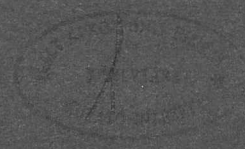


Vol. 16. No. 6. 1968

OLVASÓTERMI FELDANT

1968 JAN 10



**KFKI**

**KÖZLEMÉNYEK**

ОБЩЕНИЯ ЦЕНТРАЛЬНОГО ИНСТИТУТА ФИЗИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
REPORTS OF THE CENTRAL RESEARCH INSTITUTE FOR PHYSICS

Szerkeszti: Ádám András

Редактор: А.Адам

Editor: A. Ádám

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

Technikai szerkesztő: Nagy Imréné  
Megjelent: 1968. dec. 5.

Példányszám: 320  
Rotaszám: 4093

A kiadásért felelős: Jánossy Lajos

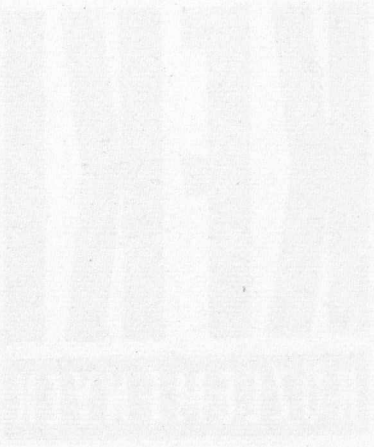
Megjelenik: kéthavonta  
Előfizethető a 173.144-52. MNB bevételi számlán  
Előfizetési díj: egyes szám 5,-Ft, egy évre: 30,-Ft /6 szám/

Vol. 16. No. 6. 1968.

### T A R T A L O M

1. Csajka Mária, Csath Gábor, Molnár Ferenc, Ördögh Mária, Rausch Henrik és Szabó Elek: Kémiai elválasztások néhány újabb alkalmazási lehetősége az aktivációs analízisben . . . . . 369
2. Makra Zsigmond és Tóth Mihály: Neutron és gamma dózisintenzitások a VVR-SzM reaktor biológiai védelme környezetében . . . . . 381
3. Praveczi Endre: A Green-függvényes módszer és a molekuláris tér módszer kapcsolata a ferromágnesség elméletében . . . . . 399
4. Czibók Tamás: Szögeloszlás-mérések áttekintése a 10 MeV alatti n-p szórásnál . . . . . 401
5. Surányi György: Fázistér integrálok számítása Monte-Carlo módszerrel . . . . . 407
6. Surányi György: Monte-Carlo módszer alkalmazása elemi részecske kölcsönhatások vizsgálatánál . . . . . 417
7. Zsoldosné Ravasz Éva: Kvarcfelületek keménykormozása . . . . . 425







## Р Е З Ю М Е

### I. Некоторые новые методы химического разделения в активационном анализе М.Чайка, Г.Чат, Ф.Молнар, М.Эрдег, Г.Рауш, Э.Сабо

В статье изложены некоторые новые методы химического разделения в активационном анализе, разработанные в нашей лаборатории. Анализу подвергались следующие материалы: редкоземельные элементы, урановые соединения с реакторной чистотой, химикаты, никель, галлий и мышьяк, а также их соединения. Для отделения примесей от матрицы и друг от друга применялись методы изотопного обмена, ионного обмена, бумажной хроматографии и групповой экстракции.

### 2. Измерения мощности доз нейтронов и гамма-лучей при поверхности стационарной биологической защиты реактора ВВР-СМ Ж.Макра и Тот

Нами были измерены мощности доз медленных, промежуточных и быстрых нейтронов, а также гамма-лучей при поверхности защиты реконструкционного венгерского реактора ВВР-СМ. Результаты измерения относятся к мощности реактора 3,2 Мвт.

На основе полученных данных можно сделать вывод о том, что повышение мощности реактора, а также некоторые изменения, предусмотренные реконструкцией, не привели к повышению упомянутой мощности доз. На крышке реактора можно наблюдать даже некоторое уменьшение мощности доз.

Защита с боковой стороны реактора в новых условиях совершенно достаточна и не требует каких-либо дополнений.

Новые водяные затворы горизонтальных каналов, с точки зрения защиты, являются более благоприятными, чем старые.

3. Связь между методами функций Грина и молекулярного поля в теории ферромагнетизма

Э. Правецки

Показано, что в случае произвольного значения спина, методом молекулярного поля легко получить такое же выражение для намагниченности ферромагнетизма, как методом функций Грина с применением расщепления Тябликова.

4. Обзор измерений угловых распределений  $n$ -р рассеяния в области энергии 10 Мэв

Т. Цибок

Исследования, проводимые в нашей лаборатории, связанные с рассеянием  $n$ -р, потребовали получения возможно точного образа об угловых распределениях рассеяния  $n$ -р, в области энергии ниже 10 Мэв, на основании статей, имеющих в литературе. По общепринятому мнению в области энергии ниже 10 Мэв это угловое распределение рассеяния  $n$ -р является изотропным. Однако, это мнение не в полной мере подтверждается экспериментами. Хотя измерения, с которыми мы встречались в литературе, были проведены только в нескольких областях энергий, но даже они доказывают, что образ угловых распределений гораздо сложнее.

5. Вычисление интегралов фазового объема методом Монте-Карло

Д. Шурани

Дается метод определения интегралов фазового объема, возникающих при вычислении сечений взаимодействия методом Монте-Карло. Дано описание сегмента - на языке FORTRAN - для численного вычисления, и показаны некоторые результаты, полученные при проверке сегмента.

6. Применение метода Монте-Карло при исследовании взаимодействий элементарных частей

Д. Шурани

Дается описание программы - на языке FORTRAN -, которая методом Монте - Карло генерирует взаимодействия элементарных частиц данного типа. Генерированные события дают возможность определить различные функции распределения, использованные в экспериментах.

7. Твердое графитизирование кварцевых поверхностей

Эва Равас, Жолдош

Описание метода и аппараты для получения графитизированного покрытия кварцевых сосудов, применяемых в технологии металлов и полупроводников.

S u m m a r i e s

1. Some New Aspects of Chemical Separation in Neutron Activation Analysis

M. Csajka, G. Csath, F. Molnár, M. Ördögh, H. Rausch and E. Szabó

Chemical separation methods used for the activation analysis of rare earths, uranium oxide, some chemical agents, nickel, gallium and arsenic as well as the compounds of the latter two, are described. For the separation of the contaminants from the matrix and from one another, depending on the element to be determined, ionic exchange, isotopic exchange, paper chromatography and group extraction are used.

2. Dose-Equivalent-Rates of Neutrons and Gamma Rays in the Environment of the WWR-SM Reactor

Zs. Makra, M. Tóth

Results of the determination of dose-rate-equivalents for slow, intermediate and fast neutrons as well as for gamma rays in the environment of the biological shield after the modification of the Hungarian WWR-S reactor /WWR-SM/ are reported. In spite of the increased power level, the dose equivalent rates measured in the top area of the reactor were found to be substantially lower than before, owing to the modifications in the top shield. The non-modified annular shield is still satisfactory. The newly built-in shutters of the horizontal channels /water tank-iron disc combination/ improved the dose attenuation as compared with the formerly used mechanical shutters.



3. Connection between the Green Function and Molecular Field Methods

E. Praveczi

The expression for magnetization formulated by use of the Green function method for general S is reproduced in a simple way in terms of the molecular field formalism.

4. Analysis of Angular Distribution Data on /n-p/ Scattering Below 10 MeV

T. Czibók

In connection with the current /n-p/ scattering investigations the reported experimental data below 10 MeV have been analysed. In contrast with the generally assumed isotropy of the angular distributions in the range of energies below 10 MeV, the analysis of even the sparse data available in this range suggests the presence of a more complex structure in the differential cross section.

5. Calculation of Phase Space Integrals by Monte-Carlo-Method

G. Surányi

A program segment has been worked out for the evaluation of integrals over the phase space. The application of this segment permits to evaluate cross sections and differential cross sections determined by a given matrix element. The description of the segment written in FORTRAN is given and some results obtained while checking the segment are reported.

6. Use of the Monte-Carlo-Method in the Investigation of Elementary Particle Interactions

G. Surányi

A FORTRAN program is described which generates interactions of elementary particles of given types by use of the Monte-Carlo-method. The simulated events can be used for the evaluation of the distributions of different quantities involved in physical experiments.

7. Carbon Coating of Silica Surfaces

Éva Ravasz Zsoldos

A method and apparatus for carbon coating of silica tubes, boats etc. used in metal and semiconductor technology are described.

## KÉMIAI ELVÁLASZTÁSOK NÉHÁNY UJABB ALKALMAZÁSI LEHETŐSÉGE AZ AKTIVÁCIÓS ANALIZISBEN

Irta: Csajka Mária, Csath Gábor, Molnár Ferenc,  
Ördögh Mária, Rausch Henrik és Szabó Elek

### Összefoglalás

A laboratóriumunkban folyó aktivációs analitikai munka néhány új eredményét ismertetjük. Ritkaföldfémek, reaktortisztaságu uránvegyületek, vegyszerek, nikkel és gallium, arzén valamint vegyületeik vizsgálatával foglalkoztunk. A nyomkomponenseknek egymástól, ill. a matrixtól történő elválasztására ioncserés, izotópcserés, papirkromatográfiás és csoport-extrakciós módszereket alkalmaztunk.

Intézetünkben folyó szilárdtestfizikai és reaktorfizikai kutatásokhoz igen tiszta anyagokban - fémekben, félvezetőkben - ultra kismennyiségű szennyezések meghatározása volt egyik feladatunk. Vizsgálatainkat először a reaktortisztaságu uránvegyületek előállításával kapcsolatos tisztaságellenőrzéssel [1-3], valamint a szilícium nyomszennyezéseinek meghatározásával kezdtük el [4-7]. A legutóbbi időben pedig a magas olvadáspontu fémek, pl. volfrám [8-9] és a hiradástechnikában használt nikkel [10-11] szennyezéseinek meghatározását végeztük reaktoros neutronaktivációs analízissel. Feladatunk volt ugyancsak a félvezetőgyártáshoz használt vegyszerek /alkohol, ecetsav,  $\text{CCl}_4$ ,  $\text{HNO}_3$ , desztillált víz/, valamint különböző ritkaföldfémvegyületek [12] tisztaságának ellenőrzése is. Az 1. táblázatban feltüntettük az egyes elemekre a módszerrel elérhető meghatározási érzékenységet. Az eddigi igényeknek megfelelően mintegy 60 elem meghatározásával foglalkoztunk az előbb említett anyagokban. Az utóbbi időben laboratóriumunkban a vizsgálatok elvégzésének feltételei javultak, mivel a reaktor rekónstrukciójának eredményeként a neutronfluxus néhányszor  $10^{13}$  n/cm<sup>2</sup>.sec értékre emelkedett. Lehetőségünk van a rövid felezési idejű izotópok meghatározására is az újonnan épített csőposta alkalmazásával. Az 1. ábrán a csőposta fogadóállomása látható. A besugárzandó mintákat polietilén hordozótestbe helyezük, amely a besugárzás után automatikusan nyílik, ez sugárvédelmi szempontból, vala-

\*/Készült a Stary Smokoveci /1968. április 23-26/ radioanalitikai konferencián elhangzott előadás alapján.

# NEUTRONAKTIVÁCIÓS VIZSGÁLATOK ÉRZÉKENYSÉGE

H																	He				
Li	Be															(B)	(C)	N	O	F	Ne
Na	Mg															Al	Si	P	S	Cl	Ar
K	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	Kr				
Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Sb	Te	J	Xe				
Cs	Ba	La	Hf	Ta	W	Re	Os	Ir	Pt	Au	Hg	Tl	Pb	Bi	Po	At	Rn				
Fr	Ra	Ac																			

Ce Pr Nd <sup>Pm</sup> Sm Eu Gd Tb Dy Ho Er Tm Yb Lu  
 Th Pa U

## ÉRZÉKENYSÉG:

Mn	=	$10^{-10}$	–	$10^{-12}$	g
Al	=	$10^{-8}$	–	$10^{-9}$	g
Zr	=	$10^{-7}$			g
Tl	=	$10^{-6}$			g

H = nem határozható meg

Ac = radioaktív elem

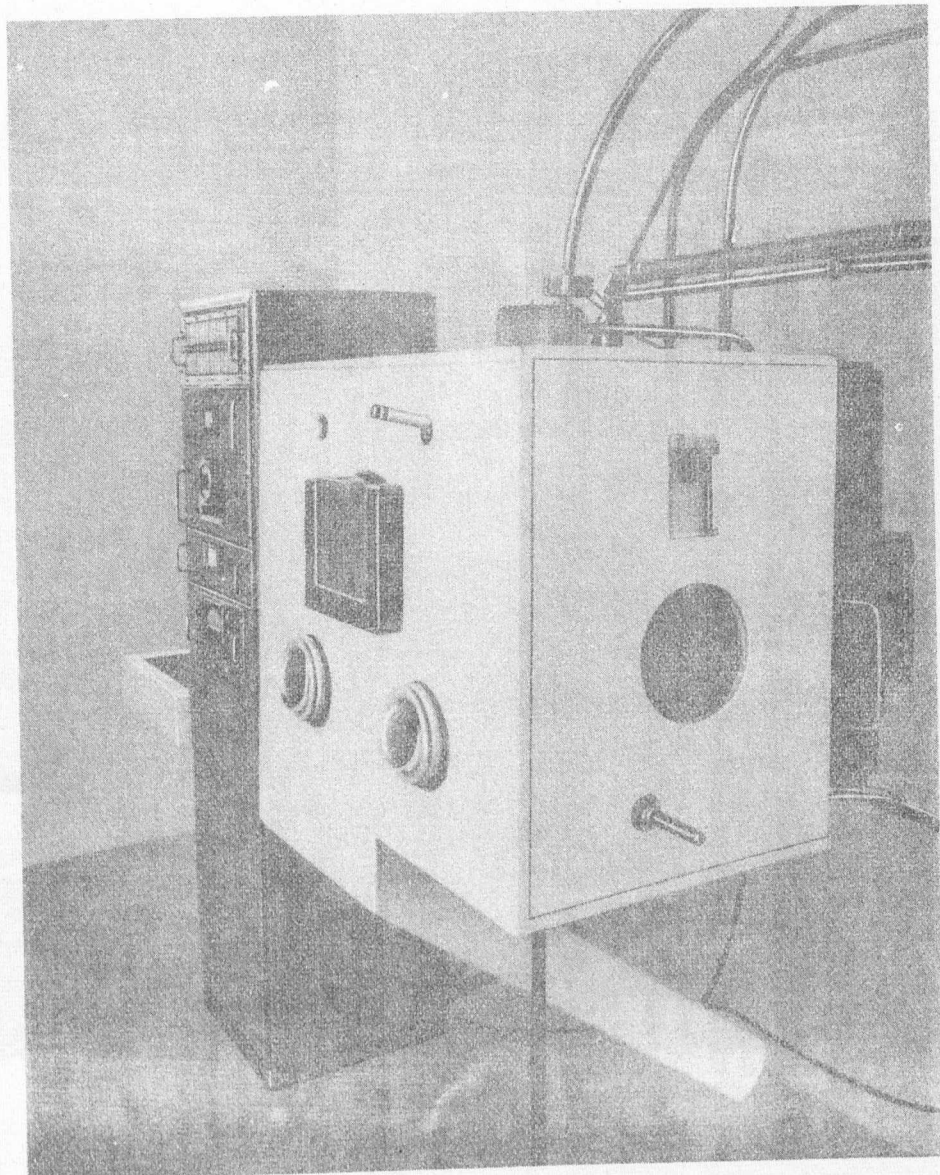
= csak rövid besugárzással meghatározható

= rövid besugárzással is meghatározható

(B) (C) = proton vagy deutron aktivációval meghatározható

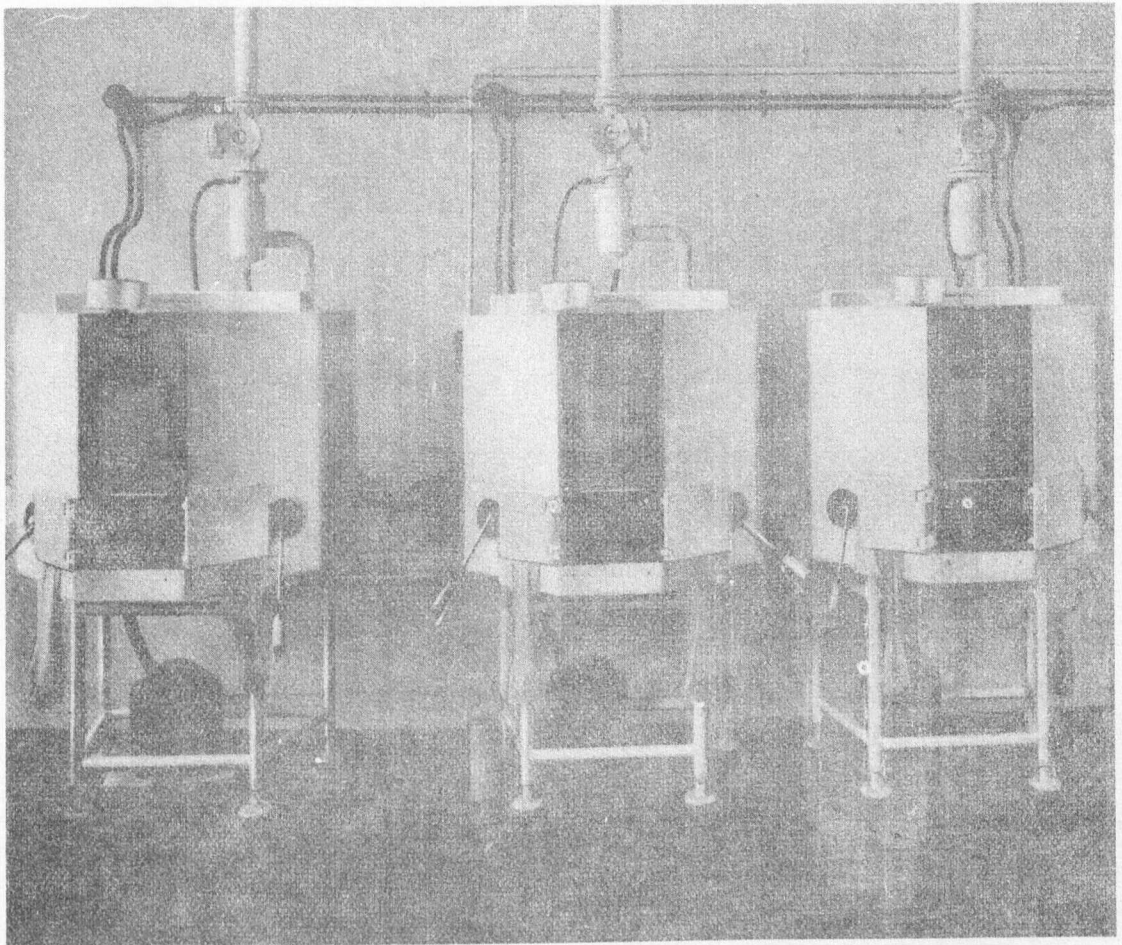
N O = gyorsneutronokkal meghatározható





1. ábra  
A pneumatikus besugárzóberendezés fogadóállomása

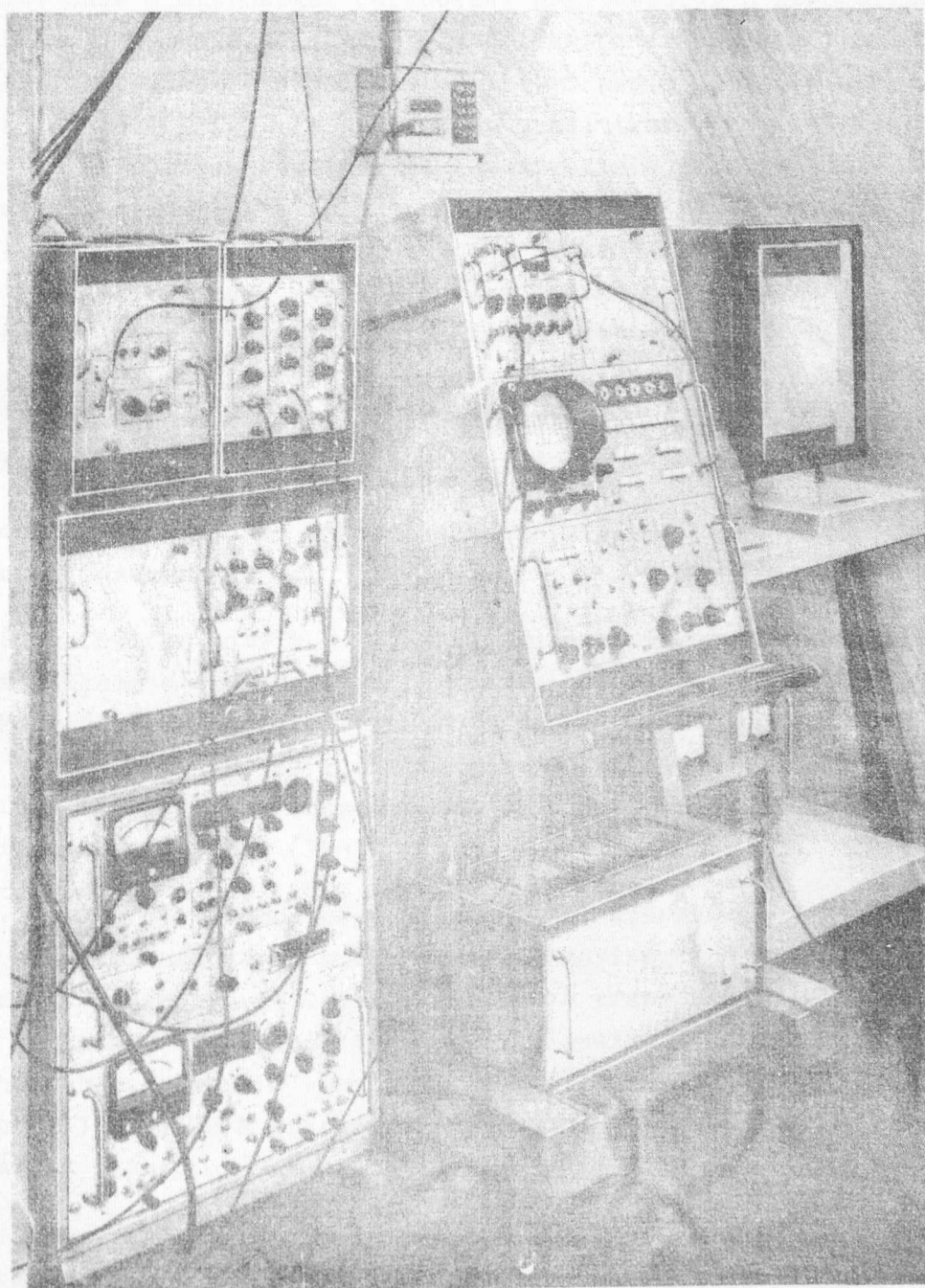




2. ábra  
Fülkesor kémiai elválasztásra







3. ábra  
KFKI 512 csatornás analízátor





mint a gyors további feldolgozás szempontjából is igen kedvező. A fogadófülke 2 cm-es vaslemez borítása megfelelő sugárvédelmet biztosít. A fogadófülke mellett lévő elektronikus berendezés segítségével a besugárzás ideje programozható és a minta helyzete ellenőrizhető. A besugárzott mintákat egyes esetekben roncsolásmentesen, más esetekben pedig feloldás után kémiai elválasztással dolgozzuk fel. Az aktivációs analitikai vizsgálatokhoz újabban tervezett és felépített bontófülkék /2. ábra/ mind gömbcsuklós manipulátorokkal, mind gumikesztyűvel el vannak látva. A fülkékben 25 mm-es vasvédelem mellett dolgozunk. Abban az esetben, ha kémiai elválasztásra nincs szükség, egy második csőposta segítségével a besugárzott mintákat nukleáris mérőberendezésekhez továbbítjuk. A mérések többségét KFKI 512 csatornás analizátoron végezzük, amelyhez 75x75 mm-es NaJ/Tl/ szcintillációs detektor csatlakozik. A mérőhelyek árnyékolását 80x80 cm-es, kadmiummal és ólommal bélelt boxokkal oldottuk meg. Egy ilyen berendezés a 3. ábrán látható.

