



6

# AZ ATOMENERGIA- ÉS MAGKUTATÁS ÚJABB EREDMÉNYEI

Cseh József

**Az atommagok egyszerű gerjesztései  
és a közbenső szerkezet**

Fényes Tibor

**Új gamma- és elektronspektroszkópiai  
mérőberendezések és módszerek**

Erő János

**Magszerkezeti vizsgálatok közepes  
energiájú részecskékkel**



Akadémiai Kiadó, Budapest

**Az atomenergia- és magkutató  
újabb eredményei**

**6**



**Az atomenergia- és magkutató  
újabb eredményei  
6. kötet**

Szerkeszti

**KOLTAY EDE**

A szerkesztőbizottság tagjai

**Berényi Dénes, Csikai Gyula, Csom Gyula, Gyimesi Zoltán,  
Keszthelyi Lajos, Korecz László, Dörnyei Németh Judit,  
Pócs Lajos, Szatmáry Zoltán, Szabó Ferenc, Veres Árpád**



**Akadémiai Kiadó · Budapest 1990**

# **Az atomenergia- és magkutató újabb eredményei**

## **6**

**Cseh József**

**Az atommagok egyszerű gerjesztései  
és a közbenső szerkezet**

**Fényes Tibor**

**Új gamma- és elektronspektroszkópai  
mérőberendezések és módszerek**

**Erő János**

**Magszerkezeti vizsgálatok közepes energiájú  
részecskékkel**



**Akadémiai Kiadó · Budapest 1990**

ISBN 963 05 5311 2

Kiadja az Akadémiai Kiadó, Budapest  
© Cseh József, Fényes Tibor, Erő János, 1990

Minden jog fenntartva, beleértve a sokszorosítás, a nyilvános előadás, a rádió- és televízióadás, valamint a fordítás jogát, az egyes fejezeteket illetően is.

Printed in Hungary



# Tartalom

**Cseh József**

**Az atommagok egyszerű gerjesztései és a közbenső szerkezet**

7

**Fényes Tibor**

**Új gamma- és elektronspektroszkópiai mérőberendezések és módszerek**

47

**Erő János**

**Magszerkezeti vizsgálatok közepes energiájú részecskékkel**

109



**Az atommagok egyszerű gerjesztései  
és a közbenső szerkezet**

**Cseh József**





# Tartalom

<b>1. Bevezetés</b>	<b>11</b>
<b>2. Az egyszerű gerjesztés és a közbenső szerkezet jellemzői</b>	<b>13</b>
<b>3. A közbenső szerkezet modellje</b>	<b>19</b>
3.1 Egyszerű modell	19
3.2 Általános eset	21
<b>4. Példák a magok egyszerű gerjesztésére</b>	<b>23</b>
4.1 Egyrészcseke-állapotok	24
4.2 Izobár analóg rezonanciák	29
4.3 Óriás-multipólusrezonanciák	30
4.4 A magok cluster- és molekulaállapotai	32
<b>5. A kísérleti adatok kiértékelése</b>	<b>34</b>
5.1 A kiértékelés módszerei	34
5.2 A kísérleti adatok analizisének egy példája	38
<b>6. Összefoglalás</b>	<b>43</b>
<b>Irodalom</b>	<b>44</b>





## 1. Bevezetés

Sok fizikai jelenséggel kapcsolatban megfigyelhetjük, hogy két határesetre vonatkozóan viszonylag egyszerű és sikeres leírással rendelkezünk, míg a közbenső helyzetek nagyon gyakran leküzdhetetlen nehézséget jelentenek. Nevezetesen: könnyen kezelhető a probléma, ha valamely kulcsfontosságú mennyiség (például részecskeszám vagy eseményszám) értéke egy vagy nagyon nagy; de megsza-  
porodnak a gondjaink e két véglet között.

A magreakció-kutatások története is hasonló jegeket mutat. Igen kiterjedten tanulmányozták az egy lépésben lezajló folyamatokat és a nagyon sok lépésben végbemenőket. E típusok elkülönítésének alapjául a következők szolgálnak. A reakció végbemenetele során a magerők rövid hatótávolsága miatt csak véges, rövid ideig van a folyamatban részt vevő összes nukleon olyan közel egymáshoz, hogy közöttük működik az erős kölcsönhatás. Ezt az időt megelőzően, illetve követően a nukleonok két vagy több magot alkotnak, amelyek a magerők hatótávolságánál messzebb vannak egymástól. Amikor az összes nukleon egymás közelségében található, akkor egy ún. közbenső magot alkotnak. Milyen állapotban vagy állapotokban van ez a mag az ütközés során? Egy lehetőség például az, hogy a bombázó- és a céltárgymag egymás hatását csak egy átlagos (többnyire vonzó) erőként érzékeli, ami egyikük szerkezetét sem változtatja meg. Ekkor egyrészecske-állapotról beszélünk, amit úgy értünk, hogy a közbenső mag egy nukleonsomagja (rendszerint a reakcióba lépő magok közül a könnyebbik) egyrészecskeként mozog a többi nukleon (a nehezebbik ütköző fél)

terében. A másik határesetben a közbenső magnak nagyon sok, különböző gerjesztése jelenik meg.

E két szélsőség között természetesen a magreakció-fajták egy egész serege található. A folyamat időbeli lezajlását úgy képzeljük, hogy a közbenső mag különböző állapotai hierarchikus rendben gerjesztődnek az egyszerűtől a bonyolult felé haladva. (Az egyszerűséget a tanulmányozott reakció definiálja, amint erről később bővebben szó lesz.) Csupán a közelmúltban vezetett részletes kutatásokhoz az a kérdés, hogy mi történik, ha a gerjesztések nem korlátozódnak e rangsornak az első szintjére, vagy nem tartalmazzák az összes szintet egyenlő súllyal (egyensúlyi eloszlásban). A közbenső tartomány felderítése mindkét oldalról megindult. Egyrészt a hídfő- (doorway) állapotok tanulmányozása révén a hierarchia újabb szintjeit lehetett bevonni a leírásba, másrészt az egyensúly előtti (preequilibrium) folyamatok kutatása kapcsán enyhíteni lehetett a különböző gerjesztések közötti egyensúlyi eloszlás szigorú feltételét. A jelen cikkben olyan vizsgálatokat kívánunk röviden áttekinteni, amelyek a magreakció-kutatásokat az elsőként említett módon, az egyszerűtől a bonyolult közbenső állapot felé haladva terjesztették ki.

\*\*\*

A szerző ezzel az írással is szeretne tisztelni Fodor Ilona emléke előtt, akivel az itt bemutatott témában egészen a jelen kézirat megszületéséig volt alkalma együttműködni.



## 2. Az egyszerű gerjesztés és a közbenső szerkezet jellemzői

Az egyszerű gerjesztést, a közbenső szerkezetet és a hozzájuk kapcsolódó fogalmakat a magfizikai irodalomban különféle módon határozzák meg, és noha ezekben a definíciókban sok a közös elem, mégsem teljesen azonosak. Bevezetésként álljon itt az az értelmezés, amelyet ebben az ismertetőben használunk.

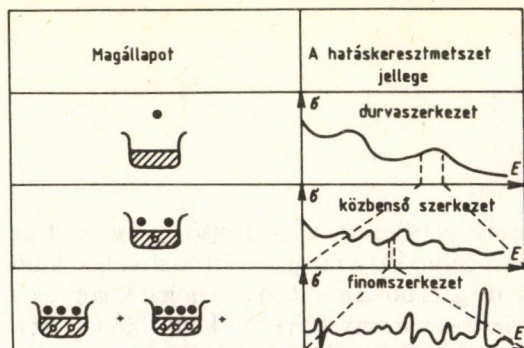
Az atommagok egyszerű gerjesztéseit az jellemzi, hogy hullámfüggvényeik az észlelési csatornák egyikének hullámfüggvényével jelentős mértékben átfednek, vagy nagy csatolási mátrix-elemet alkotnak velük. (Következésképpen: az ilyen típusú állapotok kísérleti megfigyelésére jól meghatározott reakciófajták alkalmasak.) Ezek az állapotok rendszerint sajátállapotai egy  $H_0$  modell Hamilton-operátornak; szemléletes jelentésük van, s hullámfüggvényeik és mátrixelemeik könnyen számíthatók.  $H_0$  hordozza a rendszer valódi Hamilton-operátorának legmarkánsabb jellemzőit.

Nagyon sok esetben az egyszerű gerjesztések nem a mag különálló állapotaiként jelennek meg, hanem felhasadnak; belekeverednek a mag egyéb szerkezetű, de azonos spin-paritású állapotaiba. Ez utóbbiakat hívjuk háttérállapotoknak. E keveredés eredményeként létrejött állapotok együttese alkotja a közbenső szerkezetet.

A „közbenső szerkezet” elnevezés magyarázatát keresve célszerű egy kis kitérőt tenni, és szemügyre venni egy klasszikus példát. Hasonlítsuk össze egy összetett atommagon egyetlen nukleonnal (neutronnal) kiváltott reakció lehetséges lezajlási módjait [1]. Legyen ez a reakció az egyszerűség kedvéért a rugalmas szórás.



Fordítsuk figyelmünket a reakció időbeli lefolyásának arra a középső szakaszára, amelyben az összes nukleonra hat a magerő, egyik sem szeparálódott a többitől a magerő hatótávolságánál messzebbre. A korábbi időszakban a bombázórészecske, későbben



1. ábra. A bombázó- és a céltárgymag együttes rendszerének állapotai és a hatáskeresztmetszetben megfigyelhető tipikus tagoltság összefüggése

pedig a reakció végtermékét jelentő nukleon vagy nukleoncsoport már nincs nukleáris kölcsönhatásban a többivel. Vizsgáljuk meg azt, hogy a hatáskeresztmetszet energiafüggésében (a gerjesztési függvényben) milyen tagolódásra számíthatunk aszerint, hogy ezen középső időszakban a magnak milyen bonyolultságú gerjesztései következnek be. Ha a bombázónukleon nem gerjeszti a céltárgymagot, hanem azt csak úgy érzékeli, mint egy szerkezet nélküli vonzó potenciált, akkor a gerjesztési függvényben egymástól távol (néhány MeV-ra) elhelyezkedő széles ( $\approx 1$  MeV) rezonanciákat, ún. alak- vagy potenciálrrezonanciákat látunk. A céltárgymag szerkezetét a héjmodell alapján és némi egyszerűsítés árán úgy képzeljük el, hogy a nukleonok minden egyrészecske-állapotot betöltenek a Fermi-szintig, és mindegyik üres afölött. A bombázó- és céltárgymag egyesített rendszere a reakció lefolyásának középső időszakában olyan állapotban van, amely az 1. ábra felső sorában látható módon szemléltethető. A reakció természetesen más módokon is végbemehet, amelyekhez az összetett rendszer bonyolultabb álla-

potai tartoznak. Az egy lépéssel bonyolultabb folyamat jellemző viszonyait az 1. ábra középső sora mutatja. Az „első ütközés” után egy 2-részecske—1-lyuk konfiguráció valósul meg. Ezt az állapotot hívják bejárati vagy hídfő- (doorway) állapotnak. Mivel az ilyen típusú állapotok sűrűsége nagyobb, mint az egyrészecske-állapotoké, lévén, hogy többféle módon valósulhatnak meg, a gerjesztési függvényben ezekre a finomabb részletek, az ún. közbenső tagoltság ( $\approx 100$  keV) utal. A még bonyolultabb állapotnak — melyeket az 1. ábra alsó sora szemléltet — a finomszerkezeti (eV nagyságrendű) tagoltság felel meg. (Esetenként a magállapotok hierarchikus gerjesztődésében több lépcső is nyomon követhető.)

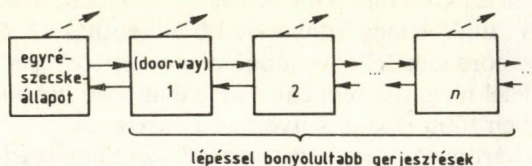
Az ábra három sora természetesen idealizált határesetet képvisel. A valóságban is megesik, hogy egyik vagy másik mechanizmus meghatározó szerephez jut a reakció lefolyásában, de előfordulhat az is, hogy mindhárom egyformán lényeges, egyenlő eséllyel vetélkednek egymással. Mit mutatnak ilyenkor a kísérletek? Mivel a detektoraink nem tesznek különbséget a különböző mechanizmusú reakciókból származó azonos részecskék között, a kísérleti körülmények, nevezetesen az energiafeloldás szabja meg, hogy milyen csipkézettségű hatáskeresztmetszet-görbét mérünk. Rossz energiafelbontás mellett csak a durvaszerkezet látható, közepes energiafelbontás már láthatóvá teszi a közbenső szerkezetet, és kellően jó feloldás mellett megmutatkozik a finomszerkezet. Ugyanez az út a fordított irányban is végigjárható. A finomszerkezetet mutató mérési eredményeinket számítással különböző energiaintervallumokra átlagolhatjuk. Az eredmény az lesz, hogy először az enyhébb, közbenső tagoltságot kapjuk, majd még nagyobb energiaintervallumra átlagolva a durvaszerkezethez jutunk.

Ezek után érthetővé válik a közbenső szerkezet elnevezés. A gerjesztési függvény közbenső tagoltsága a hídfőállapotokhoz kapcsolódik, és ezek a hídfőállapotok történetileg nagyon fontos szerepet játszottak az állapotok felhasadásának megértésében, elméletének megszületésében. Időközben kiderült, hogy másfajta reakciók értelmezése során is hasonlóképpen kell eljárni.

A kísérleti adatok egyéb ütközések esetében is utaltak arra, hogy a reakció lezajlása során a különböző bonyolultságú magállapotok hierarchikus rendszer szerint gerjesztődnek (2. ábra). Ennek meg-



felelően célszerű a hídfőállapotoknak is általánosabb jelentést adni. A továbbiakban azokat az állapotokat nevezzük így, amelyek a reakció ki- vagy bemenőcsatornája által definiált egyrészeske-állapotoknál egy lépcsővel bonyolultabb gerjesztések. (Ez másfajta konfigurációt is jelölhet, mint a korábban említett 2-részeske—1-lyuk; új meghatározásunk a korábbi értelmezés általánosítása.)



2. ábra. A magállapotok gerjesztődésének hierarchiája

További általánosítást eredményez az a felismerés, hogy az egyszerű állapotok felhasadása és háttérállapotokhoz való hozzákeveredése más esetekben is bekövetkezik, nemcsak a hídfőállapotokkal kapcsolatban, és hasonló tulajdonságú szerkezetek kialakítására vezet. A közbenső szerkezet fogalmába most ezeket is belefoglaljuk, és így jutunk a második bekezdésben adott definícióhoz. Eszerint a 2. ábra bármely két lépcsője közötti csatolást választjuk ki, az közbenső szerkezet kialakulására vezethet. (\*)

Megjegyzendő azonban, hogy a hatáskeresztmetszet tagoltsága sok esetben már más képet mutat, mint amit a nukleonszórás példájában láttunk. (Érdemes megemlíteni, hogy az egyszerű állapot és egyszerű gerjesztés helyett egyes szerzők hídfőállapotot írnak általános értelemben is, a már említett történeti okok miatt.)

A definíciók után most lássuk a közbenső szerkezet néhány olyan vonását, amelyik a kísérleti megfigyelhetőség szempontjából fontos. Egy alternatív meghatározás például úgy szól, hogy közbenső szerkezetnek nevezzük az állapotjellemzőknek a statisztikus modell jósolatától eltérő viselkedését. Nézzük közelebbről, mit tartalmaz ez a megállapítás.

(\*) A közbenső szerkezet részletes ismertetését, elméletének alapjait és a vele kapcsolatos legfontosabb publikációk jegyzékét a [2-7] munkákban találjuk.



A magreakciók Bohr-féle közbensőmag-modellje olyan állapotokat feltételez, amelyekben a bombázórészecske által bevitt energia sok nukleon között oszlik meg a termikus egyensúly beállta után. Ezt, a leginkább komplex magállapotot hívjuk compound állapotnak. Ilyenkor a folyamat statisztikus feltevések segítségével tárgyalható, a gerjesztési függvény sűrűn elhelyezkedő, keskeny rezonanciákat, azaz finomszerkezetet mutat. (Az 1. ábrán szemléltetett reakció esetében ez azt jelenti, hogy az alsó sorban lévő mechanizmus dominál, a másik kettő nem lényeges.) Bizonyos esetekben azonban a rezonanciák távolságának és szélességének eloszlása a statisztikus modell jóslatától eltérő viselkedést mutat még olyan energia- és tömegszám tartományokban is, ahol a sok nívó jelenléte miatt a statisztikus feltételek teljesülését várnánk. Erre nézve kétféle körülmény szolgálhat magyarázattal:

1. A reakció rövidebb idő alatt megy végbe, mint ami az egyensúly kialakulásához szükséges. Ez a direkt reakciók esete. (Az 1. ábra felső sora.)

2. A reakció során nagy súllyal gerjesztődik valamilyen egyszerű állapot; vagy más szóval: a rendszer az idő jelentős részét tölti ilyen egyszerű konfigurációban, miáltal túlságosan lassan közeledik az egyensúly felé. Emiatt egy korlátozott energiatartományban a statisztikus viselkedéstől eltérés mutatkozik. (Az 1. ábra középső sora.)

Fogalmaink általánosítása után ez a második eset voltaképpen magában foglalja a direkt reakciókat is, de kutatásuk nagy súlya miatt azok mégis külön említést érdemeltek.

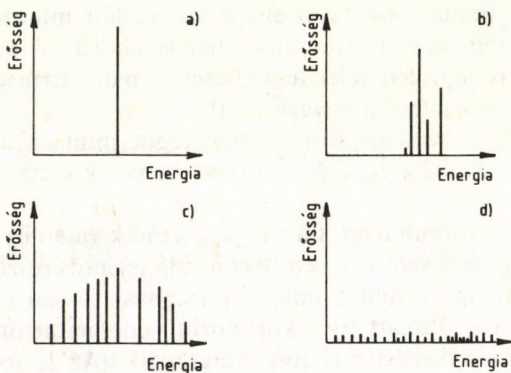
Könnyen belátható, hogy a közbenső szerkezetnek ez utóbbi — a statisztikus viselkedéstől való eltérésként megadott — definíciója alkalmas energiafelbontás mellett szintén a gerjesztési függvény enyhébb tagoltságát jósolja. Ilyenkor a valódi, kísérletileg észlelhető magállapotokban nagy amplitúdóval van jelen egy egyszerű konfiguráció. Emiatt a gerjesztési függvényen az energia mentén egy irányba haladva a finomszerkezeti rezonanciák compound komponense — amplitúdóját és fázisát tekintve — erősen fluktuál, míg az egyszerű állapotból eredő járulékok szabályosan változik. Ez okozza, hogy a gyengébb kísérleti felbontás a komplex járulékot nagymértékben kiátlagolja, míg az egyszerű gerjesztés létét jól láthatóvá teszi.

A közbenső szerkezet kísérleti megfigyelhetőségének feltételeit Mahaux nyomán [6] a következőkben összegezzük:

1. vagy az energiaátlagolt gerjesztési függvényben jelentkezik egy csúcs (ami ugyan előadódhat fluktuációk miatt is, tehát ha ilyen természetű bizonyítékra alapozzuk a közbenső szerkezet jelenlétét, akkor további analízisre van szükség);

2. vagy a rezonanciaszélességek megnövekedett volta árulkodik róla;

3. vagy a különböző csatornák között lévő korreláció mutat rá.



3. ábra. Az egyszerű állapot erősségének néhány jellegzetes eloszlása

Az első két feltétel működése érthető az eddig elmondottakból, a harmadiké pedig a következő fejezet alapján válik megalapozottá. Azon pedig, hogy a közbenső szerkezeteket különböző jellemzőik alapján lehet csak azonosítani (nem mindig ugyanolyan módon), nem kell meglepődnünk, hiszen azok nagyon különböző természetűek lehetnek. Elég, ha csak arra gondolunk, milyen alakot mutathat az egyszerű állapot erősségének eloszlása, már akkor is sokféle képet kapunk. Néhány „iskolapéldát” mutat a 3. ábra: az (a) rész a fel nem hasadt egyszerű állapotot, a (b) rész a néhány állapotra történő felhasadást, a (c) rész a sok állapoton, de korlátozott energiatartományban való eloszlást és a (d) rész a nagyon sok állapotra, tág energiatartományban történő felhasadást szemlélteti.



### 3. A közbenső szerkezet modellje

Ebben a fejezetben először a közbenső szerkezetnek egy olyan egyszerű modelljét ismertetjük, amely inkább a megértés elősegítésére van hivatva, semmint gyakorlati felhasználásra. Ezt követően pedig az általános eset néhány fontos jellemzőjét említjük meg, amelyek eltérnek az egyszerű modell kapcsán megismertektől.

#### 3.1 Egyszerű modell

Egyetlen izolált egyszerű állapot felhasadását fogjuk vizsgálni, és erről is, meg a háttérállapotokról is feltételezzük, hogy kötött állapotok.

Bontsuk egy kvantummechanikai rendszer  $H$  Hamilton-operátorát egy  $H_0$  modell Hamilton-operátor és egy  $H_{kh}$  maradéktag (csatolótag) összegére:

$$H = H_0 + H_{kh}.$$

Jelölje  $H_0$  valamely sajátállapotát  $|\psi_d\rangle$ , azaz a rendszer egy speciális tulajdonságú (egyszerű) állapotát csatolás hiányában,  $|\phi_q\rangle$  pedig legyen valamilyen más típusú (háttér-) állapotoknak az ezt körülvevő csoportja. A csatolás új stacionárius állapotok létrejöttéhez vezet, melyek a

$$|\psi_{E_v}\rangle = a_d^v |\psi_d\rangle + \sum_q b_q^v |\phi_q\rangle$$



formába írhatók. Az itt szereplő  $a_d^y$  tehát azt mutatja meg, hogy a  $v$ -edik valódi (kísérletileg észlelhető) állapot milyen súllyal tartalmazza az egyszerű (speciális) állapotot;  $(a_d^y)^2$ -et nevezzük erősségnek. Az energia-sajátértékeket az

$$E_v - E_d = \sum_q \frac{V_q^2}{E_v - \varepsilon_q}$$

egyenlet határozza meg, ahol  $E_d$  és  $\varepsilon_q$  a  $|\psi_d\rangle$  és a  $|\phi_q\rangle$  állapot energiája,  $V_q$  pedig a kölcsönhatás mátrixeleme:

$$V_q = \langle \psi_d | H_{kh} | \phi_q \rangle.$$

Az  $a_d$  amplitúdó energiafüggése, vagyis az erősség eloszlása a következő:

$$(a_d^y)^2 = \frac{1}{1 + \sum_q [V_q^2 / (E_v - \varepsilon_q)^2]}.$$

Ha feltesszük, hogy a háttérállapotok egymástól egyenlő  $D$  távolságra vannak, és mindegyik azonos módon kapcsolódik a  $|\psi_d\rangle$  állapothoz, azaz  $V_q = V$  (léckerítés-modell), akkor az  $(a_d^y)^2$ -ek burkolója egy Lorentz-görbe:

$$(a_d^y)^2 = \frac{\Gamma_f(D/2\pi)}{(E_v - E_d)^2 + (\Gamma/2)^2}.$$

Itt

$$\Gamma^2 = 4V^2 + \Gamma_f^2 \quad \text{és} \quad \Gamma_f = 2\pi V^2/D.$$

Az  $(a_d^y)^2$  erősség tehát az egyszerű állapot  $E_d$  energiája körül egy korlátozott tartományban oszlik szét (lásd 3. ábra). Eloszlása Lorentz-alakú; szélességét az egyszerű és háttérállapotok csatolásának erőssége szabja meg. E rendszer klasszikus analogonját egy központi oszcillátorhoz csatolt oszcillátorok együttese jelenti. A központi oszcillátort gerjesztve a csatolás révén gerjesztődik a rendszer normálmódusainak teljes skálája.

### 3.2 Általános eset

A valóságban természetesen nem teljesülnek egyszerű modellünk feltevései. A háttérállapotok és a csatoló kölcsönhatás mátrixelemei sohasem követik a léckerítés-szerű elrendezést, továbbá a gyakorlatilag fontos esetek jelentős részében nem kötött, hanem bomló (rezonanciaállapotokkal mint egyszerű és szórásállapotokkal mint háttér-) állapotokkal van dolgunk, és esetenként egynél több egyszerű állapot fragmentálódását kell tekintetbe venni. Aszerint, hogy a reális helyzet bonyodalmaiból mennyit vesznek tekintetbe, különböző elméletek, illetve modellek léteznek.

Ezek ismertetésére ebben a rövid összefoglalásban nem vállalkozhatunk. A kísérleti adatok kiértékelése kapcsán majd szó esik egy olyan leírásról, amely az imént tárgyalt egyszerű modellnél jobb közelítést jelent, ezért már konkrét esetekre alkalmazható, ám ugyanakkor még kellően áttekinthető is.

Ide kívánczik azonban néhány általános megjegyzés a rezonanciaállapotokkal kapcsolatban. A bomló egyszerű állapot szélessége két tag összegeként adódik:  $\Gamma = \Gamma^\uparrow + \Gamma^\downarrow$ . Itt  $\Gamma^\uparrow$  az egyszerű állapotnak a kontinuumban való közvetlen elbomlásához tartozó szélesség,  $\Gamma^\downarrow$  pedig az egyszerű állapotnak egy másik fajta bomlásmódját, nevezetesen a bonyolultabb szerkezetű állapotokba történő elbomlását jellemző szélesség, ami megmutatja, hogy mekkora energiaintervallumban oszlik szét az egyszerű állapot erőssége.

Több nyitott csatorna esetén a valódi (jelen gondolkodásmódunk szerint a modellbeli egyszerű és háttérállapotokból szuperponált) magállapotok különböző bomlásmódjai között korrelációt teremt az egyszerű állapot bomlási valószínűsége:

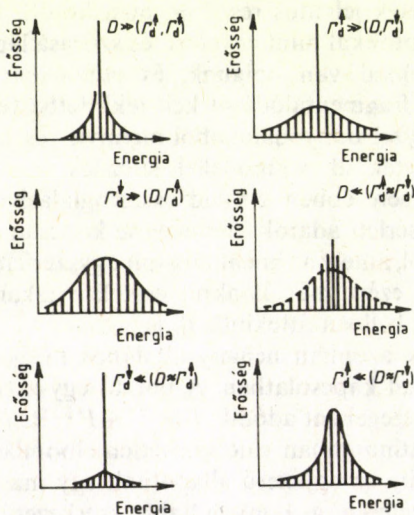
$$\frac{\gamma_{vc}^2}{\gamma_{vc'}^2} = \frac{\gamma_{dc}^2}{\gamma_{dc'}^2}.$$

Itt  $\gamma^2$ -ek a redukált(\*) szélességeket,  $c$  és  $c'$  csatornaindexeket jelölnek,  $v$  egy valódi,  $d$  pedig az egyszerű állaputra utal.

(\*) A redukált szélesség a magállapot szerkezetére jellemző mennyiség; a  $\Gamma_c$  parciális szélességből a centrifugális- és Coulomb-gáton való áthaladás hatását figyelembe vevő  $P_c$  penetrációs faktor leválasztásával kapjuk:  $\gamma_c^2 = \Gamma_c/2P_c$ .



Bomló állapotok esetében a már korábban is említett erősség konkrétan redukált szélességet jelent. Ennek eloszlását három karakterisztikus energiaintervallum egymáshoz való viszonya szabja



4. ábra. Az erősség eloszlása különböző viszonyok között

[A. M. LANE: in *Isospin in Nuclear Physics*. Ed.: D. H. WILKINSON: North Holland, Amsterdam, 1969, p. 554. A. North Holland Publishing Co. engedélyével reprodukálva.]

meg. Ez a három mennyiség a már ismert  $\Gamma^{\uparrow}$  és  $\Gamma^{\downarrow}$  szélességek, továbbá a háttérállapotok átlagos  $D$  távolsága. Az eloszlások nagyon sokféle lehet, néhány határesetet a 4. ábra szemléltet vázlatosan.



#### 4. Példák a magok egyszerű gerjesztésére

A következőkben néhány magfizikai példát fogunk áttekinteni több kevesebb részletességgel, ám előljáróban érdemes megemlíteni, hogy a közbenső szerkezettel a magfizikán kívül is találkozhatunk. Az atomfizika köréből a fotonemisszió és az autoionizáció, a részecskefizika köréből pedig az instabilis részecske bomlása szolgálhat illusztrációként [5].

A fotonemisszió esetében a következőképpen tekintjük a jelenséget. Egy atom egy gerjesztett állapotban és az alapállapotban lehet, a legerjesztődés egy foton kibocsátásával történik meg. Ekkor a modellbeli egyszerű állapotnak a rendszer azon állapota felel meg, amelyben az atom a gerjesztett állapotban és az elektromágneses tér a vákuumállapotban van:  $|\psi_{\text{gerj}}\phi_{\text{vak}}\rangle$ , míg a háttérállapotokat az alapállapotú atomot és egyfotonos teret tartalmazó állapotok jelentik:  $|\psi_{\text{al}}\phi_{1\gamma}\rangle$ . A Hamilton-operátor felbontása a következő:

$$H = H_{\text{atom}} + H_{\text{foton}} + H_{\text{kh}},$$

ahol  $H_{\text{atom}} + H_{\text{foton}} = H_0$  alakítja ki a modellállapotokat, a  $H_{\text{kh}}$  maradéktag pedig összekeveri őket.

Autoionizáció során az atom, amely két gerjesztett elektront tartalmaz, úgy szabadul meg a gerjesztési energiájától, hogy az egyik elektron emittálódik, miközben a másik alacsonyabb energiájú nívóra kerül, és ezáltal szolgáltatja az ionizációhoz szükséges energiát. Ez esetben ismét a  $|\psi_{\text{gerj, gerj}}\rangle$  gerjesztett állapot lesz az egyszerű és az ionizált  $|\psi_{\text{al}}\phi_{1e}\rangle$  állapot a háttérállapot.

Bomló részecske esetében is hasonló a szereposztás: a gerjesztett állapot minősül egyszerűnek és a bomlás kétrészecskés végállapota háttérállapotnak.

E rövid áttekintés után most térjünk rá a magfizikai példákra.

## 4.1 Egyrészecske-állapotok

Az atommagok egyik legmeglepőbb tulajdonsága a héjmodell helytállósága: annak a feltételezésnek a közelítő érvényessége, hogy a nukleonok egyrészecske-állapotokban helyezkednek el. Ezek az állapotok az összes többi nukleon által kialakított átlagpotenciál diszkrét energianívói. Egy ilyen kép helytállósága azért váratlan, mert a nukleonok között igen erős kölcsönhatás működik. Az átlagpotenciálba be nem olvasztható maradék kölcsönhatás természetesen összekeveri az egyrészecske-állapotokat, és ezáltal közbenső szerkezet kialakulására vezethet a kötött állapotok körében.

Hogyan vizsgálható kísérletileg a kötött egyrészecske-állapotok fragmentációja, az erősségük (a spektroszkópiai faktor) eloszlása?

Mélyen a Fermi-szint alatt lévő betöltött nívók tanulmányozására a kiütési (knock-out) reakció a legalkalmasabb, például az  $(e, e'p)$  és a  $(p, 2p)$  folyamatok.

A Fermi-szint alatt közvetlenül elhelyezkedő állapotok a felcsípi (pick-up) reakció segítségével vizsgálhatók, mint például a  $(p, d)$  folyamat.

Az alacsonyan fekvő betöltetlen egyrészecskepályák tanulmányozására a lefosztási (stripping), pl.:  $(d, p)$  és a direkt befogási (capture), pl.  $(p, \gamma)$  reakciók használhatók.

A nagyobb gerjesztési energia felé haladva a magok nívói sűrűsödnek, szerkezetük bonyolódik; a héjmodell konfigurációinak keveredése fokozódik. A szeparációs energia felett sokféle reakció végbemehet. Az átlagpotenciál-kép erről egy ( $W_0$  erősségű) képzetes tagnak a potenciálhoz való hozzáadásával ad számot. (Ezt nevezik homályosüveggömb-modellnek vagy optikai modellnek.) Ebben a modellben sem mosódik el teljesen az egyrészecskepép, a redukált szélességek (melyek rezonanciák esetében az egyszerű álla-



potra vonatkozó erősséggel arányosak) az alábbi elosztást követik [9]:

$$\frac{\langle \gamma_\lambda^2 \rangle}{\langle D \rangle} = \frac{\frac{1}{2\pi} \gamma_{sp}^2 W_p^2}{(E_\lambda - E_p)^2 + \frac{1}{4} W_p^2}.$$

Itt  $\gamma_{sp}^2$  az egyrészezske-rezonancia redukált szélessége,  $E_p$  az energiája,  $W_p$  pedig az a tartomány, amelyen az egyrészezske-állapot szétoszlik,  $W_p = 2W_0$ , ahol  $W_0$  az optikai potenciál képzetes része,  $D$  a nívók átlagos távolságát jelöli,  $\langle \gamma_\lambda^2 \rangle$  pedig az egyrészezske-állapot felhasadása révén létrejövő  $E_\lambda$  energiájú valódi rezonancianívók redukált szélességeinek átlaga. A  $\langle \gamma_\lambda^2 \rangle / \langle D \rangle$  erősségfüggvényben maximumok és minimumok váltják egymást nemcsak az energia, hanem a tömegszám függvényében is, ha az átlagos redukált szélesség és nívótávolság hányadosát egy meghatározott  $E$  energia környezetében számítjuk ki.

