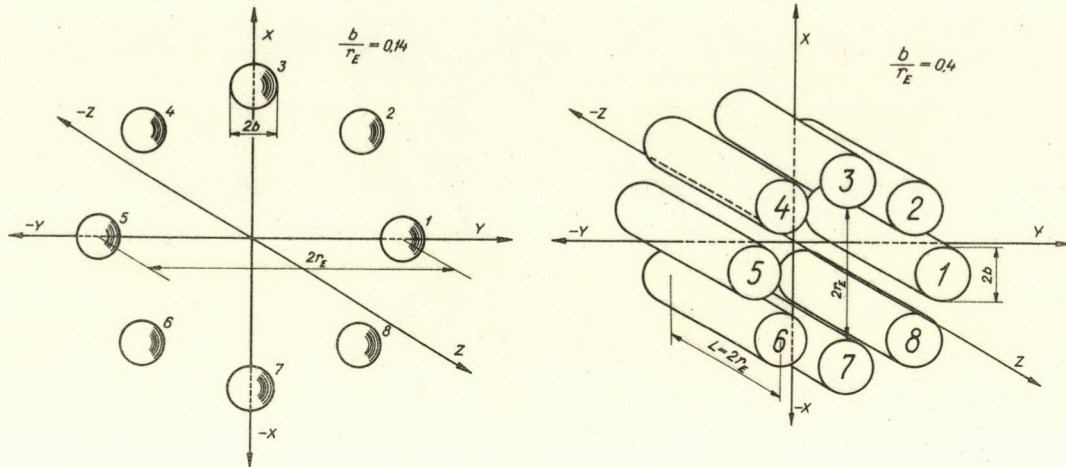


Fig. 1. Electrode configurations of the investigated lenses.

1. ábra. Elektródkonfiguráció a vizsgált lencsékben.

Рис. 1. Расположение электродов в исследуемых линзах.

TABLE 1.

Measured multipole	Number of electrodes	Notation	Potential of the							
			1 st	2 nd	3 rd	4 th	5 th	6 th	7 th	8 th
			electrode							
OCTUPOLE	8	O/8/	+	-	+	-	+	-	+	-
QUADRUPOLE	8	Q/8/	+	0	-	0	+	0	-	0
	4	Q/4/	+	none	-	none	+	none	-	none
DIPOLE	8	D/8/	+	0	0	0	-	0	0	0
	4	D/4/	+	none	0	none	-	none	0	none
	2	D/2/	+	none	none	none	-	none	none	none

"none" means electrode removed

2. RESULTS

A. Lenses with spherical electrodes

The potential distributions measured along the y -axis at $z = 0$ are shown for the D/2/, D/4/, D/8/, Q/4/, Q/8/, O/8/ configurations in Fig. 2. The z -dependence is illustrated by the typical D/2/, Q/4/ and O/8/ curves in the Fig. 3. It is clearly seen, that the width of the curve decreases with increasing pole number.

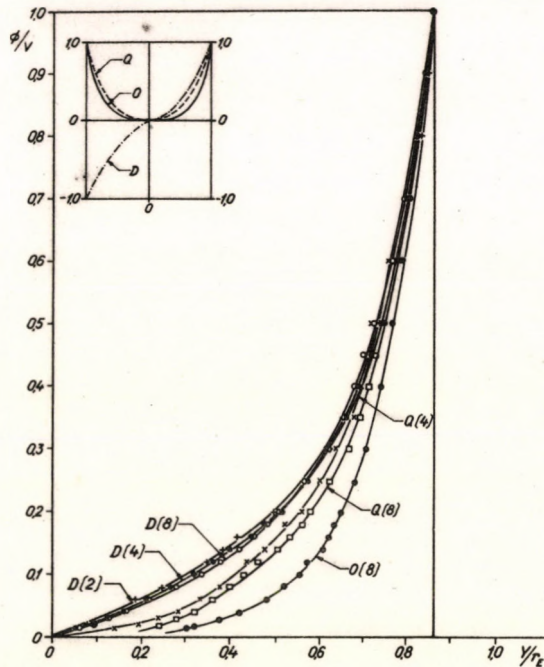


Fig. 2. Potential distributions in spherical lenses along the y -axis for different multipole components (D, Q, O) generated with different number of electrodes (8, 4, 2).

2. ábra. Különböző multipól komponensek (D, Q, O) potenciáloszlása különböző elektródszámú (8, 4, 2) gömbi lencse y tengelye mentén.

Рис. 2. Потенциальное распределение разных мультипольных компонентов (D, Q, O) вдоль оси y линзы с разными числами (8, 4, 2) сферических электродов.

The approximate values of the effective lengths were calculated for dipole and quadrupole components in an earlier paper [11]. The effective length for the octupole component was given in [12]. Their values are

$$\begin{aligned} L_{\text{eff}} \text{ D/2/} &= 2 r_E \\ L_{\text{eff}} \text{ Q/4/} &= 4/3 r_E \\ L_{\text{eff}} \text{ O/8/} &= 32/35 r_E \end{aligned} \quad /2/$$

For dipole and quadrupole components these values were found to be valid only in the paraxial region [11] due to the marked dependence of L_{eff} on the (x_0, y_0) co-ordinates at which the integration over the z co-ordinates has been carried out. The same dependence can be seen in Fig. 4. for the different electrode and potential arrangements. The y_0 values are expressed here by the equivalent potentials. When extrapolating the curves to $\phi/V = 0$ one regains the calculated values for D/2/, Q/4/, and O/8/ configurations.

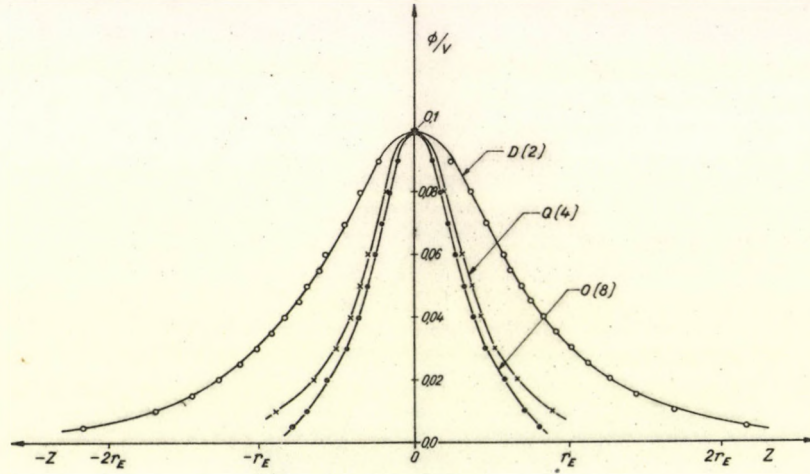


Fig. 3. The potential distributions in a spherical lens along the z-axis trough $\phi(z=0) = 0.1$ V for D(2), Q(4), O(8) configurations.
 3. ábra. Potenciáeloszlás gömbi lencsében a z tengely mentén, $\phi(z=0) = 0.1$ V mellett a D(2), Q(4), O(8), konfigurációkra.
 Рис. 3. Распределение потенциала в линзе состоящей из сферических электродов вдоль оси z у $\phi(z=0) = 0.1$ в для расположений D(2), Q(4), O(8).

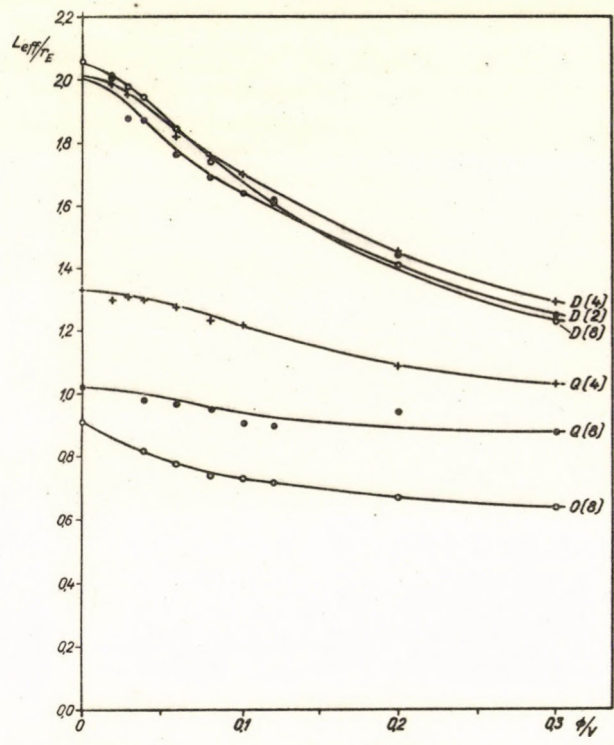


Fig. 4. Effective length of spherical lens vs. transversal distance from the center measured in equivalent potentials, for D(2), D(4), D(8), Q(4), Q(8), O(8) configurations.
 4. ábra. Gömbi lencse effektív hossza az ekvivalens potenciálban kifejezett tranzverzális távolság függvényében D(2), D(4), D(8), Q(4), Q(8), O(8) konfigurációkra.
 Рис. 4. Эффективная длина линзы с сферическими электродами в функции трансверзального расстояния выраженного с помощью эквивалентного потенциала для расположений D(2), D(4), D(8), Q(4), Q(8), O(8).

For the paraxial region the measured potential distribution can be fitted with the curve

$$\phi(z) = \phi(0) \left[1 + \left(\frac{z}{d} \right)^2 \right]^{-2} \quad /3/$$

The d parameters as well as the effective lengths obtained by least square fit and integration of the experimental data are gathered in the Table 2.

B. Lenses with convex cylindrical electrodes

The electrode configuration determined by the ratio $b/r_E = 0,4$ was used (Fig. 1.) in order to get the best approximation of the ideal

$$x^4 - 6x^2y^2 + y^4 = \pm R^4 \quad /4/$$

potential distribution with cylindrical electrodes in octupole case [5].

In the Fig. 5. the potential distributions measured along the y -axis at $z = 0$ are shown for various electrode numbers and types of lens feeding. The z -dependence is illustrated by the typical $D/2/$, $Q/4/$ and $O/8/$ curves in Fig. 6. The dependence of the effective length on the transversal distance from the axis expressed by the equivalent potential values are shown in Fig. 7.

In the paraxial region the potential distribution can be fitted with the curve

$$\phi(z) = \phi(0) \left[1 + \left(\frac{z - z_k}{d} \right)^2 \right]^{-2} \quad /5/$$

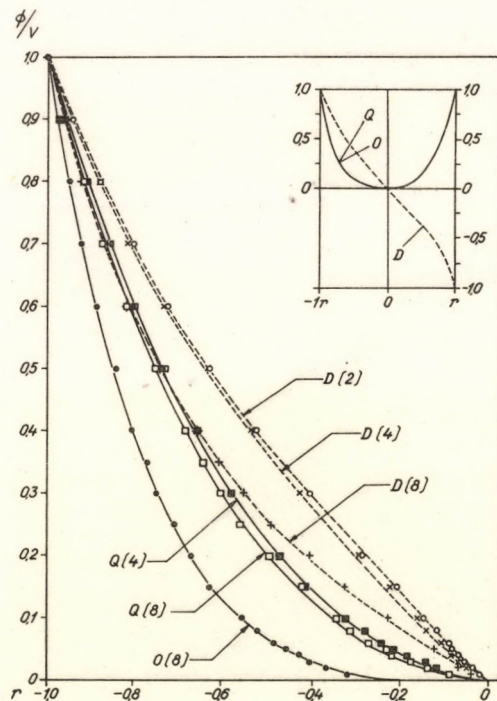


Fig. 5. Potential distributions in convex cylindrical lenses along the y axis for different multipole components (D, Q, O) generated with different number of electrodes (8, 4, 2).

5. ábra. Különböző multipol komponensek (D, Q, O) potenciáeloszlása különböző elektródszámú (8, 4, 2) konvex hengeres lencse y -tengelye mentén.

Рис. 5. Потенциальное распределение разных мультипольных компонентов (D, Q, O,) вдоль оси y линзы состоящей из цилиндрических электродов с разными числами (8, 4, 2).

The z_k and d parameters as well as the effective lengths obtained by least square fit and integration of the experimental data are gathered in Table 2.

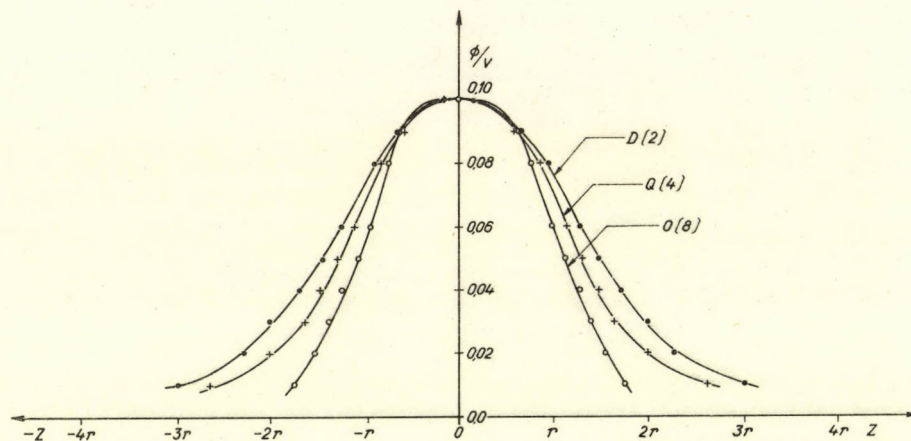


Fig. 6. The potential distributions in a convex cylindrical lens along the z -axis through $\phi(z=0) = 0.1$ V for D(2), Q(4) and O(8) configurations.

6. ábra. Potenciáeloszlás konvex hengeres lencsében a z tengely mentén, $\phi(z=0) = 0.1$ V mellett a D(2), Q(4) és O(8) konfigurációban.

Рис. 6. Распределение потенциала в линзе с цилиндрическими электродами вдоль оси z у $\phi(z=0) = 0.1$ в для расположений D(2), Q(4) и O(8).

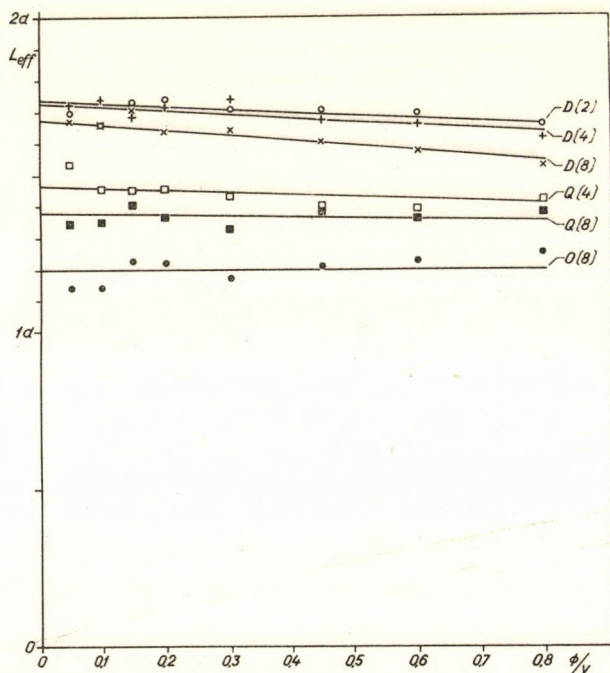


Fig. 7. Effective length of convex cylindrical lens vs. transversal distance from the center measured in equivalent potentials for D(2), D(4), D(8), Q(4), Q(8), O(8) configurations.

7. ábra. Konvex hengeres lencse effektív hossza az ekvivalens potenciálban kifejezett transzverzális távolság függvényében, D(2), D(4), D(8), Q(4), Q(8), O(8) konfigurációkra.

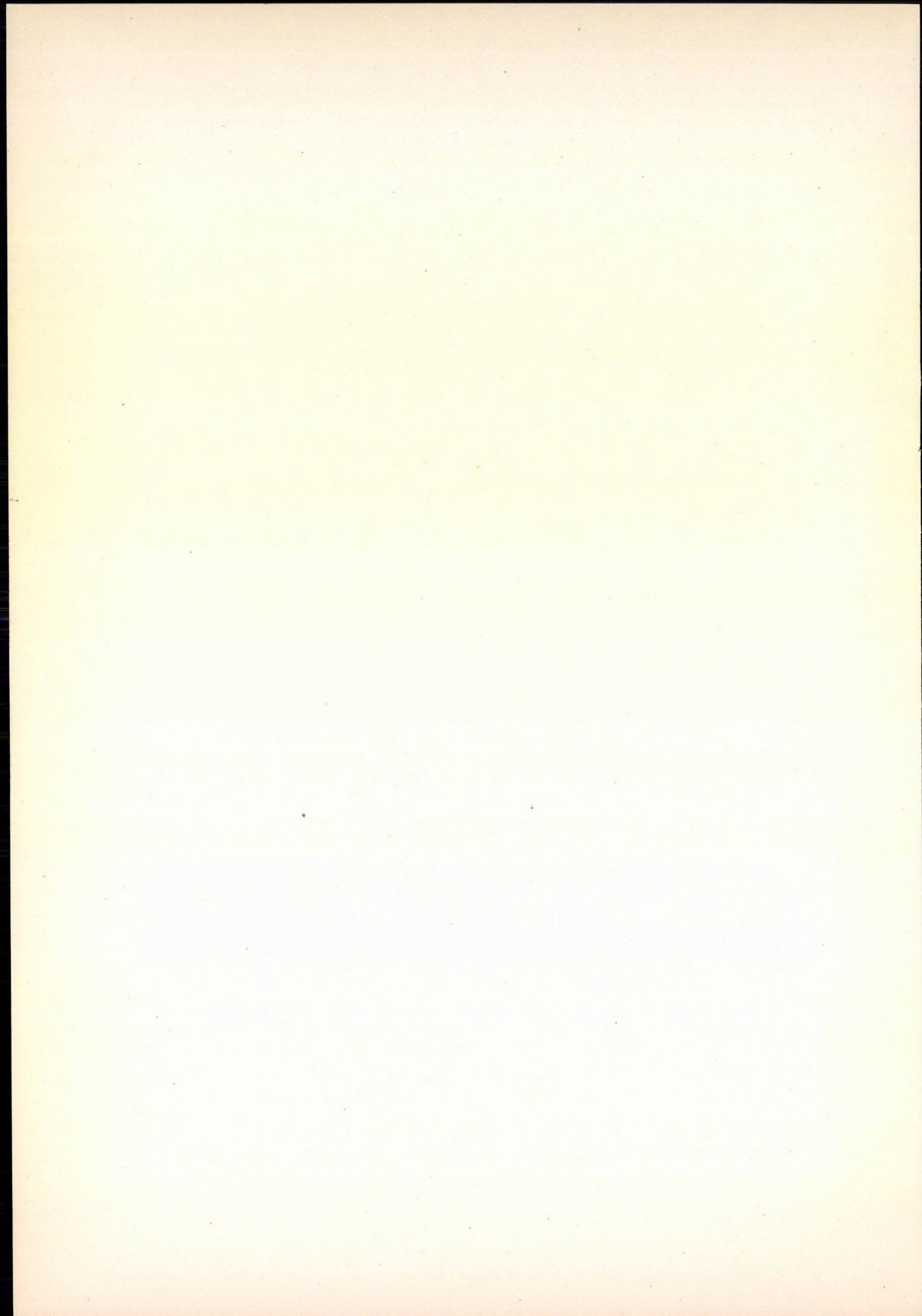
Рис. 7. Эффективная длина линзы с цилиндрическими электродами в функции трансверзального расстояния выраженного с помощью эквивалентного потенциала для расположений D(2), D(4), D(8), Q(4), Q(8) O(8).

TABLE 2.

Electrode configurations	Parameters	DIPOLE			QUADRUPOLE		OCTUPOLE
		D/2/	D/4/	D/8/	Q/4/	Q/8/	O/8/
Spherical, $b/r_E = 0.14$	z_k	o	o	o	o	o	o
	d	1.214 ± 0.05	1.181 ± 0.05	1.153 ± 0.05	0.851 ± 0.05	0.648 ± 0.05	0.561 ± 0.05
	L_{eff}	$2 r_E$	$2.02 r_E$	$2.05 r_E$	$1.33 r_E$	$1.02 r_E$	$0.91 r_E$
Convex cylindrical, $b/r_E = 0.4$ $L_{geom} = 2 r_E$	z_k	0.310 ± 0.05	0.428 ± 0.06	0.469 ± 0.06	0.132 ± 0.05	0.237 ± 0.05	0.467 ± 0.06
	d	1.891 ± 0.05	1.743 ± 0.07	1.649 ± 0.07	1.917 ± 0.05	1.534 ± 0.05	0.978 ± 0.05
	L_{eff}	$3.48 r_E$	$3.46 r_E$	$3.36 r_E$	$2.96 r_E$	$2.76 r_E$	$2.4 r_E$

REFERENCES

- [1] G.D. ARCHARD: Proc. of the Internat. Conference on Electron Microscopy, London. Roy. 97. Microscopy Soc. London, 1954.
- [2] J.H. DELTRAP: Proc. of the Europ. Conference on Electron Microscopy, Prague p. 45. Czechoslovak Academy of Sciences, Prague, 1964.
- [3] Т.Я. ФИШКОВА, С.Я. ЯВОР: Ж.Т.Ф. 38, 686 (1964).
- [4] Т.Я. ФИШКОВА, Л.А. БАРАНОВА: Радиотехника и электроника 13, 1525 (1968).
- [5] Л.А. БАРАНОВА, Т.А. ФИШКОВА, С.Я. ЯВОР: Радиотехника и электроника 13, 2108 (1968).
- [6] KOLTAY, E., SZABÓ, GY.: ATOMKI Közlemények 6, 105 (1964).
- [7] E. KOLTAY, GY. SZABÓ: Nuclear Instr. and Meth. 35, 88 (1965).
- [8] А.В. АНДРОСОВ, Э. КОЛТАИ, Г.М. ОСЕТИНСКИЙ, Д. САВО, И.А. ЧЕПУРЧЕНКО, ОИЯИ 9-2922 (1966).
- [9] L.P. OVSYANNIKOVA, S.YA. YAVOR, E. KOLTAY, GY. SZABÓ: Nuclear Instr. and Meth. 74, 185 (1969).
- [10] P. GRIVET, A. SEPTIER: Nuclear Instr. and Meth. 6, 126 (1960), 6, 243 (1960).
- [11] A. KISS, E. KOLTAY, L.P. OVSYANNIKOVA, S.YA. YAVOR: Nuclear Instr. and Meth. 78, 238 (1970).
- [12] Т.Я. ФИШКОВА, Л.А. БАРАНОВА, С.Я. ЯВОР: Известия Акад. Наук 32, 1026 (1968).



IONOPTIKAI RENDSZEREK AKCEPTANCIÁJÁNAK MEGHATÁROZÁSA

SZABÓ GYULA

A jelen közleményben az átviteli matrixszal leírható rendszerek akceptanciájának analitikus meghatározási módszerét ismertetjük. A kapott eredmények alapján megadjuk az aszimmetrizált kvadrupól szinglettek akceptanciáját is.

CALCULATION OF THE ACCEPTANCE FOR IONOPTICAL SYSTEMS. An analytical method is presented here for calculating the acceptance of ionoptical systems which can be described by transfer matrices. The method is applied to determine the acceptance of asymmetrized quadrupole singlets.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ АКСПТАНСА ИОННО-ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ. В настоящей статье описан аналитический метод определения аксптанса систем описываемых с помощью переходных матриц. На основе полученных результатов дан и аксптанс квадрупольного синглета с несимметричным питанием.

A magfizikai célokat szolgáló gyorsítókból kilépő nyaláb formálására és vezetésére sok esetben hosszú, több elemből felépített ún. iontranszport rendszer szolgál. Ilyen rendszerek ionoptikai tervezésénél az elvégzendő kísérleti vizsgálatok által megszabott követelmények miatt általában nem az ionoptikában szokásosabb trajektória reprezentációt használjuk, hanem az ún. fázistér reprezentációt [6, 7, 1]. Ez a reprezentáció a nyalábot, mint a részecskék összességét tekinti, és erre az összességre alkalmazza a pontrendszerek mechanikájából ismert Liouville-tételt.

Ez a módszer lehetővé teszi azt, hogy a rendszert a magfizikai vizsgálatok által megszabott követelményeknek is eleget téve illesszük a gyorsítókból kilépő nyalábhöz. Ezt az illesztést aránylag egyszerű számításokkal elvégezhetjük, és meghatározhatjuk a rendszer főbb ionoptikai és geometriai paramétereit.

Az ilyen vizsgálatokhoz legtöbbször felhasználják az ún. akceptanciát. A következőkben ezért röviden ismertetjük ezt a fogalmat, meghatározásának módszereit, valamint néhány példát említenk felhasználására vonatkozólag.

Az akceptancia meghatározása

A következőkben feltételezzük, hogy a vizsgált rendszer Lagrange-függvénye paraxiális közelítésben ortogonális, azaz a mozgást leíró differenciálegyenlet-rendszer független egyenletekből áll [2]. Ekkor a trajektóriák (x, z) és (y, z) síkra vett vetületei egymástól függetlenek, és így az egyébként négydimenziós fázistér is kétdimenziós független alterekre bomlik. Feltételezzük továbbá, kizárólag az egyszerűség kedvéért, hogy a vizsgált rendszerben gyorsítókerek nincsenek, azaz a kanonikus impulzus helyett a z -szerinti differenciálhányadosok használhatók.

Az akceptancián definíció szerint azt a maximálisan lehetséges fázistérfogatot értjük, melyhez tartozó nyaláb a rendszeren még veszteség nélkül áthalad.

Egy rendszer akceptanciájának értéke a Liouville-tétel értelmében független a vonatkoztatási ponttól, csupán a kontur alakja változik. A következőkben a rendszer belépési síkjára vonatkozott akceptanciáról fogunk beszélni, mivel az illesztési feladatokban általában ezt használják.

A fenti feltevések mellett a két egymásra merőleges síkban külön-külön lehet vizsgálni az akceptanciát (természetesen a rendszer paraméterei miatt nem függetlenül). Az un. teljes akceptanciát pedig az egyes síkokra vonatkoztatott akceptanciák szorzata adja.

A következőkben az akceptancia számításának két, egy analitikus és egy numerikus módszerét írjuk le.

Analitikus módszer

A kvadrupól szinglettek, dublettek és tripletek akceptanciájának analitikus leírását és meghatározását E. Regenstreif végezte el [3, 4]. A következőkben egy általunk kidolgozott és általánosan alkalmazható módszert ismertetünk.

Fókuszáló rendszerek

Tegyük fel, hogy egy ionoptikai elem sajátosságai 2×2 -es átviteli mátrixszal leírhatók (ortogonális Lagrange-függvény esetén ez szintén teljesül). Ekkor az akceptancia a következő módon határozható meg.

Jelöljük S -sel a részecskék mozgására szolgáló vákuumkamra sugarát, x_0, x'_0 jelölje a belépő-, x_1, x'_1 a kilépő részecskék adatait, $x(z), x'(z)$ a részecskék trajektóriáit az elem belsejében, L pedig az elem hosszát.

Ekkor a részecskék közül azok haladnak át az optikai elemen, melyekre teljesülnek a következő feltételek

$$\begin{aligned} -S &\leq x_0 \leq S && \text{(belépési feltétel)} \\ -S &\leq x_1 \leq S && \text{(kilépési feltétel)} \\ -S &\leq x(z) \leq S && \text{(áthaladási feltétel)} \\ &x'(z) = 0 && \end{aligned} \quad /1/$$

Határozzuk meg, mit jelentenek ezek a feltételek a belépési síkon. Szélső esetben az egyenlőségek teljesülnek. A belépési feltétel

$$x_0 = \pm S \quad \frac{d x'_0}{d x_0} = \infty \quad /2/$$

azaz az x'_0 tengellyel párhuzamos egyenespárt jelent. A kilépési feltétel az átviteli mátrix felhasználásával

$$x'_0 = \pm \frac{a_{11}(L)}{a_{12}(L)} x_0 \quad /3/$$

szintén két egyenest ad, ezek az x'_0 tengelyt a $\pm S/a_{12}$ pontban metszik, meredekségük pedig $-a_{11}/a_{12}$.

Az elem belsejében való áthaladás feltétele

$$\begin{aligned} a_{11}(z)x_0 + a_{12}(z)x'_0 &= \pm S \\ a_{21}(z)x_0 + a_{22}(z)x'_0 &= 0 \end{aligned}$$

egyenletrendszert adja, ebből

$$x_0 = \pm a_{22}(z)S$$

/4/

$$x'_0 = \pm a_{21}(z)S$$

ami a koordináta-rendszer kezdőpontjára nézve két szimmetrikus görbe egyenlete paraméteres alakban. Amennyiben ez zárt görbe (eltekintve $0 \leq z \leq L$ korláttól), az elem fókuszáló sajátága, ha nem, defókuszáló [2]. Triviálisan belátható, hogy az utóbbi esetben ez a görbe nem lehet az akceptancia konturvonal. Tegyük fel először, hogy /4/ zárt görbe. Vizsgáljuk meg a $z = 0$ és a $z = L$ pontokat és az ehhez tartozó érintőket! $z = 0$ -nál az átviteli matrix elemeinek általános saját-ságai alapján

$$\begin{aligned} x_0 &= \pm S & \frac{dx'_0}{dx_0} &= \infty \\ x_0 &= 0 & dx_0 & \end{aligned}$$

a $z = L$ pontban pedig

$$\begin{aligned} x_0 &= \pm a_{22}S & \frac{dx'_0}{dx_0} &= -\frac{a'_{21}}{a_{22}} \\ x'_0 &= \mp a_{21}S & dx_0 & \end{aligned}$$

A Liouville-tétel alapján $a_{11}a_{22} - a_{12}a_{21} = 1$ (mozgásállandó), ebből deriválással

$$\frac{a'_{21}}{a'_{22}} = \frac{a_{11}}{a_{12}}$$

Látható, hogy az érintő meredeksége azonos a kilépési feltétel alapján adódó egyenessel, a $z = L$ értékhez tartozó pont pedig kielégíti a /3/ egyenletet. Tehát a /4/ görbe mindkét végpontja simán csatlakozik a be- és kilépési feltételek által adott konturvonalakhoz.

Az akceptancia egyszerűen területszámítással

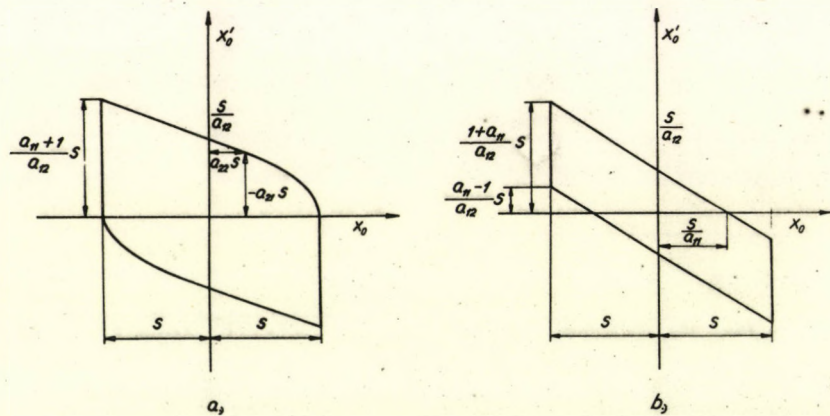
$$A = S^2 \left[\frac{2 + a_{11} + a_{22}(1 - a_{12}a_{21})}{a_{12}} + 2 \int_0^L a'_{22}a_{21} dz \right]$$

Defókuszáló esetben az előbbi megjegyzésünk értelmében a belső áthaladási feltételt nem kell figyelembe venni, az akceptancia paralellogramma lesz. Ennek területe

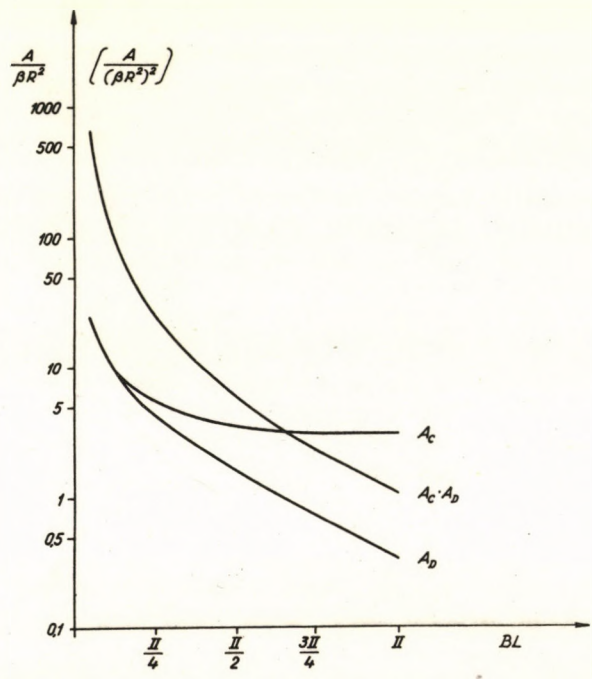
$$A = \frac{4S^2}{a_{12}}$$

Az így kapható akceptanciakonturok formája és jellegzetes pontjainak koordinátái az 1a. és 1b. ábrákon láthatók.

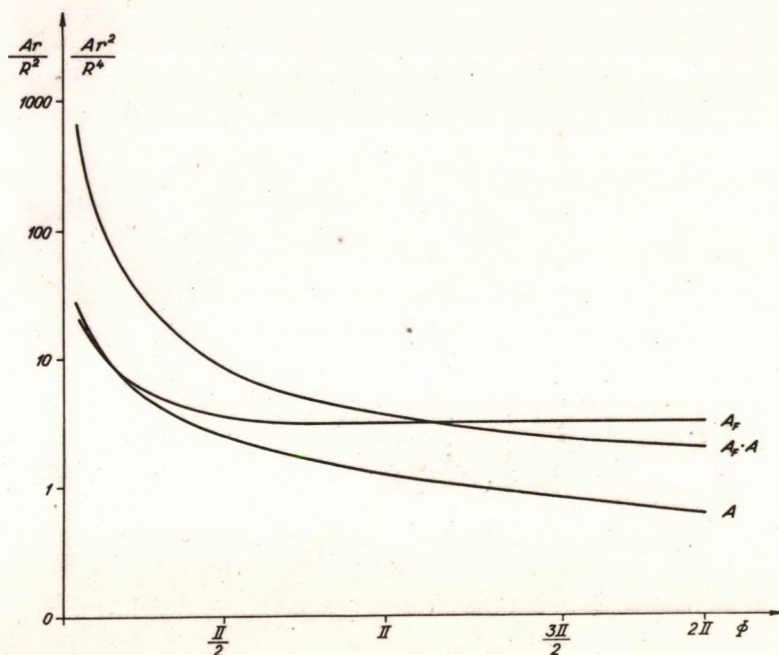
Az átviteli matrix elemeinek ismeretében a fenti formulák alapján egyszerűen megszerkeszthetők és kiszámíthatók az egyes elemek akceptanciái. Példaként a 2. ábrán egy kvadrupól szinglett, a 3. ábrán pedig egy homogénterű mágneses szektor akceptanciájának βL , illetve eltérítési szög függése látható. Ezekkel az ábrákkal kapcsolatban meg kell jegyezni, hogy mindkét esetben a fókuszáló síkokhoz tartozó akceptancia $\beta L = \pi$ és $\phi = \pi$ -nél nagyobb szögeknél állandó. Ez a tény abból következik, hogy a /4/ által adott görbe ekkor záródik, és az akceptanciakonturt kizárólag ez határolja. Ez a jelenség egyébként következik a trajektóriák periódikus voltából.



1. ábra. Az akceptanciakonfúr jellegzetes pontjainak koordinátái. a.) fókuszáló esetben, b.) defókuszáló esetben.
 Fig. 1. Co-ordinates for the characteristic points of the cases of focusing a.) and defocusing, b.) respectively.
 Рис. 1. Координаты характерных пунктов контура акцептанса а.) в фокусирующем случае; б.) в дефокусирующем случае.



2. ábra. Kvadrupól szinglett normált akceptanciájának függése βL -tól. A_c : fókuszáló síkban, A_d : defókuszáló síkban, $A_c A_d$: teljes akceptancia.
 Fig. 2. The normalised acceptance of a quadrupole singlett as a function of βL ; A_c : in focusing plane; A_d : in defocusing plane; $A_c \cdot A_d$: the complete acceptance.
 Рис. 2. Зависимость нормированного акцептанса квадрупольного синглета от βL . A_c : в фокусирующей плоскости, A_d : в дефокусирующей плоскости, $A_c A_d$: полный акцептанс.



3. ábra. Homogén mágneses szektor normált akceptanciájának függése az eltérítési szögtől. A_f : fókuszáló síkban, A_{sz} : a fókuszáló síkra merőleges síkban, $A_f A_{sz}$: a teljes akceptancia.
 Fig. 3. The dependence on the deflecting angle of a magnetic sector with uniform field. A_f : in focusing plane; A_{sz} : in the plane perpendicular to the focusing plane; $A_f \cdot A_{sz}$: the complete acceptance.

Рис. 3. Зависимость нормированного акцептанса однородного магнитного сектора от отклоняющего угла. A_f : в фокусирующей плоскости. A_{sz} : в плоскости, перпендикулярной на фокусирующую плоскость, $A_f A_{sz}$: полный акцептанс.

Eltérítő sajátosságú rendszerek

Hasonlóképpen járhatunk el abban az esetben is, ha egy optikai elem 3 x 3-as átviteli matrixszal írható le (pl. aszimmetrizált kvadrupóllencsék, diszperzív rendszerek, stb.) Ekkor a belépési feltétel változatlanul a /3/ egyenest eredményezi, a kilépési feltétel pedig

$$x'_o = \frac{+S - a_{13}}{a_{12}} - \frac{a_{11}}{a_{12}} x_o$$

alakú lesz. Az elem belsejében való áthaladás feltétele az

$$x_o = \frac{+}{-} a_{22} S + a_{12} a_{23} - a_{22} a_{13}$$

$$x'_o = \frac{+}{-} a_{21} S + a_{21} a_{13} - a_{11} a_{23}$$

paraméteres görbét eredményezi. Egyszerű analitikus számításokkal kimutatható, hogy a konturvonalak itt is simán csatlakoznak. Ezeknek az egyenleteknek a segítségével ilyen esetekben is megszerkeszthetjük az akceptanciakonturt, és kiszámíthatjuk az akceptanciát. Az akceptancia értéke a fókuszáló esetben

$$A = A_1 + A_2$$

alakú, ahol A_1 a 2 x 2-es matrixszal leírható esetnek felel meg, A_2 pedig a 3 x 3-as kibővítés eredménye. Ennek értéke

$$A_2 = \frac{a_{22}a_{13} - a_{12}a_{23}}{a_{12}} [a_{11}a_{12}a_{23} - a_{13}(a_{12}a_{21} - 1)] - 2 \int_0^L (a_{21}a_{13} - a_{11}a_{23}) [(a_{12}a_{23})' - (a_{22}a_{13})'] dz$$

(megjegyezzük, hogy az a_{13} és a_{23} elemekbe diszperziv rendszer esetén a $\Delta p/p$ szorzó is beleértendő).

A defókusználó esetben kimutatható, hogy az akceptancia értéke nem változik, csupán az x'_0 tengely mentén eltolódik.

Aszimmetrizált kvadrupól szinglettek esetén az A_2 járuléka

$$A_2 = \beta S^2 n_1^2 (\beta L - 2 \sin \beta L).$$

Ez a lehetséges legnagyobb értéke mellett sem haladja meg a szimmetrikus eset akceptanciájának 5 %-át, gyakorlatilag fontos esetekben pedig 1 % alatt marad. Ez azt jelenti, hogy a rendszerek tervezésénél az aszimmetrizálástól, az akceptancia szempontjából, eltekinthetünk.

A fenti formulák alapján lehetőségünk van arra is, hogy több elemből felépített rendszerek akceptanciáján analitikusan előállítsuk. Ez a következőképpen végezhető el: az egyes elemek akceptanciakonturjait a megfelelő átviteli matrixok segítségével egy adott ponthoz transzformáljuk, és az egyes elemek akceptanciájának közös része szolgáltatja a rendszer akceptanciáját. Ez azonban igen fáradságos és hosszadalmas analitikus munkát igényel. Gyakorlati feladatok megoldására inkább numerikus módszerek alkalmasak.

Az akceptancia meghatározása numerikusan [6]

Egy részecske áthalad a rendszer egy z pontjának megfelelő helyen, ha

$$-S \leq x(z) \leq S$$

ebből határesetben az

$$x'_0 = \pm \frac{S}{a_{12}} - \frac{a_{11}}{a_{12}} x_0$$

kifejezés adódik. Ez minden z -re egy-egy egyenest ad. Ha elég sok z -re kiszámítjuk ezeket az egyeneseket, és hozzávesszük még a belépési és kilépési feltételeket, a kialakuló idomok közös része adja az akceptanciát.

Ilyen módon az akceptanciakontur egyszerűen és gyorsan meghatározható számológép segítségével gyakorlati célokra kielégítő pontossággal.

A számítás meggyorsítható azzal, hogy a konkrét rendszer sajátosságainak megfelelő egyszerűsítéseket vezetünk be.

Pl. ha S állandó a rendszer belsejében, a ki- és belépési feltételek mellett csak a fókuszáló elemek belsejére kell kiszámítanunk az egyeneseket. Belátható ugyanis, hogy más esetben a korlátozó egyenesek nem lehetnek konturalkotók.

Az akceptanciakontur felhasználása ionoptikai feladatok megoldására

A következőkben a teljesség igénye nélkül néhány példát említünk az akceptancia hasznosságának és felhasználhatóságának bemutatására [6, 7].

Ha egy ismert rendszerbe belépő nyaláb emittanciája adott, akkor a rendszer akceptanciája segítségével meghatározható a transzmissziós viszony, azaz a fényerő.

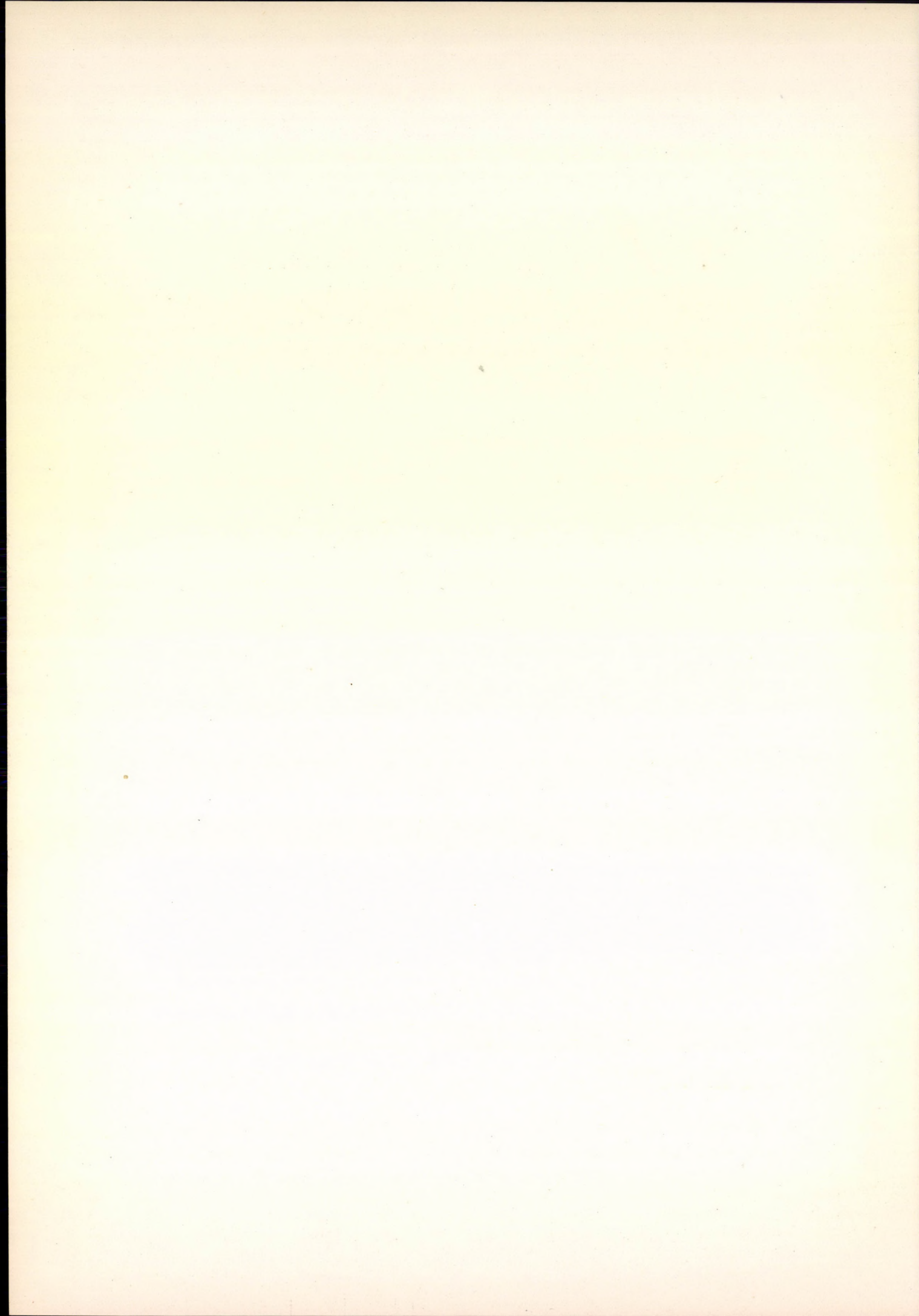
Tervezésnél a lehetséges megoldások közül ki lehet választani a fényerő és a gazdasági szempontokból a legelőnyösebbet (kompromisszum az elemek száma és az átmérőjük között).

Ha a rendszer diszperzív elemeket is tartalmaz, a kilépésnél meghatározható az átjutó részecskék impulzus-spektruma is.

Ebből a néhány példából is látható az ionoptikai rendszerek akceptanciájának hasznos-sága és széleskörű gyakorlati felhasználhatósága különösen a tervezési feladatok területén.

IRODALOM

- [1] SZABÓ GY. ATOMKI Közl., 10 (1968) 148.
- [2] STURROCK, P.A. Static and Dinamic Electron Optics, Chambridge University Press, 1955.
- [3] REGENSTREIF, E., CERN 68 - 28 (1968).
- [4] REGENSTREIF, E., CR. Acad. Sc. Paris 267 (1968) 183.
- [5] KOLTAY, E., SZABÓ, GY., Nucl. Instr. and Methods, 35 (1965) 88.
- [6] FRONTEAU, J., Focusing of Charged Particles Vol. II. (Ed. A. Septier) Academic Press, New York. 1967.
- [7] BANFORD, A.P. The Transport of Charged Particle Beams E. and F.N. Spon Limited, London (1966).