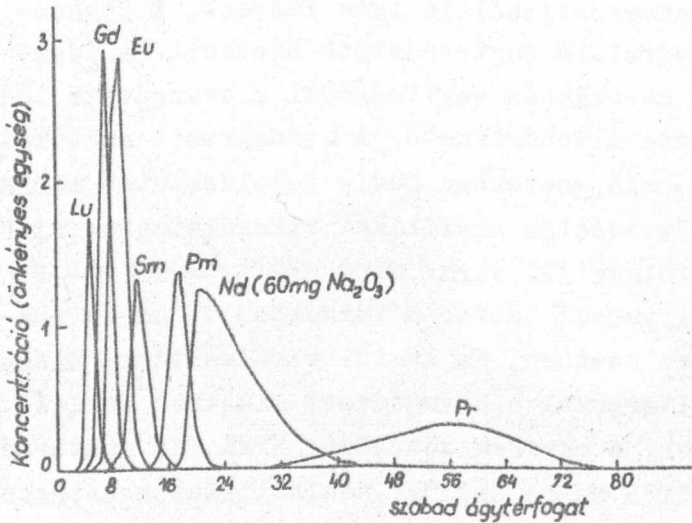
A továbbiakban néhány újabban alkalmazott kémiai elválasztási módszerrel kívánunk beszámolni.

a/ Ritkaföldfém matrixok ritkaföldfém szennyezéseinek teljes analízise esetén szükséges ezen szennyezők analízisük előtti koncentrációja. Ez az előzetes koncentráció a legkritikusabb lépés a ritkaföldfém-analízisben. Erre a célra anioncserés módszert dolgoztunk ki /Molnár F., Kulcsár É./, amely a ritkaföldfém elemek anioncserés adszorpcióképességén alapul nitrátok vizes-metanolos oldatából [13-19].

A 4. ábra a mikromennyiségű ritkaföldfém szennyezések /valamint a prométium/ elválaszthatóságát mutatja makromennyiségű neodimtól. Látható, hogy az adott kísérleti feltételek mellett a praeodim 80 %-a és az összes többi ritkaföld szennyezés 100 %-a elválasztható a matrixtól. A neodimnál nehezebb szennyező elemek a 2. és 16. frakciók között eluálódnak, míg a könnyebbek 3 ml 0,02 M salétromsavval távolíthatók el az oszlopról, a mátrix eluálása után.

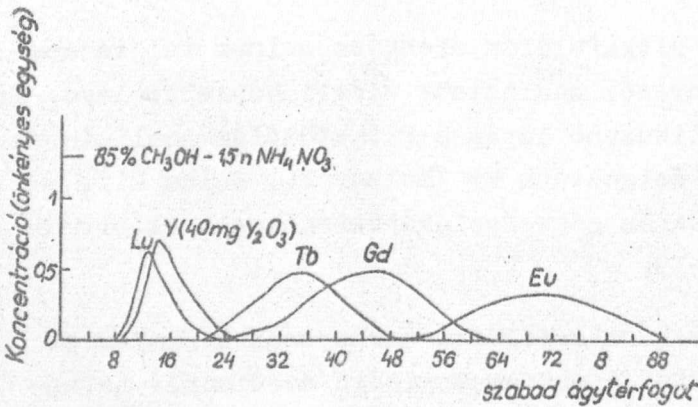
Az ittriumcsoportba tartozó ritkaföld matrixokból csak a cérium alcsoportba tartozó szennyezések és - a matrix rendszámától függően - esetleg még a terbium és diszprózium választható el. Ennek magyarázata, hogy az ittrium alcsoportba tartozó elemek elválasztási tényezői közel vannak az egységhez [14].

Az 5. ábrán az ittrium matrix és ritkaföldfém szennyezéseinek eluciósi görbéi láthatók. A matrix elem eluálása után a ritkaföldfém szenny-



4. ábra

Mikromennyiségű ritkaföldfém szennyezések /és hordozómentes prométium/ elválasztása neodimium matrixtól. Oszlop: 6 mmx250 mm Dowex 1x8 /200-400 mesh, nitrát forma/. Eluens: 80 % CH<sub>3</sub>OH-0,01 M HNO<sub>3</sub>-0,3M NH<sub>4</sub>NO<sub>3</sub> t=50°.



5. ábra

Mikromennyiségű ritkaföldfém szennyezések elválasztása ittrium matrixtól. Oszlop: 6 mmx250 mm Dowex 1x8 /200-400 mesh, nitrát forma/. Eluens: 85 % CH<sub>3</sub>OH-0,01 M HNO<sub>3</sub>-1,5 M NH<sub>4</sub>NO<sub>3</sub> t=50°.

nyezéseinek eluciós görbéi láthatók. A matrix elem eluálása után a ritkaföldfém szennyezések 3 ml 0,02 M salétromsavval oldhatók le a gyantáról. Ez az elutum a terbium 75 %-át, a gadolinium 97 %-át és a cérium alcsoportba tartozó összes egyéb szennyezés 100 %-át tartalmazza.

A szennyezések koncentrációja továbbiakban a kiválasztott analitikai módszer követelményeinek megfelelően végezhető el.

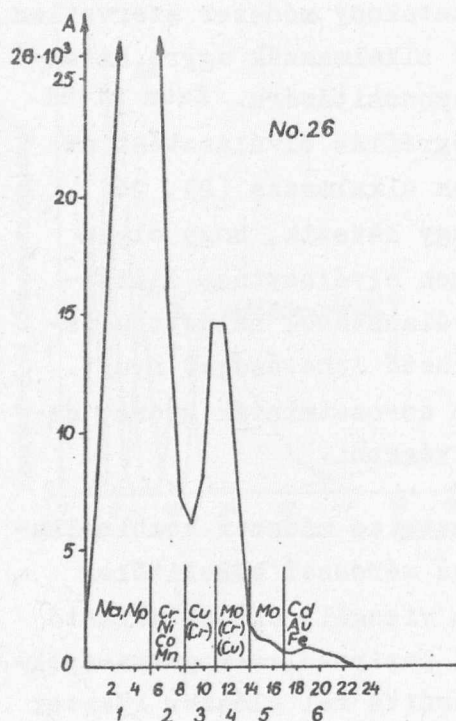
b/ Papirkromatográfiás elválasztási módszereket alkalmaztunk reaktortisztaságú uránvegyületek szennyezéseinek meghatározására /Ördögh M., Upor-Juvancz V./ [20, 21] és a távközlési iparban használt finomvegyszerek tisztaságának ellenőrzésére /Csath G., Ördögh M./ [22] .

A megoszlásos papirkromatográfia igen hatékony módszer szervetlen anyagok kis mennyiségeinek elválasztására, ezért alkalmazzák egyre kiterjedtebben nyomnyi mennyiségű radioaktív elemek azonosítására. Ezen kívül megjelent néhány közlemény, amely a papirkromatográfias elválasztást az aktivációs analízis segédeszközeként is sikeresen alkalmazza [23, 24]. Irodalmi adatokból és saját tapasztalatainkból úgy látszik, hogy olyan esetekben, ahol a besugárzott minta komponenseinek elválasztása feltétlenül szükséges, a hosszadalmas egyéb kémiai elválasztások helyett a papirkromatográfias módszer gyors és jól kiértékelhető lehetőséget nyújt. Különösen előnyös a módszer használata akkor, ha sorozatminták gyors, de nem túlságosan pontos meghatározását kívánjuk elvégezni.

A papirkromatográfias és gamma-spektrometriás módszer kombinálható oly módon, hogy a kész kromatogramot GM csöves méréssel közelítőleg kiértékeljük, majd az aktivitásmaximumoknak és a vizsgált elemek várható  $R_F$ -értékeinek megfelelően szétvágjuk, és a kapott papirszeletek gamma-spektrumát mérjük. Ezt a lehetőséget R. Coulomb használta fel először kőzetek nyomelemeinek vizsgálatára [25, 26].

Közismert, hogy uránvegyületek atomreaktorban történő közvetlen besugárzása nem célszerű, mert a besugárzás során transzuránok és hasadási termékek keletkeznek, amelyek igen nagy aktivitást jelentenek. Éppen ezért besugárzás előtt az urán főtömegét papirkromatográfias módszerrel választottuk el [27-30]. 5 tf. % koncentrált salétromsavat tartalmazó dietil-éter oldószerben az urán az élvonalban halad, a legtöbb fém azonban a kiindulási helyen marad. Ezzel az eljárással, leszálló-átfolyásos technikát alkalmazva 100 mg urán is elválasztható a mikromennyiségű szennyezésektől. Besugárzásra a startvonalat tartalmazó szűrőpapír-darabka került. A mintával egyidejűleg azonos módon kezelt szűrőpapír vakpróbát is besugároztunk, és a mintához hasonlóan dolgoztuk fel. Kromatografálás után a szűrőpapíron urán kémiai módszerrel már nem mutatható ki. A mégis visszamaradó mikromennyiségű uránból azonban elég jelentős  $^{239}\text{Np}$  és kevesebb hasadási termék aktivitás keletkezik. Ezért a besugárzás után egy második papirkromatográfias elválasztást végeztünk, amelynek célja a szennyezések egymástól való elválasztása volt. A kérdéses szennyezések /Cr, Co, Mn, Cu, Cd, Mo, Au, Na, Np/ papirkromatográfias elválasztására a legalkalmasabbnak a 75:20:5 térfogatarányú etilalkohol-sósav-viz oldószer elegy bizonyult [31]. A kész kromatogramot először GM csöves méréssel közelítőleg kiértékeljük, majd a kapott aktivitásmaximumok és a várható  $R_F$ -értékek alapján részekre vágjuk. Ezután a kapott kromatogramrészeket gamma-spektrometriásan értékeljük ki. A 6. ábrán egy uránminta GM csöves méréssel közelítőleg kiértékelte kromatogramja látható.





6. ábra

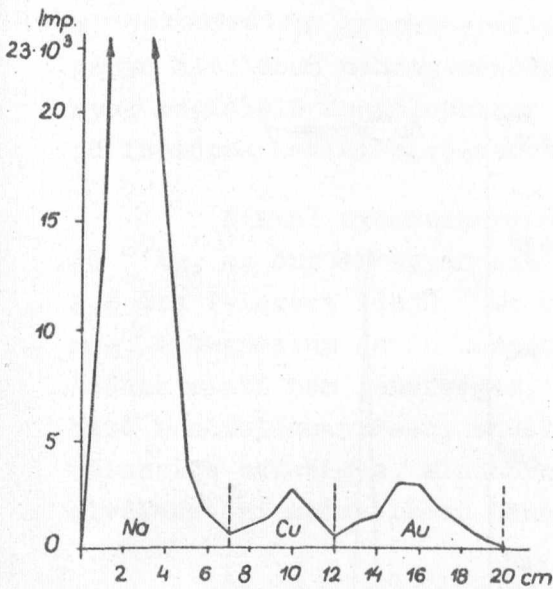
Uránminta papirkromatogramja GM-csőves méréssel

Ezt a kromatogramot az ábrán megjelölt helyeken hat részre vágtuk. Amint látható, a kromatogram első részében a Na és Np együtt található, amelyek azonban gamma-spektrometriánál egymástól jól elválaszthatók. A 2. részben a Cr, Ni, Co és Mn található, a 3. részben a Cu és egy kevés Cr, a 4. részben főleg Mo és igen kevés Cu és Cr /az eredeti mennyiségnek általában csak 1-2 %-a/. Az 5. papírszeletben ugyancsak Mo, a 6-ban pedig Cd, Au és Fe található. Az egyes szennyezések mennyiségének meghatározása standardokkal való összehasonlítás alapján történt. A meghatározás pontossága egy-egy elemre általában  $\pm 20\%$ .

Másik probléma, ahol a besugárzás utáni papirkromatográfiás eljárást sikeresen alkalmaztuk, a

híradástechnikában felhasznált vegyszerek tisztaságának ellenőrzése volt. Különösen jelentős a vegyszerek megbízható tisztasága a félvezető alapanyagok és alkatrészek gyártásában, mert ha ezen szennyezéseknek a koncentrációja nagyobb egy meghatározott értéknél, akkor ez már esetleg teljesen használhatatlanná teszi a félvezetőket. Vegyszerek vizsgálatánál a besugárzás utáni papirkromatográfia módszerének előnye, hogy egyben kvalitatív eljárásként is használható, amennyiben a besugárzott minta szennyezéseiből keletkező, megfelelő felezési idejű radioaktív izotópok kimutathatók és azonosíthatók a papirkromatogramon. Az eljárás másik előnye, hogy ilyen, viszonylag egyszerű összetételű minták esetén a kiértékelés könnyebb, és így a módszer pontossága lényegesen növelhető. Az általunk kidolgozott eljárás esetében a vegyszerekben talált néhány szennyező elem  $\pm 10\%$  pontossággal határozható meg, amely azonos értékű, mint az aktivációs analízisben használt bármely más kémiai elválasztásos módszer pontossága.

Az eljárást a következő vegyszerek szennyezéseinek meghatározására dolgoztuk ki: etil-alkohol, ecetsav és szén-tetraklorid, és a következő szennyezéseket találtuk: Na, Cu, Au, Br és Al. Utóbbi két elemet roncsolás-



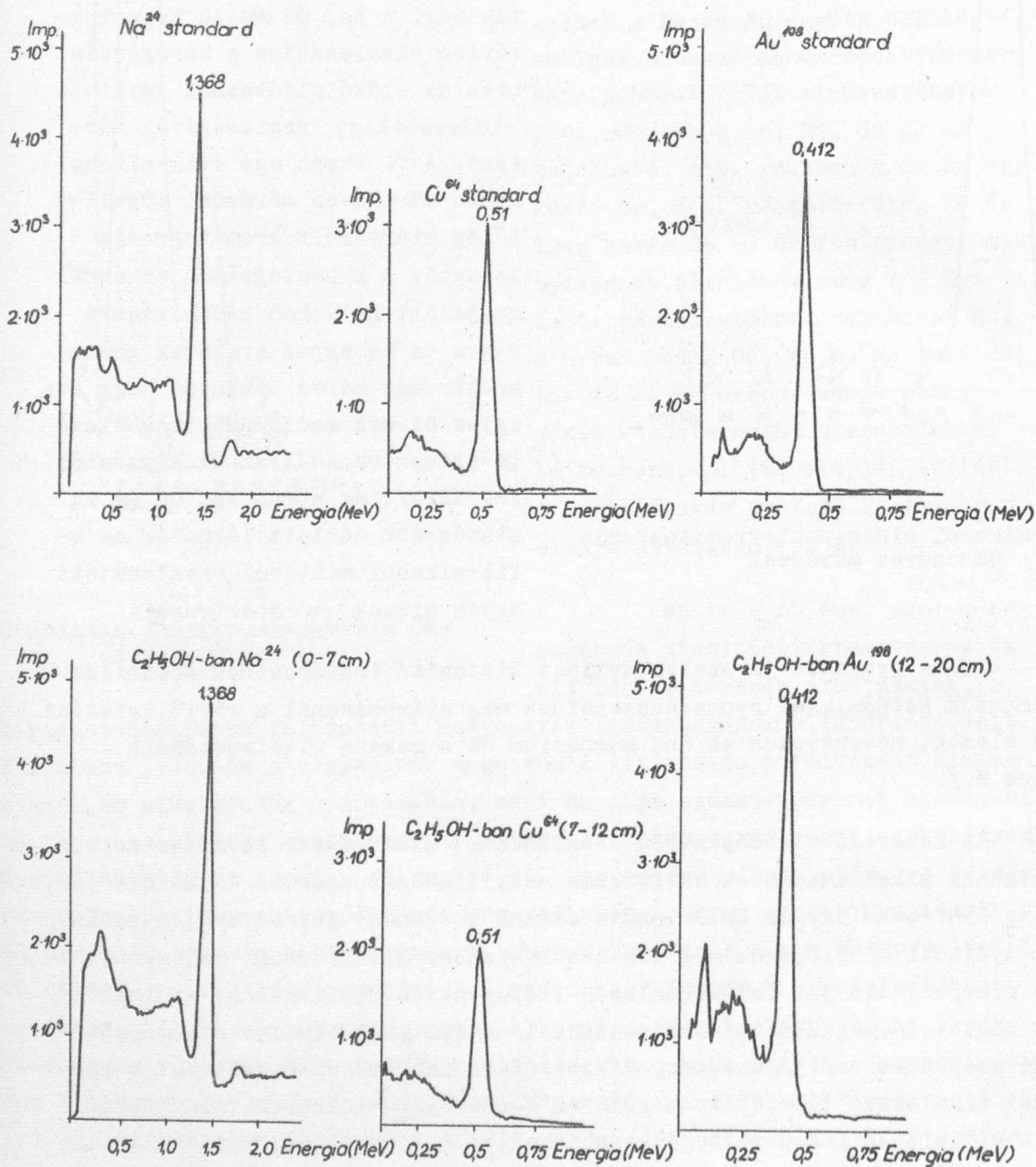
7. ábra

Etil-alkohol minta papirkromatogramja  
GM-csőves méréssel

mentesen, rövid felezési idejű izotópjaik segítségével határoztuk meg. A Na, Cu és Au kromatográfiás elválasztása a besugárzás után az előző eljárásnál említett oldószerkelet segítségével történt. A 7. ábrán egy etil-alkohol minta GM-csőves méréssel közelítőleg kiértékelt kromatogramja látható. A kromatogramot az ábrán megjelölt helyeken három részre vágva és az egyes szeletek gamma-spektrumát mérve látható, hogy az egyes elemek radiokémiaiilag tiszta állapotban váltak el egymástól /8. ábra/. Az ábrán Na, Cu és Au standardok mellett láthatók az etil-alkohol mintából elválasztott egyes elemek  $\gamma$ -spektrumai.

c/ A gyors és jó szelektivitást biztosító izotópcserés technikát alkalmaztuk katódnikkel nyomszennyezőinek meghatározásánál a rövid felezési idejű elemek, nevezetesen az ón, magnézium és a mangán elválasztására /Csajka M./.

A heterogén izotópcserés reakcióknak, mint kémiai elválasztási technikának alkalmazását az aktivációs analízisben Sunderman és Meinke javasolta 1957-ben [32], és habár azóta számos közlemény jelent meg, a módszer által nyújtott lehetőségek még kihasználatlanok. Általánosan, valamennyi elemre elképzelhető jól felhasználható izotópcserés elválasztás, az inaktív fázis megfelelő megválasztásával. Azoknál az elemeknél, amelyeknek rosszul oldódó csapadéka van, jó eredmények érhetők el inaktív fázisként ezt a csapadékot alkalmazva [33-34]. Azokban az esetekben, ahol az elválasztandó elemek affinitása ioncserélő gyantához nagyon különböző, az egyik elem inaktív ionjaival telített ioncserélő gyanta használható inaktív fázisként [35], így általában kisebb térfogatban és gyorsabban, bizonyos esetekben szelektívebben választható el a meghatározandó elem, mint a konvencionális ioncserénél. Szintén más lehetőség kínálkozik azoknál az elemeknél, amelyek stabilis amalgámot képeznek, higanyban való oldékonyságuk eléggé jó, és az amalgám képződési energiája nem túl nagy. Inaktív fázisként ezeknél



8. ábra

Nátrium, réz és arany standardok és etil-alkohol mintából kapott megfelelő fotocsucsok.



az elemeknél a meghatározandó fém amalgámja használható fel [36]. Hasonlóan képzelhető el izotópcserés elválasztás, pl. extrakciós rendszerben, a vékonyréteg-kromatográfiában, stb. Az izotópcserés elválasztások időigénye általában néhány másodperctől 15-20 percig terjed, tehát a körülmények megfelelő megválasztása esetén ez a módszer néhány perc felezési idejű izotópok kémiai elválasztására is alkalmas.

Nikkel nyomszennyezői közül a magnéziumot a 9,5 perc felezési idejű  $^{27}\text{Mg}$ , az ónt az ugyancsak 9,5 perc felezési idejű  $^{125\text{m}}\text{Sn}$  és a mangánt a 2,6 óra felezési idejű  $^{56}\text{Mn}$  radioaktív izotópok segítségével határoztuk meg. A magnézium és ón roncsolásmentes meghatározása a matrix elem aktiválódása miatt nem lehetséges, a mangán  $5 \cdot 10^{-2}$  % koncentrációig meghatározható roncsolásmentesen, ennél kisebb koncentrációknál azonban kémiai elválasztás szükséges. Mindhárom elem rövid felezési idejű, megfelelő gyors elválasztási módszerként tehát az izotópcserét alkalmaztuk.