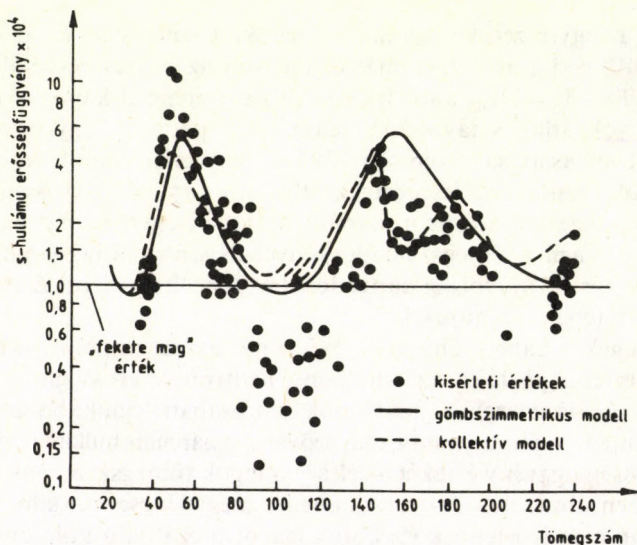
Ezeknek a Lane—Thomas—Wigner-féle óriásrezonanciáknak a legismertebb példáját az s-hullámú neutronok erősségfüggvénye jelenti. A kis energiájú neutronok szórásában leginkább az  $l=0$  pályaimpulzus-momentumú, más szóval az s parciális hullám dominál. Az erősségfüggvény értékét a céltárgymagok tömegszámának függvényében ábrázolva óriásrezonanciák megjelenése várható. Ezek valóban meg is jelennek (5. ábra), igazolva ezáltal a kölcsönhatás természetéről alkotott képünk kvalitatív helyességét. Neutronok esetében az energiafüggés kiküszöbölése érdekében a

$$\frac{\Gamma^{(0)}}{D} = \left( \frac{E_0}{E} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{\Gamma_n}{D}$$

módon szokás az erősségfüggvényt számítani, ahol  $\Gamma_n$  a rezonanciák parciális neutronszélessége,  $E_0$  pedig egy konvencionális energiaérték (1 eV). A gömbszimmetrikus optikai potenciállal számított görbe jelzi, hogy a kísérleti erősségfüggvény lényegében követi az egyrészezske-állapotokra alapozott jóslatot. A részletekben azonban több helyütt is eltérés tapasztalható. A csúcsok megduplázó-



dása, amely különösen a 160-as tömegszám környékén szembe-  
szökő, a céltárgymagnak a gömbszimmetrikustól való eltéréseivel  
magyarázható [10]. A deformációt figyelembe véve az egyezés  
lényegesen javul (az ábra szaggatott vonala). A 115-ös tömegszám  
környékén mutatkozó eltéréseket pedig Block és Feshbach értel-  
mezte a már említett hídfőállapotok jelenlétével [11].



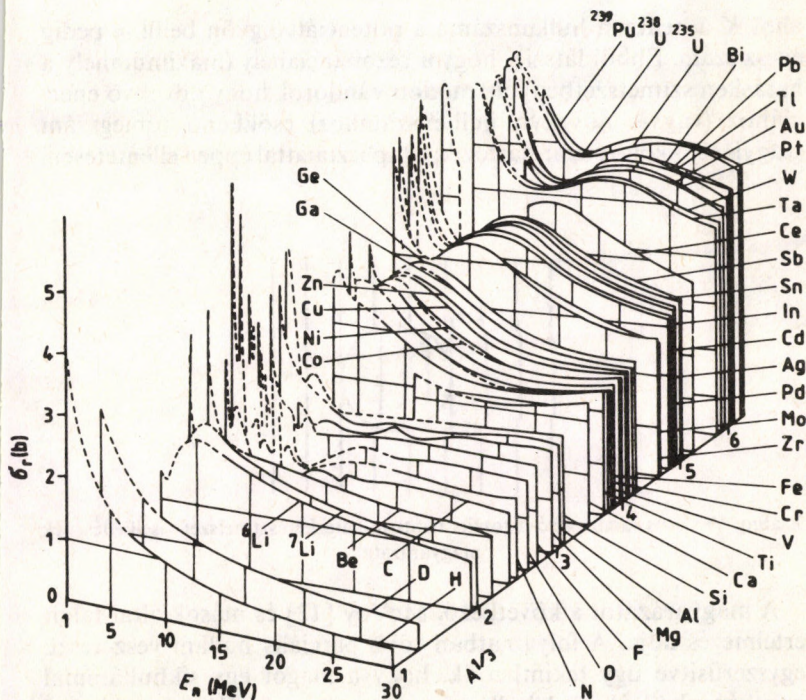
5. ábra. Az s-hullámú neutronok erősségfüggvénye

[B. BUCK—F. PEREY: Phys. Rev. 8 (1962) 445. Az American Physical Society engedélyével reprodukálva.]

A többi parciális hullámban a neutronok erősségfüggvénye nem áll rendelkezésre ilyen részletességgel a kísérletekből, ezért kevésbé alkalmas az egyrészcseke-állapotok vizsgálatára.

A neutronreakciókkal kapcsolatban meg kell említeni a hatáskeresztmetszet viselkedésének egy másik jellemzőjét is, ami emlékeztet ugyan az egyrészcseke-óriásrezonanciákra, de mégis alapvetően különböző jelenséget takar. Arról van szó, hogy tágabb energiatarományban (esetenként 0-tól 100 MeV-ig vannak mérések) a neutronnal keltett reakciók totális (minden kimenőcsatornát

magában foglaló) hatáskeresztmetszetében — rögzített céltárgymag esetén — széles maximumok és minimumok követik egymást. A céltárgymag függvényében a görbe alakja szintén változik. Önmagában az a tény, hogy a hatáskeresztmetszetben széles hegyvonulatok vannak (6. ábra), még lehetne az egyrészesce-rezonanciák



6. ábra. A neutronok totális hatáskeresztmetszete mint az energia és a céltárgymag tömegszámának függvénye

[J. M. PETERSON: Phys. Rev. 125 (1962) 956. Az American Physical Society engedélyével reprodukálva.]

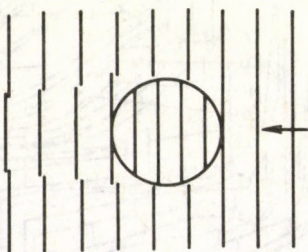
létének következménye. A „hegyerincek” vonulata azonban rácsafol erre az értelmezésre. A csúcsok úgy haladnak végig a kétdimenziós ábrán, hogy útjukat követve növekvő tömegszámhoz növekvő energia tartozik. Ez ellentmond az egyrészesce-állapotok



viselkedésének. Szemléltetésül tekintsük azt a példát, amelyben egy s-hullámú neutron szóródik egy  $V_0$  mélységű,  $R$  sugarú, négyszög alakú potenciálon. Ekkor a rezonancia feltétele:

$$KR = \left( n + \frac{1}{2} \right) \pi,$$

ahol  $K$  a neutron hullámszáma a potenciálvölgyön belül,  $n$  pedig egész szám. Ebből látszik, hogy a rezonanciahely (maximumhely a hatáskeresztmetszetben) oly módon vándorol, hogy növekvő energiához (vagyis növekvő hullámszámhoz) csökkenő tömegszám (vagyis csökkenő sugar) tartozik; a tapasztalattal éppen ellentétesen.



7. ábra. Vázlatos illusztráció a totális neutron-hatáskeresztmetszet viselkedésének magyarázata

A magyarázatot a következő, McVoy [12] és mások által talált értelmezés adja. A folyamatban több parciális hullám vesz részt; egyszerűsítve úgy tekinthetjük, hogy a magot egy síkhullámmal bombázzuk (7. ábra). A hullámfront egy része akadálytalanul halad tova, más része viszont áthalad a magon, ahol megváltozik a hullámhossza. A két rész interferál. Ilyen körülmények között a maximumhelyet a

$$(K - k)R = \left( n + \frac{1}{2} \right) \pi$$

feltétel szolgáltatja, ahol  $k$  a bombázórészecske eredeti hullámszámát jelöli. Mivel a  $(K - k)$  mennyiség csökken az energia növe-

kedtével, ez a csúcsok vándorlására éppen a megfigyelt irányt írja elő, vagyis: növekvő tömegszámhoz növekvő energia tartozik a maximumhelyek mentén haladva.

A most ismertetett jelenséget gyakran nevezik magfizikai Ramsauer-effektusnak. A hasonlatosság az elektronszórásból ismert Ramsauer-effektussal azonban nem teljes, ezért az elnevezés némi-képpen félrevezető [13]. Míg ugyanis az elektronszórásban egy parciális hullám játszik szerepet a folyamatban [14], addig a magfizikai jelenségben lényeges a több parciális hullám jelenléte. Ami az akadályt kikerülő és azon áthaladó hullámok interferenciáját illeti, az hasonló a két esetben.

Visszatérve az egyrészezske-óriásrezonanciákhoz, megemlítendő a protonok reakcióiban való jelentkezésük is, de ezek az erősségfüggvények nem annyira teljesekek, mint az s-hullámú neutronoké, ennél fogva kevésbé jól szemléltetik a jelenséget.

## 4.2 Izobár analóg rezonanciák

Az izobár analóg rezonanciák esete az egyszerű gerjesztésre és a közbenső szerkezetre az egyik legjellemzőbb és legkiterjedtebben tanulmányozott példa. Az egyszerű állapot a  $(Z, N)$  mag kötött állapotának analogonja a  $(Z + 1, N - 1)$  magban, amit úgy nyerünk, hogy miközben egy neutron protonra cserélünk, a hullámfüggvény hely- és spinfüggése nem változik. Ezért a két állapot energiája között a különbség mindössze a Coulomb-eltolódás. Ez azonban elég ahhoz, hogy a leányállapot gyakran a kontinuumba kerüljön. Itt sok esetben igen nagy a háttérállapotok sűrűsége, és az ezekhez való csatolódás miatt az izobár analóg állapot gyakran több részre felhasadva jelenik meg.

Az izobár analóg rezonanciák vizsgálatának rendkívül gazdag az irodalma, és nagyon jelentős volt a hatásuk a közbenső szerkezet kutatására. E terület átfogó ismertetését a [15] munkában találhatjuk. Van azonban egy fontos, általános vonása ennek a példánknak, amire még rá kell mutatni.

Az izobár analóg rezonanciák kapcsán szembeötlő, hogy az egyszerű állapot teljes szétoszlását egy közelítőleg érvényes szim-



metria megléte akadályozza meg. Ez az izospin szimmetria, ami lényegében csak a Coulomb-erő miatt sérül. A közbenső szerkezetek tanulmányozásának egyik indítéka éppen az, hogy segítségükkel információt nyerhetünk a magok szimmetriatulajdonságaira nézve.

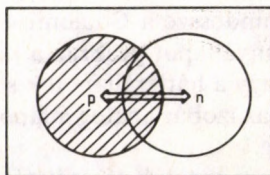
Az izobár analóg rezonanciák vizsgálatában a  $(p, p)$  és  $(p, \gamma)$  reakciók játszanak kiemelkedő szerepet.

### 4.3 Óriás-multipólusrezonanciák

Történetileg az első példát a közbenső szerkezetre az óriás-dipólusrezonanciák szolgáltatták. Nehéz magok ( $A > 60$ ) dipólusrezonanciái egy vagy két csúcsot hoznak létre a spektrumban, annak megfelelően, hogy a mag gömbszerű-e, vagy erősen deformált. Könnyű és közepes magokban azonban a rezonancia számos finomszerkezeti csúcra hasad. Az egyszerű állapot, az óriás-dipólusállapot, a mag  $|\psi_0\rangle$  alapállapotából az elektromos dipólus-sugárzás operátorával állítható elő:

$$|\Omega_{od}\rangle = E1|\psi_0\rangle.$$

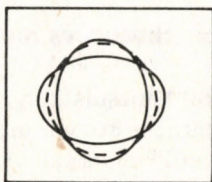
A hidrodinamikai modell szerint az állapotnak igen szemléletes tartalma van: a nukleonoknak olyan kollektív mozgását jelenti, amelyben a neutronok és a protonok ellentétes fázisban dipólusként



8. ábra. Az egymással ellentétes fázisban rezgő proton- és neutronfolyadék

rezegnek (8. ábra). Az alapállapotra vezető elektromos dipólusátmenetek erősségét összegszabály korlátozza, melyet az  $|\Omega_{od}\rangle \rightarrow |\psi_0\rangle$  átmenet erőssége teljesen kimerít. Az  $|\Omega_{od}\rangle$  konfiguráció azonban nem sajátállapota a teljes Hamilton-operátornak; a maradék-köl-

csönhatás összekeveri más konfigurációkkal, de csak az óriás-dipólusállapotnak egy korlátozott környezetében. Ha az egyedi compound rezonanciákat a kísérlet nem oldja fel, az óriásrezonancia széles púpként jelentkezik.



9. ábra. Egy folyadékcsepp kvadrupólusrezgése. A szaggatott vonal az egyensúlyi helyzetet jelöli, a folytonos vonalak a rezgő csepp szélső alakjait mutatják

Az óriás-multipólusrezonanciák vizsgálata az elmúlt évek egyik nagy érdeklődést keltő magfizikai kutatási iránya volt. Ma már tudjuk, hogy az óriásrezonanciák megjelenése csaknem minden atommagra jellemző (a legkönnyebbek kivételével); a magszerkezetnek egy általános vonása. A már említett óriás-dipólusrezonancián kívül ugyanez mondható el az izoskalár óriás-kvadrupólusrezonanciáról is. A hidrodinamikai képben ennek az a gerjesztés felel meg, amelyben a mag mint egykomponensű folyadék (a protonok és a neutronok egymással azonos fázisban vannak), kvadrupólusként rezeg (9. ábra). Az izoskalár jelző éppen a proton-és neutronfolyadék azonos fázisára utal. (A dipólusrezonancia ezzel szemben izovektor gerjesztést jelent.) Más típusú óriásrezonanciák létre is folyamatosan gyűlnek a kísérleti bizonyítékok. Különös figyelem kísérte a monopólusgerjesztés felfedezését. Ebben az állapotában a mag a térfogatát változtatja, ezért lélegző módusnak is hívják. Tanulmányozása révén a maganyag összenyomhatóságáról nyerhetünk információt.

A héjmodellben az óriásrezonanciák sok 1-részecske—1-lyuk típusú gerjesztés koherens összegeként állíthatók elő.

Az óriás-multipólusrezonanciák vizsgálatára a fotonok által keltett reakciók, valamint az elektronszórás, továbbá proton,



deuteron, alfa-részecske és nehézion szórási folyamatok egyaránt használatosak.

E kutatási irány részletesebb ismertetését magyar nyelven a [16]-ban felsorolt munkák tartalmazzák.

#### 4.4 A magok cluster- és molekulaállapotai

Számos magállapottal kapcsolatban a kísérletileg megfigyelhető mennyiségek arra mutatnak, hogy a mag szerkezetében meghatározó szerepet játszik a nukleonoknak valamilyen speciális korrelációja. Ez lehet például térbeli korreláció, melyben a magot — úgy képzeljük, hogy — két vagy több összetapadt gömb alkotja. Lehet azonban a korreláció másfajta is. Azok a nukleonok, amelyek összehangolt mozgást végeznek, egy clustert alkotnak; molekulaállapotról pedig akkor beszélünk, ha az összehangoltság a térbeli elhelyezkedésben jelentkezik. Ez utóbbi nyomon követhető például a sűrűségeloszlás és a tehetetlenségi nyomaték tanulmányozása révén.

A magok clusterizációja nagyon változatos képet mutat, itt most csupán azokra gondolunk, amelyek a  $4 \leq A \leq 40$  tömegszámú magok rezonanciareakcióival kapcsolatosak. Ezek a rezonanciák magasan gerjesztett magállapotoknak felelnek meg, rendszerint a nagy nívósűrűség tartományában, ahol igen gyakori a felhasadás és így a közbenső szerkezet kialakulása. A molekulaállapotok létrejöttére éppen ezeknek a rezonanciáknak a kapcsán következtek. A molekulyszerű gerjesztésekhez azt a szemléletes képet társítjuk, mely szerint az ütközésben a két mag összetapad, de — a reakció időskáláján mérve — tetemes ideig nem olvad eggyé. Molekulyszerű konfigurációban létezik a mag az elbomlás előtt számottevő — több körülforduláshoz elegendő — ideig.

Hogyan következethetünk a molekulaállapotok létrejöttére? Alfa-szórás és alfa-átadó reakciók esetén a parciális szélesség árulja el a törzs + alfa-részecske típusú elrendezés nagy súlyát. (Az ilyen állapotok felhasadása által kialakult közbenső szerkezetről tudósítanak a [17]-beli munkák.) Nehezebb magok reakcióiban már a rezonanciák pusztá léte is meglepő és szokatlan magstruktúrát

sejtet. Ezek a rezonanciák ugyanis a  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ , és még nagyobb tömegű rendszerek esetében olyan energiánál jelentkeznek, amely-nél a közbenső magnak nagyon nagy a nívósűrűsége (akár 100 000 nívó/MeV is lehet), és sok a nyitott csatorna. Azt a tényt, hogy ennek ellenére is megkülönböztethető (nem összeolvadt) rezonanciákat látunk — az általánosan elfogadott nézet szerint —, éppen a molekulaállapotok kialakulása okozza. A rezonanciák azonban nem jelentkeznek bármely két mag ütközésében. Az az alapvető kérdés, hogy mely rendszerek mutatják jelenlétüket, és melyek nem, Feshbach és mások nyomán [18] a következőképpen válaszolható meg. A rezonanciák hídfőállapotok „ujjlenyomatai” a gerjesztési függvényben. A hídfőállapotok az egyrészecske-rezonanciák (itt a  $^{12}\text{C}$ -magra gondolunk mint egy részecskére) felhasadása révén alakulnak ki. A hídfőállapotok pontos természetét és létrejöttük pontos mechanizmusát nem ismerjük. (Nem is feltétlenül azonos típusúak; egy jellemző példa az a modell, melyben a rugalmatlan csatorna csatolódája vezet a hídfőállapotok megjelenéséhez.) Bármilyen is azonban az alakrezonanciát fragmentáló csatolás, gyengének kell ahhoz lennie, hogy az egyszerű állapot nyomát ne mossa el. Ezek szerint tehát — a nívósűrűséggel és a nyitott reakciócsatornák számával együtt — a fragmentáló kölcsönhatás erőssége (ami leginkább a  $\Gamma^+$  által mérhető) szolgál útmutatással arra nézve, hogy egy reakcióban megjelenik-e rezonancia vagy sem.

A  $12 \leq A \leq 40$  tömegszámú magok rezonanciareakcióinak néhány vonatkozását a [19]-beli közlemények ismertetik részletesebben.

Az egyszerű gerjesztés magfizikai példáinak felsorolása ezzel korántsem teljes. Csupán a leggyakrabban vizsgált területeket említettük meg abban a reményben, hogy már ezek is érzékeltetik, milyen sokoldalú alkalmazásra talál a közbenső szerkezet fogalomköre a magkutatásban.



## 5. A kísérleti adatok kiértékelése

Először a közbenső szerkezetek kiértékelésének módszereiről ejtünk szót, majd pedig — példánkat a hazai kutatások köréből véve — szemléltetjük két nemrégiben született módszer működését.

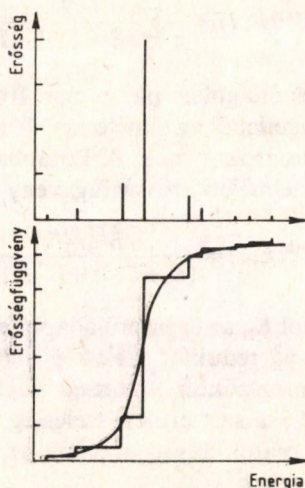
### 5.1 A kiértékelés módszerei

Ha a kísérleti eredmények közbenső szerkezet (felhasadt egyszerű állapot) jelenlétére utalnak, akkor célszerű a mérési adatok kiértékelésének utolsó fázisaként a közbenső szerkezetet analizálni. Ezen egyrészt az egyszerű állapot jellemzőinek (energia, megszökési és szétterülési szélesség), másrészt az egyszerű és a háttérállapotok között működő csatoló kölcsönhatás erősségének (ez természetesen nem független a  $\Gamma^{-1}$ -től, de esetenként annál részletesebb információt jelölhet) meghatározását értjük. Erre a célra több módszer is ismeretes, melyek között a választást sokszor gyakorlati tényezők motiválják.

A megoldás kiindulópontjaul a kísérletileg megfigyelt magállapotok mérésből ismert jellemzői (például rezonanciaenergiák és parciális szélességek) szolgálnak. A módszerek abban különböznek, hogy ezekből hogyan építik fel az egyszerű állapotot.

A leginkább kézenfekvő eljárásnak az tűnik, ha ezekhez az adatokhoz mint kísérleti pontokhoz illesztjük az elméleti erősségfüggvényt. Ez utóbbi a közbenső szerkezet modellje alapján a mérhető adatokra elméletileg megadott függvény, melynek para-

métereit az egyszerű állapot és a csatoló kölcsönhatás keresett jellemzői. Az eljárás elvileg tökéletes, de kivételesen szerencsés esetektől eltekintve gyakorlatilag nem előnyös. A gondot az okozza, hogy a mérési adatok sokszor hibásak vagy nem teljesek: kísérleti vagy magfizikai — például penetrációs — okok miatt nem ismerjük a speciális állapot minden fragmentumát. Olykor pedig az állapotok túlságosan kicsiny száma okoz gondot, hiszen a speciális konfiguráció erősségének eloszlását vizsgáljuk, és néhány pontból egy eloszlás meghatározása nehézségekbe ütközhet.



10. ábra. A lépcsős függvény használatán alapuló kiértékelő módszer szemléltetése

Elégé nagy tömegű adatot analizáltak olyan módon, hogy az erősségeket (redukált szélességeket) összegezve az energiának egy lépcsős függvényét (az energiával növekvő hisztogramot) képezték, amihez az elméleti erősségfüggvénynek (folytonos, változó energiatautományra) integrált alakját illesztették (lásd 10. ábra) [20].

Az utóbbi években újabb módszereket javasoltak a már említett gyakorlati nehézségek jobb leküzdésére. Erre a célra dolgozták ki az alább ismertetett két eljárást is, amelyek közös kiindulási alapja így összegezhető:



1. egyetlen egyszerű állapot fragmentálódását írják le, és

2. feltételezik, hogy a (valódi, kísérletileg mérhető) magállapotoknak azon parciális szélessége, amely a kitüntetett reakciócsatornához tartozik, kizárólag az egyszerű állapottól ered, míg az összes többi parciális szélessége kizárólag a háttérállapotoktól.

Az egyik módszer ([21] és hivatkozásai) lényege abban áll, hogy az elméleti erősségfüggvényt egy folytonos kísérleti erősségfüggvényhez illesztjük, amelyet az  $E_\lambda$  rezonanciaenergiákból és a  $\gamma_\lambda^2$  redukált szélességekből a következőképpen állítunk elő:

$$S^{\text{exp}}(E, I) = \frac{I}{\pi} \sum_{\lambda} \frac{\gamma_{\lambda}^2}{(E - E_{\lambda})^2 + I^2},$$

ahol  $I$  egy önkényes átlagolási paraméter. Ily módon, a fragmentumok számától függetlenül az elméleti görbét folytonos függvényhez való illesztés határozza meg. A korábban említett feltételek teljesülése esetén az elméleti erősségfüggvény Lorentz-alakú:

$$S^{\text{th}}(E, I) = \frac{\gamma_D^2 \Gamma_s / 2\pi}{(E - \bar{E}_D)^2 + (\Gamma_s / 2)^2}.$$

Itt  $\bar{E}_D = E_D + \Delta_I$ , ahol  $E_D$  az egyszerű állapot energiája,  $\Delta_I$  egy  $I$ -től függő eltolódás. A  $\gamma_D^2$  redukált szélesség a  $P$  penetrációval megszorzva adja a megszökési szélesség felét:  $\Gamma^\uparrow = 2P\gamma_D^2$ . Végül  $\Gamma_s = \Gamma^\downarrow + 2I$ , ahol  $\Gamma^\downarrow$  a szétterülési szélesség, amelyet az egyszerű és háttérállapotok csatolódását jellemző  $M_i$  mátrixelemek határoznak meg:

$$\Gamma^\downarrow(E) = 2I \sum_i \frac{M_i^2}{(E - \varepsilon_i)^2 + I^2},$$

ahol  $\varepsilon_i$ -vel az  $i$ -edik háttérállapot energiáját jelöltük.

Bár  $\bar{E}_D$ ,  $\Gamma^\downarrow$  és  $\Gamma^\uparrow$  függ  $I$ -től, valójában mégsem önkényes az eljárás, mivel  $I$  növekedtével a paraméterek egy határértékhez közelítenek. A hibákra vonatkozó megfontolások miatt az  $I \approx \Gamma^\downarrow$  értéket nem célszerű jelentősen túlhaladni [21]. Ezt az eljárást főként izobár analóg rezonanciák vizsgálatára használták.

A másik módszert elsőként Monahan és Elwyn használta neutronszórási adatok analizésére [22], nemrégiben pedig Lynn és

Moses alkalmazta hasadási folyamat vizsgálatában [23]. Ebben az eljárásban az erősségfüggvény, amely másutt a kísérleti adatok és a végeredmény között közvetít, nem szerepel. A keresett mennyiségek közvetlenül meghatározhatók a rendszert leíró csatolt egyenletekből [22, 23]. Ily módon nemcsak az egyszerű állapot paraméterei állíthatók elő, hanem egyenként meghatározhatók a háttérállapotok energiái és a csatolási mátrixelemek is. A végeredményt a kísérletekből meghatározott  $E_\lambda$  és  $\gamma_\lambda^2$  adatokból kiindulva a következő egyszerű összefüggések szolgáltatják:

$$\gamma_D^2 = \sum_\lambda \gamma_\lambda^2, \quad E_D = \sum_\lambda E_\lambda \frac{\gamma_\lambda^2}{\gamma_D^2}.$$

A háttérállapotok  $\varepsilon_i$  energiáit megadó egyenletek a következők:

$$\sum_\lambda \frac{\gamma_\lambda^2}{\varepsilon_i - E_\lambda} = 0.$$

Ezek birtokában a mátrixelemek négyzetei az

$$M_i^2 = \frac{\gamma_D^2}{\sum_\lambda \frac{\gamma_\lambda^2}{(\varepsilon_i - E_\lambda)^2}}$$

módon nyerhetők. A szétterülési szélesség a már ismert módon adódik:

$$\Gamma^\perp = 2I \sum_i \frac{M_i^2}{(E - \varepsilon_i)^2 + I^2}.$$

Miután ismerjük az  $\varepsilon_i$ -ket és  $M_i^2$ -eket, akkor megvizsgálhatjuk, vajon  $\Gamma^\perp(E)$  közelítőleg állandó-e az  $|E - E_D| < \Gamma$  energiaintervallumon, és az  $I$  átlagolási paraméter — melynek értékét felülről az egyszerű állapot szélessége, alulról a nívósűrűség korlátozza — valamilyen tartományán. Ha teljesülnek a már említett feltételek, akkor az  $\varepsilon_i$ -k és  $M_i^2$ -ek olyan eloszlást követnek, hogy  $\Gamma^\perp$  így viselkedik [22]. Ez lehetőséget nyújt arra, hogy modellfeltevéseink helytállóságát esetről esetre ellenőrizzük.



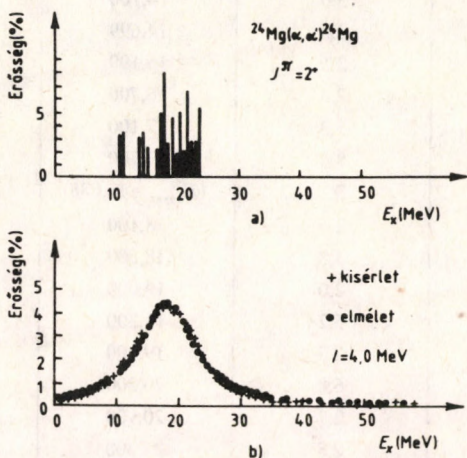
## 5.2 A kísérleti adatok analízisének egy példája

A következőkben a  $^{24}\text{Mg}$ -mag izoskalár óriás-kvadrupólusrezonanciája példáján [24] röviden szemléltetjük a legutóbb ismertett két (MacDonald, illetve Monahan és Elwyn által adott) módszeren alapuló analízist. Ennek kapcsán mód nyílik a két eljárással nyert eredmények számszerű összevetésére. Láthatjuk továbbá azt is, hogyan él tovább és talál alkalmazásra a magfizika újabb területein az eredetileg izobár analóg rezonanciák, illetve neutronszórási adatok analízisére született két kiértékelési eljárás. (Ugyanezen módszereknek a cluster- és molekulaállapotok területén való felhasználására a [25] munka szolgál példával.)

Külön magyarázatot igényel az a tény, hogy noha az óriás-multipólusrezonanciák a felhasadt egyszerű gerjesztésnek már több évtizede ismert klasszikus képviselői, először csak a nyolcvanas években került sor a kísérleti adatok közbenső szerkezetekként való analízisére. Szerepe van ebben az elmélet közelmúltbeli fejlődésének is, mégis a meghatározóak a kísérleti okok. Mindenekelőtt korlátozni kell vizsgálódásunkat a könnyű magok tartományára, mert a nehéz magok esetében, amelyek óriásrezonanciái egyetlen összefüggő csúcsként jelennek meg a spektrumban, nincs is szükség arra, hogy fragmentumokként építsük fel az állapotot. A könnyű magoknál viszont arra van szükség, hogy ezeket a fragmentumokat pontosan és részletesen ismerjük. Tudnunk kell a spin-paritásukat (szögeloszlásmérésből), helyzetüket és az összszabályból való részesedésüket. Ilyen részletességű kísérletet azonban csak az utóbbi években végeztek néhány esetre vonatkozóan. Az óriásrezonanciákról szerzett ismereteink (megjelenésük általános volta és közelítő szisztematikája) általában ennél kevésbé részletes és kevésbé pontos vizsgálatokból származnak. A közbenső szerkezet analíziséhez szükséges teljesebb igényű mérések várhatóan a kutatások — napjainkban kezdődő — új fejezetében fognak megsokasodni, melynek célja az óriásrezonanciák természetének mélyebb felderítése (például bomlásmódjaik pontos ismerete).

Az izoskalár kvadrupólus-óriásrezonancia (GQR) erősségeloszlását rugalmatlan alfa-szórásból határozták meg [26]; ez látható a

11. ábra felső felén. A MacDonald-féle analízisben ennek az eloszlásnak az ábra alsó részén bemutatott kísérleti és elméleti erősségfüggvény felel meg (az átlagoló intervallumot  $I = 4,0$  MeV-nak választva). Az 1. táblázat a kísérleti adatokon kívül tartalmazza a — Monahan és Elwyn módszerével meghatározott — háttérállapot energiákat és a csatolási mátrixelemek négyzeteit.



11. ábra. Az erősség eloszlása (a) és az ennek megfelelő kísérleti és elméleti erősségfüggvény (b)

A kétféle kiértékelésből nyert végeredmény összehasonlítását a 2. táblázat első sora mutatja. A táblázatból  $\Gamma^+$ -nak az energia és az átlagolási intervallum megadott tartományában való változása is kitűnik.

Milyen következtetések vonhatók le a nyert eredményekből? Elsősorban is, a két módszer által szolgáltatott értékek hibahatáron belül megegyeznek egymással. A rezonanciaenergia értéke durván megegyezik a szisztematikák jöslatával, a szélesség azonban lényegesen kisebb annál, mint amit a fenomenologikus formulák alapján [27] sejteni lehetett. Az egyszerű és háttérállapotok (ez esetben 1-részecske—1-lyuk és 2-részecske—2-lyuk állapotok) csa-



1. táblázat. A kísérleti adatok, valamint a háttérállapotok energiái és a csatolási mátrixelemek négyzetei

$E_x$ (MeV)	$S_2$ (%)	$E_i$ (MeV)	$V_i^2$ (MeV <sup>2</sup> )
12,8	3,5	12,899	0,155
13,1	3,6	13,399	1,026
13,9	3,0	14,100	0,642
14,5	3,3	14,699	0,444
14,9	2,5	15,199	1,566
16,6	2,3	16,700	0,220
17,0	5,3	17,100	0,107
17,4	8,4	17,700	0,159
17,8	3,1	( $E_{\text{egysz}} = 17,888$ )	- )
18,2	2,5	18,100	0,214
18,8	4,8	18,500	0,620
19,1	2,0	19,000	0,197
19,6	5,2	19,300	0,475
20,0	2,3	19,900	0,438
20,4	6,8	20,200	0,162
21,1	2,7	20,900	0,557
21,4	2,8	21,300	0,176
22,7	5,4	21,600	0,110

tolódásának erősségét a nyert adatok alapján kvantitatív módon meghatározhatjuk: erre  $\langle V^2 \rangle \approx 0,3 \text{ MeV}^2$  adódik.