ÁRAMGENERÁTOR NYOMÁS ALATTI VAN DE GRAAFF GENERÁTOR TÖLTŐ TŰSORÁNAK TÁPLÁLÁSÁRA

KÁDÁR IMRE, KOLTAY EDE

Áramgenerátor áramkört készítettünk egy nyomás alatti Van de Graaff generátor [1] töltő tűsorának táplálására. Az áramkör működési feszültségtartománya $1.5 \text{ kV} < U_A < 40 \text{ kV}$, dinamikus ellenállása $8 \cdot 10^{10} \text{ Ohm}$, kimenő árama $25 \text{ } \mu\text{A}$ -tól 1 mA -ig szabályozható.

SPRAY CURRENT STABILIZER CIRCUIT FOR PRESSURIZED VAN DE GRAAFF GENERATOR. A spray current stabilizer circuit have been built with the following parameters: Voltage range: $1.5 \text{ kV} < U_A < 40 \text{ kV}$, dynamic resistance $8 \cdot 10^{10} \text{ Ohm}$, current adjustable between $25 \text{ } \mu\text{A}$ and 1 mA .

СТАБИЛИЗАТОР ТОКА ЗАРЯДА ГЕНЕРАТОРА ВАН ДЕ ГРАФА ПОД ДАВЛЕНИЕМ. Был построен стабилизатор тока заряда следующими параметрами: рабочее напряжение $1.5 \text{ kV} < U_A < 40 \text{ kV}$, динамическое сопротивление $\sim 8 \cdot 10^{10} \text{ Ohm}$, ток регулируется от $25 \text{ } \mu\text{A}$ до 1 mA .

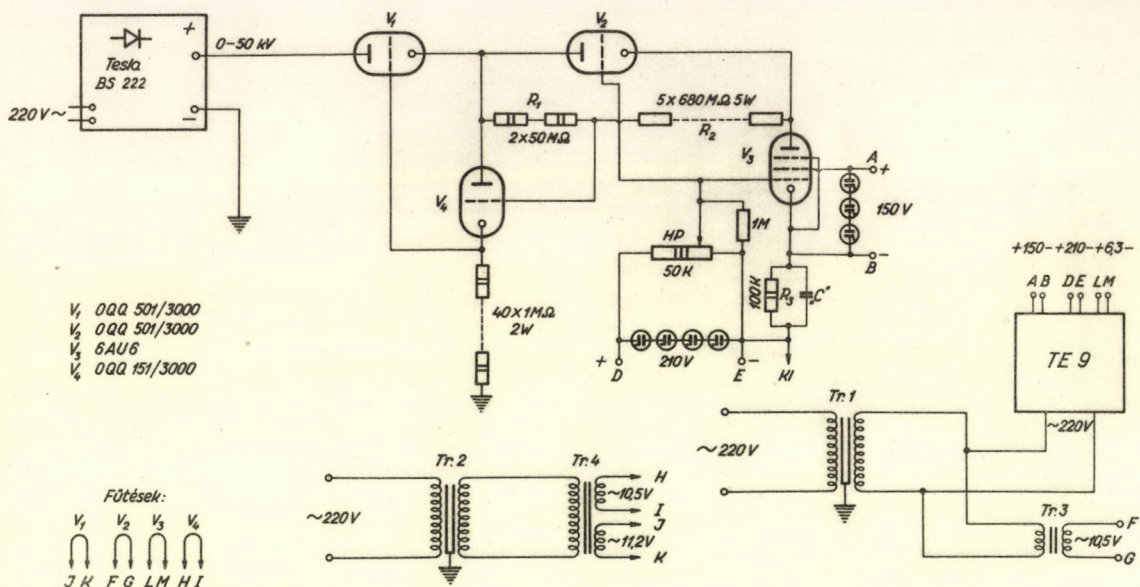
Egy Van de Graaff generátor töltő tűsorának áramában a szalagegyenetlenségek miatt jelentkező ingadozásokat alkalmas áramstabilizátor közbeiktatásával lehet megszüntetni. A töltőáram stabilizátornak elég nagy feszültséghatárok között kell működnie, tekintettel a töltőtűsoron fellépő nagy feszültségváltozásokra. A dinamikus belső ellenállás értékét nagyra kell választani ahhoz, hogy az áramkörtön fellépő nagy feszültségváltozások se vezessenek jelentős áramváltozáshoz. A stabilizált áramszint szabályozásával a Van de Graaff generátor működési feszültsége beállítható, másrészt automatikus utánállításával a feszültség lassu változásai kikompenzálhatók [2], [3], [4], [5].

Gabet és Taieb [6] áramköréből kiindulva hasonló rendszert építettünk fel korábban [3] egy szabadtéri Van de Graaff generátor táplálására. Az itt leírt áramgenerátor a [3]-ban tárgyaltól a nyomásgenerátor magasabb töltőfeszültsége miatt tér el: itt a töltőtűsor áram-feszültség karakterisztikája a szigetelő gázközeg nyomásától függően magasabb feszültségen indul, s így a stabilizátornak nagyobb dinamikus tartományt kell átfognia.

A feladatot az 1. ábrán látható kapcsolási vázlat szerint oldottuk meg. Mivel nem állt rendelkezésünkre olyan elektroncső, amely a szükséges, kb. 40 kV üzemi feszültségen tudott volna dolgozni, a teljes feszültség felvételére a V_1 , V_2 , V_4 csövekből álló áramkört terveztük meg. A V_1 cső előfeszültségét az R_1 és R_2 ellenállásokból álló osztólánc állítja be; az

$$R_2/R_1 = \mu_1 \quad /1/$$

ellenállásarány biztosítja, hogy a két csövön egyforma feszültség essen (itt μ_1 a V_1 cső erősítési tényezője). A V_4 katódkövetőt azért kellett alkalmaznunk, hogy a V_1 cső rácsárama ne huzza el a



„C” a szabályozó rendszerhez állítandó be

1. ábra. A rendszer kapcsolási rajza.

Fig. 1. Circuit diagram of the system.

Рис. 1. Принципиальная схема системы.

rácselőfeszültséget még akkor sem, ha a V_1 csőben koronakisülés lépne fel (átütés a túsoron). Az ellenálláslánc áramának ingadozása nem befolyásolja lényegesen a kimenőáram stabilitását, mivel ez az áram is a V_3 áramgenerátoron folyik át. A beállítható minimális töltőáram értéke $25 \mu\text{A}$, míg a maximális áram R_3 ábrán adott értékénél 2 mA . Az [1]-ben leírt generátorhoz szükséges maximális töltőáram 1 mA , ezt a felső határt az $R_3 = 200 \text{ k}\Omega$ ellenállásértéknél lehet beállítani. A kimenő időállandót meghatározó C kapacitás értékét a Van de Graaff generátor teljesen feszültségstabilizáló rendszerének követelményei szerint kell megválasztani [5].

Az áramkör dinamikus ellenállása

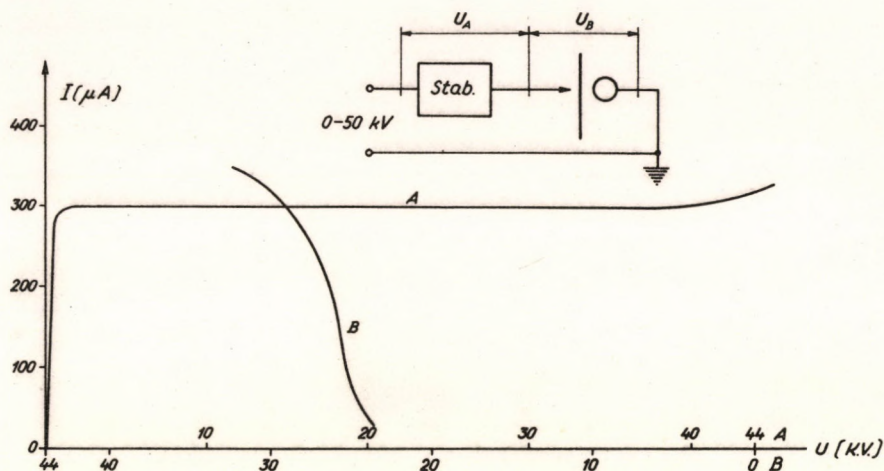
$$\frac{\partial V}{\partial I} = 2\mu_1 \cdot \mu_3 \cdot R_3 \quad /2/$$

ahol μ_1 , illetve μ_3 a V_1 és V_2 , illetve a V_3 cső erősítési tényezője. A dinamikus ellenállás tényleges értéke 2 mA maximális áramérték ($R_3 = 100 \text{ k}\Omega$) mellett $4 \cdot 10^{10} \Omega$, míg 1 mA maximális áramérték ($R_3 = 200 \text{ k}\Omega$) esetén $8 \cdot 10^{10} \Omega$. A /2/ egyenletből látható, hogy a maximális áramértéket a tényleges igényeknek megfelelően R_3 alkalmas választásával célszerű korlátozni. Ilyen esetben ugyanis az áramstabilitás szempontjából mérvado dinamikus ellenállás az elérhető legnagyobb értéket veszi fel.

A megépített áramkör működésére jellemző karakterisztikát a 2. ábra mutatja. Itt a B skálán a töltőtúsoron eső feszültséget tüntettük fel (8 ata N_2 gázközeg esetére) míg az A skála az áramkör bemenete és kimenete között maradó feszültséget méri. Mint látható, az áramgenerátor $1.5 \text{ kV} < U_A < 40 \text{ kV}$ feszültségtartományban működik a megadott dinamikus ellenállással. Erre a széles működési tartományra a túsorkarakterisztika már említett nyomásfüggése miatt is szükség van.

A rendszer bemenetére kapcsolt $0 - 50 \text{ kV}$ között változtatható egyenfeszültséget egy TESLA BS 222 A típusú nagyfeszültségű tápegység szolgáltatja. Az elektroncsöveken és a túsoron eső magas feszültségek miatt az egyes fűtőáramkörök, valamint a V_3 cső vezérlőrács- és segédrácskörében szereplő tápegységek különböző magas egyenfeszültség szinteken működnek. E körök szerelését megfelelő

feszültségekre szigetelve kell végezni, táplálásuk a Tr.1. és Tr.2. jelzésű 50 kV-ra szigetelt átemelő transzformátorokon keresztül történik[†]. Az ATOMKI-TE-9 típusjelzésű konverteres tranzisztorizált tápegység stabilizált fűtő- és segédrácsfeszültséget biztosít a V₃ cső számára, s előállítja a HP heklialis potenciométerre kapcsolt stabilizált referenciasfeszültséget.



2. ábra. A rendszer karakterisztikái: A.) Az áramstabilizátor karakterisztikája. B.) Tűsor-karakterisztika.
 Fig. 2. Characteristics of the system: A.) Characteristics of the stabilizer circuit. B.) Characteristics of the spray points.
 Рис. 2. Характеристики системы: А.) Характеристика стабилизатора. В.) Характеристика игол зарядки.

A stabilizátor kimenő áramát a HP potenciométer állításával lehet szabályozni. Mivel ez az elem gyakorlatilag a tűsor potenciálján van, állítását egy szigetelő tengely közbeiktatásával lehet megoldani. A tengelyt szervomechanizmus csatolja a Van de Graaff generátor lassu feszültségstabilizáló köréhez, így a stabilizált töltőáramérték egy lassu hibajellel vezérelhető az egyes terhelőáram komponensek változásának kikompenzálása érdekében.

Az A és B, valamint az E és D pontok közé kapcsolt glimmlámpasorok a generátor átütésekor esetleg keletkező feszültséglökések elleni védelmet biztosítják.

A felépített rendszert az elért igen magas dinamikus ellenállás jellemzi; 1 kV tűsorfeszültség változás a töltőáramban csak 10^{-8} A nagyságrendű áramváltozást okoz. Az így elért töltőáramstabilitásnak a Van de Graaff feszültségstabilizálására gyakorolt hatásával a töltőáramstabilizátor és a feszültségstabilizáló rendszer együttes vizsgálata után a teljes rendszer leírásában fogunk részletesen foglalkozni.

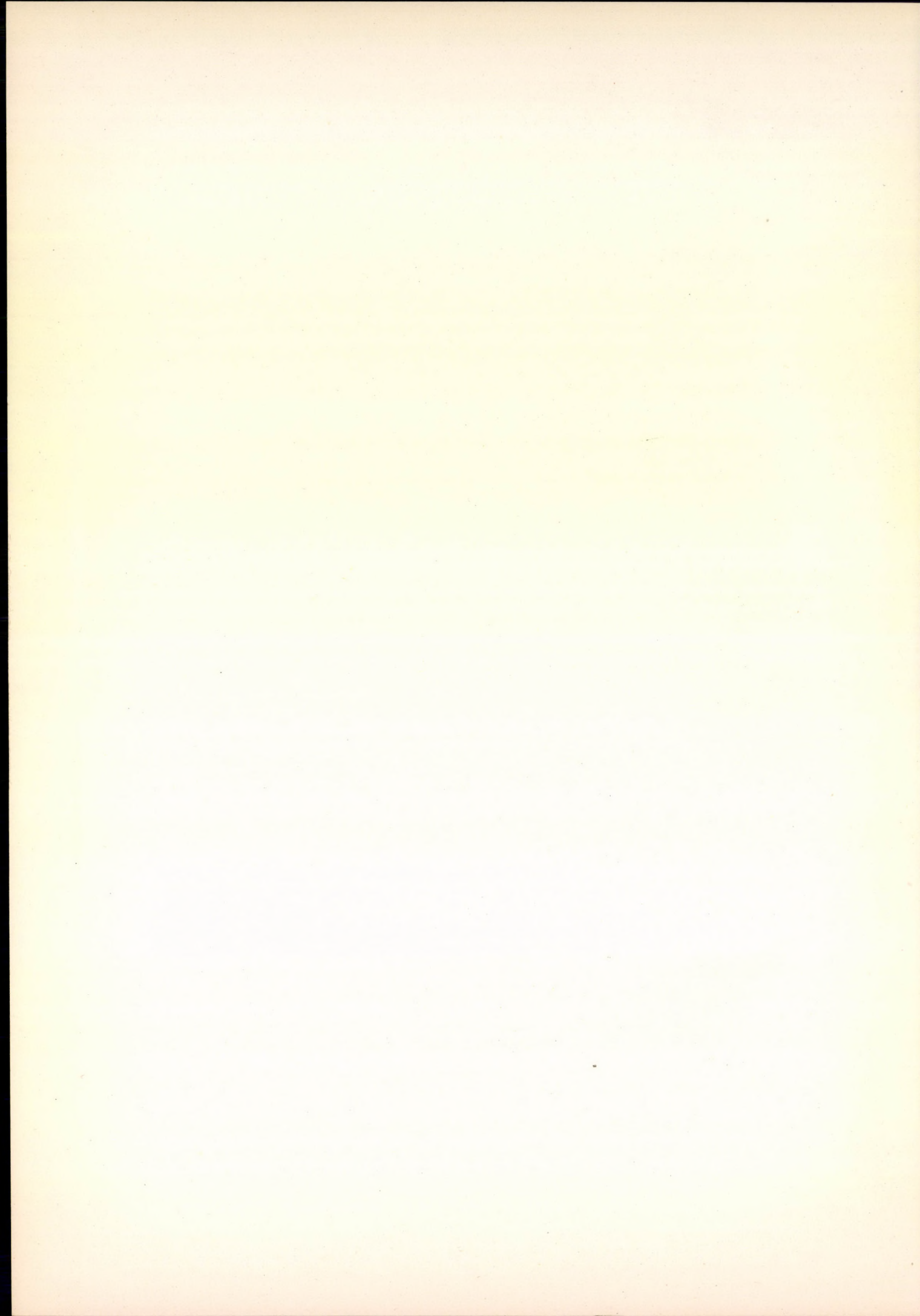
+++++

A TE-9 tápegység tervezéséért Kertész Zsoltnak mondunk köszönetet.

IRODALOM

- [1] BÁCSKAY GY. et al.: ATOMKI Közlemények 11, 125 (1969).
- [2] KOLTAY E.: Magyar Fiz. Folyóirat 10, 145 (1962).
- [3] KÁDÁR I. et al.: ATOMKI Közlemények 9, 99 (1967).
- [4] SZALAY S. KOLTAY E.: ATOMKI Közlemények 6, 3 (1964).
- [5] PAÁL A.: ATOMKI Közlemények 11, 151 (1969).
- [6] A. GABET, J. TAIEB: Rapport C.E.A. No. 46. (1950).

[†] Készítette a TITÁSZ Nyiregyházi Transzformátorjavító Üzeme.

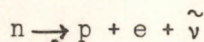


ИССЛЕДОВАНИЕ ВНУТРЕННЕГО ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АТОМКИ, ДЕБРЕЦЕНЕ[†]

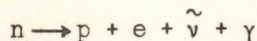
Д. ВАРГА

Изучением излучений радиоактивных ядер можно получить информации с одной стороны о структуре ядра, с другой стороны об основных взаимодействиях. В обоих случаях необходимо по возможности точное знание тех процессов, которые происходят при распадах ядер. Поэтому и в настоящее время представляет интерес выяснение малоизученных процессов распада ядер. К таким относится часть эффектов более высокого порядка, в том числе и внутреннее тормозное излучение (ВТИ).

В 1927 году Астон при изучении β -распада RaE (Bi-210) обнаружил γ -излучение малой интенсивности с непрерывным спектром. Оказалось, что это γ -излучение отличается от т.н. "внешнего тормозного излучения" которое образуется при поглощении электронов и наличие этого излучения связано с распадающимся ядром, т.е. помимо обыкновенного β -распада:



происходит ещё процесс малой интенсивности с вылетом трёх частиц.

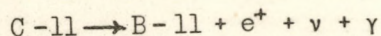


Появление γ -кванта связано с быстрым изменением электромагнитного поля распадающегося ядра, т.е. помимо слабого взаимодействия, вызывающего обыкновенный β -распад, действует ещё и электромагнитное взаимодействие, как относительно небольшое возмущение.

Первые теоретические расчеты проделались в 1936 г. (Книпп, Уленбек, Влох) для разрешенных переходов, а позднее дополнялись с одной стороны расчетами для запрещенных переходов, с другой стороны учитывалось и кулоновское взаимодействие между ядром и вылетающей β -частицей.

После первых расчетов в 1931 г. (Шифф, Моррисон) наличие ВТИ при электронном захвате было обнаружено в 1946 г. (Врадт) в распаде $Fe-55 \rightarrow Mn-55 + \nu + \gamma$.

В случае β^+ -распада аннигиляционное излучение препятствовало измерениям и только в 1968 году удалось измерить спектр ВТИ в распаде:



в нашем институте Д. Верени и сотрудникам.

[†] Доклад на заседании Комитета по ядерной физике при Ученом Совете по физике низких энергий ОИЯИ, Будапешт 13. мая 1970 г.

Előadás az EAKI Alacsonyenergiájú Tudományos Tanács Magfizikai Bizottságának ülésén. Budapest, 1970, május 13.

Report for the Budapest Session of the Committee for Nuclear Physics at the Scientific Council on Low Energy Physics of JINR, Dubna on May 13, 1970.

В исследовании ВТИ в настоящее время положение следующее:

1.) В случае разрешенного электронного захвата согласие между теорией и экспериментом хорошее в отношении формы спектра ВТИ (если Z и E_0 не слишком большое), хотя измеренные формфакторы недостаточно точны за исключением двух измерений (Cl-36, Fe-55; см. позже). Данные об относительной интенсивности радиационного захвата ещё менее точно измерены (20-30 %, только в одном случае ~ 10 %).

2.) Для β^+ -распада проведено всего два измерения (C-11 и Rb-82).

3.) В случае β^- -распада с теоретической стороны представляет трудность точный учет кулоновского эффекта, а с экспериментальной стороны - хотя имеется довольно много работ о ВТИ - данные, полученные разными авторами относительно редко совпадают. Хорошим примером служит спектр ВТИ в распаде P-32 измеренный больше 10 раз и в разных работах получается и согласие с теорией и расхождение до 100-150 % в одном случае в начале, в другом на конце энергетического распределения γ -квантов.

4.) Разумеется, для сравнения теории с экспериментом необходимо иметь достаточно надежных и точных экспериментальных данных. В этом отношении положение неудовлетворительно. Это связано с трудностями эксперимента, а именно:

- а.) вероятность процесса на ~ 3 порядка меньше основного
- б.) интенсивность резко падает с увеличением энергии. Из-за этого требуются низкий фон и длительные измерения.
- в.) Довольно трудно исключить внешнее тормозное излучение, которое обладает подобным непрерывным спектром, более интенсивным чем ВТИ.
- г.) Обработка измеренного спектра трудна, требуется много коррекций и это также может служить источником систематических ошибок.

Суммируя сказанное до сих пор, можно заключить, что изучение ВТИ является актуальной проблемой и кроме конкретных теоретических расчетов требуется ещё много надежных и по возможности точных экспериментальных данных, а также выяснение причин расхождения между имеющимися данными.

Исследования ВТИ в нашей группе начались в 1962 году, с тех пор изучались разные бета-переходы и в дальнейшем речь идёт о полученных результатах.

Изучались следующие переходы:

		ΔI	E_0	$\lg ft$
C - 11	β^+	0^+	968 кэВ	(3,6)
P - 32	β^-	1^+	1707 кэВ	(7,9)
Fe - 55	ϵ	1^+	231 кэВ	(6,0)
Cl - 36	ϵ	2^+	1150 кэВ	(13,5)
Pr - 143	β^-	1^-	933 кэВ	(7,6)
Tl - 204	β^-	2^-	760 кэВ	(9,7)
Mn - 54	ϵ	1^+	528 кэВ	(6,2)

C-11

Имеет β^+ -распад, период полураспада 21 мин. Этот сверхразрешенный переход ($\lg ft = 3,6$) удобен с расчетной стороны: Z -мало, значит и коррекция на кулоновское поле тоже мала. До сих пор только в одном случае был изучен сверхразрешенный переход (He-6, относительные измерения).

Наибольшая трудность при измерении ВТИ представляет наличие аннигиляционного излучения большой (по сравнению с ВТИ) интенсивности.

В этом случае измерялся дифференциальный спектр ВТИ, т.е. β^+ - γ (ВТИ) совпадение при угле между ними 90° . При измерении совпадений абсолютная интенсивность ВТИ получается без измерения активности источника. Выбирая подходящую геометрию опыта и экранирование, удалось исключить влияние аннигиляционного излучения (см. рис. 1.).

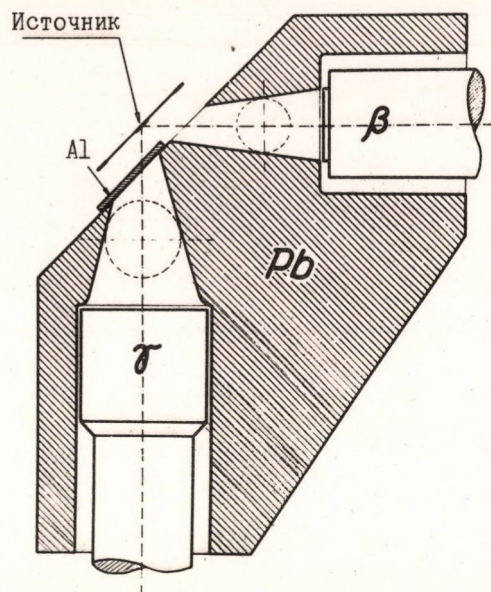


Рис. 1. Схема установки для измерения дифференциального спектра ВТИ.
 1. ábra. A differenciális BFS-spektrumok méréséhez használt berendezés vázlata.
 Fig. 1. Cross section of the experimental arrangement for the investigation of the differential IB spectrum.

Полученный спектр показан на 2-ом рисунке, сплошная кривая соответствует теоретической с учетом Кулоновского поля. Указаны только статистические ошибки, максимальное отклонение ~ 27 % ошибки коррекций (случайные совпадения, абсорбции, фотоэффективность, разрешение, рассеяние, эффективность совпадений, и т.д.) могут достигать 20 - 25 % и так отклонение от теории не наблюдается.

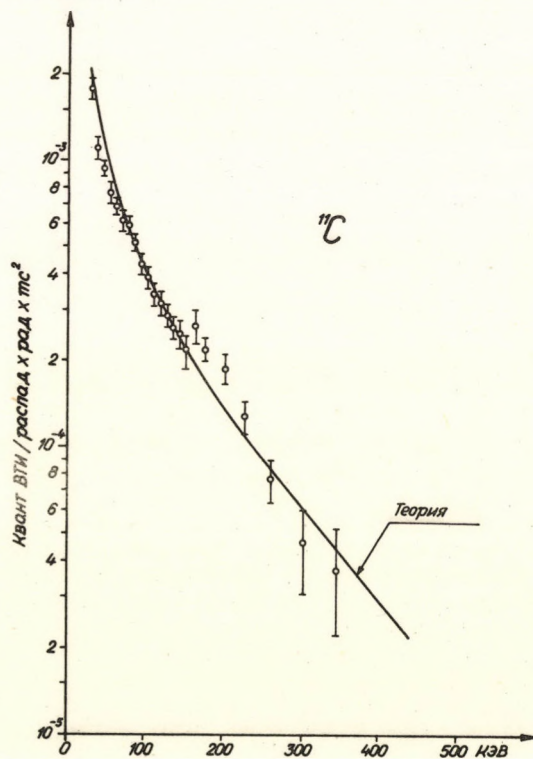


Рис. 2. Дифференциальный спектр ВТИ ^{11}C .
 2. ábra. ^{11}C differenciális BFS-spektruma.
 Fig. 2. The differential IB spectrum of ^{11}C .

Это было первым измерением ВТИ при β^+ -распаде и первым абсолютным измерением интенсивности в случае сверхразрешенного перехода.

P - 32

Как было сказано уже, P-32 является наиболее изученным изотопом в отношении ВТИ. Полученные спектры при сравнении с теоретическим обычно дают положительное отклонение (иногда 100 - 150 %) но в разных работах это отклонение получается при разных энергиях. Короче говоря эти данные противоречивы.

Исходя из этого решили мы снова измерить спектр ВТИ P-32 с целью исключить по возможности, систематические ошибки.

Обычно при измерении интегрального спектра ВТИ применяется метод абсорбции:

- вылетающие из источника электроны поглощаются абсорбентом, расположенным между источником и детектором и телесный угол регистрации внешнего тормозного излучения при этом заметно уменьшается. В одном случае был применен метод магнитного отклонения первичных электронов.

В этом измерении мы применяли оба метода и отдельно и одновременно. Схема установки показана на рис. 3. Геометрия опыта выбиралась оптимальной для уменьшения внешнего тормозного излучения. Измерения проводились параллельно при наличии абсорбента, магнитного поля а затем обоих.

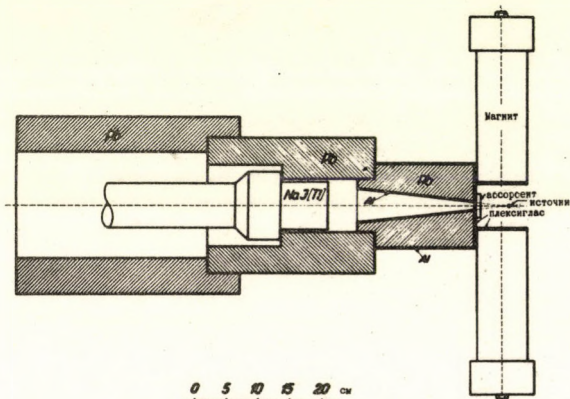


Рис. 3. Схема установки для измерения интегрального спектра ВТИ.
3. ábra. Az integrális BFS-spektrum méréséhez használt berendezés vázlat.
Fig. 3. Cross section of the experimental arrangement for the investigation of the integral IB spectrum.

На 4. рисунке показаны соответствующие три спектра и теоретические кривые в которые уже введены все поправки для непосредственного сравнения с экспериментальными точками. Это сравнение более четко показано на 5. рисунке, где изображено отношение экспериментальных и теоретических данных. Видно, что совпадение хорошее, в интервале энергий 60 - 1060 кэв разность не превышает ~ 6 % в случае применения магнитного поля, которое более эффективно уменьшало внешнее тормозное излучение.

В случае P-32 кроме указанных измерений проводилось еще много дополнительных измерений для контроля и проверки влияния геометрии, а также для выяснения причины расхождения полученных ранее данных. Оказалось, что применение абсорбента не устраняет полностью внешнее тормозное излучение даже при хорошей геометрии опыта (см. рис. 5) и повидимому этот остаток внешнего тормозного излучения является одной из причин отклонений экспериментальных данных от теории. Второй причиной может служить обработка экспериментальных данных - как это вышло из подробного анализа. Суммируя результаты этой работы можно сказать, что в указанном интервале энергий теория правильно описывает формы спектра ВТИ, отклонение в наилучшем случае ~ 15 %.

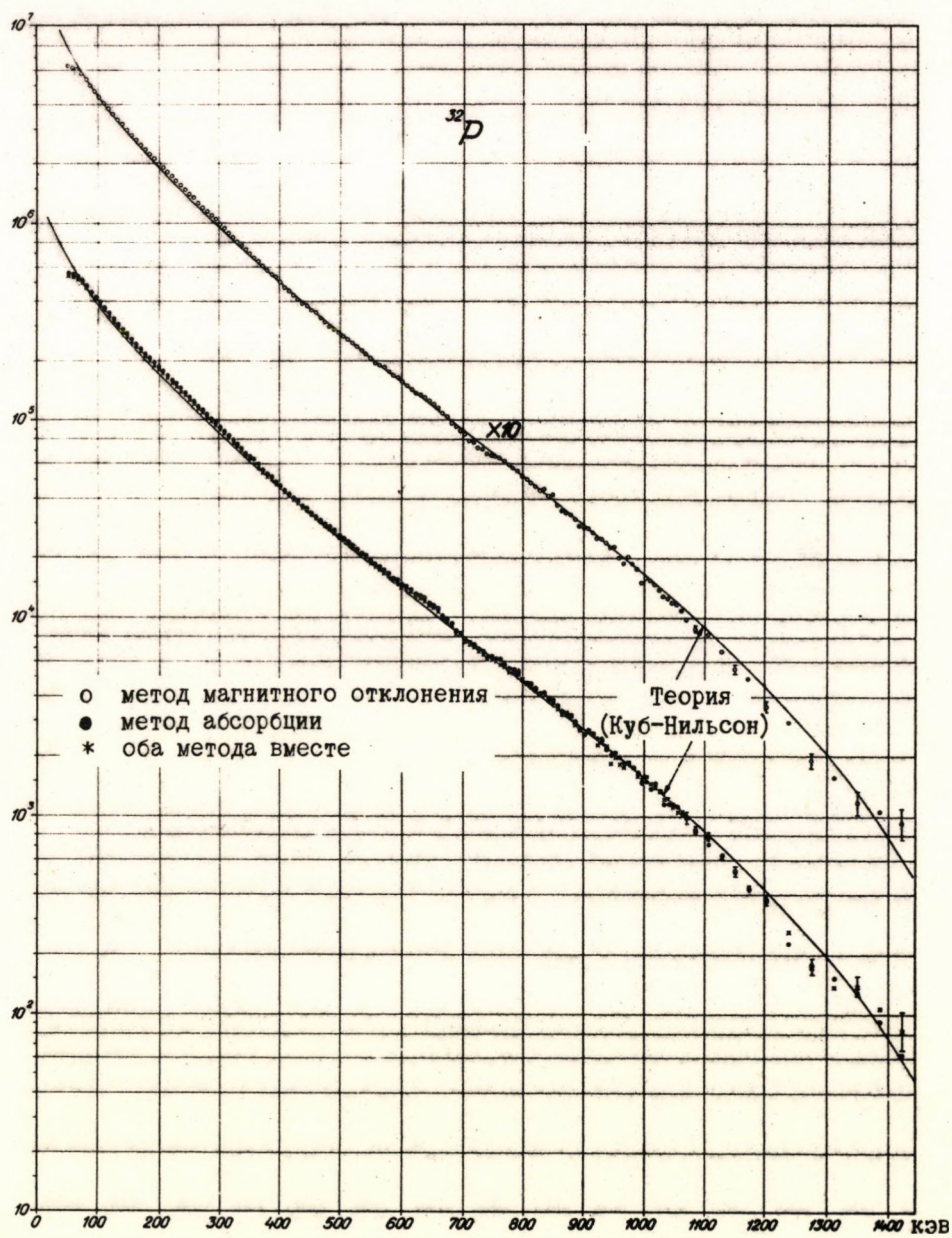


Рис. 4. Интегральные спектры БТИ ^{32}P , измеренные разными методами.
 4. ábra. ^{32}P különböző módszerekkel mért integrális BFS-spektrumai.
 Fig. 4. The integral IB spectra of ^{32}P measured with different methods.



Рис. 5. Сравнение экспериментальных данных с теорией в случае ^{32}P .
 5. ábra. Kísérleti adatok összehasonlítása az elmélettel ^{32}P esetében.
 Fig. 5. A comparison of the experimental data with theory in case ^{32}P .

Cl - 36

Имеет неоднозначно запрещенный переход второго порядка. Первые измерения (1962. в нашей группе, 1964 Цюрих) показали разрешенную форму спектра и неожиданно большую относительную интенсивность. Позже проводил Кох новые расчеты и указал на то, что при энергии $\sim 2\pi\omega_0 c^2$ в спектре ожидается некоторая аномалия. Из-за этого решили мы снова измерить спектр ВТИ при распаде Cl - 36 с большой точностью.

После соответствующей поправки экспериментальных данных получилась следующая диаграмма Яуха (см. рис. 6). Видно, что в спектре нет аномалии, и как это выяснилось позднее, она была связана с приближениями в расчете.

Более точную информацию о форме спектра ВТИ дает следующая диаграмма (рис. 7). Для контроля на той же установке измерялся и спектр ВТИ разрешенного перехода Fe - 55, соответствующая диаграмма формфактора видна на рис. 8. Формфактор является константой ($c(k) = 1,00 \pm 0,01$) и в этом отношении эти два измерения являются наиболее точными и в настоящее время.

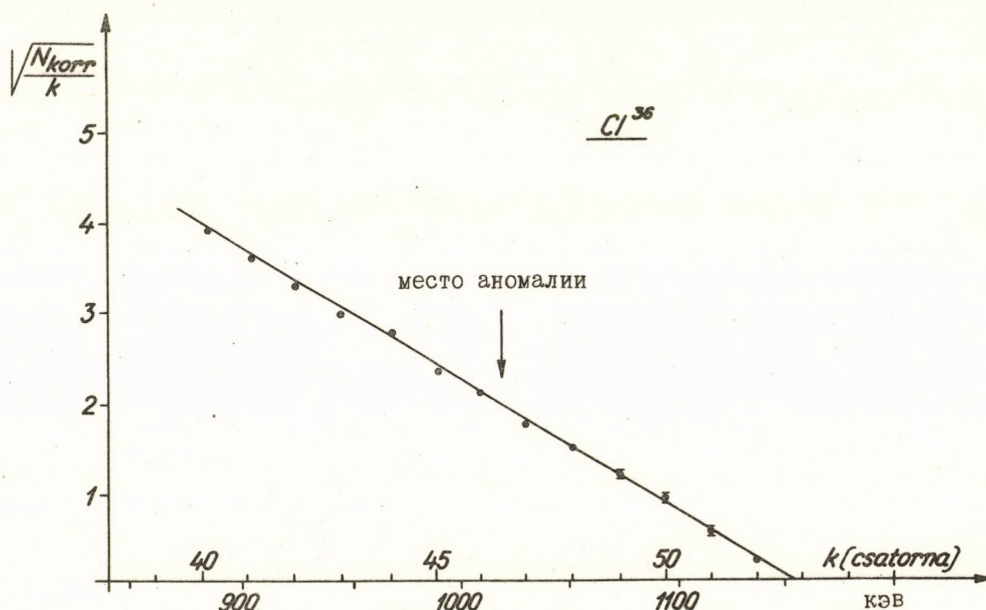


Рис. 6. Диаграмма Яуха для спектра ВТИ ^{36}Cl .
 6. ábra. ^{36}Cl BFS spektrumának Jauch-diagramja.
 Fig. 6. Jauch-plot for the βB spectrum of ^{36}Cl .

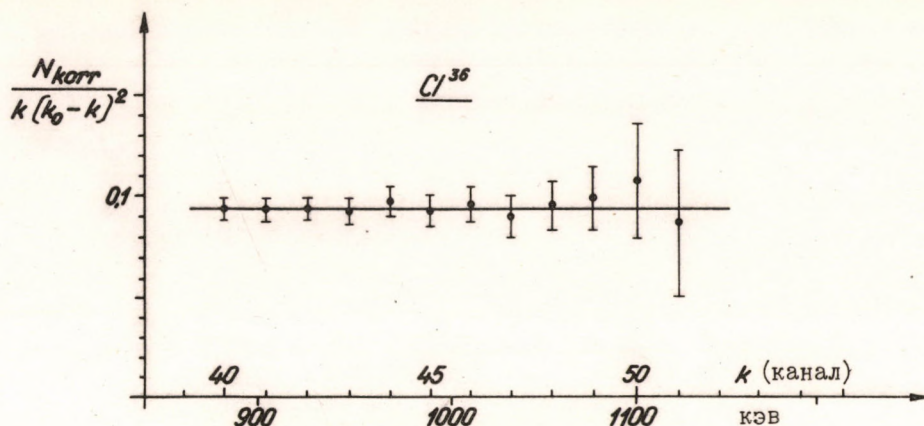


Рис. 7. Диаграмма формфактора для спектра ВТИ ^{36}Cl .
 7. ábra. Alakfaktor diagram ^{36}Cl BFS-spektrumára.
 Fig. 7. Shape factor diagram for the IB spectrum of ^{36}Cl .

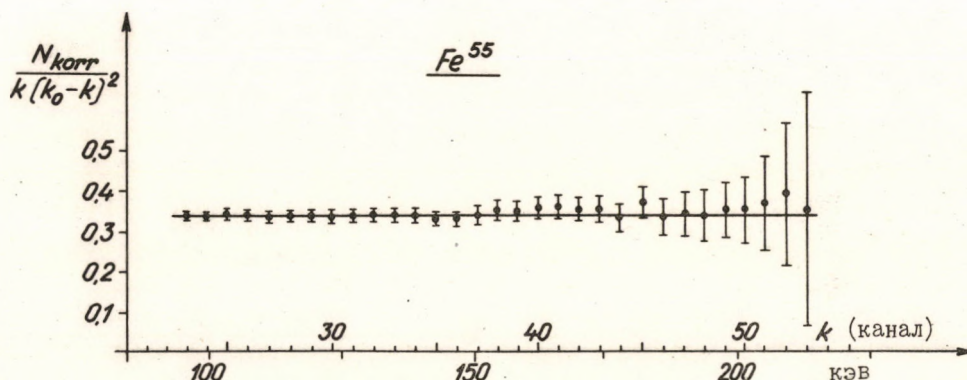


Рис. 8. Диаграмма формфактора для спектра ВТИ ^{55}Fe .
 8. ábra. Alakfaktor diagram ^{55}Fe BFS-spektrumára.
 Fig. 8. Shape factor diagram for the IB spectrum of ^{55}Fe .

Pr - 143

Имеет неоднозначно запрещенный переход первого порядка. На рис.9. показан измеренный дифференциальный спектр ВТИ (при угле 90°). В противоречии с ранее проведенными интегральными измерениями в этом случае получается довольно хорошее согласие в пределах ошибки с теоретической кривой, рассчитанной для разрешенного перехода с учетом кулоновского поля.

Tl - 204

Однозначно запрещенный переход первого порядка. Обычно экспериментальные данные при таких переходах дают значительное отклонение от соответствующей теории. На рис. 10. виден полученный дифференциальный спектр ВТИ, который отличается и от разрешенной и от запрещенной теоретической кривой.

Mn - 54

Разрешенный электронный захват идет на возбужденный уровень. Измерялся дифференциальный спектр ВТИ в совпадении с γ -линией. Полученное значение относительной интенсивности $(1,9 \pm 0,3) \cdot 10^4$ дает хорошее согласие с расчетным значением $2,0 \cdot 10^4$.

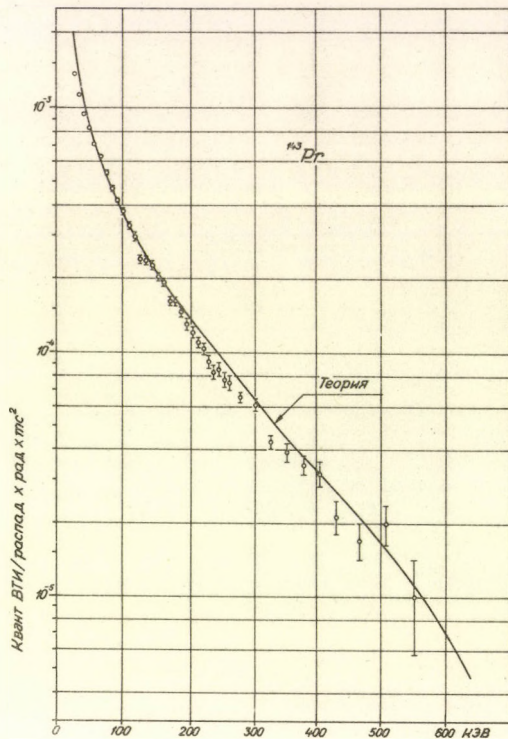


Рис. 9. Дифференциальный спектр ВТИ ^{143}Pr .
 9. ábra. ^{143}Pr differenciális BFS-spektruma.
 Fig. 9. The differential IB spectrum of ^{143}Pr .

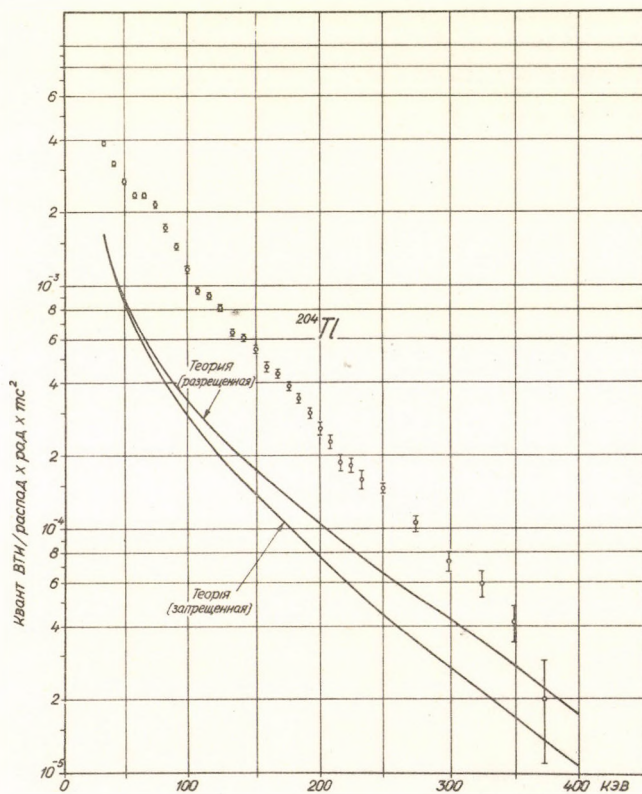


Рис. 10. Дифференциальный спектр ВТИ ^{204}Tl .
 10. ábra. ^{204}Tl differenciális BFS-spektruma.
 Fig. 10. The differential IB spectrum of ^{204}Tl .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Необходимо отметить, что несмотря на полученные результаты, явление ВТИ нельзя считать полностью выясненным и нуждается еще в дополнительных исследованиях, и для разрешенных и для запрещенных переходов более высокого порядка. Ожидается, что с увеличением точности измерений можно получить более подробные информации об основных взаимодействиях.

Более подробный обзор по теме настоящего доклада дается вместе с литературными ссылками в статье Д. Верени (Magyar Fizikai Folyóirat 18 (1970) 23).

Az ATOMKI KÖZLEMÉNYEK évenként több számban jelenik meg. Tudományos intézeteknek cserepéldányképpen vagy kérésükre díjtalanul megküldjük, kötelezettség nélkül. Magánszemélyeknek esetenkénti kérésére 1 - 1 számot vagy különlenyomatot szívesen küldünk. Ilyen irányú kéréseket az intézet könyvtárszolgálatához kell irányítani. (ATOMKI, Debrecen 1. Pf. 51.)

Szerkesztő Bizottság: Szalay Sándor elnök, Gyarmati Borbála titkár, Berényi Dénes, Csikai Gyula, Medveczky László.

Kiadja a
Magyar Tudományos Akadémia
Atommag Kutató Intézete
Debrecen

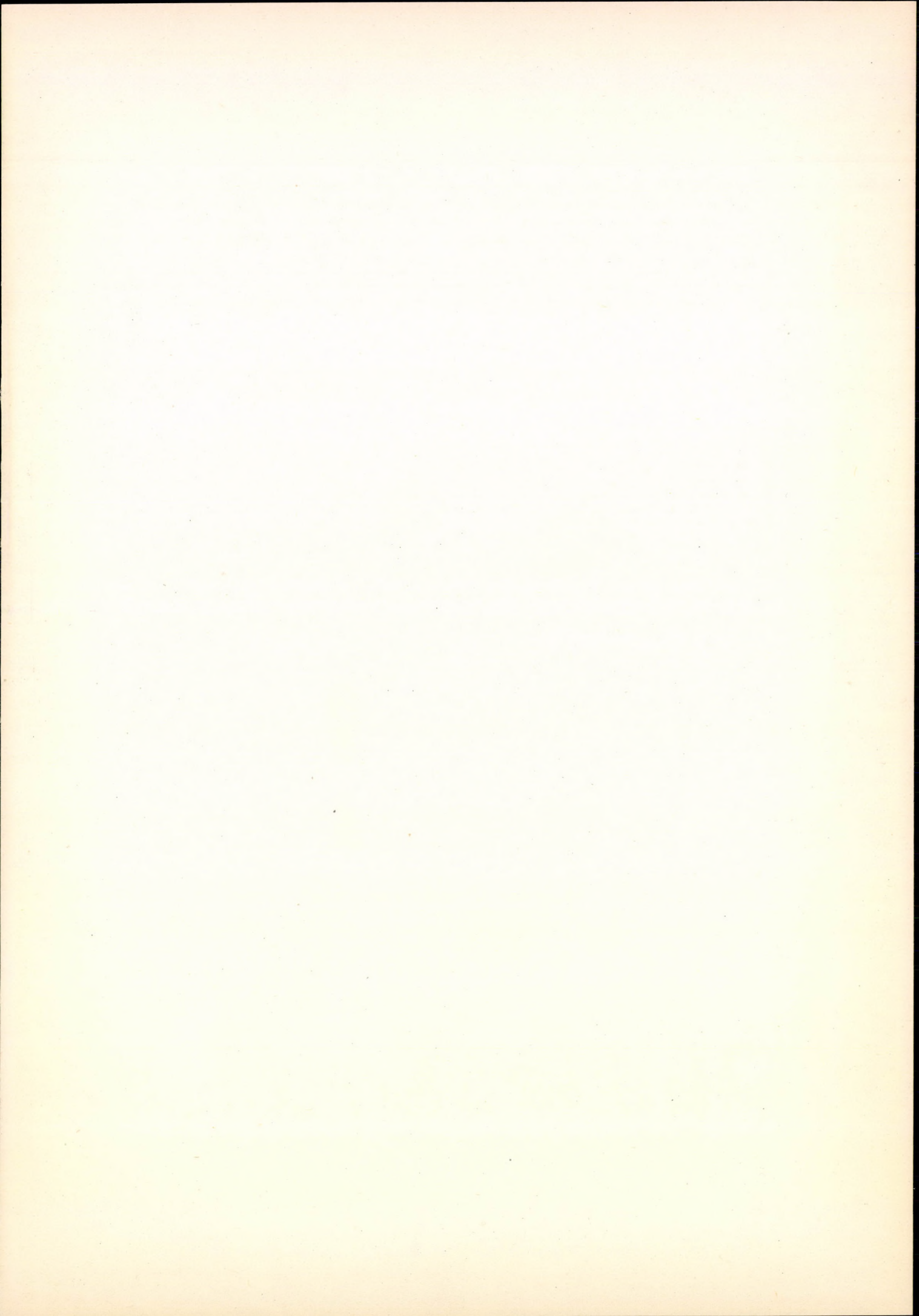
A kiadásért és szerkesztésért felelős
Szalay Sándor az Intézet igazgatója.