Az ón meghatározásánál az ón/IV/-oxid az izotópcsere végrehajtásához alkalmas csapadék [37], amely esetünkben több szempontból is előnyösnek látszott. A nikkel forró salétromsavban 1-2 perc alatt feloldódik, más ásványi savakban ez a folyamat eléggé lassú. Az ón/IV/-oxid oldékonysága salétromsavas közegben is nagyon kicsi, ezért felhasználhatjuk anélkül, hogy előzetesen a nitrátionokat eltávolítanánk, vagy az oldatot gondosan semlegesítenénk. Az, hogy az ón/IV/-oxid savas közegben is felhasználható, a módszer szelektivitása szempontjából kedvező. Az elválasztáshoz legmegfelelőbb körülményeket - a szükséges ón/IV/-oxid mennyiséget, a salétromsav koncentrációjának a befolyását, a reakcióidőt - nyomjelzős kísérletekkel határoztuk meg. A meghatározott kísérleti körülmények között az ón 99 %-nál nagyobb mennyiségben köthető meg az ón/IV/-oxidon. A módszer szelektivitása nagyon jó Ni, Co, Mg, Zn, Na és Cl ionokra; a Mn és Cu az eredetileg jelenlévő mennyiség 1 %-ánál kisebb mennyiségben kötődik meg. Az arzén és titán adszorbeálódó mennyisége inaktív hordozó alkalmazásával 2-2,5, ill. 4-5 %-ra csökkenthető. Az elválasztáshoz szükséges idő 7-8 perc, a módszer reprodukálhatósága  $\pm 3$  %.

A magnézium meghatározásával kapcsolatban a megfelelő elválasztási módszer kiválasztásánál figyelemmel kell lennünk arra is, hogy besugárzáskor a mangán, amely katódnikkel mintákban kisebb koncentrációban rendszerint jelen van, a magnéziummal azonos  $\gamma$ -energiájú izotópot képez, felezési ideje viszont hosszabb nála, tehát a módszernek nikkel mellett a mangánra is jó szelektivitást kell biztosítani. Minthogy a magnézium esetében nem áll rendelkezésünkre megfelelő kis oldékonyságú csapadék, elválasztási módszerként az ioncserélő gyantán végrehajtott izotópcserét választottuk. A magnézium affinitása kationcserélő gyantához a mangán és nikkel affinitása

közé esik, így egy lépésben nem tudnánk elválasztani mindkét elemet a magnéziumtól. Azért, hogy ezt elkerüljük, a nikkelt és mangánt EDTA-val komplexbe vittük. pH=3-nál a mangán és nikkelt komplexek stabilis, a magnézium viszont nem képez komplexet. A komplex előállításához olyan EDTA oldatot használtunk, melynek 10 ml-e 100 mg nikkellel egyenértékű. A nikkeltkomplex képződésekor azonban jelentős mennyiségű hidrogénion szabadul fel, így az oldat pH-ja olyan értékre csökken, amelynél már a mangánkomplex sem stabilis. Ezért a komplexképzéshez felhasznált EDTA oldatot NaOH-dal olyan mértékben lúgosítottuk meg, hogy a komplexképződés során keletkező hidrogénionokat pontosan semlegesítse. A minta oldatát a komplexképzés után 2-3 ml térfogatú, üvegszűrőben elhelyezett magnézium formájú kationcserélő gyantán szűrtük keresztül. A magnézium aktivitását közvetlenül a gyantán mértük. Az aktivitás mérését kb. 2 órával később - a magnézium teljes mennyiségének elbomlása után-megismételtük, hogy ellenőrizzük a mangántól való tisztítás mértékét. A mangántól való tisztítás általában nem tökéletes, a mintában eredetileg jelenlévő mangán mennyiségének kb. 1 %-a megkötődik. Ezért, ha a mintában a mangán a magnéziumnál nagyobb koncentrációban van jelen, a mangán zavarja a magnézium meghatározását. A többi esetben a módszer reprodukálhatósága  $\pm 10\%$ . Az elválasztáshoz szükséges idő 12-13 perc.

A mangán meghatározását a magnézium meghatározásával azonos elvek alapján hajtottuk végre. A besugárzott mintát a magnézium teljes mennyiségének elbomlásáig hűtöttük. A nikkelt EDTA-val komplexbe vittük. A komplexképződés folyamán az oldatban olyan pH érték alakul ki, amelynél a Ni-EDTA komplex stabilis, a mangán komplexek viszont nem. Az oldatból a radioaktív mangánt mangán formájú kationcserélő gyantán kötöttük meg. Az elválasztás ideje 12-13 perc, az eredmények reprodukálhatósága  $\pm 5\%$ .

d/ A kémiai elválasztást igénylő aktivációs analitikai módszerek között jelentős helyet foglalnak el az extrakción alapuló eljárások. Az aktivációs analitikai gyakorlatban az extrakciós elválasztási módszer két alapvető iránya fejlődött ki, ezek a szubsztöchiometria és a reagensfeleggel dolgozó csoport-extrakció. Ez utóbbi irányzat főleg a gamma-spektrometria fejlődésével vált előnyössé. Kiterjedt alkalmazását az teszi lehetővé, hogy az extrakciós módszer egyike a legjobban automatizálható eljárásoknak, kis oldattérfogatokkal dolgozik, ezért nagy aktivitású matrixanyagok nyomszennyezőinek elválasztására is alkalmas.

A csoport-extrakciós elválasztási módszert alkalmaztuk /Rausch H./ GaAs, GaP, GaAsP, Ga és As félvezető alapanyagok nyomszennyezőinek meghatározására [38]. A réz, higany, arany, illetve kadmium, cink és kobalt nyomszennyezők extrakciójához ditizon/széntetraklorid  $H_2Dz/CCl_4$  rendszert al-



kalmaztunk. A  $H_2Dz$  a vizsgált fémszennyezőkkel az oldat pH-tartományától függően  $Me_x/HDz/y$  primer és  $Me_x/Dz/y$  szekunder komplexeket képez. Az extrakciós paraméterek figyelembevételével a réz, arany és higanyszennyezőket pH=1 oldatból citrát maszkírozó anyag jelenlétében, míg a kadmium, cink és kobaltszennyezőket pH=9,5 mellett tartarátion maszkírozó anyag jelenlétében extraháltuk. A szennyező elemenkénti azonos extrakciós feltételek biztosítása céljából elemenként 10-10  $\mu$ g inaktív hordozót alkalmaztunk. Az egyes csoport-extraktumok minőségi és mennyiségi értékelését gamma-spektrometriával, ill. koincidencia-számlálással végeztük. A vizsgált hat szennyező elem extrakciós elválasztásához és méréséhez kb. 4-6 óra szükséges.

Ugyancsak ditizonos csoport-extrakcióval határoztuk meg a fenti félvezető alapanyagokban a szelén és tellur szennyezőket [39]. Az extrakciót savas közegből borkősav és hidrazinszulfát jelenlétében, az inaktív szelén és tellur hordozóra számítva kb. 50-szeres molarányu ditizonfelesleggel végeztük. A csak béta-sugárzó  $^{127}Te$  izotópot  $t_{1/2} = 9,3$  h/ a  $^{75}Se$  izotóptól újabb extrakcióval; dietil-ammónium-N,N-dietil-ditiokarbamat szén-tetrakloridos oldatával választottuk el. Savas közegben borkősav jelenlétében a szelénen és telluron kívül csak az ezüst részbeni extrakciójával kell számolni, amely azonban a  $^{75}Se$  kiértékelését nem zavarja. Kísérleti körülményeink között a szelén és tellur nyomszennyezők 91 $\pm$ 3 %-a szerves fázisba megy át. A szelén és tellur egymástól való elválasztásánál a tellur esetében további 4-5 %-os veszteséggel kell számolni.

Kémiai elválasztással a meghatározás érzékenysége  $10^{-8}$  g volt, mindkét szennyező elemre vonatkozóan. Szelén esetében ez egyben a meghatározás alsó határértékét is jelenti arzén alapu matrixanyagokban, mivel ennél kisebb koncentráció-tartományban mind a  $^{75}As/n, \gamma$  /  $^{76}As$   $\xrightarrow{\beta}$   $^{76}Se/n, \gamma$  /  $^{77m}Se$ , mind a  $^{75}As/n, 2n$  /  $^{74}As$   $\xrightarrow{\beta}$   $^{74}Se/n, \gamma$  /  $^{75}Se$  másodlagos magreakciók a meghatározást zavarják.

### I r o d a l o m

- [1] Ördögh M., Hegedüs D., Szabó E.: KFKI Közl., 12, 345 /1964/
- [2] Ördögh M., Szabó E., Hegedüs D.: Radiochem. Methods Anal.Proc.Symp., Salzburg, Austria, 1964. Vol.I. 175 /1965/
- [3] Ördögh M., Cajka M.: Mikrochimica Acta 1966. Heft 4-5. 606.
- [4] Ördögh M., Upor-Juvancz V.: Acta Chim.Acad.Sci.Hung. 26, 253 /1961/
- [5] Upor-Juvancz V., Ördögh M.: KFKI Közl., 12, 365 /1964/
- [6] Bogács J., Quittner P., Szabó E.: Atomnaja Energija /sajtó alatt/
- [7] Bogács, J., Quittner P., Szabó E.: Magy.Kém.F. 73, 346 /1967/



- [8] Quittner P.: Acta Chim.Acad.Sci.Hung. 54, 127 /1967/  
[9] Quittner P., Simonits A., Elek A.: Talanta 14, 417 /1967/  
[10] Cajka M., Ördögh M.: KFKI Közl. 12, 335 /1964/  
[11] Csajka M., Ördögh M., Szabó E.: Acta Chim. Acad. Sci. Hung. 51, 161 /1967/  
[12] Bereznay T., Elek A., Szabó E., Szarvas P.: Acta Phys..et.Chim. Debrecina, 13, 109 /1967/  
[13] Korkisch, J., Tera, F.: Anal.Chem. 33, 1265 /1961/  
[14] Faris, J.P. Warton, J.W.: Anal.Chem. 34, 1077 /1962/  
[15] Edge, R.A.: Anal.Chim. Acta. 29, 321 /1963/  
[16] Molnár F., Horváth A., Khalkin, V.A., Volkov. V. A.: JINR Preprint E-1921, Dubna, 1964. Radiohimija 8, 183 /1966/  
[17] Molnár F., Horváth A., Khalkin, V.A.: JINR Preprint, 2669, Dubna, 1966; J. Chromatog. 26, 215 /1967/  
[18] Molnár F., Horváth A., Khalkin V.A.: JINR Preprint 2670, Dubna, 1966; J.Chromatog. 26, 225 /1967/  
[19] Molnár F., Horváth A., Khalkin, V.A.: Soviet Patent, No. 191505 /1967/  
[20] Ördögh M.: Reaktortisztaságu uránvegyületek szennyezéseinek meghatározása neutronaktivációs analízissel. Kandidátusi disszertáció, Budapest 1966.  
[21] Ördögh M., Upor-Juvancz V.: J. Chromatog. 25, 464 /1966/  
[22] Csath G.: Szerves oldószerek nyomelemeinek meghatározása aktivációs analízissel. Diplomamunka, Budapest 1967.  
[23] Frierson, W.J., Jones, J.W.: Anal. Chem. 23, 1447 /1951/  
[24] Winteringham, F.P.W., Harrison, A., Bridges, R.G.: Nucleonics 10, 52 /1962/  
[25] Coulomb, R.: Compt. Rend. 254, 4328 /1962/  
[26] Coulomb, R., Schiltz, J.C.: Radiochem. Methods Anal., Proc. Symp. Salzburg, Austria, 1964. Vol.II. 177 /1965/  
[27] Arden, T.V., Burstall, F.H., Linstead, R.P.: J. Chem. Soc. 5311 /1949/  
[28] Burstall, F.H., Wells, R.A.: Analyst 76, 396 /1951/  
[29] Rabbitts, F.T.: Can. Mining Met.Bull.No.477. 27 /1952/  
[30] Ördögh M.: KFKI Közl., 7, 76 /1959/  
[31] Schneer-Erdey A.: Talanta 10, 591 /1963/  
[32] Sunderman, D.N., Meinke, W.W.: Anal.Chem. 29, 1578 /1957/  
[33] Qureshi, J.H.: Talanta 11, 1550 /1964/  
[34] Qureshi, J.H., Shabbir, M.: Talanta 13, 847 /1966/  
[35] Terra, F., Morrison, G.H.: Anal.Chem. 38, 959 /1966/  
[36] Loepfe, E., Monnier, D., Haerdi, W.: Z. Anal.Chem. 221, 109 /1966/  
[37] Csajka M.: Talanta 14, 1360 /1967/  
[38] Szabó E., Rausch H.: Acta Chim. 54, /3-4/ 231 /1967/  
[39] Rausch H., Salamon A.: Talanta /megjelenés alatt/

Érkezett: 1968. júl. 2.

KFKI Közl. 16.évf. 6.szám, 1968.

# NEUTRON ÉS GAMMA DÓZISINTENZITÁSOK A VVR-SZM REAKTOR BIOLÓGIAI VÉDELME KÖRNYEZETÉBEN

Irta: Makra Zsigmond és Tóth Mihály

## Összefoglalás

Az átalakított VVR-Sz típusu kísérleti atomreaktor /VVR-SzM/ biológiai védelmének környezetében meghatároztuk a lassu, intermedier és gyors neutronok, valamint a gamma-sugárzás dózisintenzitását. Megállapítottuk, hogy a reaktor tetőn a dózisintenzitás - a védelem módosítása következtében - a megnövekedett teljesítmény ellenére is csökkent. A reaktor oldalsó védelme módosítás nélkül is kielégítő. Az újonnan beépített víz-zárak / amelyek jelentős szabad teret hagynak a vízszintes kísérleti csatornák nyílásánál és ezáltal jobb kísérleti feltételeket biztosítanak, mint a mechanikus tolózárak/ a mechanikus zárnál jobb védelmet nyújtanak.

A VVR-Sz reaktor átalakításának eredményeként a reaktor teljesítménye a korábbi 2,5 MW-ról 5 MW-ra emelhető. A jelenlegi zónaelrendezés mellett 3,2 MW teljesítménynél érhető el a korábbi termikusneutron-fluxus kétszerese. A reaktor jelenleg ezen a teljesítményen működik. A biológiai védelemben, valamint a vízszintes és függőleges kísérleti csatornában is több változás történt [1]. Ezek a körülmények indokolták a reaktor biológiai védelmének újabb, részletes sugárvédelmi vizsgálatát.

Ilyen jellegű vizsgálatot már a VVR-Sz reaktor átalakítása előtt, 1967-ben is végeztünk [2, 3, 4] így a két méréssorozat összehasonlításával meghatározható a változtatások hatása. A mérések egyértelműen megmutatták, hogy - a megnövekedett hőteljesítmény, illetve neutronfluxus ellenére - a biológiai védelmen kívül általában a dózisintenzitás jelentősen csökkent.

Vizsgálataink a következő csoportokba oszthatók:

1/ Dózisintenzitás-eloszlás meghatározások a biológiai védelem különböző helyein.

Ennek keretében meghatároztuk a neutron, /ezen belül a lassu, az intermedier, valamint a gyors neutron/ dózisintenzitást és a gamma dózisintenzitást a reaktor csarnokban, valamint a reaktor fedelén. A fedélen 15 mérési helyen határoztuk meg a dózisintenzitás-eloszlást 0 és 150 cm

magasság között /150 mérési ponton kb. 600 mérés/. A csarnok szintjén 3 helyen mértünk eloszlás görbét, a biológiai védelemtől 400 cm távolságig. Itt 15 mérési ponton kb. 120 mérést végeztünk. A viszonylag kevés helyen végzett, nagyobb számú mérést az indokolja, hogy egy adott helyen a dózisviszonyok erősen függenek attól, hogy a vízszintes csatornák zárva vagy nyitva vannak-e, így egy-egy mérési helyen több információt érdemes gyűjteni.

- 2/ A csatornazárak vizsgálata. Három, különböző jellegű vízszintes kísérleti csatorna zárát vizsgáltuk meg, úgymint radiális csatorna, tolózárrel; radiális csatorna vízzárral; tangenciális csatorna, tolózárral.
- 3/ A fenti vizsgálatok kiegészítésére egyes helyeken neutronfluxus és átlagenergia méréseket is végeztünk.
- 4/ A lassu, intermedier és gyors neutronok, valamint a gamma-sugárzás dózisintenzitásának egymáshoz való arányából következtetéseket vonhatunk le a személyi doziméterek /filmdoziméter, magfizikai emulzió, ionizációs kamra/ használhatóságára.

#### A méréseknél használt műszerek és mérési módszerek

A mérőberendezéseket [5], illetve a mérési és kiértékelési eljárást [3] már másutt ismertettük, így ezekre a kérdésekre itt csak röviden térünk ki.

A lassu neutronokat bór-cinkszulfid szcintillációs számlálóval, a gyorsneutronokat proton meglökésen alapuló szcintillációs számlálóval, a teljes energiatartományban pedig a neutronokat moderátor tömbbel körülvett termikus detektorral, illetve kombinált szcintillációs számlálóval /DN-A-1/ mértük.

A kiegészítő mérések alapján végzett korrekciókat /a termikus detektoroknál kadmium-viszony mérés, a termikus fölötti energiáknál átlagenergia és fluxus mérés/ valamint a detektorok abszolút érzékenység meghatározásának hibáját összevetve azt mondhatjuk, hogy a rem-ben mért neutron dózisintenzitás hibája nem haladja meg a  $\pm 25\%$ -ot. Ezen belül a lassu hányad hibája max.  $\pm 30\%$ , a gyors hányad hibája max.  $\pm 40\%$ . Az egyes mérés sorozatok relatív hibája általában ennél kisebb, mintegy  $\pm 10\%$ . /Kivétel az az eset, amelynél a mérendő intenzitás a detektor háttér számlálási sebességének a



nagyságrendjébe esett, ekkor már a számlálás statisztikus hibája is számottevő.

A gamma-dózisintenzitás mérésére SzTSz-6 típusu GM-csővet használtunk. A GM-csővet rádium forrással hitelesítettük; érzékenysége  $\sim 50 \text{ imp. s}^{-1}/\text{mR. h}^{-1}$ , háttér számlálási sebessége  $\sim 1 \text{ imp/s}$ . A méréseknél holtidő korrekciót csak egy esetben /tolózár mérésnél/, háttér korrekciót csak néhány esetben kellett alkalmazni. A GM-cső használata mellett szól a szcintillációs számlálókénál lényegesen kedvezőbb energiafüggetlensége, valamint nagyobb stabilitása.

A neutronok átlagenergiájának mérését és a fluxusmérésre használt "long counter" [5], illetve [6]-ben ismertettük, ezért ezekre itt nem térünk ki.

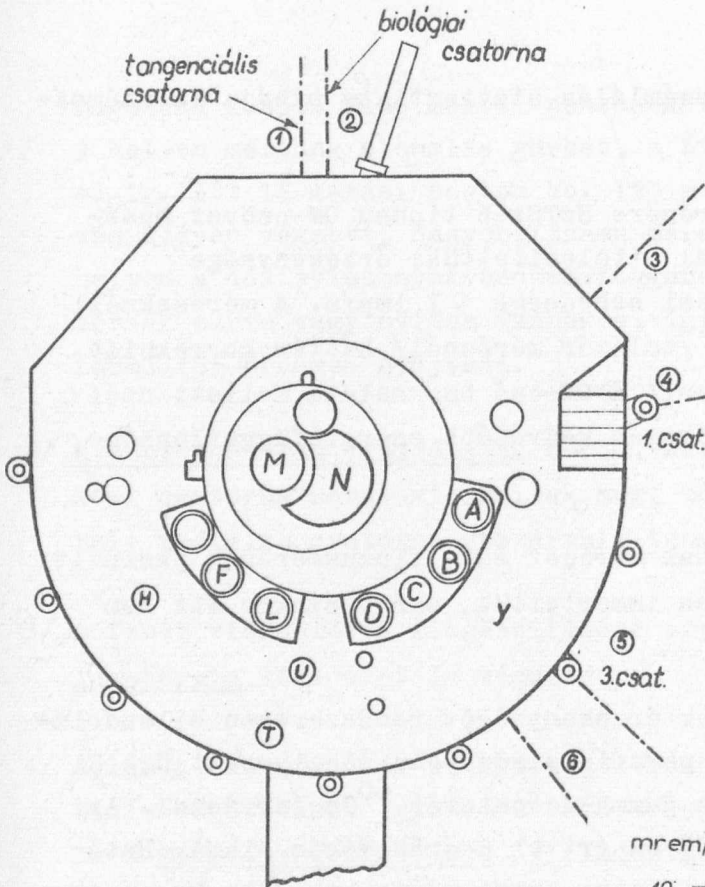
A mérések alatt a detektorok érzékenységét rendszeresen ellenőriztük; a neutron detektorokét egy kis parafinos edényben elhelyezett 0,3 Ci aktivitású Pu-Be neutronforrással, a gamma-detektorét  $^{60}\text{Co}$  forrással. Az érzékenység változás általában 10-30%-ot ért el 8 órás mérés alatt. Hatását korrekcióval vettük figyelembe, illetve egyes esetekben /pl. ha az érzékenység változás 50%-ot, vagy ennél nagyobb értéket is elért/ a mérést megismételtük.

#### Dózisintenzitás eloszlások a biológiai védelem különböző pontjain

A mérési helyeket az 1. ábra tünteti fel. A mérések 3,2 MW reaktor-teljesítménynél történtek. A reaktor fedelén, a jelzett pontokon négy-négy méréssorozatot végeztünk; meghatároztuk a gammasugárzás, a gyors, a lassu, valamint a  $10^{-2}$ - $10^7$  eV közötti energiájú neutronok dózisintenzitásának eloszlását függőleges irányban. A mérési eredményeket a 2. ábra mutatja. A mérési helyeket három csoportba osztva célszerű tárgyalni, úgymint a forgatható vas fedél, szellőző nyílások és a fedél beton padlózata.

#### Szellőző nyílások

A reaktor beton védelmén keresztül nyuló, függőleges irányú szellőző csatornák a védelmet jelentősen gyengítik. A rekonstrukció előtt a nyílásokat takaró fém sapka felületén 25-40 mrem/h neutron dózisintenzitás volt mérhető [3]. A régi állapotot az 1. ábrán B-vel jelzett szellőző nyílás esetére a 2. ábra felső pontozott görbéje mutatja. A jelen helyzet, az ábra tanúsága szerint, sokkal kedvezőbb. A rekonstrukció előtti, illetve utáni állapot a következőképpen vethető össze.