További érdekes feladat annak eldöntése, hogy egy egyszerű állapot megjelenik-e több reakcióban is, valamint az, hogy a gerjesztési energia ugyanazon tartományában nem találkozunk-e több felhasadt egyszerű gerjesztéssel. Ha nem közbenső szerkezetekről, hanem egyedi állapotokról (rezonanciákról) van szó, akkor az ilyen típusú összehasonlítás a szokásos módon történik: megvizsgáljuk, megegyeznek-e a spin-paritások, az állapotok energiája (rezonanciaszélességen belül) és a bomlásmódok elágazási arányai. Ennek alapján az állapotok azonossága, illetve különbözősége nagy biztonsággal eldönthető. Ha azonban felhasadt állapotokra vonat-

2. táblázat. A  $^{24}\text{Mg}$ -magban a GQR energiartományát gerjesztő reakciók kétféle kiértékelésének eredménye

Reakció	MacDonald				Monahan—Elwyn				
	$\bar{E}_{\text{egysz}}$ (MeV)	$\gamma_{\text{egysz}}^2$ (%)	$\Gamma^{\downarrow}$ (MeV)	$I$ (MeV)	$E_{\text{egysz}}$ (MeV)	$\gamma_{\text{egysz}}^2$ (%)	$\Gamma_{\text{min-max}}^{\downarrow}$ (MeV)	$E_{\text{min-max}}$ (MeV)	$I_{\text{min-max}}$ (MeV)
( $\alpha$ , $\alpha'$ )	18,1	75	3,0	4,0	17,9	70	2,2–4,0	14,9–20,9	2,0–3,0
( $e$ , $e'$ )	22,5	113	8,5	9,0	22,3	102	5,0–8,4	13,8–30,8	7,0–9,0
( $\alpha$ , $\gamma_0$ )	14,3	13	2,7	3,0	14,7	12	1,0–4,0	11,7–17,7	2,0–3,0
( $^{12}\text{C}$ , $^{12}\text{C}$ )	19,9	$\gamma_{^{12}\text{C}}^2 = 118 \text{ keV}$	0,5	0,6	20,0	$\gamma_{^{12}\text{C}}^2 = 108 \text{ keV}$	0,24–0,76	19,4–20,6	0,4–0,6
( $^{12}\text{C}$ , $\gamma_0$ )	20,3	$\Gamma_{\gamma_0} = 13 \text{ eV}$	1,4	1,6	20,6	$\Gamma_{\gamma_0} = 12 \text{ eV}$	0,48–1,98	19,2–22,0	1,2–1,7



koznak a kérdéseink, akkor a válaszadás nem ilyen egyszerű. Össze lehet hasonlítani a különböző reakciókban mutatkozó fragmentumokat. Ez azonban nem jelent egyértelmű megoldást, hiszen gyakran megesik, hogy egyes komponensek közösek több reakcióban, mások pedig nem. Ám, ha közbenső szerkezetként tudjuk analizálni a mérési eredményeket, akkor összevethetjük az egyszerű állapotok jellemzőit.

Példánk esetében a helyzet a következő. Az izoskalár kvadrupólus-óriásrezonancia megjelenése várható a rugalmatlan elektronszórásban is. Valóban meg is jelenik, de az erősség eloszlását [28] analizálva egy szélesebb és nagyobb energiánál lévő állapot adódik (ezt az eredményt a 2. táblázat második sora tartalmazza). A különbséget minden bizonnyal az okozza, hogy az elektronszórási adatokban — mivel ez a folyamat egyaránt gerjeszti mindkét komponenst — az izovektor kvadrupólusrezonanciától származó járulék is van.

A  $^{24}\text{Mg}$ -nek ugyanebben az energiatartományában van egy  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  típusú molekulagerjesztése is, szintén  $2^+$  spin-paritással. Amint azt az áttekintésben már említettük, ezek a rezonanciák szintén közbenső szerkezetet alkotnak. Az ismert módon „felépítve” az egyszerű állapotot, látható (a 2. táblázat negyedik sora), hogy az a GQR-tól lényegesen különböző sajátosságokkal rendelkezik. (A táblázatban szerepelnek még a  $(^{12}\text{C}, \gamma)$ , illetve a  $(\alpha, \gamma)$  reakció adatai is. Ezeket úgy tekintjük, mint a  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  típusú molekulaállapot és a GQR, illetve a  $^{20}\text{Ne} + \alpha$  típusú clusterállapot és a GQR átfedésének a mutatóját. Mindkét eloszlás lényegesen különbözik a GQR erősségeloszlásától, az előbbi közel esik a  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  molekulaállapot eloszlásához.)

## 6. Összefoglalás

A közbenső szerkezet tanulmányozása, mely egy konkrét feladat vizsgálatából — a neutronszórási adatok kiértékeléséből — indult ki, olyan elmélet megszületéséhez vezetett, amely a magfizika számos területén használható. Különböző típusú kísérleteket analizálva e módszerekkel alapvető információhoz juthatunk mind a reakciómechanizmussal, mind a magszerkezettel kapcsolatban. A csatolási mátrixelemek arról tudósítanak, milyen viszonyban vannak egymással azok az állapotok, amelyek a reakció lezajlása során hierarchikus rendszer szerint gerjesztődnek. Az egyszerű állapotoknak a kísérleti adatokból való kihámozása révén pedig azok a próbakövek állnak elő, amelyek a különféle magszerkezeti modellek ellenőrzésére szolgálnak.

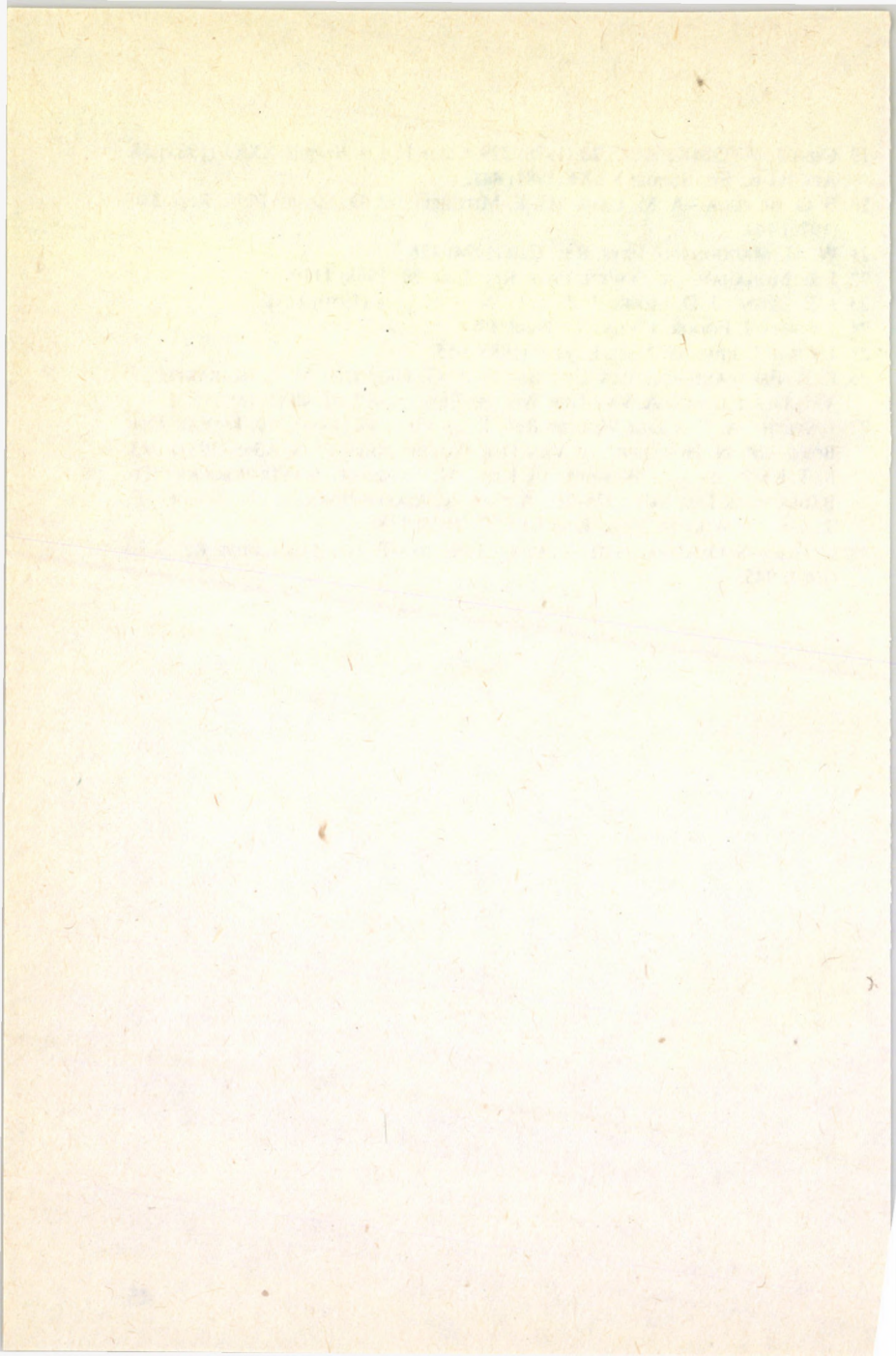


## Irodalom

1. LOVAS I.: in Neutronfizika. Szerk. KISS D.—QUITTNER P. Akadémiai Kiadó, Budápest, 1971, 341. old.
2. H. FESHBACH: Comments Nucl. Part. Phys. **1** (1967) 40.
3. H. FESHBACH—A. K. KERMAN—R. H. LEMMER: Ann. Phys. **41** (1967) 230.
4. C. MAHAUX: Ann. Rev. Nucl. Sci. **23** (1973) 193.
5. A. MEKJIAN: Advances Nucl. Phys. **7** (1973) 1.
6. C. MAHAUX: in Physics of Medium Light Nuclei (Proc. Int. Conf. on Nucl. Phys., Bologna, 1978). Eds. P. BLASI—R. A. RICCI, 1978, p. 365.
7. W. M. MACDONALD: Ann. Phys. **125** (1980) 253.
8. A. M. LANE: in Isospin in Nucl. Phys. Ed. D. H. WILKINSON. North-Holland, Amsterdam, 1969, p. 509.
9. A. M. LANE—R. G. THOMAS—E. WIGNER: Phys. Rev. **98** (1955) 693.
10. P. E. HODGSON: Nuclear Reaction and Nuclear Structure. Clarendon Press, Oxford, 1971, p. 197.
11. B. BLOCK—H. FESHBACH: Ann. Phys. **23** (1963) 47.
12. K. M. MCVOY: Ann. Phys. **43** (1967) 91.
13. ANGELI I. személyes közlés.
14. L. I. SCHIFF: Quantum Mechanics. McGraw-Hill Book Co., London, 1955, p. 123.
15. FODOR L.: Magyar Fizikai Folyóirat **XXXII** (1984) 30.
16. LOVAS, R.: ATOMKI Közl. **19** (1977) 253. CSERNAI L.: ATOMKI Közl. **19** (1977) 377. ZIMÁNYI J.: ATOMKI Közl. **19** (1977) 409. KISS Á.: in Fizika 1978. Szerk.: ABONYI I., Gondolat Kiadó, Budapest, 1978. 25. old.
17. H. R. WELLER: Phys. Rev. Lett. **28** (1972) 247. A. BUDZANOWSKI: in Highly Excited States in Nuclei (Proc. Int. Symp. on Nucl. Phys., Jülich, 1975). Eds.: A. FAESSLER—C. MAYER-BÖRICKÉ—P. TÜREK. Jül-Conf. 16 Vol. 2, 1975, p. 138. K. GROROWSKI: Nukleonika **22** (1976) 257. K. P. ARTEMOV—V. Z. GOLDBERG—I. P. PETROV—V. P. RUDAKOV—I. N. SERIKOV—T. A. TIMAFEEV—P. R. CHRISTENSEN: Nucl. Phys. **A320** (1979) 479. J. CSEH—E. KOLTAY—Z. MÁTÉ—E. SOMORJAI—L. ZOLNAI: Nucl. Phys. **A385** (1982) 43.
18. H. FESHBACH: Journal de Physique, Colloque **C5** (1976) 177.

19. CSEH J.: *ATOMKI Közl.* **20** (1978) 329. CSEH J.: *Fiz. Szemle XXXI* (1981) 58. APAGYI B.: *Fiz. Szemle XXXI* (1981) 441.
20. E. G. BILPUCH—A. M. LANE—G. E. MITCHELL—J. D. MOSES: *Phys. Rep.* **28C** (1976) 147.
21. W. M. MACDONALD: *Phys. Rev.* **C20** (1974) 426.
22. J. E. MONAHAN—A. ELWYN: *Phys. Rev. Lett.* **20** (1968) 1119.
23. J. E. LYNN—J. D. MOSES: *J. Phys. G: Nucl. Phys.* **6** (1980) 1271.
24. J. CSEH—I. FODOR: *J. Phys. G: Nucl. Phys.* **11** (1985) 103.
25. J. CSEH: *J. Phys. G: Nucl. Phys.* **9** (1983) 655.
26. F. E. BERTRAND—K. VAN DER BORG—A. G. DRERTJE—M. N. KARAKEH—J. VAN DER PLICHT—A. VAN DER WOUDE: *Phys. Rev. Lett.* **40** (1978) 635.
27. J. SPETH—A. VAN DER WOUDE: *Rep. Prog. Phys.* **44** (1981) 719. K. VAN DER BORG—M. N. HORAKEH—A. VAN DER WOUDE: *Nucl. Phys.* **A365** (1981) 243. K. T. KNÖPFLE—G. J. WAGNER—Á. KISS—M. ROGGE—C. MAYER-BÖRICKÉ—TH. BAUER: *Phys. Lett.* **64B** (1976) 263. Á. KISS—C. MAYER-BÖRICKÉ—M. ROGGE—P. TUREK—S. WIKTOR: *Phys. Rev. Lett.* **37** (1976) 1188.
28. K. ITQH—S. OHSAWA—Y. TORIZUKA—T. SAITO—T. TERASAWA: *Phys. Rev.* **C23** (1981) 945.





# Új gamma- és elektronspektroszkópai mérőberendezések és módszerek\*

Fényes Tibor

\* E tanulmány a szerző „New Experimental In-Beam  $\gamma$ - and  $e^-$ -Spectroscopic Techniques” című előadásának átdolgozott magyar nyelvű változata. Az előadás a dubrovniki „Nuclear Structure, Reactions and Symmetries” nemzetközi konferencián (1986. június 5—15.) hangzott el.



THE JOURNAL OF THE  
ROYAL ANTHROPOLOGICAL INSTITUTE

1907

THE JOURNAL OF THE  
ROYAL ANTHROPOLOGICAL INSTITUTE  
PUBLISHED BY THE INSTITUTE  
1, BEDFORD SQUARE, LONDON, W.1

# Tartalom

<b>1. Bevezetés</b>	<b>51</b>
<b>2. Detektorok</b>	<b>52</b>
2.1 Félvezető detektorok	52
2.1.1 Germániumdetektorok	52
2.1.2 GaAs-, CdTe-, HgI <sub>2</sub> - és InSb-detektorok	56
2.1.3 Szilíciumdetektorok	57
2.1.4 Helyérzékeny félvezető detektorok	58
2.2 Szcintillációs detektorok	59
2.3 Szupravezető detektorok	61
<b>3. Gamma-spektrométerek</b>	<b>62</b>
3.1 Anticompton-spektrométerek (ACS)	62
3.2 Kristálydiffrakciós spektrométerek	66
3.3 A gamma-szögeloszlásmérések technikája	66
3.4 Gamma-sugár polariméterek	68
3.5 A (könnyű ion, párolgás $\gamma$ ) reakció vizsgálatának technikája	72
3.6 A (nehéz ion, párolgás $\gamma$ ) reakció vizsgálatának technikája	72
3.6.1 $< 4\pi$ berendezések	72
3.6.2 $\sim 4\pi$ berendezések	73
3.7 A Coulomb-gerjesztési vizsgálatok technikája	79
<b>4. Elektronspektrométerek</b>	<b>83</b>
4.1 Lencse és szolenoid transzport spektrométerek	88
4.2 Narancs és mininarancs spektrométerek	91
4.3 Kétszeresen fókuszáló mágneses spektrométerek	93
4.4 Szektorterű mágneses spektrométerek	93
4.5 Nem diszperzív mágneses spektrométerek	93
4.6 Szcintillációs belső párképzési spektrométerek	93



<b>5.</b>	<b>Élettartammérések</b>	<b>95</b>
5.1	Fékezési Doppler-eltolódás (DSA) és meglökési távolság (RD) módszerek	95
5.2	Elektronikus élettartam-mérési módszerek	98
5.3	Más technikák	99
<b>6.</b>	<b>Következtetések</b>	<b>100</b>
	<b>Irodalom</b>	<b>101</b>

## 1. Bevezetés

A jelen munka célja, hogy rövid áttekintést adjon az in-beam (azaz bombázórészecske-nyalámban végzett) gamma- és elektron-spektroszkópiai atommagkutató új mérőberendezéseiről és módszereiről.

Elsősorban a ciklotronok, illetve elektrosztatikus gyorsítók mellé telepített mérőberendezésekkel foglalkozunk, de az ismertetendő technikák jelentős része felhasználható más (pl. lineáris) gyorsítók, illetve reaktorok mellett, valamint radioaktív bomlásvizsgálatokra is. Ugyanakkor nem tárgyaljuk a töltött nehéz részecske spektrométereket, magnyomatékmérő berendezéseket stb. A céltárgykészítési technikákkal kapcsolatban utalunk a garchingi [1], gatlinburgi [2] és más konferenciák gazdag anyagára.

Az in-beam mérések jellemzője, hogy a vizsgálandó magsugárzás mellett jelentős háttérsugárzások (neutron, röntgen, gamma,  $\delta$ -elektron stb.) is fellépnek a céltárgyból, illetve környékéről. A spektroszkópiai technikák tárgyalásánál e problémákra külön figyelmet fordítunk.

A jelen munka témakörével kapcsolatban a 70-es évek végén, a 80-as évek elején több összefoglaló munka is megjelent (detektorok: [3—5], gamma-spektroszkópia: [6], elektronspektroszkópia: [7, 8], élettartammérések: [9—13]). Az ezekben leírt eredmények kiindulópontul szolgáltak a jelen munkához, amelyben elsősorban az 1980-as évek első felében elért eredményeket tárgyaljuk.

Köszönettel tartozom Dombrádi Zsolt, Kibédi Tibor, Kiss Árpád és Krasznahorkay Attila fizikus kollégáimnak hasznos megjegyzéseikért.



## 2. Detektorok

### 2.1 Félvezető detektorok

#### 2.1.1 Germániumdetektorok

A 60-as évek közepétől a gamma-spektroszkópia leggyakrabban használt detektorai a germániumdetektorok. Legfőbb előnyük a jó energiafeloldás, de a megfelelő detektálási hatások, széles tartományban lineáris energia—jelmagasság függés, meglehetősen jó impulzusemelkedési idő stb. is figyelemre méltó.

Működésüknek az az alapja, hogy a gamma-sugárzás a félvezetőben elektron-lyuk párokat kelt, amik megfelelő elektromos feszültséggel összegyűjthetők [14—17]. A nyert elektromos impulzus arányos a detektorban leadott energiával.

A germániumdetektoroknak három fő típusa van:

- záróréteges,
- lítiumelvándorlással (drifteléssel) előállított Ge(Li) és
- hipertiszta Ge [rövidítve Ge(HP)].

A záróréteges detektorok működése a p-n csatlakozásnál létrejövő töltésszegény (kiürített) rétegre van alapozva. A záróréteges detektorok hasznosak a töltött részecskék detektálására, de nehéz 1—2 mm-nél vastagabb aktív detektorréteget létrehozni. A lítiumdrift-technika lehetőséget adott nagyméretű (vastag záróréteggel rendelkező) detektorok készítésére, amik már gamma-spektroszkópiái célokra is megfelelnek. A Ge(Li)-detektorok p típusú germániumból készülnek, amiben az eredetileg  $\sim 10^{14}$  szennyezőkoncentráció lítiumdrifttel  $\sim 10^{10}$  akceptor/cm<sup>3</sup> alá csökkenthető. Manapság már általánosan elterjedtek a nagy,  $\sim 150$  cm<sup>3</sup> érzékeny térfogatú Ge(Li)-detektorok, és alkalmasint még nagyobbak is készíthetők. Az ultranagy tisztaságú germánium kifejlesztése (a

szennyezőkoncentráció kisebb, mint  $10^{10}$  atom/cm<sup>3</sup>) lehetővé tette nagy detektorok készítését lítiumdriftelés nélkül. E detektoroknak sok előnye van. Szobahőmérsékleten tárolhatók, bár hűtést kell alkalmazni, ha spektrométerként használjuk őket. A gyártási folyamat egyszerű, de az ultranagy tisztaságú anyag elég költséges.

A germániumdetektorokat főleg sík (planár), koaxiális és zárt végű koaxiális alakban gyártják. Az alacsony energiájú fotonspektrométerek (LEPS) igen vékony (rendszerint Be) ablakkal vannak ellátva.

A félvezető detektorok jellemző adatait az 1. táblázat összegzi.

A germániumdetektorok energiafeloldását főleg a következő tényezők szabják meg:

a) Statisztikus ingadozás az elektron-lyuk párok számában, valamint az egy pár keltéséhez szükséges energiában. Az  $e$  miatt fellépő energiafeloldás (a teljes jelszélesség félmagasságnál, röviden félértékszélesség):  $FWHM = 2,35\sqrt{F\varepsilon E_\gamma}$ , ahol  $F$  a Fano-tényező,  $\varepsilon$  az egy elektron-lyuk pár keltéséhez szükséges átlagenergia (lásd 1. táblázat) és  $E_\gamma$  a gamma-sugárzás kvantumenergiája.  $F=0$  lenne akkor, ha a teljes abszorbeált energia ionizációra fordítódna, azaz nem lépne fel más energiaelnyelő folyamat (pl. atomi vagy kristályrácsgerjesztés). Ha az ionizáció ritka lenne az egyéb energiavesztéssel járó folyamatokhoz képest,  $F=1$  értéket venne fel. A valóságban a közbenső eset valósul meg.  $F$  mért értéke kis ( $<1$  cm<sup>3</sup>) germániumdetektorra 0,08; nagyobbakra 0,13 körüli érték [17].

b) A párok gyűjtési határfoka.

c) Az előerősítő és főerősítő rendszer elektronikus zaja.

A germániumdetektorok energiafeloldását sok szerző részletesen vizsgálta [15, 17, 21, 22]. Owens szerint [23] egy 86 cm<sup>3</sup>-es Ge(HP)-detektor uralkodó zaja az  $E_\gamma > 200$  keV tartományban a töltésgyűjtési effektusokból ered. Egyszerű félempirikus formulát adott meg, ami a félértékszélességet a gamma-sugár energiájának függvényében írja le. Jelenleg már az energiafeloldás nincs messze az elméletileg elérhető legjobb feloldástól. Egy jó Ge(Li)-detektor energiafeloldása  $\sim 2$  keV (1,33 MeV-nál), ami több mint egy nagyságrenddel jobb, mint a NaI(Tl)-detektoré.

A germániumdetektorok határfoka számítható a lineáris foto-, Compton- és párabSORPCÍÓS együtthatókból (lásd pl. Gmuca és



1. táblázat. A félvezető detektorok jellemzői [15, 18, 19, 20]

Detektorjellemző	Ge	Si	Szobahőmérsékleten is működő detektorok			InSb [19]	
			GaAs	CdTe	HgI <sub>2</sub>		
Rendszám (Z)	32	14	31; 33	48; 52	80; 53, 53	49; 51	
Sűrűség, g/cm <sup>3</sup> 290 K	5,33	2,33	5,32	5,86	6,36	5,78	
Sávzélesség (E <sub>g</sub> ), eV	290 K	0,67	1,11	1,35	1,44	2,13	0,16
A párkeltés átlagenergiája (ε), eV	77 K	2,98	3,76				
	300 K		3,61	4,2	4,43	4,2	
Elektronmozgékonyosság, cm <sup>2</sup> /Vs	77 K	3,6 · 10 <sup>4</sup>	~4 · 10 <sup>4</sup>				
	290 K	3800	1900	8800	1200	≈100	78 000
Lyukmozgékonyosság, cm <sup>2</sup> /Vs	77 K	4,2 · 10 <sup>4</sup>	~1,8 · 10 <sup>4</sup>				
	290 K	1820	500	400	50	≈10	750
Tipikus detektorvastagság, cm		≈6	≈1	0,01	≈0,2	≈1 [20]	igen kicsi
Gamma-sugár energiafeloldás (FWHM), keV (662 keV-nál)	77 K	0,9	0,9				várhatóan 2-szer jobb, mint Ge-nál
	300 K			2,6 (60 keV-nél)	8	4,5	

Ribanský [24] munkájában), és viszonylag egyszerűen mérhető ±(2—5)% pontossággal. Itt jegyzem meg, hogy a fotoeffektus hatáskeresztmetszete Z<sup>5</sup>-nel, a Compton-effektusé Z-vel, a párképzése Z<sup>2</sup>-tel arányos, ahol Z az elnyelő anyag rendszáma. Ez azt jelenti, hogy a <sup>14</sup>Si-hez képest a <sup>32</sup>Ge lényegesen jobb detektálási

hatásfokkal rendelkeznek, de kívánatos lenne még magasabb rendszámú félvezető detektor kifejlesztése is (lásd a 2.1.2 pontban).

A germániumdetektor jeleinek idősjátságai nem olyan jók, mint a plasztikszcintillátoroké. Prompt válaszfüggvényen azt az időspektrumot értjük, amit azonnali ( $\lesssim 1$  ps) gamma-kaszkádbomlás esetén mérhetünk két detektorral. Ez a félértékszélességgel jellemezhető, valamint a bomlásgörbe meredekségének a logaritmusával ( $\tau_{1/2}$ ). Ha második detektornak gyors plasztikszcintillátort választunk, a detektorok időjellemezői a következők [13]:

Plasztik (NE111):

$$\text{FWHM} = 0,28 \text{ ns (100—1000 keV-nál),}$$

$$\tau_{1/2} = 0,076 \text{ ns,}$$

Ge(Li) (valódi koaxiális,  $35 \text{ cm}^3$ ):

$$\text{FWHM} = 5,7 \text{ ns (1332 keV-nál),}$$

$$\tau_{1/2} = 0,31 \text{ ns.}$$

A viszonylag nagy félértékszélesség ellenére súlypont-eltolódási módszerrel ns, illetve ns alatti élettartamok mérése is lehetséges Ge(Li)-detektorral [13, 25].

Robertson [26] részletesen vizsgálta a töltésgyűjtési jellemzők hatását a koaxiális Ge(HP)-detektorok időkarakterisztikáira. Optimális eredményt akkor nyert, amikor az elektronok a detektor centruma felé haladtak, és a kristály szennyezőkoncentrációja  $10^{10}/\text{cm}^3$  rendű volt.

Gyors neutronok diszlokációkat kelthetnek a germániumkristályban, amik az energiefeloldás, impulzusemelkedési idő és más jellemzők romlását eredményezik. Kraner és mtsai [27], valamint Ewan [15] szerint a Ge(Li)-detektorokban érezhető sugárkárosodás lép fel  $10^9$ — $10^{10}/\text{cm}^2$  gyorsneutron-dózis megkapása után. Kraner és mtsai közlése szerint hőkezeléssel és újradrifteléssel a Ge(Li)-detektorok többször is felújíthatók.

A nagy tisztaságú germániumdetektorok szintén károsodnak neutron, proton és más töltött részecskékkel való besugárzás esetén, és ezek is felújíthatók  $\sim 250$  °C-on való hőkezeléssel. Pehl és mtsai



[28] szerint számos detektor több mint 40 sugárkárosodás—hőkezelés ciklus után is megőrizte detektálási sajátosságait. A felületi szennyeződés elkerülése érdekében a hőkezelést igen tiszta körülmények között kell végezni.

Mivel az energiafeloldás romlását okozó hatások közül a lyukak csapdába esése a legfontosabb, a fordított elektródájú koaxiális germániumdetektorok (amik n típusú germániumból készülnek, és a negatív nagyfeszültség a detektorperiférián van) kb. 30-szor kevésbé érzékenyek a sugárkárosodásra, mint a hagyományos Ge(Li) vagy Ge(HP) koaxiális detektorok (amiket p típusú germániumból gyártanak, és amiknél pozitív nagyfeszültség van a periférián). Ez azért van így, mert a detektoranyag zöme a periférián található, és a gamma-sugár—detektor kölcsönhatások zöme ott történik. Pehl és mtsai [29] szerint egy fordított feszültségű Ge(HP) koaxiális detektornál csak  $\sim 10^{10}$  n/cm<sup>2</sup> gyorsneutron-dózis okozott érezhető energiafeloldás-romlást, míg egy azonos méretű hagyományos Ge(HP) koaxiális detektornál már  $\sim 3 \cdot 10^8$  n/cm<sup>2</sup> is.

### 2.1.2 GaAs-, CdTe-, HgI<sub>2</sub>- és InSb-detektorok

A GaAs, CdTe és HgI<sub>2</sub> félvezető anyagok sávszélessége, valamint a CdTe és a HgI<sub>2</sub> átlagrendszáma az 1. táblázat szerint lényegesen nagyobb, mint a germániumé. Sokéves fejlesztőmunka eredményeként mindhárom anyagból sikerült olyan félvezető gamma-detektorokat készíteni, amelyek szobahőmérsékleten is működnek, és jó hatásfokkal rendelkeznek [18—20, 30, 31].

E detektorok számos gyakorlati alkalmazást nyertek (pozitron-tomográfia, gamma-kamrák, doziméterek stb.), mivel jobb az energiafeloldásuk, mint a NaI(Tl)-szcintillátoroké, nagy az érzékenyséjük, és hűtést nem kívánnak. Szélesebb körű alkalmazásuknak azonban határt szab, hogy általában csak kis méretekben állíthatók elő és költségesek. A magspektroszkópiai alapkutatásban nem terjedtek el, mivel a germánium- és szilíciumdetektorok alacsony hőmérsékleteken jobb energiafeloldással és (a nagyobb méretek miatt) jobb hatásfokkal rendelkeznek.

Az előbb említett anyagokkal ellentétben az InSb-nak még kisebb sávszélessége van, mint a germániumnak (lásd 1. táblázat). Mind-

azonáltal az InSb-ból készült detektor a magas rendszám, nagy elektronmozgékonyosság stb. miatt potenciálisan sok előnnyel rendelkezik. McHarris szerint [19] alkalmazásától kétszeres energiafeloldás, 12-szeres csúcs per Compton arány és 9-szeres hatékonyságjavulás (per mól) várható a Ge-hoz viszonyítva. Sajnos, jelenleg csak kisméretű sajátvezető (intrinsic) InSb-detektorok állíthatók elő, amiket főleg infravörös-spektroszkópiai célokra használnak.

### 2.1.3 Szilíciumdetektorok

A szilíciumdetektorokat a kis rendszám (és ebből következően alacsony fothatásfok) miatt elsősorban röntgen-, lágy gamma-, valamint töltött részecske ( $\alpha$ ,  $e^-$  stb.) sugárzások detektálására használják. Általában 1—2 mm detektorvastagságig n-p záróréteges, nagyobb vastagságoknál Si(Li)-detektorok használatosak [15, 16, 32].

Újabban Shiraishinak és Takaminak [33] sikerült 3—4 mm vastag felületi záróréteges detektorokat is készíteni nagy tisztaságú, p típusú szilíciumkristályokból, melyek specifikus ellenállása nagyobb volt, mint 80 k $\Omega$  cm. A teljesen kiürített,  $\geq 1$  cm<sup>2</sup> területű detektorok energiafeloldása 3,3 keV volt (976 keV elektronenergiánál és 77 K hőmérsékleten).

Manapság már igen nagy felületű (> 120 cm<sup>2</sup>), nagy specifikus ellenállású felületi záróréteges (potenciálfalás) [Si(SB)] szilíciumdetektorok is elérhetővé váltak (Kim és mtsai [34] és mások).

A felületi záróréteges szilíciumdetektorok időfeloldása igen jó; a prompt válaszfüggvényre 0,2 ns rendű félértékisélesség is elérhető [13]. Ennek megfelelően koincidenciamérésekre hatékonyan használhatók.

A szilíciumdetektoroknál  $\sim 10^{10}$  n/cm<sup>2</sup> vagy nagyobb gyorsneutron-dózisok érezhető károsodást okoznak (Ewan [15]). A sugárkárosodás megnövekedett visszarámban, romló energiafeloldásban, hosszabb kimeneti impulzusfelfutási időben, az anyagtípus megváltozásában stb. jelentkezik. A detektor jellemzőinek romlását főleg a visszáram növekedése okozza, ami a sugárzás típusától ( $e^-$ , n, p stb.) függő tapasztalati „károsodási állandóval” jellemezhető.



A szilíciumdetektorok károsodási együtthatóira nyert eredményeket Kraner [35] összegezte. A sugárkárosodott Si(Li)-detektorok felújíthatók néhány napon át folytatott lítium-újradrifteléssel (pl. 100 °C-on, 200 V feszültségnél; Walton és mtsai [16]).

A Si(SB)-detektorok felhasználhatók 20 keV alatti konverziós elektronok vizsgálatára is. Petersen [36] egy 50 mm<sup>2</sup>-es n típusú Si(SB)-detektorral 600 eV félértékszélességet kapott (14 keV-os elektronokra, folyékony nitrogén hőmérsékletén).

Ohya és mtsai [37] Si(SB) dE/dx- plusz Si(Li) E-detektor teleszkópot használtak annak érdekében, hogy csökkentsék a Compton-hátteret a belső konverziós elektron méréseknél. E konverziós elektronteleszkópra 482 keV-nál 4,7 keV energiafeloldást kaptak.

A félvezető detektorok precíziós magspektroszkópiai alkalmazásairól jó összefoglalás található Vylov és mtsai [38] munkájában.