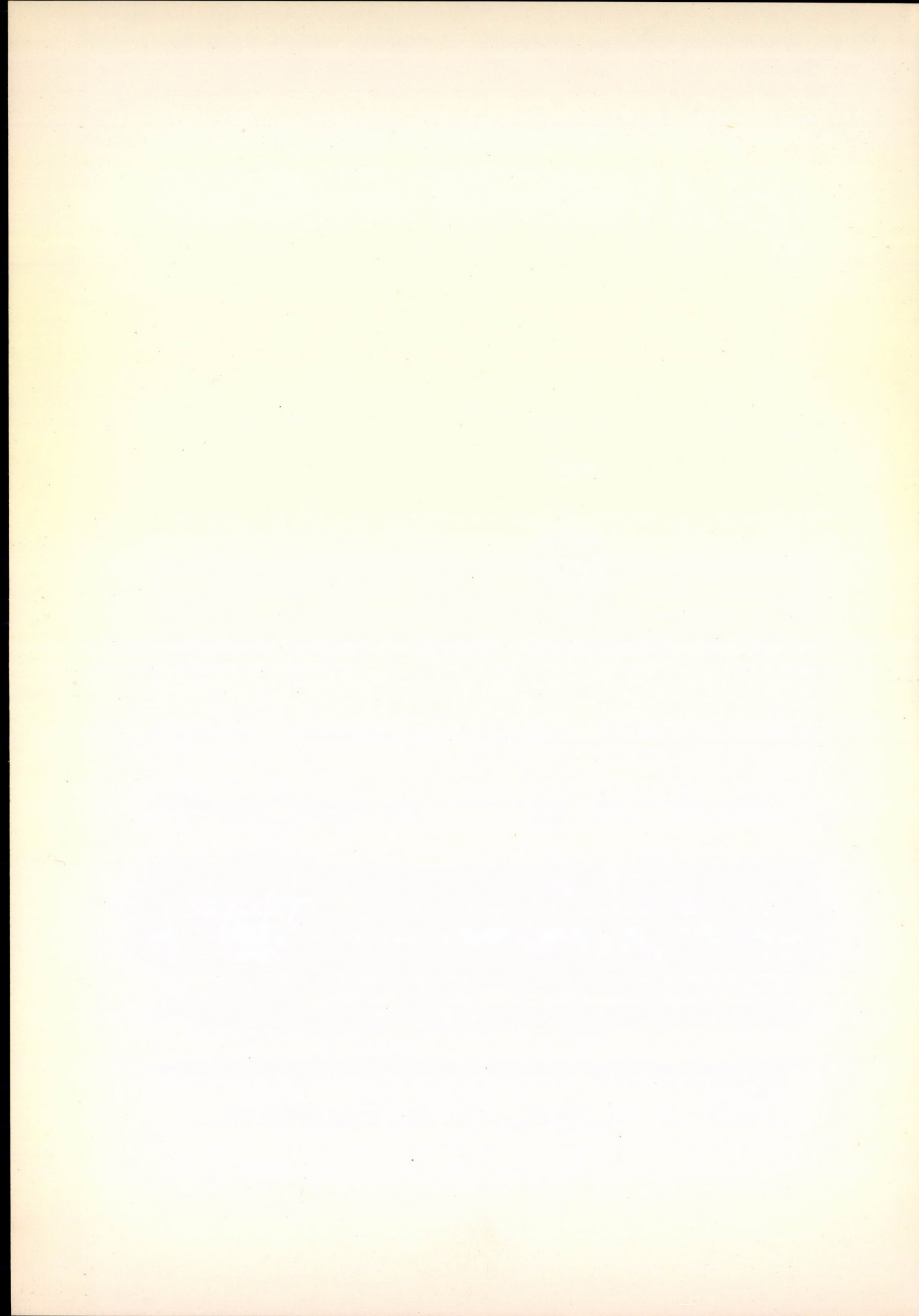
Készült az MTA Atommag Kutató Intézetében

Példányszám: 450

1970/3

MAGYAR
TUDOMÁNYOS AKADÉMIA
KÖNYVTÁRA





АТОМКИ

СООБЩЕНИЯ

ТОМ 12

№ 3

СОДЕРЖАНИЕ

НАУЧНЫЕ СООБЩЕНИЯ	стр.
Дь. Шомодьи, Д.Ш. Шривастава: Альфа-радиография с методом полимерных трековых детекторов	101
Л. Медвецки: Аудио-визуальная дискриминация при измерении длин треков в фотоэмульсиях	119
Л. Медвецки: О проявлении тонких ядерных эмульсий	123
Д.Ш. Шривастава, Д. Верени, Э. Швингор: Влияние абсорбентов на гамма спектры полупроводникового и сцинтилляционного спектрометров	127
А. Кёвэр, Д. Варга, Д. Верени, Ч. Уйхеи, Влияние тонких фольг на спектр моноэнергетических электронов	137
А. Кишш, И. Кишш, Э. Колтаи: Эффективная длина мультипольных компонентов в системах сильной фокусировки	145
Дь. Сабо: Определение аксептанса ионно-оптических систем	153
И. Кадар, Э. Колтаи: Стабилизатор тока заряда генератора Ван де Графа под давлением	161
Д. Варга: Исследование внутреннего тормозного излучения в АТОМКИ, Дебрецен	165

ATOMKI

BULLETIN

Volume 12. Number 3

CONTENTS

SCIENTIFIC PAPERS	Page
Gy. Somogyi, D. S. Srivastava: Investigations on alpha radiography with plastic track detectors	101
L. Medveczky: Audiovisual discrimination for track measurements in emulsions	119
L. Medveczky: On the processing of thin emulsions	123
D.S. Srivastava, D. Berényi, É. Svingor: The distorting effect of the absorbers for the semiconductor and scintillation gamma-ray spectra	127
Á. Kövér, D. Varga, D. Berényi, Cs. Ujhelyi: The effect of thin foils on the spectrum of monoenergetic electrons	137
Á. Kiss, I. Kiss, E. Koltay: Effective lengths of multipole components in strong focusing systems	145
Gy. Szabó: Calculation of the acceptance for ionoptical systems	153
I. Kádár, E. Koltay: Spray current stabilizer circuit for pressurized Van de Graaff generator	161
D. Varga: Studies on the Internal Bremsstrahlung Process in ATOMKI (review)	165

310. 565

ATOMKI KÖZLEMÉNYEK

12. kötet

4. szám

MTA
ATOMMAG KUTATÓ INTÉZETE
DEBRECEN

1970. december

2

ATOMKI

KÖZLEMÉNYEK

12. kötet 4. szám

TARTALOMJEGYZÉK

TUDOMÁNYOS KÖZLEMÉNYEK	Oldal
Bódizs D.: Van de Graaff generátor háttérsugárzásának növekedése neutrális fluxus hatására	175
Bornemisza-Pausperl P.: Tapasztalatok az alacsony háttérű mérési lehetőségekre vonatkozóan az ATOMKI-ban	179
Medveczky L., Somogyi GY.: Indukált rádiográfia	191
Trón L.: Mérési módszerek a belső konverziós együttthatók és az elektronbefogás-pozitronemittálás viszonyának meghatározására: (Összefoglaló közlemény)	195
Vertse T.: Az izobár analóg rezonanciák fenomenológikus leírása: (Összefoglaló közlemény)	213
Kádár I.: Idő-amplitudó konverter	233
 MŰHELYÜNKBŐL, LABORATÓRIUMUNKBÓL	
Varga D., Lakatos T., Nagy J., Novák D.: Szilícium félvezető spektrométer	239

VAN DE GRAAFF GENERÁTOR HÁTTÉRSUGÁRZÁSÁNAK NÖVEKEDÉSE NEUTRÁLIS FLUXUS HATÁSÁRA

BÓDIZS DÉNES

Ionnyaláb néhány keV energiájú neutrális komponensének a gyorsítócső terhelő áramára gyakorolt hatását vizsgáltuk az ATOMKI 1 MV-os Van de Graaff generátorán, a röntgensugárzás intenzitásának mérésén keresztül.

THE INCREASE OF THE GAMMA RADIATION WITH NEUTRAL FLUX AROUND A 1 MV VAN DE GRAAFF ACCELERATOR. The effect of the neutral component of the ion beam on the current loading of the acceleration tube has been investigated measuring the intensity of the gamma radiation of a 1 MV Van de Graaff accelerator.

ВОЗРАСТАНИЕ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ГЕНЕРАТОРЕ ВАН ДЕ ГРААФА ИЗ-ЗА НЕЙТРАЛЬНОГО ПУЧКА. Исследовалось влияние нейтрального компонента (с энергией несколько кэв) ионного пучка на нагрузочный ток ускорительной трубки генератора Ван де Граафа 1 Мэв института АТОМКИ, измерением интенсивности рентгеновского излучения.

1. BEVEZETÉS

Elektrosztatikus generátorok maximális feszültségét elsősorban a gyorsítócső elektromos szilárdsága szabja meg. Ez abban jelentkezik, hogy a gyorsított ionok energiája alatta marad annak az értéknek, amit az adott generátoron feszültségben el lehet érni. A feszültség-korlátozó hatás, egy egyébként jó elektromos szigetelésű gyorsítócsőnél, a csőben folyó, nem kívánatos többlet terhelő áramok eredménye. Ez a többlet áram a gyorsítócsőben az ionáram mellett, azzal ellenkező irányban folyik.

A többlet terhelő áramok káros hatásai közül néhányat megemlítünk:

- megnövekedett terhelést jelent a gyorsítóra és így korlátozza teljesítőképességét;
- átütéseket eredményez a gyorsítócsőben és ezzel csökkenti élettartamát;
- nagy röntgensugár háttérrel hoz létre, mely részben ionizálja a nagynyomású szigetelőgázt és a gáztérben átütésekhez vezet, részben erős sugárvédelem kiépítését teszi szükségessé.

A következőkben ismertetjük azokat a méréseket, melyek során gyorsított ionnyaláb neutrális komponensének hatását vizsgáltuk gyorsítócsővek terhelő áramára, a generátor háttérsugárzásának mérésén keresztül.

2. TÖBBLET ÁRAMOK KELETKEZÉSE

A többlet terhelő áramok keletkezési mechanizmusának tisztázására több mint két évtizede széleskörű kutatás folyik. Ennek eredményeként többféle elmélet született, de egyértelmű álláspont eddig nem alakult ki a lejátszódó jelenségek sokrétűsége és nehezen reprodukálható volta miatt.

A következőkben az áram terhelés jelenségének feltételezett okai közül megemlítünk néhányat az irodalom alapján.

a.) A többlet áram a gyorsítás során a nem kellően fókuszált ionok által kiváltott szekunder elektronokból áll. [1]

b.) A gyorsítócső átütései nem megfelelő feszültségstabilitástól, feszültségfluktuációktól származnak [2].

c.) McKibben és Boyer kísérleti alapján [3] a gyorsítócsövek kisülési mechanizmusa a kölcsönös pozitív-negatív ion keltési reakció. Ezt támasztják alá a [4] és [5] cikkekben leírt kísérletek is.

d.) Blewett szerint [6] a Malter-effektussal a gyorsítócsövek többlet áramának egy része magyarázható. Eszerint az elektródák felületének szennyezettségétől származó vékony szigetelő rétegen feltöltődés hatására fellépő nagy télerősség juttat elektronokat a vákuumtérbe.

e.) Turner szerint a többlet áramot szekunder elektronok alkotják, melyek a gyorsítócső katódján keletkeznek, és az anód felé gyorsulva sokszorozódnak az elektródákon. Az anódnál lefékeződve létrehozzák a generátor röntgensugárzását. A jelenséget "elektron terhelésnek" (electron loading) nevezte [7, 8, 9].

f.) Kellog elméleti megfontolásai alapján a többlet áramot ion-gázmolekula ütközésekben létrejövő áttöltődésnek tulajdonítja [10].

g.) Többen kimutatták [11, 12, 13, 14], hogy az ionforrásból az ionnyalábbal együtt egy a kivonófeszültségnek megfelelő energiájú, töltetlen nyaláb komponens is kilép. Ezek a töltetlen részek az általuk kiváltott szekunder elektronok révén nagyban hozzájárulnak a gyorsítócső terhelő áramához.

Korábbi méréseinkben [14] meghatároztuk egy rádiófrekvenciás ionforrás ionnyalábjában a semleges komponens részarányát az oszcillátor teljesítmény (gáznomás) és a kivonófeszültség függvényében. A méréseket egy ionforrás bemérő padon végeztük. A következőkben azon kísérletek eredményeit ismertetjük röviden, melyeket a fenti rádiófrekvenciás ionforrással [15] az ATOMKI 1 MV névleges feszültségű, Van de Graaff nyomásgenerátorán [16] végeztünk az ionnyaláb töltetlen komponensének a gyorsítócső terhelő áramára gyakorolt hatásának közvetett kimutatására, a generátor háttérsugárzásának mérésén keresztül.

3. A GENERÁTOR HÁTTÉRSUGÁRZÁSÁNAK MÉRÉSE

A gyorsítócső röntgensugárzásának intenzitáseloszlását a nagynyomású tartály falán, a gyorsító tengelyével párhuzamosan egy RUP-1 típusú, GM csöves mérőfejjel ellátott sugármérővel mértük. A mérőfej érzékenységének energia függése a mérés relatív jellege miatt nem zavaró.

Előző mérések szerint [14] az ionforrást elhagyó, energiával rendelkező, neutrális komponens nagysága a kisülési nyomás emelkedésével növekszik. Ezt a jelenséget használtuk fel különböző intenzitású semleges fluxusok nyerésére. A mérési paramétereket az 1. táblázat, az eredményeket az 1. ábra szemlélteti.

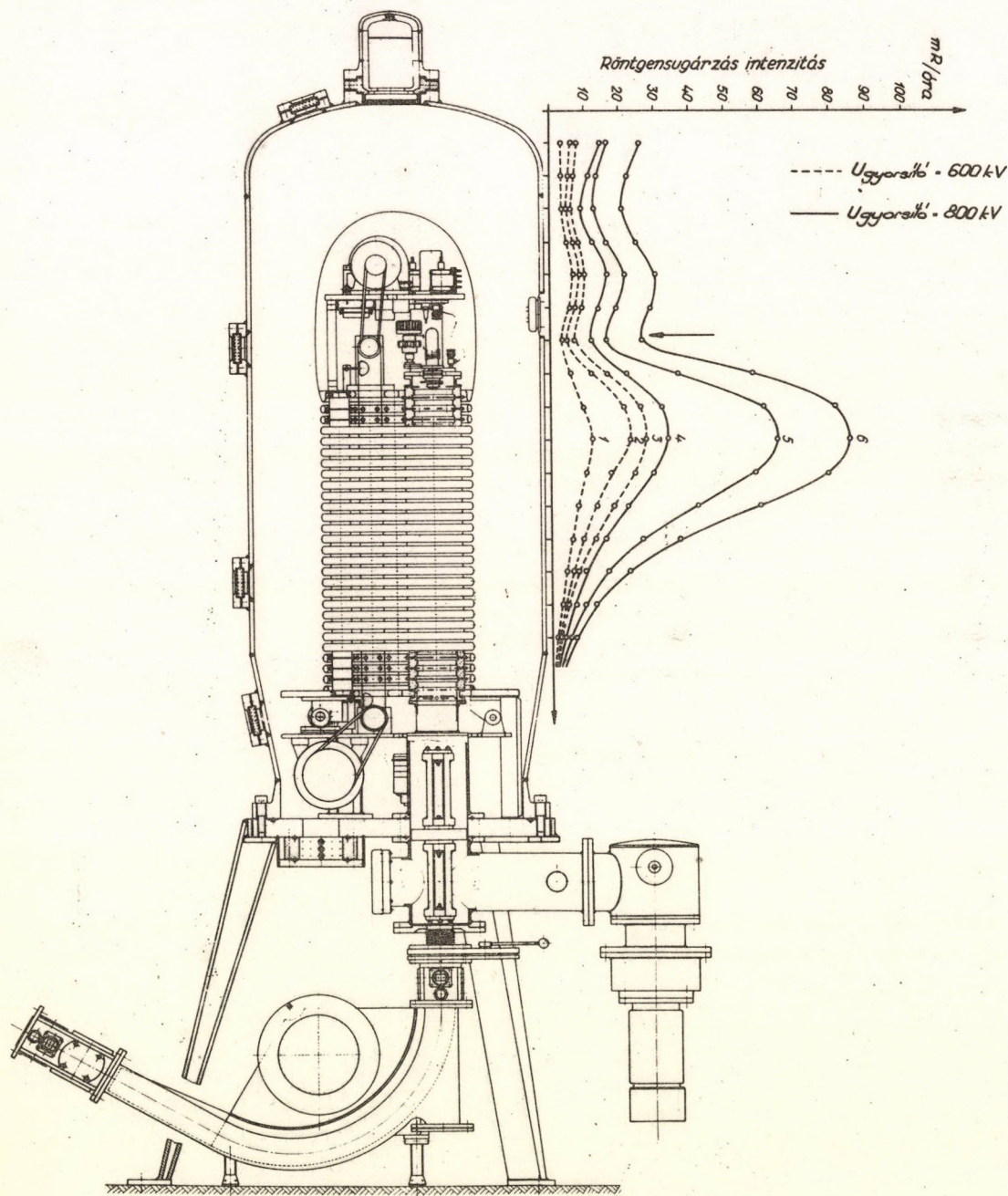
1. táblázat

Görbe száma (1. ábra)	$U_{\text{gyorsító}}$ (kV)	I_{target} (μA)	$W_{\text{fűtő}}$ (W)	Q ($\frac{\text{atm cm}^3}{\text{óra}}$)	P_{ballon} (μHg)
1	600	5	0.7	1.6	12
2	600	5	1	2	15
3	600	5	1.5	2.4	18
4	800	5	0.7	1.6	12
5	800	5	1	2	15
6	800	5	1.5	2.4	18

A ballon alatti nyomást a hidrogén gáztartályba épített hőtágulós tűszelep fűtőteljesítményével változtattuk. Az egyes fűtőteljesítményekhez tartozó gázfogyasztásokat külön határoztuk

meg, úgy hogy a gázadagolót egy vákuumrendszerre kapcsoltuk. Ismerve a nyomásértéket a gyorsítócsőben az ionforrás közelében ($4-5 \cdot 10^{-5}$ Hgmm) [17], a gázfogyasztást és a katódcsatorna geometriai adatait ($d = 0.8$ mm; $h = 8$ mm), a ballon alatti nyomás a Knudsen-formula segítségével [18] meghatározható volt.

A mérési eredmények szerint a háttérsugárzás emelkedése az ionforrást elhagyó töltetlen fluxus gáznyomással történő megnövekedésének tulajdonítható. Egy mérési sorozatban (1, 2, 3, illetve 4, 5, 6) ugyanis sem a targetáram nagysága, sem az ionenergia és ezzel együtt a nyaláb fókuszáltsága sem változott. A kisülési edényben a fenti kis nyomásnövekedések hatására a semleges komponens részaránya emelkedik, ha a többi ionforrás paraméter (kivonó-, előfókuszáló feszültség)



1. ábra. A generátor röntgensugárzása a tartály falán.

Fig. 1. The radiation of the generator at the wall of the pressure tank.

Рис. 1. Распределение интенсивности гамма-излучения у стены бака генератора.

változatlanul marad [14]. Az energiával rendelkező neutrális atomok fókuszálódás nélkül csapódnak a gyorsítócső elektródáiba, szekunder elektronokat váltanak ki, melyek a nagyfeszültségű elektróda felé gyorsulva sokszorozódnak. Az ionforrásnál lefékeződve röntgensugárzást keltenek.

A kisülési edényben a nyomásnövekedést a gyorsítócső katód végén elhelyezett ionizációs vákuummérő nem észlelte. Eszerint nem látszik valószínűnek, hogy a megnövekedett elektronszámot áttöltődési folyamatoknak kellene tulajdonítani.

Az 1. ábrán a sugárzás intenzitásának nyíllal megjelölt minimuma a nagyfeszültségű elektródában elhelyezett ólom betét következménye.

A mérési eredményekből még egy jól ismert tény is leolvasható: nevezetesen, hogy a gyorsítófeszültség növekedésével (kb. 30 %) a dózisintenzitás a generátor körül rohamosan (kb. 300 %) emelkedik.

A fenti mérések szerint elektrosztatikus generátorok gyorsítócsöveiben fellépő káros áram terhelés kialakításában jelentős szerepet játszanak az ionforrásból az ionnyalábbal együtt kilépő, energiával rendelkező töltetlen atomok.

IRODALOM

- [1] J.D. CRAGGS, Proc. Phys. Soc. 54, 439 (1942).
- [2] D.R. CHICK, F.J. MIRANDA, J. Sci. Instr. 29, 340 (1952).
- [3] J.L. McKIBBEN, L. BOYER, Phys. Rev. 82, 315 (1951).
- [4] D.R. CHICK et al. Nucl. Instr. Meth. 5, 25 (1959).
- [5] W.K. MANSFIELD, Brit. J. Appl. Phys. 11, 454 (1960).
- [6] J.P. BLEWETT, Phys. Rev. 81, 305 (1951).
- [7] C.M. TURNER, Phys. Rev. 81, 305 (1951).
- [8] C.M. TURNER, Phys. Rev. 95, 599 (1954).
- [9] C.M. TURNER, Bull. Amer. Phys. Soc. 1, 134 (1956).
- [10] E.M. KELLOG, IEEE Transaction NS-12, 242 (1965).
- [11] E.K. INALL, Proc. Phys. Soc., 64, 1068 (1951).
- [12] K. FIRTH, D.R. CHICK, J. Sci. Instr. 30, 117 (1953).
- [13] P.C. THONEMANN, E.R. HARRISON, AERE GP/R 1190.
- [14] D. BÓDIZS, Acta Phys. 28, 145 (1970).
- [15] NAGY J., ATOMKI KözT. 7, 209 (1965).
- [16] BÁCSKAY GY., BERCZ I., BÓDIZS D., KISS Á., KOLTAY E., PAPP I., SCHADEK J., SOMORJAI E., SZABÓ GY., SZALAY S., ATOMKI KözI. 11, 125 (1969).
- [17] BERCZ I. magánközlése.
- [18] S. DUSHMAN, A vákuumtechnika tudományos alapjai. Bp. (1959).

TAPASZTALATOK AZ ALACSONY HÁTTÉRŰ MÉRÉSI LEHETŐSÉGEKRE VONATKOZÓAN AZ ATOMKI-BAN

BORNEMISZA-PAUSPERTL P.

A háttérsugárzás csökkentésére az ATOMKI-ban a szokásos ólomtoronyokon kívül egy 5 cm-es falvastagságú ólom és egy 50 cm-es falvastagságú mészkőkamra áll rendelkezésre, melyeknek belső méretei 70 x 70 x 80 cm, illetve 80 x 80 x 80 cm. Méréseket végeztünk a fenti kamrákban és összehasonlítással ólomtoronyban, valamint minden árnyékolás nélkül egy alacsony háttérű NaI(Tl) mérőfejjel a háttérspektrumra és a spektrum torzítására vonatkozóan. A mészkőkamra háttérspektrumát összehasonlítottuk az irodalomban ismertetett spektrumokkal.

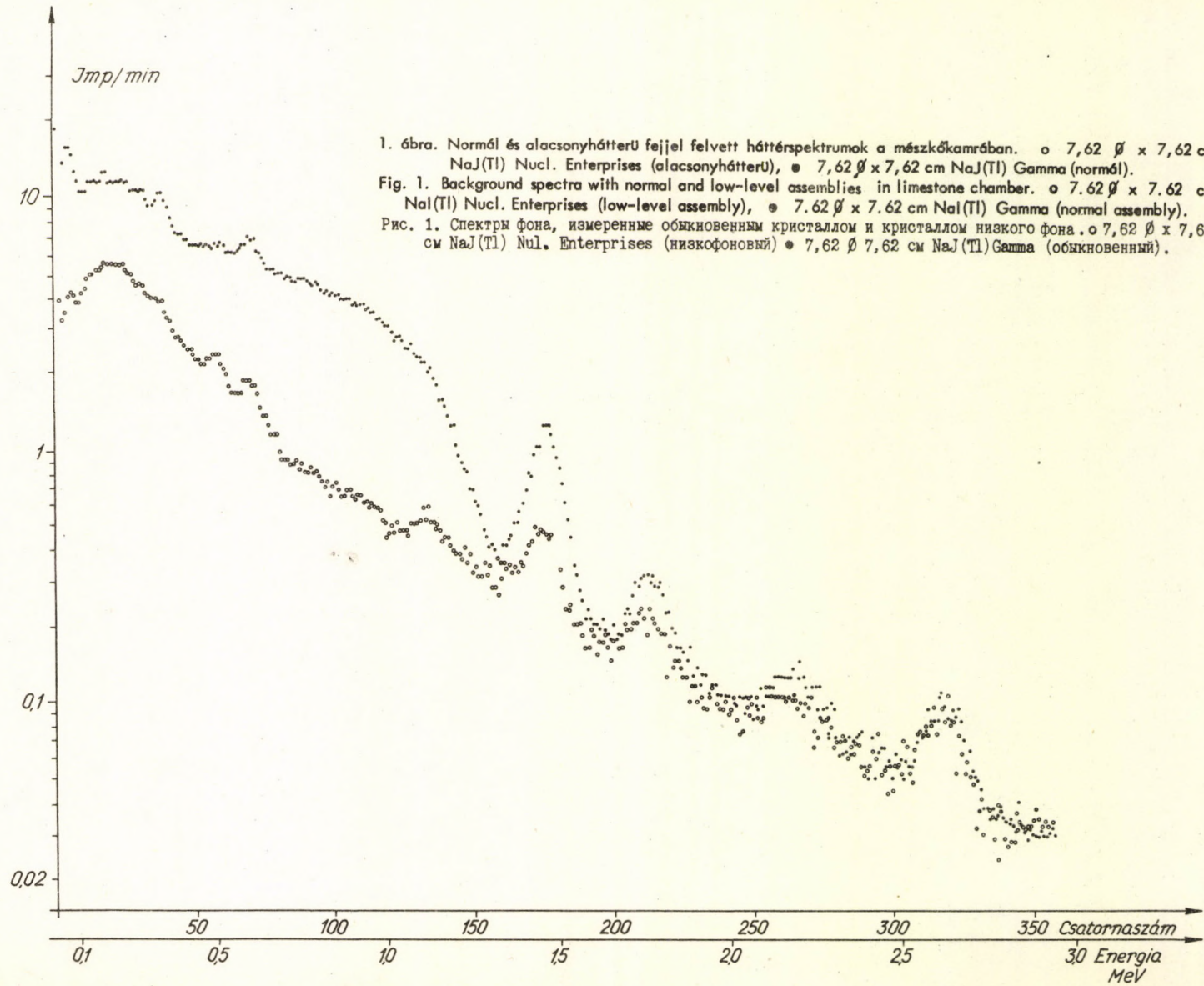
EXPERIENCES CONCERNING THE POSSIBILITIES OF LOW LEVEL MEASUREMENTS IN THE ATOMKI. In addition to ordinary lead caves, the facilities available in the ATOMKI for the reduction of background radiation are a lead- and a limestone chamber with respective wall thickness of 5 and 50 cm, and with internal dimensions of 70 x 70 x 80 and 80 x 80 x 80 cm, respectively. Measurements for background spectra and deformation of spectra due to back scattering have been performed in the above chambers and, for comparison, in a lead cave, as well as without any shielding with a NaI(Tl) crystal-photomultiplier low-level assembly. The background spectra in the limestone chamber have been compared with the ones reported in the literature.

ОПЫТЫ ПО ИЗМЕРЕНИЯМ ПРИ НИЗКОМ ФОНЕ В ИНСТИТУТЕ АТОМКИ. Для уменьшения фонового излучения в Институте АТОМКИ имеется, кроме обычной свинцовой защиты, камера из известняка с толщиной стен 50 см, внутренними размерами 80 x 80 x 80 см и свинцовая камера с толщиной стен 5 см, внутренними размерами 70 x 70 x 80 см. С помощью низкофонового кристалла NaI(Tl) проводились измерения спектра фонового излучения и искажения спектров для указанных камер и обыкновенной свинцовой защиты, а также без защиты. Спектр фона камеры из известняка сравнивается литературными спектрами.

Magfizikai méréseknél épp úgy, mint aktivációs analízisnél igen lényeges a kimutathatósági határt megszabó háttérsugárzás szintje. A háttérsugárzás csökkentésére Intézetünkben a szokásos 5 cm falvastagságú ólom tornyok mellett egy mészkőből és egy ólomból épült kamra áll rendelkezésre.

A mészkőkamra Szalay professzor ötlete alapján [1] készült, belső terének mérete 80 cm x 80 cm x 80 cm, mely 4 mm-es ólom, 1 mm-es kadmium és 0.5 mm-es vörösréz borítással van ellátva, fala 37 cm x 20 cm x 12 cm-es mészkő téglából készült, minden irányban 50 cm vastag. Elhelyezése alagsor alatt lévő pincehelyiségben történt. Az ólomkamra belmérete 70 cm x 70 cm alapterületű 80 cm magasságú hasáb, fala 5 cm vastag átfedő profilu ólomtégglából készült, belseje 1 mm vastag kadmium és 0.5 mm vastag vörösréz borítással, elmozditható teteje 20 mm vastag vaslappal van ellátva. A kamra egy félemeleti laboratóriumban van elhelyezve.

Minden háttér csökkentését szolgáló elrendezés azonban visszahat a spektrum alakra; a falakon szóródás lép fel, a visszaszórt sugárzás torzítja a spektrumot. Ennek mértéke függ a geometriai elrendezéstől és az árnyékoló, illetve az azt bélelő anyag rendszámától. Egy háttérsugárzás csökkentésére szolgáló elrendezésnek jóságát nem csak a redukció mértéke határozza meg, hanem a spektrumra gyakorolt hatása is. Méréseink célja ezért a különböző árnyékoló berendezéseink összehasonlítása háttérsugárzás és spektrumtorzítás szempontjából, továbbá ezek összevetése irodalmi adatokkal és elméleti görbékkel, hogy ezáltal következtetéseket tudunk levonni alacsonyháttérű kamrák továbbfejlesztéséhez.



Méréseket végeztünk a fent ismertetett kamrákban, és összehasonlításként egy 16 cm belső átmérőjű kb. 50 cm magas, 5 cm vastag ólomtoronyban mindkét kamra mellett, végül minden árnyékolás nélkül a fenti két helyiségben és kint az udvaron épületektől kb. 10 m távolságra, mikor az intézetben egy gyorsító sem működött. A méréseket Typ 12DM-LB-2/12 jelű Nuclear Enterprises gyártmányú 7.62 cm \varnothing x 7.62 cm méretű NaJ(Tl) kristállyal felszerelt alacsonyháttérű mérőfejjel végeztük. A spektrumokat 400 csatornás TMC analizátorral vettük fel, 8 keV/csat beállítással a 20 keV-től 3 MeV-ig terjedő energiatartományt fogtuk át. A mészkökamrában még Gamma-gyártmányú szintén 7.62 cm \varnothing x 7.62 cm NaJ(Tl) kristállyal és DuMont 6364 fotosorozóval is végeztünk összehasonlító háttér méréseket, ennek eredményét az 1. ábra mutatja be. Amint az látható, az alacsonyháttérű fej lényegesen jobb tulajdonságokat mutat, így további méréseinket erre a fejre korlátoztuk. Ahhoz, hogy a különböző árnyékoló elrendezések spektrumtorzító hatását össze tudjuk hasonlítani, tudni kell, hogy adott elrendezés mellett hogyan változik a spektrum a kristály-forrás távolság-függvényében. Ezért méréseket végeztünk ^{137}Cs és ^{24}Na izotópokkal a forrást közvetlenül a kristályra, illetve attól 10 cm távolságba helyezve (utóbbi esetben a faltól mért minimális távolság 24 cm volt a kamrákban). A spektrumokat a 2. és 3. ábrán mutatjuk be.

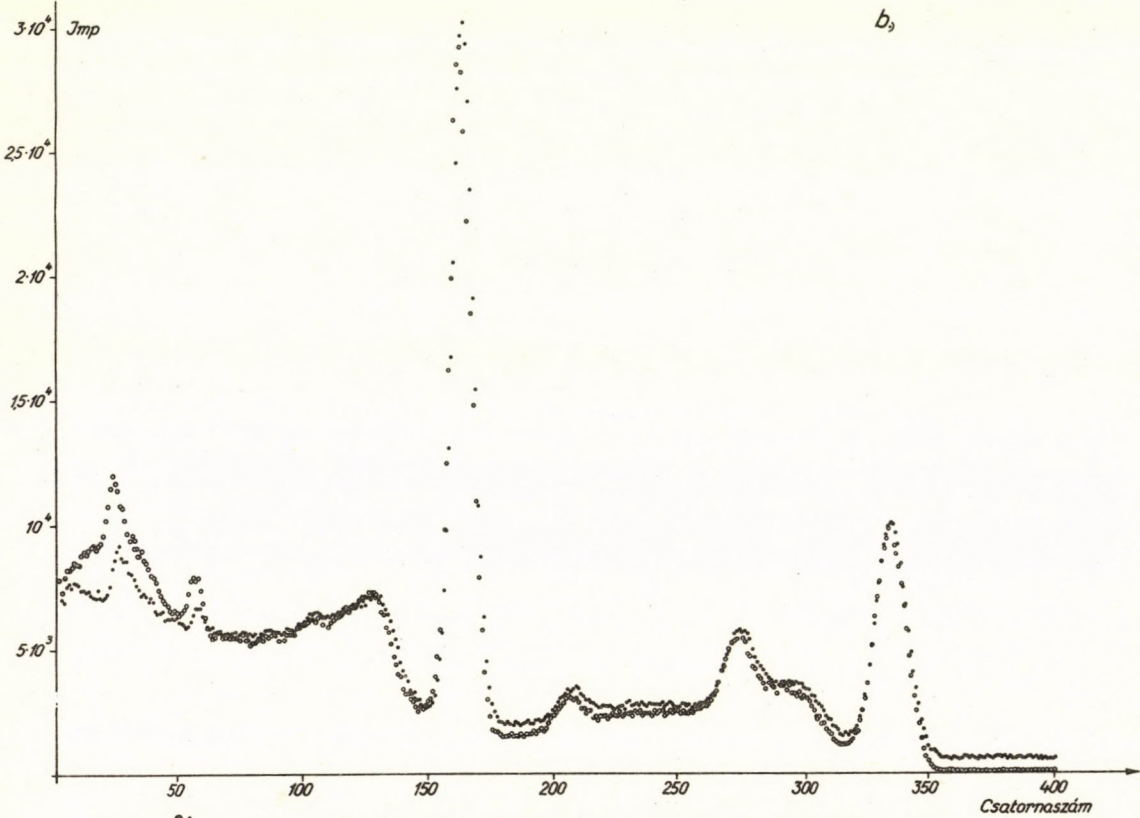
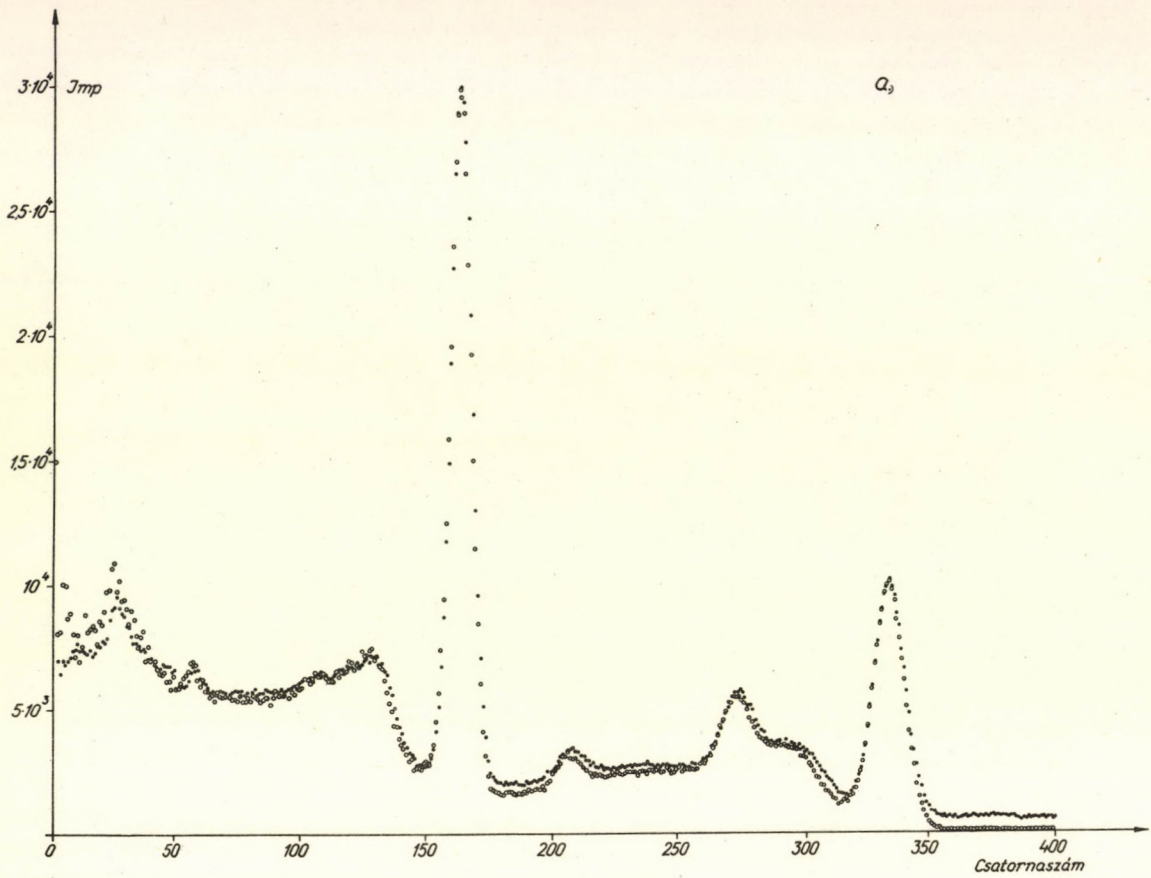
Spektrumtorzítás szempontjából az árnyékolás nélküli kristály az optimális. A visszaszóródás mint ismeretes, nagy rendszámu anyagok esetében a legkisebb. Az itt keletkező röntgensugárzást két lépcsőben, csökkenő rendszámu anyagok felhasználásával (pl. kadmium és réz) szokás elnyeletni. Kristályra helyezett forrás esetében a két kamrában mért spektrum nem tért el lényegesen az árnyékolás nélkül mérttől. 10 cm távolságban mért spektrum a visszaszórás miatt torzulást szenvedett, ennek mértéke a két kamránál azonos, mert a bélési anyaga mindkét esetben ugyanaz. Az ólomtorony spektrumtorzító hatása a rossz geometria (a minimális faltól való távolság 8 cm), és bélelési anyagok hiánya miatt lép fel. Ezeket a spektrumalakokat a 4a. és 4b. ábrán tüntettük fel. Mint látható a kamrák spektrum torzító hatása igen csekély az ólomtorony torzításához viszonyítva.

A háttér spektrumokat az 5. ábrán mutatjuk be. A legfelső görbe az intézet udvarán mért kozmikus háttér, az alatta lévő az ólomtoronyban mért (ebben az esetben a mérés eredményét nem befolyásolta lényegesen, hogy a torony a pincehelyiségben vagy pedig a félemeleti labor helyiségben volt-e elhelyezve), a harmadik görbe az ólomkamrában, a negyedik görbe pedig a mészkökamrában mért háttér spektrumot mutatja be 20 keV-től 3 MeV-ig terjedő energiatartományban. Az 5. ábrából látható, hogy a háttér a mészkökamrában a legalacsonyabb. Ezért a továbbiakban ennek spektrumát használjuk összehasonlításainkban. A "Directory of Whole-Body Radioactivity Monitors" [2] 1970-es kiadásában a világ különböző tájain működő többszáz alacsony háttérű kamra jellemző adatait közli. Ezek közül összehasonlítás céljából azokat választottuk ki, ahol a mieinkhez hasonló méretű kristállyal vagy kristályokkal zárt kamrában vettek fel háttér spektrumot. Így három kamrának adatait tudjuk a mieinkkel összevetni. Az első (a) U. K. 8. 1. a Londoni Rákkutató Intézetben található 60 cm vastag kőfalú, bélése 6 mm régi ólom, a használt detektor 3 db 7.5 mm \varnothing x 5 cm NaJ(Tl) kristály. A kamra félig a föld alatt helyezkedik el. A második kamra (b) S. U. 2. 1. a Moszkvai Biofizikai Intézetben van, fala 15 cm vastag hengerelt acél, belső bélése nincs, az alkalmazott detektor 8 db 8 cm \varnothing x 5 cm-es (NaJ(Tl) kristály. A harmadik kamra (c) GY. 7. 1. a Jülich-i Atommag Kutató Intézet Központi Sugárvédelmi Osztályán található, fala 15 cm régi tengerészeti acél 3 mm régi ólom béléssel ellátva. A használt kristály 10 cm \varnothing x 5 cm NaJ(Tl). A háttér görbék összehasonlítása (mindegyik csak egyetlen kristályra vonatkoztatva) a 6. ábrán látható. Az alacsonyháttérű kamrákat azonban egyetlen számmal az ún. háttérindexszel [2] is szokás jellemezni; ez a 100 keV-től 2 MeV-ig terjedő energiaintervallumban bejövő impulzusok száma percenként 1 cm³ kristálytérfogatra vonatkoztatva. Az 1. táblázatban hasonlítjuk össze a mi két kamránknak és a 6. ábrán szereplő többi kamrának a háttérindexét.

1. táblázat

Különböző kamrák háttértényezőjének összehasonlítása
Comparison of the background indices of various shielding assemblies.
Сравнение факторов фона различных низкофоновых камер.

	Jülich 15 cm régi vas + 3 mm régi ólom	ATOMKI 50 cm mész- kő + 4 mm ólom	Moszkva- 15 cm hen- gerelt vas	ATOMKI 5 cm ólom + 2 cm vas- fedél	London 60 cm kő- fal, 6 mm régi ólom
Háttér index ³ cpm/cm ³	0.47	0.86	1.27	1.37	3.9



2. ábra. ^{24}Na spektrumok torzulása a forrás-kristály távolság függvényében különböző árnyékoló elrendezéseknél.
 o kristály-forrás távolság 0, e kristály-forrás távolság 10 cm. (a) árnyékolás nélkül, (b) ólomkamrában,
 (c) mészkőkamrában, (d) ólomtoronyban.

Fig. 2. Deformation of ^{24}Na spectra as a function of source-crystal distance in different shielding assemblies.
 o source-crystal distance 0, e source-crystal distance 10 cm. (a) without shielding, (b) in lead chamber,
 (c) in limestone chamber, (d) in lead cave.