1. ábra

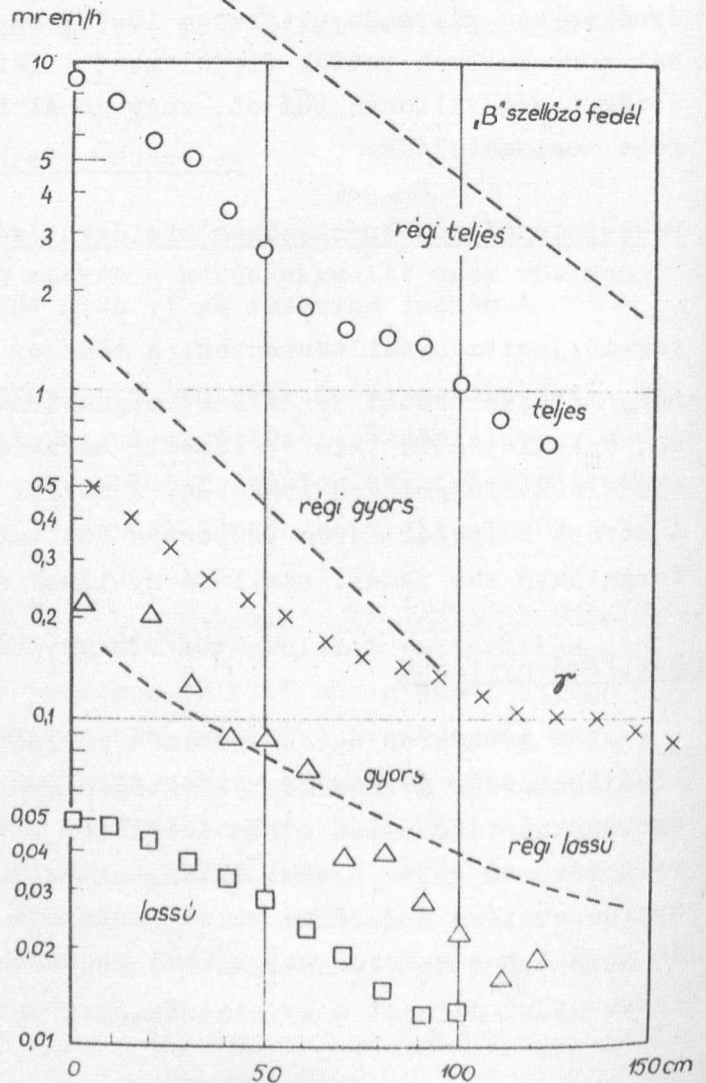
Mérési helvek a VVRSz-M-reaktornál.

A-Y pontok: a reaktor biológiai védelmének a tetején. A, B, D, E, F szellőző, C tároló nyílás, /az átalakítás után fém ráccsal lefedve/. U, H, T, U, Y pontok a beton padlózaton. M, N: összesen hat mérési pont /az áttekinthetőség kedvéért nincsenek külön jelölve/. 1 - 6 mérési pontok a biológiai védelem oldalán, ill. a vízszintes csatornáknál.

2. ábra

Dózisintenzitás eloszlás egy szellőző fedél fölött

Szaggatott vonallal bejelöltük a reaktor átalakítása előtt mért értékeket is

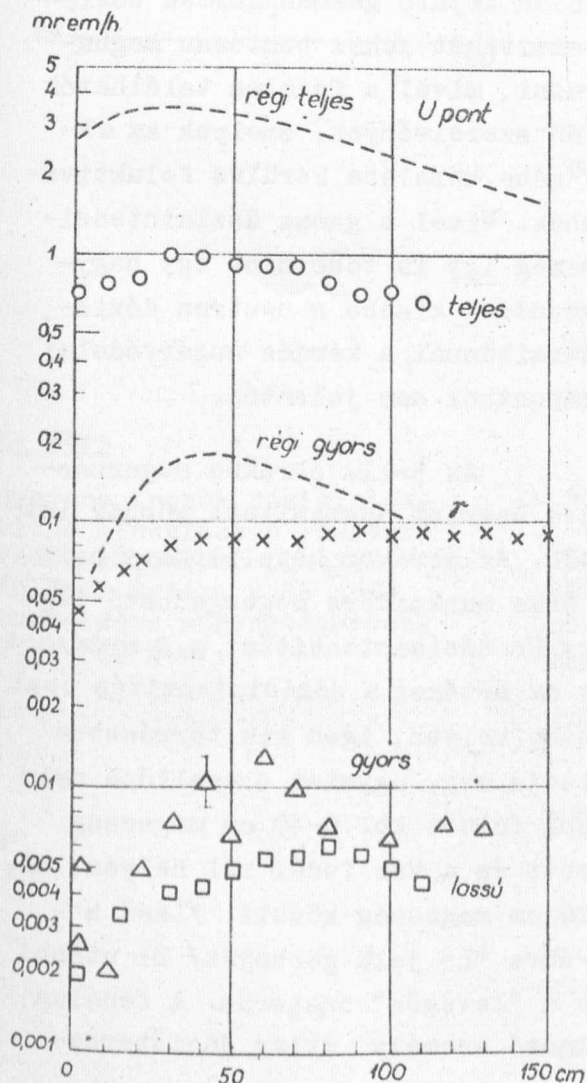


A neutron dózisintenzitás csökkenése  $4,1 \pm 0,4$ -szeres. A megnövekedett teljesítmény miatt a dózisintenzitás  $3,2/2,5=1,28$ -szoros növekedése várható. A mérés szerint ezt az effektust a fedél vastagság-növelése tulkompenzálta; E csökkenés oka elsősorban az, hogy a padló szint /a mérések 0 pontja/ 50 cm-rel magasabban fekszik, mint az előző mérés sorozatnál. A dózisintenzitás pedig a padlótól mért távolság növekedésével csökken. A csökkenés oka elsősorban nem a fedelet borító betonréteg megvastagítása, /mivel ezen a szellőzőcsatorna áthalad/, hanem a vasfedél alatti vizrétegen áthatoló levegővel töltött csatornák megszüntetése. /Erről a kérdésről a vas fedélre vonatkozó méréseknél még szólnunk./

### A fedél beton padlózata

A padló felszínén a neutron dózisintenzitás kicsi, a távolság növekedésével nő, majd maximum elérése után csökken /3. ábra/. A görbe menete

azt mutatja, hogy a sugárzás jelentős hányada ide nem a betonrétegen keresztül jut, hanem a nagyobb dózisintenzitású helyekről /szellőző csatornák nyílása, vas fedél/. A neutron dózisintenzitásnál /0,6-1,0 mrem/h/ a gamma dózisintenzitás kb. egy nagyságrenddel kisebb. A neutron dózis lényegében csak az intermedier neutronoktól származik, a gyors és a lassu neutronok ehhez 1%-nál kisebb járulékot adnak. A reaktor átalakítása előtti neutron dózisintenzitás eloszlást az ábrán szaggatott görbével jelöltük. A dózisintenzitás csökkenés /a görbék első szakaszát véve figyelembe/ az intermedier neutronokra 2,7-szeres, gyors neutronokra 20-szoros.



3. ábra

Dózisintenzitás eloszlás a reaktor fedél beton védelmének egy pontja fölött.



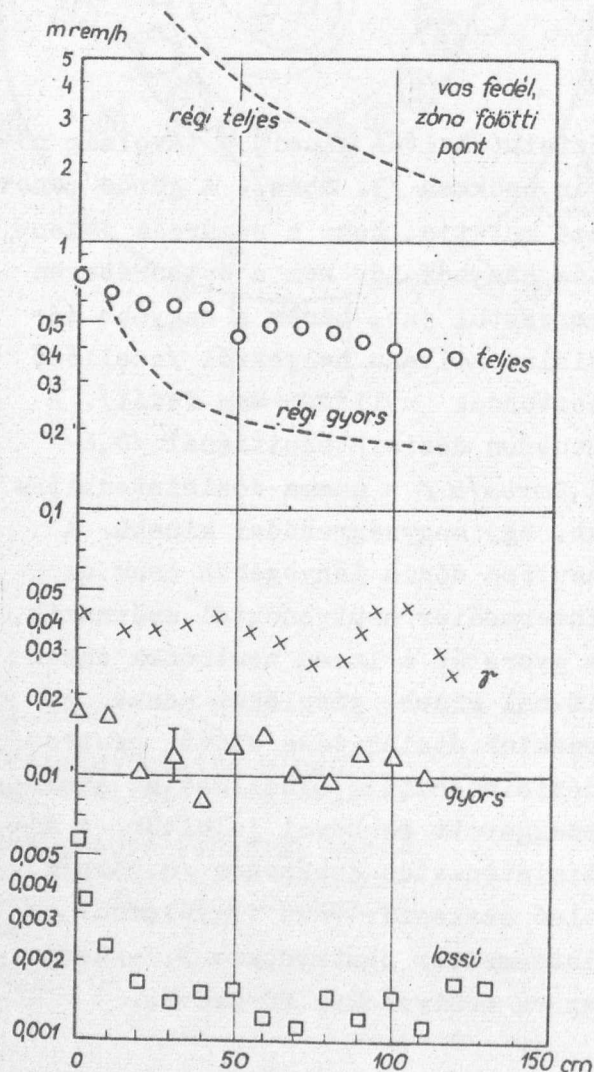
Forgatható vas fedél

A 80 cm vastag vas fedél alatt a reaktor reflektorául és védelméül szolgáló vizréteg helyezkedik el. A vizrétegen a rekonstrukció előtt több nyílás hatolt keresztül /üres csövek a szabályozó rudak, és ionizációs kamrák befogadására, a besugárzott anyagoknak a meleg kamrákba juttatására szolgáló un. surrantók/ ezeknek nagy része megszűnt, ami a védelem javulását eredményezte.

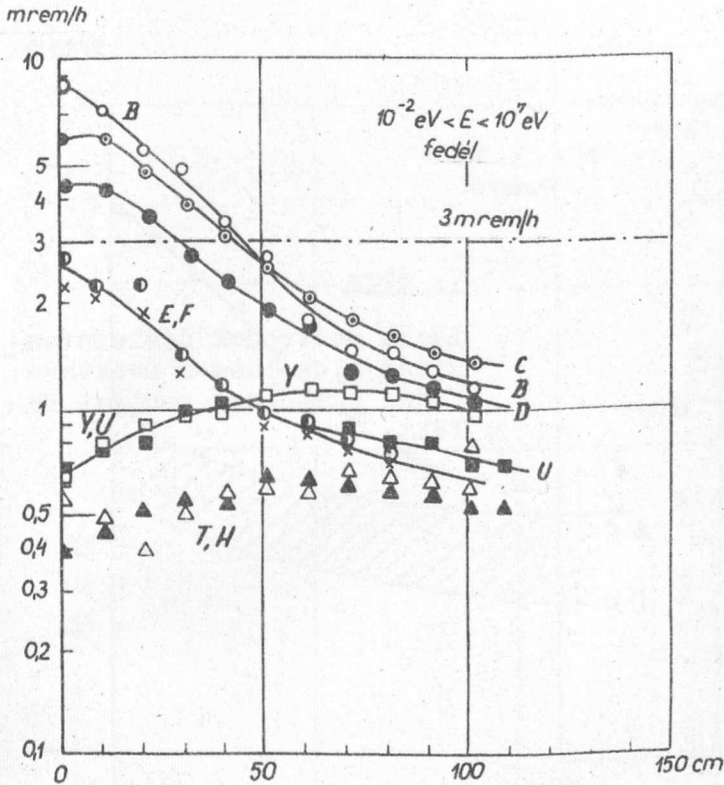
Mint a 4. ábrából látható,

az aktív zóna középpontja fölött mért dózisintenzitás kicsi, az előzőnek kb. 1/5-öd része. Lassu neutronokra a csökkenés 6-8-szoros, gyors neutronokra 15-20-szoros. A fedélen átjutó gammasugárzás dózisintenzitását nehéz pontosan meghatározni, mivel a fedélen található olyan szerelvények, amelyek az aktív zóna közelébe kerülve felaktiválódnak. Mivel a gamma dózisintenzitás még így is több mint egy nagyságrenddel kisebb a neutron dózisintenzitásnál, a kérdés sugárvédelmi szempontból nem jelentős.

Az 5-11. ábrákon sugárzásfajta szerint összesített görbék láthatók. Az ábrákon bejelöltük a heti 36 órás munkaidőre megengedhető legnagyobb dózisintenzitást, a 3 mrem/h-t. Ezt az értéket a dózisintenzitás csak néhány helyen, igen kis térrészben haladja meg, ugymint a szellőző nyílások fölött kb. 0-40 cm magasság között és a vas fedél két helyén, kb. 0-20 cm magasság között. /Lásd a 9. ábra "L" jelű görbáját/ Ez utóbbi oka a "levegős" csatorna. A fedélen dolgozó személy átlag dózisterhe-



4. ábra  
Dózisintenzitás eloszlás a reaktor fedél beton védelmének egy pontja fölött.

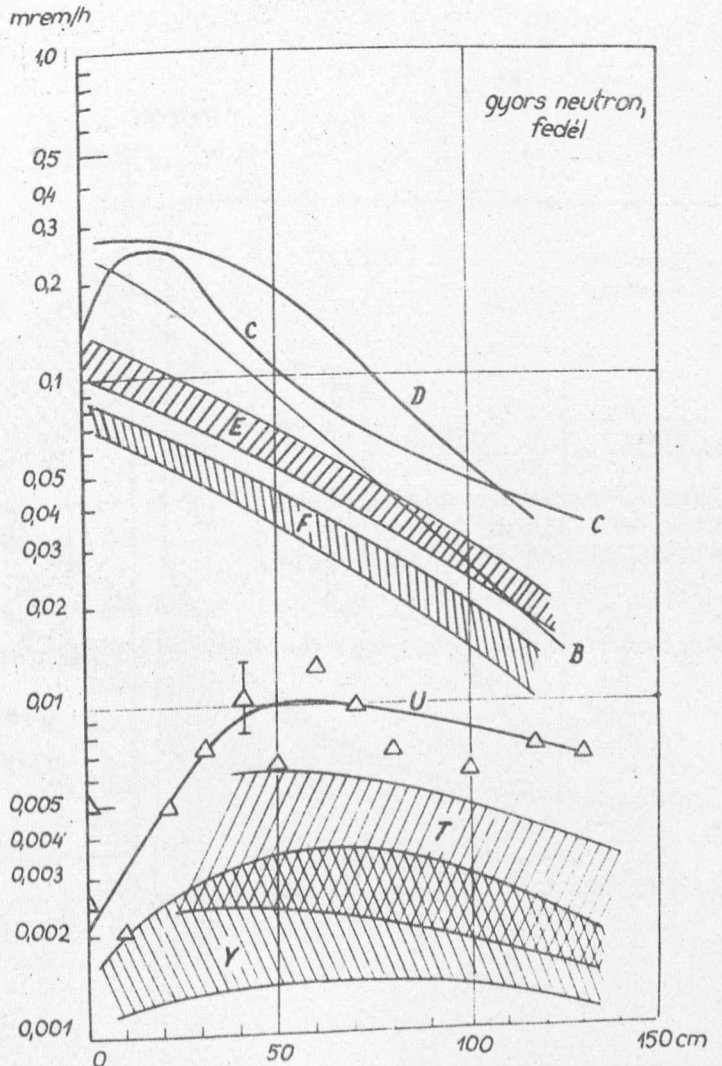


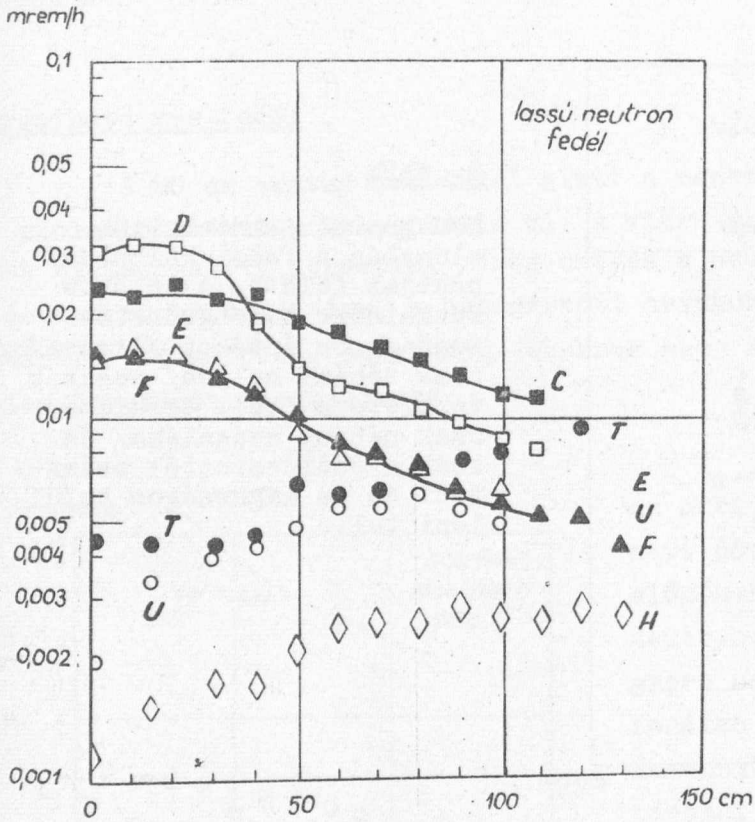
5. ábra

Neutron dózisintenzitás-eloszlás a fedél különböző pontjai fölött. A 36 órás munkaidőre megengedhető legnagyobb értéket /3 mrem/h/ csak néhány helyen/ ezeknek területe a fedél területén csak néhány százalék/ és csak a padlószinttől számított 45 cm magasságon belül lépi túl.

6. ábra

Gyorsneutronok dózisintenzitás eloszlása a reaktor-fedél különböző pontjai fölött. Értéke a 36 órás munkaidőre megengedhetőnek 0,1 - 10 %-a.



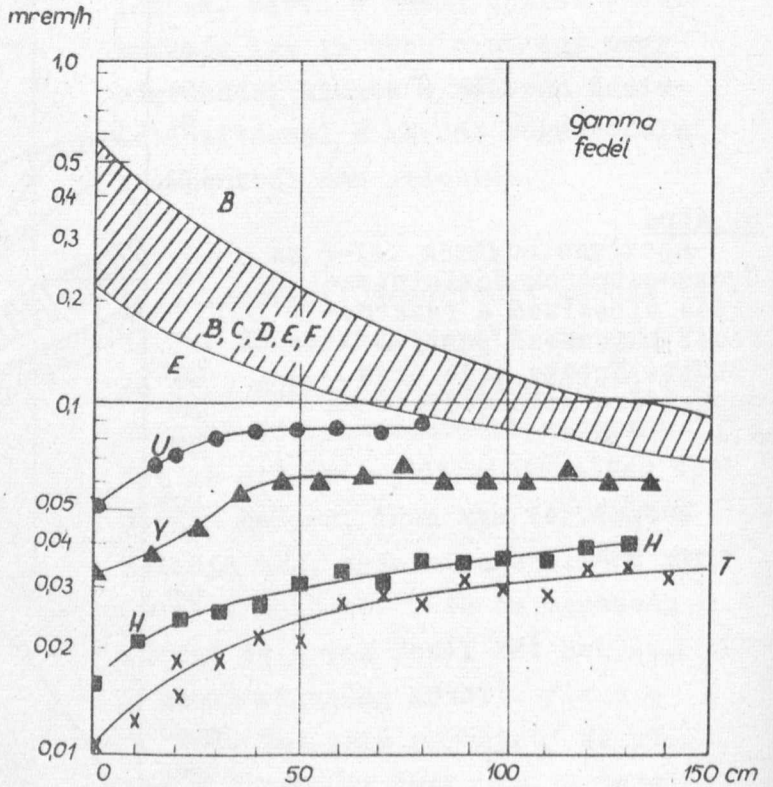


7. ábra

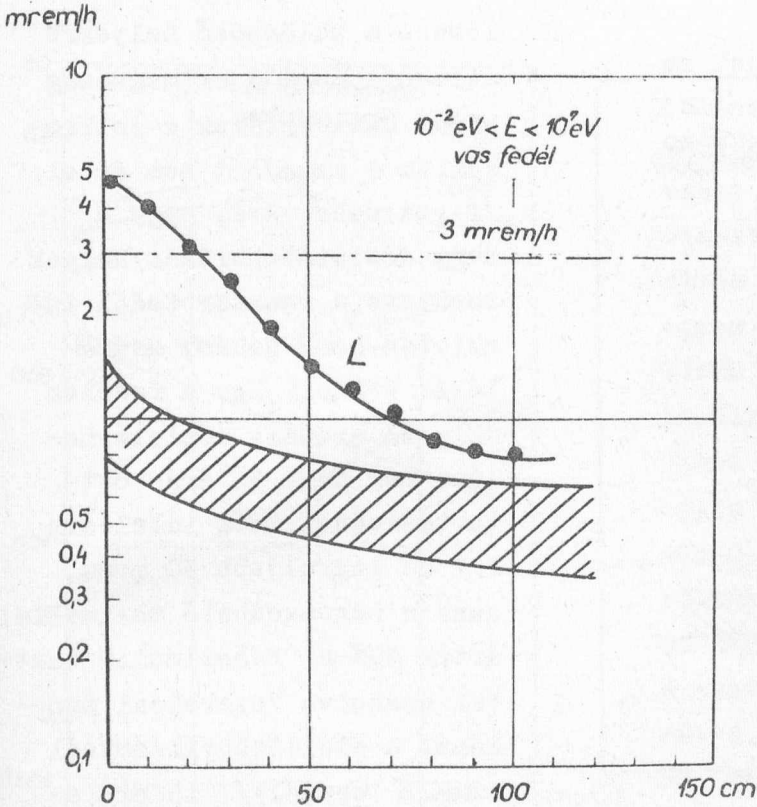
Lassú neutronok dózissintenzitás-eloszlása a reaktorfedél különböző pontjai fölött.

8. ábra

A gamma-sugárzás dózissintenzitás-eloszlása a reaktor fedél különböző pontjai fölött.