#### 2.1.4 Helyérzékeny félvezető detektorok

Helyérzékeny detektorok kifejlesztése fontos a mágneses spektrométerek, magreakció-vizsgálatok és különböző más alkalmazások céljaira. Az elért eredményekről jó áttekintés található Laegsgaard [39] (1979) és Hasegawa [40] (1982) munkáiban.

Az England és mtsai [41] által készített egydimenziós szilícium-sávdetektor helyfeloldása 12 μm volt. A müncheni csoport által kifejlesztett szilícium-sávdetektorok 4,5 μm lineáris feloldást értek el (Hofmann és mtsai [42]). Kétdimenziós helyzetérzékeny félvezető detektorokat is készítettek és tanulmányoztak több kutatócsoportban [43].

Egy új töltésszállítási rendszert javasolt Gatti és Rehak [44], amelyben a töltésszállításért felelős tér független a záróréteg terétől. E szilícium-„driftkamrában” ugyanolyan helyzetérzékenység (2—5 μm) érhető el, mint egy igen finom mikrosávdetektorban, ugyanakkor többszázszor kevesebb kiolvasó csatornára van szükség.

Luke és mtsai [45] olyan germániumdetektort írtak le, amelyben beépített merőleges driffteret alkalmaztak. ≤0,5 mm egydimenziós helyzetérzékenységet értek el ~2,5 × 2,5 cm<sup>2</sup> aktív felületen (60 keV-os

gamma-kvantumokra). A gyártás és a csatlakozó elektronika egyszerűsége vonzó alternatívát jelent a diszkrét sávdetektorokkal szemben.

## 2.2 Szcintillációs detektorok

A szcintillációs detektorok energiafeloldása több mint egy nagyságrenddel rosszabb, mint a Ge(Li)-detektoroké. Ugyanakkor nagy térfogatú és egzotikus alakú szcintillátorok is készíthetők [pl. csináltak már 100 l térfogatú NaI(Tl)-egykristályt]. Így a szcintillációs detektorok használata előnyös, ha nagy hatásfokra van szükség. További előny, hogy a szcintillációs detektoroknak (különösen a plasztikoknak) kiváló időfeloldása van.

Néhány szervesetlen szcintillátor jellemző adatai a 2. táblázatban láthatók.

2. táblázat. Néhány szervesetlen szcintillátor sajátságai [46, 57, 58]

Anyag	Sűrűség g/cm <sup>3</sup>	Utánvilágítási idő, $\mu$ s	Szcintillációs hatékonyság	Megjegyzés
NaI (Tl)	3,67	0,23	100	higroszkopikus
CaF <sub>2</sub> (Eu)	3,18	0,94	50	nem higroszkopikus
CsF	4,11	0,005	$\approx 4$	higroszkopikus
BaF <sub>2</sub>	4,88	$\left\{ \begin{array}{l} 0,62 \text{ (lassú)} \\ \text{komponens)} \\ 0,0008 \text{ (gyors)} \\ \text{komponens)} \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 20 \text{ (lassú)} \\ \text{komponens)} \\ 4 \text{ (gyors)} \\ \text{komponens)} \end{array} \right.$	nem higroszkopikus
CsI(Tl)	4,51			1,0
Bi <sub>4</sub> Ge <sub>3</sub> O <sub>12</sub>	7,13	0,30	$\approx 12$	nem higroszkopikus
CdWO <sub>4</sub>	7,90	$\approx 5$	20—40	nem higroszkopikus

A szervesetlen szcintillátorok sajátságairól, valamint a NaI(Tl)-detektorok előállításának és működtetésének technikájáról részletes összefoglaló található Heath és mtsai [46] munkájában.

Az utóbbi néhány évben a bizmut-germanát (Bi<sub>4</sub>Ge<sub>3</sub>O<sub>12</sub> vagy röviden BGO) gamma-detektorok nagy érdeklődést keltenek. Ez anyag átlagos rendszáma (és fotodetektálási hatásfoka) nagy, így alkalmazása előnyös olyan esetekben, amikor kevés hely áll ren-



delkezésre (pl.  $\sim 4\pi$  berendezésekben, lásd a 3.6.2 pontban). Sajnálatos módon a BGO-detektorok szcintillációs hatásfoka (fényhozama) nagyságrendileg kisebb, mint a NaI(Tl)-detektoroké, és az energiafeloldás is rosszabb [BGO:  $\sim 15\%$ , NaI(Tl):  $\sim 7\%$  662 keV-nál]. További hátránya a BGO-detektoroknak a szcintillációs hatásfok és fluoreszcencialecsengési idő erős hőmérsékletfüggése. A BGO-kristályok hatásfokát a [47—51], fluoreszcencialecsengési idejét az [52], sugárkárosodását az [53], a BGO-fény szilícium-fotodiódával való detektálását az [54], a gamma-spektroszkópiai alkalmazásokat az [55, 56] munkákban vizsgálták.

Wisshak és Käppeler [57] nagy, 1—2 l térfogatú BaF<sub>2</sub>-kristályokat használt gamma-spektroszkópiai célokra.  $\sim 12\%$  energiafeloldást (662 keV-nál) és  $\sim 0,4$  ns időfeloldást (<sup>60</sup>Co-vonalakra, 300 keV küszöbnél) kaptak egyidejűleg. A BaF<sub>2</sub> felülmúlja a NaI(Tl)-ot vagy BGO-ot olyan esetekben, amikor a jó időszajtságokra van szükség.

A CsF-kristályok időfeloldása szintén jó. E szcintillátorra Moszyński és mtsai [58] <sup>60</sup>Co-forrással 0,23 ns időfeloldást kaptak, ami a plasztikszcintillátorokéhoz hasonló érték.

A tallium-halogenid (pl. TlBr) detektorok sokat ígérők 10 MeV feletti gamma-energia és intenzitásmérésekre (Hofstadter [59]).

A szerves szcintillátorok sajátságairól Brooks írt részletes összefoglalót [60]. A kristály (antracén, stilbén), folyadék (PBD, PPO, NE238A) és plasztik (Naton, NE102A, NE104, NE111, Pilot B, Pilot U stb.) szerves szcintillátorok nagyon hasznosak olyan esetekben, amikor jó időjellemzők szükségesek. Pl. a NE111 plasztikszcintillátor időfeloldása 0,132 ns (<sup>60</sup>Co  $\gamma$ - $\gamma$  koincidienciára; Bengtson és Moszyński [61]). A szerves szcintillátorok neutrondetektálásra is jól használhatók (protonmeglökés útján).

A „phoswich” összetett detektoroknak több típusa van. A Pastor és mtsai által leírt rendszer [62] optikailag összecsatolt vékony CaF<sub>2</sub>(Eu) dE/dx- és NE213 folyékony E-szcintillátorokból áll, ami képes gamma-sugarak, neutronok és 10—100 MeV energiájú töltött részecskék (p, d, t,  $\alpha$ ) detektálására és azonosítására. A phoswich detektorok — a kis méret és egyszerű elektronikus körök miatt — széleskörű elterjedésre is számot tarthatnak olyan esetekben, amikor sokcélú könnyűrészecske-detektorra van szükség.

A fotoelektron-sokszorozók és mikrocsatornás lemez- (MCP-) detektorok területén elért új eredményekről számos közlemény található pl. az orlandói konferencia anyagában [5]. Az MCP-detektorokról jó összefoglaló áttekintést ad Wiza munkája (lásd a [3]-as anyagban).

### 2.3 Szupravezető detektorok

A szupravezető anyagok spektroszkópai sugárdetektorként való alkalmazását több szerző vizsgálta [63—66].

Kurakado számításai szerint [64] az  $\varepsilon$  átlagenergia (ami egy többlet-kvázirészecske keltéséhez szükséges egy Cooper-elektron-pár felhasításával) terjedelmes szupravezető Sn-ban 0,97 meV (0 K-nél), és a Fano-együttható,  $F=0,20$ . Az  $\varepsilon \cdot F$  szorzat  $\sim 1/750$ -szerese a germánium félvezető hasonló adatának, következésképpen az energiafeloldás statisztikai korlátozottsága várhatóan  $\sim 1/27$ -szeresen csökken.

Ishibashi és mtsai [65] vizsgálták, hogyan használhatók fel az alagút-záróréteges kiterjedt szupravezetők magspektroszkópai célokra. Különböző típusú szupravezető alagút-zárórétegeket javasoltak, melyeknek nagy volt a felületük, és nagy potenciálfal-áteresztő képességgel rendelkeztek. Ez azért fontos, hogy minél több kvázirészecskét összegyűjtsenek, amit a sugárzás a szupravezetőben keltett.

Barone és mtsai [66] szupravezető alagút-zárórétegre alapozott energiaérzékeny detektorra (előzetes) kísérleti adatokat is közöltek.

Az eredmények biztatóak, mindazonáltal a szupravezető gamma-detektor kifejlesztése inkább a jövő ígérete, mint a jelen valósága.



### 3. Gamma-spektrométerek

Az in-beam gamma-spektroszkópia feladata a magreakciókban emittált gamma-sugarak jellemzőinek mérése, a magnívók sajátságainak levezetése és a gerjesztett állapotok természetének meghatározása, összevetése az elmélettel.

Ebben a feladatkörben az egyszerű gamma-spektrum felvétele [pl. Ge(Li)-detektorral] csak az első lépés. A következőkben röviden összefoglaljuk a komplikáltabb in-beam gamma-spektroszkópai technikák területén elért új eredményeket.

#### 3.1 Anticompton-spektrométerek (ACS)

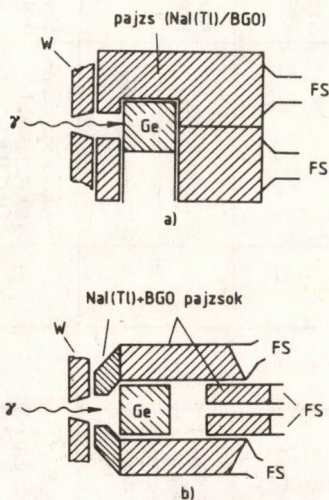
Egy germániumdetektorral felvett gamma-spektrumban a fotoncsúcban észlelt beütésszám általában csak kis tört része a teljes beütésszámnak. Az anticompton-spektrométerekben a centrális (általában germánium-) detektort körülveszik valamilyen jó detektálási határfokú pajzsdetektorral, ami letiltó jelet ad a központi detektorra, ha pl. Compton-kiszóródás folytán egyidőben mindkét detektorban van beütés.

Néhány ACS elrendezés vázlata az 1. ábrán látható. Mivel a fotonok többsége kisszögű Compton-szórást szenved, általában az aszimmetrikus berendezést részesítik előnyben.

A 80-as években épült néhány ACS jellemzőit a 3. táblázatban összegeztük.

A megépült ACS-ek többségében germániumkristály a központi detektor, és NaI(Tl) vagy a nagy sűrűségű BGO a pajzs. A

spektrométerekkel a Compton-háttér széles energiaváltozáson kb. egy nagyságrenddel csökkenthető. Ennek megfelelően javul a spektrum minősége, a gyenge, kis energiájú csúcsok észlelhetősége



1. ábra. Különböző anticompton-spektrométer elrendezések (FS: fotoelektron-szorzó, W: volfrámkollimátor)

és a csúcs/teljes arány ( $P/T$ ). Pl. egy  $120 \text{ cm}^3$ -es germániumdetektornál a  $P/T$  értéket  $\sim 20\%$ -ról  $\sim 60\%$ -ra sikerült növelni a  $^{60}\text{Co}$ -vonalainál,  $100 \text{ keV}$  küszöb felett [75]. E javulásnak a  $\gamma$ - $\gamma$  koincidenziavizsgálatoknál is nagy jelentősége van, mivel a foto-csúcsok közötti  $x$ -szeres koincidenziaintenzitás  $(P/T)^x$ -nel arányos [74]. Az előbbi példában  $x=2$  esetén  $(P/T)_{\text{Ge}}^2 = 0,04$ , illetve  $(P/T)_{\text{ACS}}^2 = 0,36$ , azaz 9-szeres javulás érhető el.

Az ACS-ek tervezéséhez ma már részletes effektivitászámítások állnak rendelkezésre. Vizsgálták, hogyan függ a lenyomási tényező az elrendezés típusától, a detektorok méreteitől, a holtréteg vastagságtól stb.



3. táblázat. Néhány anticompton gamma-spektrométer jellemzői\*

Detektorok			Jellemzők, eredmények				Megjegyzések	Hivatkozás
Központi	Pajzs	Elrendezés	Tér- szög, msr	Compton-lenyomás	Hatásfok			
					Szá- mitott	Mért		
Ge (HP)	NaI (Tl)	a)	120	11,8 átlag a $100 < E_\gamma < 1000$ keV energiatartományra	+	+	Aarts és mtsai [67], 1980	
Ge (Li)	NaI (Tl)	a)		a Ge (HP) vékony holtrétege javítja a Compton-lenyomást a a Ge (Li)-hoz viszonyítva	+	+	1 mm holtréteg	Aarts és mtsai [68], 1980
Ge (HP)							0,22 mm holtréteg	
Ge (Li)	NaI (Tl)	a)	54	7—12 az $150 \leq E_\gamma \leq 1100$ keV energiatartományra			$\gamma$ - $\gamma$ koincidenciamérésekre, javaslat 2 Ge (Li) + 1 NaI (Tl) ACS-re	Herges, Klapdor [69], 1981
Ge (Li)	NaI (Tl)	a)	~90	3,5—5,3 az $80 \leq E_\gamma \leq 1100$ keV energiatartományra			egyszerű és $\gamma$ - $\gamma$ koincidencia mérésekre, csúcstelvetési mérések	Dracoulis [70], 1981

Ge	NaI(Tl)	a)	~ 90	3—11 az $80 \leq E_\gamma \leq 1090$ keV tartományra	+	+		Byrne, Dracoulis [71], 1985
	BGO				+			
Ge	NaI(Tl)	a)			+		BGO/NaI összehasonlító méret számítás a BGO pajzs méretei a NaI(Tl) méreteinek közel felére csökkenthetők	Mohsen [72], 1983
	BGO				+			
BGO	plasztik ND-100	Kút típusú	7,6—23			+	$E_\gamma = 4,4—26,6$ MeV energiatartományban használják	Wagenaar és mtsai [73], 1985
Ge	BGO	a)	~ 69	számított különböző paraméterek függvényében	+		4 $\pi$ berendezés részére; neutronérzékenységi mérések	Lieder és mtsai [74], 1984
		szimmetrikus			+			
Ge(HP) n-típus	BGO + NaI(Tl)	b)		3—11 az $80 \leq E_\gamma \leq 1050$ keV tartományban		+	kisméretű, 4 $\pi$ berendezéshez	Nolan és mtsai [75], 1985

\* Sok más ACS is épült nagyobb berendezések részeként (lásd a 3.6 pontot)

A + jelek azt jelentik, hogy a hivatkozott dolgozatokban adatok találhatóak a hatásfokra



### 3.2 Kristálydiffrakciós spektrométerek

Bár a jelenleg leggyakrabban használt gamma-spektrométer a germániumdetektoros, a kristálydiffrakciós spektrométernek is megvan a létjogosultsága, mivel a lágy gamma-sugárzásokra igen jó az energiafeloldása.

A különböző típusú kristálydiffrakciós spektrométerekkel  $\leq 10^{-4}\%$  precizitást értek el az energiámérésekben 40 és 400 keV között. A görbült kristály spektrométerekkel elérhető feloldás 400 keV alatt lényegesen jobb, mint a germániumdetektoroké, de a detektálás hasznos térszöge kicsi (kb.  $10^{-5}$  rendű), így csak nagy intenzitású sugárzások esetén válnak be igazán. A kristálydiffrakciós spektrométerekről részletes összefoglalást ad Knowles [76] munkája.

### 3.3 A gamma-szögeloszlásmérések technikája

A magreakciókat követő gamma-sugárzás szögeloszlásának mérése az in-beam gamma-spektroszkópia standard technikája lett a magspin-meghatározásra. A közbenső mag orientációja (alignment) közelítőleg megmarad a párolgási folyamat alatt, következésképpen az orientált állapotból fellépő gamma-sugárzásnak általában anizotrop szögeloszlása van.

A gamma-sugarak szögeloszlása a következő formulával írható le [6]:

$$W(\theta) = 1 + \sum_{\lambda} \rho_{\lambda}(J_i) B_{\lambda}(J_f, J_i, L, \delta) P_{\lambda}(\cos \theta), \quad (1)$$

ahol  $\theta$  a nyáláb irányához viszonyított szög,  $P_{\lambda}$  Legendre-polinom,  $\lambda$  értéke a gyakorlatban 2 és 4-re korlátozódik,

$$B_{\lambda}(J_f, J_i, L, \delta) = \frac{F_{\lambda}(L, L, J_f, J_i) + 2\delta F_{\lambda}(L, L, J_f, J_i) + \delta^2 F_{\lambda}(L, L, J_f, J_i)}{1 + \delta^2},$$

$J_i$ ,  $J_f$  a kezdeti, illetve végső magállapot spinje,  $L$ ,  $L'$  a kevert gamma-sugárzás multipólusjellemzői,  $\delta$  a multipóluskeveredési arány, az  $F_\lambda$  együtthatók táblázatosan megtalálhatók a [6] munkában,  $\rho_\lambda(J_i)$  a kezdeti állapot orientációját leíró, statisztikus tenzorok.

A gamma-szögeloszlásmérésekből a

$$W(\theta) = 1 + A_2 P_2(\cos \theta) + A_4 P_4(\cos \theta)$$

kifejezés  $A_2$  és  $A_4$  együtthatói meghatározhatók. Mindazonáltal ez kevés ahhoz, hogy az (1) formulában szereplő összes paramétert (azaz — legfeljebb kvadrupólusátmenetet feltételezve — a  $\rho_2$ ,  $\rho_4$ ,  $\delta$ ,  $J_i$ ,  $J_f$ ,  $L$ ,  $L'$  paramétereket) meghatározzuk. Még ha a  $J_f$ ,  $L$  és  $L'$  mennyiségeket ismertnek vesszük, a meghatározandó paramétereinek száma akkor is négy.

A  $\rho_2$  és  $\rho_4$  paraméterek csak az orientált állapotok előállításának módjától, azaz a reakciómechanizmustól függenek. A közbensőmagreakcióknál megállapítást nyert, hogy az állapotbenépesítés a nyaláb irányához viszonyítva lapult forgásellipszoid irányultsággal történik (oblate alignment) [77]. A közbenső magból történő részecske- és fotonemisszió véletlen (sztochasztikus) jellege alapján várható [78], hogy az alállapotok benépesítése Gauss-eloszlás alakú:

$$P(m) = N \exp(-m^2/\sigma^2),$$

ahol  $N$  normalizáló faktor,  $\sigma$  az eloszlás szórása és  $m$  az impulzusnyomaték komponense a nyalábirányra vonatkozóan. Diamond és mtsai tényleg Gauss-függvény alakú alállapot-eloszlást találtak nehézion-reakciókban [79].

A Gauss-függvény alakú alállapot-eloszlás érvényességét sok magnál és sokféle magreakcióra vizsgálták (Ekström és mtsai [80], Engelbertink és mtsai [77], Ionescu és mtsai [81], Butler és Nolan [82], Zobel és mtsai [83] stb.). Zobel és mtsai azt a következtetést vonták le, hogy a Gauss-függvény alakú alállapot-eloszlás feltevése beválik nehéz ionokkal létrehozott reakciók szögeloszlás-analízisénel. Könnyű bombázórészecskéknél a mag orientációja erős változást mutat a belépő energia függvényében. Gauss-függvény alállapot-eloszlás feltevése csak akkor konzisztens a kísérleti ada-



tokkal, amikor vagy a kaszkád, vagy a direkt benépesítés az uralkodó.

Amennyiben véges méretű detektorral végzünk szögeloszlásmérést, az (1) szögeloszlási formulában a Legendre-polinomok mellett  $Q_2$  gyengítési tényezőket is kell szerepeltetni. A  $Q_2$  és  $Q_4$  gyengítési tényezők numerikus értékei különböző magfizikai táblázatos munkákban megtalálhatók [pl. hengeres NaI(Tl)-detektorokra, különböző geometriai elrendezések mellett, a gamma-sugár energiájának függvényében].

A térszögkorrekció meghatározását germániumdetektorokkal végzett gamma-szögeloszlás- (vagy korreláció-) mérésekhez újabban Bruijn és Lourens [84], valamint Bolotin [85] vizsgálta. Bolotin azt a következtetést vonta le, hogy az elérhető számítási technikák nagyon megbízhatóak, és ugyanakkor előnyben részesítendőek gyakorlati szempontok miatt is.

### 3.4 Gamma-sugár polariméterek

A lineáris polarizáció mérése fontos információt szolgáltat az átmenet multipolaritására, a multipóluskeveredési arányra és a gamma-sugárzás elektromos vagy mágneses természetére. A két germániumdetektoros Compton-polariméterek jellegzetes elrendezése a 2. ábrán látható.

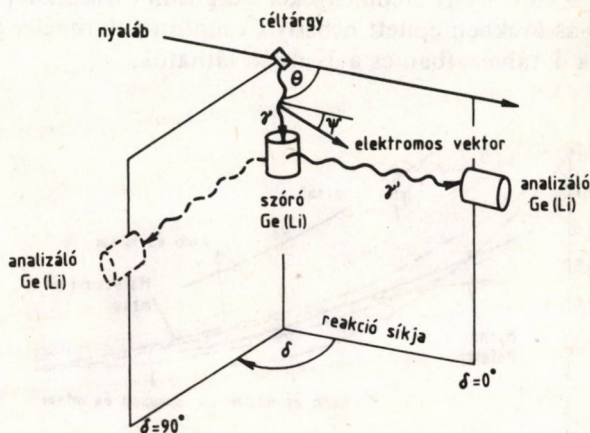
A polarizációméréseket rendszerint  $\theta = 90^\circ$ -nál végzik, mivel e szögnél várható a legnagyobb érzékenység.

A polarizáció hagyományos definíciója a következő:

$$P(\theta) = \frac{W(\theta, \psi = 0^\circ) - W(\theta, \psi = 90^\circ)}{W(\theta, \psi = 0^\circ) + W(\theta, \psi = 90^\circ)},$$

ahol  $W(\theta, \psi)$  a gamma-sugarak polarizációs eloszlása. Kísérletileg a teljes energiájú csúcsok hozamát mérik (azaz az összegkoincidenenciákat a szóró- és analizódetektorról):  $N_{||}$ -t  $\delta' = 0^\circ$ -nál és  $N_{\perp}$ -t  $\delta' = 90^\circ$ -nál. Az aszimmetriaparamétert  $A = (N_{||} - N_{\perp}) / (N_{||} + N_{\perp})$  alakban definiálják. A  $P$  és  $A$  paraméterek  $P(\theta) = -A/S$  összefüggésben vannak, ahol  $S$  a polariméter érzékenysége, ami a beeső foton energiájától, a koincidenencia-rendszer diszkriminációs szint-

jeitől és a polariméter geometriájától függ. Az  $S$  kísérletileg mérhető ismert polarizációjú gamma-sugarak felhasználásával, vagy számítható a Klein—Nishina-formula adott geometriára vonatkozó numerikus integrálásával.



2. ábra. A két germániumdetektoros gamma-sugár Compton-polariméterek szokásos elrendezése

A kétdetektoros polariméterek polarizációs érzékenységét hagyományosan az  $S_0$  érzékenység függvényében adják meg.  $S_0$  az az érzékenység, ami pontszerű szóró- és analizárodetektor esetén mérhető, ha a két detektort összekötő egyenes merőleges a beeső sugárzás irányára. Levezethető, hogy  $S_0 = (1 + K)/(1 + K + K^2)$ , ahol  $K = hv/m_0c^2$ .  $S_0$  az elérhető érzékenység felső határa, mivel véges méretű detektorokra a térszögek szerint átlagolni kell, ami szükségszerűen csökkenti az érzékenységet.

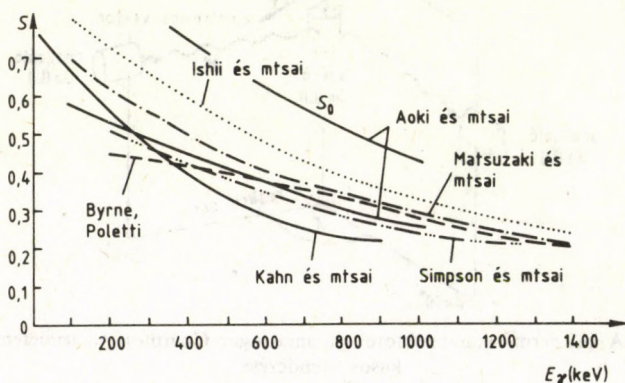
A különböző polariméterek összehasonlítására célszerű az  $F$  „érdemi” paramétert bevezetni, ami az  $F = S^2 \varepsilon_c$  összefüggéssel definiálható [86]. Itt  $\varepsilon_c$  a koincidenciamérés hatásfoka. Egymástól távollevő szóró- és analizárodetektorokkal nagy érzékenység érhető el, de ekkor a koincidencia-hatásfok kicsi lesz.

Lineáris polarizáció egyetlen planár Ge(Li)-detektorral is mérhető (Litherland és mtsai (1970) [87]; azonban a két vagy több



Ge(Li)-detektoros rendszerek általában hatékonyabbak és érzékenyebbek. Butler és mtsai 1973-ban [88], Ashibe és mtsai 1975-ben [89] három Ge(Li)-detektoros Compton-polarimétereket ismertettek. A polarizációmérések elméletével és technikájával kapcsolatban 1979 előtt nyert eredményeket Ferguson összegezte [90].

A 80-as években épített néhány Compton-polariméter jellemző adatai a 4. táblázatban és a 3. ábrán láthatók.



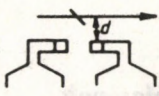





3. ábra. Néhány Ge-detektoros Compton-polariméter érzékenysége ( $S$ ) a gamma-energia ( $E_\gamma$ ) függvényében. Hivatkozásokat lásd a 4. táblázatban

Aoki és mtsai [91], valamint Byrne és Poletti [92] két standard horizontális koaxiális Ge(Li)-detektort használtak polarizációmérésekre. Berendezéseik nagy detektálási hatásfokot és kielégítő polarizációs érzékenységet eredményeztek.

Kahn és mtsai [93], Matsuzaki és mtsai [94], valamint Ishii és mtsai [95] hipertiszta germániumdetektorokat alkalmaztak polarimétereikben. Mivel e detektorok közös kriosztátban nyertek elhelyezést, és holt rétegük egyébként is vékony, a polariméterek lágy ( $\geq 100$  keV-os) gamma-sugarakra is érzékenyek voltak.

Simpson és mtsai [96] megvizsgálták, hogy egy szektorokra osztott Ge(Li)-detektor hogyan, milyen eredménnyel alkalmazható gamma-sugár Compton-polariméterként. Négyszektoros berende-

4. táblázat. Néhány germániumdetektoros gamma-sugár Compton-polariméter jellemző adatai

Berendezés	Polarizációs érzékenység ( $E_\gamma = 400$ keV-nál)		Megjegyzések	Hivatkozás
	$S_0$	$S$		
 nyaláb 2 Ge(Li) (koaxális)	0,76	0,45	$d = 60$ cm	Aoki és mtsai [91], 1982
 nyaláb 2 Ge(Li) (koaxális)	0,74	0,43	$d = 14$ cm, $F$ akkor maximális, ha a detektorok érintkeznek	Byrne, Poletti [92], 1982
 nyaláb Ge(HP)	0,75	0,39	$d = 15$ cm, $D = 15$ mm, $\epsilon_c \leq 1\%$ , $\epsilon_c$ maximális $E_\gamma \sim 150$ keV-nál	Khan és mtsai [93], 1980
 nyaláb 2 Ge(Li)		0,50	$d = 10$ cm	Matsuzaki és mtsai [94], 1981
 nyaláb 4 Ge(HP)	0,69	0,60	$d = 12$ cm, $S/S_0 \sim$ állandó, $E_\gamma = 100-1500$ keV	Ishii és mtsai [95], 1982
 nyaláb 8 szektorú Ge(Li)		0,23—0,4	$d = 25$ cm, $F = S^2 \epsilon_c = 6-45$	Simpson és mtsai [96], 1983
			különböző konfigurációkra	

zésre kb. olyan  $F$  tényezőt nyertek, mint ami egy hagyományos három Ge(Li)-detektoros polariméternél mérhető.

Trautmann és mtsai a nehézion-reakciókban fellépő gamma-sugarak cirkuláris polarizációjának mérésére transzmissziós és



kisszögű szóródáson alapuló polarimétert építettek, NaI(Tl)-detektorokkal [97].

Winter és Döring a legkisebb négyzetek módszert alkalmazta az egydetektoros lineáris polarizáció méréseknél nyert kis gamma-intenzitáskülönbségek pontos meghatározására [98].

Egy Compton-polariméter abszolút hitelesítésének leírása Elsener és mtsai [99] közleményében található.

### **3.5 A (könnyű ion, párolgás $\gamma$ ) reakció vizsgálatának technikája**

A  $(p, n\gamma)$ ,  $(\alpha, n\gamma)$ ,  $(n, n'\gamma)$  és hasonló reakciókkal számos kis spinű nívó gerjeszthető. E reakciók csak kevéssé szelektívek, és lehetőséget adnak közel teljes magspektroszkópiai vizsgálatokra.

A vizsgálatok technikája lényegében már a korábbi években kialakult; a 80-as években folytatódott alkalmazásuk a magszerkezet-kutatásban (lásd pl. a [100—101] munkákban).

### **3.6 A (nehéz ion, párolgás $\gamma$ ) reakció vizsgálatának technikája**

A nehéz ionokkal (NI) létrehozott összeolvadási-párolgási reakciók kitűnő lehetőséget adnak nagy spinű állapotok előállítására és az yrast vonalhoz közeli nívók vizsgálatára. Ugyanakkor számos technikai probléma is felmerül a kísérletekben: nehéz a termékek azonosítása (a bombázórészecskék nagy energiája miatt általában több reakciócsatorna is nyitva van), in-beam körülmények között magas a háttérsugárzás stb.

#### **3.6.1 $<4\pi$ berendezések**

Az 5. táblázatban áttekintés található néhány újabb, viszonylag egyszerű gamma-spektroszkópiai mérőberendezésről, melyeket NI összeolvadás-párolgás vizsgálatokra építettek.

Az a) és b) berendezésekben használt anticompton-spektrométerek a háttér lényeges lenyomását eredményezték.

A c) berendezésben alkalmazott nagyméretű NaI(Tl)-kristály a gamma-összenergiát hivatott mérni, és így elősegíteni a végtermék azonosítását.

A d)–g) berendezésekben neutronmultiplicitás-szűrőket alkalmaztak, melyek bizonyos szelekciót tettek lehetővé a nagy multiplicitású eseményekre. Gamma-multiplicitás-szűrőt használtak a h) berendezésben.

A töltött részecske emisszióval járó reakciók azonosítására  $dE/dx + E$  teleszkópot alkalmaztak a b), e), f) rendszerekben.

Távol a stabilitási sávától a (NI, xn) reakció mellett jelentős hozammal fellép a (NI, xn $\nu$ p $\alpha$ ) reakció is. A (NI, xn) reakció kiemelésére a gamma-spektrumot célszerű antikoincidenzában mérni egy töltött részecske-detektor jeleivel [lásd g) berendezést].

### 3.6.2 $\sim 4\pi$ berendezések

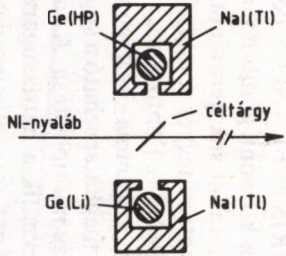
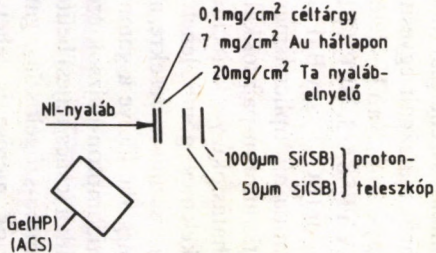
A  $\sim 4\pi$  berendezésekről a 6. táblázat ad áttekintést.

A MINIGÖMB, SPIN és KRISTÁLYGÖMB berendezések a gamma-összenergiát mérő spektrométer és a gamma-multiplicitás-szűrő sajátosságait egyesítik; gömbszimmetrikus módon elrendezett nagyszámú NaI(Tl)-detektorból állnak.

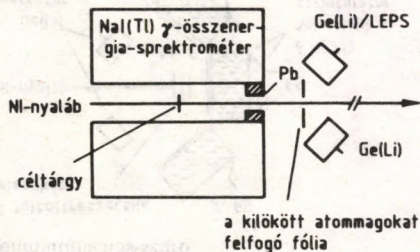
A TESSA 3, BERKELEY, OSIRIS és FRANCIA berendezések tömör (BGO vagy BaF<sub>2</sub>) sokelemes központi gömböt tartalmaznak gamma-multiplicitásmérésekre, valamint sok germániumdetektort anticompton-pajzsokkal, hogy lehetővé tegyék a nagy feloldású és jó hatásfokú  $\gamma$ - $\gamma$  koincidenciaméréseket is. Pontosabban a központi sokelemes gömb lehetőséget ad a gamma-összenergia-, illetve beütésszám-mérésekre, melyekből meghatározható a sugárzás teljes energiája, illetve a gamma-sugárzás multiplicitása. Az alkalmazott anticompton-pajzsok erősen csökkentik a háttérsugárzást, és növelik a (csúcs/teljes) beütésszamarányt. A germániumdetektorokkal gamma-szögeloszlás, gamma-szögkorreláció és különböző időrelációk mérése is lehetséges. A neutronsugárzás zavaró hatása repülési idő mérésekkel csökkenthető.