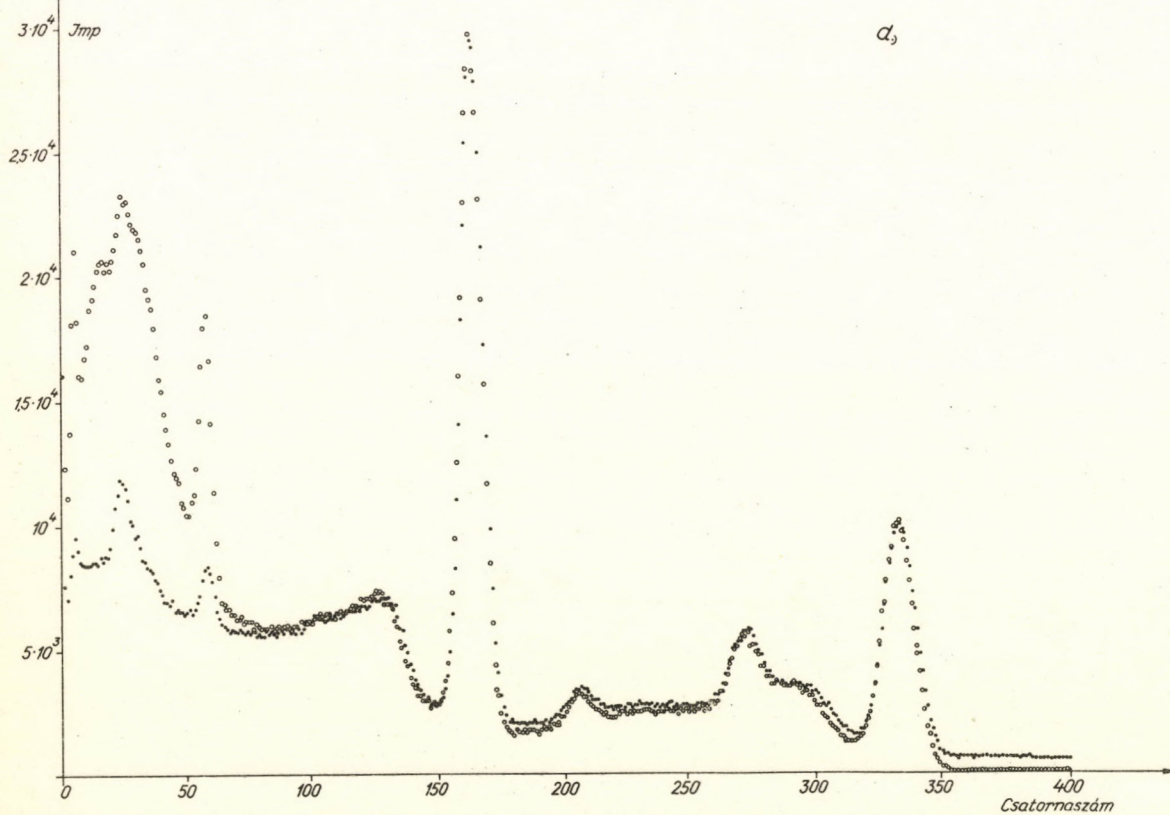
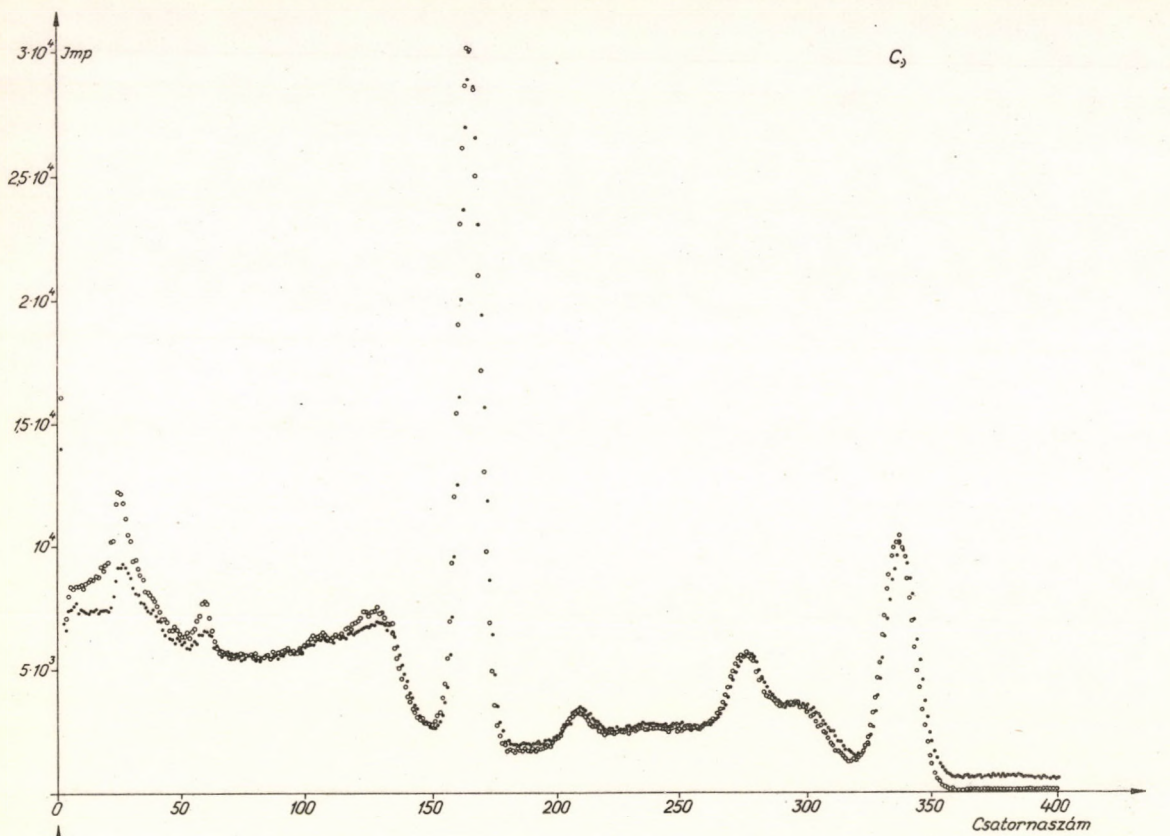
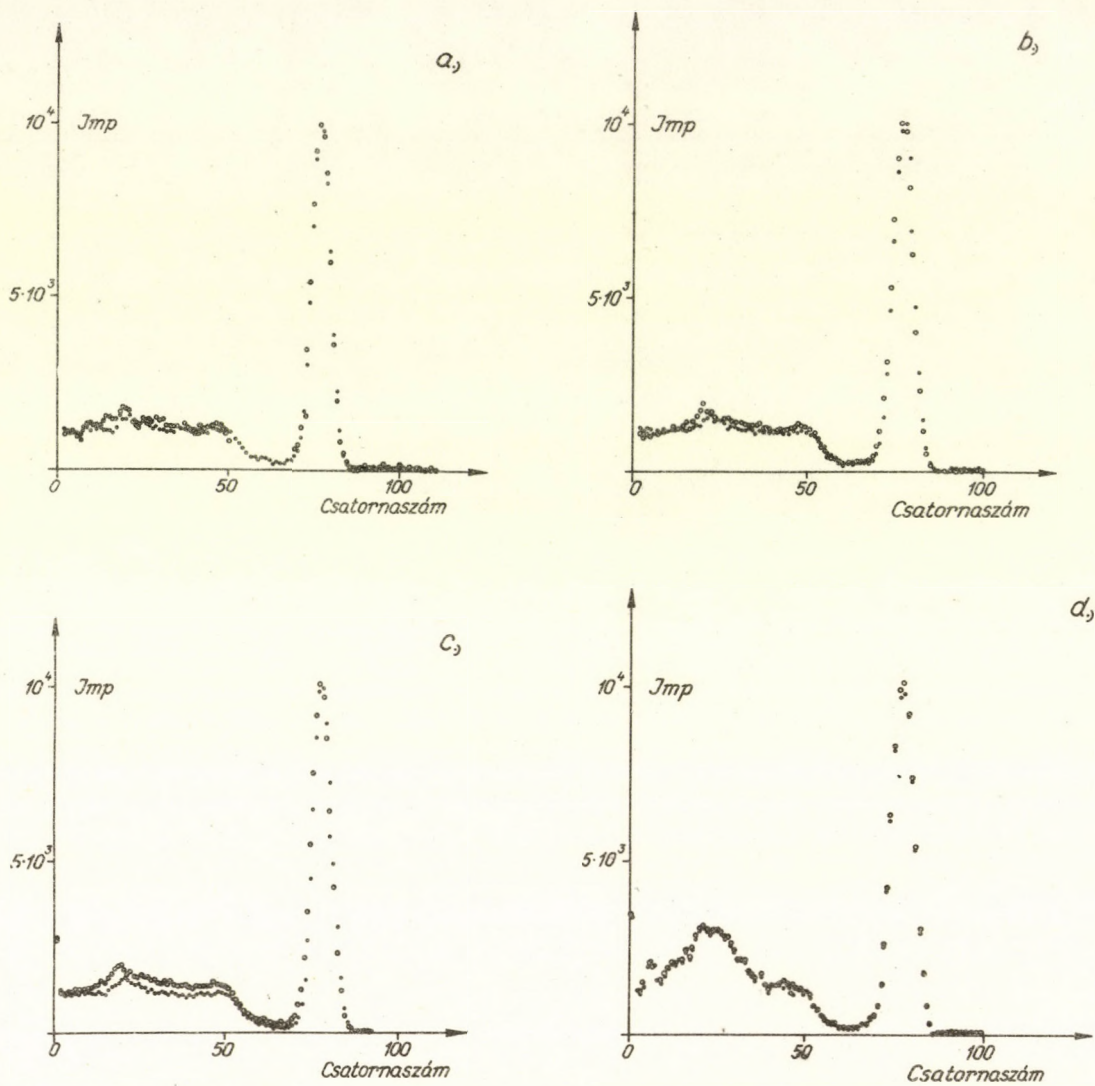


Рис. 2. Искажение спектров ^{24}Na в зависимости от расстояния источника от детектора при различной защите. \circ расстояние источника от кристалла 0 см. \bullet расстояние источника от кристалла 10 см. (а) без защиты, (б) в свинцовой камере, (с) в камере из известняка, (д) в свинцовой защите.



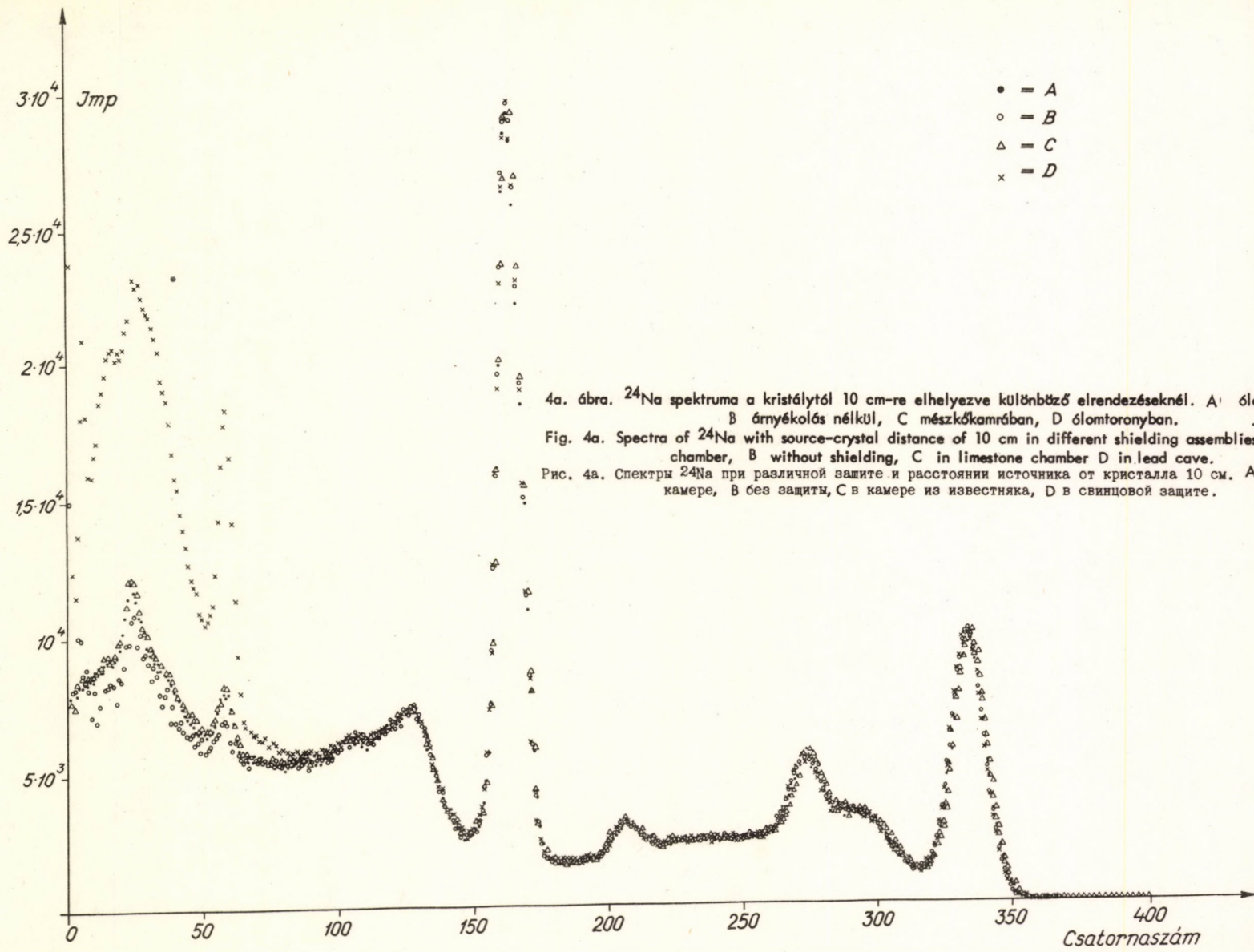
3. ábra. ^{137}Cs spektrumok torzulása a forrás-kristály távolság függvényében különböző elrendezéseknél. \circ kristály-forrás távolság 0, \bullet kristály-forrás távolság 10 cm. (a) árnyékolás nélkül, (b) ólomkamrában, (c) mészkőkamrában, (d) ólomtoronyban.

Fig. 3. Deformation of ^{137}Cs spectra as a function of source-crystal distance in different shielding assemblies. \circ source-crystal distance 0, \bullet source-crystal distance 10 cm. (a) without shielding, (b) in lead chamber, (c) in limestone chamber, (d) in lead cave.

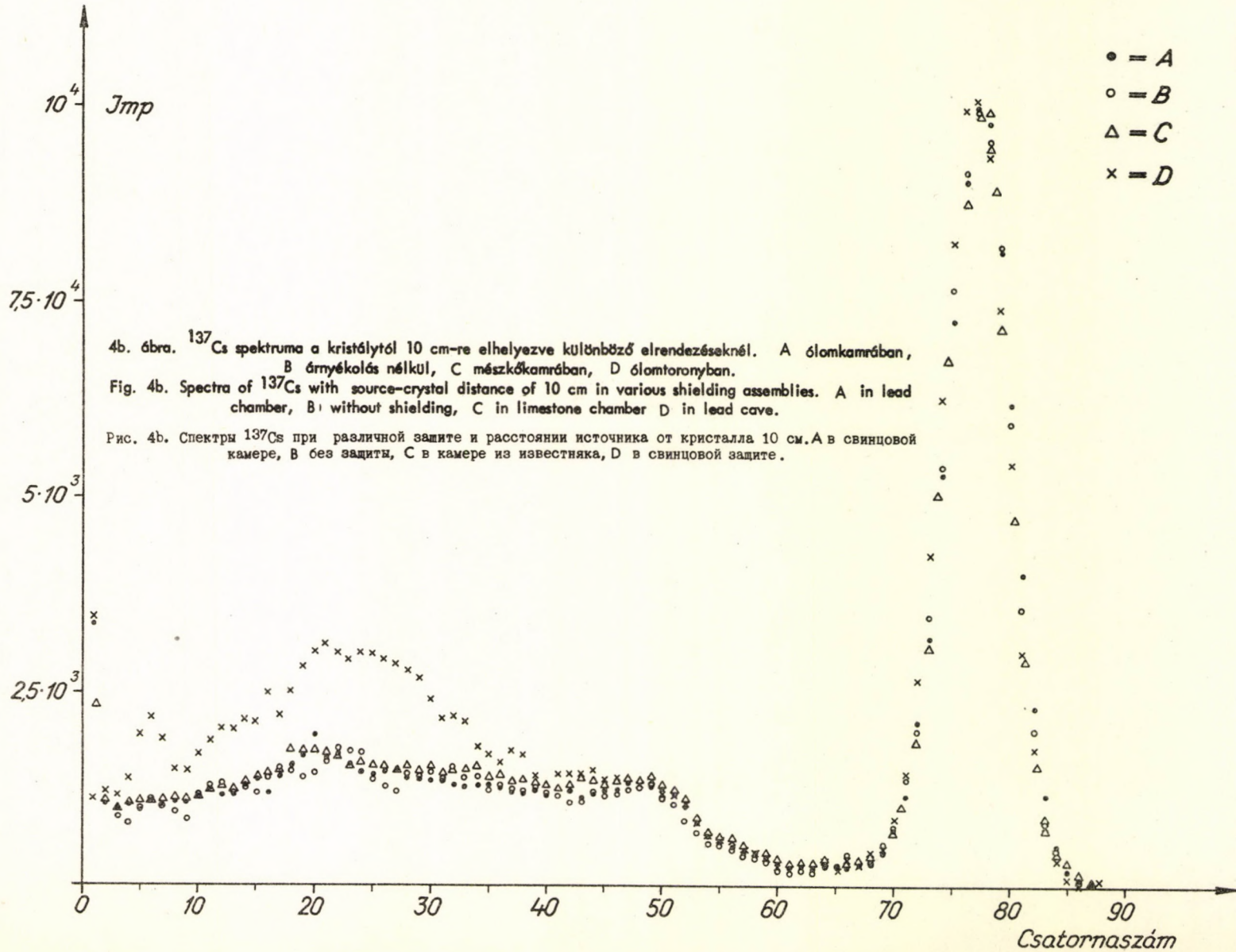
Рис. 3. Искажение спектров ^{137}Cs в зависимости от расстояния источника от детектора при различной защите. \circ расстояние источника от кристалла 0 см. \bullet расстояние источника от кристалла 10 см. (а) без защиты, (б) в свинцовой камере, (с) в камере из известняка, (д) в свинцовой защите.

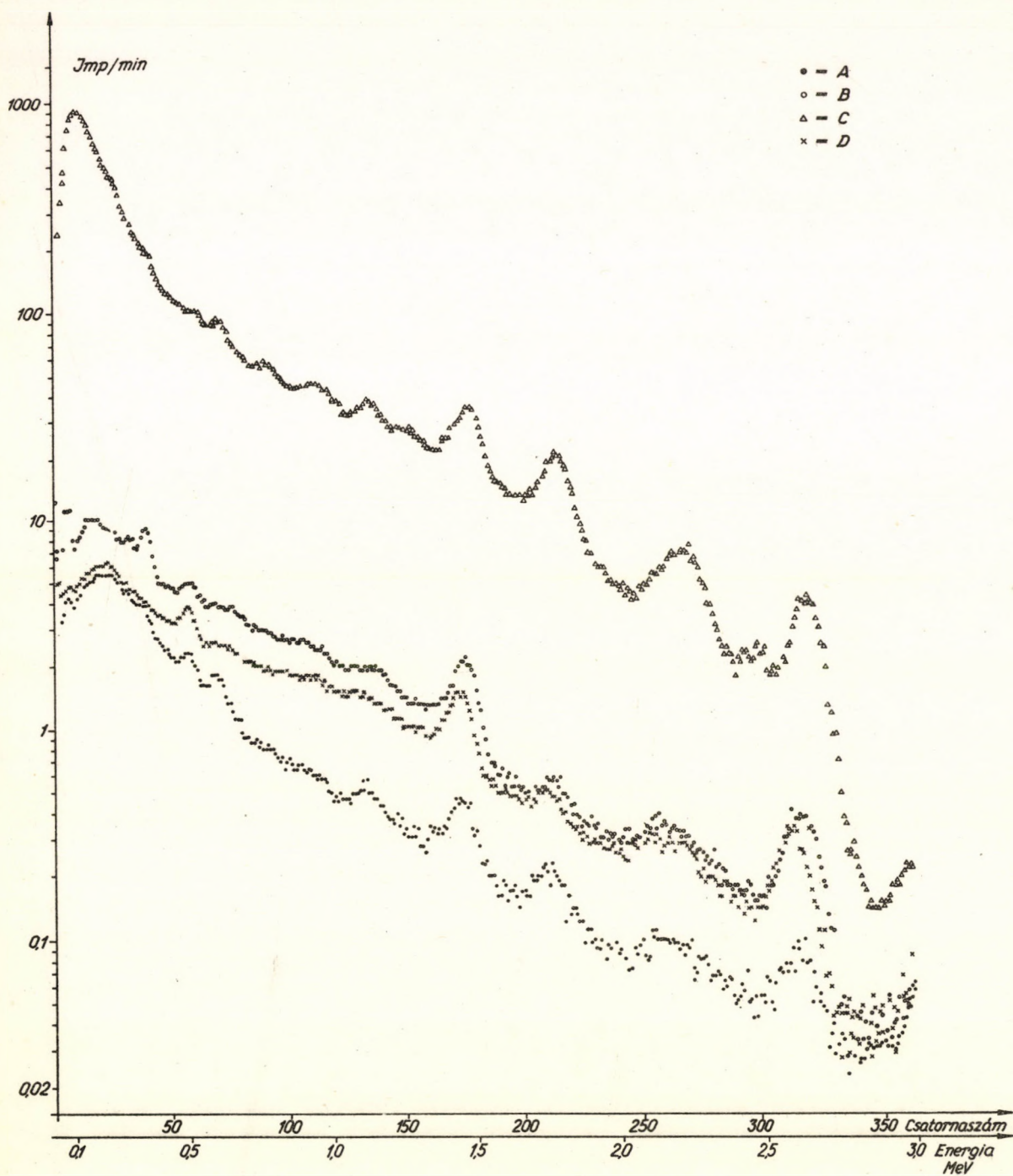
DISKUZZIÓ

Alacsony háttérű kamrák építésénél a kamra anyagának megválasztásánál a legfontosabb szempont az, hogy az illető anyag saját aktivitása minél alacsonyabb legyen. Természetesen lényeges a jó abszorpció is, ez azonban falvastagság növelésével javítható. Végül a kamra előállítási költsége is fontos tényező.



4a. ábra. ^{24}Na spektruma a kristálytól 10 cm-re elhelyezve különböző elrendezéseknél. A: ólomkamrában, B: árnyékolás nélkül, C: mészkőkamrában, D: ólomtoronyban.
 Fig. 4a. Spectra of ^{24}Na with source-crystal distance of 10 cm in different shielding assemblies. A: in lead chamber, B: without shielding, C: in limestone chamber, D: in lead cave.
 Рис. 4а. Спектры ^{24}Na при различной защите и расстоянии источника от кристалла 10 см. А: в свинцовой камере, В: без защиты, С: в камере из известняка, D: в свинцовой защите.



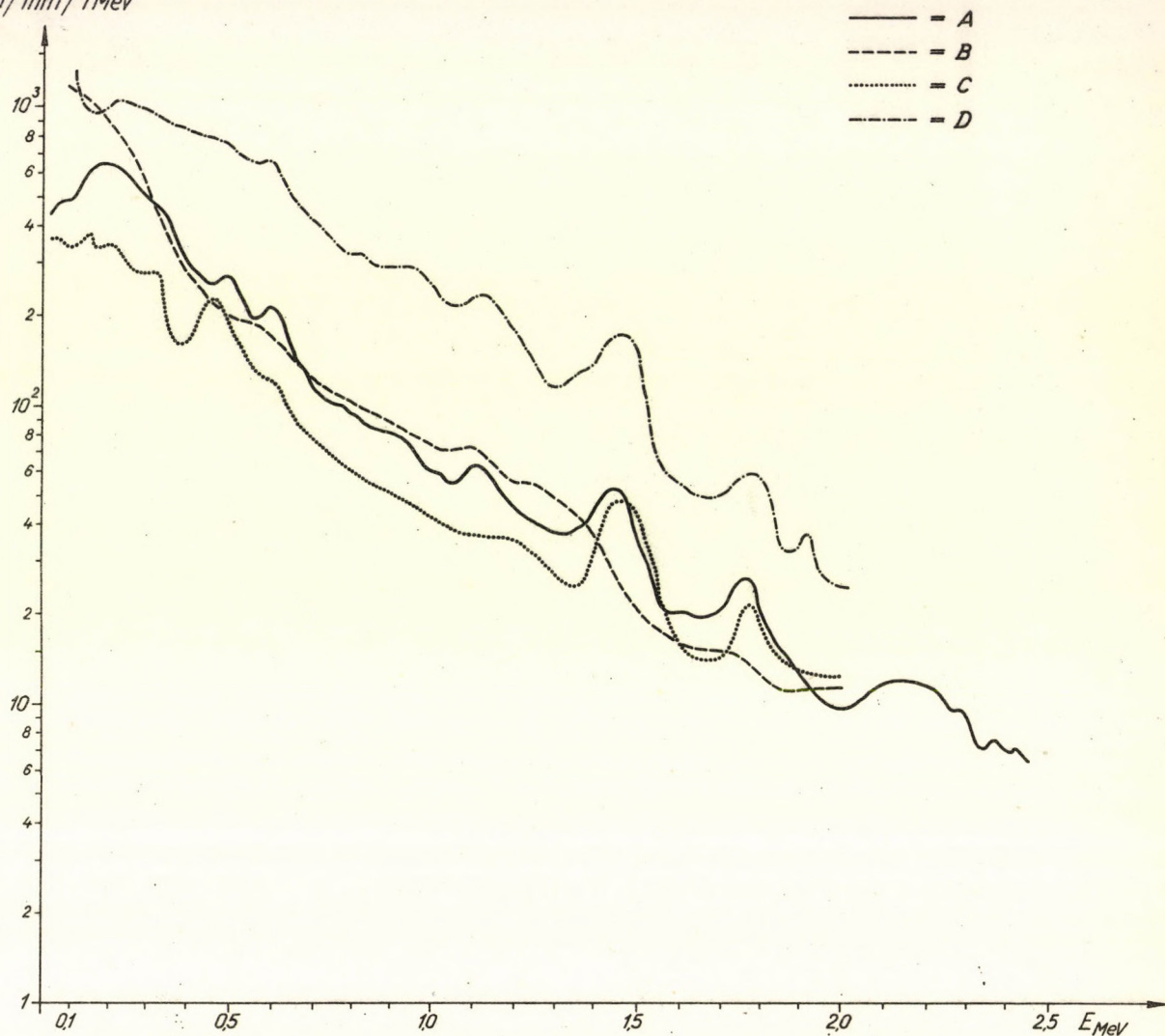


5. ábra. Különböző helyeken felvett háttérspektrumok. A mészkőkamrában, B ólomtoronyban, C szabadban
árménykő nélkül, kozmikus háttér, D ólomkamrában.

Fig. 5. Background spectra in various shielding assemblies. A In limestone chamber, B in lead cave, C
in open air without shielding, cosmic background, D in lead chamber.

Рис. 5. Спектры фона, измеренные в разных местах. А в камере из известняка, В в свинцовой защите,
С свободно (космическое излучение), D в свинцовой камере.

$Jmp/min/1MeV$



6. ábra. Mészakőkamra háttér spektrumának összehasonlítása az irodalomban ismertett spektrumokkal. A 50 cm mészkő + 3 mm ólom; 7,62 ϕ x 5 cm NaJ(Tl), B 15 cm hengerelt vas 8 cm ϕ x 5 cm NaJ(Tl), C 15 cm régi vas + 3 mm régi ólom; 10 cm ϕ x 5 cm NaJ(Tl), D 60 cm kréta + 6 mm ólom; 7,5 ϕ x 5 cm NaJ(Tl).
 Fig. 6. Comparison of background spectra in limestone chamber with spectra reported in the literature. A 50 cm limestone + 3 mm lead; 7.62 ϕ x 5 cm NaJ(Tl), B 15 cm milled steel 8 cm ϕ x 5 cm NaJ(Tl), C 15 cm old naval steel + 3 mm old lead; 10 cm ϕ x 5 cm NaJ(Tl), D 60 cm chalk + 6 mm lead; 7.5 ϕ x 5 cm NaJ(Tl).
 Рис. 6. Сравнение спектра фона камеры из известняка литературными спектрами. А 50 см известняк + 3 мм свинец; 7,62 ϕ x 5 см NaJ(Tl), В 15 см прокатное железо; 8 см ϕ x 5 см NaJ(Tl), С 15 см старое железо + 3 мм старый свинец; 10 ϕ x 5 см NaJ(Tl), D 60 см мел + 5 мм свинец; 7,5 ϕ x 5 см NaJ(Tl).

Az első szempont alapján a legelterjedtebben 1945. előtti öntésű vasból készült kamrákat használják. Miller [3] mérései szerint a falvastagságot 13 - 15 cm-nél tovább növelni nem érdemes, mert az már nem okoz lényeges javulást a háttér spektrumban. Ennek alapján hozza a Nuclear Enterprises cég [4], is a 15 cm vastag 3 mm ólommal bélelt alacsony háttérű kamráit forgalomba, ami nagyon sok laboratóriumban megtalálható, ahol alacsony háttérű követelőd mérések folynak. Széles körben alkalmazták abszorbensként az ólomot, de alacsony háttérű kamrához felhasznált ólomnak 100 évnél régebbi öntésűnek kell lennie ahhoz, hogy a RaD aktivitása alacsony legyen, és még speciális minőség esetén sem éri el azt az alacsony önaktivitási szintet, mint a régi öntésű vasak.

A 6. ábrán egyébként jól látható, hogy azonos összetételű (Fe és $CaCO_3$), azonos vastagságú, de más minőségű anyagok közelítőleg (30 %-on belül) egyforma méretű kristályokkal felvett háttér spektrumai mennyire eltérőek. Ennek oka egyrészt az anyagok különböző önaktivitásában keresendő.



7. ábra. Különböző átvékő falak totális abszorpció képessége γ -sugárzásra vonatkozóan, az energia függvényében. A 10 cm Pb, B 5 cm Pb, C 15 cm Fe, D 50 cm CaCO_3 .

Fig. 7. Total γ -ray absorption of various shielding materials of different thickness. (A) 10 cm Pb, B 5 cm Pb, C. 15 cm Fe, D) 50 cm CaCO_3 .

Рис. 7. Полное поглощение γ -излучения в зависимости от энергии для различных защитных стен. А 10 см Pb, В 5 см Pb, С 15 см Fe, D 50 см CaCO_3 .

Ahhoz, hogy a különböző anyagok sugárelnyelési tulajdonságainak összehasonlítására kvalitatív képet kaphassunk, célszerű a különböző anyagú és szőbanforgó vastagságú falak cm^2 -ként számított totális abszorpció képességét [5], mint az energia függvényét megvizsgálni. A 7. ábrán ezt az abszorpció képességet tüntetjük fel 50 cm vastag mészkőre, 15 cm vastag vasra, 5 cm, illetve 10 cm vastag ólomra. Bélésanyagok használata az abszorpciókban nem hoz lényeges változást. Kitűnik, hogy 800 keV-ig a 10 cm-es ólom abszorpciója nagyobb, mint az 50 cm-es mészkőé, illetve 15 cm-es vasé. 150 keV körül az 50 cm-es mészkő abszorpciója megközelíti a 15 cm-es vasét, és ennél nagyobb energiákra a mészkő abszorpciója kedvezőbb. A 7. ábrából teljesen világos, hogy pl. a kálium csúcsra az 5 cm-es ólomfal lényegesen kisebb gyengítést ad, mint az 50 cm-es mészkő. Az

5. ábrából is kitűnik, hogy a mészkőkamra esetében a káliumcsúcs mennyivel kisebb, mint az ólomkamra esetében. A 6. ábrából viszont látható, hogy az egyébként lényegesen jobb háttérindexet szolgáltató gondosabban válogatott anyagból készült Jülichi kamra (c) háttér spektruma 1.4 MeV-től felfelé már nem tér el lényegesen a mészkőkamra háttér spektrumától.

További vizsgálatok szükségesek annak eldöntésére, hogy a kedvező abszorpciós és önaktivitás viszonyok ellenére is miért nem lehetett a mészkő kamrával egy még alacsonyabb háttér indexet elérni. Ennek egyik oka a bélés anyagok önaktivitása lehet, mert ezeket nem állt módunkban a fenti megfontolások alapján kiválasztani.

Itt kell még megjegyezni, hogy [2] háttérindex összehasonlító táblázata alapján 0.45-nél kisebb háttérindexet lényegesen nagyobb kristályokkal értek el. Speciálisan föld alatt elhelyezett kamrákban lehetett csak elérni a 0.12 háttér indexet.

A kamrák árára vonatkozóan megjegyezzük, hogy míg az ATOMKI mészkőkamrájának előállítás költsége 65.000 Ft volt, addig egy 150 x 150 x 180 cm belső méretű vaskamra a Nuclear Enterprises [4], 1963. katalógusa szerint 5200 £ ~ 780.000 Ft.

Szeretnék köszönetet mondani Dr. Berényi Dénes tud. osztályvezetőnek és Dr. Varga Dezsőnek az ösztönző megbeszélésekért.

IRODALOM

- [1] A. SZALAY: To be published.
- [2] Directory of Whole Body Radioactivity Monitors 1970 Edition ST I/PUB/313
- [3] C.E. MILLER: Second Geneva Conf. on Peaceful Uses of Atomic Energy A/ Conf. 15/P 762 (April 1958).
- [4] Nuclear Enterprises (G.B.) Ltd Sighthill Edinburgh Scotland Catalogue 1963. Sept., 1970.
- [5] K. SIEGBAHN: Beta and Gamma Spectroscopy 1965., New York Appendix I.

INDUZIERTE RADIOGRAPHIE *

L. MEDVECZKY und G. SOMOGYI

Bei der Entdeckung der Röntgenstrahlen und der Radioaktivität wurden die ersten Radiogrammen und Autoradiogrammen hergestellt. Beide waren Kontaktabbildungen. Durch die Entdeckung neuer Strahlenquellen und neuartigen Detektormaterialien bestehen neue Möglichkeiten Radiogramme und Autoradiogramme herzustellen. Wenn wir uns auf Kontaktabbildungen beschränken, gibt es dazu vier Möglichkeiten. (Abbildung 1)

Im ersten Falle (Abbildung 1a) besteht eine Distanz zwischen Strahlenquelle und Prüfobjekt. Durch Absorption im Prüfobjekt erhält man ein Schattenbild. Als Strahlenquelle kommen Röntgenquellen, die verschiedenen Arten der Neutronquellen und auch Isotopenquellen in Frage. Die Strahlungsdetektoren müssen für die jeweilige Strahlung empfindlich sein. In den meisten Fällen wurden Röntgenfilme verwendet. Seit wir Festkörper Spurdetektoren haben, ist es auch möglich Neutronenabbildungen mit Festkörperspurdetektoren herzustellen. Im ersten Falle sind solche Abbildungen auch mit Verstärkerfolien erhalten.

Zum zweiten Falle (Abbildung 1b) sollen autoradiographische Abbildungen gehören, und je nach beabsichtigten Auflösungsvermögen die elektron-mikroskopische Autoradiographie, die Mikroautoradiographie und die Makroautoradiographie. Für alle drei Fälle ist charakteristisch, dass die radioaktive Substanz im Prüfkörper räumlich oder örtlich verteilt ist. Zusammensetzung und Abmessungen des verwendeten Detektors hängen von dem absichtigtem Auflösungsvermögen ab. Festkörperspurdetektoren sind in der Autoradiographie nur für schwere Teilchen vorteilhaft und bei der Aufnahme von Alphastrahlung insbesondere nur dann im Vorteil, wenn ein Beta- oder Gammastrahlungsuntergrund vorliegt. Letztere bilden einen starken Untergrund auf lichtempfindlichen Systemen. Im Falle der Festkörperspurdetektoren erhalten wir nur eine Alphastrahlungsabbildung, weil diese Detektoren für Beta- und Gammastrahlung unempfindlich sind.

Zum dritten Falle (Abbildung 1c) soll die induzierte Autoradiographie gehören. Die inaktive Substanzverteilung wird erst während der Exposition aktiv. Als Strahlenquellen stehen Neutronenquellen insbesondere Kernreaktoren, Neutronengeneratoren und auch Isotopenneutronenquellen im Vordergrund. Es kommen aber auch Beschleunigungsanlagen und Röntgenquellen mit extrem harter Strahlung in Frage. Für Photospaltung ist der Bereich zwischen 5 - und 20 MeV interessant. Die Abbildung örtlicher Substanzverteilungen ist dann möglich, wenn sekundär schwere geladene Teilchen während der Exposition entstehen. Somit können wir sagen, dass diese Methode interessant ist bei allen spaltbaren Materialien und bei leichten Kernen für (n, alpha) Reaktionen. Diese Art von Autoradiographie gibt es, seitdem wir Festkörperspurdetektoren [1] kennen.

* Vortrag auf dem IV. Symposium Autoradiographie, Budapest, 1 - 3. October. 1970.

A IV. Autoradiográfia Szimpóziumon Budapest 1970. október 1 - 3, tartott előadás.

Contribution given on the IV. Symposium Autoradiography, Budapest 1 - 3 Oct. 1970.

Доклад на IV. Совежани по автордиографии, Вудапешт, 1-3 окт. 1970.

Der vierte Falle (Abbildung 1d) ist ähnlich dem ersten, auch eine Art Radiographie und zwar induzierte Radiographie. Es wird wieder mit einer externen Strahlenquelle gearbeitet. Im Prüfkörper selbst entstehen keine Kernreaktionen, wohl aber im Detektor [2], der zur Aufzeichnung des Schattenbildes des Prüfkörpers dient. In diesem Falle ist es auch wieder möglich mit Verstärkerfolien zu arbeiten. Der Detektor kann z.B. mit spaltbaren Materialien geladen werden.

Im folgenden beschäftigen wir uns mit induzierter Autoradiographie und induzierter Radiographie. In beiden Fällen werden Festkörperspurdetektoren eingesetzt.

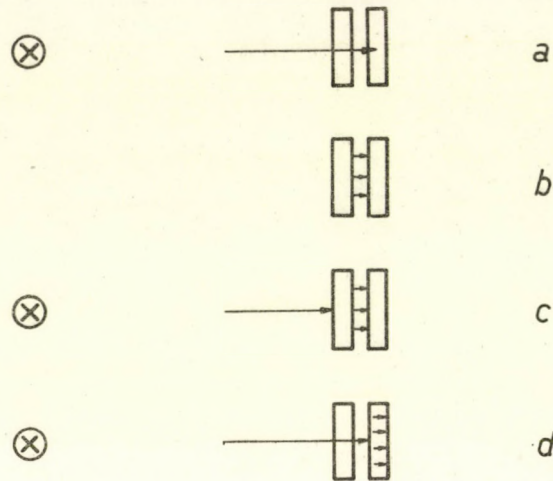


Abbildung 1. Die vier Möglichkeiten der radiographischen Kontaktabbildung.

1. ábra. A kontakt radiogramok készítésének változatai.

Fig. 1. Arrangements for making contact radiography.

Рис. 1. Различные возможности контактной радиографии.

Im einfachsten Falle hat man eine Untersuchungsprobe mit planer Oberfläche. Es kann ein Schliff oder ein Schnitt sein. Diese Oberfläche wird mit einer Plastikfolie, die einige zehnten Millimeter dick ist, bedeckt. Nach der Kontaktherstellung müssen Marken zur örtlichen Korrelationen angebracht werden. Ist die Trägerplatte der Prüfkörpers weich, können Durchstiche als Marken dienen. Man kann auch Detektor und Prüfkörper von exakt gleichen Abmessungen verwenden, der z.B. mit uranhaltiger Tinte oder Tusche Markierung vornehmen. Diese Markierungen müssen natürlich vor der Bestrahlung durchgeführt werden. Die erreichbare Genauigkeit der örtlichen Korrelation hängt von der Art und der Exaktheit der Anbringung der Marken ab. Eine sehr gute Korrelation ist dann möglich, wenn die Verteilung des spaltbaren Materials konform mit anderen deutlich erkennbaren Strukturen verläuft. Die Markierungen, die nach dem Ätzworgang direkt auf dem Festkörperspurdetektor zu sehen sind, sind sicherer als solche, die als äussere Markierungsmerkmale zusätzlich eingebracht worden sind. Das Trägermaterial für die Untersuchungsprobe muss so beschaffen sein, dass es durch die Bestrahlung nicht angegriffen wird. Solche Bedingungen müssen auch die Klebmaterialien abfüllen. Besonders geeignet sind die Epoxydharzte.

Eine zweite Möglichkeit besteht darin, eine Mikromappe herzustellen [3]. Dazu wird die Untersuchungsprobe mit Festkörperspurdetektorsubstanz umgeben, und zwar der Art, dass auf der Untersuchungsseite die Schichtdicke kleiner als die Reichweite der Spaltprodukte ist. Während der Bestrahlung befindet sich die ganze Probe noch in einer mechanischen Schutzhülle. Im Verlaufe der Bestrahlung, Ätzung und Auswertung bleiben Untersuchungsprobe und Detektor zusammen. Die genutzte Detektorschichtdicke beträgt 8 - 12 μm . Ein gewisser Anteil der während der Bestrahlung entstehenden Spaltprodukte durchdringt diese Detektorfolie und nach der Ätzung sind die Spuren gewissermassen aufgebohrt. Wenn die Untersuchungsprobe opak ist kann man im Auflichtarbeiten. Untersuchungen im Durchlicht sind vorteilhafter. Die Detektionsausbeute hängt von der Reichweite der Spaltprodukte (R) und der Dicke der Folie (t) ab. In Polykarbonat beträgt die Reichweite der Spaltprodukte ungefähr 18 μm . Wenn wir 8 μm Dicke Detektorfolie benutzen beträgt die Ausbeute 30 %, wie das aus Gleichung $[1 - (t/R)]^2$ zu entnehmen ist.

Eine andere Realisierungsmöglichkeit besteht darin, die Untersuchungsprobe auf einer kreisförmigen Platte zu fixieren, eine Detektorfolie darüber zu legen, und mit einem passenden Ring straff zu spannen. Die Festkörperspurdetektorfolie soll etwa die gleiche Dicke haben wie beim Giessprozess. Diese Handhabung hat den Vorteil, dass der Giessvorgang, die Handhabung der Lösungsmittel usw. vermieden werden. Diese Methode ist etwas einfacher und schneller. Es ist empfehlenswert für den Ätzprozess die Dichtung zwischen Ring und Folie zu verbessern. Prinzipiell sind alle Materialien dazu geeignet, die gut kleben und weder das Detektormaterial, noch das Material des Ringes angreifen. Bei uns haben sich Epoxydharze gut bewährt. Mit einer ähnlichen Methode [4] kann man auch Tabletten untersuchen. Der Tablette wird eine Fassung gegeben, mit Folie überzogen und in einen Ring eingespannt. Diese Anordnung wird vor der Ätzung getrennt. In diesem Fall geht die örtliche Korrelation verloren und es sind nur noch mittlere Konzentrationsmessungen möglich. Als Fassungs-material ist reinst Aluminium geeignet.

Ideale Verhältnisse herrschen, wenn Untersuchungsprobe und Detektor identisch sind. Das ist z. B. der Fall wenn Urankonzentrationen im Glimmer beobachtet werden. Es können auch Gesteinsanalysen möglich werden, wenn man den Ätzprozess gut definiert ausführt. Dann hängen die Dimensionen und charakteristische Figuren der Ätzspuren deutlich von der Ätzzeit ab [5].

Konzentrationsmessungen können mit Festkörperspurdetektoren gemacht werden, wenn Lösungstropfen auf dem Detektor eingetrocknet werden bzw. der Detektor in die Flüssigkeit getaucht wird. Die Konzentration ist proportional der Spurendichte. Solche Untersuchungen können wir auch auf induziertem Wege durchführen [6]. Entsprechende Untersuchungen kann man von Diffusionsprozessen machen [7, 8].

Die Untersuchungsprobe wird zweckmässiger Weise in einer zylindrischen Kapsel eingeschlossen, die in ihren äusseren Dimensionen den Abmessungen der Reaktorkanäle entspricht [9]. Auch bei Bestrahlung mit radioaktiven Neutronenquellen und Beschleunigern ist wie üblich, für eine mechanisch stabile Fixierung von Probe und Detektor zu sorgen.

Es gibt eine sehr grosse Auswahl an verschiedenen Festkörperspurdetektormaterialien. Welche aber praktisch verwendbar für die Zwecke der autoradiographischen Abbildung sind hängt in wesentlichen von ihren thermischen, chemischen, physikalischen und sonstigen Eigenschaften ab. Der Untergrund auf den Materialien hängt einmal vom Material selber, und den Untersuchungsbedingungen ab. Unter diesem Gesichtspunkt bleiben dann Cellulose-acetat, Polykarbonat, und Polyesterfolien üblich. Die Materialien können so ausgewählt werden, dass der Untergrund ein Minimum ist.

Zum Schluss nun einige Bemerkungen zur Sichtbarmachung der Spuren und zu ihrer Auswertung. Zur Sichtbarmachung wird allgemein die Ätzung benutzt obwohl auch andere Methoden bekannt sind [10]. Bei kleinen Spurdichten oder wenn grosses Auflösungsvermögen gefordert wird, können wir die Auswertung nur mikroskopisch durchführen. Es gibt Dualmikroskope bei denen man Probe und Detektor gleichzeitig beobachten kann [11]. Wir benutzten zur Auswertung ein Zeiss Projektionsmikroskop. Die Auswertung wurde verbessert durch ein Mikroskop das halbautomatisch digitale Werte der entsprechenden Ortskoordinaten ausgibt. Für den Auswertevorgang selbst war sehr bequem die Probe visuell in Mikroskop zu durchmustern und über Fusschalter die jeweiligen Ortskoordinaten entweder digital ausdrucken zu lassen, oder auf Lochstreifen zu registrieren. Auf dieser Weise ist eine weitgehende rechnerische Auswertung gleich möglich.

Für die Auswertung von Autoradiogrammen sind auch "on-line" Methoden [12] bekannt. In diesem Falle werden besonders kritische Anforderungen an die Güte der Oberfläche der Festkörperspurdetektoren gestellt. Auch Oberflächendefekte wie Kratzer und Welligkeit stören die Auswertung erheblich. Sie müssen kleiner sein, als die Tiefenschärfe des verwendeten Objektivs.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] R.L. FLEISCHER, P.B. PRICE, R.M. WALKER: Annual Rev. Nucl. Sci. 15, 1 (1965).
- [2] L. MEDVECZKY, G. SOMOGYI: ATOMKI Közl., 8, 226 (1966).
- [3] R.L. FLEISCHER: Rev. Sci. Instr. 37, 1738 (1967).

- [4] K.K. BERTINE, L.H. CHAN, K.K. TUREKIAN: *Geochim. Cosmochim. Acta*, 34, 641 (1970).
- [5] D. LAL, A.V. MURALLI, R.S. RAJAN, A.S. TAMHANE, J.C. CLORIN, P. PELLAS: *Earth and Planetary Sci. Letters* 5, 2 (1968).
- [6] R.L. FLEISCHER, D.B. LOVETT: *Geochim. Cosmochim. Acta* 32, 1126 (1968).
- [7] B. HOUDAILLE, M. PERROT: *Rapport CEA-R.3426* (1968).
- [8] F. DE KEROULAS, J. MORY, Y. QUÉRÉ: *J. Nucl. Mat.* 22, 276 (1967).
- [9] J.D. KLEEMAN, J.F. LOVERING: *Atomic Energy in Australia* 10, 3 (1967).
- [10] Proc. Int. Top. Conf. on Nucl. Track Registration in Insulating Solids and Appl., Clermont-Ferrand 1969. Vol 1. Section III.
- [11] J.R. DOOLEY, Jr, R.B. TAYLOR, F.J. JURCEKA: *Rev. Sci. Inst.* 41, 887 (1970).
- [12] C.B. BESANT, S.S. IPSON: *AEW-M* 881 (1969).

MÉRÉSI MÓDSZEREK A BELSŐ KONVERZIÓS EGYÜTTHATÓK ÉS AZ ELEKTRONBEFOGÁS-POZITRONEMITTÁLÁS VISZONYÁNAK MEGHATÁROZÁSÁRA

TRÓN LAJOS

A belső konverzió, valamint a pozitív béta-bomlás és elektronbefogás jelensége látszólag elég messze esnek egymástól. Van azonban e két jelenségnek, továbbá a jellemzésükre használatos paraméterek—a belső konverziós együtthatók és az elektronbefogás-pozitronemittálási viszonyok—mérésére szolgáló módszereknek néhány közös vonása.

Közös vonás mindenekelőtt, hogy a rádióaktív magok bomlássémájának felépítéséhez, valamint nivóparamétereinek meghatározásához általában mindkét típusu adatokra szükség van.

A belső konverziós folyamatot és az elektronbefogást egyaránt röntgensugárzás és Auger-elektron emisszió kíséri. Emiatt a két folyamat jellemző paramétereinek mérése történhet olyan módszerekkel is, amelyekben azonos természetű sugárzásokat kell vizsgálni. Hasonló okokból ezen paraméterek meghatározásakor a nem vizsgálandó folyamat esetleges zavaró hatását alkalmas korrekcióval figyelembe kell venni.