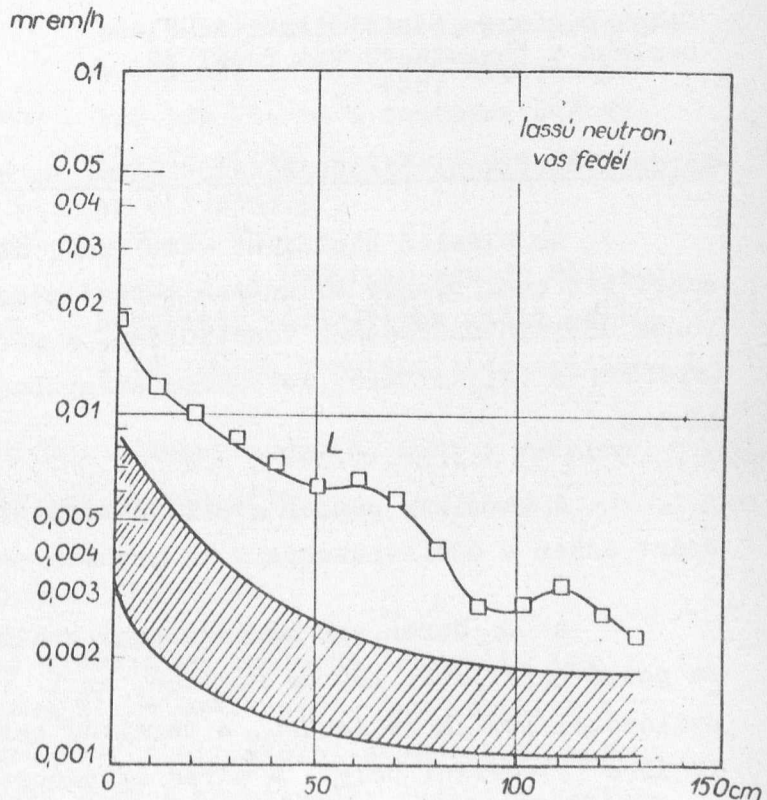


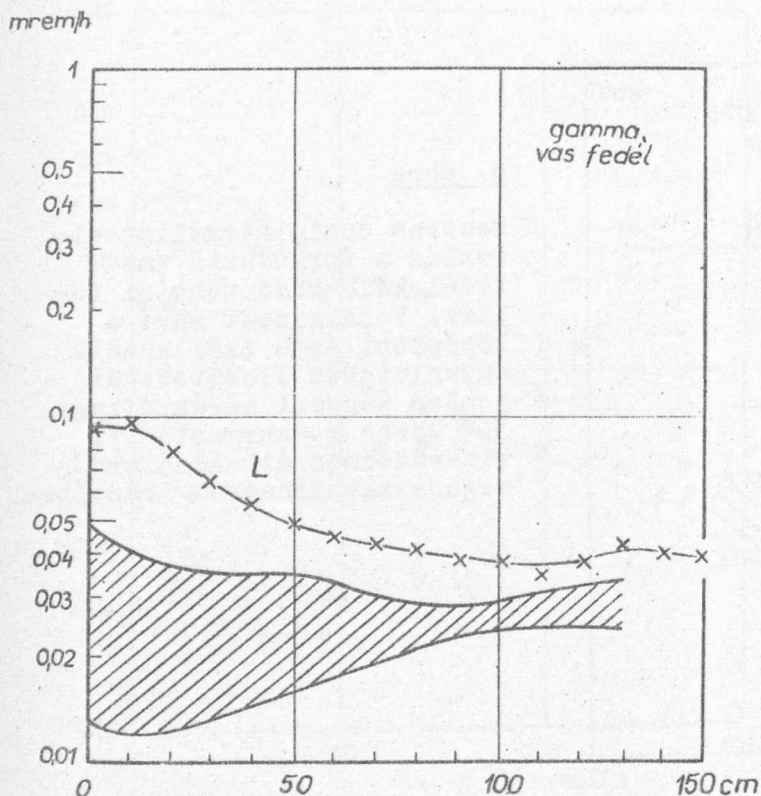
9. ábra

Neutron dózisintenzitás-eloszlás a forgatható vas fedél különböző pontjai fölött. Vonalkázott sáv: a középpont és a szél között egyenletesen elosztott öt ponton végzett mérés átlaga, "L" görbe a "surrantó" /a víz-védelman áthaladó cső/ meghosszabbításának irányában.

10. ábra

Lassú neutronok dózisintenzitás-eloszlása a forgatható vas fedél fölött.





11. ábra

Gamma-sugárzás dózisintenzitás-eloszlása a forgatható vas fedél fölött.

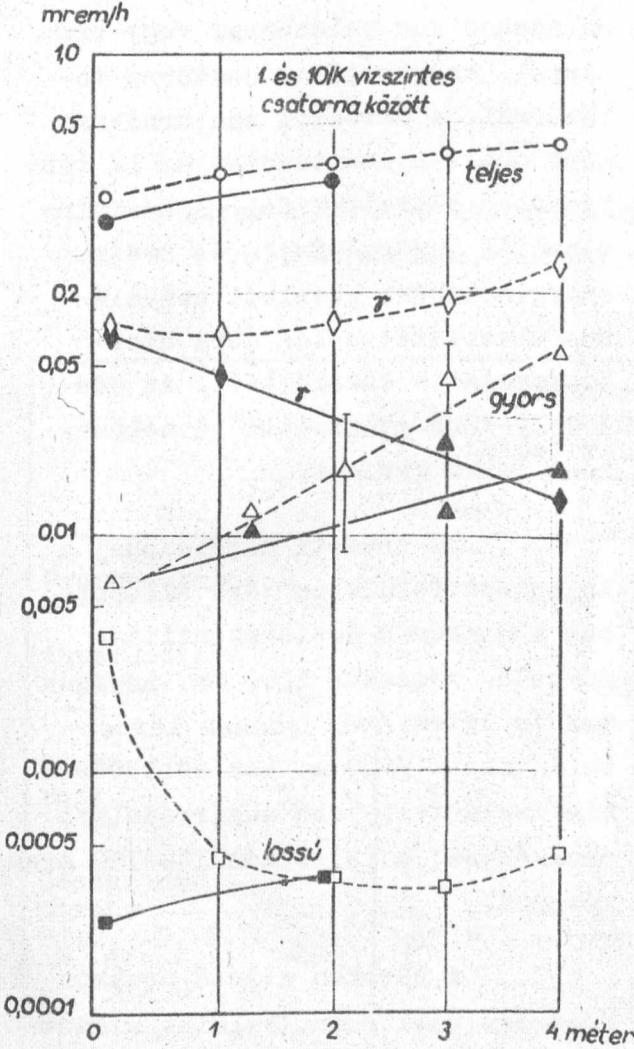
lésére a különböző helyekre átlagolt és 100 cm magasság körül vett értékek a jellemzők. Ez 1 mrem/h-t nem ér el /figyelembe véve, hogy a nagy dózisintenzitású helyek területe a reaktor fedél területén csak néhány százalékát éri el. Így a fedélen dolgozó személy dózisterhelése még heti 36 órás ott-tartózkodási időt tételezve fel is legfeljebb 30 mrem, azaz a megengedhető maximális érték 30%-a. Pesszimális esetben számolva /szerelési munkánál a szellőzőnyílásoknál hasaló személy/ 15 óra alatt érhető el a heti megengedhető maximális dózis. A gyakorlatban a fedélen tartózkodás ideje nem több heti néhány óránál.

### Mérések a reaktor biológiai védelmének az oldalánál

Az oldalsó biológiai védelemnél általában nem történt változás, ezért itt csak néhány ellenőrző mérést végeztünk a védelmen átjutott neutronok dózisintenzitására vonatkozóan. A mért értékek - a várakozásnak megfelelően - a teljesítmény növekedés arányában nagyobbak, mint a korábban mértek.

A termikus oszlop grafitja helyére vas és beton védelem került, ezért ennek a dózisviszonyait is meghatároztuk.

A 12. ábrán egy méréssorozat eredményét közöljük példaképpen /a padló szintjétől 100 cm magasan, az 1. vízszintes kísérleti csatorna nyílásától 100 cm-re jobbra, a termikus oszlop felé való helyen mérve 1. ábra ③ mérési hely/. A mérés eredménye hibahatáron belül megegyezik



12. ábra

Dózisintenzitás-eloszlás az oldalsó biológiai védelemnél. Üres pontok: egyes csatornák nyitva /9., 5., csatorna/ tömör pontok: minden csatorna zárva.

az /egy évvel korábban/ 2,5 MW teljesítménynél mérttel /a teljesítmény növelésnek megfelelően a korábbi 1,3-szorosa/. A mérés zárt vízszintes csatornák mellett /az ábrán tömör pontokkal jelölve/ és egyes csatornák nyitott állapotában történt, /üres pontokkal jelölve/. Látható, hogy szokásos üzemi körülmények között /tehát egyes csatornák nyitva vannak, de a védelmük fel van építve/ a csatornák környékén a gamma és a lassú neutron dózis szinte teljesen a csatornákból ered. Figyelemre méltó, hogy az ábra zárt csatornák mellett mért "teljes" jelzésű görbéje a távolság növekedésével emelkedik. Ennek oka a szomszédos 1-es számú csatorna hatása /a csatornából zárt állapotban is 100 mrem/h-t meghaladó intenzitású neutronnyaláb lép ki, ez a csatorna elé állított vizeskádron szóródva okozta az effektust/.

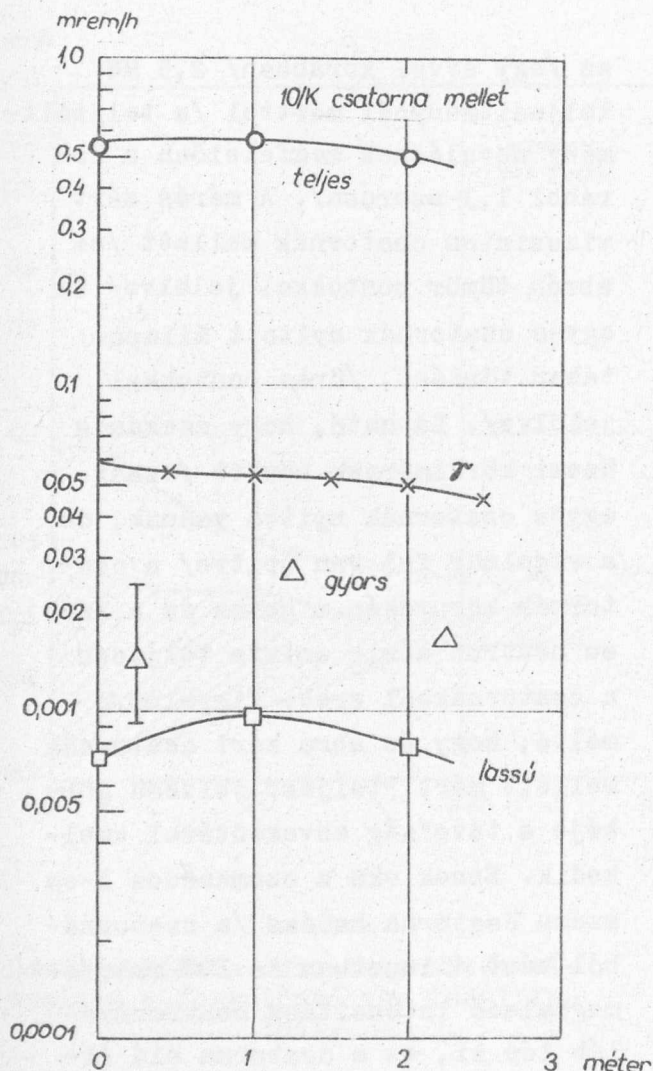
A termikus oszlop helyére beépített védőrétegek előtt mértük a 13. ábrán bemutatott dózisintenzitás-eloszlásokat.

Itt a dózisszint kb. kétszer nagyobb, mint a védelem más helyein /0,5-0,6 mrem/h/, de még így is kis érték.

### Zárt vízszintes kísérleti csatornák dózisviszonyai

A VVR-SzM reaktornál két új vízszintes csatorna létesült, így a vízszintes kísérleti csatornák száma 11-re emelkedett. Nem tekintve a biológiai csatornát /erről másutt szólunk/ sugárvédelmi szempontból három csatorna típust különböztethetünk meg. Ezek a következők: radiális csator-





13. ábra

Dózisintenzitás eloszlás a 10/K jelű biológiai csatorna homlokfalán.

na mechanikus tolózárrel vagy vízzárrel, tangenciális csatorna tolózárrel. A nevezett csatornáknál mért dózisintenzitásokat az 1. táblázatban tüntettük fel. A dózisintenzitás sugárzásfajta és neutron energiacsoport szerinti százalékos eloszlását a 14. ábra hisztogramja is szemlélteti. Az adatokból több gyakorlati következtetést lehet levonni.

Az eredeti megoldásnál a tolózárak felületén zárt állapotban 190 mrem/h dózisintenzitás mérhető. /Hosszuk 1100 mm, anyaguk vas és beton./ Az ujonnan létesített vízzár /600 mm vas és 1500 mm viz/ valamivel jobb sugárvédelmet eredményez; a felszínén 140-150 mrem/h mérhető.

A zárákon átjutó neutron sugárzás spektruma, valamint a neutron és a gamma dózisintenzitás viszonya a kétféle zárnál természetesen más. Ennek eredményeképpen az általában használt ellenőrző műszerekkel /GM-csöves gamma dózismérő és gyorsneutron detektor/ ha-

mis képet kapunk. Az említett műszerek a következőket mérik:

tolózár: 10 mrem/h neutron, 0,5 mrem/h gamma dózisintenzitás. /A Po-Be neutronforrással hitelesített szcintillációs számláló kb. kettes szorzóval kevesebbet mutat a valóságosnál, a spektrumok eltérése miatt, lásd [ 3 ] .

vízzár: 15 mrem/h neutron, 15 mrem/h gamma-dózisintenzitás.

1. táblázat

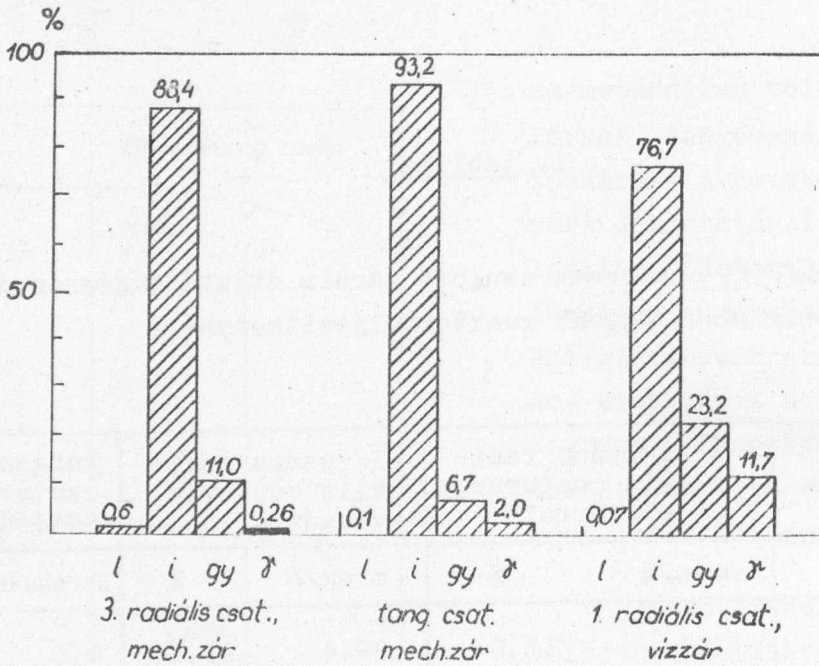
Vízszintes kísérleti csatornák csukott zárain átjutó sugárzás dózisintenzitása, 3,2 MW reaktorteljesítménynél

Sugárzás fajtája	3. számú radiális csatorna, tolózárrel		1. számú radiális csatorna, vízzárrel		tangenciális csatorna, tolózárrel	
	mrem/h	%	mrem/h	%	mrem/h	%
Gyorsneutron; $D_{gy}$	21,1	11,0	30,4	23,2	0,5	6,7
Intermedier neutron: $D_i$	170	88,4	100,5	76,7	7,0	93,2
Lassoneutron: $D_l$	1,15	0,6	0,10	0,07	0,0075	0,1
Összes neutron: $D_n = D_{gy} + D_i + D_l$	192	100	131	100	7,5	100
Gamma: $D_\gamma$	0,5	0,26	15,4	11,7	0,15	2,0
Teljes dózisintenzitás: $D = D_n + D_\gamma$	192,5	-	146,4	-	7,65	-

Végeredményben a tolózárra  $\sim 10$  mrem/h, a vízzárra háromszor ekkora dózisintenzitást kapunk, holott a való helyzet, mint láttuk, éppen fordított; a vízzáron keresztül a tolózár dózisintenzitásának csak kb. 3/4 része lép ki.

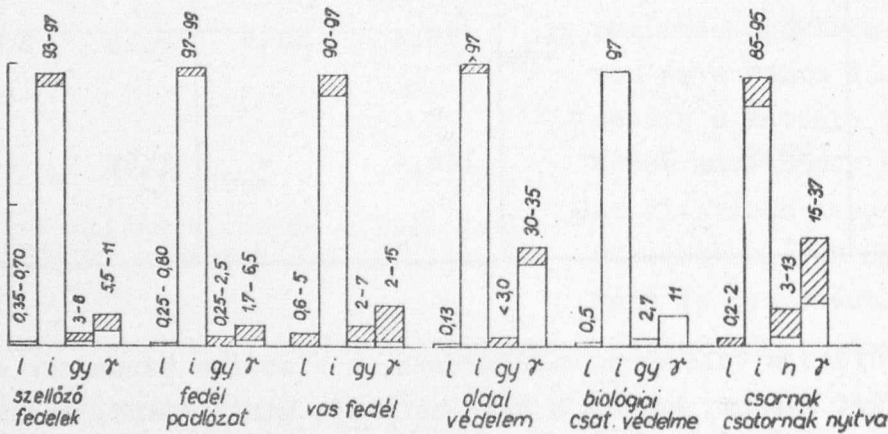
A mérési eredmények összevetése

A 15. ábrán hisztogramokban hasonlítottuk össze a lassu, intermedier és gyors neutronok, valamint a gamma sugárzás dózisintenzitás vi-



14. ábra

A lassu, intermedier és gyorsneutronok, továbbá a gamma-sugárzás dózisintenzitásának százalékos megoszlása zárt vízszintes kísérleti csatornáknál. /A lassu, intermedier és gyorsneutron dózis összege = 100 %./



15. ábra

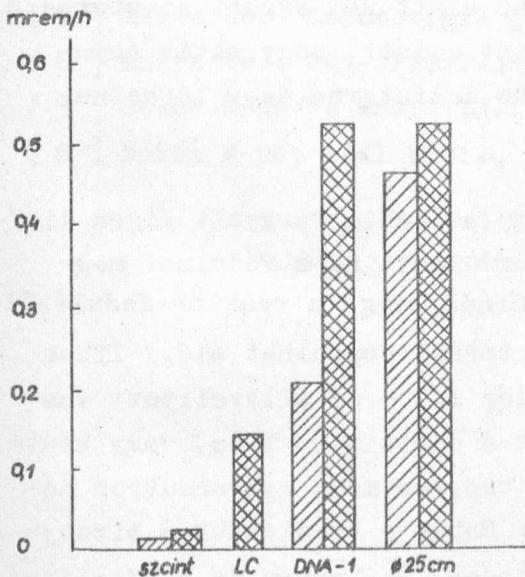
A lassu, intermedier és gyorsneutronok, továbbá a gamma-sugárzás dózisintenzitásának százalékos megoszlása a biológiai védelem különböző helyein. Az egyes hisztogramok /a biológiai csatorna védelmét mutatót kivéve/ 2-6 mérési hely átlagát mutatják. A vonalkázás ezen mérések szórásának felel meg.



szonyait, különböző mérési helyekre. Ábrázolásunkban a teljes energiatartományra vett neutron dózisintenzitás felel meg 100 %-nak. Egy-egy hisztogram általában több - azonos jellegű - ponton történt mérések átlaga. A vonalkázott részek mutatják ezen mérések szórását.

Az átlagenergia-mérések eredményét a dózismérők adatainak korrigálására használtuk /1. előző közleményünket [3] /.

A fluxusmérő által mért fluxust az átlagenergia ismeretében számítottuk át dózisintenzitásra. Így szisztematikusan kisebb értékeket kaptunk a közvetlenül mért dózisértékeknél. A 16. ábrán különböző eszközökkel kapott dózisintenzitásokat hasonlítottuk össze. Látható, hogy a nem-moderátoros detektor több, mint egy nagyságrenddel mutat kevesebbet. A moderátorok közül a fluxusmérő is jelentősen alábecsüli a dózist, a DN-A-1 és különösen a parafin gömbös detektorral már jó eredmény kapható, azonban a DN-A-1-nél fontos átlagenergia mérést végezni és ezzel korrigálni.



16. ábra

Különböző műszerek jelzésének összehasonlítása

Vonalkázott oszlop: korrigálatlan, kétszeresen vonalkázott oszlop: korrigált érték. A szcintillációs számológónál a korrekció spektrum-becslés, a többi esetben /LC: fluxusmérő, DNA-1 és 25 cm Ø gömb, azaz moderátoros detektorok/ átlagenergia-mérés alapján történt. A mérést a biológiai csatornánál végeztük.

### Észrevételek a filmdoziméterek használhatóságáról

Neutronok mérésére kadmiummal borított dóziszfilm és magfizikai emulzió személyi dozimétereket lehet használni. Az előbbi  $E < 0,5$  eV, az utóbbi  $E > 1,0$  MeV energiatartományban működik. A gammadózis ólomszűrővel ellátott dózismérő filmmel ellenőrizhető. A filmek által kimutatható legkisebb dózis 20-40 mrem, ami a viselési időre vett megengedhető maximális dózishoz képest - ami emulziónál két hétre 200 mrem, közönséges filmnél négy hétre 400 mrem - elég kis értéknek mondható [7] .

Ha figyelembe vesszük azonban, hogy a dózis zöme intermedier neutronoktól származik - amit egyik személyi doziméter sem mér - akkor a következő megállapításra juthatunk.

A lassuneutronok dózisaránya 0,2-5 %, intenzitásuk század mrem/h nagyságrendű. Személyi doziméterrel nem tudjuk mérni őket, de - dóziszárulékuk elhanyagolható lévén - nem is érdemes mérésekre törekednünk. /Az intézetünkben használt filmdoziméterben már hosszabb idő óta nem szerepel Cd betét./

A gyorsneutronok a neutron dózisintenzitásnak 0,25 - 13 %-át adják. A 20 - 40 mrem érzékenységi határt és a reaktornál szereplő dózisintenzitásokat figyelembevéve csak akkor kapunk kiértékelhető jelzést, ha a doziméter viselője legalább két hétig, teljes /36 órás/ munkaidőben a reaktor fedelén tartózkodik. Ez az eset a gyakorlatban nem valósul meg.