5. táblázat. A (NI, párolgás  $\gamma$ ) reakció vizsgálatához használt gamma-spektroszkópiai technikák.  $< 4\pi$  berendezések

Berendezés	Jellemzők	Hivatkozás
<p>a) <math>\gamma</math>-<math>\gamma</math> energiakorrelációk ACS-ekkel</p> 	<p>ACS térszögek: 70 és 120 msr;          átlagos Compton-lenyomási faktorok: 8 és 11</p>	<p>De Voigt és mtsai [102], 1981</p>
<p>b) (NI, pny) reakciók vizsgálata</p> 	<p>mért mennyiségek:  <math>I_\gamma(E, \theta)</math>, <math>E_\gamma</math>,          p-<math>\gamma</math>, <math>\gamma</math>-<math>\gamma</math> koincidencia</p>	<p>Kozub és mtsai [103], 1983</p>

c) Nagyspinű izomer állapotok vizsgálata



33 cm × 33 cm NaI(Tl);

izomerek vizsgálata

( $\tau \geq 10$  ns);

keresztbombázások;

mért mennyiségek:

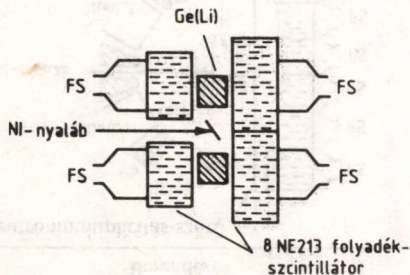
$E_\gamma(E)$ ,  $E_\gamma$ ,  $I_\gamma$ ,  $E_{\gamma\text{összeg}}$ ;

$\gamma$ - $\gamma$ ,  $\gamma$ -röntgen koincidenca,

$\gamma$ -időzítés

Daly [104], 1984

d) Neutronmultiplicitással kapuzott gamma-spektroszkópia



az elpárolgott neutronok teljes

detektálási határfoka: 30%;

mért mennyiségek:

$E_\gamma$ ,  $I_\gamma$ ,  $\tau$  (DSAM és RDM),

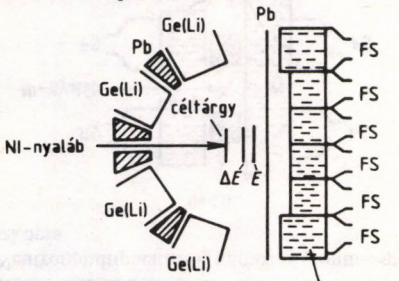
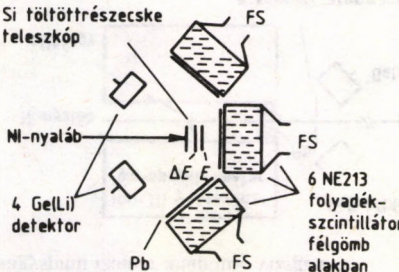
$\gamma$ - $\gamma$ , n- $\gamma$ , n-n- $\gamma$ , n- $\gamma$ - $\gamma$ , n- $I_\gamma(\theta)$

koincidenca

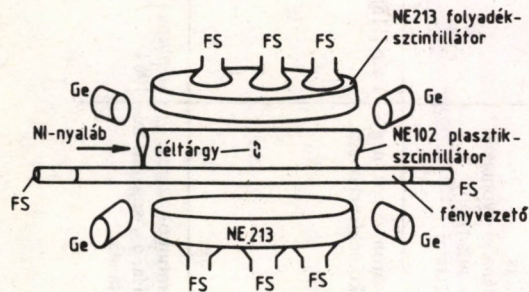
Eberth és mtsai [105], 1984



## 5. táblázat folytatása

Berendezés	Jellemzők	Hivatkozás
<p>e) Fal neutronmultiplicitás-szűrő</p>  <p>NE213 folyadék-szintillátor</p>	<p>mért mennyiségek:  <math>\sigma(E)</math>, <math>W(\theta)</math>, <math>P(90)</math>, <math>\tau</math> (DSAM és RDM),  <math>\gamma</math>-<math>\gamma</math>-<math>\tau</math>, <math>n</math>-<math>\gamma</math>-<math>\gamma</math>, <math>n</math>-<math>n</math>-<math>\gamma</math> koincidencia</p>	<p>Lister és mtsai [106], 1984</p>
<p>f) Neutronmultiplicitás-szűrő</p>  <p>6 NE213 folyadék-szintillátor félgömb alakban</p>	<p><math>\Delta E + E</math> töltött részecske-spektrométer;  mért mennyiségek:  <math>E_\gamma</math>, <math>I_\gamma</math>, <math>I_\gamma(\theta)</math>,  <math>\gamma</math>-<math>\gamma</math>, <math>n</math>-<math>\gamma</math>, <math>n</math>-<math>n</math>-<math>\gamma</math>, <math>n</math>-<math>\gamma</math>-<math>\gamma</math> koincidencia</p>	<p>Murakami és mtsai [107], 1985</p>

g) Erősen neutronhiányos atommagok vizsgálata (NI, xn) reakcióval



mért mennyiségek:

$E_\gamma$ ,  $I_\gamma$ ,  
 $\gamma$ -nyalábimpulzus koinciden-  
 $\gamma$ -nyalábimpulzus koinciden-  
 + töltött részecske antikoin-  
 ciden-  
 $\gamma$ -nyalábimpulzus-n koinciden-  
 cia + töltött részecske antikoin-  
 ciden-  
 ciden-  
 ciden-

Nyberg és mtsai [108], 1984

h) Gamma-multiplicitás-szűrő. 16 NaI(Tl)-detektor egy-  
 mástól Pb-mal leárnyékolva. Repülési idő diszkriminá-  
 ció lassú neutronokra. Ge(Li)-detektor.  
 Gyűrűdetektor töltött részecskékre

mért mennyiségek:

$E_\gamma$ ,  $I_\gamma$ ,  $E_{\gamma\text{összeg}}$ ,  
 $\gamma$ -beütésszám,  $\gamma$ -multiplicitás,  
 nyalábimpulzus- $\gamma$  időkézés,  $\alpha$ - $\gamma$   
 koinciden-  
 ciden-

Hageman [109], 1981



6. táblázat.  $\sim 4\pi$  berendezések a (NI, párolgás  $\gamma$ ) reakciók vizsgálatára

Berendezés, jellemzők	Mérések	Hivatkozás
<b>MINIGÖMB,</b> Grenoble, Swierk 14 NaI(Tl) összegspektrométer 4 NaI(Tl) külső detektor 1 Ge-detektor	$E_{\gamma(\text{teljes})}$ , $\gamma$ -multiplicitás, eff. tehetetlenségi nyomaték, $\gamma$ -szögeloszlás, a végső mag azonosítása	Białkowski és mtsai [110], 1982; El-Samman és mtsai [111], 1985
<b>SPIN spektrométer,</b> Oak Ridge, St. Louis 72 szorosan összerakott NaI(Tl) belső sugár: 18 cm héjvastagság: 18 cm	$\gamma$ -koincidenca, beütésszám, $E_{\gamma(\text{teljes})}$ , $\gamma$ -multiplicitás, n-multiplicitás, $\gamma$ - $\gamma$ szögkorreláció, idő- és energiakorrelációk $\gamma$ -kaszádokban stb.	Jääskeläinen és mtsai [112], 1983
<b>KRISTÁLYGÖMB,</b> Heidelberg, Darmstadt 162 NaI(Tl)-detektor belső sugár: 25 cm kristályvastagság: 20 cm	$E_{\gamma(\text{teljes})}$ , $\gamma$ -multiplicitás stb.	Metag és mtsai [113], 1983; l. még Oblozinski és Simon [114], 1983
<b>TESSA* 3,</b> Daresbury 50 BGO-detektor: belső multiplicitásszűrő 16 Ge-detektor BGO + NaI(Tl) AC pajzsral	$E_{\gamma(\text{összeg})}$ , $E_{\gamma(\text{teljes})}$ , $\gamma$ -beütésszám, $\gamma$ -multiplicitás, eff. tehetetlenségi nyomaték, folytonos $\gamma$ -sugárzás $E_{\gamma}$ - $E_{\gamma}$ korrelációi	Twin [115], 1985
<b>POLYTESSA,</b> Daresbury $\lesssim 30$ Ge(HP) n típusú detektor tömör BGO + NaI(Tl) AC pajzsral (kezdetben nem lesz belső összenergiát mérő gömb)	kétszeres, háromszoros, négy- szoros $\gamma$ - $\gamma$ koincidenca stb.	Twin [115], 1985
<b>BERKELEY berendezés</b> Központi gömb: 44 BGO- detektor; 21 AC Ge-detektor	$E_{\gamma}$ , a $\gamma$ -kvantumok száma, szögeloszlása, a $\gamma$ -sugarak tel- jes energiája stb.	Stephens [116], 1984

\* Total Energy Suppression Shield Array

6. táblázat. Folytatás

Berendezés, jellemzők	Mérések	Hivatkozás
<b>OSIRIS,*</b> Jülich központi BGO-gömb: 38 BGO-detektor; 12 Ge-detektor BGO + NaI(Tl) pajzzsal	$E_{\gamma\text{összeg}}, E_{\gamma\text{teljes}},$ $\gamma$ -beütésszám, $\gamma$ -multiplicitás, eff. tehetetlenségi nyomaték, folytonos $\gamma$ -sugárzás $E_{\gamma}$ - $E_{\gamma}$ korrelációi	Lieder és mtsai [74], 1984; Lieder [117], 1985
<b>FRANCIA <math>4\pi</math> berendezés,</b> Strasbourg 38 BaF <sub>2</sub> központi gömb 12 Ge AC detektor	$E_{\gamma\text{összeg}}, E_{\gamma\text{teljes}},$ $\gamma$ -beütésszám, $\gamma$ -multiplicitás, eff. tehetetlenségi nyomaték, folytonos $\gamma$ -sugárzás $E_{\gamma}$ - $E_{\gamma}$ korrelációi	Gizon; Beck és mtsai [118], 1986

\* Compton Suppression Array for High Resolution In-beam Spectroscopy

A POLYTESSA berendezést főleg háromszoros és négyszeres  $\gamma$ - $\gamma$  koincidencia mérésre tervezték; kezdetben nem lesz belső, összenergiát mérő gömbje. A berendezés szelektálási képességének növelését nagyszámú anticompton-detektor alkalmazásával érték el ( $\sim 30$  Ge ACS).

A TESSA berendezések működéséről és az adatfeldolgozás technikájáról jó leírás található Twin [115] munkájában.

A  $4\pi$  berendezések lényeges lépést jelentenek előre az in-beam gamma-spektroszkópiában. Lehetővé tették igen nagy spinű ( $\approx 60\hbar$ ) állapotok vizsgálatát, amik a  $4\pi$  berendezések megjelenése előtt gyakorlatilag elérhetetlenek voltak. Megbízható adatok nyerhetők olyan gamma-sugárzásokra, amelyek csak néhány %-át teszik ki az atommagból kilépő sugárzás teljes intenzitásának.

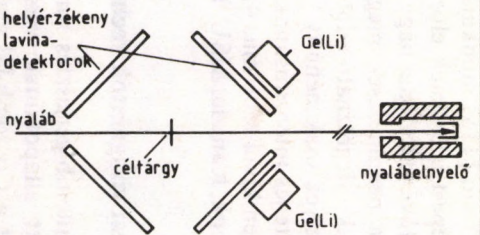
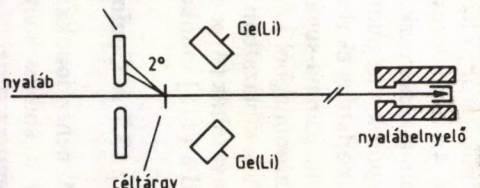
A 6. táblázatban feltüntetettekén kívül több más  $4\pi$  berendezést is javasoltak (Argonne, Stony Brook, Kanada, MSU, Nordball stb.; lásd a [115] munkában).

### 3.7 A Coulomb-gerjesztési vizsgálatok technikája

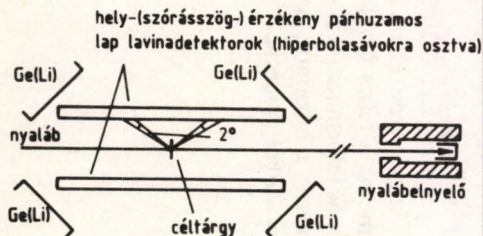
A nehéz ionokkal végzett Coulomb-gerjesztés fontos technika lett a stabilis magok gerjesztett állapotainak vizsgálatára. Az atommag gerjesztését rendszerint a Coulomb-fal alatti bombázó-



7. táblázat. A Coulomb-gerjesztési vizsgálatokra kifejlesztett mérőberendezések

A berendezések sémája	Jellemzők	Mérési eredmények	Hivatkozások
<p>a)</p>  <p>helyérzékeny lavina-defektorok</p> <p>nyaláb</p> <p>cél tárgy</p> <p>Ge(Li)</p> <p>nyalábelnyelő</p> <p>Ge(Li)</p>	<p>a szórt bombázórészecske mérhető szögtartománya:</p> $12^\circ < \theta < 74^\circ \text{ és}$ $106^\circ < \theta < 148^\circ$ <p>– <math>25^\circ &lt; \varphi &lt; 25^\circ</math></p>	<p><math>E_\gamma</math>, <math>I_\gamma</math>, bombázórészecske szórási szöge, <math>\gamma</math>-bombázórészecske koincidenca</p>	<p>Cline és mtsai [124], 1982</p>
<p>b)</p>  <p>gyűrű alakú lavina-gázdetektor (2°-os algyűrűkre osztva)</p> <p>nyaláb</p> <p>2°</p> <p>cél tárgy</p> <p>Ge(Li)</p> <p>nyalábelnyelő</p> <p>Ge(Li)</p>	<p>a szórt bombázórészecske mérhető szögtartománya:</p> $129^\circ - 165^\circ$	<p><math>E_\gamma</math>, <math>I_\gamma</math>, bombázórészecske szórási szöge, <math>\gamma</math>-bombázórészecske koincidenca</p>	<p>Varnestig és mtsai [125], 1985</p>

c)

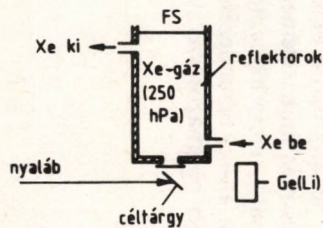


a szórt bombázórészecske mérhető szögterománya:  
 $40^\circ < \theta < 140^\circ$   
 $-60^\circ < \varphi < +60^\circ$

$E_\gamma, I_\gamma$ , bombázórészecske szórási szöge,  $\gamma$ -bombázórészecske koincidencia

Varnestig és mtsai [126], 1985

d)



Xe szcintillációs detektor NI bombázórészecskékre, 10% energia-, <3 ns időfeloldás

$E_\gamma, I_\gamma$ ,  $\gamma$ -bombázórészecske koincidencia, nagy számolási sebesség, alacsony röntgen és  $\delta$  háttér, nincs detektor-sugárkárosodás

Kuzminski és mtsai [127], 1983



energiákkal végzik, így az összeolvadási reakció nem zavar. A Coulomb-gerjesztés elmélete jól kidolgozott [119—121], a hozamok, valamint a gamma-szögeloszlás számíthatók. Egy adott nivó egyszerű E2 Coulomb-gerjesztése esetén a  $B(E2)$  redukált átmeneti valószínűség meghatározható a mért teljes reakció hatáskeresztmetszetből [ $\sigma_{E2}(E)$ ], ha ismerjük a bombázórészecske és céltárgy rend- és tömegszámát (megfelelően  $Z_b, A_b$  és  $Z_c, A_c$ ), valamint a bombázórészecske [ $E$  (MeV)] és gerjesztési nivó [ $\Delta E$  (MeV)] energiáját [13]:

$$\sigma_{E2}(E) = C_{E2}(E - \Delta E')B(E2)f_{E2}(\eta_i, \xi),$$

ahol

$$C_{E2} = 4,819(1 + A_b/A_c)^{-2} A_b/Z_c^2 \quad (\text{barn}),$$

$$\Delta E' = \Delta E(1 + A_b/A_c),$$

$f_{E2}(\eta_i, \xi)$  táblázatokban megtalálható. Itt  $\eta_i$  a kölcsönhatási erősséget jellemzi,  $\xi$  pedig sebességváltozással kapcsolatos.

A hozam számítása elvégezhető többszörös Coulomb-gerjesztés esetére is, ha a közbenső nivók sajátságai ismertek (Winther és de Boer [122]). Az újabban kifejlesztett számítógépprogramok segítségével az E2 mátrixelemek modelltől független módon határozhatók meg (lásd Bäcklin [123] közleményében).

A 7. táblázat áttekintést ad a Coulomb-gerjesztési vizsgálatokra kifejlesztett néhány újabb berendezésről. Annak érdekében, hogy sok  $B(E2)$  és más mátrixelemet lehessen mérni, a teljes Coulomb-gerjesztési hatáskeresztmetszeteken kívül más információra is szükség van. Az a)–c) berendezésekben nemcsak a hozamot, hanem egyidejűleg a bombázórészecske szóródási szögét is mérik.

## 4. Elektronspektrométerek

Az elmúlt évek során a belső konverziós elektronspektroszkópia standard módszerré vált az átmenetek elektromágneses jellegének és multipolaritásának meghatározására. A viszonylag egyszerű belső konverziós együttható (BKE) mérés egyidejűleg szolgáltat adatokat a nívó spinjének és paritásának meghatározásához. Bizonyos esetekben az elektronspektroszkópiának határozott előnye van a gamma-spektroszkópiához képest, pl. az erősen konvertálódó alacsony energiájú és  $0^+ \rightarrow 0^+$  átmenetek vizsgálatánál, a rendszám szerinti azonosításnál stb. Több esetben végeztek belső párképzési vizsgálatokat is, ami kiegészítő módszer lehet az átmenetek multipolaritásának meghatározására nagy átmeneti energiáknál.

A mágneses elektronspektrométerekről és in-beam alkalmazásukról jó összefoglalás található Mladjenović 1979-ben megjelent munkájában [7]. A belső konverziós elektronspektroszkópia területén elért eredményeket Dragoun összegezte 1983-ban [8].

A jelen fejezet célja a 80-as években épített in-beam elektronspektrométerek rövid áttekintése. Az új mágneses spektrométerek többsége lencse vagy szolenoid transzport, narancs vagy mininarancs, szektorterű és nem diszperzív típusú (lásd 8. táblázat). A korábban épített precíziós  $\pi\sqrt{2}$  (vagy  $1/2\pi\sqrt{13}$ ) kétszeres fókuszálású, illetve trochoidális spektrométerek közül néhányat használnak in-beam célokra is, de ezek száma kevés. A 80-as években több szcintillációs belső  $e^-e^+$  pár spektrométert építettek, ezekről a 8. táblázat szintén áttekintést ad. Az elektrosztatikus elektron-



8. táblázat. A 80-as években épült néhány mágneses és szcintillációs in-beam elektron spektrométer jellemző adatai

Spektrométer típus, detektor, város	Osztály	Paraméterek*	Gyorsító, spektrométer szög	Felhasználás*	Hivatkozás
<i>LENLSE</i>					
Siegbahn-Slätis típusú, Si(Li), Ge(HP), Jyväskylä	B	impulzus-sávszélesség $\Delta p/p = 17\%$ ; $T\epsilon \sim 7\%$	kis ciklotron, $\sim 40^\circ$	BK, BP	Julin és mtsai [128], 1985
Gernholm típusú, pasztik Pil- ot-B, Oak Ridge	A		on-line izotóp- szeparátor, UNISOR	élettartam- mérések	Nettles és mtsai [129], 1980
Gernholm típusú, pasztik szcintillátor, Dubna	A	$T = 3\%$ , $R = 1,1\%$	on-line izotóp- szeparátor, JASZNAPP-2, befogási szögtar- tomány: $25^\circ - 35^\circ$	élettartam- mérések	Abazov és mtsai [130], 1985
<i>SZOLENOID TRANSPORT</i>					
Szupravezető mágneses spekt- rométer: „SMS”, Si(Li), Debrecen	C	$T = 76\%$ } 2 Si(Li)- $T\epsilon = 57\%$ } detektorra	kis ciklotron, ( $90^\circ - 74^\circ$ )-tól ( $90^\circ + 74^\circ$ )-ig	BK, BP	Árvay és mtsai [131], 1980; Passoja és mtsai [132]
Szupravezető szolenoid, Si(Li), Bonn—Berlin	C	$T$ nagy	VICKSI, széles szög $90^\circ$ körüli	BK	Guttormsen és mtsai [133], 1984
Szupravezető szolenoid, Si(Li), Livermore	B	impulzusátviteli sáv $\sim 20\%$ , $T = 5\%$	LANL tandem Van de Graaff, befogási szögtar- tomány: $13^\circ - 48^\circ$	BK, p-e <sup>-</sup> koinci- dencia	Stöfl, Henry [134] West [135], 1984 Decman és mtsai [136] Meyer és mtsai [137]

Szupravezető szolenoid, Si(Li), Jülich	B, C		in-beam használá- latra	BK	Ercan és mtsai [138], 1981
Szupravezető szolenoid, Si(Li), NaI(Tl), Daresbury, Liverpool	C	$T$ nagy	tandem Van de Graaff, széles szög $90^\circ$ körül	BK	Butler és mtsai [139], 1985
„EPOS”, NE104A szcintil- lációs detektor, Darmstadt	C	$T_{\max} \varepsilon = 19\%$	UNILAC, széles szög $90^\circ$ körül	kváziatomi $e^+$ -ok NI-re- akciókban	Balanda és mtsai [140], 1980
„TORI”, toroidális mágneses tér, Si(Li) + NaI gyűrű, Darmstadt	C	$T \sim 70\% e^+$ -okra, $\sim 10^7$ -szerez $e^-$ -le- nyomás	UNILAC, széles szög $90^\circ$ körül	$e^+$ -vizsgálatok	Kankeleit és mtsai [141], 1985
<b>NARANCS</b> 72 Si, Darmstadt	B	$T = 25\%$	UNILAC, befogási szög: $30^\circ - 70^\circ$	$e^+$ -vizsgálatok	Kienle [142], 1984
<b>MININARANCS</b> permanens mágnesekkel, Si(Li), Frankfurt am Main	B			BK	Dresel és mtsai [143], 1982
Si(Li), Oak Ridge	B		on-line izotóp- szeparátor UNISOR	BK	Spejewski és mtsai [144], 1981
Kettős mininarancs, Si(Li), Groningen	B		ciklotron, széles szög $135^\circ$ körül	BK	Janssens és mtsai [145], 1981



8. táblázat folytatása

Spektrométer típus, detektor, város	Osztály	Paraméterek*	Gyorsító, spektrométer szög	Felhasználás*	Hivatkozás
Si(Li), Debrecen Dubna, JASZNAPP-2 izotóp- szeparátor	B	$T_{\max \varepsilon} \sim 10\%$	ciklotron, széles szög $125^\circ$ körül	BK	Gulyás és mtsai [146], 1983 Árvey és mtsai [147]
„Szendvics” típusú, Si(Li), Grenoble, Karlsruhe	B		ciklotron, $90^\circ - 150^\circ$	BK, $e^-$ -szög- eloszlás	Faust [148], 1983 Faust és mtsai [149]
<i>SZEKTOR MÁGNESES TÉR</i> Si(Li), Firenze	B	impulzusablak 18%, $T\varepsilon \sim 1\%$	Van de Graaff $\sim 125^\circ$	BK	Fazzini és mtsai [150], 1983
<i>NEM DISZPERZÍV</i> <i>FÓKUSZÁLÓ MÁGNESEK</i> Ge(HP), Giessen, Grenoble	D	$T = 0,4\%$ energiaablak 10%	on-line tömegsze- parátor, OSTIS	$\beta$ -spektroszkó- pia	Blönnigen és mtsai [151], 1980
Si(Li), Tübingen	D	7,6 msr térszög  $p_{\max}/p_{\min} = 1,8$ , háromszoros fókuszálás: merőleges és sugár irányokban, valamint impulzus szerint	elektrongyorsító		Komma, Ruoff [152], 1981
AGNES: achromatic geminate nuclear electron select, Si(Li), Osaka	D	$2 \times 50$ msr térszög, impulzustartomány: 57%	$90^\circ$ és $180^\circ$ , háromszoros fókuszálás	BK, $e^-$ -anizo- trópia-vizgá- latok, BP	Nagai és mtsai [153], 1982

**SZCINTILLÁCIÓS PÁRKÉP-  
ZÉSI SPEKTROMÉTER**

Antracén + NE 102A plasztik  
szcintillátor teleszkóp, gyűrű  
Si(Li), Rehovot, New Brun-  
swick

2  $\Delta E + E$  teleszkóp, plasztik  
szcintillátor, Stony Brook

Vékony antracén szcintillátor  
+ levegő fényvezető, Li(SB)  
szórt p-okra, Philadelphia

3,2  $\pi$  sr térszög,  
 $T_{\varepsilon} = 28\%$ ,  $R = 12\%$  6  
MeV-os  $e^{-}e^{+}$ -párja

nagy térszög,  
 $T_{\varepsilon} > 7\%$  6 MeV-os át-  
menetre

nagy térszög,  
 $T_{\varepsilon} = 32\%$  6 MeV-os  
átmenetre

tandem Van de  
Graaff

BP

BP

Birk és mtsai [154],  
1982

Freeman és mtsai  
[155], 1983

Wells és mtsai [156],  
1984

\*  $T$ : transzmisszió,  $\varepsilon$ : detektorhatásfok,  $R$ : feloldás,  $BK$ : belső konverzió,  $BP$ : belső párkeltés



spektrométerekkel a jelen munkában nem foglalkozunk, mivel ezek általában kis energiájú ( $\lesssim 50$  keV) elektronok vizsgálatára szolgálnak. Ebben a tartományban in-beam méréseknél általában igen erős  $\delta$ -sugárzás lép fel, ami a magfizikai méréseket nagyon megnehezíti.

A mágneses spektrométerek osztályozásánál (lásd 8. táblázat) követtük Mladjenović jelöléseit.

Az A) osztálynál az elektron impulzusát a  $B\rho$  értékből határozzák meg, ahol a  $B$  a mágneses indukció,  $\rho$  a görbületi sugar.

A B) osztálynál a mágneses tér csak durva szelekciót ad az elektronenergiára, a pontos energiameghatározás félvezető detektorral történik.

A C) osztálynál a mágnes elektrontranszport szerepet tölt be, az energiát félvezető (vagy szcintillációs) detektor méri.

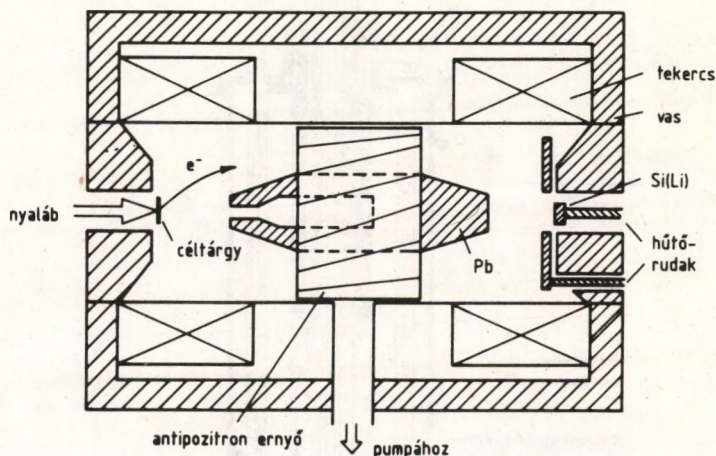
A D) osztályba tartozó spektrométerek szög és energia szerint fókuszálnak; az elektronenergiát félvezető detektor méri. Fő szerepük abban van, hogy az elektronokat olyan helyre szállítják, ahol a háttér kicsi, és közben lehetőség nyílik a kívánt energiaintervallum kiválasztására.

## 4.1 Lencse és szolenoid transzport spektrométerek

A jyväsckyläi „közbenső kép” típusú mágneses lencse spektrométer metszetrajza a 4. ábrán látható. A teljes elektronspektrum felvételéhez a mágneses teret folyamatosan, oda-vissza változtatják. A spektrométer  $\Delta p/p = 17\%$ -os impulzusátviteli sávszélessége mellett a háttérsugárzás [és így a Si(Li)-detektor terhelése] viszonylag alacsony.

A szolenoid transzport rendszerekre példák az 5. ábrán láthatók. A berlini, Livermore-i, jülicsi és Liverpool-Daresbury-i szupravezető szolenoid transzport elektronspektrométerek sok tekintetben hasonló konstrukciók. A spektrométerek általában igen jó transzmissziót és — a Si(Li)-detektor miatt — egyidejűleg jó energiafeldolást biztosítanak. Mivel a céltárgyból kilépő elektronok többsége eljut a detektorra, a belső konverziós együtthatók meghatározásánál az elektronok anizotrop szögeloszlásából eredő hiba kicsi. A

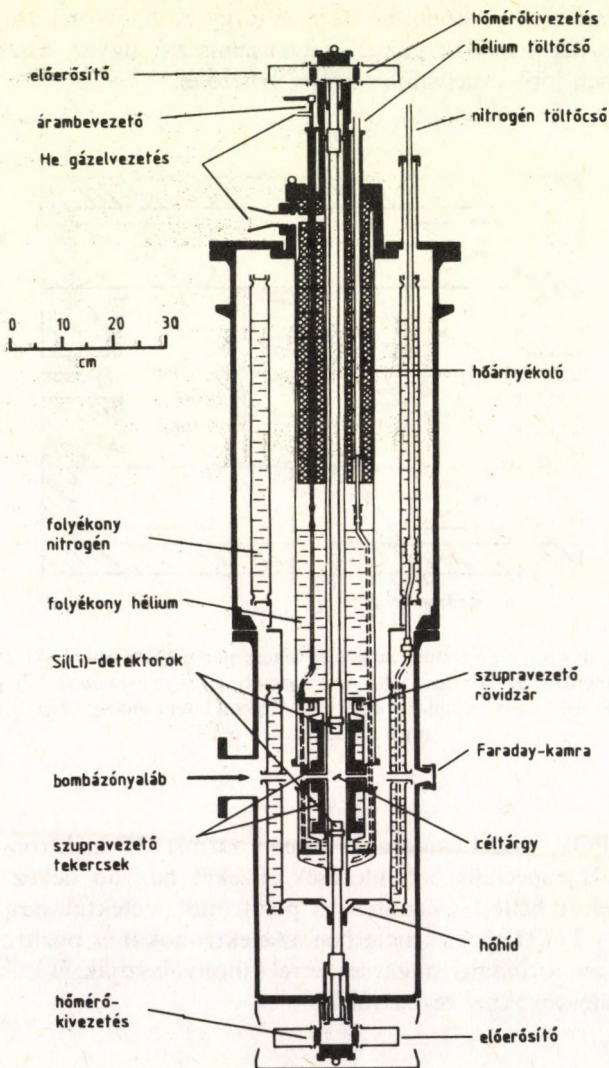
spektrométerek működtethetők a céltárgy és detektor közé helyezett abszorbenssel is; ekkor a transzmisszió ugyan kisebb, de lényegesen jobb csúcs/háttér arány érhető el.