A belső konverziós együtthatók és az elektronbefogás - pozitronemittálási viszony mérésekor egyaránt két, egymással konkurráló folyamat valószínűségének arányát határozzuk meg. Ez történhet a két folyamat (abszolút, vagy relatív) valószínűségének, vagy pedig az egyik folyamathoz és a két folyamat összegéhez tartozó valószínűségnek (populáció, vagy depopuláció mértékének) a meghatározásával.

1. BELSŐ KONVERZIÓS EGYÜTTHATÓK

Magok gerjesztett állapotainak legerjesztődése végbe mehet többek között γ -kvantumok és belső konverziós (továbbiakban konverziós) elektronok kibocsátásával. A γ -kvantum energiája egyenlő a kezdeti és végállapotok energiakülönbségével, a konverziós elektronok energiája ennél az értékénél kisebb. Az energiakülönbség jó közelítéssel egyenlő az elektronok kötési energiájával azon a héjon, ahonnan az illető elektron emittálódik. Ezen két, bizonyos esetben legvalószínűbb folyamat mellett a legerjesztődés más folyamatok révén is megtörténhet: belső Compton effektus, belső párképződés, monoenergetikus pozitronemisszió, több fotonos emisszió, és olyan folyamatok révén, amelyekben a kezdeti és végállapot energiakülönbségét egyidejűleg emittált két elektron, vagy egy elektron és egy foton viszi el [1].

A konverziót a konverziós együtthatókkal illetőleg a konverziós valószínűségekkel lehet jellemezni. A konverziós együttható az egy fotonra jutó konverziós elektronok számát adja. Értéke megadható külön-külön az egyes héjakra (alhéjakra)

$$\alpha_i = \frac{N_{e_i}}{N_\gamma}, \quad /1/$$

ahol $i = K, L_I, L_{II},$ stb., de megadható az un. teljes, vagy totális konverziós együttható értéke is:

$$\alpha_T = \sum_i \alpha_i = \sum_i \frac{N_{e_i}}{N_\gamma}. \quad /2/$$

A konverziós valószínűségek az egységnyi populációra jutó konverziós folyamatok számát adják (egyetlen depopulációs átmenet esetén):

$$k_i = \frac{N_{e_i}}{N_{\text{pop}}}.$$

Amennyiben az egyszerű konverziós és a γ emissziós folyamatok valószínűségéhez képest a többi fentebb említett folyamat valószínűsége elhanyagolható az α_i és k_i között egyszerű kapcsolat áll fenn:

$$k_i = \frac{1}{1 + \frac{1}{\alpha_i}} = \frac{N_{e_i}}{N_\gamma + N_{e_i}}. \quad /3/$$

A konverziós együtthatók értéke erősen függ egyebek között az átmenet multipolaritásától és elektromos, vagy mágneses jellegétől, ami lehetővé teszi a K vagy a totális konverziós együtthatók mért értékeinek felhasználását magállapotok spin és paritásának meghatározására. A konverziós együtthatók értékének a multipolaritástól, valamint az átmenet elektromos, vagy mágneses jellegétől való függése olyan erős, hogy az esetek túlnyomó részében 20 - 25 % hibával mért konverziós együtthatók is lehetővé teszik a spin-paritás meghatározást [2]. Ez a lehetőség a legtöbb esetben annak ellenére fennáll, hogy a konverziós együtthatók értékeire vett elméleti számítások [3, 4] egymástól bizonyos esetekben elég nagy mértékben eltérnek [5]. Ez a magyarázata annak, hogy egy 1966-os összefoglaló dolgozatba belevettek minden olyan mérést, amelyben konverziós együtthatókat 25 %-nál pontosabban határoztak meg, a 10 %-nál kisebb hibájú méréseket pedig külön táblázatban gyűjtötték össze [6]. Hasonlóan felhasználhatók spin és paritás meghatározására a $K/\Sigma L$ és $L_I : L_{II} : L_{III}$ [7], valamint az M/N konverziós együttható arányok is [8].

Bizonyos esetekben a konverziós együttható magstruktúra függése jelentős lehet. Ilyen esetek fordulnak elő pl. a retardált M1 és E1 átmenetekben, valamint az EO átmenetekben [9]. Ilyen átmeneteknél észlelhető konverziós "anomáliákból" penetrációs matrixelemek határozhatók meg.

Fontos szerepük van a konverziós együttható méréseknek a konverziós folyamatot leíró elméletek helyességének ellenőrzésében is, de erre a célra általában precíziós mérések szükségesek.

Jelen dolgozatban nem kívánunk foglalkozni a belső konverzió elméletének kérdésével, erre vonatkozólag a [3], [4], [17], [49] közleményekre utalunk. Az 1.1 - 1.14 pontok alatt áttekintjük a belső konverziós együtthatók mérésére szolgáló módszereket, különös figyelmet szentelve annak, hogy az egyes módszerek esetén milyen lehetőség kínálkozik félvezető detektorok alkalmazására. Ezen módszerek között vannak olyanok (1.1 - 1.4), amelyekben a konverziós együtthatót a γ intenzitás és a konverziós elektron intenzitás (vagy azzal arányos sugárzás) méréséből nyerjük. Az 1.5 - 1.11 alatt azokat a módszereket írjuk le, amelyekben a populáció mértékét és vagy a γ , vagy a konverziós elektron intenzitást (esetleg azzal arányos mennyiségeket) mérünk. Ezen utóbbi módsze-

+ az α_i értéke függ még az átmenet energiájától, a rendszámától, a héjtól (alhéjtól), amelyikről az elektron emitálódik és a mag struktúrájától.

reket a fentebb említettek miatt populációs módszereknek is szokás nevezni. Konverziós együtthatók meghatározására szolgáló módszerekről áttekintést adnak a [2], [6], [21] korábban megjelent közlemények.

1.1. AEG módszer (absolute electron gamma method)

E szerint a módszer szerint a mérendő átmenetre meg kell határozni az abszolút konverziós elektron és az abszolút gamma intenzitást. A konverziós együttható a következő formula szerint nyerhető:

$$\alpha_i = \frac{A_{e_i}(\epsilon \Omega)_\gamma}{A_\gamma(\epsilon \Omega)_{e_i}}, \quad /4/$$

ahol Ω a térszög, ϵ a detektálási hatások, a γ index arra utal, hogy a megfelelő paraméter a tekintett γ átmenetre vonatkozik. A továbbiakban hasonlóan indexszel jelöljük azt, hogy egy-egy mennyiség egy konverziós elektroncsoporthoz (e_i), egy röntgen csúcshoz (x_i) egy Auger elektroncsoporthoz (A_i) vagy β átmenethez tartozik. A ténylegesen bekövetkező események számának jelelésére N -t vezetjük be, míg a mért intenzitásokat (csúcs alatti terület, vagy spektrum) A -val jelöljük.

A módszerrel precíziós mérések végezhetők, egyszerű bomlássémák esetén 1 - 10 % pontossággal. A hibaforrások az elektron és gamma spektrométer abszolút érzékenységének pontatlanságai. Az abszolút érzékenységeket intenzitás standardokkal állapítják meg [28]. Az AEG módszerrel meghatározott konverziós együtthatók hibái általában 5 - 10 %-ot tesznek ki, gondos méréstervezéssel és analízissel néhány esetben ~2 %-ot, egy esetben pedig (^{137}Cs) ~1 %-ot [28] értek el.

Félvezető detektorok elvileg alkalmazhatók AEG mérések céljára, de mivel a módszernek precíziós mérések szempontjából van jelentősége, és csak egészen egyszerű bomlássémák mellett alkalmazható nagy pontossággal, így a Ge(Li) detektorok jobb feloldása nem jelent nagy előnyt, a Si(Li) detektorokkal végzett mérések esetén pedig igen nagy hátrány a nagymértékű visszaszórás.

1.2. NPG módszer (normalised peak to gamma method)

Ezen módszer alkalmazásakor nincs szükség az $\epsilon \Omega$ mennyiségek abszolút meghatározására. Egy ismert konverziós együtthatóval rendelkező átmenet mérése miatt elegendő a könnyebben és pontosabban meghatározható relatív effektivitások ismerete, a térszögek ismeretére pedig egyáltalán nincs szükség.

$$\alpha_i = \frac{A_{e_i}(\epsilon e_i)_{st}}{(A_{e_i})_{st} \epsilon e_i} \frac{(A_\gamma)_{st} \epsilon_\gamma}{A_\gamma(\epsilon_\gamma)_{st}} (\alpha_i)_{st}, \quad /5/$$

ahol az st index arra utal, hogy a megfelelő mennyiség egy konverziós elektron standardra vonatkozik.

Standardnak, vagy referenciavonalnak választható például az illető izotópnak egy olyan átmenete, amelyre más módszerrel mért konverziós együttható adat van, vagy egy olyan átmenete, amelyre a multipolaritás biztosan ismert (pl. tiszta E2 átmenet) és ezen átmenet konverziós együtthatójára elfogadván az elméleti értéket a többi átmenetre a relatív gamma és konverziós elektronintenzitások ismeretében meghatározhatók a konverziós együtthatók. Ebben az esetben a gamma mérés és a konverziós elektronok mérése történhet egymás után anélkül, hogy korrekciót vennének a bomlásra, ami a felezési idő nem elég pontos ismerete esetén viszonylag nagy hibákat hozhat be. Hasonlóképpen lehetséges a gamma és a konverziós elektron relatív intenzitásoknak más forrással való meghatározása, ami rövidebb felezési idők esetén lehet hasznos. A referenciavonalat szolgáltató izotóp hozzá is keverhető a mérendő forráshoz. Tekintettel arra, hogy az effektivitások általában energiáfüggőek, célszerű standardként olyan átmenetet választani, amelynek energiája közel esik a víz-

gálandó átmenet energiájához, ez esetben a mérések pontossága növelhető. Konverziós együttható standardok találhatóak például [14]-ben. A standardok hibája nyilvánvalóan növeli a mérési eredmények hibáját, emiatt a legpontosabb konverziós együttható mérések nem történhetnek NPG módszerrel.

Az NPG módszerben a félvezető detektorok sok esetben igen előnyösen alkalmazhatók. Béta ágon Si(Li) detektort alkalmazva, sokcsatornás analizátorral egyidejűleg az egész spektrum mérhető, ami önmagában is jelentős előny a mágneses spektrométerekkel szemben, azonban a Si(Li) detektoroknál még a hatásfok is jóval nagyobb. Hátránya viszont, hogy a gamma háttérre érzékeny, a visszaszórás és az esetleges β^+ emisszió is növeli a háttérrel, gyengébb a feloldás és hatásfok kalibrálás is szükséges.

Gamma ágon igen előnyösen lehet alkalmazni Ge(Li) detektorokat. Mágneses spektrométerekkel külső konverzió esetén $\sim 0,3 - 0,5$ % feloldás érhető el, ami 500 keV energiánál $\sim 2 - 4$ keV félértékszélességnek felel meg [50]. A Ge(Li) detektorral ilyen energiáknál elérhető feloldás ennél nem, vagy csak alig rosszabb. Természetesen ennél kisebb energiák felé a feloldás mágneses spektrométerek esetén kedvezőbb, nagyobb energiák mellett viszont a Ge(Li) detektorok feloldása romlik kevésbé. További nagy előny a Ge(Li) spektrométerek egyszerűbb üzemeltetése és a nagyságrendekkel jobb hatásfoka (egy manapság nem ritkaságszámba menő $40 - 50 \text{ cm}^3$ -es Ge(Li) detektor fotocsucs hatásfoka ~ 10 százalékot is elér 500 keV-nél). Még szembeötlőbb a Ge(Li) detektorok előnye, ha figyelembe vesszük a fotoelektron kiváltás igen alacsony hatás keresztmetszetét, ami a gamma energia $- 7/2$ hatványa szerint csökken.

Nal kristállyal összehasonlítva is nagy előnye van a Ge(Li) detektoroknak. Igaz, hogy a NaI fotocsucs hatásfoka jobb, de a Ge(Li) detektorok már 100 keV gamma energiáknál is körülbelül egy nagyságrenddel jobb feloldást biztosítanak, nagyobb energiák felé pedig ez az arány még kedvezőbb a Ge(Li) detektorokra nézve, ami miatt félvezető spektrométerekkel sok olyan komplex bomlási séma is tanulmányozható, ami szcintillációs spektrométerekkel nem.

A Si(Li) - Ge(Li) kombinációval $10 - 15$ % pontosság érhető el [15], ami általában elegendő nivóséma vizsgálatokhoz. Ezen mérések viszonylag gyors volta miatt ennek a kombinációnak különösen nagy a jelentősége rövid felezési idők esetén, amely esetben vitathatatlanul ez a legjobb módszer.

Mágneses spektrométer - Ge(Li) kombinációval, ha a Ge(Li) spektrométer hatásfok kalibrálása különös gonddal történt, alapos analizissal a mérési hibák 3 %-ra is leszoríthatók bizonyos esetekben [16].

A relativ gamma és konverziós elektron intenzitások normálására az ismert konverziós együttható átmenetek alkalmazása nem az egyedüli módszer. A normálás elvégezhető pl. a K-vakanciák számára is, ebben az esetben a konverziós elektronok relativ intenzitását a K-Auger spektrum intenzitásához viszonyítják, a gamma intenzitást pedig a KX röntgen csúcshoz viszonyítják. Ez esetben az α_i -re nyert kifejezés analóg az /5/ formulával és természetesen tartalmazni fogja az $(1 - \omega_K)$ K-Auger hozamot (ω_i a fluoreszcencia hozam az i héjra).

Másik lehetőség a normálásra, ha a relativ konverziós elektron intenzitást a pozitron spektrum intenzitásához, a relativ gamma intenzitást pedig az annihilációs sugárzás intenzitásához viszonyítják.

Új lehetőséget jelent [48] a konverziós elektron és γ spektrumnak alkalmas planár Ge(Li) detektorral való egyidejű felvétele. A módszer igen hasonló a Ge(Li) - Si(Li) rendszerrel történő mérési módszerhez, az elérhető pontosság és a mérések gyorsasága is körülbelül azonos a két esetben.

1.3. XPG módszer (X-ray peak to gamma method)

Ha egy gamma spektrométerrel mérjük az adott átmenetből származó gamma csúcshoz és a megfelelő konverziós elektroncsoporthoz tartozó röntgen csúcshoz viszonyított intenzitást, ugyancsak a konverziós együttható az

$$\alpha_i = \frac{A_{X_i} \epsilon_\gamma}{A_\gamma \epsilon_{X_i} \omega_i} \quad /6/$$

formulából nyerhető.

A módszer nagy előnye a gyorsaság, de csak igen kevés esetben alkalmazható a következő okok miatt. Ha az anyag elektronbefogással is bomolhat, ez is járulékot ad a röntgen csúcshoz. Még a legpontosabb EC/β^+ viszony méréseknek is $\sim 1\%$ (általában azonban $10-15\%$) a hibájuk, ez már egy plusz hibaforrás. Ugyanúgy járulékot adhatnak a röntgensúcshoz az esetleg jelenlévő egyéb gamma átmenetekhez tartozó konverziós elektronokat kísérő röntgen intenzitások. A korrekció csak jelentős hibával végezhető el a bomlásséma (intenzitásarányok) pontos ismerete esetén is. Ha kicsi (vagy nagy) a konverziós együttható, a gyenge röntgen (vagy gamma) csúcs intenzitásának meghatározása csak nagy hibával történhet. Igaz, hogy elegendő az abszolút hatásfokok ismerete helyett a relatív hatásfokok ismerete (ami pontosabban meghatározható), azonban a hatásfokok ismeretére a kisenergiájú tartományban is szükség van, ahol viszont az abszorpció (ablakok) miatt a pontosság csökken. További hibaforrás a fluoreszcencia hozam hibája. Hagedorn és Wapstra [13] semiempirikus formulája kis rendszámok esetén $+4\%$ hibával adja a fluoreszcencia hozam értékét, és a kísérleti adatoknak is elég nagy lehet esetenként a hibája.

Az XPG módszer gyakran előnyösebben alkalmazható β^-, γ^- , vagy (elektronbefogás esetén) KX-koincidenciával kombinálva, ami csökkentheti a röntgensúcshoz más sugárzások által szolgáltatott járulékot, ekkor azonban gondot kell fordítani a ko incidencia hatásfok és az esetleges szögkorreláció figyelembevételére.

A módszer pontossága $\sim 5\%$, igen kedvező esetekben 3% , ha a fluoreszcencia hozam hibájától eltekintünk.

Bizonyos esetekben előnyösen alkalmazhatók (jó feloldóképességük miatt) félvezető Ge(Li) spektrométerek. Ha ugyanis a gamma energia kicsi, a gamma csúcs és a röntgensúcshoz a szcintillációs spektrométerrel esetleg nem oldhatók fel. A Ge(Li) spektrométer jó feloldása egyébként ennél a módszernél nem jelent előnyt, mert az XPG módszer komplex bomlásséma esetén feloldási problémáktól eltekintve sem alkalmazható.

1.4. IEC módszer (internal-external conversion method)

Ezen módszerben közvetlenül méri a belső konverziós csúcs intenzitását, a megfelelő gamma intenzitást pedig közvetve, a gamma fotonok által egy külső "konverter"-ből kiváltott fotoelektronintenzitás mérésével határozzák meg. A belső konverziós együttható ezek viszonyából meghatározható:

$$\alpha_i = \frac{(A_{int})_i}{(A_{ext})_i} \tau_i f_i d k b, \quad //7/$$

ahol az int és ext indexek a belső, illetve külső konverzióra utalnak, τ_i a fotoelektron kiváltás hatáskeresztmetszete az adott gamma energiánál a konverter atom i héjára, f_i korrekciós faktor, amely a fotoelektronok szögelosztásának anizotrópiáját veszi figyelembe, d a konverter vastagsága mg/cm^2 -ben, k relatív forrásereőség (ha a belső, illetve külső konverzió mérésénél más erősségű forrást, vagy más geometriát használunk, úgy $k \neq 1$), b dimenzió faktor, értéke a konverter anyagától függ:

$$b = \frac{6.025 \cdot 10^{-4}}{M} \frac{\text{atom cm}^2}{\text{barn mg}},$$

M mólsúly.

Megjegyezzük, hogy 1958 előtti mérésekben a fotoelektronok anizotróp szögelosztását vagy egyáltalán nem, vagy csak igen durván vették figyelembe. 1958-tól kezdve mind több figyelmet fordítottak az anizotrópiára [10], [11]. Kis energiák esetén az anizotrópia mellett a fotoelektronok szóródását is figyelembe kell venni [12]. A módszer pontosságára közvetlenül hat a fotoelektron kiváltás hatáskeresztmetszetének pontos ismerete. Mivel ez a hatáskeresztmetszet a konverter rendszár-

mának ötödik hatványával arányos, konverterként általában nehéz elemeket szokás használni. A konverterrel szemben támasztott másik követelmény az, hogy lehetőleg igen vékony legyen az abszorpció és a szóródás mértékének csökkentése céljából. Fentiek miatt leggyakrabban U és Au konvertereket alkalmaznak.

A módszer előnye a nagy pontosság, egyike a legpontosabb módszereknek. 5 % pontosság viszonylag könnyen elérhető, de gondos analizissal ez a hiba még lejjebb szórítható (bizonyos esetekben 1 - 2 %-ra). Ezen módszerrel történő belső konverziós együttható meghatározások kizárólag mágneses spektrométerekkel történtek, amelyeknek nagy felbontóképessége egyaránt alkalmassá teszi az IEC módszer alkalmazását egyszerű és komplex bomlássémák esetén.

A módszer hátrányai közé tartozik, hogy a mérések hosszadalmasak (a mágneses spektrométerek alkalmazása miatt), ami kizárja a módszer alkalmazásának lehetőségét rövid felezési idők mellett, továbbá, hogy a kis intenzitású külső konverziós spektrum pontos méréséhez (a kis térszög és τ kicsiny volta miatt) erős források szükségesek. Utóbbiak miatt válhat szükségessé a geometria változtatása, vagy két különböző erősségű forrás alkalmazása. Ez azonban azzal a hátránnyal jár, hogy a k faktor fellépése miatt eggyel több a hibaforrás.

A gamma intenzitás mérésére a gamma fotonok által kiváltott fotoelektronok helyett a Compton elektronok is felhasználhatók elvileg, de ez a módszer az előbbihez képest kisebb pontosságú eredményekre vezet a Compton elektronok szélesebb energiaeloszlása miatt.

1.5. PAS módszer (peak to Auger spectrum method)

A módszer egyedüli előnye, hogy egyetlen spektrométerben való méréssel meghatározható elektronbefogás (továbbiakban E C) esetén a populáció mértékét megadó Auger spektrum intenzitásának és a konverziós elektron intenzitásának a viszonya, így kiesik a spektrométer térszöge mint hibaforrás. β^- bomlás esetén természetesen nem alkalmazható a módszer. Hibaforrás viszont a fluoreszcencia hozam értékének pontatlansága. Nem egyszerű bomlásséma esetén ismerni kell az elágazási viszonyokat, továbbá az egyes nivókra vezető EC/ β^+ arányokat is. Korrekciót kell venni a konverziót követő Auger hozamra is, ezt egy iterációs eljárással lehet elvégezni. A kis energiák miatt az Auger spektrum mérése nehézkes, de az ilyen természetű nehézségeket el lehet kerülni a béta részek előgyorsításával [31].

Félvezető spektrométerek esetén a módszer csak olyan kis átmeneti energiák esetében alkalmazható, amikor a β^+ emisszió energetikailag nem megengedett. Előgyorsítás nélkül félvezető detektorokkal a kis energiájú Auger spektrum mérése még nagyobb probléma, a nagyobb mértékű visszaszórás miatt.

1.6. PBS módszer (peak to beta spectrum method)

A konverziós együttható a PBS módszer alkalmazásával a béta spektrum és a konverziós vonalak intenzitásából nyerhető. Ha mindkét intenzitást ugyanazzal a spektrométerrel mérjük és feltesszük, hogy a spektrométerkonstans az energiától független:

$$\alpha_i = \frac{N_{e_i}}{N_Y} = \frac{N_{e_i}}{N_\beta - \sum_i N_{e_i}} = \frac{A_{e_i}}{A_\beta - \sum_i A_{e_i}} \quad /8/$$

A módszer fő nehézsége az, hogy a béta spektrum intenzitását nem lehet közvetlenül meghatározni, mert a spektrum kisenergiás része eltorzulhat a forrásról, a forráshátlapról, és a detektorról való visszaszórás, valamint abszorpciós jelenségek miatt. Ezért a spektrum kisenergiájú részét a nagyobb energiáknál felvett Fermi-Kurie diagram O energiáig (momentumig) való extrapolálásával kell meghatározni. A Fermi-Kurie diagram felvételéhez azonban ismerni kell az alak-faktort az illető átmenetre. Az elméleti alak-faktorok alapján történő extrapoláció azonban újabb hibaforrás.

Az PBS módszerrel nyert konverziós együtthatók hibája nagy mértékben függ az alak-faktorok hibájától. Vékony forrás és vékony forráshátlap esetén a módszerrel $\sim 5\%$ pontosság érhető el. Csökken a módszer pontossága, ha $\alpha_i \gg 1$, mivel ez esetben a /8/ formula nevezőjének relatív hibája igen nagy lehet.

Alkalmazható a módszer β^+ átmenetek esetén is, de akkor ismerni kell az EC/β^+ viszonyt, mivel a β^+ átmeneteket mindig kíséri elektronbefogás is, és a populáció a két folyamat által eredményezett parciális populációk összege. Az EC/β^+ viszonyokra vagy elméleti, vagy kísérleti adatok állhatnak rendelkezésre, de mindkét esetben újabb hibaforrás fellépésével kell számolni.

A PBS módszert általában mágneses spektrométerekkel végzett mérések esetén alkalmazzák (lásd pl. [29]). Elvileg alkalmazhatók félvezető Si(Li) detektorok is, de a Si nagyobb rendszáma miatt ekkor a visszaszórás mértéke növekszik. Ez hátrány a mágneses spektrométerekkel szemben, viszont előny az, hogy az egész spektrum egyidejűleg mérhető, ami a méréseket nagymértékben gyorsítja, így lehetővé teszi a módszer alkalmazását rövid felezési idő esetén is.

A módszer csak egyszerű bomlásémák esetén alkalmazható, különösen a gyengébb feloldású félvezető spektrométerek esetén.

1.7. $P\alpha S$ módszer (peak to alpha spectrum method)

Analóg a PBS módszerrel azzal a különbséggel, hogy a populációt a megfelelő béta spektrum intenzitása helyett az illető nivóra vezető alfa-csoport intenzitása adja, lásd pl [18], [19]. A módszer természetesen csak közepes és nehéz magok esetén alkalmazható, az intenzitás méréseken kívül az alfa és béta spektrométerek térszögeinek mérése is szükséges és ezen mérések hibái újabb hibaforrást jelentenek. Ha a szóbanforgó nivóra nemcsak alfa átmenet lehetséges, szükséges az elágazási viszonyok ismerete is.

1.8. Az ABG módszer (absolute beta gamma method)

Külön-külön mérhető alkalmas spektrométerekkel az abszolút β intenzitás, (amely a szóbanforgó nivó populációját biztosítja) és az abszolút gamma intenzitás.

A módszer különben rokon az AEG módszerrel, de pontossága nem éri el az utóbbiét, mert a béta érzékenység a béta spektrum energiaeloszlása miatt nem határozható meg olyan pontossággal, mint monoenergetikus elektronok esetén. A konverziós együttható a populációt biztosító átmenet spektrumának abszolút intenzitásából és az abszolút gamma intenzitásból nyerhető:

$$\alpha_i = \frac{A_{\beta}(\epsilon, \Omega)_{\gamma}}{A_{\gamma}(\epsilon, \Omega)_{\beta}} - 1 \quad /9/$$

A félvezető detektorok ABG mérésekben való használatáról ugyanaz mondható el, mint az AEG módszer esetén, de itt Si(Li) detektorok alkalmazásakor a kis energiás béta részek energiafüggő visszaszórása még újabb problémát jelent. Igaz, hogy vannak módszerek a félvezető detektoroknál fellépő béta visszaszórás korrekcióba vételére [30], de az ilyen korrekció mindenképpen hibaforrást jelent.

1.9. Coulomb gerjesztésen alapuló módszer

Coulomb gerjesztés segítségével is lehetőség nyílik konverziós együtthatók meghatározására. Az egyik lehetőség szerint a Coulomb gerjesztés csak a nivók populációját biztosítja, ami után a konverziós együttható meghatározása történhet, például az XPG [23] vagy egyéb módszerrel.

A másik lehetőség szerint mérik az elektromágneses átmenet redukált valószínűségét, valamint a gerjesztett állapot $T_{1/2}$ felezési idejét [24]. Előbbi arányos az N_{γ} -val, utóbbi pedig $(N_e + N_{\gamma})$ -től függ.

$$\alpha_T = \frac{N_e + N_\gamma}{N_\gamma} - 1 = \frac{5,89 \cdot 10^{-61} E_\gamma}{B(E2) \uparrow T_{1/2}} - 1, \quad /10/$$

ahol $B(E2) \uparrow$ a redukált E2 elektromágneses átmeneti valószínűség gerjesztés esetére.
Ezzel a módszerrel 5 - 10 %-os pontosságú adatok nyerhetők.

1.10. Mössbauer technikán alapuló módszer

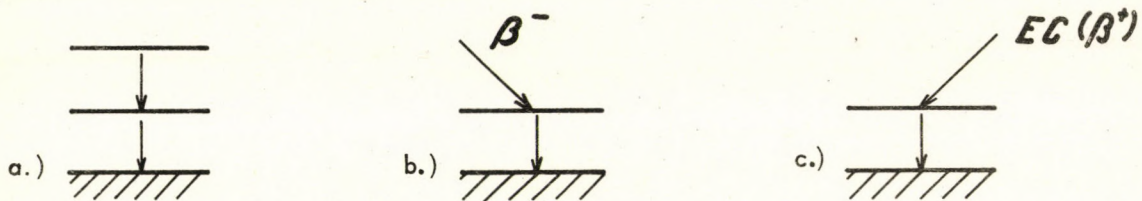
A módszer csak néhány kisenergiájú átmenet esetén alkalmazható, lényege a maximális rezonanciaabszorpció hatáskeresztmetszet (σ_0) meghatározása, amiből a totális konverziós együttható számítható:

$$\sigma_0(\text{barn}) = \frac{2,45 \cdot 10^9}{E_\gamma^2(\text{keV})} \frac{2I_{\text{exc}} + 1}{2I_g + 1} \frac{1}{1 + \alpha_T}, \quad /11/$$

ahol I_{exc} és I_g a gerjesztett, illetve az alapállapot spinje. A 10 - 12 %-os pontosságú módszer részleteiről illetően lásd [25], [26].

1.11. Koincidencia módszerek

Vizsgáljuk meg milyen lehetőség nyílik a konverziós együtthatóknak koincidencia technikával való meghatározására. Az egyszerűség kedvéért csak az első gerjesztett állapotból az alapállapotra vivő átmenet konverziós együtthatójának meghatározásával fogunk foglalkozni. A rövidség kedvéért ezt külön indexszel nem jelöljük, és vizsgálatainkat az alábbi egyszerű esetekre korlátozzuk:



Az a.) esetben az állapotállapotra vivő átmenettől való megkülönböztetés miatt, a két gerjesztett állapot közötti átmenetet l -es indexszel jelöljük.

Egyszerű megfontolásokból adódnak a különböző ($\gamma - \gamma$; $\gamma - e$; stb.) koincidencia mérések esetére a következő összefüggések:

$$A_{\gamma l - \gamma} = A_{\gamma l} (\epsilon \Omega)_\gamma \frac{1}{1 + \alpha_T} \quad /12/$$

$$A_{\gamma l - e_i} = A_{\gamma l} (\epsilon \Omega)_{e_i} \frac{\alpha_i}{1 + \alpha_i} \quad /13/$$

$$A_{e_{l_i} - \gamma} = A_{e_{l_i}} (\epsilon \Omega)_\gamma \frac{1}{1 + \alpha_T} \quad /14/$$

$$A_{e_{l_i} - e_i} = A_{e_{l_i}} (\epsilon \Omega)_{e_i} \frac{\alpha_i}{1 + \alpha_i} \quad /15/$$

$$A_{\beta - \gamma} = A_\beta (\epsilon \Omega)_\gamma \frac{1}{1 + \alpha_T} \quad /16/$$

$$A_{\beta - e_i} = A_{\beta} (\varepsilon \Omega)_{e_i} \frac{\alpha_i}{1 + \alpha_i} \quad /17/$$

ahol a β index egyaránt jelölhet β^- vagy β^+ átmenetet. A koincidencia technikán alapuló módszerek lényegében populációs módszerek, amelyek segítségével a konverziós valószínűséget határozzuk meg. A fenti variációk (figyelembevéve, hogy

$$k = \frac{\alpha}{1 + \alpha} \quad \text{és} \quad 1 - k = \frac{1}{1 + \alpha}$$

az alábbi két általánosabb esetben sorolhatók (a k -ra lásd /3/ összefüggést)

$$k_{e_i} = \frac{A_{e_i}}{N_0(\varepsilon \Omega)_{e_i}} \quad /18/$$

$$k_T = 1 - \frac{A_Y}{N_0(\varepsilon \Omega)_Y} \quad /19/$$

ahol N_0 a szóbanforgó nivó populációját jelenti (ami egyuttal egyenlő a depopulációval). A koincidencia mérés tehát tulajdonképpen a populáció mértékének a meghatározására szolgál. A /12/ - /17/ formulákkal meghatározott módszerek csak abban különböznek egymástól, hogy a populáció mértékének meghatározása minden esetben más-más módon történik. Egy lehetőség például:

$$N_e + N_Y = N_0 = \frac{A_{\beta} A_Y}{A_{\beta - \gamma}} \quad /20/$$

(ez az összefüggés az

$$A_Y = N_0(\varepsilon \Omega)_Y \frac{1}{1 + \alpha_T} \quad /21/$$

$$A_{\beta - \gamma} = \underbrace{N_0(\varepsilon \Omega)_{\beta}}_{A_{\beta}} (\varepsilon \Omega)_Y \frac{1}{1 + \alpha_T} \quad /22/$$

formulák összevetéséből adódik). /12/-/19/-ben szereplő $(\varepsilon \Omega)_{e_i}$ és $(\varepsilon \Omega)_Y$ mennyiségeket szintén alkalmas koincidenciaméréssel lehet meghatározni, pld.:

$$(\varepsilon \Omega)_e = \frac{A_e - x}{A_x} \quad /23/$$

A /18/ és /19/ módszerekkel adott esetben nem azonos pontosságú eredmények nyerhetők. Amennyiben nagy a konverziós együttható értéke ($k \sim 1$), úgy a /18/ módszer, mint az egyszerűen belátható, nem szolgáltat pontos adatokat. Hasonlóan nagy a /19/ módszerrel nyert mérési adatok kísérleti hibája kis konverziós együttható ($k \sim 0$) esetén. Általános szempontként azt mondhatjuk, hogy konverziós együttható meghatározásakor az illető átmenet konverziós elektronjai, illetve gammai közül azzal célszerű koincidenciát mérni, amelyeknek kisebb az intenzitása. A mérési eredmények hibáira nézve ennek természetesen csak nagy intenzitás különbség esetén van hatása.

Fentiekhez hasonlóan az 1.5 - 1.10 populáció módszerek sem eredményeznek azonos hibájú eredményeket $k \sim 1$ és $k \sim 0$ esetén. Az 1.5 - 1.7 módszerek $k \sim 0$ mellett adnak pontosabb konverziós együttható értékeket, mivel ezen módszerekben a populáció mértéke mellett a konverziós elektron intenzitást határozzuk meg. Az 1.8 - 1.10 módszerek pedig, amelyekben γ intenzitást kell meghatározni, $k \sim 1$ esetén szolgáltatnak pontosabb eredményeket.

A teljesség kedvéért megjegyezzük a következőket: amennyiben nem az első gerjesztett állapotról van szó, úgy a /12/ - /17/ formulák jobb oldalán mindenütt szerepel egy c szorzófaktor, továbbá a /18/ - /19/ formulákban N_0 helyett cN_0 irandó. A c faktor a lehetséges depopulációs módok közül a tekintett átmenet részarányát jelöli. Megfelelő bomláséséma esetén a konverziós elektronokkal mért koincidencia helyett röntgenscúcsokkal, vagy megfelelő Auger-elektron csoporttal is

lehet koincidenziát mérni /39/, hasonlóan β^+ részekkel mért koincidenzia helyett lehet az annihilációs gamma kvantumokat használni erre a célra. A fentiek növelik a különböző mérési lehetőségek számát, de röntgensucscok vagy Auger-elektronok esetén a fluoreszcencia hozam bizonytalansága általában új hibaforrás.

Nem jelent hibaforrást a fluoreszcencia hozam bizonytalansága a Sparrman és munkatársai által kidolgozott módszerben [39][41]. Módszerük lényege (amellyel 1 - 2 %-os pontosság érhető el) a következő: ha egy metastabil állapotból 1 és 2-vel jelölt kaszkád γ átmeneteken keresztül történik a legerjesztődés úgy a K-Auger elektroncsoporttal koincidenziában mért K, illetve L konverziós elektronintenzitás:

$$A_{e_{K(1)} - e_{AK}} = A_{e_{K(1)}} [1 + k_K(2)] (1 - \omega) \delta_K \epsilon \Omega \quad /24/$$

$$A_{e_{L(1)} - e_{AK}} = A_{e_{L(1)}} k_K(2) (1 - \omega) \delta_K \epsilon \Omega, \quad /25/$$

ahonnan

$$\frac{A_{e_{K(1)} - e_{AK}}}{A_{e_{L(1)} - e_{AK}}} \cdot \frac{A_{e_{L(1)}}}{A_{e_{K(1)}}} = \frac{1 + k_K(2)}{k_K(2)}, \quad /26/$$

ha pedig a kaszkád gammák olyan nivón át vezetnek, amelynek élettartama késleltetett koincidenziamérést tesz lehetővé, úgy a prompt és késleltetett koincidenziák száma (p, illetve d index rendre):

$$A_{e_{K(1)} - e_{AK}}^p = A_{e_{K(1)}} (1 - \omega) \delta_K \epsilon \Omega \quad /27/$$

$$A_{e_{K(1)} - e_{AK}}^d = A_{e_{K(1)}} k_K(2) (1 - \omega) \delta_K \epsilon \Omega, \quad /28/$$

ahonnan a késleltetési idő függvényében felvett koincidenzia görbe prompt és késleltetett komponensekre való szétanalizálás után a konverziós együttható a következő összefüggésből nyerhető:

$$k_K(2) = \frac{A_{e_{K(1)} - e_{AK}}^d}{A_{e_{K(1)} - e_{AK}}^p}. \quad /29/$$

A fenti formulában δ_K a tekintett Auger-elektron csoport intenzitásának és a teljes Auger-intenzitásnak a viszonya.

Alkalmazható a módszer abban az esetben is, ha a kaszkád nem egy metastabil állapotból indul, hanem egy olyan nivóról, amelyre $EC(\beta^+)$ átmenet vezet, ekkor, mint az könnyen belátható, /29/ helyett

$$\frac{k_K(2)}{1 + P_K} = \frac{A_{e_{K(1)} - e_{AK}}^d}{A_{e_{K(1)} - e_{AK}}^p}, \quad /30a/$$

vagy ha a kaszkád második tagjának konverziós elektronjaival mérünk koincidenziát, akkor

$$P_K + k_K(1) = \frac{A_{e_{K(2)} - e_{AK}}^d}{A_{e_{K(2)} - e_{AK}}^p} \quad /30b/$$

adódik. Ebben az esetben az elérhető pontosság nagy mértékben függ a K-befogási valószínűség (P_K) hibájától.

Konverziós együttthatók koincidencia technikával való meghatározása esetén a konkrét problémától függően bizonyos esetben félvezető detektorok előnyösebben alkalmazhatók, mint más detektorok, bizonyos esetben pedig kifejezett hátrányt jelent alkalmazásuk. Mindenképpen hátrányt jelent az, hogy a félvezető detektorok jelei hosszabbak, mint a szcintillációs detektorok szolgáltatott jelek, ezért a koincidencia körök időfeloldását növelni kell, ami a véletlen koincidenciák számának növekedéséhez vezet. A jelentős β visszaszórás Si(Li) detektoroknál, valamint a gyengébb feloldás hátránya mágneses spektrométerekhez képest, ugyanakkor a nagy térszög bizonyos esetekben előnyös lehet. A Ge(Li) detektorok jó feloldása adott esetben igen nagy előny lehet, de a kisebb fotócsucs érzékenység és a magasabb Compton háttér hátrányos.

1.12. Szögkorreláción alapuló módszer

A módszer lényege, hogy egy két átmenetből álló kaszkád esetén γ - γ és γ -konverziós elektron szögkorrelációt mérnek. A korrelációs függvények által tartalmazott matrixelemek meghatározásából a konverziós együttthatók számolhatók. Részletesebben lásd [20], [21], [22]. Kedvező esetben 10 % pontosság elérhető.

1.13. "Sum peak" technika

A Lu és munkatársai által [27] javasolt módszer azon alapul, hogy egy "lyukas" kristály alkalmazása esetén viszonylag nagy valószínűséggel összegcsucok ("sum peak") is megjelennek. Ha egy kaszkád 1 és 2 indexszel jelölt átmenetből áll, akkor a kaszkád egyik tagjának és az összegcsucsnak az intenzitása a következőképpen adódik (N_0 az időegységenkénti kaszkád átmenetek száma)

$$N_Y(1) = N_0 \frac{\epsilon_1}{1 + \alpha_T(1)} \left[1 - \frac{\epsilon_2}{1 + \alpha_T(2)} \right], \quad /31/$$

$$N_S(\gamma_1 \gamma_2) = N_0 \frac{\epsilon_1}{1 + \alpha_T(1)} \frac{\epsilon_2}{1 + \alpha_T(2)}. \quad /32/$$

A totális konverziós együtttható az

$$\frac{N_S(\gamma_1 \gamma_2)}{N_Y(1)} = \frac{\epsilon_2}{1 - \epsilon_2 + \alpha_T(2)} \quad /33/$$

formulából nyerhető. Az ϵ itt nem a fotócsucs határfokot, hanem a totális határfokot jelöli, beleértve a $\sim 4\pi$ térszöget is. N_Y , illetve $N_S(\gamma_1 \gamma_2)$ pedig nem a fotócsucs intenzitását, hanem az illető γ -tól származó összintenzitást, emiatt a módszer alkalmazása nehézkes és csak egyszerű bomlású esetekben alkalmazható. A félvezető "lyukas" detektorok megjelenésével Ge(Li) detektorok esetén a módszer akkor is alkalmazható, ha a kaszkád gammaátmeneteinek energiája közel esik egymáshoz.

1.14. Speciális lehetőségek

A fentiekben leírt módszerek természetesen nem foglalják magukba a konverziós együttthatók mérésére felhasznált összes módszert. Bizonyos speciális esetekben egy-egy ötlet alapján fentektől eltérő módon is elvégezhető a konverziós együttthatók meghatározása, amelyekről áttekintést adni nem lehet. Példaként megemlítünk két speciális eset által kínált lehetőséget:

Ha egy gerjesztett állapot populációját csak egy nagy konverziós együttthatóju izomerátmenet (I.T.) biztosítja, elegendő a két konverziós spektrum relatív intenzitását meghatározni (pl. mágneses spektrométerrel)

$$\alpha_i = \frac{A_{e_i}}{(\sum_i A_{e_i}) \text{ I.T.} - \sum_i A_{e_i}} \quad /34/$$

Ha pedig egy gerjesztett állapot populációját csak egy igen kis konverziós együtthatóju átmenet (S.C.) biztosítja, a totális konverziós együttható meghatározására elegendő a relatív gamma intenzitások mérése:

$$\alpha_T = \frac{\left(\frac{A_\gamma}{\epsilon_\gamma}\right) \text{ S.C.} - \frac{A_\gamma}{\epsilon_\gamma}}{\frac{A_\gamma}{\epsilon_\gamma}} \quad /35/$$

2. ELEKTRONBEFOGÁS - POZITRONEMITTÁLÁSI VISZONY

Az elektronbefogás (továbbiakban EC) jelenségének vizsgálatát a β^- és β^+ emissziós jelenségek vizsgálatával szemben nehezíti az a tény, hogy elektronbefogásnál igen nehéz a primér folyamat észlelése a neutrínó-kölcsönhatás kis hatáskeresztmetszete miatt, ezért a vizsgálatok gyakorlatilag csak a másodrendű folyamatok alapján végezhető el. Vizsgálható a karakterisztikus röntgensugárzás vagy az Auger-elektronok, az EC-t kísérő belső fékezési sugárzás, és ha az EC gerjesztett állapotba vezet, γ spektroszkópiai módszerek segítségével is információ nyerhető az EC-ra vonatkozóan. Ezen nehézségek leküzdésével azonban általában az elektronbefogási viszonyokból és speciálisan az EC/β^+ viszonyból értékes információk nyerhetők.

EC/β^+ vizsgálatokból információt szerezhetünk a bomlási sémára, az atomi elektronok hullámfüggvényeire vonatkozólag, ilyen viszonyok mérése megfelelő más mérésekkel kombinálva magmatrixelemek meghatározását teszi lehetővé, tehát magstruktúra vizsgálatok szempontjából is fontos módszer. EC/β^+ viszonyok vizsgálata bizonyos esetekben egy további módszer az átmenetek tiltottsági fokának megállapítására a spektrumalak analízis és a log ft érték meghatározása mellett. Precíziós EC/β^+ viszony mérések hozzájárulnak a gyenge kölcsönhatást leíró elméletek ellenőrzéséhez és tökéletesítéséhez. Ilyen mérésekkel pl. igen nagy pontossággal igazolható a Fierz-tag zérus volta.

A következőkben áttekintjük az EC/β^+ viszonyok mérésére alkalmas módszereket és megvizsgáljuk, hogy a félvezető detektor technika alkalmazása milyen esetekben jelent előnyt, az egyéb lehetőségekhez képest. EC/β^+ viszonyok mérésére szolgáló módszerekről áttekintést adnak a [45], [46], [47] korábban megjelent közlemények.

Az elektronbefogás-pozitronemittálási viszony kétféleképpen határozható meg: meghatározhatjuk közvetlenül (2.1), vagy pedig a P_ϵ , illetve P_{β^+} méréseiből a $P_\epsilon + P_{\beta^+} = 1$ összefüggés segítségével, ahol P_ϵ és P_{β^+} a megfelelő elektronbefogás, illetve β^+ emittálás valószínűsége (2.2)

2.1. Az EC/β^+ viszony közvetlen meghatározása

E módszer lényege az, hogy ugyanazon forrás alkalmazásával külön-külön meghatározzuk azon események számát, amelyekben elektronbefogás (N_ϵ), illetve pozitron emisszió (N_{β^+}) történik.

$N_{\epsilon_i} = N_0 P_{\epsilon_i}$ meghatározásához a megfelelő röntgensugár intenzitását (A_{x_i}) vagy a megfelelő Auger-elektron csúcs intenzitását (A_{A_i}) mérjük:

$$A_{x_i} = N_0 P_{\epsilon_i} \epsilon_{x_i} \Omega_x \omega_i \quad /36/$$

$$A_{A_i} = N_0 P_{\epsilon_i} \epsilon_{A_i} \Omega_A (1 - \omega) \delta_i \quad /37/$$

Az $N_{\beta^+} = N_0 P_{\beta^+}$ meghatározásához pedig vagy a β^+ spektrum intenzitását (A_{β^+}) vagy az annihilációs γ^\pm kvantumok számát (A_{γ^\pm}) kell mérni:

$$A_{\beta^+} = N_0 P_{\beta^+} (\epsilon \Omega)_{\beta^+} \quad /38/$$

$$A_{\gamma^\pm} = N_0 P_{\beta^+} (\epsilon \Omega)_{\gamma^\pm} \quad /39/$$

A fenti formulákban N_0 a forráserősséget jelöli. Meg kell jegyezni, hogy a /39/ formulában az $(\epsilon \Omega)_{\gamma^\pm}$ kifejezést a detektor minősége és a geometria nem határozzák meg egyértelműen, mert a γ^\pm kvantumoknak csak egy (esetleg egészen) kicsiny része származik magából a forrásból, az $(\epsilon \Omega)_{\gamma^\pm}$ tehát azon térrészre vett átlagértéket jelöli, melyben a pozitronok lefékeződnek. [43]

A fentiek szerint az EC/β^+ arány meghatározása a két mérendő mennyiség négy különböző megválasztásával érhető el. Ezen lehetőségek közül az Auger-elektron — β^+ — spektrum, valamint (amennyiben a forrás egy megfelelő abszorbenssel körül van véve) a röntgen — γ^\pm párosítás esetén a térszögek azonosak, így nem növeli az EC/β^+ értékek kísérleti hibáit a térszög bizonytalanság.