A gamma-dózisintenzitás max. 0,1 mR/h a csarnokban. Ilyen dózisintenzitású sugárzási térben a film egy hónap alatt nem kaphat kimutatható dózist. A gamma-film viselése indokolt viszont amiatt, hogy aktív anyagokkal való munkánál ennél jelentősen nagyobb dózisterhelések léphetnek fel.

Jogosan felvethető az a kérdés, hogy az eddig tárgyalt /igen kis/ dózisintenzitásoknál sokkal nagyobb is előfordulhat, ha a védelmet megbontjuk. /Például nem kellően árnyékolt csatornák, vagy a reaktor fedeléből eltávolított vasdugó esete. Utóbbi álló reaktornál fordulhat elő./ Ilyen körülmények között vagy csak gammasugárzás lép fel - az eltávolított vasdugó helyén nem üzemelő reaktornál R/h lehet a dózisintenzitás, vagy neutron sugárzás is. Ekkor azonban a mért gamma vagy/és mért gyorsneutron dóziszól extrapolálnunk kell a teljes dózistra. Ennek a becslésnek a bizonytalansága azonban a két esetben nagyjából azonos. A gamma és a /teljes/ neutrodózis aránya  $D_\gamma / D_n = 5,5$  % átlagban, de 2-20 % között változhat, vagyis a gamma film jelzésének 5-50-szerese a teljes dózis. A gyorsneutron és a teljes neutrodózis aránya  $D_{gy} / D_n = 0,2 - 11$  %, ez esetben tehát 9-500-zal kellene szorozni a gyorsneutronfilm jelzését. Kis gyorsneutronhányadok vastag védelmek esetén vannak, ilyen körülmények között nem valószínű nagyobb /egyáltalán mérhető/ dózis fellépte. Ha az ilyen jellegű helyeket /oldalsó védelem, a fedél beton védelme/ kirekesztjük vizsgálatunkból, akkor 3-11 % gyorsneutrontól származó dózishányadot, azaz 9-32 szorzó tényezőt kapunk.

Összevetve a fentiekben mondottakat és figyelembe véve még azt is,

hogy  $D_{gy}/D_{\gamma} = 5-100 \%$ , azaz olyan esetekben, amelyeknél a gammafilm 100 mR nagyságrendű dózist kap, a neutron film még rendszerint nem kapja meg a minimális kimutatható dózist sem, a gyorsneutronokat mérő film doziméter alkalmazása a reaktornál alig indokolt.

A mérésekben való közreműködésükért köszönet illeti Szendy Györgynét és Dénes Györgynét.

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

- [ 1 ] Várkonyi L., Czikó R.: Reaktorkonferencia, Budapest, 1965.
- [ 2 ] Makra Zs.: KFKI Közl., 14, 391 /1966/
- [ 3 ] Makra Zs.: KFKI Közl., 15, 271 /1967/, KFKI Közl. 14, 49 /1966/
- [ 4 ] Németh A., Tóth M.: Reaktorkonferencia, Budapest, 1965.
- [ 5 ] Makra Zs.: Kernenergie 9, 377 /1966/
- [ 6 ] Makra Zs.: Magy.Fiz.F., 15, 461 /1967/
- [ 7 ] Békés M-né és Makra Zs.: KFKI Közl., 9, 251 /1961/
- [ 8 ] Békés M-né: KFKI Közl., 16, 57 /1968/

Érkezett: 1968. június 26.

KFKI Közl. 16.évf. 6.szám, 1968.





# A GREEN-FÜGGVÉNYES MÓDSZER ÉS A MOLEKULÁRIS TÉR MÓDSZER KAPCSOLATA A FERROMÁGNÉSSÉG ELMÉLETÉBEN

Irta: Praveczi Endre

## Összefoglalás

Megmutatjuk, hogy a molekuláris tér módszerrel egyszerűen levezethető a mágnesezettségnek az a formulája, amelyet a Green-függvényes módszerrel vezettek le Tyablikov-közelítésben.

1. Az utóbbi években több olyan eredmény született a ferromágnés elméletében, amely minden hőmérsékleten jó közelítéssel adja a mágnesezettséget. Az alapvető eredményt Tyablikov [1] érte el  $S=1/2$  esetén. Az eredményt Tahir-Kheli és ter Haar [2] általánosították az  $S=1, 3/2, 2, 5/2, 3$  esetekre. A minden  $S$  mellett érvényes formulát a szerző [3] írta fel ebben a közelítésben.

Az említett eredmények a Green-függvényes módszerrel születtek. Bár a Green-függvényes módszer a ferromágnés elméletében is igen hasznos módszer - bizonyos esetekben nagyobb nehézségekhez vezet, mint egyéb módszerek. A tetszőleges  $S$  mellett érvényes formula levezetése pl., amelyet a Tyablikov-közelítéstől eltérő közelítésben Callen [4] alkalmazott először - igen hosszadalmas. A következőkben egy jóval rövidebb és egyszerűbb levezetést fogunk bemutatni a molekuláris tér módszer alapján.

2. Ismeretes, hogy a  $\langle S_f^+ S_f^- \rangle$  mennyiséget Tyablikov-közelítésben a Green-függvényes módszerrel is egyszerűen meg lehet kapni:

$$\langle S_f^+ S_f^- \rangle = 2 n_s(\beta) \langle S_f^0 \rangle \quad /1/$$

ahol

$$n_s(\beta) = N^{-1} \sum_k \frac{1}{e^{\beta \epsilon_k(\beta)} - 1} \quad /2/$$

és  $\epsilon_k(\beta)$  a renormált ferromagnon-energia:

$$\epsilon_k(\beta) = \mu n + 2 \langle S_f^0 \rangle [J(0) - J(k)] \quad /3/$$

Észrevehetjük, hogy /1/ olyan alakú eredménnyé transzformálható, amilyent a molekuláris tér módszer szolgáltat, ha a molekuláris tér kifejezését a szokásos helyett az alábbi kifejezéssel definiáljuk:

$$n_s(\beta) = \frac{1}{e^{\beta\mu(H+H_1)} - 1} \quad /4/$$

Ez az észrevétel azért hasznos, mert a molekuláris tér kifejezésének segítségével könnyen meghatározhatjuk a mágnesezettséget is. Valóban, az ismert módon kapjuk:

$$\langle S_f^O \rangle = S B_S [\beta S \mu (H + H_1)] \quad , \quad /5/$$

ahol  $B_S[x]$  a Brillouin-függvény. Ezt /4/ figyelembe vételével így írhatjuk át:

$$\langle S_f^O \rangle = S - n_s(\beta) + (2S + 1) \frac{n_s(\beta)^{2S+1}}{[1+n_s(\beta)]^{2S+1} - n_s[s]^{2S+1}}$$

amely azonos az idézett, tetszőleges  $S$  mellett érvényes formulával [3].

3. Diszkutáljuk röviden a  $H_1$  molekuláris tér kifejezését  $H=0$  mellett a hőmérséklet függvényében. /3/-at, /4/-et és /2/-t felhasználva azt kapjuk, hogy  $H_1 = 0$ , ha  $T > T_c$ , és  $H_1 \approx 2 \langle S_f^O \rangle J(0) \epsilon \mu^{-1}$  / $\epsilon=1,516$ (sc);  $1,393$ (bcc);  $1,345$ (fcc)/ ha  $T \lesssim T_c$ . Ez azt jelenti, hogy magasabb hőmérsékleteken  $H_1$ , a szokásos molekuláris tér  $H_1 = 2 \langle S_f^O \rangle J(0) \mu^{-1}$ , kifejezéséhez hasonlóan viselkedik. Alacsony hőmérsékletek mellett azonban lényegesen eltér attól. Míg ugyanis  $H_0 \rightarrow 2SJ(0) \mu^{-1}$  ha  $T \rightarrow 0$ , addig  $H_1 \rightarrow 0$ .

A molekuláris térnek ez a szokatlan kifejezése a spinhullám elmélet alapján könnyen megérthető. Ha  $H_1$  -nek el nem tűnő határértéke lenne a  $T \rightarrow 0$  határesetben, akkor a mágnesezettség nem tudna olyan gyorsan csökkenni a hőmérséklettel, mint ahogyan a spinhullám elmélet előírja.

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

- [1] Н.Н.Боголюбов и С.В.Тябликов, Докл. Акад. Наук 12,196/1961/
- [2] Tahir-Kheli és ter Haar; Phys. Rev. 117, 88 /1961/
- [3] Praveczi E.: Phys. Stat.Sol. 5, 481 /1964/
- [4] Callen, H.B.: Phys. Rev. 130, 890 /1963/

Érkezett: 1968. júl. 25.

KFKI Közl. 16.évf. 6.szám, 1968.



## SZÖGELOSZLÁS-MÉRÉSEK ÁTTEKINTÉSE A 10 MeV ALATTI n-p SZÓRÁSNÁL

Irta: Czibók Tamás

### Összefoglalás

A csoportunkban folyó, neutron-proton szórással kapcsolatos kutatások [13] szükségessé tették, hogy az irodalomban található cikkek alapján lehetőleg pontos képet kapjunk a 10 MeV alatti n-p szórás szögeloszlásairól. Általánosan elfogadott, hogy a 10 MeV alatti tartományban az n-p szórás szögeloszlása izotróp. A mérések azonban nem erősítik meg teljesen ezt a kijelentést. Bár csak kevés energián találunk méréseket, azok is bizonyítják, hogy a szögeloszlások képe bonyolultabb.

### A szögeloszlás mérések technikája

Szükségesnek látszik áttekinteni először a kísérleti módszereket, különös tekintettel azok korlátaira.

A szórt neutronok szögeloszlásának közvetlen mérése nehéz feladat. Ilyen módszerrel inkább csak a nagyobb energián végzett méréseknél találkozhatunk. A 10 MeV alatti tartományban a szögeloszlás mérések szokásos módja a szórásnál meglöködő protonok detektálása, legtöbbször magában a targetban. A kinetikai összefüggésekből következően a proton szögeloszlás a tömegközépponti rendszerben  $\psi \rightarrow /180^\circ - \psi /$  helyettesítéssel azonos a neutron szögeloszlással. A mérések egy részénél, mag-emulzió, ill. ködkamra használata esetén a meglökött proton szöge közvetlenül mérhető. Ha a kamra, ill. az emulzió megfelelően nagy, a nyom hosszúságát is megállapíthatjuk. Ebből a proton energiája egyértelműen meghatározható. Kinetikai összefüggések alapján  $E_p = E_0 \cos^2 \theta$ , ahol  $E_p$  a meglökött proton energiája,  $E_0$  a bejövő neutron energiája,  $\theta$  a meglökött proton repülési iránya és a neutronnyaláb által bezárt szög. A nyom hosszának és szögének egyidejű megmérése tehát kettős ellenőrzést tesz lehetővé. A háttérből így kiválaszthatjuk a minket érdeklő eseményeket, ha csak a fenti összefüggést a hibahatáron belül kielégítő eseményeket számoljuk. Az ilyen méréseknél a hosszadalmas kiértékelés okoz nehézséget. A kis proton energiák-

nál, azaz a nagy szögeknél pedig csak igen nagy hibával lehet mind a nyomok hosszát, mind a nyomok szögét meghatározni, ill. bizonyos határon túl már nem is lehet, hiszen az energiaspektrum egészen 0-ig tart. A szögeloszlás torzulását okozhatja az, hogy nem lehet az egész szögtartományra egységes feltételt követelni a megmaradó adatok kiválasztásához, mivel a szög és a hosszúság-mérés hibája a szögtől függően változik. A kinetikai viszonyokból következően tömegközépponti rendszerben izotróp neutron szögeloszlás esetén a laboratóriumi koordináta-rendszerben  $\theta$  függvényeként  $\sin 2\theta$  alakú eloszlást kapunk. Szokásos az is, hogy  $\cos 2\theta$ -ban egyenletes szögtartományokba rendezzük a mérési adatokat, ekkor izotróp szögeloszlás esetén egyenletes eloszlást kapunk.

Más a mérési elv ionizációs kamra, illetve szcintillátor alkalmazásánál. A technikai nehézségek miatt itt közvetlen proton szögeloszlásmérést alig találunk. Teljes szögtartományra vonatkozó mérés nincs is. Például az [1] munkában mindössze két szögnél mérték a differenciális hatáskeresztmetszetet a  $H_2$  gáztargettól távolabb helyezett bonyolult felépítésű ionizációs kamrával, amely lehetővé tette, hogy csak a target irányából jövő protonokat detektálják. A mérés eredménye 10 %-os kísérleti hibán belül összefér az izotróp szögeloszlás feltételezéssel. Általában azonban a targetmagok magában a detektorban vannak, és a már említett  $E_p = E_0 \cos^2 \theta$  összefüggés alapján a szög mérését az energiaméréssel helyettesítik. A protonenergiával arányos amplitudójú elektronikus jel feldolgozása egyszerűbb adatgyűjtést tesz lehetővé, mint az előbb taglalt módszerek. Nincs meg azonban a kettős ellenőrzés lehetősége, így a beszórás, kettős szórás leválasztása okoz gondot. Tömegközépponti rendszerben izotróp neutron szögeloszlásnál most az energia szerinti eloszlásban az un. téglalap spektrumot kapjuk, azaz egyenletes az eloszlás a primér neutron energiával egyenlő maximális protonenergiáig. Ezt a téglalapalakot elrontja a többszörös szórás, ami a nagyobb energiájú részben okoz többlet beütést. A fal-effektus a kisenergiájú részt növeli a nagyobb energiák rovására, a rosszabb felbontás pedig elmosza a spektrum nagyenergiájú részét. További spektrumalak-romlást okoz, inkább a szcintillációs technikánál, a részecskeenergia és az elektronikus jelamplitudó közti összefüggés nem lineáris volta. A szögeloszlás mérésében bizonytalanságot okoz az, hogy a spektrumalak-torzulások nem számolhatók pontosan. Természetesen itt is igaz, hogy a kisenergiájú protonokhoz tartozó szögtartomány már nem mérhető. Általában tömegközépponti rendszerben  $0^\circ$ -tól  $90^\circ$ - $120^\circ$ -ig mérhető

megbízhatóan a proton, illetve ennek megfelelően  $60^{\circ}$ - $90^{\circ}$ -tól  $180^{\circ}$ -ig a neutron szögeloszlás a kisenergiájú neutron-proton szórásnál.

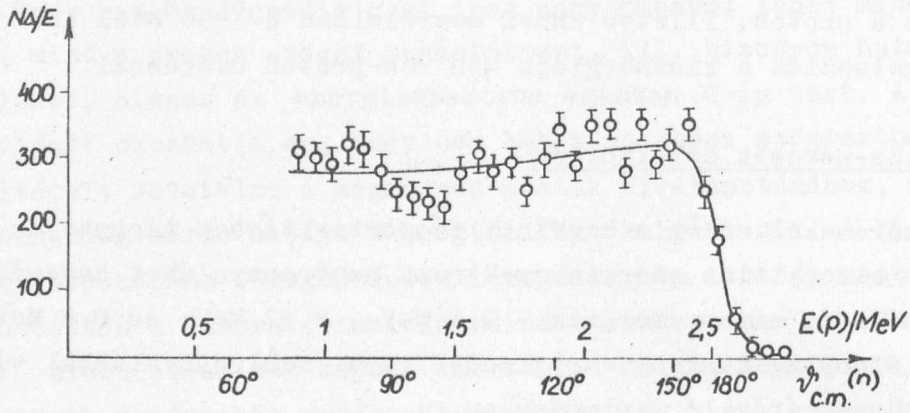
### A szögeloszlás-mérések áttekintése

A méréseket energia szerinti csoportosításban tárgyaljuk. A sok széles, néha bizonytalan energia-spektrumu neutronnyalábot használó mérés mellett, mindössze három energian - 2.5 MeV-, 3.27 MeV- és 8.8 MeV-nél - található viszonylag keskeny energiaspektrumu neutronnyalábbal végzett mérés a bennünket érdeklő tartományban.

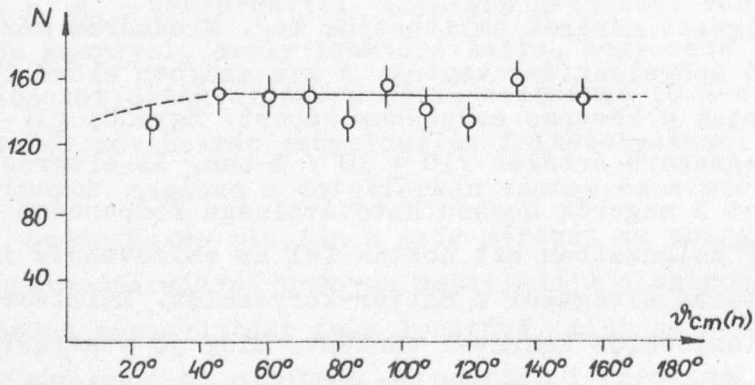
#### 2.5 MeV

Ezen az energian a mérések d-d neutronokkal történtek,  $E_d = 100-200$  keV-nél,  $\theta_n = 90^{\circ}$ -nál. A legrégebbiekre jellemző a nagyon rossz statisztika, az egész szögeloszlásban maximálisan egy-két száz nyom kimérésével. Ezek közül Bonner [2], Dee és Gilbert [3] ködkamrával, Lampson emulzióval [4] végzett mérését említhetjük meg. Mindhárom mérésben az izotróptól eltérő szögeloszlást kaptak. A kis szögben előre lökött protonból többletet kaptak a közepes szögekhez képest. Egyedül [3] -ban adták meg az eltérés számszerű értékét  $/10 \pm 10 / \%$ -ban. Az eltérés értelmezése [3] és [4] szerint a magerők hosszú hatótávolságú komponense segítségével lehetséges. A [2] dolgozatban azt hozták fel az anizotrópia indokául, hogy nem sikerült pontosan elvégezni a háttér-korrekciót. Említést kell tenni egy mérésről, amely ionizációs kamrával történt. Elég jó statisztikával izotróp szögeloszlást kaptak [5]. A mérés hitelét azonban teljesen lerontja az, hogy az egyidejűleg, azonos technikával végzett n-d szórásban is izotrópiát állapítottak meg, holott más mérések, például [6, 7] és az elmélet szerint is ott erős anizotrópia van. Egy később végzett ionizációs kamrás mérésnél jó statisztikával a korrekciók elvégzése után előre szórt többletprotont kaptak [6]. Meg kell jegyezni, hogy a jó felbontású mérésben a statisztikus hibához képest túlságosan szórnak az egyes pontok a sima illesztő görbéhez képest, helyenként finomabb szerkezetet sejtetve /1. ábra/. Ezen az energian említésre méltó még Caplehorn és Rundle Wilson-kamrás mérése [7]. A 10 szögtartományba összesített adatok a 10 %-os hibán belül izotróp szögeloszlást adnak /2. ábra/.





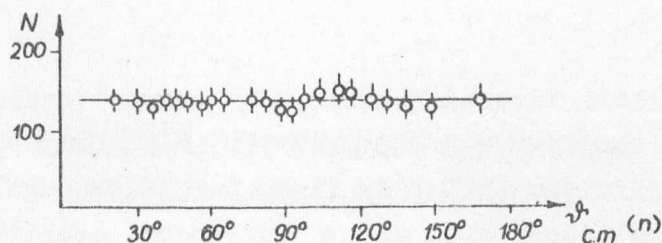
1. ábra



2. ábra

### 3.27 MeV

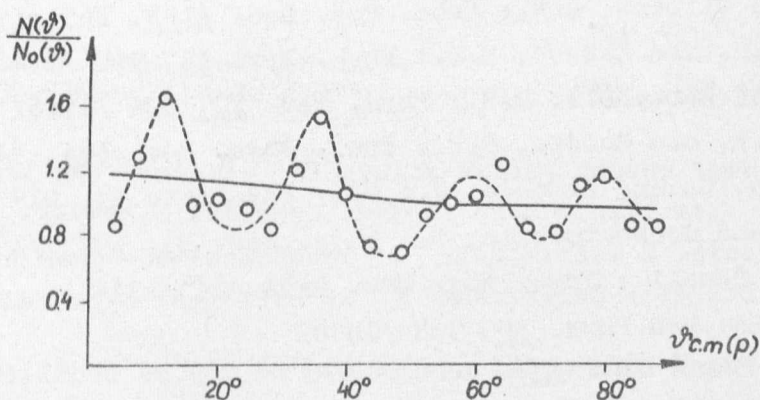
Ezen az energián csak egy mérést tárgyalunk. Hamauda és Montmollin mérésüket két részletben végezték el [8, 9]. A lapos Wilson-kamra hosszanti helyzetében felvett felvételekből az előszórt, a neutronnyalábra merőleges helyzetnél készített felvételekből az oldalra szórt /tömegközépponti rendszerben hátraszórt/ protonok nyomát értékelték ki. Az egyesített, jó statisztikájú mérés izotróp szögeloszlást ad /3. ábra/.



3. ábra

### 8.8 MeV

Champion és Powell  $B^{11} /d,n/$  reakcióból származó neutronokkal mérték n-p szórást, emulziós technikával [10]. A protonnyomok igen nagy pontosságu kimérése alapján jól el lehetett különíteni a különböző energiájú neutroncsoportokból származó szórásokat. A 8.8 MeV-es neutronok által meglökött protonok szögeloszlása nagyobb szögtartományokra összegezve az izotróptól a már más energián is tapasztalt módon eltérő, tehát a kis protonszögeknel a diff. hatáskeresztmetszet megnő, jelen esetben 20 %-kal, a közepes szögekhez képest. Kisebb szögtartományokba összesítve a mérési adatokat egy jellegzetes szögeloszlást lehetett kapni, minimumok és maximumok szabályos, tömegközépponti rendszerben  $12^\circ$ -onkénti váltakozásával. A statisztikus hiba olyan nagy, hogy egy sima illesztés még éppen elfogadható lenne, azonban a periodicitás az egész kiértékelt tartományban annyira szignifikáns, hogy létezését el kell fogadni. A 4. ábrán látható a mérés eredménye, azonos totális hatáskeresztmetszetet adó izotróp szögeloszlásra ( $N_0(\psi)$ ) normálva, mind a sima, mind a periódikus illesztő görbével. Itt emlékeztetünk arra, hogy az egyik tárgyalt, valószínűleg legjobb felbontásu 2.5 MeV-es mérés [6] is mutatott ilyenféle finom szerkezetet, de közel sem ilyen szignifikánsan.