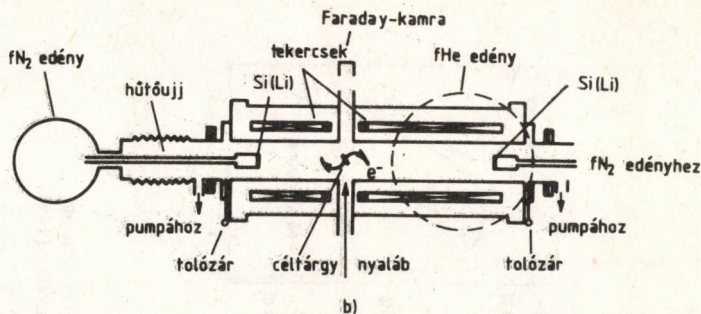
4. ábra. A Jyväskyläi Egyetem mágneses lencse plusz Si(Li)-detektoros elektron-spektrométerének vázlatrajza [128]. Az antipozitron ernyő arra szolgál, hogy belső konverziós elektronspektrum-mérésnél a radioaktív bomlásból eredő pozitronokat távol tartsa a detektortól

Az EPOS, TORI és narancs típusú darmstadti spektrométerek [140—142] speciális berendezések. Ezeket nagyon nehéz ionok ütközésekor keltett kváziatomos pozitronok detektálására használják. A TORI spektrométerben az elektronokat és pozitronokat inhomogén toroidális mágneses térrel különválasztják, és különálló Si(Li)-detektorokkal regisztrálják.





a)

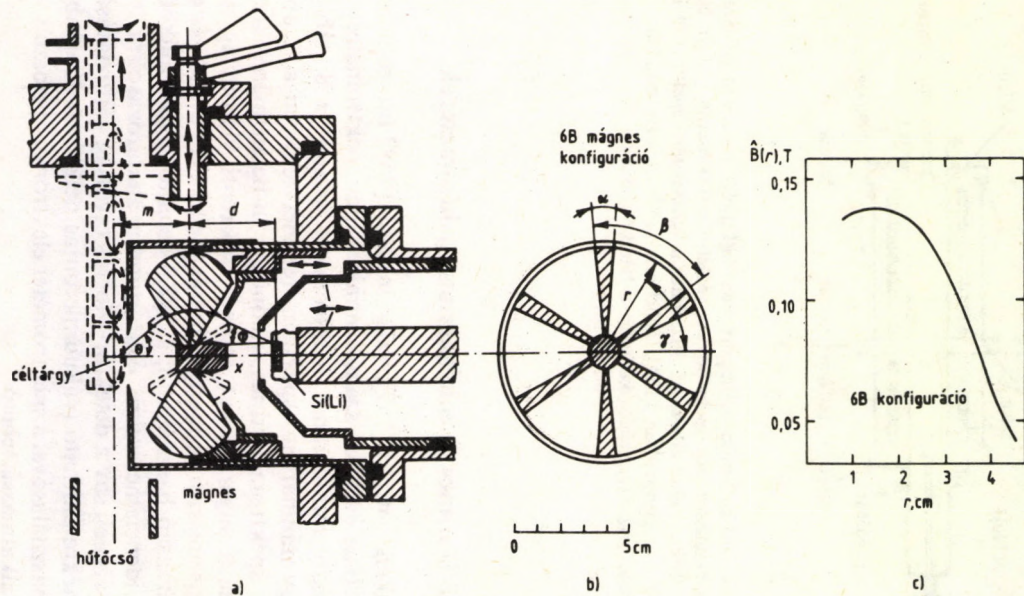


5. ábra. Szupravezető szolenoid transzport plusz Si(Li)-elektronspektrométerek: a) egy függőleges mágneses terű spektrométer vázlatrajza (Debrecen [131]); b) egy vízszintes terű spektrométer elvi rajza. Vízszintes mágneses terű spektrométereket Berlinben [133], Livermore-ban [134], Jülichben [138] és Liverpoolban [139] helyeztek üzembe. (Az egyszerűség kedvéért a fHe-kriosztát mellől a fN<sub>2</sub>-pajzsot elhagytuk)

## 4.2 Narancs és mininarancs spektrométerek

Van Klinken és mtsai [157], valamint Ishii [158] úttörő munkái nyomán a 80-as években számos mininarancs spektrométert építettek. Néhány mininarancs spektrométer adatait a 8. táblázat mutatja. Egy mininarancs spektrométer metszetrajzai a 6. ábrán láthatók. E spektrométertípus különösen in-beam mérésekre jól bevált, a háttérsugárzásokat erősen csökkenti viszonylag nagy elektrontranszmisszió és energiafeloldás mellett. A berendezés egyszerű, rugalmasan használható; a Si(Li)-detektor gyors működése miatt koincidenciamérésekre, élettartam-meghatározásokra is alkalmas. Az átviteli sáv a detektor—forrás távolság változtatásával a kívánt értékre állítható (vákuumlerontás nélkül is). Különböző légrések felhasználásával a spektrométer elektron-szögeloszlás vizsgálatára is alkalmassá tehető.





6. ábra. Egy miniaracs spektrométer függőleges metszetrajzai. (a) és (b), valamint a közepes mágneses indukció ( $\hat{B}(r)$ ) a légrés közepén a sugár ( $r$ ) függvényében [146]

### 4.3 Kétszeresen fókuszáló mágneses spektrométerek

A korábban épített  $\pi\sqrt{2}$  kétszeresen fókuszáló mágneses spektrométerekben helyzetérzékeny proporcionális, illetve félvezető detektorokat használtak Yoshida és mtsai [159], illetve Adam és mtsai [160]. A többcsatornás üzemmódra való áttéréssel a spektrométerek hatásfoka lényegesen megjavult. Adam és mtsai szerint a helyzetérzékeny félvezető detektor alkalmazása mágneses spektrométerben  $\Delta p/p = 0,2-0,3\%$  impulzusfeloldást tett lehetővé (a 300—1000 keV energiatarományban).

### 4.4 Szektorterű mágneses spektrométerek

Kompakt szektorterű mágneses elektronspektrométer építéséről adtak hírt Fazzini és mtsai [150]. Berendezésükkel max. 3 MeV energiájú elektronokat tudtak vizsgálni. Dolgozatukban részletesen elemezték az anizotrop elektron-szögeloszlás miatt az intenzitásmérésekben fellépő hibákat is.

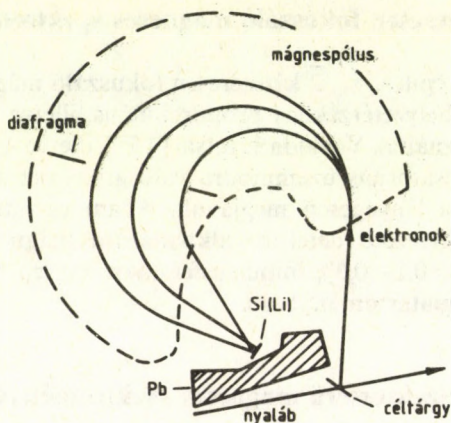
### 4.5 Nem diszperzív mágneses spektrométerek

Egy nem diszperzív mágneses spektrométer működési elve a 7. ábrán látható. Komma és Ruoff [152], valamint Nagai és mtsai [153] berendezései háromszorosan fókuszálnak: függőleges és sugárirányokban, valamint impulzus szerint. E berendezések alacsony háttérsugárzást és megfelelő impulzusátviteli sáv kiválasztást biztosítanak, de transzmissziójuk igen alacsony.

### 4.6 Szcintillációs belső párképzési spektrométerek

A Birk és mtsai [154], illetve Freeman és mtsai [155] által épített szcintillációs belső párképzési spektrométerekben  $\Delta E + E$  szcintillációs teleszkópok biztosítják az  $e^-$ , illetve  $e^+$  jelek kiválasztását nagy hasznos térszögben. Gyűrű alakú Si(Li)-koincidiencia-detek-





7. ábra. A nem diszperzív mágneses elektronspektrométerek működésének elve [152]

torral megfelelő [pl.  $(p, p'\gamma)$  vagy  $(p, \alpha)$ ] reakció esetén biztosítható a vizsgálni kívánt nívó kiválasztása is. Wells és mtsai spektrométerében [156] a vékony (0,4 mm-es) antracénszintillátort hosszú levegő fényvezető köti össze a fotoelektron-sokszorozóval. E megoldás lehetővé teszi az  $e^-e^+$  jelek kiemelését a rendszerint erős gamma-háttérből.

## 5. Élettartammérések

A magnívók élettartamának mérési módszereiről a 70-es években több alapos összefoglaló munka is megjelent. Utalok itt Berlovics és mtsai [9], Fossan és Warburton [10], Löbner [11], Alexander és Forster [12], valamint Nolan és Sharpey-Schafer [13] munkáira. E munkák jó áttekintést adnak mind a direkt [fékezési Doppler-eltolódás, meglökési távolság, elektronikus, blocking, röntgenkoincidencia stb.], mind az indirekt módszerekről [Coulomb-gerjesztés,  $(e, e')$ , rezonanciafluoreszcencia, részecskék rezonanciabefogásának spektroszkópiája stb.].

A direkt élettartammérések zöme a 80-as évek első felében Doppler-eltolódási és elektronikus technikákkal történt. A következőkben elsősorban ezen technikák területén elért új eredményeket tekintjük át. A DSAM  $\sim 4 \cdot 10^{-15}$  s-tól  $\sim 4 \cdot 10^{-12}$  s-ig (gáz céltárggyal  $\sim 10^{-9}$  s-ig), a RDM  $\sim 10^{-12}$  s-tól  $\sim 10^{-8}$  s-ig, az elektronikus módszer  $\sim 10^{-11}$  s-tól  $\gtrsim 10^{-6}$  s-ig szolgáltat adatokat. Alapvető változás nem történt, de a módszerek tovább értek, tökéletesedtek.

### 5.1 Fékezési Doppler-eltolódás (DSA) és meglökési távolság (RD) módszerek

Ha a gamma-sugárzás olyan magból emittálódott, ami  $v$  sebességgel mozog, a gamma-sugár energiája Doppler-eltolódást szenved:

$$E_s = E_0(1 + \beta \cos \theta_\gamma),$$



ahol  $E_s$  az eltolódott gamma-energia,  $E_0$  a nyugvó magból emittált gamma-energia,  $\beta = v/c$ ,  $c$  a fénysebesség,  $\theta_\gamma$  a gamma-sugár kilépési szöge a meglökött mag irányához viszonyítva.

A DSA módszerben a nívó élettartamát ( $\tau$ ) a meglökött mag fékeződési idejével hasonlítjuk össze, ami néhányszor  $10^{-13}$  s szilárd fékezőanyag esetében. Rendszerint az eltolódott csúcs súlyponti energiáját ( $\bar{E}_s$ ) mérik, vagy a gamma-fotocsúcs alakját vizsgálják a  $\cos \theta_\gamma$  függvényében, majd meghatározzák a  $\bar{\beta} = \bar{v}/c$  átlagos relatív sebességet, aminél a gamma-kibocsátás történt. A fékezési Doppler-eltolódási tényezőt, az  $F(\tau) = \bar{v}/v_0$ -at (ahol  $v_0$  a kezdeti atommag-meglökési sebesség) a fékeződés elméletéből ki lehet számítani. Összevetve a kísérleti és elméleti  $F(\tau)$  értékeket, meghatározható a bomló állapot élettartama.

A helsinki kutatócsoportnak és együttműködő partnereiknek (Kiss Á., Somorjai E. és mások) DSA módszerrel ( $p, \gamma$ ), ( $\alpha, \gamma$ ), ( $p, n$ ), ( $NI, n$ ), ( $NI, p$ ) stb. reakciókban gerjesztett számos magnívó élettartamát sikerült meghatározni (Keinonen [161], Tikkanen és mtsai [162], Lappalainen és mtsai [163], Keinonen és mtsai [164] stb.). Rendszerint dúsított és tantálba implantált céltárgyakat használtak, amelyekben a fékezés körülményei jól definiáltak. A nívóélettartamok meghatározását kísérleti fékezőképesség-adatok és Monte-Carlo számítások segítségével végezték.

A szófiai csoport a DSA módszer egy olyan változatát dolgozta ki, amivel ( $n, n'\gamma$ ) gyorsneutron-reakcióval gerjesztett állapotok élettartamát is vizsgálni lehet (Elenkov és mtsai [165]). A javasolt módszer előnye a jelentős ( $n, n'\gamma$ ) reakcióhozam, mivel a reaktor gyorsneutron-fluxusa, valamint a céltárgy vastagsága nagy lehet (ez utóbbi elérheti az 5–6 mm-t is). Egy korábban bevált technika szerint a méréseket egyidejűleg két céltárggyal, de csak egy detektorral végezték úgy, hogy a két (közel a nyaláb irányában, illetve az azzal ellentétes irányban) mért csúcsra az elektronika esetleges instabilitása miatti eltolódás ugyanaz legyen.

Ha  $10^6$ – $10^4$  Pa nyomású gáz fékezőközeget alkalmaznak, a DSA használhatósági tartománya a hosszabb élettartamok irányába kiterjeszthető ( $\sim 10^{-11}$ -től  $\sim 10^{-9}$  s-ig). Bini és mtsai [166] alkalmas gázcellát fejlesztettek ki DSA mérésekre, amit  $10^7$  Pa nyomásig is használni lehetett. Vizsgálták a gázsűrűség változását a nyaláb-

áram függvényében különböző gázokra. Arra a következtetésre jutottak, hogy a nyalábáram által történő gázfelmelegítés argonban és kriptonban 10—16%-nál nem okoz nagyobb sűrűségváltozást, ha a nyalábáram  $< 200$  nA.

Mind az RDM, mind a DSAM a Doppler-effektuson alapszik. Míg azonban a DSA módszernél a nívóélettartamot a meglökött mag szilárd anyagban (vagy gázban) történő fékezési idejével hasonlítják össze, a RD módszernél a meglökött mag vákuumban, két fólia között való repülési idejével. Mivel a repülési idő vákuumban sokkal hosszabb lehet, mint szilárd testben, a RD módszer hosszabb élettartam mérésére alkalmazható.

A drezdai csoport mind a DSA, mind a RD módszerrel kiterjedt élettartamméréseket végzett a középnehéz magokra,  $(\alpha, xn)$ ,  $(NI, xn)$ ,  $(\alpha, pxn)$  és hasonló reakciókkal (Kemnitz és mtsai [167], Winter [168], Winter és mtsai [169], Rotter és mtsai [170], Kemnitz és mtsai [171]). A DSA mérésekben a gamma-vonalak súlypontjának eltolódását és a vonalalakokat egyaránt analizálták. A számított fékezőképességeket a mért kísérleti fékezőképesség-adatokhoz illesztették. A RD módszerben az élettartamot általában úgy vezetik le, hogy mérik az  $I_0/(I_0 + I_s)$  aránynak a céltárgy és fékezőanyag közötti távolságtól való függését. Itt  $I_0$ , illetve  $I_s$  a nyugvó, illetve repülő magokból észlelt gamma-sugárzás intenzitása. Winter [172] alternatív módszert közölt a RD mérésekből való élettartam meghatározásra: a vonalalak-analizist. A vonalalak-analízis hasznos, ha a Doppler-eltolódás kicsi, ha a lefékezéshez szükséges idő a fékezőanyagban összevethető az élettartammal, és ha a céltárgy-anyagon belül lényeges fékezés lép fel. Winter dolgozata a Monte-Carlo fékezési számítások szerepét is jól mutatja.

Warburton és mtsai mind a fékezési Doppler-eltolódás, mind a meglökési távolság módszerrel [173, 174] végeztek élettartamméréseket (a könnyű Zr-atommagok sok nívójára).

Banerjee és mtsai [175] egy rádiófrekvenciás technikát ismertettek, ami lehetőséget ad az abszolút céltárgy—fékezőanyag távolság mérésére és ellenőrzésére RD vizsgálatokban. A technika viszonylag egyszerű, és igen érzékeny, már  $0,009 \mu\text{m}$  távolságváltozást is detektálni képes (pl. észlelhető a fólia termikus kiterjedése).



Rutten és mtsai [176] mérőberendezésében a céltárgy—fékezőanyag távolság 25 mm-en belül változtatható egy piezoelektromosan szabályozott dugattyús rendszerrel. A tényleges távolságot lézer interferométerrel, valamint kapacitásmérő berendezéssel mérik. Az interferométer lehetővé teszi, hogy a céltárgy és a fékezőfólia simaságát munkakörülmények között vizuálisan megfigyelhessék.

## 5.2 Elektronikus élettartam-mérési módszerek

A 80-as évek első felében a késleltetett  $\gamma$ - $\gamma$  koincidencia és a pulzált nyaláb—gamma-sugár időzítési módszereket is kiterjedten használták élettartammérésekre.

Egy plaztikszcintillátorokból és germániumdetektorból álló mérőrendszer felhasználásával Andrejtscheff és mtsai [177—180] a középnehéz atommagok számos nívójának élettartamát határozták meg a ns és ns alatti tartományban késleltetett  $\gamma$ - $\gamma$  koincidenciamódszerrel. A rendszer direkt többdimenziós időméréseket tett lehetővé nehézion-reakciókban; időfeloldása 6 ns volt ( $E_\gamma \approx 80$ —150 keV diszkriminációs nívó beállítások mellett). Vizsgálataikban az általánosított súlypont-eltolódási módszert használták. Késleltetett  $\gamma$ - $\gamma$  koincidenciaméréseket végeztek Penev és mtsai [181], Prade és mtsai [182] és mások is. Penev és mtsai [183] egy egyszerű berendezést közöltek, ami lehetővé tesz időanalízist standard többszörös analízátor felhasználásával.

Pulzált nyaláb—gamma-sugár időzítési módszert több szerzőcsoport is használt élettartammérésekre; pl. Winter és mtsai [184], Prade és mtsai [185], Döring és mtsai [186], Dybdal és mtsai [187], Piel és mtsai [188] stb. Pulzált nyaláb—konverziós elektron időzítési méréseket végeztek Kantele és mtsai [189]. Egy mágneses lencse plusz Si(Li)-spektrométert használtak elektronmérésekre, és mérték a ciklotronimpulzusok és a Si(Li)-spektrométer kimenő jele közötti időkülönbséget. A módszernek bizonyos előnyei vannak a germániumdetektorral végzett pulzált nyaláb—gamma-sugár időzítési technikához képest:

— a szilíciumdetektor időzítő sajátosságai és a csúcs/teljes intenzitás arány sokkal jobb, mint Ge(Li)-detektorok esetében,

— a mágneses lencse áteresztési ablaka megfelelő módon választható, így a spektrum megtisztítható a nemkívánt háttérimpulzusoktól,

— E0 átmenet esetében a gamma-bomlás tiltott.

A pulzált nyaláb — elektron időzítési módszerrel élettartamok kedvező esetben  $\sim 10$  ps pontossággal is meghatározhatók [189].

Kantele más módszert is javasolt élettartammérésekre mágneses lencse elektronspektrométerrel: idő—energia konverziót, amelyben a nyalábot pulzálják, és a céltárgyra az időkéssel arányos potenciált adnak [190].

Westerfeld és mtsai [191] az E0 átmenetek vizsgálatára, valamint a  $0^+$  állapotok élettartamának meghatározására pulzált nyalábot és a céltárgyhoz közel elhelyezett plasztik elektrondetektort használtak. A berendezésük kedvező esetben gyors, hatékony módszert ad az (A, A'e) típusú magreakciók vizsgálatára.

### 5.3 Más technikák

Ismeretes, hogy a K-héj ionizációs valószínűsége néhányszor 10%-ot is elérhet, amikor nehéz töltött részecske hatol be alacsony rendszámú atomba. Ha a reakcióban gerjesztett magnívó élettartama kb. olyan, mint a K-héj vakanciabetöltési ideje ( $\approx 10^{-15}$  s  $Z=10$  esetén), a belső konverzió a K-héj megüresedett helyének betöltése előtt vagy után történhet. Mivel a belső konverzió arányos az adott héjon levő elektronok számával, a vakancia csökkentett belső konverziós együtthatót okozhat. Krasznahorkay és mtsai [192] kísérletileg kimutatták, hogy ilyen effektus valóban létezik, és kedvező esetekben felhasználható élettartammérésekre a fs tartományban.



## 6. Következtetések

A 80-as évek első felében folytatódott a gamma- és elektron-spektroszkópai technikák fejlesztése, és számos technika magas fejlődési fokot ért el [félvezető és szcintillációs detektorok, anti-compton-spektrométerek, gamma-sugár polariméterek, (könnyű ion, párolgás) reakciók vizsgálata, élettartammérések stb.]. Különösen mély benyomást keltőek a nehézionreakció-vizsgálatok területén elért eredmények, de a mininarancs, szupravezető szolenoid transzport és más típusú elektronspektrométerek megjelenése és gyors elterjedése is figyelemre méltó.

# Irodalom

## Idézett munkák

1. H. J. MAIER—P. MAIER-KOMOR eds: World Conf. of Int. Nucl. Target Development Soc., Garching, 1978. Nucl. Instr. and Meth. **167** (1979) 1.
2. E. H. KOLISK—H. L. ADAIR eds: World Conf. of Int. Nucl. Target Development Soc., Gatlinburg, 1980. Nucl. Instr. and Meth. **200** (1982) 1.
3. D. A. BROMLEY ed.: Detectors in Nuclear Science. Nucl. Instr. and Meth. **162** (1979) 1.
4. H. KAMITSUBO—K. HUSIMI—T. DOKE eds: Proc. of the INS Int. Symp. on Nuclear Radiation Detectors, Tokyo, 1981. Nucl. Instr. and Meth. **196** (1982) 1.
5. 1984 Nuclear Science Symp., Orlando, FL. IEEE Transactions on Nucl. Sci. NS-32 (1985) 345.
6. H. MORINAGA—T. YAMAZAKI: In-Beam Gamma-Ray Spectroscopy. North Holland, Amsterdam, 1976.
7. M. S. MLADJENOVIC: Nucl. Instr. and Meth. **162** (1979) 193.
8. O. DRAGON: in Advances in Electronics and Electron Physics. Vol. 60. Ed.: P. W. HAWKES. Academic Press, New York, 1983, p. 1.
9. Э. Е. БЕРЛОВИЧ—С. С. ВАСИЛЕНКО—Ю. Н. НОВИКОВ: Времена жизни возбужденных состояний атомных ядер. Наука, Ленинград, 1972.
10. D. B. FOSSAN—E. K. WARBURTON: „Lifetime Measurements” in Nuclear Spectroscopy and Reactions. Part C. Ed.: J. CERNY. Academic Press, New York, 1974, p. 307.
11. K. E. G. LÖBNER: in The Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy. Ed.: W. D. HAMILTON. North Holland, Amsterdam, 1975, p. 173.
12. T. K. ALEXANDER—J. S. FORSTER: in Advances in Nuclear Physics. Vol. 10. Eds: M. BARANGER—E. VOGT. Plenum Press, New York, 1978, p. 197.
13. P. J. NOLAN—J. F. SHARPEY-SCHAFFER: Rep. Progr. Phys. **42** (1979) 1.
14. J. M. MCKENZIE: Nucl. Instr. and Meth. **162** (1979) 49.
15. G. T. EWAN: Nucl. Instr. and Meth. **162** (1979) 75.
16. J. T. WALTON—F. S. GOULDING—E. E. HALLER—R. H. PEHL: Nucl. Instr. and Meth. **196** (1982) 107.
17. R. H. PEHL: Phys. Today **30** (1977) 50.



18. E. SAKAI: Nucl. Instr. and Meth. **196** (1982) 121.
19. WM. C. MCHARRIS: Nucl. Instr. and Meth. **A242** (1986) 373.
20. A. BEYERLE—K. HULL—J. MARKAKIS—B. LOPEZ: Nucl. Instr. and Meth. **213** (1983) 107.
21. N. MATSUSHITA—WM. C. MCHARRIS—R. B. FIRESTONE—J. KASAGI—W. H. KELLY: Nucl. Instr. and Meth. **179** (1981) 119.
22. W. SCHNEIDER—N. F. SCHROEDER: Nucl. Instr. and Meth. **180** (1981) 489.
23. A. OWENS: Nucl. Instr. and Meth. **A238** (1985) 473.
24. Š. GMUCA—I. RIBANSKÝ: Nucl. Instr. and Meth. **202** (1982) 435.
25. W. ANDREJTSCHEFF—M. SENBA—N. TSOUPAS—Z. Z. DING: Nucl. Instr. and Meth. **204** (1982) 123.
26. B. C. ROBERTSON: Nucl. Instr. and Meth. **169** (1980) 465.
27. H. W. KRANER—C. CHASMAN—K. W. JONES: Nucl. Instr. and Meth. **62** (1968) 173.
28. R. H. PEHL—P. N. LUKE—D. L. FRIESEL: Nucl. Instr. and Meth. **A242** (1985) 103.
29. R. H. PEHL et al.: IEEE Trans. on Nucl. Sci. **NS-26** (1979) 321.
30. R. C. WHITED—M. M. SCHIEBER: Nucl. Instr. and Meth. **162** (1979) 113.
31. S. H. SHIN et al.: IEEE Trans. on Nucl. Sci. **NS-32** (1985) 487.
32. J. T. WALTON: Nucl. Instr. and Meth. **226** (1984) 1.
33. F. SHIRAISHI—Y. TAKAMI: Nucl. Instr. and Meth. **196** (1982) 137.
34. Y. KIM et al.: IEEE Trans. on Nucl. Sci. **NS-32** (1985) 476.
35. H. W. KRANER: Nucl. Instr. and Meth. **225** (1984) 615.
36. J. L. W. PETERSEN: Nucl. Instr. and Meth. **221** (1984) 582.
37. S. OHYA—N. MUTSURO—A. FURUSAWA: Nucl. Instr. and Meth. **196** (1982) 169.
38. TS. VYLOV—B. P. OSIPENKO—V. G. CHUMIN: Physics of Elementary Particles and Atomic Nuclei **9** (1978) 1350.
39. E. LAEGSGAARD: Nucl. Instr. and Meth. **162** (1979) 93.
40. T. HASEGAWA: Nucl. Instr. and Meth. **196** (1982) 243.
41. J. B. A. ENGLAND—B. D. HYAMS—L. HUBBELING—J. C. VERMEULEN—P. WEILHAMMER: Nucl. Instr. and Meth. **196** (1982) 149.
42. R. HOFMANN et al.: Nucl. Instr. and Meth. **225** (1984) 601.
43. K. YAMAMOTO et al.; D. PROTIĆ—G. RIEPE; H. G. SPIELER—E. E. HALLER: in [5], p. 438; 553; 419.
44. E. GATTI—P. REHAK: Nucl. Instr. and Meth. **225** (1984) 608.
45. P. N. LUKE—N. W. MADDEN—F. S. GOULDING: IEEE Trans. on Nucl. Sci. **NS-32** (1985) 457.
46. R. L. HEATH—R. HOFSTADTER—E. B. HUGHES: Nucl. Instr. and Meth. **162** (1979) 431; Harshaw Radiation Detectors Catalogue, 1984.
47. J. C. WILSON—J. S. HEWILL: IEEE Trans. on Nucl. Sci. **NS-32** (1985) 397.
48. P. P. DUNPHY—D. J. FORREST: IEEE Trans. on Nucl. Sci. **NS-32** (1985) 528.
49. C. E. MOSS—E. W. TISSINGER—M. E. HAMM: Nucl. Instr. and Meth. **221** (1984) 378.
50. R. S. MOORE—F. T. AVIGNONE: Nucl. Instr. and Meth. **A242** (1985) 134.
51. E. MASSARO—G. AURIEMMA—E. COSTA: Nucl. Instr. and Meth. **219** (1984) 134.
52. C. L. MELCHER—J. S. SCHWEITZER—A. LIBERMAN—J. SIMONETTI: IEEE Trans. on Nucl. Sci. **NS-32** (1985) 529.

53. C. L. MELCHER: IEEE Trans. on Nucl. Sci. NS-32 (1985) 545.
54. D. E. GROOM: Nucl. Instr. and Meth. **219** (1984) 141.
55. S. E. DERENZO: Nucl. Instr. and Meth. **219** (1984) 117.
56. S. A. WENDER et al.: Nucl. Instr. and Meth. **220** (1984) 371.
57. K. WISSHAK—F. KÄPPELER: Nucl. Instr. and Meth. **227** (1984) 91.
58. M. MOSZYŃSKI—C. GRESSET—J. VACHER—R. ODRU: Nucl. Instr. and Meth. **179** (1981) 271.
59. R. HOFSTADTER: in Proc. Int. Conf. on Nucl. Phys., Florence, 1983. Eds: P. BLASI—R. A. RICCI. Tipografia Compositori, Bologna, 1983, vol. II. p. 521.
60. F. D. BROOKS: Nucl. Instr. and Meth. **162** (1979) 477.
61. B. BENGTON—M. MOSZYŃSKI: Nucl. Instr. and Meth. **204** (1982) 129.
62. C. PASTOR et al.: Nucl. Instr. and Meth. **227** (1984) 87.
63. M. KURAKADO—H. MAZAKI: Nucl. Instr. and Meth. **185** (1981) 141; **185** (1981) 149.
64. M. KURAKADO: Nucl. Instr. and Meth. **196** (1982) 275.
65. K. ISHIBASHI—Y. MATSUMOTO—T. SAKAE—A. KATASE: Nucl. Instr. and Meth. **227** (1984) 483.
66. A. BARONE et al.: Nucl. Instr. and Meth. **A234** (1985) 61.
67. H. J. M. AARTS—C. J. VAN DER POEL—D. E. C. SCHERPENZEEL—H. F. R. ARCISZEWSKI—G. A. P. ENGELBERTINK: Nucl. Instr. and Meth. **177** (1980) 417.
68. H. J. M. AARTS—G. A. P. ENGELBERTINK—C. J. VAN DER POEL—D. E. C. SCHERPENZEEL—H. F. R. ARCISZEWSKI: Nucl. Instr. and Meth. **172** (1980) 439.
69. P. HERGES—H. V. KLAPDOR: Nucl. Instr. and Meth. **189** (1981) 415.
70. G. D. DRACOULIS: Nucl. Instr. and Meth. **187** (1981) 413.
71. A. P. BYRNE—G. D. DRACOULIS: Nucl. Instr. and Meth. **A234** (1985) 281.
72. M. MOHSEN: Nucl. Instr. and Meth. **212** (1983) 241.
73. D. J. WAGENAAR—N. R. ROBERSON—H. R. WELLER—D. R. TILLEY: Nucl. Instr. and Meth. **A234** (1985) 109.
74. R. M. LIEDER—H. JÄGER—A. NESKAKIS—T. VENKOVA—C. MICHEL: Nucl. Instr. and Meth. **220** (1984) 363.
75. P. J. NOLAN—D. W. GIFFORD—P. J. TWIN: Nucl. Instr. and Meth. **A236** (1985) 95.
76. J. W. KNOWLES: Nucl. Instr. and Meth. **162** (1979) 677.
77. G. A. P. ENGELBERTINK—L. P. EKSTRÖM—D. E. C. SCHERPENZEEL—M. M. EGGENHUISEN: Nucl. Instr. and Meth. **143** (1977) 161.
78. J. O. RASMUSSEN—T. T. SUGIHARA: Phys. Rev. **151** (1966) 992.
79. R. M. DIAMOND—E. MATTHIAS—J. O. NEWTON—F. S. STEPHENS: Phys. Rev. Lett. **16** (1966) 1205.
80. L. P. EKSTRÖM—A. M. AL-NASER—P. R. G. LORNIÉ—P. J. TWIN: Nucl. Instr. and Meth. **158** (1979) 243.
81. V. A. IONESCU—J. KERN—C. NORDMANN—S. OLDRICH—W. REICHART: Nucl. Instr. and Meth. **190** (1981) 19.
82. P. A. BUTLER—P. J. NOLAN: Nucl. Instr. and Meth. **190** (1981) 283.
83. V. ZOBEL et al.: Nucl. Instr. and Meth. **207** (1983) 389.
84. D. DE BRUIJN—W. LOURENS: Nucl. Instr. and Meth. **178** (1980) 269.
85. H. H. BOLOTIN: Nucl. Instr. and Meth. **178** (1980) 237.



86. B. A. LOGAN—R. T. JONES—A. LJUBIČIĆ: Nucl. Instr. and Meth. **108** (1973) 603.
87. A. E. LITHERLAND—G. T. EWAN—S. T. LAM: Can. J. Phys. **48** (1970) 2320.
88. P. A. BUTLER et al.: Nucl. Instr. and Meth. **108** (1973) 497.
89. K. ASHIBE—M. ADACHI—H. TAKETANI: Nucl. Instr. and Meth. **130** (1975) 221.
90. A. J. FERGUSON: Nucl. Instr. and Meth. **162** (1979) 565.
91. T. AOKI et al.: Nucl. Instr. and Meth. **196** (1982) 421.
92. A. P. BYRNE—A. R. POLETTI: Nucl. Instr. and Meth. **193** (1982) 489.
93. T. A. KHAN—H. MILCHBERG—N. C. SINGHAL—M. W. JOHNS: Nucl. Instr. and Meth. **169** (1980) 527.
94. T. MATSUZAKI—H. TAKETANI—M. ISHII—M. OHSHIMA: Nucl. Instr. and Meth. **188** (1981) 63.
95. M. ISHII—M. OHSHIMA—T. MATSUZAKI—H. TAKETANI: Nucl. Instr. and Meth. **196** (1982) 117.
96. J. SIMPSON—P. A. BUTLER—L. P. EKSTRÖM: Nucl. Instr. and Meth. **204** (1983) 463.
97. W. TRAUTMANN et al.: Nucl. Instr. and Meth. **184** (1981) 449.
98. G. WINTER—J. DÖRING: Nucl. Instr. and Meth. **224** (1984) 327.
99. K. ELSENER—V. KÖNIG—W. GRÜEBLER—J. EBERL: Nucl. Instr. and Meth. **219** (1984) 519.
100. Proc. Int. Symp. on In-Beam Nucl. Spectr., Debrecen, 1984. Vol. 1 and 2. Eds.: Zs. DOMBRÁDI—T. FÉNYES. Akadémiai Kiadó, Budapest, 1984.
101. P. V. BRENTANO et al.; A. CLAUBERG et al.; I. D. FEDORETS et al.; T. FÉNYES; B. D. KERN et al.; G. MOLNÁR—Á. VERES; etc.: in [100], p. 189; 375; 113; 67; 163; 81.
102. M. J. A. DE VOIGT et al.: Phys. Lett. **106B** (1981) 480.
103. R. L. KOZUB et al.: Phys. Rev. **C28** (1983) 2343.
104. P. J. DALY: in [100], p. 259.
105. J. EBERTH—L. CLEEMANN—N. SCHMAL: in [100], p. 23.
106. C. J. LISTER et al.: in [100], p. 39.
107. T. MURAKAMI—J. KASAGI—H. HARADA—T. INAMURA: Nucl. Instr. and Meth. **A241** (1985) 172.
108. J. NYBERG—A. KEREK—S. A. HJORTH—A. JOHNSON—A. NILSSON: in [100], p. 559.
109. D. C. J. M. HAGEMAN et al.: Physica Scripta **24** (1981) 145.
110. J. BIALKOWSKI et al.: Nucl. Instr. and Meth. **204** (1982) 91.
111. H. EL-SAMMAN—J. GIZON—Y. BARCI: Nucl. Instr. and Meth. **A240** (1985) 91.
112. M. JÄÄSKELÄINEN et al.: Nucl. Instr. and Meth. **204** (1983) 385.
113. V. METAG et al.: in Detectors in Heavy-Ion Reactions. Ed.: W. V. OERTZEN. Springer-Verlag, Berlin, 1983; Lecture Notes in Physics 178, p. 163.
114. P. OBLOZINSKÝ—R. S. SIMON: Nucl. Instr. and Meth. **223** (1984) 52.
115. P. J. TWIN: Preprint Daresbury Laboratory DL(NUC) (1985) P227E; P. J. TWIN: in Proc. Int. Conf. on Nucl. Phys., Florence. Eds: P. BLASI—R. A. RICCI. Tip. Comp., Bologna, 1983, vol. 2, p. 527.
116. F. S. STEPHENS: in [100], p. 205.
117. R. M. LIEDER: in XXIII. Int. Winter Meeting on Nucl. Phys., Bormio, 1985.
118. F. A. BECK—CH. BRIANCONI—A. GIZON—H. SERGOLLE: IN 2P3 Laboratories Collab. (France) 1981; J. GIZON: személyes közlés.