Az Auger-elektronok vizsgálatához jó feloldás szükséges, ezért ilyen mérések csak mágneses spektrométerek segítségével végezhetők, előgyorsítás nélkül ez esetben is csak a nagyobb rendszám-tartományban. Ha a tekintett elektronbefogás nem az alapállapotra visz, úgy a röntgen csúcok mérésekor a belső konverzióból eredő röntgenintenzitást korrekcióba kell venni. Ez esetenként nagy hibákat is eredményezhet (lásd 1. pont). A másik két lehetséges párosítás (röntgen — β^+ spektrum, Auger-elektron — γ^\pm) esetén a fluoreszcencia hozam, a detektálási hatások és az abszorpcióra való korrekció hibáin kívül a térszögbizonytalanság is hibaforrás.

Ezen módszereknél a két mérendő mennyiség közül legalább az egyik kisenergiájú sugárzás. A különböző ablakhatások okozta abszorpcióra vett korrekció ez esetekben pedig nagy lehet, ami miatt pontos mérések csak ún. "belső forrás technikával" végezhetők. A belső forrás technika elnevezés arra utal, hogy a forrás a detektor érzékeny térfogatában van, emiatt ablakhatások nem jelentkeznek. Ilyen technika alkalmazásakor a fluoreszcencia hozam hibája sem növeli a mérési hibát, mert az elektronbefogást kísérő röntgensugarak és Auger-elektronok detektálása egyaránt biztosítva van. Jelenleg széleskörűen alkalmazzák ezt a technikát proporcionális kamrákkal és szcintillációs kristályokkal végzett mérésekben.

Előbbiek kis energiáknál alkalmazhatók előnyösen, míg utóbbiak nagyobb energiáknál is.

Proporcionális kamráknál a forrást gáz formában hozzákeverik a töltőgázhoz [32], [33], ami limitálja az alkalmazhatóságot. Elég nagy nyomás alkalmazásával a nem abszorbeált röntgen kvantumok száma kis rendszámok esetén minimális értékre szorítható. Nagyobb rendszámok esetén azonban a nem abszorbeált röntgen hányad jelentőssé válhat, és szükséges annak meghatározása. Ez sokszálas proporcionális számlálóval történik [34], amelyben a központi számlálót köralakban körbe veszik vele antikoincidenciába kötött számlálókkal.

Nagyobb rendszámok (azaz nagyobb röntgenenergiák) esetén előnyösebb a szcintillációs kristályok alkalmazása, nagyobb abszorpciók együttthatójuk miatt. Belső forrás technika esetén a radioaktív forrást belekeverik a kristályolvadékba és úgy huznak belőle egykristályt. Természetesen a széleken elhelyezkedő magokra a nem abszorbeált röntgenhányad jelentős lehet. Ennek a kiküszöbölése úgy történik, hogy különböző $\frac{\text{felület}}{\text{térfogat}}$ viszonyú kristályokkal végzett mérések eredményeit extrapolálják a $\frac{\text{felület}}{\text{térfogat}} = 0$ esetre [35], [36].

Egy másik lehetséges megoldás, ha a forrást tartalmazó aktív kristályt egy radioaktív anyagot nem tartalmazó kristály furatába helyezik [37].

Tekintettel arra, hogy kis energiájú sugárzások méréséről van szó, igen fontos, hogy a szcintillációs kristály fényhozama nagy legyen. Ezért belső forrás technikával végzett mérésekben általában NaI(Tl) vagy CsI(Na) [38] kristályokat alkalmaznak.

2.2. Az EC/β^+ viszony meghatározása a P_e , illetve P_{β^+} valószínűségek mérésével

Az elektronbefogás-pozitronemittálási viszony meghatározása oly módon is lehetséges, hogy meghatározzuk egy bomlásra vonatkoztatva az elektron-befogásos (vagy pozitron emissziós) esemé-

mények számát, azaz a P_e (illetve P_{β^+}) valószínűséget. A belső konverziós együtttható koincidencia módszerekkel való meghatározásával kapcsolatban megjegyzésünkkel analóg módon, itt is elmondható, hogy amennyiben az $EC/\beta^+ \ll 1$ vagy $EC/\beta^+ \gg 1$, úgy a P_e , illetve P_{β^+} méréséből nyert EC/β^+ viszonyok hibája nem azonos. Első esetben P_e -t kell mérni ahhoz, hogy pontosabb EC/β^+ viszonyt nyerjünk, második esetben pedig P_{β^+} -t, más szóval, mindig a kisebb valószínűségű folyamat vizsgálata szolgáltatja a kisebb mérési hibájú eredményt.

A P_e (illetve P_{β^+}) meghatározása kétféleképpen történhet:

i.) Összehasonlíthatjuk a depopuláció mértékével (gamma vagy konverziós elektron intenzitással) az elektronbefogásos események számát, (az azzal arányos röntgen, vagy Auger-intenzitást), vagy a pozitronemissziós események számát, (β^+ spektrum intenzitását vagy az azzal arányos annihilációs γ^+ intenzitást)

Tekintettel arra, hogy a konverziós együttthatók egészen csekély számu kivételtől eltekintve $\approx 5\%$ hibával ismertek, ezzel a módszerrel P_e mérése esetén csak $k \sim 1$, illetve $k \sim 0$ mellett nyerhetünk pontos EC/β^+ viszonyokat. Ha a $k \sim 1$, vagy $k \sim 0$ feltételek nem állnak fenn, úgy koincidencia technikát kell alkalmazni (lásd ii.). A lehetséges variációk közül a gyakorlat számára jelentősebbek azok, amelyekben a következő mennyiségeket mérik:

- a.) γ^+ és γ intenzitást
- b.) X és γ intenzitást
- c.) β^+ spektrum és (belső vagy külső) konverziós elektron intenzitást.

zítást.

- d.) Auger elektron és (belső vagy külső) konverziós elektron intenzitást.

tenzitást.

Az a.) b.) módszerek, valamint külső konverziós elektron intenzitás mérésekor a c.) és d.) módszerek $k \sim 0$ esetén alkalmazhatók előnyösen, míg $k \sim 1$ mellett c.) és d.) módszerek adnak (belső konverziós elektron intenzitás méréssel) pontosabb EC/β^+ viszonyt. A b.) és d.) módszerekkel nyert viszonyok nem függetlenek a fluoreszcencia hozamtól.

Mivel az a.) - d.) módszerekben egy, a depopuláció mértékére jellemző sugárzás és egy másik alkalmasan megválasztott sugárzás intenzitásának összehasonlítása történik, ezért alapállapotra vezető $EC(\beta^+)$ átmeneteknél ezek a módszerek természetesen nem alkalmazhatók, gerjesztett állapotba vivő $EC(\beta^+)$ átmenetek esetén pedig csak egészen egyszerű bomlássémák esetén. A bomlássémák ugyanis általában nem ismeretesek olyan pontossággal, ami az EC/β^+ viszonyok precíz meghatározásához szükséges volna.

ii.) A P_e (illetve P_{β^+}) valószínűségek meghatározása koincidence technikával is történhet:

$$A_Y - X_i = A_Y P_e \omega_i (\epsilon \Omega) X_i \quad /40/$$

$$A_Y - A_i = A_Y P_e (1-\omega) \delta_i (\epsilon \Omega) A_i \quad /41/$$

$$A_Y - \beta^+ = A_Y P_{\beta^+} (\epsilon \Omega)_{\beta^+} \quad /42/$$

Itt az A_{Y-d} a d sugárzásnak a kiválasztott γ átmenettel koincidenceban mért intenzitását jelöli, a δ_i pedig az Auger-spektrum tekintett részének a teljes Auger-spektrum intenzitásához való viszonyát. Természetesen a legerjesztő átmenetnek nemcsak gammáival lehet koincidenceát mérni, hanem annak konverziós elektronjaival is (lásd /43/, /44/). A /40/-/42/ formulákban szereplő $(\epsilon \Omega)_d$ mennyiségeket számítani lehet, vagy ha pontosabb értékre van szükség, úgy koincidence-mérésekkel határozhatjuk meg (lásd /23/). Bizonyos esetekben célszerű lehet a /40/-/42/ alatt leírt kettős koincidence mérések helyett hármas koincidenceát mérni [44].

A /42/ módszer előnye a /40/ és /41/ módszerekkel szemben, hogy az így nyert eredmények függetlenek a fluoreszcencia hozamtól. Ezen módszerrel nyert EC/β^+ viszonyok hibáit lényegében a statisztikus hibák határozzák meg, ezért azok nagy statisztikájú mérések esetén egészen kis

értéken tarthatók, három esetben ~ 1 % pontosságot sikerült elérni.

Konverziós elektronokkal mért koincidencia módszerek közül csak egy módszerre (konverziós elektron Auger-elektron koincidencia) térünk ki részletesen, amellyel igen nagy pontosságú K-befogási valószínűségeket (~ 1 %) nyerhetők [40], [41]. Az elektronbefogást kísérő Auger-elektronokkal koincidenciában mérjük a depopuláló átmenet K, illetve L konverziós elektron intenzitását.

$$A_{e_K - e_{A_i}} = A_{e_K} (1 + P_K) (1 - \omega) \delta_i(\epsilon \Omega) A_i \quad /43/$$

$$A_{e_L - e_{A_i}} = A_{e_L} P_K (1 - \omega) \delta_i(\epsilon \Omega) A_i \quad /44/$$

/43/ és /44/-ből

$$\frac{A_{e_K - e_{A_i}}}{A_{e_L - e_{A_i}}} \frac{A_{e_L}}{A_{e_K}} = \frac{1 + P_K}{P_K} \quad /45/$$

A módszer akkor is alkalmazható, ha az $EC(\beta^+)$ átmenet egy metastabil állapotra vezet. Ekkor a koincidenciák között lesznek prompt és késleltetett koincidenciák (p, illetve d index), ezek száma:

$$A_{e_K - e_{A_i}}^p = A_{e_K} (1 - \omega) \delta_i(\epsilon \Omega) A_i \quad /46/$$

$$A_{e_K - e_{A_i}}^d = A_{e_K} P_K (1 - \omega) \delta_i(\epsilon \Omega) A_i \quad /47/$$

A koincidencia eseményeknek a késleltetés függvényében mért eloszlása szétanalizálható prompt és késleltetett részre, ami után

$$P_K = \frac{A_{e_K - e_{A_i}}^d}{A_{e_K - e_{A_i}}^p} \quad /48/$$

A módszer alkalmazhatóságának kritériumait illetően a [39], [40], [41] munkákra utalunk.

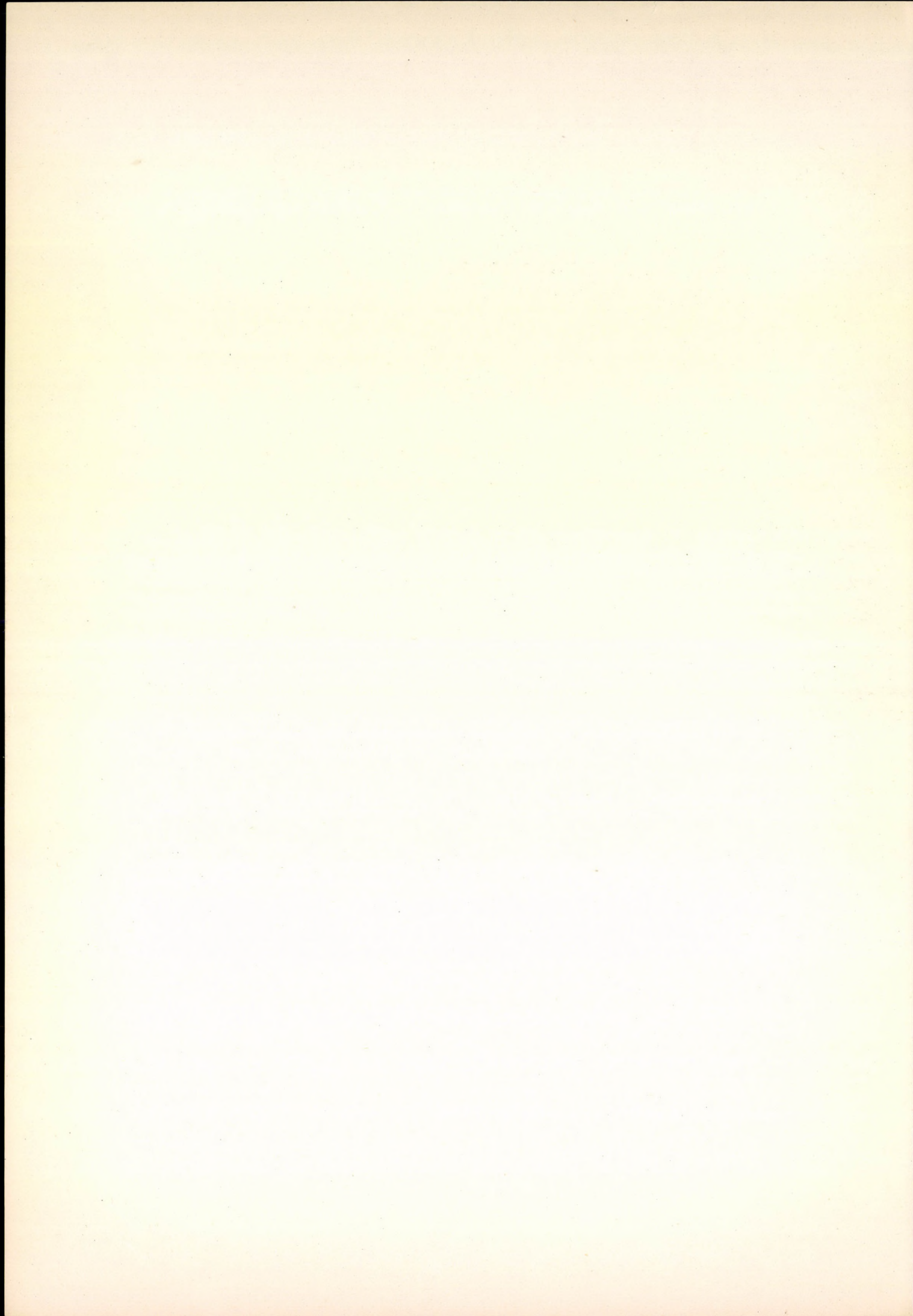
Összefoglalásképpen a következőket kívánjuk megjegyezni: kísérletileg mért EC/β^+ viszonyok többsége 5-50 % pontosságú. Az elmélet ellenőrzése és továbbfejlesztése szempontjából ~ 1 % pontosságú, vagy annál nagyobb pontosságú mérések szükségesek. Ilyen mérések azonban az Auger-elektron-konverziós elektron koincidencia technikán kívül csak belső forrás technikával végezhető. Az irodalomban eddig publikált belső forrás technika segítségével történt méréseket vagy szcintillációs kristályokkal vagy proporcionális számlálóval végezték. Elvileg félvezető detektorokkal is kivitelezhető lényegében belső forrásos mérések [48]. Ebben az esetben azonban a forrás nem kerülhet közvetlenül a detektor érzékeny térfogatába, de megfelelő Ge(Li) planar detektorok esetén elérhető, hogy a mérendő sugárzások ablakhatás nélkül ériék a detektorok érzékeny térfogatát. Az itt említett lehetőségén túlmenően igen nagy lehet a Ge(Li) detektorok alkalmazásának jelentősége, olyan koincidencia mérésekben, amikor a szcintillációs detektorok a gyengébb feloldóképesség miatt nem alkalmazhatók.

Köszönetemet fejezem ki a Magspektroszkópiai Osztály munkatársainak, akik a közös diskussziós során tett megjegyzéseikkel, hasznos észrevételeikkel nagy mértékben segítségemre voltak a dolgozat elkészítésében.

IRODALOM

- [1] H. J. LEISI: Proceeding of the Conference on the Electron Capture and Higher Order Processes in Nuclear Decays, Debrecen, Hungary, 1968, p. 368.
- [2] J. H. HAMILTON: Nuclear Spin Parity Assignments, ed. N. B. Gove, Academic Press, New York, London, 1966, p. 31.
- [3] M. E. ROSE: Internal Conversion Coefficients, North-Holland Publ. Company Amsterdam, 1958.
- [4] L. A. SLIV; I. M. BAND: Alpha-Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy, ed. K. Siegbahn, North-Holland Publ. Company, Amsterdam, 1965. p. 887.
- [5] R. S. DINGUS; N. RUD: Nucl. Phys., A 117, 73 (1968).
- [6] J. H. HAMILTON et al.: Nuclear Data, Section A, 1 521 /1966/.
- [7] R. L. GRAHAM: Nuclear Spin Parity Assignments, ed. N. B. Grove, Academic Press, New York, London, 1966, p. 53.
- [8] G. T. EWAN, R. L. GRAHAM: Alpha-Beta-Gamma-Ray Spectroscopy, ed. K. Siegbahn, North-Holland Publ. Company, Amsterdam 1965.
- [9] D. BERÉNYI: Magyar Fiz. Folyóirat, 13, 251 (1965).
- [10] S. HULTBERG: Arkiv Fys., 15, 307 (1959).
- [11] S. HULTBERG et al.: Arkiv Fys., 20, 555 (1961).
- [12] S. HULTBERG: Internal Conversion Processes, ed. J. H. Hamilton, Academic Press, New York, 1966, p. 125.
- [13] H. HAGEDORN; A. H. WAPSTRA: Nucl. Phys. 15, 146 (1960)
- [14] B. VAN NOOIJEN; J. H. HAMILTON: Internal Conversion Processes, ed. J. H. Hamilton, Academic Press, New York, 1966 p. 642.
- [15] H. T. EASTERDAY, et al.: Nucl. Instr. Meth. 32, 333 (1965).
- [16] B. VAN NOOIJEN: Internal Conversion Processes, ed. J. H. Hamilton, Academic Press, New York, 1966, p. 35.
- [17] T. R. GERHOLM; B. G. PETERSSON: Proceeding of International Conference on Role of Atomic Electrons in Nuclear Transformations, Warsaw, 1963 p. 1.
- [18] H. GAFFE, et al.: Phys. Rev., 97, 142 (1955).
- [19] F. ASARO, et al.: Phys. Rev., 117, 492 (1960)..
- [20] B. G. PETERSON, et al.: Nucl. Phys., 65, 566 (1965).
- [21] B. N. SUBBA RAO: Nucl. Instr. Meth., 45, 22 (1966).
- [22] S. K. SEN; S. I. H. RIZVI: Nucl. Instr. Meth., 57, 227 (1967).
- [23] K. Mc. GOWAN; P. H. STELSON: Phys. Rev., 107, 1674 (1957).
- [24] P. H. STELSON: Internal Conversion Processes, ed. J. H. HAMILTON, Academic Press, New York, 1966, p. 213.
- [25] E. KANKELEIT, et al.: Phys. Rev., 134, B747 (1964).
- [26] G. R. ISAAK; V. ISAAK: Phys. Letters, 17, 51 (1965).
- [27] D. C. LU, et al.: Phys. Rev., 97, 139 (1955).
- [28] J. S. MERRITT, J. G. V. TAYLOR: Anal. Chem., 37, 351 (1965).
- [29] G. BERTOLINI, et al.: Nuovo Cimento, 2, 273 (1965).
- [30] G. BERTOLINI, et al.: Nucl. Instr. Meth., 27, 281 (1964).
- [31] J. LINDSKOG, et al.: Arkiv. Fys., 32, 417 (1966).
- [32] J. P. RENIER, et al.: Phys. Rev., 166, 935 (1968).
- [33] H. GENZ, et al.: Nucl. Instr. Meth., 60, 195 (1968).
- [34] R. W. P. DREVER, et al.: Nucl. Instr. Meth., 1, 41 (1957).
- [35] H. LEUTZ; K. ZIEGLER: Nucl. Phys., 50, 648 (1964).
- [36] H. LEUTZ, et al.: Nucl. Phys., 75, 81 (1966).
- [37] B. R. JOSHI, et al.: Nucl. Instr. Meth., 24, 77 (1963).
- [38] P. BRINCKMANN: Phys. Letters, 15, 305 (1965).
- [39] P. SPARRMAN, et al.: Z. Phys., 192, 439 (1966).
- [40] P. SPARRMAN, et al.: Nucl. Phys. 81, 548 (1966).

- [41] P. SPARRMAN, et al.: Nucl. Instr. Meth., 41, 138 (1966).
- [42] D. BERÉNYI: Magyar Fiz. Folyóirat, 11, 431 (1963).
- [43] E. VATAI: Acta Phys. Hung., 23, 381 (1967).
- [44] E. VATAI, et al.: Nucl. Phys., A116, 637 (1968).
- [45] E. VATAI: Egyetemi doktori értekezés, Debrecen KLTE, 1965.
- [46] D. BERÉNYI: Nucl. Phys. 48, 121 (1963), Magyar Fiz. Folyóirat, 11, 431 (1963).
- [47] R. BOUCHEZ: Physica, 18, 1171 (1952).
- [48] E. BALDINGER; E. HALLER: Helv. Phys. Acta, 42, 949 (1969).
- [49] M.E. ROSE: Internal Conversion Processes, ed. J.H. Hamilton, Academic Press, New York, 1966, p. 15.
- [50] J.M. HOLLANDER: Nucl. Instr. Meth., 43, 65 (1966).



AZ IZOBÁR ANALÓG REZONANCIÁK FENOMENOLÓGIKUS LEÍRÁSA

VERTSE TAMÁS

A magfizikai jelenségek elméleti leírásának két fő módja van. Az egyik a nukleon-nukleon kölcsönhatás tulajdonságaiból kiindulva próbálja a magot, mint sok nukleon rendszert megérteni. A másik tulajdonképpen a kísérleti tényeket csoportosítja, s néhány modellszerű elképzelés és segéd-fogalom használatával rendszerezi a magról alkotott ismereteinket. Ez utóbbit hívjuk fenomenológikus leírásnak. Bár a mikroszkópikus leírás fogalmilag világosabb, a fenomenológikus leírásnak megvan az az előnye, hogy nem foglalkozik a soktestprobléma megoldásával, hanem a soktest rendszer bizonyos tulajdonságait, mint tapasztalati tényeket építi be az elméletbe.

Az izobár analóg rezonanciák felfedezése óta alig egy évtized telt el, a velük foglalkozó vaskos monográfiák, sulyra is tekintélyes konferenciái anyagok és közlemények jelzik, hogy a magfizika fejlődése szempontjából az utóbbi évek egyik legjelentősebb felfedezéséről van szó. A nagymennyiségű eredménynek még a címben idézett szűk részfejezetét sem próbálom a teljesség igényével áttekinteni. A következőkben a leíráshoz szükséges fogalmak definiálása után lényegében a proton szóráásokban jelentkező izobár analóg rezonanciák leírásáról lesz szó, egy az atommag optikai modelljéből kifejlődött fenomenológikus modell, a Lane-modell keretében. A probléma megoldásának két módjával foglalkozunk, az első és régebbi csatolt differenciálegyenletekre az ún. Lane egyenletekre vezet. A második a héjmodellszerű leírás egyrészecske függvényekből alkotott bázison diagonalizálja az izovektor-csatolási tagot tartalmazó optikai modell Hamilton operátort. Ez utóbbi módszerrel részletesebben foglalkozunk, sőt a 7. és 8. pontban kitérünk az egyrészecske rezonancia függvények előállításának és használatának bizonyos részleteire is. A módszer elnevezésével kapcsolatban meg kell jegyeznünk, hogy az itt leírt módszer nem tévesztendő össze az izobár analóg rezonanciák héjmodell elméletével, amely lényegesen bonyolultabb technikát igényel, s már átvezet a mikroszkópikus leírás területére. Az utolsó 9. pontban az említett két módszer összehasonlításáról és használatáról mondunk néhány szót.

1. A MAGERŐK TÖLTÉSFÜGGETLENSÉGE ÉS AZ IZOSPIN

A neutron felfedezése óta tudjuk, hogy az atommag protonokból és neutronokból, vagy közös néven nukleonokból áll. A kétnukleon kölcsönhatások vizsgálata azt mutatja, hogy a nukleonok közötti Coulomb kölcsönhatások erőssége közelítőleg azonos, vagyis a magerők közel töltésfüggetlenek. Mivel a neutron és proton tömegkülönbsége relative elég kicsi, indokoltnak látszik a neutront és a protont a nukleon két lehetséges állapotának tekinteni. A két állapot megkülönböztetésére célszerű bevezetni egy t izospin változót, mely hasonló szerepet játszik a proton és neutron megkü-

lönböztesében, mint amelyet az elektron spinváltozója a z-tengely irányába mutató és az azzal ellentétes spinű elektronok megkülönböztesében játszik. Konvenció szerint a neutronhoz $t_z = 1/2$ protonhoz $t_z = -1/2$ izospin vetület tartozik, ami azt jelenti, hogy ha az izospin térben a nukleon $t = 1/2$ -nyi izospinje a z-tengely irányába áll be, akkor neutronnal, ha azzal ellentétes, akkor protonnal van dolgunk. Az izospinhez, mint fizikai mennyiséghez a

$$\vec{\hat{t}} = \frac{1}{2} \vec{\hat{\tau}} = \frac{1}{2} \{ \hat{\tau}_1, \hat{\tau}_2, \hat{\tau}_3 \} \quad /1.1/$$

izospin operátorokat rendelhetjük, melyek a Pauli féle spin mátrixokhoz hasonlóak, s a

$$[\hat{\tau}_k, \hat{\tau}_l] = 2i \hat{\tau}_m \quad /1.2/$$

(k, l, m ciklikusan változik)

felcserélési relációknak tesznek eleget. A $\hat{t}_i = 1/2 \hat{\tau}_i$ (i = 1, 2, 3) izospin vektoroperátor komponensek mellett használatos az izospin hosszúság operátora

$$\hat{t}^2 = \hat{t}_1^2 + \hat{t}_2^2 + \hat{t}_3^2 \quad /1.3/$$

A nukleon χ_{\pm} izospin sajátfüggvénye ($\chi_+ \equiv \chi_n$; $\chi_- \equiv \chi_p$) a fenti operátorok közül csak két-
tőnek lehet saját függvénye, pl.

$$\begin{aligned} \hat{t}^2 \chi_{\pm}^{tz} &= t(t+1) \chi_{\pm}^{tz} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} + 1 \right) \chi_{\pm}^{tz} \\ \hat{t}_3 \chi_{\pm}^{tz} &= t_z \chi_{\pm}^{tz} \end{aligned} \quad /1.4/$$

Az állapot multiplicitása: $2t + 1 = 2$. Az izospin operátorokból szokás lezármatatni a $\hat{Q}/e = 1/2 - \hat{t}_3$ operátort, mely az elektromos töltés operátora, valamint a $\hat{t}_{\pm} = \hat{t}_1 \pm i\hat{t}_2$ töltés növelő, illetve csökkentő operátorokat, ez utóbbiak hatása a következő:

$$\begin{aligned} \hat{t}_+ \chi_- &= \chi_+ & \hat{t}_+ \chi_+ &= 0 \\ \hat{t}_- \chi_+ &= \chi_- & \hat{t}_- \chi_- &= 0 \end{aligned} \quad /1.5/$$

A magerők töltésfüggetlenségének hipotézise azzal a következménnyel jár, hogy az atommagnak, mint A nukleon rendszernek mozgását leíró Hamilton operátornak töltésfüggetlenség kell lennie. Az A nukleon rendszer \vec{T} izospinje az egyes nukleonok \vec{t}_i izospinjeinek eredője:

$$\vec{T} = \sum_{i=1}^A \vec{t}_i, \quad /1.6/$$

z komponense pedig az egyes nukleonok t_z -jeinek összege:

$$T_z = \sum_{i=1}^A t_z^i \quad /1.7/$$

Ennek megfelelően az A nukleon rendszer izospin operátora a nukleon izospin operátorok összege:

$$\hat{T} = \sum_{i=1}^A \hat{t}_3^{(i)} \quad \text{és} \quad \hat{T}_3 = \sum_{i=1}^A \hat{t}_3^{(i)} \quad /1.8/$$

Az A nukleon rendszer esetében is be szokták vezetni a $\hat{T}_\pm = \hat{T}_1 \pm i\hat{T}_2 = \sum_{i=1}^A \hat{t}_\pm^{(i)}$ izospin növelő és csökkentő operátorokat \hat{T}_+ 1-gyel növelni, \hat{T}_- 1-gyel csökkenteni az izospin sajátfüggvény T_z -jét, amennyiben erre még van lehetőség:

$$\hat{T}_\pm |T, T_z\rangle = [(T \pm T_z + 1)(T \mp T_z)]^{\frac{1}{2}} |T, T_z \pm 1\rangle \quad /1.9/$$

$$\text{ahol } |T, T_z\rangle \text{ a } \hat{T}^2 |T, T_z\rangle = T(T+1) |T, T_z\rangle \quad /1.9a/$$

$$\text{és } \hat{T}_3 |T, T_z\rangle = T_z |T, T_z\rangle \quad /1.9b/$$

sajátérték egyenleteknek eleget tévő izospin sajátállapot. A töltés megmaradás miatt bármely A nukleon rendszer H Hamilton operátora felcserélhető T_3 -mal

$$[H, \hat{T}_3] = 0. \quad /1.10/$$

Ezért, ha $|Z, A\rangle$ sajátállapota H-nak, akkor egyuttal \hat{T}_3 -nak is saját állapota, mégpedig $T_z = \frac{N-Z}{2}$ sajátérték mellett (Z a protonok $N = A - Z$ a neutronok száma).

A $[H, T] = 0$ felcserélési reláció azonban csak közelítőleg igaz, még akkor is, ha eltekintünk a protonok közötti Coulomb-kölcsönhatástól.

2. AZ IZOBÁR ANALÓG ÁLLAPOTOK

Tekintsünk egy izospin független H modell Hamilton operátort, vagyis olyat, amely felcserélhető az izospin operátorokkal:

$$[H, T] = [H, \hat{T}_\pm] = 0 \quad /2.1/$$

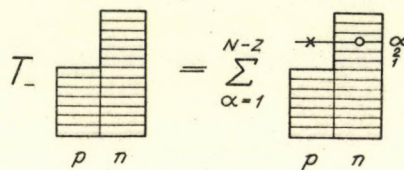
Ebben az esetben T mozgásállandó, s az energia sajátfüggvények egyuttal meghatározott T és T_z kvantumszámokkal rendelkeznek, pontosabban adott energiával és T-vel jellemzett állapothoz $2T+1$ független magállapot tartozik, melyek T z-komponensének értékében térnek el egymástól ($T_z = T, T-1, \dots, -T$). Azonban az azonos T-ju, de különböző T_z -ju állapotok azonos tömegszámú, de különböző rendszámú (izobár) magokban találhatóak. Ezek az állapotok azonos módon




függnek a nukleonok térbeli és spinváltozóitól, és a Hamilton operátor töltésfüggetlensége következtében ezek azonos energiájúak. A multipliett két állapota csak abban különbözik, hogy az egyik állapotban jelenlevő protonok némelyikét a másik állapotban neutronok helyettesítik. A multipliett tagjai az izobár analóg állapotok. A Pauli elv most már azt követeli meg, hogy az A nukleon rendszer állapotfüggvénye antiszimmetrikus legyen bármely két nukleon tér-, spin- és izospin-változójának felcserélésével szemben.

A multipliett egyik tagjáról a T_{+} illetve a T_{-} operátorok alkalmazásával lehet áttérni az eggyel nagyobb, illetve eggyel kisebb T_z -jű másik tagjára. Ha T_{-} hat az $\sum_{\alpha} X_{N}$ mag T izospinű állapotára, akkor az $\sum_{\alpha} Y_{N-1}$ mag azonos T -jű analóg állapotát kapjuk.

$$T_{-} = \sum_{\alpha} P_{\alpha}^{+} N_{\alpha} \quad /2.2/$$

betöltési szám reprezentációban. (Itt N_{α} a neutron eltüntető, P_{α}^{+} a proton keltő operátora az α állapotban). Hatása szemléletesen látszik a következő diagrammokon:



A  szimbólumok a protonokkal, illetve neutronokkal betöltött állapotokat jelentik. A  jel lyuk állapotot, a  jel részecske állapotot jelent. Látható, hogy T_{-} egy adott konfigurációból 1 részecske - 1 lyuk konfigurációk összeget csinál, s az összegnek annál több tagja van, minél nagyobb az eredeti állapot neutron fölöslege. ($N = Z$ esetén T_{-} hatása 0-t eredményez). Így nagy neutronfelesleg esetén T_{-} hatására erősen kollektív állapot jön létre.

3. AZ IZOBÁR ANALÓG ÁLLAPOTOK ENERGIAVISZONYAI

A nukleáris kölcsönhatások töltésfüggetlensége a valóságban még a p-p Coulomb kölcsönhatásától eltekintve is csak közelítő jellegű. A $2T + 1$ -szeresen degenerált izobár-spin multipliett degenerációját a Hamilton operátor töltésfüggő része felhasítja. A felhasadás mértéke az ún. Coulomb energia különbség, melyen azt az energiakülönbséget értjük, amely az izobár-spin multipliett két szomszédos tagja közt áll fenn. Ha $M(T, M_T)$ jelöli, a T izospinű és M_T izospin vetületű magtömegét m_n , illetve m_H pedig a szabad neutron, illetve a hidrogénatom tömegét, akkor a Coulomb energia differencia definíció szerint:

$$\Delta E_C = [M(T, M_T - 1) + m_n] - [M(T, M_T) + m_H] \quad /3.1/$$

Mivel az azonos T -jű multipliett tagjai különböző magokban találhatóak, ezért egy magban különböző T -jű, de azonos T_z -jű nivókat találunk, ugyanis egy magon belül a neutronszám és a rendszám nem változik. Azon T értékek, melyekhez tartozó $T_z = \frac{N - Z}{2}$ a következők:

$$T = \frac{N - Z}{2}, \quad \frac{N - Z}{2} + 1, \dots, \quad \frac{N + Z}{2} \quad /3.2/$$

Kérdezhetjük, hogy a mag alapállapotának T -je melyik a fenti lehetőségek közül. Kimutatható, hogy a lehetséges T értékek közül a minimális érték biztosítja a legerősebb kölcsönhatást a mag nukleonjai közt, ezért a mag alapállapota általában $T = T_z = \frac{N-Z}{2}$ állapot*.

Az alapállapot felett durván

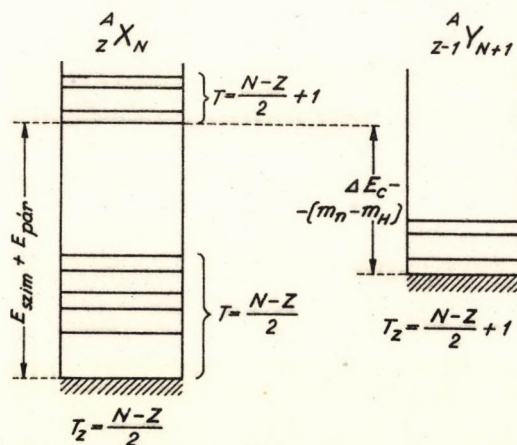
$$E_{\text{szim}} + E_{\text{pár}} \approx 77.2 \frac{N-Z+1}{A} + 3(1+(-1)^A) \text{ MeV-nyire} \quad /3.3/$$

kezdődnek a $T = \frac{N-Z}{2} + 1$ állapotok, közülük a legalsó a szomszédos $(Z-1, N+1)$ mag alapállapotának izobár 2 analógja. Szűkebb értelemben Coulomb energia differencián ez utóbbi két állapot $m_n - m_H = 0.782$ MeV-vel korrigált energiakülönbségét értjük:

$$\Delta E_c = M(T, T-1) - M(T, T) + 0.782 \quad /3.4/$$

Az energia viszonyokat vázlatosan az 1. ábra mutatja.

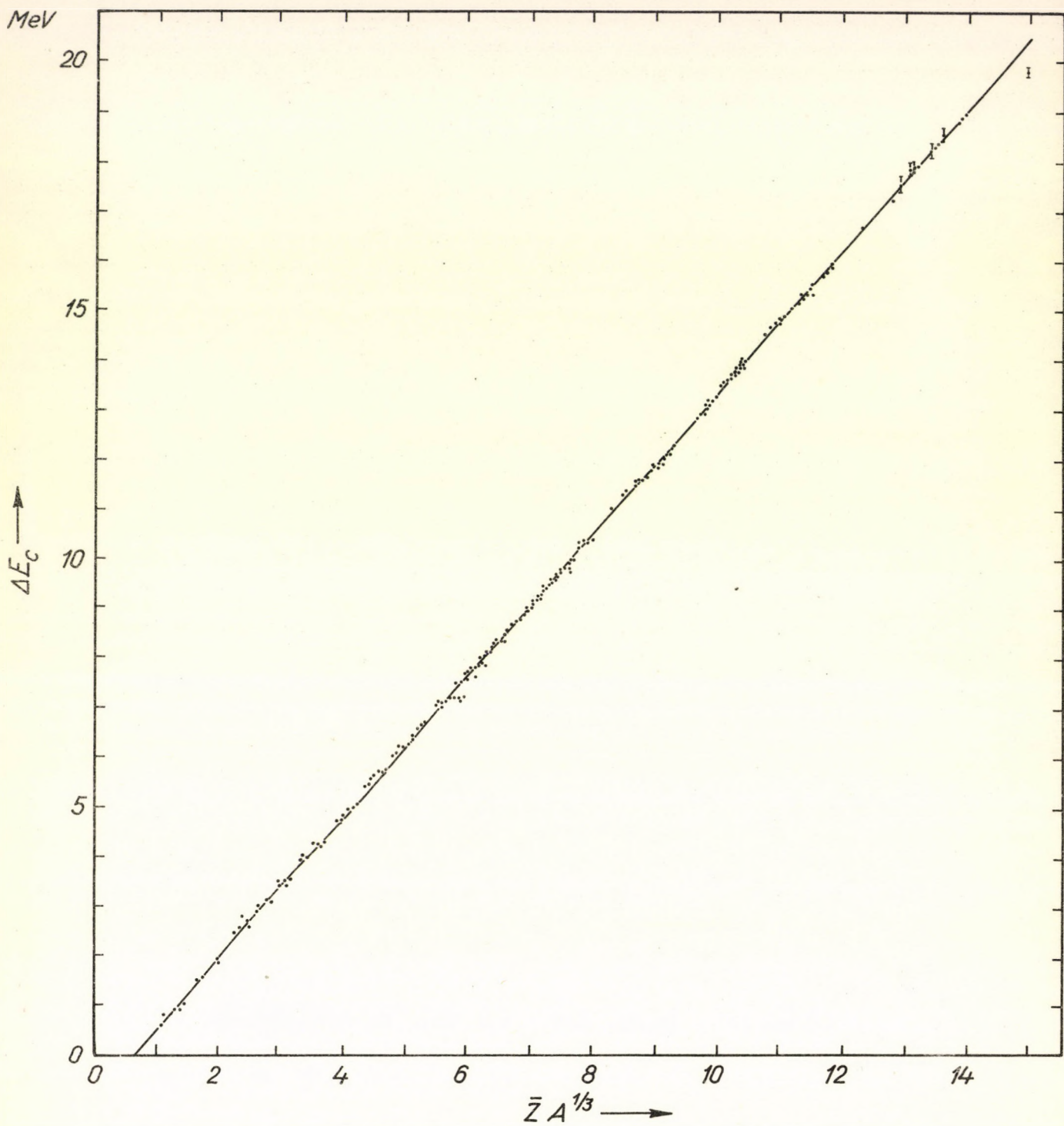
Természetesen a $(Z-1, N+1)$ magban lévő valamennyi állapotnak van izobár analógja a (Z, N) magban, s mivel a hosszú hatótávolságú Coulomb erők nem nagyon érzékenyek a mag-szerkezet részleteire, így a $(Z-1, N+1)$ mag alap és alacsonyán fekvő gerjesztett állapotaira a ΔE_c érték közel azonos lesz. Ennek következtében a (Z, N) mag magasán gerjesztett tartományában, ahol a $T = T_z$ nivók már olyan sűrűen helyezkednek el, hogy egymást átfedik, $T = \frac{N-Z}{2} + 1$ nivókat figyelhetünk meg, melyek közti távolságok a $(Z-1, N+1)$ mag nivósémájának alján 2 kialakult nivótávolságokkal mutatnak szoros kapcsolatot. Durván azt mondhatjuk, hogy a $(Z-1, N+1)$ mag energiában megfelelően felcsusztatott képét figyelhetjük meg az (N, Z) mag nivósémájában (lásd 1. ábra).



1. ábra. Az analóg állapotok tipikus elhelyezkedése az X és Y szomszédos izobárok nivósémájában.

Ha az $(N-Z)$ mag gerjesztési energiáját tovább növeljük, akkor a $T = \frac{N-Z}{2} + 2$ nivóknak is meg kell jelenniük, ezek ahhoz a multipletthez tartoznak, melyhez a $(Z-2, N+2)$ mag alapállapota is tartozik. Az ilyen állapotokat dupla-analóg állapotoknak nevezzük, míg a $T = \frac{N-Z}{2} + 1$ állapotokat egyszerűen analóg állapotoknak. Szokásos még az analóg állapot azon tagját, melynél $T = T_z$ szülő analóg állapotnak, s amelynél $T = T_z + 1$ leány analóg állapotnak nevezni.

* Kivételt képez néhány páratlan-páratlan mag (pl. ^{34}Cl alapállapota $T = 1$ és $T_z = 0$ állapot) ezekkel most nem foglalkozunk.



2. ábra. A Coulomb-energia különbségek kísérletileg meghatározott értékei, és a rájuk illesztett

$$\Delta E_c = b_1 \frac{Z}{A^{1/3}} + b_2 \text{ egyenes (J. Jänecke-től átvéve).}$$

A ΔE_c értékére közelítő becslést végezhetünk a félempirikus tömegformula Coulomb energia tagja segítségével. Mivel

$$E_{\text{Coul.}}(Z, N) \approx \frac{0,58 Z^2}{A^{1/3}} \quad /3.5/$$

igy

$$\Delta E_c = E_{\text{Coul}}(Z, N) - E_{\text{Coul}}(Z - 1, N + 1) \approx \frac{1.16}{A^{1/3}} \bar{Z} \text{ (MeV)}, \quad /3.6/$$

ahol $\bar{Z} = \frac{1}{2}(Z + Z - 1)$ az analóg állapotok átlagos protonszáma. Ennek megfelelően a ΔE_c a könnyű magoknál néhány MeV, a legnehezebb magoknál pedig megközelíti a 20 MeV értéket. ΔE_c pontosabban is meghatározható, egyrészt kísérletileg mérhető, másrészt a mag töltéeloszlására tett feltevés alapján számolható. A 2. ábrán a mért ΔE_c értékek vannak ábrázolva a $\bar{Z}/A^{1/3}$ függvényében, s látható, hogy a függés egyenessel elég jól leírható, az egész rendszám tartományban.

4. AZ IZOBÁR ANALÓG REZONANCIÁK

A szülő analóg állapotokon magasabb gerjesztések felé haladva elérünk egy olyan határt, mely felett a leány analóg állapotok már proton kibocsátással szemben instabilak, tehát az $\sum_{N}^A X_N$ mag gerjesztési energiája meghaladja az $\sum_{N-1}^{A-1} Y_{N-1} + p$ rendszer szeparációs energiáját. Ekkor a leány analóg állapot az $\sum_{N-1}^{A-1} Y_{N-1} + p$ rendszer folytonos energiájú tartományába /kontinuum/ van beágyazva, s a Hamilton operátor töltésfüggő részének hatására átmenet lehetséges ebbe a kontinumba, vagyis az állapot proton emisszióval elbomlik. A bomló állapotoknak a stacionárius állapotokkal szemben véges nivószélességük van, ha ez a szélesség nem túl nagy, kvázistacionárius állapotról beszélünk. A szórás hatáskeresztmetszet energia függése mindig rezonancia szerkezetet mutat, ha a bombázó energia a target + bombázó rész rendszer egy kvázistacionárius állapotának energiájával egyezik meg. A rezonancia szélessége attól függ, mennyi ideig él ez az állapot. Ha az $\sum_{N-1}^{A-1} Y$ targeten pl. proton szórás gerjesztési függvényt veszünk fel, a leány analóg állapot közelében rezonancia szerkezetet kapunk, ezeket nevezzük izobár analóg rezonanciáknak (IAR). Az IAR szélessége a compound rezonanciák szélességénél lényegesen nagyobb, az egyrészecske rezonanciáknál viszont lényegesen kisebb. Ez annak a következménye, hogy az izobár analóg állapot bonyolultsága közbenső helyet foglal el a compound állapot (itt tetszőleges bonyolultságu állapotok keverednek) és az egyrészecske állapot (itt egy zárt törzs által kialakított átlag potenciál térben kialakult egyrészecske állapotokról van szó) összetettségi foka között. A szokásos szimbolikus jelölés szerint az izobár analóg rezonancia hullámfüggvénye a következő típusú konfigurációk összege:

$$+ \sum_{\alpha=1}^{N-Z} \quad /4.1/$$

Az első tag a target + szabad proton állapot, az összegzés pedig a target állapot analógjától egy neutron-részecske állapottal különböző konfigurációkra történik. A kétrészecske - egy lyuk konfiguráción keresztül vezet az átmenet az egyrészecskes állapotoktól a bonyolultabb állapotok felé, ezért a 2 részecske - 1 lyuk állapotokat doorway állapotoknak nevezzük. Ha a tömegközépponti rendszerbeli proton bombázó energia (E_p^{CM}) és az $\sum_{N-1}^{A-1} Y_{N-1}$ mag valamelyik nivójának $S_n^{(Z-1, N+1)}$ neutron szeparációs energiájának összege ΔE_c -vel válik egyenlővé, akkor kell megjelennie az $\sum_{N-1}^{A-1} Y_{N-1}$ mag adott állapotához tartozó izobár analóg rezonanciának, feltéve, hogy ez pozitív E_p^{CM} mellett valósul meg. Vagy megfordítva, csak azon $\sum_{N-1}^{A-1} Y_{N-1}$ magállapotoknak megfelelő izobár analóg rezonancia létezik, melyekre $S_n^{(Z-1, N+1)} < \Delta E_c$. A közepesen nehéz magoknál ΔE_c elég nagy ahhoz, hogy a fenti reláció már az alapállapotra is teljesüljön. Így ezen magoknál az $\sum_{N-1}^{A-1} Y_{N-1}$

mag valamennyi nivójának tulajdonsága tanulmányozható az $Z-1Y_N$ targeten való protonszórás segítségével. Az izobár analóg rezonanciák természetesen másfajta magreakciók során is megfigyelhetők. Felfedezésük pl. (p, n) reakcióban történt. 1961-ben Anderson és Wong a $^{51}\text{V}(p, n)^{51}\text{Cr}$ reakció párolgási neutronspektrumára szuperponálódó éles csúcsot figyelt meg. Míg a párolgási spektrumhoz tartozó hatáskeresztmetszet a proton energia növelésével a közbelső mag reakció mechanizmusnak megfelelően erősen csökkent, a csúcsához tartozó hatáskeresztmetszet nem változott. Tehát a ^{51}Cr -ben egy 6.5 MeV energiájú nivó direkt mechanizmussal gerjesztődik, s ezt azzal magyarázták, hogy ez a nivó a ^{51}V alapállapotának izobár analógja. Ennek bizonyítására a $^{51}\text{V}-^{51}\text{Cr}$ izobár analóg párra számított $\Delta E_c = 8.2$ MeV, valamint a két nivó $E_{\text{exc.}} - Q = 6.5 - (-1.54) = 8.04$ MeV-nyi távolságának egybeesését hozták fel.