4. ábra

## Diszkusszió

A 10 MeV alatti tartományban az  $n$ - $p$  szórás totális hatáskeresztmetszetében többféle elméleti számolás szerint is legfeljebb 1 % az  $1 \neq 0$  parciális hullámok járuléka [12]. Az ilyen becslések sugalmazzák, hogy az  $n$ - $p$  szórás tárgyalásánál elég az  $s$  hullámokra szorítkozni. Ekkor a differenciális hatáskeresztmetszetet egy adott energián konstansnak kapjuk, a szögtől nem függ. A nagyobb energián, 10-90 MeV között végzett viszonylag pontos mérések is ezt erősítik meg, hiszen az energia csökkentésével egyre izotrópabb szögeloszlást kapunk [11]. A tendenciát 10 MeV alá extrapolálva, ott már gyakorlatilag izotróp szögeloszlást kellene kapnunk. Ezek ellenére több mérés áttekintéséből arra a megállapításra kell jutnunk, hogy a 10 MeV alatti szögeloszlások nem a várt egyszerű képet mutatják. Az anizotrópia 10 MeV alatt is számottevő marad, a szögeloszlás-mérések értelmezéséhez nem elég az  $s$ -hullámu közelítés. Csak egy 3.27 MeV-es mérésben kaptak határozottan a kísérleti hibán belül izotróp szögeloszlást, 2.5 és 8.8 MeV-en minden mérés anizotrópiát mutat, kivéve a nagyon rossz statisztikájú mérések közül azokat, ahol éppen a rossz statisztika miatt nem állapítható meg szignifikánsan az izotrópiából való eltérés. 8.8 MeV-nél finomabb felbontásban pedig egy egészen összetett szerkezet tűnik elő a szögeloszlásban, amit már valószínűleg nem lehet egyszerűen a magasabbrendű parciális hullámok részvételével indokolni.

## I r o d a l o m

- [1] Tatel, H.: Phys. Rev. 61, 450 /1942/
- [2] Bonner, T.W.: Phys. Rev. 52, 685 /1937/
- [3] Lampson, C.W.: Phys. Rev. 51, 1021 /1937/
- [4] Dee, P.I. and Gilbert, C.W.: Proc. Roy. Soc. A163, 265 /1937/
- [5] Barschall, H.H. and Kanner, M.H.: Phys. Rev. 58, 590 /1940/
- [6] Coon, J.H. and Barschall, H.H.: Phys. Rev. 70, 592 /1946/
- [7] Caplehorn, W.F. and Rundle, G.P.: Proc. Phys. Soc. A64, 546 /1951/
- [8] de Montmollin, G. and Hamonda, J.: Helv. Phys. Acta 24, 217 /1951/
- [9] Hamonda, J. and de Montmollin, G.: Phys. Rev. 83, 1277 /1951/
- [10] Champion and Powell.: Proc. Roy. Soc. A183, 64 /1944/
- [11] Hess, W.N.: Rev. Mod. Phys. 30, 368 /1958/
- [12] Noyes, H.P.: Phys. Rev. 130, 2025 /1963/
- [13] Hrehuss G. and Czibók T.: Preprint KFKI 19/1968

Érkezett: 1968. aug. 23.  
KFKI Közl. 16.évf. 6.szám, 1968.



## FÁZISTÉR INTEGRÁLOK SZÁMITÁSA MONTE-CARLO MÓDSZERREL

Irta: Surányi György

### Összefoglalás

Hatáskeresztmetszetek és differenciális hatáskeresztmetszetek számításánál fellépő fázistér integrálok Monte-Carlo-módszerrel való meghatározásának módszerét közöljük. Megadjuk a numerikus számítások elvégzésére FORTRAN programozási nyelven írt szegmens leírását, valamint az ennek ellenőrzése során nyert néhány eredményt.

### Bevezetés

Mint ismeretes, valamely folyamat  $\sigma$  hatáskeresztmetszetét a következő integrál kiszámításával kaphatjuk meg:

$$(1) \quad \sigma = \frac{(2\pi)^4}{4\sqrt{(p_1 p_2)^2 - m_1^2 m_2^2}} \frac{1}{(2\pi)^{3n}} \int |M|^2 \prod_{k=1}^n \frac{dp_k}{2E_k} \delta^4(p_f - p_i) ,$$

ahol  $p_1, p_2, m_1, m_2$  a primer és a target részecske négyesimpulzusa, ill. tömege,  $M$  a folyamatot dinamikailag meghatározó mátrixelem,  $p_i$  és  $p_f$  a kezdeti, ill. végállapot négyesimpulzusa,  $p_k = (p_k, E_k)$  a folyamatban keletkező  $k$ -adik részecske négyesimpulzusát jelöli. Ha az  $\alpha = \alpha(p_1, p_2, \dots, p_n)$  mennyiség szerinti differenciális hatáskeresztmetszetet kívánjuk meghatározni, akkor a meghatározandó integrál a következő:

$$(2) \quad \frac{d\sigma}{d\alpha} = \frac{(2\pi)^4}{4\sqrt{(p_1 p_2)^2 - m_1^2 m_2^2}} \frac{1}{(2\pi)^{3n}} \int |M|^2 \delta(\alpha - \alpha') \prod_{k=1}^n \frac{dp_k}{2E_k} \delta^4(p_f - p_i) .$$

A fenti ún. fázistér integrálok értéke néhány igen egyszerű esettől eltekintve csak közelítő módszerekkel határozható meg. A közelítő módszerek között a Monte-Carlo-módszer [1] alkalmazása a legcélszerűbb, mert ennek alkalmazhatósága független az  $M$  mátrixelem alakjától.

Ezen cikkben az (1) és (2) típusu integrálok Monte-Carlo-módszerrel történő meghatározását és az arra írt programot, valamint a program ellenőrzése során nyert néhány eredményt ismertetjük.

Monte-Carlo-módszer alkalmazása a  $\sigma$  és  $\frac{d\sigma}{d\alpha}$  meghatározására

Az (1) integrált a tömegközépponti rendszerben írjuk fel, ahol  $\underline{p}_i = (\underline{0}, E_0)$  :

$$\sigma = c \int |M|^2 \delta\left(E_0 - \sum_{k=1}^n E_k\right) \delta\left(\sum_{k=1}^n \underline{p}_k\right) \prod_{k=1}^n \frac{d\underline{p}_k}{2E_k} ,$$

itt  $c$  -vel jelöltük az integrál előtt szereplő konstanst. A  $\underline{p}_n$  szerinti integrálást elvégezve kapjuk:

$$\begin{aligned} \sigma &= c \int |M|^2 \delta\left(E_0 - \sum_{k=1}^n E_k\right) \frac{d\underline{p}_1}{2E_1} \frac{d\underline{p}_2}{2E_2} \dots \frac{d\underline{p}_{n-1}}{2E_{n-1}} \frac{1}{2E_n} \\ &= c \int |M|^2 \delta\left(E_0 - \sum_{k=1}^n E_k\right) \frac{p_1^2 dp_1 p_2^2 dp_2 \dots p_{n-1}^2 dp_{n-1}}{2E_1 2E_2 \dots 2E_n} \dots \\ &\quad \cdot d \cos\theta_1 \dots d \cos\theta_{n-1} d\phi_1 \dots d\phi_{n-1} , \end{aligned}$$

ahol  $\theta_k$  a  $k$ -edik részecske iránya és a

$$\underline{p}_{k-1} = \sum_{j=1}^{k-1} \underline{p}_j \quad /k \neq 1/$$

vektor közötti szög /  $\theta_1$  az első részecske és a  $z$  tengely közötti szög/:

$$\cos \theta_k = \frac{p_k p_{k-1}}{|\underline{p}_k| |\underline{p}_{k-1}|} \quad /k \neq 1/ ,$$

$\phi_k$  az azimut szög és  $E_k = \sqrt{p_k^2 + m_k^2}$  .

A teljes energia kifejezése

$$E_0 = E_1 + E_2 + \dots + E_{n-1} + \sqrt{p_{n-2}^2 + 2p_{n-1} p_{n-2} \cos\theta_{n-2} + p_{n-1}^2 + m_n^2}$$

mivel a  $\underline{p}_{n-2}, \underline{p}_{n-1}, \underline{p}_n$  vektorok összege zérus a CM-rendszerben. Az energia deltafüggvény felhasználásával integrálhatunk  $\cos\theta_{n-1}$  szerint, és a  $p_k dp_k = E_k dT_k$  összefüggés segítségével nyerjük a Monte-Carlo-módszerrel számítandó integrált [2] :

$$\sigma = c \int |M|^2 \frac{P_1 P_2 \dots P_{n-2}}{2^n P_{n-2}} dT_1 dT_2 \dots dT_{n-1} .$$

$$. d \cos \theta_1 \dots d \cos \theta_{n-2} d\phi_1 \dots d\phi_{n-1} .$$

$$\equiv c \int W dT_1 \dots dT_{n-1} d \cos \theta_1 \dots d \cos \theta_{n-2} d\phi_1 \dots d\phi_{n-1} ,$$

ahol  $T_k$  jelenti a  $k$ -adik részecske kinetikus energiáját. Az integrálás olyan  $T_1, T_2, \dots, T_{n-1}, \cos \theta_1, \dots, \cos \theta_{n-2}, \phi_1, \dots, \phi_{n-1}$  értékekre terjesztendő ki, amelyekből az energia-impulzus megmaradás kielégíthető, jelöljük ezt a tartományt  $\Omega$ -val, és ekkor:

$$\sigma = \int_{\Omega} W(P) d\Omega \quad P \in \Omega .$$

Definiáljuk az  $\bar{\Omega}$  tartományt a következő módon:

$$P \in \bar{\Omega} \text{ ha } \begin{cases} T_k \in [0, T_{k\max}] , & k = 1, 2, \dots, n-1 \\ \cos \theta_k \in [-1, 1] , & k = 1, 2, \dots, n-2 \\ \phi_k \in [0, 2\pi] , & k = 1, 2, \dots, n-1 , \end{cases}$$

ahol  $T_{k\max}$  a  $k$ -adik részecske maximális kinetikus energiája:

$$T_{k\max} = \frac{E_0^2 - \left( \sum_{j=1}^n m_j - m_k \right)^2 + m_k}{2E_0} - m_k ,$$

és  $P$ -vel jelöltük a  $3n-4$  dimenziós tér egy pontját. A definícióból látható, hogy  $\Omega \subset \bar{\Omega}$  .

Legyen

$$\bar{W}(P) = \begin{cases} W(P) & \text{ha } P \in \Omega \\ 0 & \text{ha } P \in \bar{\Omega} - \Omega , \end{cases}$$

így

$$\sigma = c \int_{\bar{\Omega}} \bar{W}(P) d\bar{\Omega} \quad P \in \bar{\Omega} .$$



Ezek után az (1) integrál Monte-Carlo-módszerrel nyert becslését a következőképpen nyerjük: az  $\bar{\Omega}$  tartományból  $N$  darab egyenletes eloszlású  $P_\ell$  ( $\ell=1, 2, \dots, N$ ) pontot veszünk, és meghatározzuk a következő összeget:

$$\sigma_N^{MC} = c \frac{V(\bar{\Omega})}{N} \sum_{\ell=1}^N \bar{w}(P_\ell) ,$$

ahol  $V(\bar{\Omega}) = 2^{n-2} \prod_{k=1}^{n-1} (2\pi T_{kmax})$  az  $\bar{\Omega}$  tartomány térfogata.

A  $\sigma_N^{MC}$  szórását közelítőleg a

$$D^2(\sigma_N^{MC}) = \frac{c^2}{N} V^2(\bar{\Omega}) \left\{ \frac{1}{N} \sum_{\ell=1}^N \bar{w}^2(P_\ell) - \left( \frac{1}{N} \sum_{\ell=1}^N \bar{w}(P_\ell) \right)^2 \right\}$$

kifejezés adja.

A  $\frac{d\sigma}{d\alpha}$  differenciális hatáskeresztmetszet meghatározása a következő módon történhet: az  $\alpha$  mennyiség kinematikailag megengedett értékeit felosztjuk  $\Delta\alpha$  hosszúságú intervallumokra

Ekkor ha  $\bar{\omega}_1 \subset \bar{\Omega}$  úgy, hogy  $P_\ell^i \in \bar{\omega}_1$  ( $\ell=1, 2, \dots, n$ ) esetén  $\alpha_i < \alpha'(P_\ell^i) \leq \alpha_i + \Delta\alpha$

és így

$$\left( \frac{d\sigma}{d\alpha} \right)_{\alpha=\alpha_i}^{MC} = c \frac{V(\bar{\Omega})}{N} \sum_{\ell=1}^{n_i} \bar{w}(P_\ell^i) .$$

Bizonyítás nélkül megemlítjük, hogy

$$\lim_{N \rightarrow \infty} \sigma_N^{MC} = \sigma , \quad \lim_{N \rightarrow \infty} D^2(\sigma_N^{MC}) = 0$$

és

$$\lim_{\Delta\alpha \rightarrow 0} \lim_{N \rightarrow \infty} \left( \frac{d\sigma}{d\alpha} \right)_{\alpha=\alpha_i}^{MC} = \left( \frac{d\sigma}{d\alpha} \right)_{\alpha=\alpha_i} .$$

### n -részecskés események generálása

Az előzőekben leírt módszer gyakorlati végrehajtására FORTRAN nyelven írt program szegmenst dolgoztunk ki. A szegmens, egyszeri hívásakor egy, az adott  $E_0$  tömegközépponti energiával rendelkező, adott részecskét tartalmazó  $n$  részecskés végállapotot generál. Megadja a végállapotban levő részecskék négyesimpulzusát, a generált eseményhez tartozó súlyfaktort ( $w(P) - t$ ), valamint az energia-impulzus megmaradást kielégítő esemény generálásához szükséges próbálkozások számát.

Az  $n$  részecskés esemény generálása a következő módon történik: az első  $n-1$  darab részecske kinetikus energiáit véletlenszerűen megválasztjuk nulla és a maximális érték között, és ezekből az értékekből meghatározzuk az  $n$ -edik részecske energiáját. Ha az  $n$ -edik részecske energiája a tömegénél kisebb érték adódik /azaz a generált  $P$  pont az  $\bar{\Omega} - \Omega$  tartomány pontja/, a generálást újra kezdjük. A továbbiakban véletlenszerűen megválasztjuk az  $n-2$  darab  $\cos\theta$ -t és az  $n-1$   $\phi$  azimut szögét. Az eddig lerögzített adatok lehetővé teszik az első  $n-2$  részecske impulzusvektorának ( $\underline{p}_k, k = 1, 2, \dots, n-2$ ) valamint a

$$\underline{p}_{n-2} \sum_{j=1}^n \underline{p}_j$$

vektornak a meghatározását. Ezután megvizsgáljuk, hogy a  $\underline{p}_{n-2}, \underline{p}_{n-1}, \underline{p}_n$  értékek kielégítik-e a háromszög-egyenlőtlenséget /bármelyik kettő algebrai összege nagyobb, mint a fennmaradó harmadik/, azaz teljesíthető-e az impulzus-megmaradás, ha nem, akkor a generálást ujrakezdjük. Ezek után meghatározzuk a még hiányzó szögeket és a  $\underline{p}_{n-1}, \underline{p}_n$  impulzusokat, valamint a kapott  $P \in \Omega$  pontban a  $w$  súlyfüggvény értékét ( $w(P) = w(P) |M(P)|^2$ ).

### A program helyes működésének ellenőrzése

A program ellenőrzése során igyekeztünk olyan feladatokat választani, amelyek egzaktul vagy más közelítő módszer alkalmazásával már megoldást nyertek. Ebben a részben három ilyen feladatot és azok Monte-Carlo-módszerrel nyert megoldásait szeretnénk ismertetni.

#### 1. Lorentz-invariáns fázistér számítása

Az adott  $m_1, m_2, \dots, m_n$  tömegű részecskék Lorentz-invariáns fázistere a tömegközépponti rendszerben:

$$R_n(O, E_0) = \int \prod_{k=1}^n \frac{dp_k}{2E_k} \delta \left( \sum_{k=1}^n E_k - E_0 \right) \delta \left( \sum_{k=1}^n p_k \right).$$

A fenti  $R_n(O, E_0)$  -ra a következő rekurzív formula érvényes [3] :

$$R_n(O, E_0) = \int \frac{dp_n}{2E_n} R_{n-1}(O, \epsilon),$$

ahol

$$\epsilon^2 = (E_0 - E_n)^2 - p_n^2.$$

Abban a speciális esetben, ha  $m_k=0, k=1, 2, \dots, n$  -re, a rekurzió megoldható és  $R_n$  értékére az

$$(3) \quad R_n^{m_k=0}(O, E_0) = \frac{\pi^{n-1} 2^{n-3}}{(n-1)! (n-2)!} \left( \frac{E_0}{2} \right)^{2n-4}$$

képletet nyerjük.

Meghatároztuk  $R_3^{m_k=0}, R_4^{m_k=0}, R_5^{m_k=0}$  értékét  $E_0 = 2.883$  GeV valamint a  $p\pi\pi$  és  $pK\pi\pi$  végállapotok fázistérét az  $E_0 = 2.883$ , illetve  $E_0 = 2.948$  GeV tömegközépponti energia esetén<sup>xx/</sup>. Az I. táblázatban fel-

I. táblázat

	N=250	N=500	N=1000	N=2000	N=4000
$R_3^{m_k=0} = 10.254$	10.38±0.46	10.13±0.32	10.61±0.23	10.27±0.16	10.36±0.11
$R_4^{m_k=0} = 22.310$	19.39±1.39	23.06±1.39	23.01±0.93	23.91±0.83	22.48±0.45
$R_5^{m_k=0} = 24.294$	23.04±2.27	25.98±2.36	25.12±1.39	25.94±1.06	25.67±0.77
$R_3^{p\pi\pi} = 4.813^{**}$	4.92±0.23	4.81±0.15	4.91±0.11	4.84±0.07	4.99±0.06
$R_4^{pK\pi\pi} = 2.325^{**}$	2.34±0.17	2.23±0.12	2.34±0.09	2.32±0.07	2.34±0.04

<sup>xx/</sup> Ezek az energiák megfelelnek a 4GeV/c primer impulzusu  $\pi\pi$  és  $Kp$  kölcsönhatások CM energiáinak.

<sup>\*\*</sup> A Simpson-integrálással meghatározott fázistérértékek hibái egy nagyságrenddel kisebbek, mint a MC módszerrel számítottaké.



tüntettük a különböző számú (N) események generálásával nyert Monte-Carlo-értékeket és azok hibáit, valamint a (3) képlettel és a  $p\pi\pi$ ,  $pK\pi\pi$  végállapotokra Simpson-integrálással kapható értékeket.

A táblázatból látható, hogy a Monte-Carlo-módszerrel nyert értékek háromszoros szóráson belül megközelítik a tényleges értékeket.

## 2. A neutron élettartamának kiszámítása

A neutron  $\tau = (1.01 \pm 0.03) \cdot 10^3$  sec [4] átlagos élettartammal elbomlik  $p\bar{\nu}$ -ra. Az élettartamot a gyenge kölcsönhatások elmélete alapján a következő mátrixelemnek a fázistéren történő integrálásával nyerhetjük [5] :

$$M = (2\pi)^4 G \bar{u}(q_p) \gamma_\mu (1 + \lambda \gamma_5) u(q_n) \bar{u}(q_e) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) u(-q_{\bar{\nu}})$$

$$\frac{1}{\tau} = \Gamma = \frac{1}{(2\pi)^{13} h} \int dq_p dq_e dq_{\bar{\nu}} \delta^4(q_n - q_p - q_e - q_{\bar{\nu}}) \sum_{\text{spin}} \frac{|M|^2}{2}$$

ahol  $G = 1.02 \cdot 10^{-5} m_p^{-2}$  és  $\lambda$  a gyenge kölcsönhatás csatolási állandói.

A spinállapotokra való összegezés elvégzése után az integrandus

$$\sum_{\text{spin}} \frac{|M|^2}{2} = \frac{(2\pi)^8 G^2}{2^5 m_n E_p E_e E_{\bar{\nu}}} F(Q^2, (q_n q_{\bar{\nu}})), \quad \text{ahol } Q = q_e + q_{\bar{\nu}}$$

és

$$F(Q^2, (q_n q_{\bar{\nu}})) = (\lambda-1)^2 \{ 16 (Q^2+m_e^2) (M_n^2-M_p^2) - 16 (Q^2+m_e^2) + 64Q^2 (q_n q_{\bar{\nu}}) \}$$

$$- 32 (\lambda^2-1) (Q^2+m_e^2) M_n M_p$$

$$- 16 (\lambda^2+1) \{ 8(q_n q_{\bar{\nu}})^2 + 4(q_n q_{\bar{\nu}}) (M_n^2 - M_p^2 - m_e^2) \}$$

( $m_{\bar{\nu}} = 0$ ) , a kiszámítandó integrál pedig

$$\frac{1}{\tau} = \Gamma = \frac{G^2}{4(2\pi)^5 h m_n} \int \frac{dp_p}{2E_p} \frac{dq_e}{2E_e} \frac{dq_{\bar{\nu}}}{2E_{\bar{\nu}}} \delta^4(q_n - q_p - q_e - q_{\bar{\nu}}) F(Q^2, (q_n q_{\bar{\nu}})).$$

A  $\lambda = 1.23$  értéket véve az integrált Monte-Carlo-módszerrel kiszámíthatjuk, és az átlagos élettartamra a következő érték adódik:

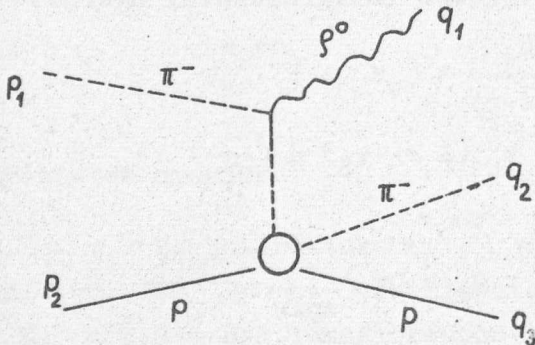
$$\tau_{MC} = \frac{1}{\Gamma_{MC}} = (0.96 \pm 0.04) \cdot 10^3 \text{ sec} .$$

### 3. Deck-effektus számítása

A  $\pi^- p \rightarrow \rho^0 \pi^-$  kölcsönhatások vizsgálatánál az  $M_{\rho\pi}$  effektív tömeg eloszlásban 1.08 GeV-nél csucst találtak. Ezt a csucst mint egy rezonancia és az un. Deck-effektus [6] együttes hatását értelmezik. Deck ugyanis kimutatta azt, hogy a gráf alapján az alsó vertexben az elasztikus

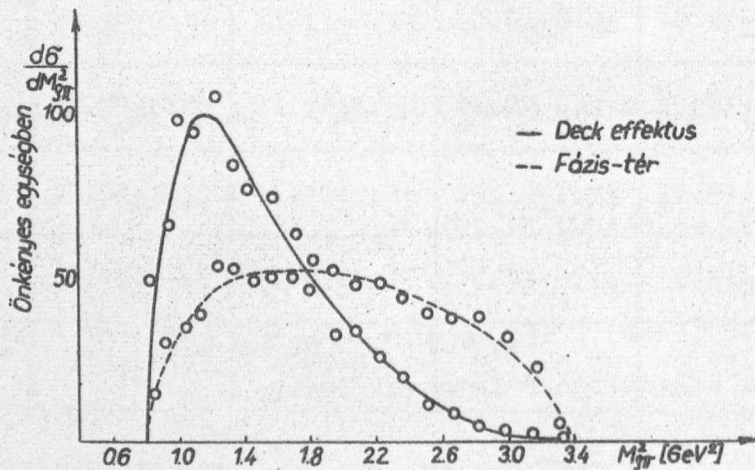
$\pi p$  szórás differenciális hatáskeresztmetszetével számolva az  $M_{\rho\pi}$  eloszlásban észlelt csucs kinematikai effektusként értelmezhető.