119. K. ALDER—A. WINTHER eds: Coulomb Excitation. Academic Press, New York, 1966.
120. F. K. MCGOWAN—P. H. STELSON: in Nuclear Spectroscopy and Reactions. Part. C. Ed.: J. CERNY. Academic Press, New York, 1974, p. 4.
121. J. O. NEWTON: in The Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy. Ed.: W. D. HAMILTON. North-Holland, Amsterdam, 1975, p. 237.
122. A. WINTHER—J. DE BOER: in [119].
123. A. BÄCKLIN: in [100], p. 565.
124. D. CLINE et al.: Biannual Report 1982—83 NSRL, Rochester, New York.
125. B. VARNSTIG et al.: Tandem Accel. Lab., Uppsala, TLU 119/85 (1985).
126. B. VARNSTIG et al.: Tandem Accel. Lab., Uppsala, TLU 130/85 (1985).
127. J. KUZMINSKI—R. HOLZMANN—M. LOISELET—M. A. VAN HOVE—J. VERVIER: Nucl. Instr. and Meth. **217** (1983) 449.
128. R. JULIN et al.: University of Jyväskylä, JYFL Ann. Rep. 1985, 2.1.
129. W. G. NETTLES—A. V. RAMAYYA—J. H. HAMILTON—F. T. AVIGNONE III—H. K. CARTER: in Future Directions in Studies of Nuclei far from Stability. Eds: J. H. HAMILTON et al. North-Holland, Amsterdam, 1980, p. 77.
130. В. М. АБАЗОВ и др.: Сообщения ОИЯИ, Дубна, P6-85-238, 1985.
131. Z. ÁRVAY et al.: Nucl. Instr. and Meth. **178** (1980) 85.
132. A. PASSOJA et al.: Nucl. Instr. and Meth. **223** (1984) 96.
133. M. GUTTORMSEN et al.: Nucl. Instr. and Meth. **227** (1984) 489.
134. W. STÖFFL—E. A. HENRY: Nucl. Instr. and Meth. **227** (1984) 77.
135. H. I. WEST, Jr.: Nucl. Instr. and Meth. **223** (1984) 85.
136. D. J. DECMAN et al.: Nucl. Instr. and Meth. **219** (1984) 523.
137. R. A. MEYER et al.: in [100], p. 399.
138. A. ERCAN et al.: Jülich Ann. Rep. 1981, p. 130.
139. P. A. BUTLER et al.: Oliver Lodge Lab., Univ. Liverpool, Ann. Rep. 1983/84, p. 45.
140. A. BALANDA et al.: GSI-Preprint 80-16 (1980), Darmstadt.
141. E. KANKELEIT et al.: Nucl. Instr. and Meth. **A234** (1985) 81.
142. P. KIENLE: GSI Preprint 84-60 (1984), Darmstadt.
143. TH. DRESEL—TH. BLUMENSTOCK—TH. W. ELZE—J. GERL: Goethe Univ., IKF-42, Jahresbericht 1982, p. 125.
144. E. H. SPEJEWSKI—R. L. MLEKODAJ—H. K. CARTER: Nucl. Instr. and Meth. **186** (1981) 71.
145. R. V. F. JANSSENS et al.: Nucl. Instr. and Meth. **187** (1981) 635.
146. Я. ГУЯШ и др.: П. Т. Э. № 3 (1984) 53.
147. З. АРВАИ и др.: Препринт ОИЯИ, Дубна, P13-85-774 (1985).
148. H. R. FAST: Nucl. Instr. and Meth. **213** (1983) 271.
149. H. R. FAUST—H. KLEWE-NEBENIUS—H. REBEL—K. WISSHAK: Nucl. Instr. and Meth. **213** (1983) 277.
150. T. FAZZINI—A. GIANNATIEMPO—A. PEREGO: Nucl. Instr. and Meth. **211** (1983) 125.
151. F. BLÖNNIGEN et al.: Nucl. Instr. and Meth. **178** (1980) 357.
152. M. KOMMA—H. RUOFF: Nucl. Instr. and Meth. **186** (1981) 669.
153. Y. NAGAI et al.: Nucl. Instr. and Meth. **204** (1982) 101.



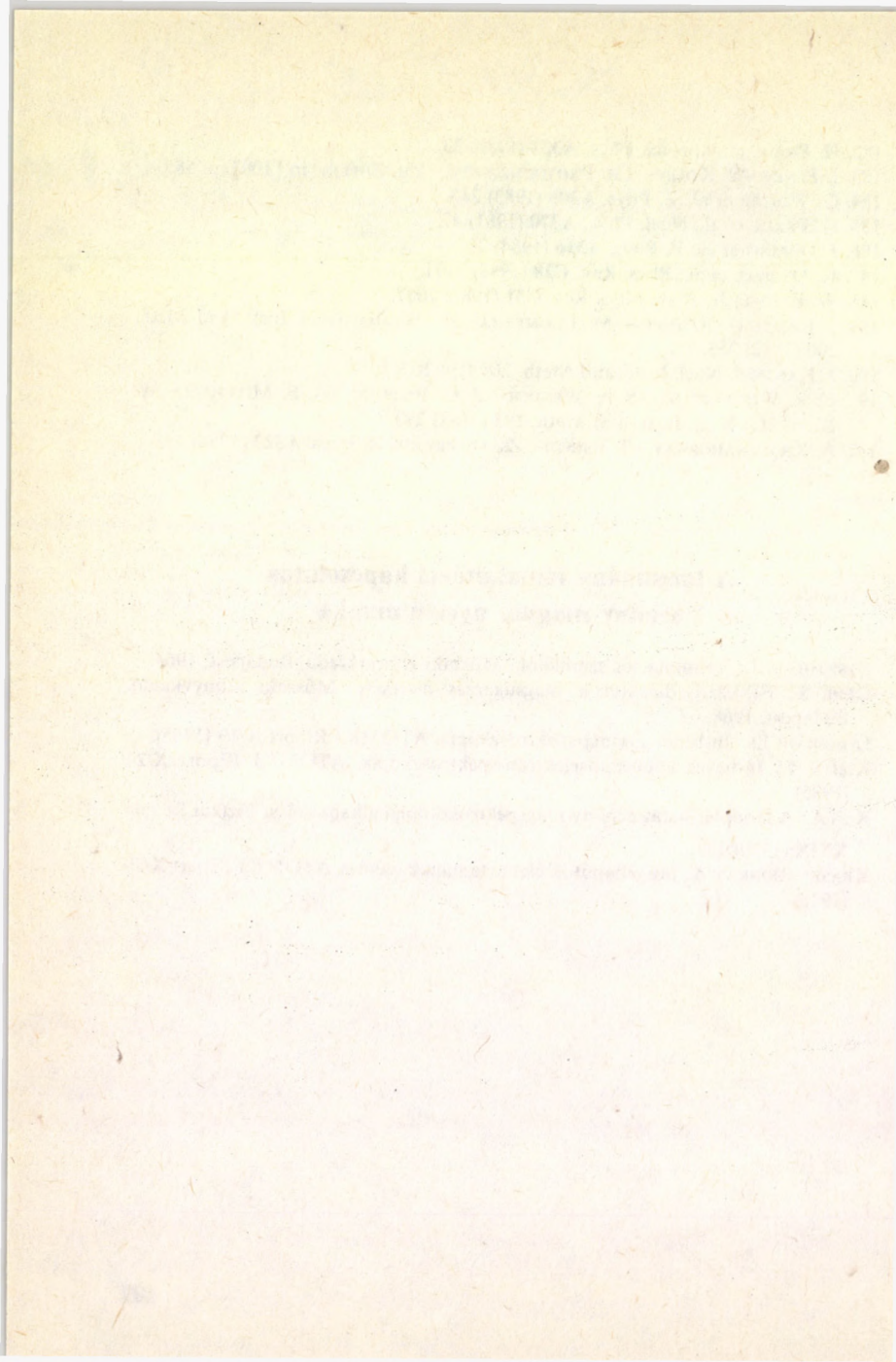
154. M. BIRK—J. S. SOKOLOWSKI—Y. WOLFSON—N. BENCZER-KOLLER: Nucl. Instr. and Meth. **203** (1982) 255.
155. W. S. FREEMAN—W. F. PIEL, Jr.—H. W. WILSCHUT—T. CHAPURAN—P. PAUL: Nucl. Instr. and Meth. **204** (1983) 445.
156. W. K. WELLS—D. CEBRA—D. P. BALAMUTH: Nucl. Instr. and Meth. **223** (1984) 103.
157. J. VAN KLINKEN—K. WISSHAK: Nucl. Instr. and Meth. **98** (1972) 1;  
J. VAN KLINKEN—S. J. FEENSTRA—K. WISSHAK—H. FAUST: Nucl. Instr. and Meth. **130** (1975) 427.
158. M. ISHII: Nucl. Instr. and Meth. **127** (1975) 53.
159. Y. YOSHIDA—K. TSUJI—S. UMESAKI—K. MARUBAYASHI: Nucl. Instr. and Meth. **189** (1981) 423.
160. J. ADAM et al.: Nucl. Instr. and Meth. **A238** (1985) 79.
161. J. KEINONEN: in Int. Symp. Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics — 1984, Knoxville, Tennessee. Ed.: S. RAMAN. Am. Inst. Phys., New York, 1985, p. 557.
162. P. TIKKANEN—J. KEINONEN—A. ANTTILA—A. PAKKANEN: Comment. Phys. Math. **73** (1985) 1.
163. R. LAPPALAINEN—J. KEINONEN—A. LUUKKAINEN: Nucl. Phys. **A441** (1985) 1.
164. J. KEINONEN—A. ANTTILA—R. LAPPALAINEN—Á. Z. KISS—E. SOMORJAI: in [100], p. 93.
165. D. ELENKOV—D. LEFTEROV—G. TOUMBEV: Nucl. Instr. and Meth. **228** (1984) 62.
166. M. BINI—G. POGGI—N. TACCETTI: Nucl. Instr. and Meth. **212** (1983) 235.
167. P. KEMNITZ—J. DÖRING—L. FUNKE—E. WILL—G. WINTER: Phys. Lett. **125B** (1983) 119.
168. G. WINTER: ZfK-497, Rossendorf (1983).
169. G. WINTER et al.: J. Phys. G: Nucl. Phys. **11** (1985) 277.
170. H. ROTTER et al.: Phys. Lett. **163B** (1985) 323.
171. P. KEMNITZ et al.: Z. Phys. **A313** (1983) 367.
172. G. WINTER: Nucl. Instr. and Meth. **214** (1983) 537.
173. E. K. WARBURTON—J. W. OLNESS—C. J. LISTER—R. W. ZURMÜHLE—J. A. BECKER: Phys. Rev. **C31** (1985) 1184.
174. E. K. WARBURTON et al.: Phys. Rev. **C31** (1985) 1211.
175. P. BANERJEE—B. SETHI—J. M. CHATTERJEE—DAS—R. K. CHATTOPADHYAY: Nucl. Instr. and Meth. **202** (1982) 431.
176. A. J. RUTTEN—A. HOLTHUIZEN—M. A. J. BOTJE—N. A. VAN ZWOL—G. VAN MIDDELKOOP: Nucl. Instr. and Meth. **179** (1981) 495.
177. W. ANDREJTSCHEFF—M. SENBA—N. TSOUPAS—Z. Z. DING: Nucl. Instr. and Meth. **204** (1982) 123.
178. S. AVRAMOV—W. ANDREJTSCHEFF—I. PENEV—CH. PROTOCHRISTOV: in [100], p. 591.
179. W. ANDREJTSCHEFF et al.: Phys. Lett. **113B** (1982) 209.
180. W. ANDREJTSCHEFF et al.: Nucl. Phys. **A437** (1985) 167.
181. I. PENEV—W. ANDREJTSCHEFF—CH. PROTOCHRISTOV—ZH. ZHELEV: Z. Phys. **A318** (1984) 213.

182. H. PRADE et al.: Nucl. Phys. **A333** (1980) 33.  
 183. I. PENEV—V. KOLEV—CH. PROTOCHRISTOW—ZH. ZHELEV: in [100], p. 585.  
 184. G. WINTER et al.: Z. Phys. **A309** (1983) 243.  
 185. H. PRADE et al.: Nucl. Phys. **A370** (1981) 47.  
 186. J. DÖRING et al.: Z. Phys. **A316** (1984) 75.  
 187. K. DYBDAL et al.: Phys. Rev. **C28** (1983) 1171.  
 188. W. F. PIEL, Jr. et al.: Phys. Rev. **C31** (1985) 2087.  
 189. J. KANTELE—R. JULIN—M. LUONTAMA—A. PASSOJA: Nucl. Instr. and Meth. **200** (1982) 253.  
 190. J. KANTELE: Nucl. Instr. and Meth. **200** (1982) 261.  
 191. C. R. WESTERFELDT—S. A. WENDER—E. G. BILPUCH—G. E. MITCHELL—W. K. WELLS: Nucl. Instr. and Meth. **192** (1982) 273.  
 192. A. KRASZNAHORKAY—T. KIBÉDI—Zs. DOMBRÁDI: Z. Phys. **A323** (1986) 125.

## A tanulmány témakörével kapcsolatos néhány magyar nyelvű munka

- KESZTHELYI L.: Szcintillációs számlálók. Műszaki Könyvkiadó, Budapest, 1964.  
 DEME S.: Félvezető detektorok magsugárzás mérésére. Műszaki Könyvkiadó, Budapest, 1968.  
 DOMBRÁDI ZS.: In-beam gamma-spektroszkópia. ATOMKI Riport X/19 (1985).  
 KIBÉDI T.: In-beam konverzióelektron-spektroszkópia. ATOMKI Riport X/21 (1985).  
 KISS Á.: A Doppler-hatás néhány magspektroszkópiai alkalmazása. Fizikai Szemle **XXIX** (1979) 132.  
 KRASZNAHORKAY A.: Magállapotok élettartamának mérése. ATOMKI Riport X/20 (1985).





**Magszerkezeti vizsgálatok  
közepes energiájú részecskékkel**

**Erő János**





# Tartalom

<b>1. Bevezetés</b>	<b>113</b>
<b>2. Rugalmas szórás az atommagon</b>	<b>120</b>
2.1 A Rutherford-szórás és a szórási amplitúdó	121
2.2 A töltéeloszlás vizsgálata elektronszórással	125
2.3 Protonok rugalmas szórása	130
<b>3. Szórás az atommag nukleonjain</b>	<b>140</b>
3.1 Kaszkádfolyamat az atommagban	140
3.1.1 A kaszkádszámítás módszere	141
3.1.2 A számítás kiinduló adatai	142
3.1.3 A Monte-Carlo számítás fő vonásai	145
3.2 Kvázirugalmas szórás	150
3.2.1 Háromrészesekés reakciók	151
3.2.2 A kvázirugalmas szórás hatáskeresztmetszete	154
3.2.3 Kísérleti eredmények	157
<b>4. Szórás korrelált nukleoncsoporton</b>	<b>161</b>
4.1 Kinematikailag teljes mérések	162
4.1.1 A kísérleti technika jellegzetességei	162
4.1.2 Az alfa-clusterek vizsgálata könnyű magokban	164
4.1.3 A kvázideuteron és más clusterek tanulmányozása	169
4.2 Inkluzív mérések	171
4.3 A kvázirugalmas clusterszórás néhány elméleti kérdése	178
<b>5. Könnyű magok clusterszerkezetének vizsgálata</b>	<b>185</b>
5.1 A kísérleti berendezés ismertetése	186
5.1.1 A protonnyaláb és a céltárgy	188
5.1.2 A mágneses spektrométer	189
5.1.3 A szcintillációs spektrométer	191



5.1.4	Az elektronikus mérőrendszer	191
5.1.5	Adatfeldolgozás, kiértékelés	193
5.2	A ${}^6\text{Li}(p, pd){}^4\text{He}$ reakció vizsgálata	194
5.2.1	A ${}^6\text{Li}$ modellfüggvényei	194
5.2.2	A clusterszerkezet kísérleti vizsgálata	196
5.2.3	Az alapállapotra vezető átmenet	200
5.2.4	Az alfa-törzs felbomlása	204
5.3	Nagy energiájú protonokkal kiváltott egyéb reakciók	207
5.3.1	A (p, pd) reakció ${}^7\text{Li}$ - és ${}^{12}\text{C}$ -magokon	207
5.3.2	A (p, nd) reakció ${}^6\text{Li}$ - és ${}^7\text{Li}$ -magokon	208
5.3.3	A (p, dd) reakció ${}^6\text{Li}$ - és ${}^7\text{Li}$ -magokon	211
5.3.4	Pionkeltés a magon belül	212

## Irodalom

215

## 1. Bevezetés

Az atommag szerkezetének, belső felépítésének kérdése úgyszólván attól a pillanattól kezdve áll a fizikusok érdeklődésének előterében, mióta megbizonyosodtak magának az atommagnak a létezéséről. A magfizika több mint fél évszázados története során ezzel a problémával foglalkozott mind az elméleti, mind a kísérleti vizsgálatok legnagyobb része. Több út is kínálkozik a kérdés megközelítésére, ezek közül legeredményesebbnek a különböző bombázórészecskék által előidézett magreakciók tanulmányozása bizonyult. A klasszikus, magspektroszkópiának nevezett vizsgálati módszer azon alapul, hogy a bombázórészecske, amelynek energiája általában nem haladja meg a néhány milliő eV-ot (MeV), nagy valószínűséggel beépül a magba, és ezáltal egy nagy gerjesztési energiával rendelkező rendszer jön létre. A magszerkezet jellegzetességeire éppen e közbenső gerjesztett állapot keletkezésének és bomlásának törvényszerűségei alapján lehet következtetéseket levonni, vagyis ez a vizsgálati módszer mintegy közvetve, az atommag külső hatásokra adott válaszainak megfigyelése révén ad felvilágosítást annak felépítéséről.

Felmerül a kérdés, hogy nincs-e lehetőség arra, hogy a mag alkotórészeinek, a protonoknak és neutronoknak az elhelyezkedését, belső mozgását közvetlenül is megfigyeljük. A választ erre a kérdésre a részecskék hullámtermészetének figyelembevételével kaphatjuk meg. Miként a mikroszkopikus testek esetében, úgy a mikrorészecskék világában is a vizsgálatokhoz használt sugárzás hullámhossza szabja meg, hogy milyen részletességgel, milyen



felbontással lehet képet kapni a vizsgált tárgyról. Az atommagok sugara néhány fm ( $1 \text{ fm} = 10^{-15} \text{ m}$ , a magfizikában ferminak nevezik), részletekbe menő vizsgálatukhoz ezért olyan részecskékre van szükség, amelyek de Broglie-hullámhossza az  $1 \text{ fm}$  nagyságrendjébe esik. Ez a méret egyébként közelítőleg a magerők hatótávolságával és a nukleonok magon belüli átlagos távolságával is megegyezik, ami aláhúzza jelentőségét a magszerkezeti vizsgálatok szempontjából.

A részecskék de Broglie-hullámhossza impulzusukkal fordítottan arányos, és az alábbi képlettel számítható ki:

$$\lambda = \frac{h}{p} \quad \text{vagy} \quad \lambda = \frac{\hbar}{p}. \quad (1)$$

Itt  $h$  a Planck-állandó,  $p$  a részecske impulzusa, (\*) a mennyiségek áthúzása pedig  $2\pi$ -vel való osztást jelöl:  $\lambda = \lambda/2\pi$ , illetve  $\hbar = h/2\pi$ . Protonoknak kb.  $600 \text{ MeV}$  energiával kell rendelkezniük ahhoz, hogy impulzusuk  $1 \text{ fm}$  hullámhossznak feleljen meg, elektronok esetében ez az energia kb.  $1,24 \text{ GeV}$ . A klasszikus magfizikai gyorsítókkal  $10$ – $20 \text{ MeV}$  energiájú részecskéket lehetett létrehozni, ezek hullámhossza olyan nagy ( $6$ – $8 \text{ fm}$ ), hogy az kizárja a mag finomabb részleteinek közvetlen vizsgálatát.

A  $100 \text{ MeV}$  feletti energiák elérése hosszú ideig elképzelhetetlennek tűnt a fizikusok előtt, hiszen az egyik legelterjedtebb gyorsítóberendezés, az elektrosztatikus gyorsító még korszerű formájában sem ad lehetőséget  $20$ – $40 \text{ MeV}$ -nál nagyobb protonenergiák előállítására, az ugyancsak széles körben alkalmazott ciklotron esetében pedig elvi problémák lépnek fel, amikor a részecske kezdi megközelíteni a fénysebességet. A nagy energiák tartományának meghódítását éppen ezeknek az elvi problémáknak a megkerülése tette lehetővé.

A közönséges ciklotron működése azon az egyszerű tényen alapul, hogy elektromosan töltött részecskék homogén mágneses

(\*) A magfizikában az impulzus egysége a  $\text{MeV}/c$  ( $c$  a fénysebesség). A Planck-állandó értéke ekkor  $h = 1239,85 \text{ fm} (\text{MeV}/c)$ , és a hullámhosszat fm-ben kapjuk meg. Gyakran használt mennyiség a  $k = 2\pi/\lambda = p/\hbar$  összefüggéssel definiált hullám-szám is,  $\text{fm}^{-1}$  egységben mérve. A két egység közötti kapcsolatot:  $1 \text{ fm}^{-1} = 197,3 \text{ MeV}/c$ .

térben olyan körpályán mozognak, amelynek sugara sebességükkel arányosan növekszik, és így körfrekvenciájuk nem függ a sebességtől. Ezért, ha a ciklotronban a gyorsítóelektródákat állandó frekvenciájú váltakozó feszültséggel táplálják, a részecskék mindig azonos fázisban, gyorsító irányú elektromos tér jelenlétében futnak át az elektródák között. A relativisztikus tömegnövekedés tartományában azonban a mozgás körfrekvenciája csökken, a részecske kiesik a fázisból, és előbb-utóbb akkora késéssel érkezik az elektródákhoz, hogy ott már fékező elektromos tér van jelen, így a további gyorsítás lehetetlenné válik.

A negyvenes évek végén született meg az a gondolat, hogy a váltakozó feszültség frekvenciáját a gyorsítás folyamán fokozatosan csökkentve, az elektromos tér váltakozását szinkronba lehet hozni a részecske körfrekvenciájával, tetszőleges nagy energiákon is. Ezzel persze le kell mondani a folyamatos gyorsítás lehetőségéről, hiszen ily módon mindig csak egy meghatározott, éppen a pillanatnyi frekvenciának megfelelő sebességgel haladó részecskecsoport gyorsítására van lehetőség. Ennek megfelelően ezek a szinkrociklotronnak nevezett berendezések impulzusüzemben dolgoznak (általában 50—60 gyorsítási ciklust végeznek másodpercenként), ám ezért a kis hátrányért bőségesen kárpótol az elérhető több száz MeV energia.

Ennek az új energiatartománynak jelentős szerepe volt az ötvenes évek fizikájában. Az érdeklődés mindenekelőtt a nukleonok közötti kölcsönhatás vizsgálata felé fordult nemcsak azért, mert most lehetőség nyílt a rövid hatótávolságú komponensek vizsgálatára, hanem azért is, mert 300 MeV felett megvan a lehetőség a mag-erőket közvetítő részecskék, a pi-mezonok (pionok) laboratóriumi előállítására és tulajdonságaik közvetlen vizsgálatára. Ezzel egy új tudományág, a részecskefizika kapott a mai napig is tartó lendületet, amit leglátványosabban a szinkrongyorsítás elvének továbbfejlesztésén alapuló, több száz GeV (1 GeV = 1000 MeV) energiájú ún. protonszinkrotronok megépítése és a segítségükkel végzett elemirész-fizikai kutatás demonstrál.

A szupernagy energiák megjelenése ellenére az 1 GeV körüli energiatartomány iránt is megmaradt az érdeklődés olyannyira, hogy célszerűnek látszott ezt a tartományt „közepes energiájú”



(intermediate energy) elnevezéssel megkülönböztetni a néhány 100 MeV alatti és a néhány GeV feletti energiáktól. Az érdeklődés egyik forrása az a szerep, amit ezek az energiák az atommag mikroszerkezetének vizsgálata terén betöltenek. Részecskék rugalmas és rugalmatlan szóródása az atommagokon, a mag belsejében kialakuló kaszkádfolyamat, az atommag nukleonjain és nukleoncsoportjain bekövetkező kváziszabad ütközések vagy a nagy impulzusátadással járó reakciók mindegyike a kérdés más-más megközelítését teszi lehetővé.

Fokozta az érdeklődést a közepes energiák iránt a különböző szekunder részecskék keltésének lehetősége is, hiszen így pionokból, müonokból, neutronokból álló részecskenyalábok is előállíthatók, és az általuk kiváltott kölcsönhatások közvetlenül vizsgálhatók. Hamarosan nyilvánvalóvá vált az is, hogy a magfizikai kutatások új dimenziója mellett széles körű alkalmazási lehetőséget is rejt magában a közepes energiák tartománya. Érdemes megemlíteni az előállítható radioaktív izotópok széles skáláját, a nagy energiájú nyalábok orvosi felhasználását rákterápia és sugársebészet céljaira vagy a pionokkal és müonokkal végzett szerteágazó szilárdtestfizikai és kémiai vizsgálatokat.

A hetvenes évek során újabb fellendülés következett be a közepes energiájú fizika területén, amit ismét a kísérleti technika fejlődése tett lehetővé. A gyorsított részecskék ún. erős fókuszálásának széles körű alkalmazása a részecskenyalábok intenzitásának jelentős növelése és a ciklotronokkal elérhető energiáknak a relativisztikus tartományba való kiterjesztése felé nyitotta meg az utat, míg a korszerű mikrohullámú technika több száz MeV energiájú, nagy áramú lineáris gyorsítók megépítését tette lehetővé. Az új közepes energiájú gyorsítók az 500 és 800 MeV közötti energiatartományban dolgoznak, 100  $\mu\text{A}$ -nél nagyobb intenzitású protonnyalábot állítanak elő, de megvan a lehetőség az 1 mA körüli intenzitás elérésére is. A nagyságrendek érzékeltetése céljából emlékeztetünk arra, hogy egy 1 GeV energiájú részecskéből álló 1 mA-es nyaláb elektromos teljesítménye 1 MW!

Jelenleg négy laboratóriumban dolgozik közepes energiájú, nagy intenzitású gyorsító. Az itt folyó kutatások mindenekelőtt azokat a lehetőségeket használják ki, amiket a primer részecskék által keltett

nagy intenzitású pion- és müonnyalábok nyújtanak, ezért ezeket a laboratóriumokat „mezonyár” néven is szokták emlegetni. Közülük az első Los Alamosban kezdte meg működését 1972-ben (LAMPF: Los Alamos Meson Physics Facility), ahol egy 800 MeV-os lineáris gyorsító állítja elő a primer protonokat. Ezt követte a svájci Villigenben az SIN (Schweizerisches Institut für Nuklearforschung), majd Kanadában, Vancouverben a TRIUMF (Three University Meson Facility), ahol 590 MeV, illetve 500 MeV energiájú szektorciklotronokat használnak protongyorsításra. Végül a közelmúltban helyezték üzembe Moszkva mellett az IYAI (Institut Yadernikh Issledovanij) nagy áramú lineáris gyorsítójának első, 300 MeV energiájú fokozatát.

A „mezonyárakban” szerteágazó kutatómunka folyik, a fizika mellett képviselve van itt a természettudományok szinte valamennyi ága. A sokoldalú tudományos aktivitás eredményeként ezek az intézetek nemcsak országuk reprezentatív intézményei lettek, de rövid idő alatt jelentős nemzetközi kutatócentrumokká is váltak, otthont adva különböző országokból jövő kutatócsoportoknak. Szerepük az elkövetkező években tovább fog erősödni, erre utal, hogy a továbbfejlesztésre mindegyik laboratóriumban igényes tervek dolgoztak ki.

Az elért jelentős eredmények ellenére a közepes energiájú fizikát ma még viszonylag fiatal tudományágnak lehet tekinteni, ami minden bizonnyal sokirányú fejlődés előtt áll. A különböző kutatások között legnagyobb súlya a magfizikának van, ennek eredményei képezik alapját a számos alkalmazási lehetőségnek is. A széles spektrumból a következőkben a magkutatásoknak egy szűkebb területét választjuk ki a közepes energiájú protonok és atommagok között fellépő legjellegzetesebb kölcsönhatási formákat fogjuk áttekinteni. Azon túlmenően, hogy ezek a folyamatok képezik alapját a gyorsított részecskék által létrehozott primer jelenségeknek (pl. neutron- vagy pionkeltés), a választást az is indokolja, hogy legközelebb állnak a magfizikai kutatások klasszikus problémaköréhez.

A 2. és 3. fejezet a legalapvetőbb, legnagyobb valószínűséggel bekövetkező folyamatokat tárgyalja, mint a rugalmas szórás, a kaszkádfolyamat és a kvázirugalmas N-N (nukleon-nukleon) szó-



rás. Ebben a részben inkább az alapjelenségek bemutatásán, semmint a kísérleti eredmények részletes ismertetésén van a hangsúly. A 4. és 5. fejezet egy szűkebb problémakörrel, a mag clusterszerkezetének vizsgálatával foglalkozik részletesebben. Ezek a kutatások a nukleonok közötti rövid hatótávú korrelációk tanulmányozására irányulnak, és így fontos információkkal szolgálnak az atommag mikrostruktúrájáról. A téma a hazai magfizikai kutatások szempontjából is jelentőséggel bír, a Központi Fizikai Kutató Intézet egy kutatócsoportja a könnyű magok clusterszerkezetének tanulmányozására újszerű megközelítésben végzett vizsgálatokat a dubnai EAI-ben, 670 MeV-os protonokkal. E fejezetek a clusterszerkezet kváziszabad szórással történő vizsgálatának összefoglaló ismertetése mellett a dubnai kísérleteket és azok eredményeit is bemutatják, bepillantást nyújtva egyúttal a középenergiájú kísérletek jellegzetes metodikájába is.

A jelen munkának az a célja, hogy bepillantást nyújtson a magfizika egyik korszerű területén folyó kutatások problémakörébe, és bemutasson néhány itt alkalmazott fontosabb elméleti és kísérleti módszert. Teljességre nemcsak a tematika tekintetében nem lehetett törekedni, de a tárgyalást ezen belül is csupán a lényegesebb eredmények ismertetésére kellett korlátozni. Azok számára, akik az egyes kérdésekkel behatóbban kívánnak megismerkedni, megadunk néhány forrásmunkát, ahol a téma részletesebb kifejtése és bővebb irodalomjegyzéke található. Mivel a közepes energiájú magfizika viszonylag új tudományág, az egész területet összefoglaló munka nem áll rendelkezésre, az egyes fejezetek irodalmát ezért külön tekintjük át.

Az elektronok és protonok rugalmas szórására vonatkozólag jó áttekintés található H. Frauenfelder és E. Henley könyvében [1], ami egyébként a magfizika és a részecskefizika egészébe is igen jó bepillantást nyújt. A rugalmas szórás elméleti alapjait a kvantummechanika-tankönyvek tárgyalják, ilyen például a Landau—Lifsic: Kvantummechanika [2], amelyben számos ide vonatkozó példa is található. A téma klasszikus irodalmának tekinthető R. Hofstadter könyve [3], míg H. Überall [4] az elektronszórással végzett vizsgálatokról nyújt kimerítő információt. Az újabb eredményekkel kapcsolatban néhány összefoglaló cikkre hivatkozunk [5—7], ahol

részletes ismertetés található a protonokkal végzett szórási kísérletekről is.

A magon belüli kaszkádfolyamatra vonatkozólag két úttörő munkára kívánjuk felhívni a figyelmet [8, 9], míg a kérdéskör részletekbe menő tárgyalása Barashenkov és Toneev könyvének megfelelő fejezeteiben található meg, részletes irodalomjegyzékkel [10]. A kvázirugalmas nukleon-nukleon szórással elért első jelentősebb eredményekről az uppsalai kutatócsoport számolt be [11], a módszer átfogó elméleti tárgyalása pedig Jacob és Maris összefoglaló cikkében [12] található. A közepes energiákon elért eredményekről a Chicagóban és Leningrádban végzett mérések beszámolóiból [13, 14] kaphatunk képet.