A reakció fenomenológikus magyarázatához igen használható utat mutatott A.M. Lane, az optikai modell kiterjesztésével. A nukleonok szóródási folyamatait leíró optikai potenciált egy izovektor csatolási taggal:

$$V_s(r) \hat{t} \cdot \hat{T} = V_s(r) \left[t_3 T_3 + \frac{1}{2} (t_+ T_- + t_- T_+) \right] \quad /4.2/$$

egészítette ki. Itt \hat{t} és \hat{T} a szóródó nukleon, illetve a targetmag izospin operátora, $V_s(r)$ a szimmetria potenciál. A szögletes zárójel első tagja már korábban is benne volt az optikai potenciálban, s annak a tapasztalati ténynek volt a kifejezője, hogy az optikai potenciál protonokra mélyebb, mint neutronokra. A második tag pedig az un. kvázirugalmas szórások (p, n) és (n, p) reakciók leírását teszi lehetővé a (p, p) és (n, n) rugalmas szórásokkal együtt. A $t_+ T_-$ tagja a potenciálnak a bejövő protont neutronná, a targetmag állapotait pedig megfelelő analóg állapotaivá változtatja. A részletes számítások azt mutatták, hogy ugyanazzal a $V_s(r)$ szimmetria potenciállal, mellyel a (p, p) és (n, n) rugalmas szórások jól leírhatók magyarázni lehet a targetállapot izobár analógjának gerjesztődését a (p, n) reakcióban.

5. AZ IZOBÁR ANALÓG REZONANCIÁK TÁRGYALÁSA A LANE-MODELL KERETÉBEN

Míg Anderson és Wong végállapotban találták meg az izobár analóg rezonanciát, a rugalmas protonszórásban jelentkező izobár analóg rezonancia közbelső-állapoti rezonancia.

Tekintsünk most egy ZX_N targetmagon való rugalmas protonszórás problémáját, kiegészítve a potenciált a Lane által javasolt $V_s \cdot \hat{t} \cdot \hat{T}$ taggal. Rendszerünk Hamilton operátora a következő lesz:

$$H = H(\xi) - \frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V_0 + V_c \left(\frac{1}{2} - t_3 \right) + V_s \cdot \hat{t} \cdot \hat{T}, \quad /5.1/$$

ahol V_0 az optikai modell potenciál izospin független része, $H(\xi)$ képviseli az egymástól elkülönült fragmentumok belső energiáját, V_c a Coulomb potenciál, V_s a szimmetria potenciál, \hat{t} és \hat{T} a nukleon, illetve a törzs izospin operátora. Mint azt már az előző fejezetben említettük, H utolsó tagja összezsugorítja a target alapállapot + neutron rendszer állapotfüggvényeit. Ha a target állapot hullámfüggvényét $\psi_{T_0, T_0}(\xi)$ -vel analóg állapotának hullámfüggvényét pedig $\psi_{T_0, T_0-1}(\xi)$ -vel jelöljük, akkor a csatolt rendszer teljes hullámfüggvénye:

$$\psi = \psi_{T_0, T_0}(\xi) \phi_p(\vec{X}_p) + \psi_{T_0, T_0-1}(\xi) \phi_n(\vec{X}_n) \quad /5.2/$$

ahol \vec{X} a nukleon hely-, spin- és izospin koordinátáit foglalja magába, a ϕ_p és ϕ_n függvények pedig azáltal vannak meghatározva, hogy ψ kielégíti a rendszer teljes Hamilton operátorának

$$(H - E)\psi = 0 \quad /5.3/$$

sajátérték egyenletét. ψ fenti formáját a Schrödinger egyenletbe helyettesítve, s az analóg állapotok ortogonalitását kihasználva kapjuk a Lane egyenleteket:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V_o - \frac{T_o}{2} V_s + V_c - E' \right] \phi_p + \sqrt{\frac{T_o}{2}} V_s \phi_n = 0 \quad /5.4a/$$

és

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V_o + \frac{T_o - 1}{2} V_s + \Delta E_c - E' \right] \phi_n + \sqrt{\frac{T_o}{2}} V_s \phi_p = 0 \quad /5.4b/$$

itt

$$E' = E - [M(T_o, T_o) + m_H], \quad /5.4c/$$

ami annyit jelent, hogy az energiaskála 0 pontja a target + p rendszer szeparációs energiája. ΔE_c pedig a ψ_{T_o, T_o} és a $\psi_{T_o, T_o - 1}$ állapotok közötti Coulomb energia differencia.

A Lane egyenletek másodrendű, csatolt differenciálegyenletek a ϕ_p és ϕ_n proton és neutron egyrészecske függvényekre nézve, s gyors elektronikus számítógép segítségével numerikus integrálással megoldhatók ha a megoldások aszimptotikus viselkedését tisztáztuk. Mivel a magtól nagy távolságban mind a V_s szimmetria potenciál, mind a V_o magpotenciál eltűnik, a Lane egyenletek aszimptotikusan független proton és neutron egyenletté csatlódnak le:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V_c - E' \right] \phi_p = 0 \quad /5.5a/$$

és

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + \Delta E_c - E' \right] \phi_n = 0 \quad /5.5b/$$

Ezeknek E' értékétől függően a következő háromféle megoldása lehet:

1.) Ha $E' < 0$, akkor ϕ_n és ϕ_p kötött állapotokat irnak le, s $r \rightarrow \infty$ esetén exponenciálisan 0-hoz tartanak.

2.) A $\Delta E_c > E' > 0$ energiatartományban csak a proton hagyhatja el a magot, a neutron kilépése energetikailag tiltott. A $\hat{T}_+ \hat{T}_-$ tag azonban áttranszformálhatja a target + p rendszert analóg + neutron rendszerré, a folyamat azonban addig nem fejeződhet be, míg a $\hat{T}_- \hat{T}_+$ tag ismét vizsgálja a target + p rendszert. Ha E' értéke olyan, hogy az analóg + n rendszer egyik kvázistacionárius állapotának közelében vagyunk, akkor a rendszer sokáig fog az analóg + n állapotban tartózkodni, s ez azt jelenti, hogy ebben az energiatartományban a rugalmas proton szórás gerjesztési függvényében keskeny rezonanciának kell jelentkeznie. Az l-edik parciális hullám aszimptotikus viselkedése a következő:

$$\phi_p^l(r) \xrightarrow{r \rightarrow \infty} e^{-i[kr - \eta \ln(2kr) - \frac{l\pi}{2} + \sigma_l]} - S_l^{pp} e^{i[kr - \eta \ln(2kr) - \frac{l\pi}{2} + \sigma_l]} \quad /5.6a/$$

$$\phi_n^l(r) \xrightarrow{r \rightarrow \infty} \kappa e^{\sqrt{\frac{2m}{\hbar}} (\Delta E_c - E') r}, \quad /5.6b/$$

ahol $\eta = \frac{mZe^2}{\hbar k}$ a Coulomb paraméter, σ_1 a Coulomb fáziseltolás; a κ numerikus állandó és az S^{pp} protonszórási mátrixelem pedig a külső és belső megoldás sima csatlakoztatásából határozható meg.

3.) Ha $E' > \Delta E_c$, akkor a reakciócsatorna nyitott mind a proton, mind a neutron kilépésére, s így a bejövő proton vagy rugalmasan szóródik, vagy a $\hat{t}_+ \hat{t}_-$ tag hatására (p, n) reakció megy végbe. (A rugalmatlan szórásról, és egyéb reakció fajtákról ez a modell csak abszorpció formájában tud számot adni, V_0 -nak képzetes részt is tulajdonítva.) Az aszimptotikus megoldás a proton csatornában /5.6a/, mint a 2.) esetben, a neutron csatornában pedig:

$$\phi_n^I(r) \xrightarrow{r \rightarrow \infty} -S_1^{pn} e^{i[k_n r - \frac{1}{2}\pi]} \quad /5.7/$$

ahol $k_n = [\frac{2m}{\hbar^2} (E' - \Delta E_c)]^{1/2}$, S_1^{pn} pedig a neutron csatornához tartozó S mátrixelem.

Az izobár analóg rezonanciák fenomenológikus leírásának egy másik változata Lane-Robson egyenletek néven ismert. Itt is izovektor csatolási tagot kell hozzáadni az optikai potenciálhoz, azonban a Hamilton operátor közelítő izospin függetlenségét kihasználva, a target + proton, illetve az analóg + neutron rendszer állapotfüggvényeit $T_+ = T + \frac{1}{2}$ és $T_- = T - \frac{1}{2}$ teljes izospinhez tartozó izospin sajátfüggvények: ψ_+ és ψ_- szerint fejtjük ki:

$$\begin{aligned} \phi_p &= \frac{1}{\sqrt{2T+1}} \psi_+ + \frac{\sqrt{2T}}{\sqrt{2T+1}} \psi_- \\ \phi_n &= \frac{\sqrt{2T}}{\sqrt{2T+1}} \psi_+ - \frac{1}{\sqrt{2T+1}} \psi_- \end{aligned} \quad /5.8/$$

A ψ_+ és ψ_- -re szintén egy csatolt egyenletrendszer:

$$\begin{aligned} [\hat{K} + V_0 + \frac{T}{2} V_s + \frac{V_c + 2T\Delta E_c}{2T+1} - E'] \psi_+ &= \frac{\sqrt{2T}}{2T+1} (\Delta E_c - V_c) \psi_- \\ [\hat{K} + V_0 - \frac{T+1}{2} V_s + \frac{2TV_c + \Delta E_c}{2T+1} - E'] \psi_- &= \frac{\sqrt{2T}}{2T+1} (\Delta E_c - V_c) \psi_+ \end{aligned} \quad /5.9/$$

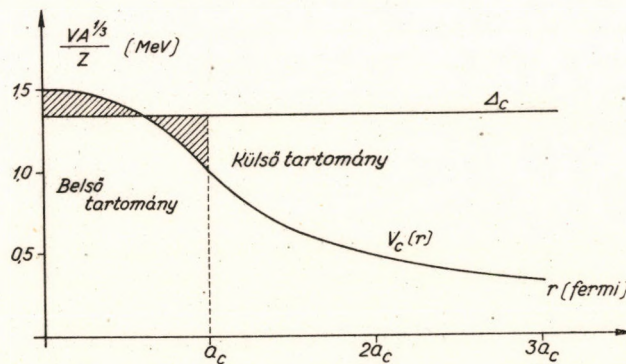
az ún. Lane-Robson egyenlet kapható. (Itt $\hat{K} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2$ a valencia nukleon kinetikus-energia operátora). Az egyenletek akkor csatolódnának le, ha a $\Delta E_c - V_c$ különbség 0 lenne, ez esetben ψ_+ és ψ_- két független egyenlet megoldása lenne. A mag belsejében a V_c Coulomb potenciál közelítőleg egyenlő ΔE_c -vel (lásd 3. ábra), ezért az $r < R = r_0 A^{1/3}$ tartományban:

$$\begin{aligned} [\hat{K} + V_0 - \frac{T+1}{2} V_s + \Delta E_c - E'] \psi_- &= 0 \\ [\hat{K} + V_0 + \frac{T}{2} V_s + \Delta E_c - E'] \psi_+ &= 0 \end{aligned} \quad /5.10/$$

Az $r > R$ külső tartományban ez a közelítés nem indokolt, azonban a potenciálok hatótávolságán túl már a ϕ_p és ϕ_n -re vonatkozó egyenletek csatolódnak le, és az /5.6/, illetve /5.7/ aszimptotikus alakok érvényesek. Az S_{pp} szórásmatrixelem meghatározása a

$$\Psi = A_>\Psi_> + A_<\Psi_< \quad /5.11/$$

kevert izospinű belső hullámfüggvénynek az aszimptotikus alakhoz való illesztésének feltételéből határozható meg.



3. ábra. A protonra ható V_C Coulomb potenciál és a ΔE_C Coulomb-energia különbség nagyságának tipikus alakulása a magon belül és azon kívül.

Ha $E' < 0$, azaz mindkét csatorna zárt, akkor $\psi_<$ és $\psi_>$ exponenciálisan lecsengő aszimptotikájú kötött állapotokat jelent. ($\psi_>$ az analóg-, $\psi_<$ az antianalóg állapot). Ezesetben a Lane-Robson egyenletek csatolása a magtól elegendő távol menve egzaktul megszűnik. Fentiekből nyilvánvaló, hogy meghatározott T izospinű állapotokról csak a mag belsejében beszélhetünk, ezért míg a kötött állapotok elég jó közelítéssel határozott T-ju állapotok, a nem kötött állapotok (kontinuum állapotok és rezonanciák) esetén a $\Delta E_C - V_C$ tag a magon kívül összekeveri a $T_>$ és $T_<$ izospinű állapotokat. A Lane-Robson egyenletek fent vázolt közelítő megoldását, mely lényegét tekintve a következő pontban leírt módszerhez hasonló, külső keverési közelítésnek nevezzük.

6. AZ IZOBÁR ANALÓG REZONANCIÁK EGY HÉJMODELLSZERŰ LEIRÁSA A LANE-MODELL KERETÉBEN

Míg az előző részben a IAR-t leíró állapotfüggvényt egy csatolt egyenletrendszer (a Lane egyenletek vagy a Lane-Robson egyenletek) megoldása adta, ebben a fejezetben megvizsgáljuk, hogy a proton és neutron egyrészecske függvényeknek a héjmodellben megismert módszer szerinti összekeverése révén hogyan kaphatjuk az IAR-nak lényegében a Lane-egyenletekkel egyenrangú leírását, olyan esetekben, amikor a targetet zárt törzsnek tekinteni nem nagyon rossz közelítés.

Rendszerünk, melynek Hamilton operátora H , álljon egy A nukleont tartalmazó zárt törzsből és egy további - a törzson kívüli - $A + 1$ -edik nukleonból vagy valencia nukleonból, mely a törzs által kialakított potenciáltérben mozog. H -t bontsuk két részre a következő módon:

$$H = H_0 + V \quad /6.1/$$

$$H_0 = H(\xi) + \hat{K} + V_0(\vec{x}) + \left(\frac{1}{2} - \hat{t}_3\right) [V_c(\vec{x}) + v_p(\vec{x})] + \left(\frac{1}{2} + \hat{t}_3\right) v_n(\vec{x}) + V_1(\vec{x}) \hat{t}_3 \hat{T}_3 \quad /6.2/$$

$$V = \frac{1}{2} V_1(x) [\hat{t}_+ \hat{T}_- + \hat{t}_- \hat{T}_+] - \left(\frac{1}{2} - \hat{t}_3\right) v_p(\vec{x}) - \left(\frac{1}{2} + \hat{t}_3\right) v_n(\vec{x}), \quad /6.3/$$

ahol $H(\xi)$ a törzsmozgás és a nukleon nyugalmi energiájához tartozó Hamilton operátor, \hat{K} a törzs + nukleon rendszer relativ mozgását leíró kinerikus energia operátor, V_0 az $A + 1$ -edik nukleonra ható átlagpotenciál izospin független része, V_c , illetve V_1 a Coulomb-, illetve a szimmetria-potenciál, \hat{t}_+ és \hat{t}_- a törzs, illetve a nukleon izospin vektoroperátorai, v_p és v_n pedig tetszőlegesen választható segédpotenciálok. Vegyük észre, hogy a segédpotenciálok H_0 -ban és V -ben ellenkező előjellel szerepelnek, s így a teljes Hamilton operátor őket nem tartalmazza. E segédmenhységek lényegében azt fejezik ki, hogyan bontottuk H -t H_0 -ra és V -re. A H_0 operátor ψ_i saját függvényei két csoportba sorolhatók, az egyik csoportot a target + proton, a másikat az analóg + neutron rendszerhez tartozó állapotfüggvények alkotják.

A $H_0 \psi_i^{t_z} = E_i^{t_z} \psi_i^{t_z}$ saját értékegyenlet megoldásai:

$$\begin{aligned} \psi_i^p &= \phi_i^p(\vec{x}) \psi_{T_0, T_0}(\xi) \\ \psi_i^n &= \phi_i^n(\vec{x}) \psi_{T_0, T_0-1}(\xi), \end{aligned} \quad /6.4/$$

ahol $\psi_{T_0, T_z}(\xi)$ a törzs-, ϕ_i^p és ϕ_i^n pedig a proton, illetve neutron állapotfüggvénye. Az energiaskála nullpontját /5.4c/-nek megfelelően választva, s kihasználva az analóg állapotok ortogonalitását ϕ_i^p és ϕ_i^n -re a következő egyenleteket kapjuk:

$$\left[\hat{K} + V_0(\vec{x}) - \frac{T_0}{2} V_1(\vec{x}) + v_p(\vec{x}) + V_c(\vec{x}) - E_i^p \right] \phi_i^p = 0 \quad /6.5a/$$

$$\left[\hat{K} + V_0(\vec{x}) + \frac{T_0 - 1}{2} V_1(\vec{x}) + v_n(\vec{x}) + \Delta E_c - E_i^n \right] \phi_i^n = 0, \quad /6.5b/$$

melyek a Lane egyenletek homogén részének felelnének meg, ha a v_p és v_n segédpotenciálokat nullának választanánk. A segédpotenciálok mélységének és alakjának megválasztása a probléma megoldási módszerének technikai problémája. A $\phi_i^{t_z}$ egyrészecske függvények és az $E_i^{t_z}$ energia sajátértékek függnek a v_p és v_n konkrét megválasztásától, azonban az IAR jellemzőinek nem szabad tőlük függni. Az állapottér n korlátozása miatt azonban az eredménynek a segédpotenciáloktól való függetlensége legfeljebb csak közelítőleg teljesül.

A V kölcsönhatás összekeveri a H_0 sajátfüggvényeket, és a rendszer igazi sajátfüggvénye a H_0 sajátfüggvények lineárkombinációja:

$$(H - E)\psi = 0 \quad /6.6/$$

$$\psi = \sum_{i, t_z} a_{t_z}^i \psi_i^{t_z} \quad /6.7/$$

A lineárkombinációs együtthatók és az E energia sajátértékek a szokásos módon a H Hamilton operátor $\psi_i^{t_z}$ állapotokkal vett mátrixának diagonalizálásával határozhatók meg. Az

elvi lehetőség a gyakorlatban akkor használható, ha találunk olyan H_0 sajátfüggvényeket, melyek közül néhányból jó közelítéssel kikombinálható ψ , tehát az összegnek kevés tagja van. Tekintettel arra, hogy az izobár analóg rezonancia határozott l, j kvantumszámokkal rendelkezik, elegendő csak olyan ψ_i állapotokat figyelembe venni, melyeknek l és j értéke a vizsgált izobár analóg rezonanciával egyezik meg, ugyanis V_1 l, j -től független.

Az állapottérnek igen radikális korlátozása, ha a /6.7/ kifejtésben szereplő összegből csupán két tagot, egy E_p energiájú proton állapotot és egy E_n energiájú neutron állapotot hagyunk meg. Rendszerünk P állapotfüggvénye ekkor:

$$\psi = a_p \psi_p + a_n \psi_n, \quad /6.8/$$

ahol

$$\psi_p = \phi^P(x) \psi_{T_0, T_0}(\xi) \quad /6.9a/$$

és

$$\psi_n = \phi^n(x) \psi_{T_0, T_0-1}(\xi) \quad /6.9b/$$

az E_p és E_n energiához tartozó sajátfüggvényei H_0 -nak.

Az a_p és a_n együtthatók az

$$(E_p + \langle p | V | p \rangle - E) a_p + \langle p | V | n \rangle a_n = 0 \quad /6.10a/$$

$$\langle n | V | p \rangle a_p + (E_n + \langle n | V | n \rangle - E) a_n = 0 \quad /6.10b/$$

homogén lineáris egyenletrendszerből kaphatók. Triviálistól különböző megoldást csak akkor kapunk, ha a determináns nulla. Ez a feltétel adja a szekuláris egyenletet, melynek megoldásai:

$$E = \frac{1}{2} (E_p + E_n + \langle p | V | p \rangle + \langle n | V | n \rangle) \pm \left[(E_p - E_n + \langle p | V | p \rangle - \langle n | V | n \rangle)^2 + 4 \langle n | V | p \rangle \langle p | V | n \rangle \right]^{1/2} \quad /6.11/$$

a kevert állapotok energiái. /6.11/-ben + jel mellett kapjuk az izobár analóg állapot, - jel mellett az anti-analóg állapot energiáját, ez utóbbival itt nem foglalkozunk.

A lineárkombinációs együtthatók pedig E ismeretében a /6.10 a és b/ egyenletek bármelyikéből kiszámolhatók, figyelembe véve az

$$|a_n|^2 + |a_p|^2 = 1. \quad /6.12/$$

normálási feltételt.

Az állapottér ilyen radikális korlátozásának akkor van értelme, ha mind a proton, mind a neutron állapotok között a legközelebbi ugyanolyan l, j kvantumszámokkal jellemzett betöltetlen állapot energiában messze van. Vagyis a lehetséges E_{nlj} energiák diszkrét sorozatot alkotnak. Ez a feltétel teljesül, ha ϕ^P és ϕ^n kötött állapoti függvények, vagyis E_p és $E_n - \Delta E_c$ negatív.

Kimutatható azonban, hogy a könnyű magok esetétől eltekintve az izobár analóg állapot energiája pozitív lesz, vagyis egy olyan állapot jön létre, mely a target + proton rendszer kontinuumába ágyazódik. Itt már nem tekinthetünk el a kontinuum járulékától, melynek figyelembe vételére két ut kínálkozik:

1.) Kötött ϕ^P és ϕ^n állapotokból indulva elvégezzük a héjmodell számolást, s a kijövő stacionárius állapotot csatoljuk a kontinuumhoz. E csatolás során a maradék kölcsönhatás matrixelemét kell számítani a target + proton rendszer folytonos energiájú szórás állapotai és a kevert stacionárius állapot között. Az így adódó energia járulék komplex lesz.

Feltételezve, hogy a járulék kicsi, annak valós része kismértékben módosítja az állapot energiáját, imaginárius része pedig stacionáriusból bomló állapottá változtatja. Az így keletkező bomló állapot az IAR.

2.) Ugyanerre az eredményre jutunk, ha az egyrészecske függvényeinknél a ϕ^P proton függvényt nem kötött állapotú függvénynek, hanem rezonanciafüggvénynek vesszük. A rezonanciafüggvény vagy Gamow függvény az egyrészecske Schrödinger egyenlet komplex energiához tartozó, tisztán kifutó aszimptotikájú megoldása. A lehetséges energia értékek - a komplex síkra kiterjesztett $S(E)$ szórásfüggvény pólushelyei - diszkrét sorozatot alkotnak, s ebben hasonlóságot mutatnak a kötött állapotokhoz. Az analógia kiteljesedik, ha figyelembe vesszük, hogy a kötött állapotú- és a szórásfüggvények helyett teljes rendszerként kötött állapotú-, rezonancia- és megfelelően választott szórásfüggvények is használhatók, mint azt Berggren [10] -ben kimutatta. Az $E_p = E_R - i \frac{1}{2} \Gamma_{sp}$ energiájú protonfüggvény és az $E_n - \Delta E_c < 0$ energiájú kötött neutronfüggvény felhasználásával /6.11/-ből az IAR energiájára komplex értéket kapunk:

$$E_{IAR} = E_0 - \frac{i}{2} \Gamma_{IAR} = \frac{1}{2} \{ E_p + E_n - \langle \tilde{p} | v_p | p \rangle - \langle n | v_n | n \rangle + \sqrt{(E_p - E_n - \langle \tilde{p} | v_p | p \rangle + \langle n | v_n | n \rangle)^2 + 2\Gamma_0 \langle \tilde{p} | V_1 | n \rangle^2} \}^{1/2} \quad /6.13/$$

A Gamow-függvényeket tartalmazó matrixelemek kiszámításának problémáival a 8. pontban foglalkozunk részletesen. Itt csak annyit jegyzünk meg, hogy a klasszikus kvantummechanika előírásainak általánosítása szükséges a skalárszorítás értelmezéséhez. Berggren bevezetett egy új skalárszorítási eljárást, mely kötött állapotú függvények esetén a klasszikus módszerrel megegyező eredményt szolgáltat, s lehetővé teszi a skalárszorítás értelmezését Gamow függvények között, valamint kötött állapotú és Gamow-függvények között. A /6.13/ kifejezésben a \sim jel utal arra, hogy a matrixelemeket Berggren értelemben vett skalárszorítás segítségével kell meghatározni.

A rezonancia függvényekkel végzett héjmodell számolás eredménye, mint láttuk közvetlenül az izobár analóg rezonancia, nincs szükség a kontinuum csatolásra, hiszen azt már az egyrészecske függvénynél elvégeztük, amikor kötött állapotú függvény helyett Γ_{sp} szélességű kvázistacionárius állapotot használtunk.

7. AZ EGYRÉSZECSE SCHRÖDINGER EGYENLET MEGOLDÁSAI

Az IAR héjmodell szerű leírásához első lépésként a megfelelő egyrészecske függvényeket kell megtalálni. Ezek a függvények az egyrészecske Schrödinger egyenlet megoldásai. A törsz nukleonjai által kialakított, s centrálisnak feltételezett potenciálvölgyben kell vizsgálni a törszön kívüli nukleon (proton vagy neutron) mozgását.

Centrális $V(r)$ potenciál esetén a szögfüggést a szokásos módon parciális hullámokra bontással választva kapjuk a radiális egyenletet:

$$\frac{d^2 u_{lj}(r)}{dr^2} + \left[k^2 - \frac{l(l+1)}{r^2} - v(r) \right] u_{lj}(r) = 0, \quad /7.1/$$

ahol $k^2 = \frac{2m}{\hbar^2} E$, $v = \frac{2m}{\hbar^2} V$, $u_{lj}(r)$ a radiális hullámfüggvény. A radiális függvény j függése annak következménye, hogy V a Coulomb potenciálon kívül spin-pálya kölcsönhatási tagot is tartalmaz.

A radiális egyenlet megoldását regulárisnak nevezzük, ha $u_{lj}(0) = 0$, a továbbiakban u mindig reguláris megoldást jelöl. A radiális egyenlet két lineárisan független, az origóban szinguláris, (tehát nem reguláris) megoldását, melyek aszimptotikusan kimenő, illetve bemenő hullámoknak felelnek meg $O(r, k)$, illetve $I(r, k)$ -val jelöljük. $r \rightarrow \infty$ esetén

$$O(r, k) \sim e^{ikr} \quad /7.2a/$$

$$I(r, k) \sim e^{-ikr} \quad /7.2b/$$

Ezekből a radiális egyenlet minden megoldása, így a reguláris megoldás is lineárkombinálható, megfelelő együtthatókkal.

$$u_{lj}(r, k) = x_{lj}(k) O_{lj}(r, k) + y_{lj}(k) I_{lj}(r, k) \quad /7.3/$$

A lineárkombinációs együtthatók hányadosának negatív értéke definiálja az

$$S_{lj}(k) = -\frac{x_{lj}(k)}{y_{lj}(k)} \quad /7.4/$$

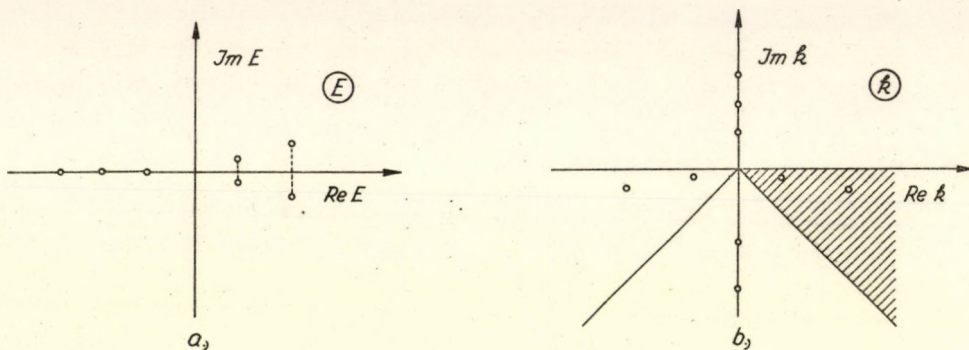
szórási függvényt. Ha több csatornás folyamatról van szó, akkor S -et szórásmatrixnak nevezik. A potenciálszórás esetén a szórásmatrix $l \times l$ -es matrix, ezért hívják inkább szórási függvénynek. A szórási függvény a kimenő hullám amplitudójának a bemenő hullám amplitudójához viszonyított arányát méri. A szórási függvényt - mint azt az elnevezése is mutatja - kezdetben csak a radiális egyenlet $E \geq 0$ energiájú szórási állapot megoldásaira definiálták. Ilyen esetben a (valós) potenciál hatására a bejövő hullám legfeljebb fázisát változtathatja, de a kilépő fluxusnak egyenlőnek kell lennie a bemenő fluxussal, ezért $|S_{lj}(k)| = 1$, s ebből

$$S_{lj}(k) = e^{2i\delta_{lj}}, \quad /7.5/$$

ahol δ_{lj} a potenciál szórás (energiától függő) fáziseltolása. Nagyon hasznosnak bizonyult azonban a radiális egyenlet kiterjesztése a komplex energia-, illetve komplex k -síkra. Ebben az esetben vizsgálhatjuk a szórási függvény viselkedését a komplex k -síkon. Elhagyva a valós k -tengelyt $|S(k)|$ többé nem lesz egységnyi, s a szórási függvénynek pólushelyei és szingularitásai lehetnek a komplex k -síkon. S zérushelyein az aszimptotikus megoldás tisztán befutó, a pólushelyeken tisztán kifutó, egyébként a kettő kombinációja. Kimutatható, hogy ha a potenciál véges hatótávolságú, s aszimptotikusan elég gyorsan tart zérushoz, akkor S reguláris függvények hányadosaként írható fel, s a komplex E sík valós tengely közelébe eső tulajdonságaiból következtetni lehet az S valós tengelyen való viselkedésére. Siegert kimutatta, hogy a valós tengely közelébe eső W_{lj} pólushelyei S -nek, azaz az időfüggetlen Schrödinger egyenlet tisztán kifutó aszimptotikájú megoldásai rezonancia állapotokat irnak le. Vagyis a valós E tengelyen haladva a hatás keresztmetszetnek $\text{Re}W$ átlagos energiájú és $2\text{Im}W$ szélességű rezonancia csúcst kell mutatnia. A rezonancia szerkezet akkor szembeötlő, ha keskeny a rezonancia, ami azt jelenti, hogy a létrejövő állapot hosszú élettartamu kvázistacionárius állapot. A keskenység feltétele:

$$|\text{Im}W| \ll |\text{Re}W| \quad /7.6/$$

annak az egyszerű ténynek a kifejezője, hogy $S(E)$ valós-tengelyen való viselkedésében csak a valós-tengely közelébe eső pólusok játszanak lényeges szerepet. (Más oldalról az tűnteti ki a keskeny rezonanciákat, hogy időfüggő probléma stacionárius kezelése csak akkor tehető meg, ha az időfüggés gyenge, vagyis a probléma kvázistacionárius).



4. ábra. A karikák az S szórási függvény pólusait jelölik. a.) a komplex E -sikon, b.) a komplex k -sikon. A bomló állapotok a.)-ban a valós tengely alatti, b.)-ben a vonalkázott tartományba eső pólusok

S pólushelyeinek a komplex E és k -sikon való tipikus elhelyezkedését mutatja a 4a., 4b. ábra. A képzetes k tengelyen fekvő pólusok a negatív energia tengely pólusainak felelnek meg. A pozitív imaginárius tengelyen lévőkhöz exponenciálisan lecsengő amplitudójú aszimptotikus megoldás, a negatív imaginárius tengely pólusaihoz exponenciálisan növekvő aszimptotika tartozik. Az első megoldás kötött állapotot, a második un. antikötött, vagy más szóhasználattal virtuális állapotot jelent.

A rezonancia állapotok az energia síkon a pozitív valós tengelyre, a k síkon a negatív képzetes tengelyre szimmetrikusan helyezkednek el. Az időfüggő egyenlet aszimptotikus megoldásának

$$\lim_{r \rightarrow \infty} u(r) e^{-i\frac{W}{\hbar}t} \sim e^{i(kr - \frac{W}{\hbar}t)} \quad /7.7/$$

radiális részét tekintve nyilvánvaló, hogy a $W = E + i\frac{\Gamma}{2}$ pólushelyeknek időben növekvő amplitudójú un. befogó állapot, a $W = E - i\frac{\Gamma}{2}$ pólushelyeknek lecsengő amplitudójú, bomló állapot felel meg. Mi az utóbbiakkal foglalkozunk?

Ezekre: $k = \kappa - i\gamma$ ($\kappa > \gamma > 0$), és

$$\lim_{r \rightarrow \infty} u(r) \sim e^{\gamma r} e^{i\kappa r}, \quad /7.8/$$

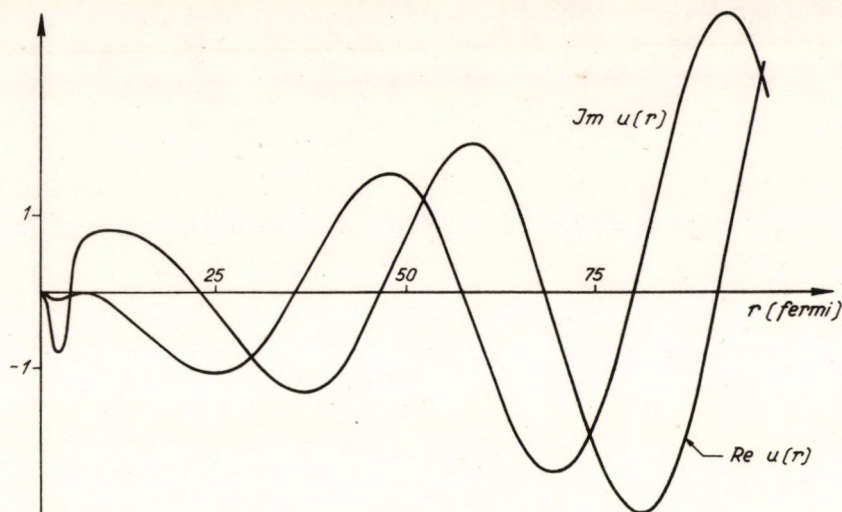
vagyis az aszimptotikus megoldás exponenciálisan növekvő amplitudójú síkhullám. Az 5. ábra a radiális egyenletnek egy ilyen aszimptotikájú megoldását mutatja.

Gamow ilyen típusú függvényt használt az alfabomlás leírására, ezért ezeket a rezonancia függvényeket Gamow-függvényeknek is szokás nevezni.

A valós E tengelyhez közeli, s az origótól távoli $W_{l|jn} = E_{l|jn} - \frac{i}{2}\Gamma_{l|jn}$ pólushoz legközelebb eső valós E tartományban $S(E)$ jól közelíthető az

$$S_{l|j}(E) = e^{2i\delta_{l|j}} = e^{2i\eta_{l|j}} \frac{E - W_{l|jn}^*}{E - W_{l|jn}} \quad /7.9/$$

egypólus formulával. Itt $\eta_{l|j}$ a háttér fáziseltolás, mely az energiának csak lassan változó függvénye.



5. ábra. Gamow függvény radiális részének tipikus képe.

8. GAMOW FÜGGVÉNYEK NORMÁLÁSA, MATRIXELEMÉK SZÁMITÁSA GAMOW FÜGGVÉNYEK ESETÉN

A Gamow függvény normája, és a legtöbb fizikai mennyiség Gamow függvényekkel való átlagértéke nem számítható ki a skalárszorzásnak a kvantummechanikában eddig használt receptje alapján. Ugyanis pl. a norma számításnál az

$$O_{ij}^* O_{ij} \sim e^{2\gamma r} \quad /8.1/$$

mennyiséget kellene végtelenig integrálni, azonban ez az integrál végtelen lenne, tehát a Gamow függvényekhez a hagyományos módszerrel nem rendelhető norma. Könnyen belátható, hogy a legtöbb fizikai mennyiség átlagértékének számításánál hasonló probléma lépne fel.

Ennek elkerülése céljából a radiális egyenlet $k = \kappa - i\gamma$ hullámszámhoz tartozó, s aszimptotikusan $O_1(kr)$ -hez csatlakozó $u(r)$ Gamow függvény megoldása mellett tekintjük azt az $\tilde{u}(r)$, $\tilde{k} = -k^* = -\kappa - i\gamma$ hullámhoz tartozó megoldást, mely aszimptotikusan $I_1(\tilde{k}r)$ -hez csatlakozik. Láttuk, hogy ha S -nek k -ban pólusa van, akkor \tilde{k} -ban is pólusa van, és \tilde{u} az u bomló állapot befogó állapot párja. Kimutatható, hogy $\tilde{u}(r) = u(r)^*$, s ha a rezonancia függvények közötti skalárszorzást úgy definiáljuk, hogy a baloldali állapot függvénye helyett annak \tilde{u} -mal jelölt párjával kell szokásos értelemben skalárszorzást végezni, akkor a probléma

$$\int_0^{\infty} \tilde{u}_2^* u_1 dr = \int_0^{\infty} u_2(r) u_1(r) dr \quad /8.2/$$

tipusu integrálok kiszámítására redukálódik. Az integrandus aszimptotikusan exponenciálisan növekedő amplitudóval oszcillál, ezért Riemann értelemben ezek az integrálok sem léteznek. Zeldovich [14] kimutatta, hogy az $e^{-\epsilon r^2}$ konvergencia faktor bevezetésével, majd $\epsilon \rightarrow 0$ határérték képzéssel az ilyen típusu integrálok kiszámíthatók. T. Berggren [10] e módszer felhasználásával vizsgálta a rezonancia függvényeknek azokat a tulajdonságait, melyek ahhoz szükségesek, hogy kvantummechanikai számításokban a kötött állapotú függvényekhez hasonló módon legyenek felhasználhatók. Az

által definiált skalárszorzat a következő:

$$\langle \tilde{u}_2 | u_1 \rangle = \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \int_0^{\infty} e^{-\epsilon r^2} \tilde{u}_2(r)^* u_1(r) dr \quad /8.3/$$

Belátható, hogy a skalárszorzás fenti definíciója kötött állapotú függvények esetén ($\kappa = 0, \gamma < 0$) a régi skalárszorzási eljárást adja vissza. Ekkor ugyanis $k = k, s$ a kötött állapotú radiális függvény valós, ezért $u^* = \tilde{u} = u$. Az $e^{-\epsilon r^2}$ konvergencia faktor volta pedig biztosítja, hogy ha az integrál konvergencia faktor nélkül is létezik, akkor a konvergencia faktoros eljárás végeredménye ugyanazt az eredményt szolgáltatja. Kimutatható, hogy a Berggren által bevezetett skalárszorzással a rezonancia függvények normálhatók [10, 12], s ebből következik, hogy véges hatótávolságu potenciál matrixeleme is számítható rezonancia függvények között. A Gamow függvények aszimptotikus tulajdonságai alapján r -ben tetszőleges véges fokszámu polinomként viselkedő szorzó operátor Gamow függvények között vett matrixelemeinek létezése bizonyítható. A normálás, illetve a matrixelem képzés rezonancia állapotok esetén természetesen bonyolultabb, mint kötött állapotú függvények esetén. Az integrálnak a komplex r -síkra való kiterjesztése révén bizonyítható [12], hogy a rezonancia függvényekkel való matrixelem képzés Romo által javasolt másik módszere [13] a Berggren módszerrel azonos eredményre vezet, s a konvergencia faktor megválasztásának nincs lényeges szerepe.

9. A LANE-EGYENLETES ÉS A HÉJMODELLSZERŰ LEIRÁS ÖSSZEHASONLÍTÁSA ÉS A FENOMENOLÓGIKUS LEIRÁSOKBÓL KAPHATÓ INFORMÁCIÓK

Az egyrészeske függvények területére tett kitérő után térjünk vissza az IAR fenomenológikus leírásához. Tekintsük át, hogy az IAR leírásának két fő módja, a Lane egyenletek megoldása, illetve a héjmodellszerű leírás milyen információkat szolgáltat az izobár analóg rezonanciáról. Pontosabban, a héjmodell leírásnak az előzőekben részletesen tárgyalt egyszerű esetét - melynek során kötött neutron és rezonancia protonfüggvényt használunk - fogjuk a Lane-egyenletes leírással összehasonlítani.

Elméleti szempontból az alapfeladat az, hogy adott optikai potenciál paraméterek mellett keressük meg az IAR helyét és szélességét, valamint határozzuk meg az $S(E)$ szórású függvényt a rezonancia közelébe eső energiatartományban.

Az /5.4/ csatolt Lane egyenletek megoldása adott E energia mellett megadja a szórású függvény értékét. A rezonanciahely megkeresése céljából az energiában megfelelő lépésközzel végig kell tapogatni azt a tartományt, ahol a rezonanciát várjuk az adott parciális hullámban. Ily módon megkapjuk $S_l(E)$ -t, mint az energia függvényét, s ennek felhasználásával a szórású hatás keresztmetszet, mint az energia függvénye kiszámítható.

A rezonanciafüggvényekkel végzett héjmodell számolásból nem kapjuk meg közvetlenül a szórású függvényt, csupán az $E_{IAR} = E_0 - \frac{1}{2} \Gamma_{IAR}$ komplex energiát, melyről tudjuk, hogy E_0 az IAR helyét Γ_{IAR} pedig szélességét jelenti. A szórású függvény, s így a hatás keresztmetszet csupán ezek ismeretében még nem írható fel egyértelműen. Feltételezve, hogy E_0 közelében ugyanolyan l és j értékhez tartozó rezonancia nincs, a szórású függvény felírására az egypólus közelítést használhatjuk fel:

$$S_{lj}(E) = e^{2i\xi_{lj}} \frac{E - E_{IAR}^*}{E - E_{IAR}} \quad /9.1/$$

A ξ_{lj} háttér fáziseltolást azonban külön kell meghatározni.

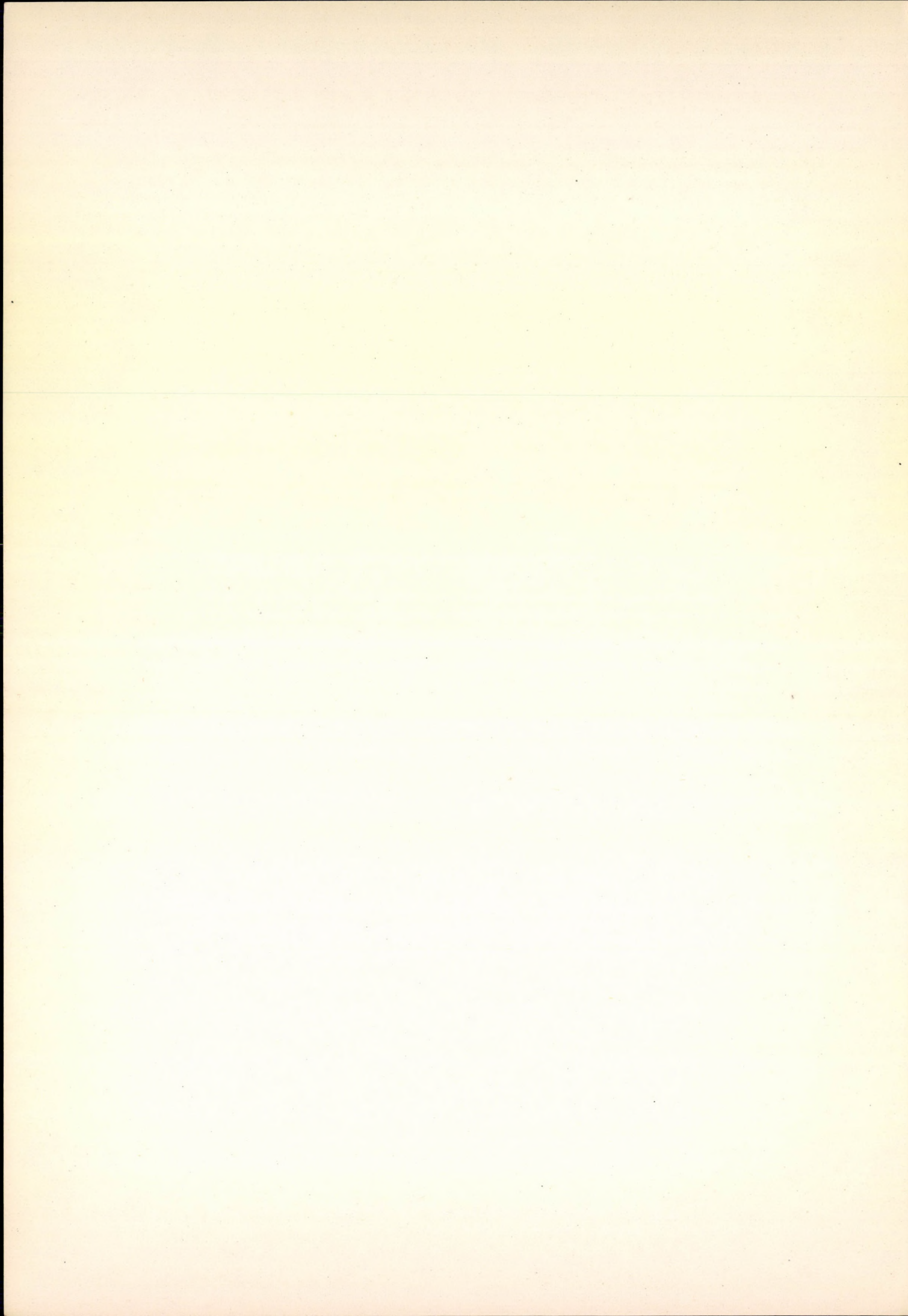
A két módszer eredményeinek összehasonlítása céljából megtehetnénk, hogy a hatás keresztmetszeteket, illetve a szórású függvényeket hasonlíttanánk össze. Célszerűbb azonban a Lane egyen-

letek megoldása révén kapott $S(E)$ függvényt a rezonanciahely környezetében a /9.1/ egypólus formula felhasználásával parametrizálni, és az így adódó rezonanciahely és szélesség paramétereit hasonlítani a héjmodellszerű számolás E_0 és Γ_{IAR} paramétereire. Ez a módszer feltételezi, hogy a Lane egyenletek megoldása során kapott szórási függvény a rezonancia környezetében jó közelítéssel egypólus formájú. A ^{49}Ca és a ^{209}Bi izobár analóg rezonanciáira végzett számítások [11], [16], [17] azt mutatják, hogy ez a közelítés megtehető, és a kétféle módon kapott paraméteri értékek egyezése jó.

Numerikus munka szempontjából a héjmodellszerű számolás előnyösebb, hátránya azonban, hogy a $\xi_{||}$ háttérrel nem adja meg. Használata akkor célszerű, ha meg akarjuk keresni, hogy adott potenciálban hol van a rezonancia. Ha a gerjesztési függvényt akarjuk számítani, akkor a Lane egyenleteket érdemesebb megoldanunk.