A  $\frac{d}{dM_{\rho\pi}^2}$  differenciális hatáskeresztmetszet a következő:



$$\frac{d\sigma}{dM_{\rho\pi}^2} \sim \int \delta((q_1 + q_2)^2 - M_{\rho\pi}^2) \delta^4(p_1 + p_2 - q_1 - q_2 - q_3) \cdot \frac{(q_2 + q_3)^2 \exp[6.0(q_3 - p_2)^2]}{((q_1 - p_1)^2 - m_\pi^2)^2} \frac{dq_1^0 dq_2^0 dq_3^0}{dq_1^0 dq_2^0 dq_3^0}$$

Az integrálást Monte-Carlo-módszerrel végezve az 1. ábrán látható  $\frac{d\sigma}{dM_{\rho\pi}^2}$



1. ábra

eloszlás adódik. Az ábrán feltüntettük a fázistér /  $M = 0$  / alapján kapható eloszlást is.

Ezuton szeretnék köszönetet mondani Marton Katalinnak, aki a PLAN programozási nyelven írt véletlenszám-generátort a rendelkezésemre bocsájtotta, valamint Telbisz Ferencnek értékes tanácsaiért. Köszönetemet szeretném kifejezni a Számítástechnikai Osztály dolgozóinak a program ki-próbálásánál nyújtott segítségért.

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

- [1] Buszlenko, N.P., Golenko, D.I., Srejgyer, Ju.A., Szobol, I.M., Szragovics, V.G.: Monte-Carlo-módszerek, Műszaki Könyvkiadó, Bp. 1965.
- [2] Lynch, G.R.: Program FAKE: Monte-Carlo simulation of bubble chamber events. UCRL-10335.
- [3] CERN 64-13, Vol. II.
- [4] Rosenfeld, A.H. et al.: Data on Particles and Resonant States 1968 Jan.
- [5] Cabibbo, N. and Veltman, M.: Weak interactions. CERN 65-30.
- [6] Deck, R.T.: Phys. Rev. Letters 13, 169 /1964/

Érkezett: 1968. szept. 24.

KFKI Közl. 16.évf. 6.szám, 1968.





# MONTE-CARLO MÓDSZER ALKALMAZÁSA ELEMI RÉSZECSCKE KÖLCSÖNHATÁSOK VIZSGÁLATÁNÁL

Irta: Surányi György

## Összefoglalás

FORTTRAN program leírását közöljük, amely Monte-Carlo-módszerrel generál adott típusu elemi részecske kölcsönhatásokat. A generált események különböző, a kísérletekben felhasználásra kerülő eloszlásfüggvények meghatározását teszik lehetővé.

## Bevezetés

Az elemi részecskék kísérleti vizsgálatánál a következő típusu kölcsönhatások fordulnak elő:

$$A + B \rightarrow S_1 + S_2 + \dots + S_n ,$$

ahol  $A$  a primer és  $B$  a target részecske,  $S_1, S_2, \dots, S_n$   $/n \geq 2/$  a kölcsönhatásban keletkező részecskék /ezek lehetnek rezonanciák is/, amelyek további kölcsönhatásban vesznek részt /pl. elbomlanak vagy szekunder kölcsönhatást okoznak/. A mérésekben többnyire a keletkező szekunder részecskékre, vagy azok egy csoportjára meghatározott mennyiségek eloszlását mérjük ki. A mérési eredmények kísérleti feldolgozásánál igen gyakori feladat az, hogy meg kell határoznunk a mért mennyiség valamilyen feltevés alapján várható eloszlását. Ilyen feladat előtt állunk például akkor, amikor a kísérletben előforduló szisztematikus hibák korrekcióba vétele a célunk. Ez a feladat sok esetben nem, vagy csak igen nehezen oldható meg egzakt formában. Ezekben az esetekben célszerű a probléma megoldására a Monte-Carlo-módszert [1] alkalmazni.

A Monte-Carlo-módszerrel való számolás gyakorlatilag csak elektronikus számológépen végezhető el. FORTRAN programot dolgoztunk ki, amely lehetőséget ad - adott típusu kölcsönhatások generálásával - ilyen jellegű problémák megoldására. Ezen cikkben a kölcsönhatások generálásának módját, valamint a program leírását közöljük.

A kölcsönhatások leírása

A generálandó kölcsönhatások egyértelmű jellemzésére a következő rendszert vezettük be [2]. Az eseményt egy egyoszlopos mátrix /AB mátrix/ írja le, amelynek minden eleme hét decimális jegyet tartalmaz:

$$d_1 d_2 d_3 d_4 d_5 d_6 d_7$$

Ezek jelentése a következő:

- $d_1 d_2$  : kölcsönhatás esetén = 01,  
részecskénél = 11.
- $d_3 d_4$  : kölcsönhatásnál megadja a kölcsönhatást létrehozó részecske sorszámát, egyébként értéke 0.
- $d_5$  : kölcsönhatásnál megadja a keletkező részecskék számát, ellenkező esetben értéke 0.
- $d_6 d_7$  : részecske-kód, kölcsönhatásnál a target részecske kódját kell megadni az 1. táblázat szerint.

I. táblázat

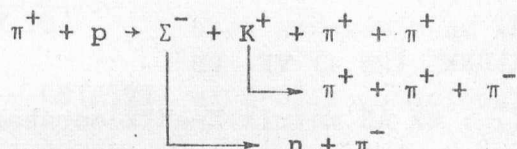
Részecske	Kód	Részecske	Kód	Részecske	Kód	Részecske	Kód
$\nu$	01	$\pi^-$	09	$\rho^+$	17	$\Sigma^-$	25
$\gamma$	02	$K^+$	10	$\rho^0$	18	$\Xi^0$	26
$e^+$	03	$K^0$	11	$\rho^-$	19	$\Xi^-$	27
$e^-$	04	$K^-$	12	p	20	$\Omega^-$	28
$\mu^+$	05	$\eta$	13	n	21	$N_{1/2}$	29
$\mu^-$	06	$\omega$	14	$\Lambda$	22	$N_{3/2}$	30
$\pi^+$	07	$\eta'$	15	$\Sigma^+$	23	$Y_0$	31
$\pi^0$	08	$\phi$	16	$\Sigma^0$	24	$Y_1$	32

A program megírásának egyszerűsítésére további, az előzőtől már nem független jellemzőket vezettünk be:



- 1/ AA egyoszlopos mátrix: elemei rendre megadják a kölcsönhatások helyét az AB mátrixban.
- 2/ VE és DB a generálandó eseményben lévő kölcsönhatások, illetve kölcsönhatások és részecskék együttes száma.

Egyszerű példaként tekintsük a következő kölcsönhatást:



amelynél az AA , AB mátrixok és a VE , DB értékei a következők:

	AB
	1100007
VE = 3	101420
DB = 13	1100007
AA	1100010
2	1100025
7	1100007
11	103301
	1100007
	1100009
	1100007
	104201
	1100021
	1100009

### A kölcsönhatások generálása

Az AB mátrix által meghatározott kölcsönhatás generálása a következő módon történik: a kölcsönhatást felbontjuk rész-kölcsönhatásokra /emlitett példánknál ezek:  $\pi^+ + p \rightarrow \Sigma^- + K^+ + \pi^+ + \pi^+$ ;  $\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$ ;  $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+$  és meghatározzuk azok tömegközépponti energiáit. Az egyes rész-kölcsönhatások generálása a tömegközépponti rendszerben történik, hogy azok egyenletes eloszlásuak legyenek a fázistérben [3], így megkapjuk a kölcsönhatásban keletkező részecskék négyes impulzusait. Abban az esetben, ha a rész-kölcsönhatásra ismerjük a folyamatmátrix-elemét, akkor a mátrix-elem abszolút értékének négyzetével arányos súllyal súlyozhatjuk a generált kölcsönhatást. Ezek után az egyes rész-kölcsönhatásokban keletkező részecskék négyes-

impulzusát átranzformáljuk a laboratóriumi rendszerbe, és az egyes súlyfaktorokat összeszorozva nyerjük a teljes eseményt a megfelelő sullyal. A négyesimpulzusok ismeretében meghatározhatjuk a minket érdeklő mennyiségek értékét, amelyeket hisztogrammozhatunk.

A program rövid ismertetése

a/ Common mezők

/EVENT/ AA (10) , KERNEL (25,4) VE, DB

KERNEL (K,I) : az AB mátrix K-adik sorában lévő szám I-edik csoportját tartalmazza.

AA, VE, DB : lásd: kölcsönhatások leírása.

/KINEMATICS/ PE (4,20), PM (4,20), MASS(40)

PE (K,J) : az AB mátrix szerinti J-edik részecske négyesimpulzusát tartalmazza. PE(1,J)= Px, PE(2,J)= Py, PE(3,J)= Pz, PE(4,J)= E.

PM(K,J) : a J-edik részecske impulzusát és tömegét tartalmazza  
PM(1,J)= P, PM(2,J)=  $\theta$  , PM(3,J)=  $\varphi$  ,  
PM(4,J) = m.

MASS(K) : a K tömegkóddal rendelkező részecske tömegét tartalmazza.

/DINAMICS/ DN(10,10) , NAPEX(10,10)

A program lehetőséget ad arra, hogy a részkölcsönhatásokban keletkező első részecske polár-szögére

$$f(\theta) = \sum_{k=0}^6 a_k \cos^k \theta$$

alaku eloszlásfüggvénnyel generáljon, illetve konstans mátrix-elem helyett

a  $\frac{(\Gamma/2)^2}{(\Gamma/2)^2 + (M-M_0)^2}$  Breit-Wigner típusu eloszlással számoljon.

$$\text{NAPEX}(J,1) = \begin{cases} 1 & \text{ha a J-edik részkölcsönhatásnál izotróp eloszlást generálunk} \\ 2 & \text{ha az eloszlás anizotróp.} \end{cases}$$

NAPEX(J,2) =  $\begin{cases} 1 & \text{ha a J-edik részkölcsönhatásnál konstans,} \\ 2 & \text{ha Breit-Wigner eloszlást használunk.} \end{cases}$

NAPEX(J,3) a J-edik kölcsönhatásban keletkező rezonancia bomlásából származó részecskék számát, ill.

NAPEX(J,4) -  
NAPEX(J,10) ezek sorszámát az AB-ben adja meg.

DN(J,1) - DN(J,7) az J-edik szögeloszlás  $a_k$  együtthatóit,

DN(J,8) - DN(J,9) a Breit-Wigner eloszlás fél-szélességét ( $\Gamma/2$ ) ill. a rezonancia tömegét ( $M_0$ ) tartalmazza.

b/ Adatok megadása

FORMAT:	Jelentés
I2	Megoldandó feladatok száma.
I6	Generálandó események száma.
4E13.2	Primer-részecske négyesimpulzusa MeV-ben.
2I4	VE, DB
I4	AA(1)
I4	AA(2), stb.
I7	AB(1)
I7	AB(2), stb.
10I3	NAPEX(1,1) - NAPEX(1,10)
10I3	NAPEX(2,1) - NAPEX(2,10), stb.
7F5.2, 3F9.2	DN(1,1) - DN(1,10)
7F5,2, 3F9.2	DN(2,1) - DN(2,10), stb.
I2	Kiszámítandó effektív-tömeg kombinációk száma.
I1	Az első effektív-tömeg kombinációban szereplő részecskék száma,
6I4	a részecskék sorszáma PE-ben, stb.
10I3	Vezérlő kódok: N1 - N10 /lásd alább/.
2F10.3	XMIN(1), XMAX(1)
2F10.3	XMIN(2), XMAX(2), stb. A hisztogramok alsó és felső határai /maximum 3 db hisztogramot lehet felvenni/.

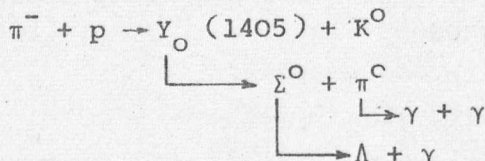


c/ Vezérlő kódok

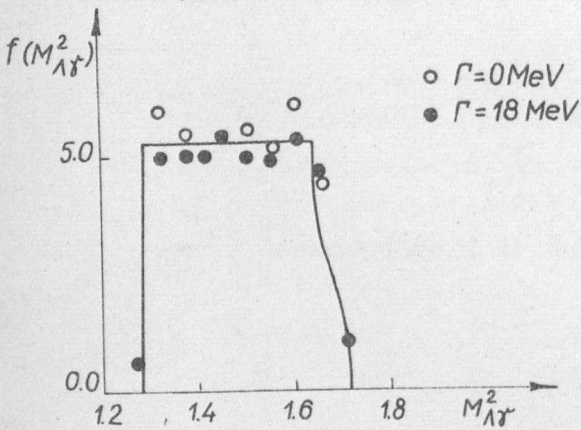
- Ha N1 = 1 kiírja a generált kölcsönhatás sorszámát  
 N2 = 1 kiírja a PE tömböt  
 N3 = 1 kiírja a PM tömböt  
 N4 = 1 kiírja a kiszámított effektív tömegek értékét  
 N5 = 1 ha az effektív tömegeken kívül van hisztogrammozandó mennyiség, N5 = 0 ha nincs.  
 N6, N7 speciális kinematikai mennyiséget meghatározó kódok.  
 N8 = 1 esetén kiírja az eseményhez tartozó súlyfaktort.  
 N9 = jelenti a hisztogramm rekeszeinek számát  
 $1 \leq N9 \leq 50$   
 N10 a hisztogrammozandó mennyiségek száma.

Egy speciális feladat megoldása

Illusztrativ példaként tekintsük a következő folyamatot:



és feladatunk meghatározni a  $\Lambda$  és a  $\pi^0$  bomlásából származó egyik  $\gamma$  effektív tömegének eloszlását. A feladat abban az esetben, ha az  $Y_0^*$  rezonancia félszélességét zérusnak vesszük, egzaktul megoldható [4, 5], ellenkező esetben közelítő módszerekre vagyunk utalva. A probléma megoldását  $\Gamma/2 = 0$  és  $\Gamma/2 = 18$  MeV-re, valamint a [4] - által adott megoldást az 1-es ábrán adjuk meg.



1. ábra

Ezúton szeretnénk köszönetet mondani Telbisz Ferencnek értékes tanácsaiért, valamint a Számítástechnikai Osztály dolgozóinak a program kipróbálása során nyújtott segítségért.

I r o d a l o m

- [ 1 ] Buszlenko, N.P., Golenko, D.I., Szejgyer, Ju.A., Szobol, I.M., Szragovics, V.G.: Monte-Carlo-módszerek. Műszaki Könyvkiadó, Bp. 1965.
- [ 2 ] Surányi Gy., Telbisz F.: KFKI Közl., 15, 239 /1967/
- [ 3 ] Surányi Gy.: KFKI Közl., 16, 407/1968/
- [ 4 ] Nagy, E.: Novo Cim. 49, 280 /1967/
- [ 5 ] Копылов, Г.И.: R1 - 3049, препринт ОИЯИ.

Érkezett: 1968. szept. 24.

KFKI Közl. 16.évf. 6.szám, 1968.





# KVARCFELÜLETEK KEMÉNYKORMOZÁSA

Irta: Zsoldosné Ravasz Éva

## Összefoglalás

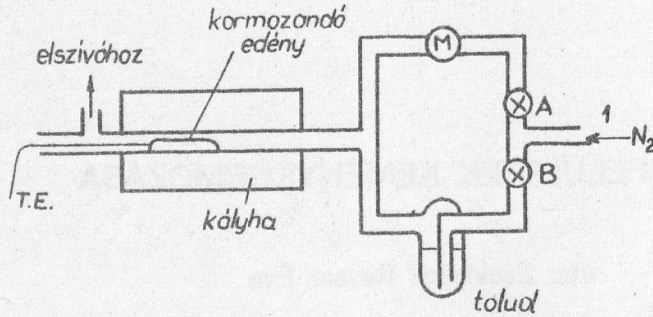
Fém, illetve félvezető technológiában használt kvarcedények keménykorommal történő bevonására szolgáló eljárás és berendezés leírása.

Fém, illetve félvezető egykristályok növesztésénél, zónás tisztításánál leginkább használt csónakanyag a kvarc. 1200-1300°C-ig használható, jól megmunkálható, tisztítható. Hátránya azonban, hogy a legtöbb fém, illetve félvezető anyag olvadáka nedvesíti és ez lehüléskor a különböző hőtágulási együtthatók miatt, nemcsak a kvarcedény, hanem az illető egykristály károsodásához /törés, lelevegőzésből adódó oxidáció stb./ is vezet. Ennek megakadályozására a kvarcedény felületét vékony koromréteggel szokták bevonni.

Valamilyen szénhidrogén levegőn vagy oxigénben történő elégetésével bársonyos, puha lágycorom réteget lehet előállítani, ez azonban mechanikai behatásokra nagyon érzékeny és krakkolási termékeket tartalmaz.

Tiszta szénhidrogén magas hőmérsékleten inert atmoszférában történő hőbontásakor rendkívül stabil, többszöri savazást, mosást is elviselő, kisebb mechanikai behatásokra szinte érzéketlen keménykorom réteg keletkezik.

Ilyen keménykorom réteg előállítására a következő berendezést és eljárást dolgoztuk ki /1. ábra/. Az 1. csőbe olyan sebességgel vezetünk N<sub>2</sub> gázt, hogy a bekormozandó kvarcedény felülete mentén turbulens áramlás alakuljon ki. Nyitott A és zárt B csap esetén a teljes N<sub>2</sub> mennyiség átáramlik az M áramlásmérőn és az 1000°C-ra felfűtött kályhán. A kályha hőmérsékletét a T.E. termoelem méri. A kályhában van elhelyezve a bekormozandó kvarcedény /a kedvező turbulencia kialakulása miatt a csónak nyitott oldalával lefelé, az ampulla szájával az áramlás irányával szemben/. A hőmérsékleti egyensúly beállása után kinyitjuk a B csapot

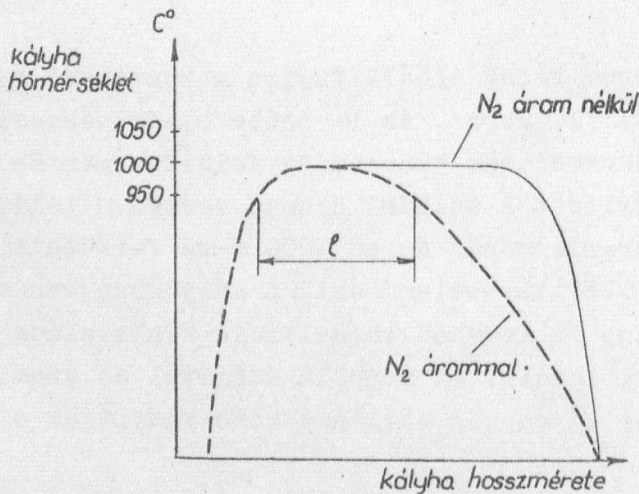


1. ábra

annyira, hogy az áramló  $N_2$  mennyiség  $1/5$ -e átbuborékoljon a toluolon és ennek egy részét magával ragadva az  $1000^\circ C$ -os hőzónába juttassa. Néhány perc alatt az itt elhelyezett kvarcedény egyenletes keménykorom réteggel vonódik be. /Ampulla belső oldalának kormozása esetén célszerű az ampullát a kormozás ideje alatt hossz tengelye körül forgatni./ Ezután a B csapot ismét elzárjuk és a bekormozott kvarcedényt  $N_2$  áramban lehűtjük.

A keletkező koromréteg a kályhahőmérséklet  $\pm 50^\circ C$ -os eltérésére nem érzékeny, az áramlási sebesség csökkentése azonban nagyon kedvezőtlenül befolyásolja a lerakódó keménykorom réteg minőségét /egyenletesség, stabilitás csökken/, mert adott geometria mellett az áramlás egyre inkább laminárisává válik és így a koromlerakódás csökken.

A kályha, illetve a hőzóna hossza a kormozandó kvarcedény hosszától függ. Lényeges követelmény, hogy a kályhában a viszonylag erős  $N_2$  áramlás miatt aszimmetrikussá váló hossz tengelymenti hőmérsékleteloszlás ellenére is a hőmérséklet a kormozandó kvarcedény hossza mentén  $\pm 50^\circ C$ -nál jobban ne változzék. Ha a bekormozandó eszköz hosszabb, mint a kályha által megszabott  $l$  méret /2. ábra/, akkor a kormozás két, illetve több lépésben végezhető el.



2. ábra



Az általunk használt kályha hossza 32 cm, belső átmérője 30 mm, a teljes  $N_2$  áram áramlási sebessége 500  $\ell/h$  /kormozás alatt ez 400  $\ell/h$   $N_2$  és 100  $\ell/h$   $N_2$ +toluol/ volt. Az egy lépésben bekormozható hossz esetünkben 12 cm.

A kormozási idő általában 5-10 perc.

Nagy gondot kell fordítani a kormozandó felület előkészítésére. Ha szükséges, a felületet először homokfujással feldurvitjuk, majd többször átmoszuk cc.HF és cc. $HNO_3$  1:1 arányu elegyével, végül desztillált vízzel többször átöblítjük, majd szárítjuk. Kézzel ne fogjuk meg a kormozandó felületet, mert a zsiros ujjlenyomat helyén a koromréteg nem tapad.

A réteg levegőn izzitva maradéktalanul eltávolítható és az eljárás szükség esetén megismételhető.

Érkezett: 1968. szept. 18.

KFKI Közl. 16.évf. 6.szám, 1968.