IRODALOM

- [1] D.H. WILKINSON, *Isospin in Nuclear Physics*, North-Holland Publ. Comp., Amsterdam, 1969.
- [2] J.D. FOX, D. ROBSON, *Isobaric Spin in Nuclear Physics*. Tallahassee Konf. anyaga Academic Press, New York London, 1966.
- [3] C. MAHAUX, H.A. WEIDENMÜLLER, *Shell-Modell Approach to Nuclear Reactions*, North-Holland Publ. Comp. 1969.
- [4] S. GELTMAN, *Topics in atomic collision theory*, Academic Press, New York-London, 1969.
- [5] B. BAYMAN, *Isobaric analogue states*. Az 1967-ben Varenában tartott Nemzetközi Fizikai Iskola jegyzete.
- [6] J.A. NOLEN, J.P. SCHIFFER, *Annual Rev. of Nucl. Sci.*, 19 (1969) 471.
- [7] J.D. ANDERSON, C. WONG, *Phys. Rev. Letters*, 7 (1961) 251.
- [8] D. ROBSON, *Phys. Rev.*, B137 (1965) 535.
- [9] A. MERJIAN, W.M. MACDONALD, *Nucl. Phys.*, A121 (1968) 265.
- [10] T. BERGGREN, *Nucl. Phys.*, A109 (1968) 265.
- [11] B. GYARMATI, T. VERTSE, J. ZIMÁNYI, M. ZIMÁNYI, *Phys. Rev.*, C1 (1970) 1.
- [12] B. GYARMATI, T. VERTSE, beküldve a *Nucl. Phys.*-hez.
- [13] W.J. ROMO, *Nucl. Phys.* A116 (1968) 617.
- [14] Ya.B. ZEL'DOVICH, *JETP (Sov. Phys.)* 12 (1961) 542.
- [15] A.F.J. SIEGERT, *Phys. Rev.* 56 (1939) 756.
- [16] VERTSE T. Egyetemi doktori értekezés.
- [17] J. ZIMÁNYI, M. ZIMÁNYI, B. GYARMATI, T. VERTSE, *Acta. Phys. Hung.* 28 (1970) 251.



IDŐ-AMPLITUDÓ KONVERTER

KÁDÁR IMRE

A cikk nanoszekundumos tartományban működő, start-stop rendszerű idő-amplitudó konvertert ír le. Működési tartománya 5 - 80 nsec, egy kapacitás és egy induktivitás cseréjével változtatható. A készülék belső feloldása 66 picosec. Differenciális nonlinearitása $\pm 3,5\%$, az integrális nonlinearitás 5 - 80 nsec között jobb, mint 1%. Belső kapuzás biztosítja, hogy csak helyes időrendi sorrendben, a működési tartományon belül érkező start és stop jel esetén adjon kimenő jelet a készülék.

TIME-TO-AMPLITUDE CONVERTER. The article describes a time-to-amplitude converter, working in the nanosecond range. The circuit is based on the start-stop principle. Its time range is adjusted to 50 - 80 nsec, it is adjustable by changing a capacity and an inductivity. The intrinsic resolution of the circuit is 66 picosec. Differential nonlinearity $\pm 3.5\%$, integral nonlinearity is better, than 1%. Internal gating ensures, that an output signal is generated only if a start and a stop signal arrive in the proper time sequence in the working range.

ВРЕМЯ-АМПЛИТУДНЫЙ КОНВЕРТОР. В статье дается описание наносекундного время-амплитудного конвертора работающего в старт-стоп режиме. Диапазон измерений 5-80 нсек, можно изменять заменой одной индуктивности и емкости. Собственное разрешение конвертора 66 псек. Дифференциальная нелинейность $\pm 3,5\%$, интегральная нелинейность меньше 1% в интервале 5-80 нсек. Внутренняя схема ворот обеспечивает, что выходной сигнал появляется только в случае правильного порядка старт-стоп импульсов, приходящих в данном диапазоне времени.

1. BEVEZETÉS

Modern magfizikai mérőrendszerek egyik alapegysége a nanoszekundumos tartományban működő idő-amplitudó konverter. Laboratóriumunkban két éve dolgozik a cikkben leírt készülék. A kimenetére kapcsolt egycsatornás analizátorral együtt gyors koincidencia egységként alkalmazzuk.

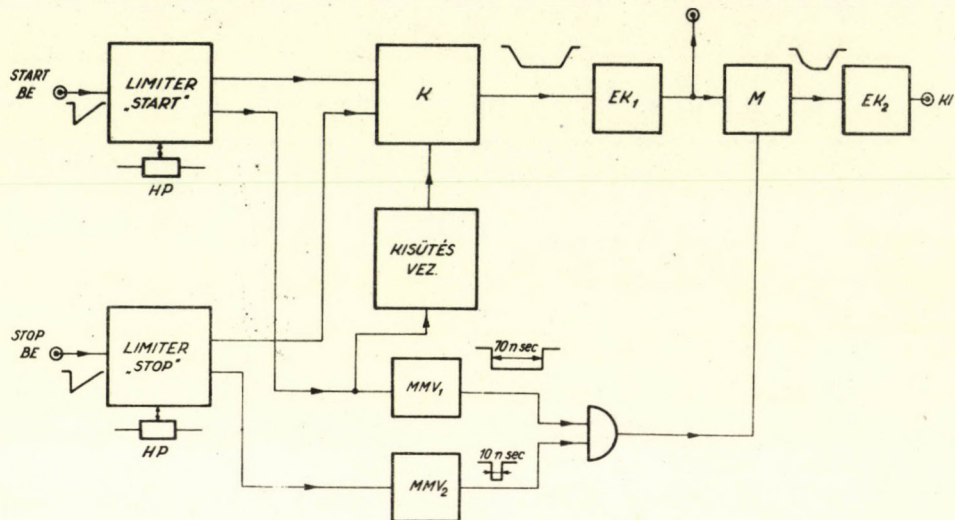
Az idő-amplitudó konverter feladata a "start" és "stop" bemenetre érkező jelek közti időkülönbséggel arányos kimenő amplitudót szolgáltatni úgy, hogy közben ő maga minél kevesebbet rontson a kapott információon. Olyan "start" - "stop" rendszerű készüléket építettünk, amelynél nem kell külső áramkört alkalmazni az átalakítás egyértelműségének a biztosítására. A készülék működési tartománya 5-80 nsec-ra van beállítva, egy kapacitás és egy induktivitás cseréjével változtatható. A bemenő jelek felfutó éle indítja a "start" és a "stop" ágat. Gyors fotoelektronsokszorozók anódjáról érkező negatív impulzusokkal közvetlenül, vagy a megfelelő időzítő áramkör közbeiktatásával mind gyors fotoelektronsokszorozó, mind félvezető detektorok jeleivel meghajtható. A bemenő érzékenység helikális potencióméter segítségével szabályozható mind a "start", mind a "stop" ágban. A konverter kimenetén csak akkor kapunk kimenő jelet, ha mind start, mind stop jel érkezett, helyes időrendi sorrendben (előbb a "start", azután a "stop" jel).

2. A KONVERTER ELVI FELÉPÍTÉSE

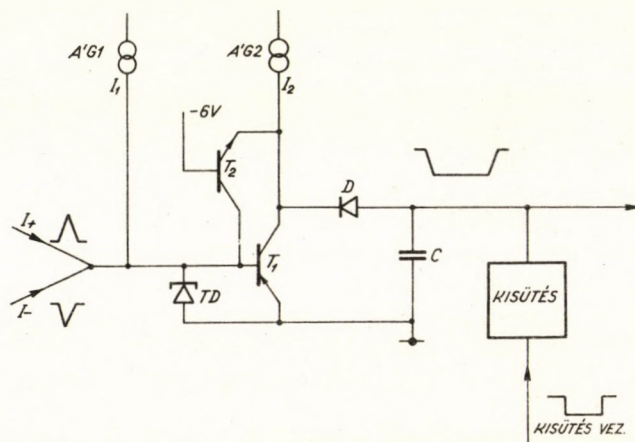
Az idő-amplitudó konverter elvi felépítését az 1. ábrán látható blokk-sémája alapján ismertetjük.

A beérkező jeleket a két változtatható érzékenységű bemenő limiter fokozat limitálja és formálja a következő áramköröknek megfelelő alakúra. Ezeknek a jelei vezérlik a tulajdonképpeni idő-

amplitudó átalakító áramkört, a kondenzátor kisülésének vezérlésére szolgáló áramkört, valamint a kiegészítő koincidenckiakört, amely az M mintavevő áramkört vezérli. A K idő-amplitudó átalakító áramkör egyedül érkező "start" jelek esetén maximális amplitudójú kimenő jelet ad. A rossz időrendi sorrendben érkező jelekre (előbb a "stop" aután a "start") is ugyanezt a maximális amplitudójú jelet szolgáltatja. Ez azért fontos, mert ezzel kiküszöböljük az ezektől származó véletlen koinciden-cia eseményeket. Ugyanis, ha mindkét sorrendben érkező jelekre a mérési tartományba eső jeleket adna az átalakító, egy adott kimenő amplitudót kétszer kapnánk meg, pozitív és negatív késlelte-tés esetén (pozitív: előbb "start", azután "stop" jel, negatív fordított sorrendben) [1, 2].



1. ábra. Az idő-amplitudó átalakító bloksémája.
 Fig. 1. Block diagram of the converter.
 Рис. 1. Блок-схема время-амплитудного конвертора.

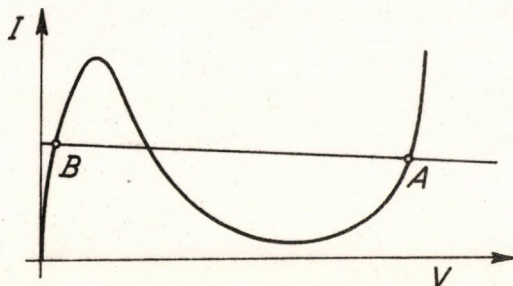


2. ábra. Az idő-amplitudó átalakítást végző áramkör működési elve.
 Fig. 2. Basic principle of the time-to-amplitude converter circuit.
 Рис. 2. Принцип действия схемы преобразования времени в амплитуды.

3. AZ IDŐ-AMPLITUDÓ ÁTALAKÍTÓ ÁRAMKÖR MŰKÖDÉSE

A tulajdonképpeni idő-amplitudó átalakítást a 2. ábrán látható áramkör végzi. A TD 20 mA csúcáramu tunneldióda bistabil üzemmódban működik. Nyugalmi állapotban a 3. ábrán látható jelleggörbe magasfeszültségű részén van előfeszítve a csúcáram felénél valamivel kisebb árammal (A pont). Ezt az áramot az ÁG1 áramgenerátor szolgáltatja.

A pozitív "start" áramimpulzus beérkezésekor a tunneldióda az alacsonyfeszültségű B munkapontba billen át, a negatív "stop" áramimpulzus viszi vissza a nyugalmi A munkapontba.



3. ábra. A tunneldiódás kétstabil áramkör munkapontjai.
Fig. 3. Working points of the bistable tunnel-diode circuit.
Рис. 3. Рабочие точки двустабильного мультивибратора на туннельном диоде.

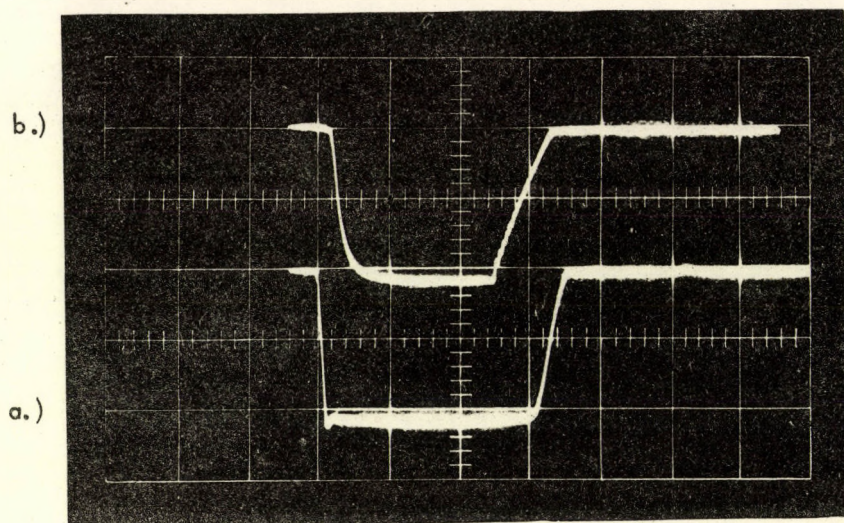
Ez a tunneldióda vezérli az ÁG2 áramgenerátorból, T_1 tranzisztorból, D diódából és C kondenzátorból álló átalakító kört. A T_1 tranzisztor áramnyelőként működik, amikor a TD tunneldióda az A munkapontban van. Ekkor ugyanis a bázisba annyi áram folyik, ami képessé tenné a tranzisztor I_2 -nél nagyobb kollektoráram felvételére, tehát a tranzisztor telítésbe kerül. Így a teljes I_2 áram a tranzisztor felé fog folyni (a telítésnél fellépő maradékfeszültség kisebb a D dióda maradékfeszültségénél).

Ha a TD tunneldióda a B munkapontban van, a T_1 tranzisztor lezár, az I_2 áram a D diódán keresztül a C kondenzátort tölti. Így az ÁG2 áramgenerátor árama a "start" és a "stop" impulzusok között eltelt idővel arányos feszültségre tölti fel a C kondenzátort. Amikor a "stop" impulzus a TD tunneldiódát az A munkapontba visszabillenteti, azaz az I áram ismét a T_1 tranzisztor felé folyik, a D dióda lezár, a C kondenzátoron felhalmozott töltés pedig közel állandó marad, amíg a kisütő kör a kondenzátort ki nem sűti. (A kisütő kör a "start" jel beérkezése után $1.5 \mu\text{sec}$ -mal kap vezérlő jelet). Ha a beérkezett "start" jelhez nem tartozik "stop" jel, a TD tunneldióda a B munkapontba kerül, és a C kapacitás mindaddig töltődni fog, amíg T_1 kollektorán a feszültség el nem éri azt az értéket, ahol T_2 vezetni kezd. Ekkor az áramgenerátor teljes árama ($\sim 10 \text{ mA}$) T_2 emitterre felé fog folyni, a kondenzátor nem töltődik tovább; ez az áram gondoskodik a tunneldióda nyugalmi állapotába (A munkapont) való visszabillentéséről is. Ebben az esetben tehát maximális amplitudójú jelet kapunk a mintavevő áramkör bemenetén. Hasonlóan maximális amplitudójú impulzust kapunk akkor is, ha a "start" és "stop" jel a működési tartományon belül, de rossz időrendi sorrendben követik egymást, azaz a "stop" jel érkezik előbb.

4. A MINTAVEVŐ ÁRAMKÖR ÉS A KISEGITŐ KOINCIDENCIAKÖR

Az M mintavevő áramkörre a kondenzátoron levő jel az EK_1 emitterkövetőn át jut. A mintavételt a koincidencia kör kimenő impulzusai vezérlik. A limiterek jeleit az MMV_1 és MMV_2 tunneldiódás monostabil multivibrátorok formálják megfelelő hosszúságúra. (A teljes működési tartományal megegyező hosszúságú az MMV_1 áramkör kimenő jele, míg az MMV_2 kb. 10 nsec hosszúságú jelet szolgáltat. A koincidencia kör így csak akkor ad kimenő jelet, ha érkezett egy start jel, majd a működési tartományon belül egy stop jel is. Rossz időrendi sorrendben érkező jelekre (előbb stop,

azután start) nincs kimenő jel. A mintavételt vezérlő koincidencia jel a stop jel beérkezésekor indul, így a mintavétel a már végleges feszültségét felvett jelből történik, azonos idővel a töltés befejezése után (4. ábra).



4. ábra. A mintavevő áramkör bemenő /a/ és kimenő /b/ jele.
 Fig. 4. Input /a/ and output /b/ signals of the sampling circuit.
 Рис. 4. Входной /a/ и выходной /b/ импульсы схемы стробирования.

5. A KAPCSOLÁS RÉSZLETES LEIRÁSA

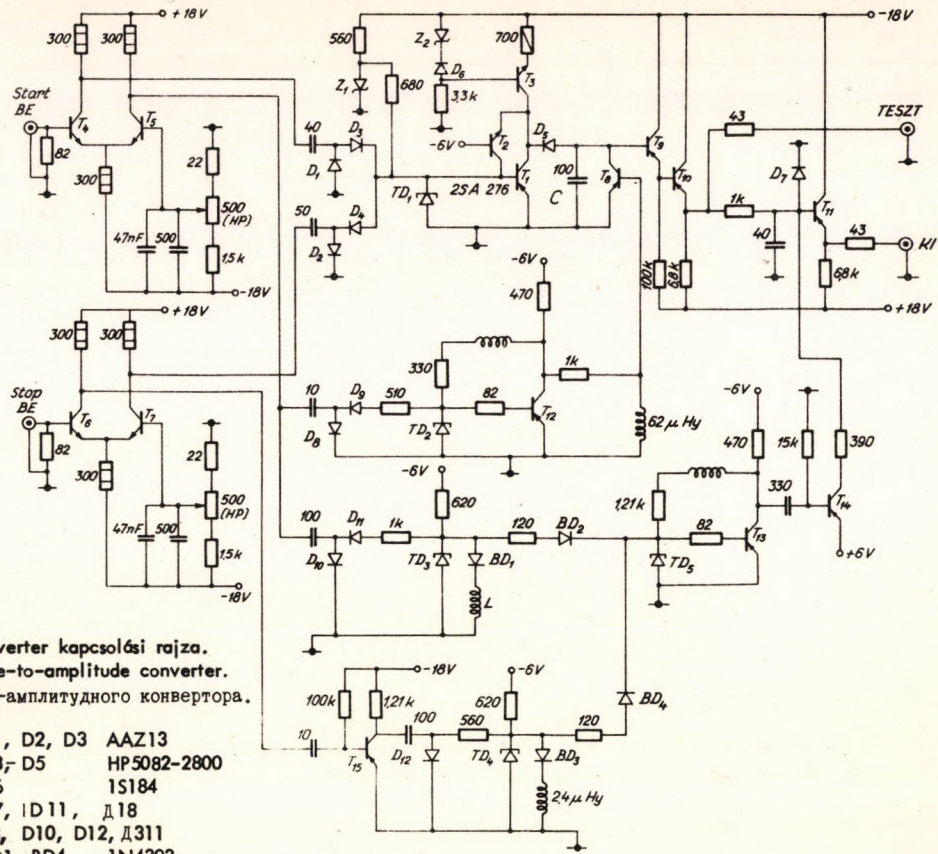
Az idő-amplitudó konverter teljes kapcsolási rajzát az 5. ábrán mutatjuk be.

A "start", illetve a "stop" limitereket a T_4 , T_5 , illetve T_6 , T_7 tranzisztorokból alkotott differenciálerősítők képezik. Bemenő küszöbszintjük a T_5 , illetve a T_7 tranzisztorok bázisára kapcsolt helikális potencióméterrel változtatható. Kimenő jeleik differenciálás és egyenirányítás után vezérlik a K átalakító áramkör TD_1 tunneldiódáját.

Rajta kívül még a T_1 , T_2 , T_3 , T_8 tranzisztorok, a Z_1 , Z_2 zenerdiódák, D_5 , D_6 diódák alkotják a C kondenzátorral együtt az átalakító áramkört. A Z_1 zenerdióda a 680 Ohm ellenállással képezi a 2. ábrán látható A'G1 áramgenerátort. Az A'G2 áramgenerátor a T_3 tranzisztorból és a csatlakozó alkatrészekből (Z_2 , D_6 , 700 Ohm, 3,3 KOhm) áll. A D_6 dióda a hőmérsékletváltozások hatását semlegesíti. Az EK₁ emitterkövető (T_9 , T_{10}) után 50 Ohmos kábelhez illesztve rendelkezésünkre áll a "Teszt" kimenet a C átalakító kondenzátoron lévő impulzusok vizsgálatára.

A M mintavevő áramkört a T_{14} tranzisztor, D_7 dióda, az 1 KOhm ellenállás és a 40 pF kapacitású kondenzátor alkotják. Nyugalmi állapotban T_{14} vezet, így függetlenül attól, van-e jel a "C" kondenzátoron, vagy sem a T_{11} emitterkövető kapcsolású tranzisztor bázisának feszültségét a D_7 dióda maradékfeszültsége szabja meg. Ha T_{14} a kisegítő koincidienciakörtől (T_{13} , BD_2 , BD_4 , TD_5) pozitív impulzust kap, lezár és T_{11} bázisának feszültsége az 1 KOhm és 40 pF által meghatározott időállandóval feltöltődik a C kondenzátoron lévő feszültség által az EK₁ emitterkövető kimenetén beállított feszültség szintre. Ez az időállandó biztosítja a kimenő jelek azonos felfutási idejét a "start" és "stop" impulzusok közt mért időkülönbségtől függetlenül (4. ábra).

A kisegítő koincidienciakört vezérlő monostabil multivibrátorokat a TD_3 , BD_1 és TD_4 , BD_3 tunnel, illetve backward diódák és a csatlakozó alkatrészek alkotják, a C kondenzátort kisütő T_8 tranzisztor a TD_2 tunneldiódából és T_{12} tranzisztorból álló késleltető multivibrátor differenciált jelei vezérlik.



5. ábra. Az idő-amplitúdó konverter kapcsolási rajza.
 Fig. 5. Circuit diagram of the time-to-amplitude converter.
 Рис. 5. Принципиальная схема время-амплитудного конвертора.

T1	2SA276	D1, D2, D3	AAZ13
T2, T4, T7	2N2218	D3, D5	HP5082-2800
T3	2SC16	D6	1S184
T8	2SA50	D7, D11, D18	
T9 - T15	Г Т308 Б	D8, D10, D12, D311	
TD1	TU14/1	BD1 - BD4	1N4393
TD2 - TD5	ЗИ 301Г	Z1	Д 808
	Z2	ZA250/7	

6. A KÉSZÜLÉK JELLEMZŐI

A készülék $66 \cdot 10^{-12}$ sec belső (impulzusgenerátorral mért) feloldással rendelkezik, integrális nonlinearitása 5 - 80 nsec között jobb, mint 1 %, differenciális nonlinearitása ± 3.5 %, holtideje 1.6 μ sec.

Bemenő ellenállása 82 Ohm, egyenáramu csatolással, kimenő ellenállása 50 Ohm.

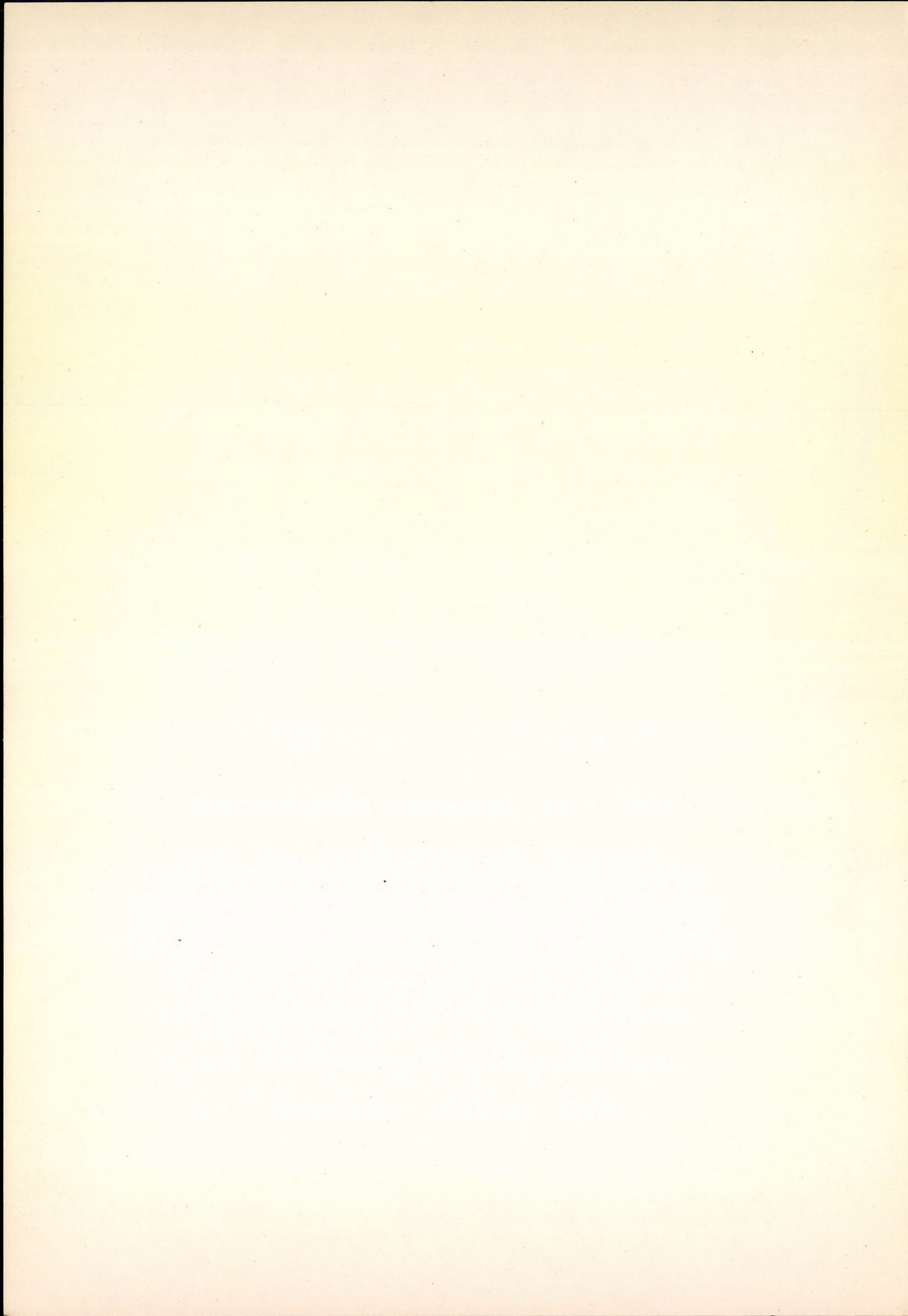
Negatív bemenő jelekkel dolgozik 0.5 - 5 V amplitúdó-tartományban. A bemenő jelek fel-futásának 10 nsec-nál kisebbnek kell lennie.

Az elért belső feloldás érték biztosítja, hogy csak a bemenő jelek tulajdonságai szabják meg a gyors coincidencia rendszer paramétereit.

Köszönetet mondok Bakó Péter laboránsnak a készülék gondos megépítéséért.

IRODALOM

- [1] W. MEILING, F. STARY, Nanosecond Pulse Techniques (Akademie Verlag, Berlin, 1969), p. 219 - 236.
 [2] G. JONES and W.R. FALK, Nucl. Instr. a Meth. 37 22 - 28 (1965).



SZILICIUM FÉLVEZETŐ SPEKTROMÉTER

VARGA D., LAKATOS T., NAGY J., NOVÁK D.

A közlemény röviden ismerteti a szilícium detektoros béta-spektrometriai méréseknél használt kriosztátot, vákuumkamrát és elektronikus egységeket.

A SILICON SEMICONDUCTOR SPECTROMETER. A cryostat, vacuum chamber and electronic units, used at beta spectrometric measurements with silicon semiconductor detector, are described.

КРЕМНИЕВЫЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЙ СПЕКТРОМЕТР. В статье дается короткое описание криостата, вакуумной камеры и электроники, использованных при бета-спектрометрических измерениях кремниевым детектором.

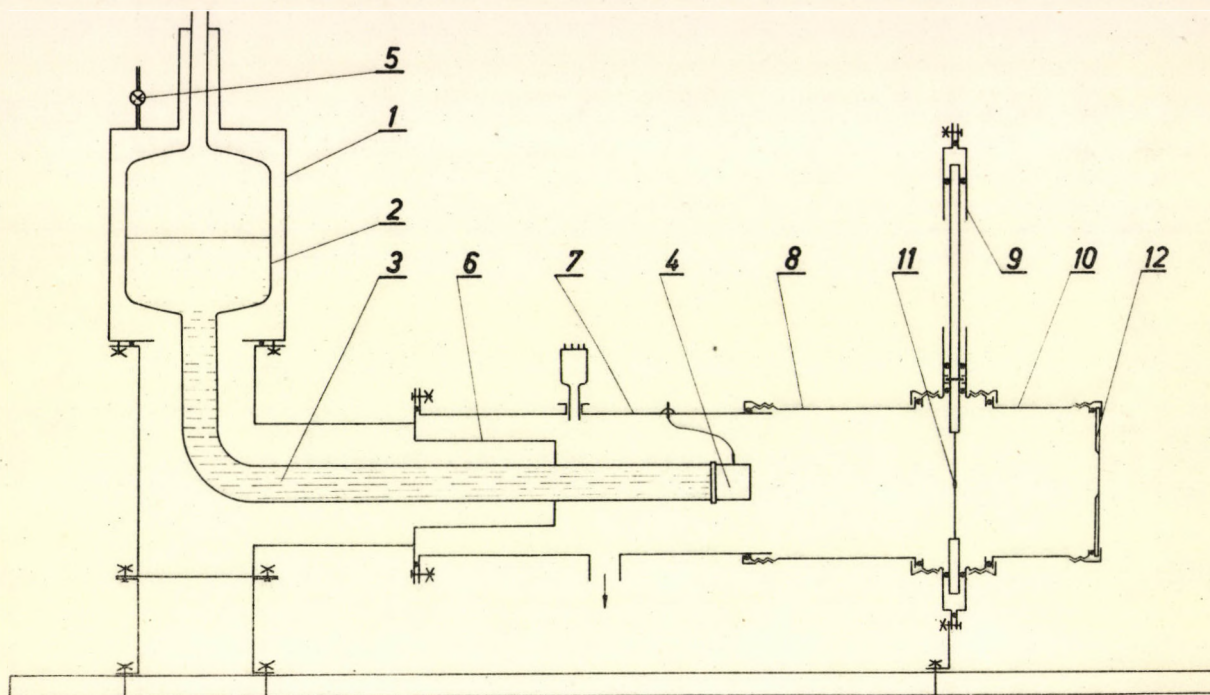
BEVEZETÉS

Az utóbbi években mind szélesebb körben alkalmaznak szilícium félvezető detektorokat a béta-spektroszkópiában, sőt újabban a kisenergiájú gamma és röntgensugárzás vizsgálatában is. Ha az adott probléma megoldása nem követeli meg a maximális felbontást, akkor a nagy határfok és a gyors mérési lehetőségek is indokolják alkalmazásukat.

A szilícium spektrométerhez hozzátartozik a detektoron kívül a hűtésre szolgáló kriosztát, a vákuumkamra és az elektronikus egységek. Különböző béta-spektrometriai mérések elvégzésére állítottunk össze egy szilícium spektrométert, a detektort készen vásároltuk (SIMTEC-LC-200-3.0 típusu), a szükséges tartozékok pedig intézetünkben készültek. A továbbiakban ezen egységekről adunk rövid ismertetést.

HŰTŐKRIOSZTÁT

Az 1. kriosztát (1. ábra) feladata a detektornak a folyékony nitrogén forráspontjához közeli hőmérsékletre való hűtése a visszaram csökkentése végett. Erre a célra a szokásos megoldást választottuk: a cseppfolyós nitrogén tartály (2) aljához csatlakozó, 90°-ban megtört vörösréz csőben (3) jut el a hűtőfolyadék a cső végére illesztett detektor (4) közelébe. A hűtőrendszer kialakításánál az volt a célunk, hogy hosszú méréseknél ritkán keljen a tartályt folyékony nitrogénnel utántölteni, a tartály mégis kis térfogatú legyen. Ezt nyilvánvalóan a közönséges nagyvákuumos hőszigetelésnél hatékonyabb hőszigetelés alkalmazásával lehet megoldani. A ~3 liter űrtartalmu rozsdamentes acél tartályt egy, az intézetünkben korábban készített Ge(Li) detektor szállítótartályból alakítottuk át a szilícium spektrométer céljára. Geometriai okok miatt nem látszott célszerűnek az eredetileg használt nyilonszövet-alufolia szuperszigetelést megtartani. Helyette vákuumozott perlitpor hőszigetelést alkalmaztunk.



1. ábra. Vákuumkamra és kriosztát sematikus rajza.
 Fig. 1. Schematic drawing of the vacuum chamber and the cryostat.
 Рис. 1. Схематическое изображение вакуумной камеры и криостата.

A hőszigetelés vákuumrendszerét a (6) hőhid segítségével függetlenítettük a detektor vákuumkamrájától. Ez egyrészt védi a detektort a perlitportól, másrészt a detektor cseréje és egyéb szerelések érintetlenül hagyják a kriosztát vákuumát. A perlitpor időnkénti (1 - 2 évenként) levákuozása az (5) szelepen keresztül történik.

VÁKUUMKAMRA

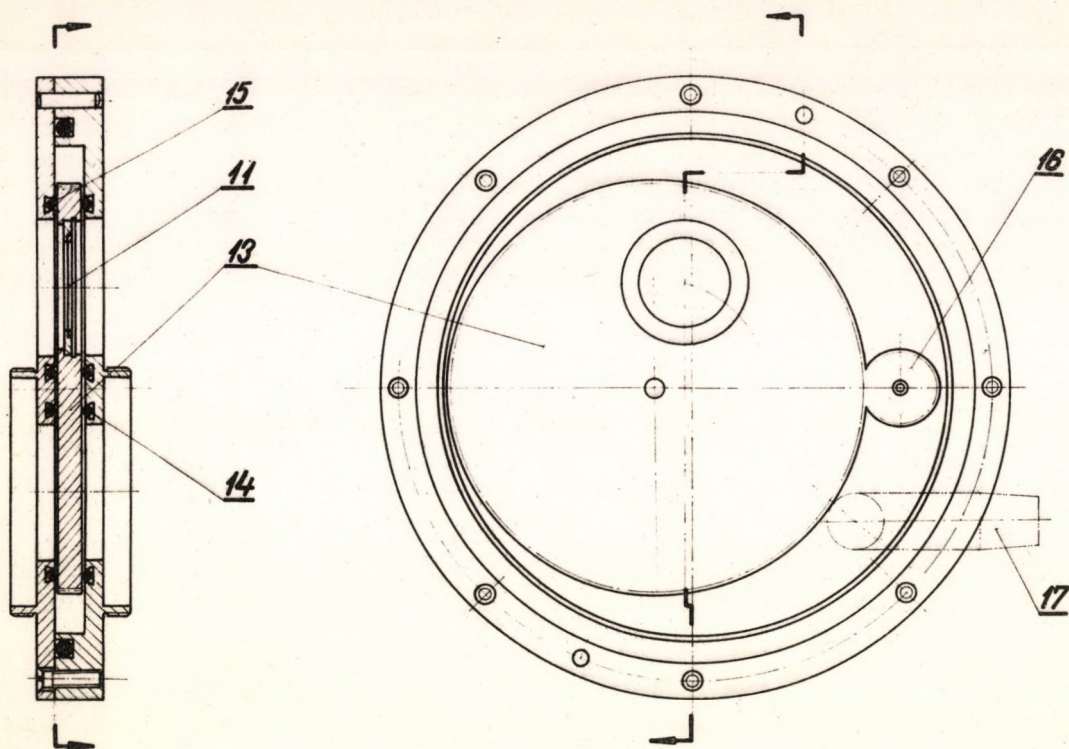
A vákuumkamra tervezésénél az alábbi főbb szempontokat kellett figyelembe venni:

1. A kamra $\sim 10^{-3} - 10^{-4}$ Torr vákuumra legyen leszivható.
2. A kamra vákuumtere független legyen a kriosztáttól.
3. Gyors forráscsere a vákuum lényeges leromlása nélkül.
4. Forrás-detektor távolság változtathatósága.
5. Lehetőség koincidenca mérések elvégzésére is.

A fentiek szerint tervezett és kivitelezett vákuumkamra és a kriosztát sematikus rajza az 1. ábrán látható. A (7) csövön található a detektor-kivezetések, a leszivó csőnk és a vákuummérő csatlakozása, a cső egyik vége a kriosztáthoz csatlakozik, másik vége a (8) teleszkóp cső segítségével a zsiliphez (9).

A (8), (10) teleszkóp csövek hosszúságuktól eltekintve azonos méretűek, felcserélhetők, segítségükkel változtatni lehet a forrás-detektor távolságot a forrás (11) erősségének megfelelően. Egy adott csőnél ez a távolság 4 cm-en belül folyamatosan változtatható. Az elérhető minimális forrás-detektor távolság ~ 4 mm. A (10) cső végére koincidenca mérések esetén multiplier vagy vékonyfalu lezáró ablak (12) illeszthető.

A vákuum lerontása nélkül végzendő gyors forráscsere miatt vákuumzsilipet kellett készíteni, amellyel szemben további követelményt jelentett a források viszonylag nagy mérete (35 m) valamint a minimális forrás-detektor távolság (4 mm) is. Az elkészített tárcsás zsilip megfelel ezeknek



2. ábra. Vákuumszilip rajza.
Fig. 2. The drawing of the vacuum sluice.
Рис.2. Чертеж вакуумного шлюза.

a követelményeknek, rajza a 2. ábrán látható. A forrást vivő fogazott, csapágyazott tárcsa (13) két pár gumigyűrű (14) (15) között fordul el, amelyek elválasztják a vákuumkamra és a szilip terét egymástól és a külső atmoszférától. A (16) fogaskerékkel forgatható tárcsa egyik véghelyzetében lehet a forrást a tárcsa furatába helyezni. Középső helyzetben, $\sim 100^\circ$ -os elforgatás után a forrás a szilip saját terébe kerül, ami külön leszívható (illetve forrás-kivétel esetén fellevegőzhető) a (17) csonkon keresztül. Leszívás után a tárcsát útközéig forgatva a forrás a mérési helyzetbe kerül. A szilip hornyai úgy vannak kialakítva, hogy a gumigyűrűk (14), (15) 10^{-3} - 10^{-4} Torr vákuumnak megfelelően tömitenek, és a tárcsa mozgását lényegesen nem akadályozzák.

ELEKTRONIKUS EGYSÉGEK

a.) Töltésérzékeny előerősítő [1]

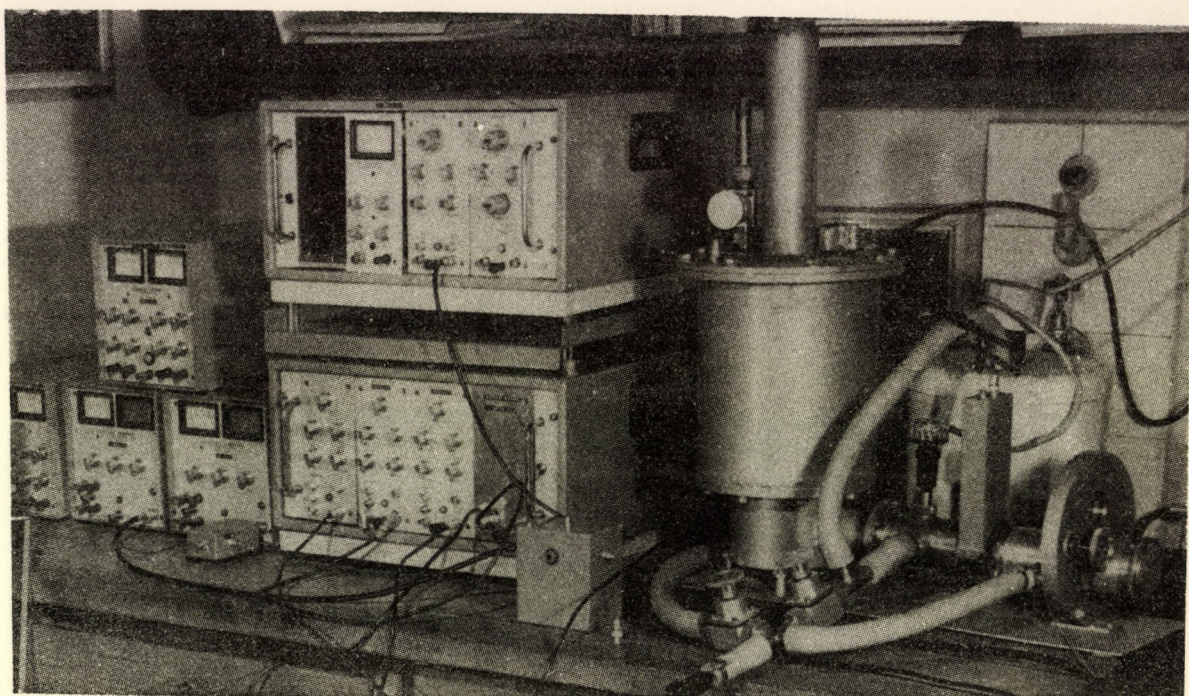
A bemenő fokozatot szobahőmérsékleten üzemelő térvezérlésű és bipoláris tranzisztorból álló differenciál erősítő képezi. Az előerősítő saját zaja 2 μ sec formáló időállandók használata esetén $1.5 \text{ keV} + 0.04 \text{ keV}/\rho_F(\text{Si})$.

b.) Lineáris erősítő [2]

A jó energiatartás érdekében aktív integráló és differenciáló áramkörök felhasználásával közel Gauss-görbe alakú impulzusokat szolgáltat, biztosítva ezzel a jó időfeloldást is. Az erősítő integráris nonlinearitása $0.1\% \pm 5 \text{ V}$ kimenő amplitúdó tartományban.

c.) Precíziós impulzusgenerátor [3]

Higanykapcsolók felhasználásával két, egymástól függetlenül változtatható amplitúdójú impulzus sorozatot szolgáltat, amelyek segítségével az elektronikus rendszer ellenőrizhető, illetve a je-



3. ábra. Félvezetős szilícium béta-spektrométer fényképe.
 Fig. 3. The photo of the silicon beta-spectrometer.
 Рис.3. Снимок кремниевого полупроводникового бета-спектрометра.

lek spektrum-stabilizálásra is használhatók. A jelek amplitúdó-stabilitása hálózati változásokra $\sim 5 \cdot 10^{-5}$, hőmérsékletre $\sim 5 \cdot 10^{-4}/\text{C}^\circ$.

d.) Tápegység

A detektor tápfeszültségét egy ATOMKI gyártmányú TE-3-64 típusú stabilizált tápegység adja. A nagy lépésekben történő feszültségváltozások által okozott tranziensek csillapítására, az előerősítő védelme érdekében, a tápegység kimenetére egy kb. 5 sec időállandójú integráló RC-tagot kapcsoltunk. A kimenő feszültség stabilitása hálózati változásokra $\sim 5 \cdot 10^{-5}$, hőmérsékletre $\sim 5 \cdot 10^{-4}/\text{C}^\circ$.

ÖSSZEFOGLALÁS

A fentiekben röviden ismertetett spektrométer (fényképe a 3. ábrán látható) kb. másfél év óta működik a követelményeknek megfelelően. A kriosztát, vákuumkamra, illetve vákuumzsip az eltelt idő alatt javításra nem szorult. Jelen formájában a spektrométer alkalmas elektronok vagy megfelelő detektor esetén röntgen sugárzás vizsgálatára, valamint szcintillációs számláló vagy Ge(Li) detektorral kiegészítve elektron-elektron, elektron-gamma koincidencia mérésekre is. A berendezés segítségével vizsgáltuk a vékony fóliák hatását az elektronok spektrumára [4] és belső konverziós együtthatókat határoztunk meg a J-131 izotóp bomlásában [5].

IRODALOM

- [1] LAKATOS T. ATOMKI Közl., közlés alatt.
- [2] Т. ЛАКАТОШ: Материалы V. симпозиума по ядерной радиоэлектронике. Алуста, 20-26 мая 1968 г. ОИЯИ 13-4161.
- [3] CSÁNKY L., LAKATOS T., SEBESTYÉN B.: ATOMKI Közl., 9 65. (1967).
- [4] KÖVÉR Á., VARGA D., UJHELYI CS.: ATOMKI Közl., 12, 137. (1970).
- [5] D. VARGA, Á. KÖVÉR, D. BERÉNYI, T. LAKATOS: Acta Phys. Hung. Közlés alatt.

Az ATOMKI KÖZLEMÉNYEK évenként több számban jelenik meg. Tudományos intézeteknek cserepéldányképpen vagy kérésükre díjtalanul megküldjük, kötelezettség nélkül. Magánszemélyeknek esetenkénti kérésére 1 - 1 számot vagy különnyomatot szívesen küldünk. Ilyen irányú kéréseket az intézet könyvtárszolgálatához kell irányítani. (ATOMKI, Debrecen 1. Pf. 51.)

Szerkesztő Bizottság: Szalay Sándor elnök, Gyarmati Borbála titkár, Berényi Dénes, Csikai Gyula, Medveczky László.

Kiadja a
Magyar Tudományos Akadémia
Atommag Kutató Intézete
Debrecen

A kiadásért és szerkesztésért felelős
Szalay Sándor az Intézet igazgatója
Készült az MTA Atommag Kutató Intézetében

Példányszám: 450
1970/4.

АТОМКИ

СООБЩЕНИЯ

ТОМ 12.

№ 4

СОДЕРЖАНИЕ

НАУЧНЫЕ СООБЩЕНИЯ	стр.
Д. Бодиж: Возрастание гамма-излучения при генераторе Ван де Граафа из-за нейтрального пучка	175
Борнемиса-П.Пауспергл: Опыты по измерениям при низком фоне в институте АТОМКИ	179
Л. Медвецки, Г. Шомодьи: Индуктирование радиография	191
Л. Трон: Методы определения коэффициентов внутренней конверсии и отношения электронного захвата к эмиссии позитронов (обзорная статья)	195
Т. Вертше: Феноменологическое описание изобарных аналоговых резонансов (обзорная статья)	213
И. Кадар: Время-амплитудный конвертор:	233
ПО МАСТЕРСКИМ И ЛАБОРАТОРИЯМ	
Д. Варга, Т.Лакатож, Й. Надь, Д. Новак: Кремниевый полупроводниковый спектрометр	239

ATOMKI

BULLETIN

Volume 12. Number 4

CONTENTS

SCIENTIFIC PAPERS	Page
D. Bódizs: The increase of the gamma radiation with neutral flux around a 1 MV Van de Graaff accelerator	175
Bornemisza-P. Pauspertl: Experiences concerning the possibilities of low level measurements in the ATOMKI	179
L. Medveczky, G. Somogyi: Induced Radiography	191
L. Trón: Methods to measure internal conversion coefficients and electron capture to positron emission ratios. (Review)	195
T. Vertse: The phenomenological description of isobaric analogue resonances. (Review)	213
I. Kádár: Time-to-amplitude converter	233
FROM OUR WORKSHOP AND LABORATORY	
D. Varga, T. Lakatos, J. Nagy, D. Novák: A silicon semiconductor spectrometer	239