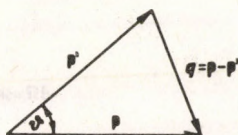
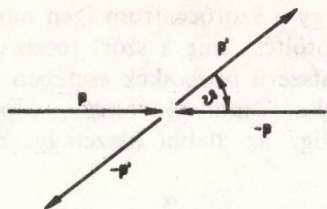
A clustereken végbemenő kvázirugalmas szórás elméletéről és az alacsonyabb, 100 MeV alatti energiákon végzett vizsgálatokról jó áttekintést ad Chant és Roos [15], míg a nagyobb energián végzett inkluzív mérésekről részletes ismertetés található Komarov összefoglaló cikkében [16]. A dubnai szinkrociklotronnál lefolytatott kinematikailag teljes méréseken alapuló kísérletsorozatot részletesen ismertettük az 5. fejezetben, a téma vizsgálata során elért eredmények a [17—28] dolgozatokban kerültek publikálásra. Az egyes kérdések részletekbe menő tárgyalása a témakörből írt disszertációkban [17—20] található, míg a [21—24] dolgozatok a kísérletek eredményeit ismertetik. Ezek szerzői között a magyar kutatók (Csatlós M., Erő J., Fodor Z., Hernyes I., Koncz P., Seres Z., Végh L.) meghatározó szerepet tölthettek be. Elméleti kérdésekkel a [25—28] dolgozatok foglalkoznak.



## 2. Rugalmas szórás az atommagon

A legegyszerűbb folyamat, ami két részecske ütközésekor felléphet, a részecskék rugalmas szóródása. Ilyen ütközés után a két részecske ugyanabban az állapotban (legtöbbször alapállapotban) folytatja útját, amiben ütközés előtt volt, ezért kinetikus energiájuk összege változatlan marad, csak sebességük lesz más, az energia- és impulzuszóráadás törvényével összhangban. Igen egyszerű a kép a részecskék tömegközépponti koordináta-rendszerében, ahol az ütközés során a  $\mathbf{p}$  impulzusnak csupán iránya változik meg, nagysága nem (lásd 1. ábra). A  $\mathbf{q} = \mathbf{p} - \mathbf{p}'$  vektor az ütközés folyamán létrejött impulzusátadás, ennek nagysága a  $\vartheta$  szórás szöggel egyértelmű kapcsolatban van:  $q = 2p \sin(\vartheta/2)$ .

Azt gondolhatnánk, hogy egy olyan egyszerű folyamat, mint a rugalmas szórás, kevés információt hordoz, tanulmányozása az atommagok esetében nem járul hozzá lényegesen ismereteink bővítéséhez. A valóságban nem ez a helyzet, hiszen már a legelső ilyen kísérlet, Rutherford híres szórás kísérlete is magának az atommagnak a felfedezését eredményezte. A rugalmas szórás valószínűségének, pontosabban a szórás differenciális hatáskeresztmetszetének szögfüggése ugyanis szoros kapcsolatban van a részecskék közötti kölcsönhatás tulajdonságaival, így a szögeloszlás közvetlen felvilágosítást szolgáltat annak részleteiről.



$$|p| = |p'| = p \quad q = 2p \sin(\theta/2)$$

1. ábra. Az impulzus megváltozása rugalmas ütközéskor a tömegközépponti koordináta-rendszerben

## 2.1 A Rutherford-szórás és a szórási amplitúdó

A későbbiek szempontjából is tanulságos megvizsgálni olyan elektromosan töltött részecskék ütközésének törvényszerűségeit, amelyek között csupán Coulomb-kölcsönhatás van. Erről tudjuk, hogy centrális erőteret hoz létre, a potenciális energia csak a két részecske közötti távolságtól függ:  $U = U(r)$ . A klasszikus mechanikából is ismeretes, hogy ilyenkor az ún. ütközési paraméter ( $s$ ) — vagyis az a távolság, amennyire a két részecske elhaladna egymás mellett, ha nem volna közöttük kölcsönhatás (lásd 2. ábra) — és az eltérülés szöge ( $\vartheta$ ) között egyértelmű kapcsolat van:  $s = s(\vartheta)$ , amit  $U(r)$  alakja határoz meg.

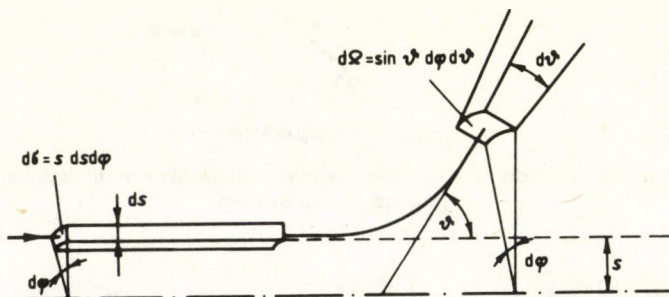
A differenciális hatáskeresztmetszet, amely a  $\vartheta$  irány körüli  $d\Omega = \sin \vartheta d\vartheta d\varphi$  térszögbe való szóródás valószínűségét adja meg, a 2. ábra szerint a  $d\Omega$ -hoz tartozó  $d\sigma = s ds d\varphi$  felületelemmel fejezhető ki, s így

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{s}{\sin \vartheta} \frac{ds}{d\vartheta} \quad (2)$$



Tegyük fel, hogy a szórócentrum igen nagy tömegű, és töltése  $Ze$  ( $e$  az elektrontöltés), míg a szórt részecske tömege  $m$ , és  $Z'e$  töltéssel bír. Pontszerű részecskék esetében a potenciális energia  $U = \alpha/r$ , a részecske — mint ismeretes — hiperbolapályán mozog. Eltérülésének szöge az alábbi összefüggésben van az ütközési paraméterrel:

$$s = \frac{\alpha}{2E_0} \operatorname{ctg}(\vartheta/2). \quad (3)$$



2. ábra. A szórás hatáskeresztmetszetének függése a szórási szögtől és az ütközési paramétertől.  $s$  az ütközési paraméter;  $\vartheta$  a poláris szög;  $\varphi$  az azimutális szög

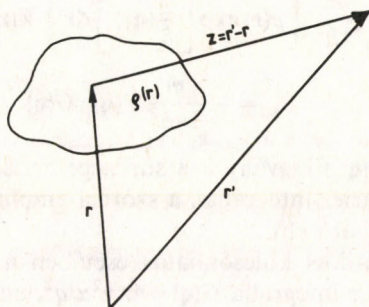
Itt  $E_0 = k^2/2m$  a részecske kinetikus energiája végtelen távolságra a szórócentrumtól, és  $\alpha = ZZ'e^2/4\pi\epsilon_0 = 1,44 ZZ'$  (MeV fm), ahol  $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$  A s/V m a vákuum permittivitása. Ezzel a hatáskeresztmetszet:

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Ruth}} = \left( \frac{\alpha}{4E_0} \right)^2 \frac{1}{\sin^4(\vartheta/2)} = \frac{(2m\alpha)^2}{q^4}, \quad (4)$$

ahol az eltérés szögét a  $q$  impulzusátadással fejeztük ki.

A pontszerű töltések szóródását leíró (4) kifejezést nevezzük Rutherford-hatáskeresztmetszetnek. Ennek érvényességét ellenőrizte Rutherford oly módon, hogy néhány MeV energiájú alfa-részecskékkel bombázta az atommagokat, és mérte a szórt részecskék szögeloszlását. Azt találta, hogy a (4) összefüggés még nagy szögek esetén is jól írja le a szórási hatáskeresztmetszetet, amiből arra

következtetett, hogy a maghoz kis, néhány fm ütközési paraméterrel közeledő részecskék is pontszerű töltésnek megfelelő potenciálban teszik meg útjukat, vagyis az atommagon kívül haladnak.



3. ábra. Kiterjedt szórócentrum által keltett potenciál meghatározása

A Rutherford-szórási hatáskeresztmetszet (4) kifejezésének levezetése a klasszikus mechanika mozgástörvényei szerint történt, de ugyanerre az eredményre vezetnek a kvantummechanikai számítások is. Ezek az  $f(\vartheta, \varphi)$  ún. szórási amplitúdó értékét adják meg, ami egyszerű kapcsolatban van a hatáskeresztmetszettel:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\vartheta, \varphi)|^2. \quad (5)$$

Az amplitúdó kiszámításához a szórási probléma Schrödinger-egyenletét kell megoldani. Erre az ún. Born-közelítést szokták alkalmazni, ami az amplitúdóra az alábbi kifejezést szolgáltatja:

$$f(\vartheta, \varphi) = -\frac{m}{2\pi\hbar^2} \int \exp\left[\frac{i}{\hbar}(\mathbf{q}\mathbf{r}')\right] U(\mathbf{r}') d\mathbf{r}'. \quad (6)$$

A kifejezésben szerepel a  $\mathbf{q}$  impulzusátadás,  $U(\mathbf{r}')$  pedig a potenciális energia értéke a tér egy  $\mathbf{r}'$  pontjában. Ez utóbbi véges kiterjedésű szórócentrum esetében, amelynek sűrűségeloszlása  $\rho(\mathbf{r})$ , a 3. ábrának megfelelően a következő integrállal állítható elő:

$$U(\mathbf{r}') = \int V(\mathbf{r} - \mathbf{r}')\rho(\mathbf{r}) d\mathbf{r}, \quad (7)$$



ahol  $V(\mathbf{z})$  a pontszerű, egységnyi töltés által létrehozott potenciáltér. Ezt (6)-ba helyettesítve, és az  $\mathbf{r}' = \mathbf{r} + \mathbf{z}$  összefüggést figyelembe véve az eredmény két integrál szorzataként adódik:

$$f(\vartheta, \varphi) = -\frac{m}{2\pi\hbar^2} \int \rho(\mathbf{r}) \exp\left[\frac{i}{\hbar}(\mathbf{q}\mathbf{r})\right] d\mathbf{r} \int V(\mathbf{z}) \exp\left[\frac{i}{\hbar}(\mathbf{q}\mathbf{z})\right] d\mathbf{z} = \\ = -\frac{m}{2\pi\hbar^2} F(\mathbf{q}) \cdot G(\mathbf{q}). \quad (8)$$

Az  $F(\mathbf{q})$  és  $G(\mathbf{q})$  függvények a sűrűségeloszlás, illetve a potenciál-függvény Fourier-integráljai, a szórási amplitúdó tehát ezek szorzataként állítható elő.

Elektrosztatikus kölcsönhatás esetében a potenciál  $V(\mathbf{z}) = \alpha/z$ . Ennek Fourier-integrálja  $G(\mathbf{q}) = 4\pi\hbar^2\alpha/q^2$ , ami a hatáskeresztmetszetre a

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{(2m\alpha)^2}{q^4} |F(\mathbf{q})|^2 = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Ruth}} |F(\mathbf{q})|^2 \quad (9)$$

összefüggést adja. Pontszerű szórócentrum esetén a sűrűségeloszlás  $\delta$ -függvénnyel írható le, aminek transzformáltja  $F(\mathbf{q}) = 1$ , ilyenkor a hatáskeresztmetszet a klasszikus tárgyalásból ismert (4) Rutherford-hatáskeresztmetszettel egyezik meg. A kiterjedt szórócentrumok esetében fellépő

$$F(\mathbf{q}) = \int \rho(\mathbf{r}) \exp\left[\frac{i}{\hbar}(\mathbf{q}\mathbf{r})\right] d\mathbf{r} \quad (10)$$

Fourier-integrált alakfaktornak nevezik, mert a sűrűségeloszlás alakjával van közvetlen kapcsolatban. Kísérleti meghatározása a (9) összefüggés alapján a hatáskeresztmetszet mérése útján történhet. Az alakfaktor ismeretében lehetőség nyílik a sűrűségeloszlás meghatározására is, a (10) Fourier-integrál invertálása útján:

$$\rho(\mathbf{r}) = \frac{1}{(2\pi\hbar)^3} \int F(\mathbf{q}) \exp\left[-\frac{i}{\hbar}(\mathbf{q}\mathbf{r})\right] d\mathbf{q}. \quad (11)$$

Világosan kitűnik ebből a kifejezésből, hogy  $\rho(\mathbf{r})$  meghatározásához az alakfaktort  $\mathbf{q}$  minden értékénél ismerni kell, beleértve az igen

nagy impulzusátadásokat is. Ha a kísérleti feltételek, pl. a részecskék kis energiája, nem teszik lehetővé a valamilyen  $q_{\max}$ -nál nagyobb impulzusátadások mérését, akkor a Fourier-integrálból hiányozni fognak azok a komponensek, amelyek a sűrűségeloszlás alakjáról az  $r < \hbar/q_{\max}$  távolságokon nyújtanának felvilágosítást. A (11) kifejezés a matematika nyelvén fogalmazza meg azt a korábbi állítást, hogy atomi objektumok részletes vizsgálatához olyan részecskékre van szükség, amelyek  $\lambda = \hbar/p$  hullámhossza kisebb a vizsgálni kívánt méreteknél.

## 2.2 A töltéseloszlás vizsgálata elektronszórással

A szórási kísérletek egyik legfontosabb, úgyszólván klasszikusnak tekinthető alkalmazási területe atommagok töltéseloszlásának igen pontos meghatározása nagy energiájú elektronok segítségével. Elektronok használata az atommag vizsgálatára egyrészt azért előnyös, mert ilyenkor a két részecske között a jól ismert elektromágneses kölcsönhatáson kívül egyéb erőhatások (pl. magerők) nem lépnek fel, másrészt az elektron pontszerű részecske, nem rendelkezik belső szerkezettel. Ez a szórási kísérletek kiértékelésénél nagy könnyebbséget jelent.

A hatáskeresztmetszetet megadó (9) egyenlet elektronok szórása esetén korrekcióra szorul. Figyelembe kell venni mindenekelőtt azt, hogy az elektronok spinnel és ennek megfelelően mágneses dipólusnyomatékkal is rendelkeznek. Ez, valamint a nagy energiákon fellépő relativisztikus effektusok módosítják a pontszerű töltésen való szóródás hatáskeresztmetszetét, és ezért  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Ruth}}$  helyett az

ettől némileg eltérő Mott-féle  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Mott}}$  hatáskeresztmetszetet kell használni. Módosul a (9) kifejezés az atommagok mágneses tulajdonságai miatt is, ez egy újabb ún. mágneses alakfaktor felléptét eredményezi. Végül a pontos számításokhoz azt is figyelembe kell venni, hogy az atommag tömege nem végtelen, ezért a tömegközépponti rendszer és a laboratóriumi rendszer nem esik egybe.

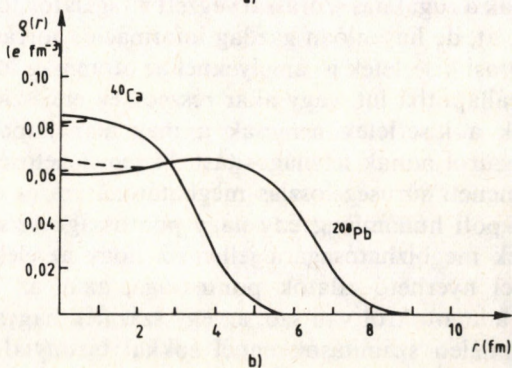
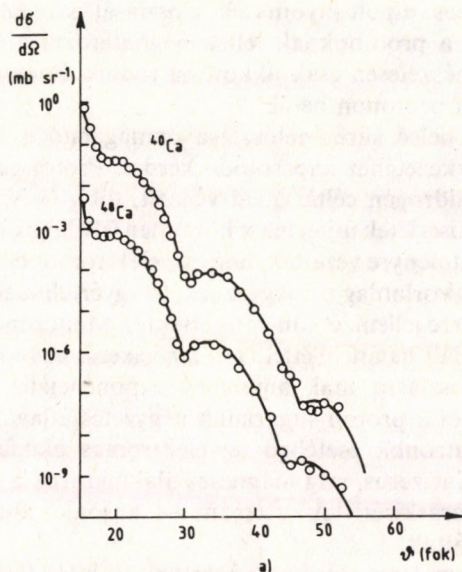


Szigorú követelményeket támaszt az elektronszórás módszere a kísérleti technikával szemben. Ennek fő oka, hogy a hatáskeresztmetszet az impulzusátadás növekedésével rohamosan csökken: a ponttöltés hatáskeresztmetszete  $q$  4-dik hatványával, az alakfaktor pedig exponenciálisan. Az együttes hatás azt eredményezi, hogy az impulzusátadásnak abban a több mint  $3 \text{ fm}^{-1}$ -ig terjedő tartományában, amiben a méréseket a jó térbeli „felbontás” érdekében el kell végezni, a szórási hatáskeresztmetszet 11—12 nagyságrenddel is változhat, és  $10^{-37} \text{ cm}^2 \text{ sr}^{-1}$  körüli értékekre csökken le. Ha meggondoljuk, hogy a kísérletekhez néhány száz MeV, vagy akár néhány GeV energiájú elektronnyaláb szükséges  $100 \mu\text{A}$  körüli intenzitással, akkor elképzelhetőek azok a nehézségek, amelyek egy pontos, megbízható, kis háttérű mérés elvégzését kísérik.

A korszerű kísérleti technika és a gondos kiértékelő munka eredményeként ma már 1—2%-os pontossággal meg lehet határozni atommagokban a töltéssűrűség értékét. A 4.a) ábrán példaként 750 MeV energiájú elektronok szórási hatáskeresztmetszetének szögfüggését mutatjuk be  $^{40}\text{Ca}$ -magok esetén. A görbe szembeötlő, maximumok és minimumok váltakozásából álló diffrakciós struktúrája jellegzetes vonása a többé-kevésbé éles határfelülettel rendelkező töltéseloszlásoknak, és így kvalitatíven demonstrálja, hogy az atommagok határozott mérettel rendelkező gömbszerű képződmények. A 4.b) ábrán a  $^{40}\text{Ca}$ - és a  $^{208}\text{Pb}$ -magoknak a szórási hatáskeresztmetszet alapján rekonstruált töltéseloszlása látható. A  $^{40}\text{Ca}$ -magnál jól megfigyelhető az a sűrűség-növekedés, amit közepben a zárt 2s héjban levő nukleonok okoznak, míg a  $^{208}\text{Pb}$  jól példázza a sűrűség közel állandó voltát nehéz magok belsejében.

A sűrűségeloszlás pontos meghatározására elsősorban azért van szükség, mert ez lehetőséget nyújt a magszerkezetre vonatkozó mikroszkopikus elméletek ellenőrzésére. A 4.b) ábrán feltüntetett szaggatott vonalak például a jelenleg legpontosabbnak ismert elmélet, a sűrűségtől függő Hartree—Fock-modell alapján számított sűrűségeloszlásokat ábrázolják. Megfigyelhető, hogy míg a külső részen az elmélet tökéletesen leírja az atommag sűrűségeloszlását, addig a középső tartományban jelentős eltérés figyelhető meg, ami messze meghaladja a kísérleti hibát és a számítás bizonytalanságát is. Ebből arra következtetnek, hogy az elméletben

valamilyen alapvető módosításra, feltehetően a relativisztikus effektusok figyelembevételére van szükség ahhoz, hogy a magszerkezetnek a valóságot jól tükröző leírását kapjuk.



4. ábra. 750 MeV-os elektronok szórási hatáskeresztmetszetének szögfüggése (a) és az ebből meghatározott töltésseloszlás (b)



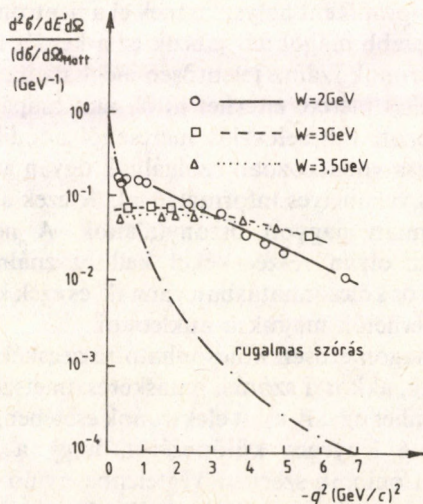
Amikor a magon belüli sűrűségeloszlásról beszélünk, meg kell különböztetni az elektromos töltés, a mágneses nyomaték, a protonok vagy a neutronok, illetve a kettő összegeként általában a nukleonok sűrűségeloszlását. Elektronokkal végzett szórási kísérletek általában a töltéseloszlást, speciális körülmények között pedig a mágneses dipólusnyomaték eloszlását szolgáltatják. A töltéseloszlásból a protonoknak lehet meghatározni a sűrűségeloszlását, de természetesen csak akkor, ha tudjuk, hogy milyen az eloszlás magán a protonon belül.

A nukleonok belső sűrűségeloszlása önmagában is fontos, az elemi részek szerkezetéhez kapcsolódó kérdés. Protonok esetében erre folyékony hidrogén céltárggyal végzett, több GeV energiájú elektronszórási kísérletek útján lehet közvetlen felvilágosítást kapni. Ezek arra az eredményre vezettek, hogy az elektromos és mágneses alakfaktorok gyakorlatilag megegyeznek, és egyértelműen eltérnek a pontszerű töltésre jellemző konstans értéktől. Monoton csökkenő alakjuk egy definiált határfelülettel nem rendelkező,  $\rho(r) = \exp(-r/a)$  alakú sűrűségeloszlásra utal, amelynek exponenciális állandója  $a = 0,23$  fm. Ebből a proton sugarának négyzetes átlagára  $r_p = 0,8$  fm adódik. Neutronok esetében az elektromos alakfaktor mai ismereteink szerint zérus, míg mágneses alakfaktoruk — deuteronon végzett szórás kísérletek alapján — hasonló ahhoz, amit protonoknál találtak.

Eddig csak a rugalmas szórással végzett vizsgálatok főbb vonását tekintettük át, de hasonlóan gazdag információk forrásai a rugalmatlan szórási kísérletek is, amelyeknél az atommag ütközés után gerjesztett állapotba jut, vagy akár részecskék emissziójára is sor kerül. Ezek a kísérletek nemcsak a mag alapállapot, statikus tulajdonságairól adnak felvilágosítást, hanem lehetőséget nyújtanak az átmeneti sűrűségeloszlás meghatározására és ezzel a gerjesztett állapot hullámfüggvény nagy pontosságú vizsgálatára is. A kísérletek megbízhatóságára jellemző, hogy az elektronszórás módszerével nyerhető adatok pontossága, akár az alap-, akár gerjesztett állapotokról van szó, az egy százalék nagyságrendjébe esik. Az elméleti számítások ennél sokkal bizonytalanabbak, a mag szerkezet egyértelmű tárgyalását adó elmélet érdekében még jelentős erőfeszítéseket kell tenni.

A rugalmas szóráshoz hasonlóan külön érdeklődésre tarthatnak számot a nukleonokon végzett rugalmatlan szórási kísérletek is. Ezeket nagy, több GeV energiájú elektronokkal végzik, az ütközés során az elektronok energiavesztése több GeV-ot is kitehet. A folyamatban, amelyet a nagy energiavesztésre való tekintettel mélyen rugalmatlan szórásnak szoktak nevezni, általában új részecskék, főleg pionok keletkeznek, de lehetőség van e mellett arra is, hogy az átadott energia hatására a nukleon gerjesztett állapotba jusson, és kialakuljanak különböző nukleonrezonanciák. Ez néhány 100 MeV energiaátadásnál következik be, amikor is a szögeloszlásmérés a rezonanciaállapotok alakfaktorát szolgáltatja. A kísérleti adatokból arra lehet következtetni, hogy a nukleonoknak gerjesztett állapotban hasonló az alakjuk, méretük, mint alapállapotban, mert az alakfaktor nem változik meg lényegesen.

Más lesz a helyzet, amikor az energiaátadás a néhány GeV nagyságrendjébe esik. Az 5. ábrán a stanfordi lineáris gyorsítónál 4,5 és 18 GeV között változó energiájú elektronokkal végzett



5. ábra. 4,5 GeV energiájú elektronok mélyen rugalmatlan szórása protonokon. Az ábra különböző  $W$  energiaátadások esetén mutatja az alakfaktor  $(d\sigma/d\sigma_{\text{Mott}})$  függését az átadott impulzus négyzetétől



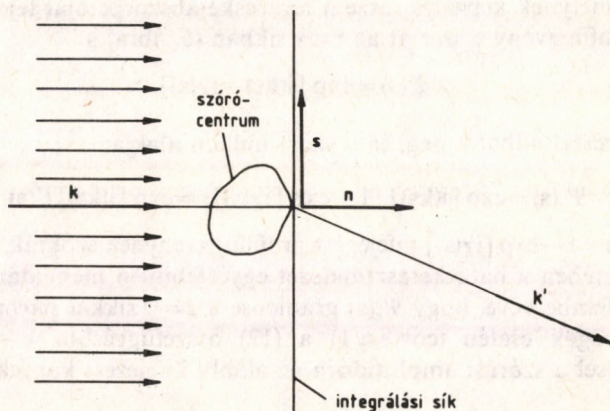
mélyen rugalmatlan szórás kísérlet eredménye látható. Az ábra különböző energiaátadások esetén mutatja az alakfaktor függését az impulzusátadástól, és összehasonlításként fel van tüntetve a rugalmas szórás esetén kapott alakfaktor is. Szembeötlő, hogy az alakfaktor nagy energiaátadásoknál  $q$ -tól gyakorlatilag független lesz, ami egyértelműen a pontszerű töltéseloszlásra jellemző. Így ez a kísérlet meggyőzően mutatta ki pontszerű objektumok létezését a nukleonon belül, és ezzel alapja lett a nukleonok ma már sok oldalról alátámasztott kvarkmodelljének.

### 2.3 Protonok rugalmas szórása

Az előző pontban megismert elektronszórás a mag elektromos tulajdonságainak, töltésének, mágneses dipólusnyomatékának felderítésére alkalmas, ezért, mint láttuk, elsősorban a protonok magon belüli eloszlását lehet segítségével meghatározni. A mag szerkezeti vizsgálatok szempontjából igen fontos azonban annak az ismerete is, hogy miként helyezkednek el a neutronok a magban. Különösen nehezebb magoknál játszik ez a kérdés nagy szerepet, hiszen itt a neutronok száma jelentősen meghaladja a protonokét, és a mag tényleges mérete eltérhet attól, ami csupán a protonok által meghatározott töltéseloszlás méréséből adódik. Neutronok sűrűségeloszlására vonatkozóan szolgálnak ugyan az elektronszórás kísérletek is valamelyes információval, de ezek a kölcsönhatás csekély volta miatt nagyon bizonytalanok. A neutroneloszlás feltérképezéséhez olyan részecskéket kell használni, amelyek a nukleonokkal erős kölcsönhatásban vannak, és ezek közül legkönnyebben hozzáférhetők maguk a nukleonok.

Ha az atommagon erősen kölcsönható részecskéék, például protonok szóródnak, akkor a szórás hatáskeresztmetszet kiszámítása hasonlóan történhet ugyan, mint elektronok esetében, de figyelembe kell venni azt a lényeges különbséget, hogy a kölcsönhatási potenciál nem Coulomb-szerűen végtelenbe nyúló, hanem rövid hatótávolságú, a szórócentrumtól néhány fm távolságra már elenyészik. Ez a tény a szórás hullámfüggvény kiszámításánál a Schrödinger-egyenlet megoldásának másfajta közelítését teszi cél-

szérűvé. Nagy, 100 MeV-ot meghaladó energiájú protonok esetében például, ha a szórási szög nem túl nagy, két körülmény egyszerűsíti a számításokat. Az egyik, hogy a protonok hullámhossza jóval kisebb, mint az atommag mérete, a másik, hogy a kis szögeltérés miatt az impulzusátadás  $\mathbf{q}$  vektora közelítően merőleges a primer részecskék irányára. Ha hullámképben gondolkodunk, akkor ezek a feltételek megegyeznek azzal, amelyek az optikában az ún. Fraunhofer-féle diffrakciót jellemzik (távoli fényforrás, kisszögű szórás véges méretű tárgyon), ezért a részecskék ilyen fajta szórását diffrakciós szórásnak szokás nevezni.



6. ábra. Nagy energiájú részecskék diffrakciós szórása inhomogén szórócentrumon

Ebben a közelítésben a céltárgytól nagy távolságra a  $\mathbf{p}'$  irányban haladó szórt hullámot úgy lehet meghatározni, hogy felintegráljuk közvetlenül a szórócentrum mögött elhelyezkedő sík pontjaiból kiinduló gömbhullámokat (6. ábra). Az eljárás a szórás amplitúdója egy felületi integrált szolgáltat, ami hullámvektorokkal ( $\mathbf{k} = \mathbf{p}/\hbar$ ) felírva:

$$f(\vartheta, \varphi) = \frac{-1}{4\pi} \int_{\text{sík}} \{ \Psi_s(\mathbf{r}) \mathbf{n} \nabla \exp [i(\mathbf{k}'\mathbf{r})] - \exp [-i(\mathbf{k}'\mathbf{r})] \mathbf{n} \nabla \Psi_s(\mathbf{r}) \} d^2s. \quad (12)$$



Itt  $\mathbf{n}$  a síkra merőleges egységvektor,  $\Psi_s(\mathbf{r})$  pedig a szórt hullámot jelenti, amit úgy kapunk, hogy a beeső  $\exp[i(\mathbf{k}\mathbf{r})]$  síkhullámot levonjuk a teljes  $\Psi(\mathbf{r})$  hullámból:

$$\Psi_s(\mathbf{r}) = \Psi(\mathbf{r}) - \exp[i(\mathbf{k}\mathbf{r})]. \quad (13)$$

A feladatot tehát visszavezettük a  $\Psi(\mathbf{r})$  hullámfüggvény meghatározására, közvetlenül a szórócentrum mögötti síkon. Ez a beeső síkhullámtól nyilván csak a céltárgy árnyékában mutat eltérést, az áthaladás során fellépő fáziseltolódás miatt. Ez utóbbi első közelítésben csak az  $s$  ütközési paramétertől függő  $\chi(s)$  komplex mennyiség, amelynek képzetes része a részecske abszorpcióját fejezi ki. A hullámfüggvény  $e$  szerint az  $\mathbf{r} \equiv s$  síkban (6. ábra) a

$$\Psi(s) = \exp[i(\mathbf{k}\mathbf{s}) + i\chi(s)]$$

kifejezéssel adható meg, és a szórt hullám alakja:

$$\Psi_s(s) = \exp[i(\mathbf{k}\mathbf{s})] \{1 - \exp[i\chi(s)]\} = \exp[i(\mathbf{k}\mathbf{s})] \Gamma(s). \quad (14)$$

A  $\Gamma(s) = 1 - \exp[i\chi(s)]$  kifejezést profilfüggvénynek szokták nevezni, ismeretében a hatáskeresztmetszet egyértelműen meghatározható. Figyelembe véve, hogy  $\Psi_s(s)$  gradiense a  $z=0$  síkkal párhuzamos, kis szögek esetén ( $\cos \vartheta \approx 1$ ) a (12) összefüggésből  $\mathbf{k} - \mathbf{k}' = \mathbf{q}/\hbar$  jelöléssel a szórási amplitúdóra az alábbi kifejezést kapjuk:

$$f(\vartheta, \varphi) = \frac{i\mathbf{k}}{2\pi} \int \exp\left[\frac{i}{\hbar}(\mathbf{q}\mathbf{s})\right] \Gamma(s) d^2s, \quad (15)$$

ami nem más, mint a profilfüggvény Fourier—Bessel-transzformáltja.

Tanulságos megvizsgálni egy  $R_0$  sugarú fekete gömbön létrejövő diffrakció hatáskeresztmetszetét, hiszen erősen kölcsönható részecskék számára (nukleonok, pionok) első közelítésben az atommag is ennek tekinthető. Ebben az esetben a teljes abszorpció miatt  $\Gamma(s)$  végtelen nagy imaginárius mennyiség, vagyis  $\Gamma(s) = 1$  az árnyékban, és  $\Gamma(s) = 0$  az árnyékon kívül. Az integrálás  $\xi = kR_0\vartheta$  argumentumú elsőrendű Bessel-függvényhez vezet, és a hatáskeresztmetszet:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(q)|^2 = (kR_0^2)^2 \left[ \frac{J_1(\xi)}{\xi} \right]^2. \quad (16)$$

A (16) kifejezésből következtethetünk a diffrakciós szórás néhány jellegzetes tulajdonságára. Az egyik, hogy a hatáskeresztmetszet a Bessel-függvény alakjának megfelelően kis szögeknél ( $\vartheta=0$  körül) éles maximumot mutat. Ennek nagysága, mivel  $J_1(\xi) \rightarrow \xi/2$ , ha  $\xi \rightarrow 0$ ,

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 = \frac{1}{4} k^2 R_0^4, \text{ vagyis az impulzus négyzetével arányosan nő.}$$

A másik jellegzetesség, hogy a hatáskeresztmetszetben minimumok lépnek fel a Bessel-függvény zérushelyeinél. Az első minimum a  $\xi_0 = 3,84$  zérushelynek megfelelően a

$$\vartheta_{\min} = \frac{3,84}{kR_0} = 0,61 \frac{\lambda}{R_0} \quad (17)$$

szögnél van, ami annál kisebb, minél nagyobb a szóródó részecske impulzusa. Végül a (16) kifejezés integrálásából adódó teljes hatáskeresztmetszet:  $\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \approx \pi R_0^2$ , vagyis független a részecske energiájától, és megegyezik a céltárgy geometriai keresztmetszetével.

A valóságban az atommag a bombázórészecskék számára nem áthatolhatatlan. Árnyékában a profilfüggvény aszerint különbözik egytől, hogy különböző  $s$  ütközési paramétereknél mekkora torzulást szenved az áthaladó részecske hullámfüggvénye. Ez egyrészt attól függ, hogy milyen a nukleonok sűrűségeloszlása, illetve hullámfüggvénye a magban, másrészt, hogy milyen maguknak a nukleonoknak a profilfüggvénye.

A nukleonok profilfüggvényének alakjára a N-N szórás hatáskeresztmetszetének  $q$ -függéséből következtethetünk. A kísérletek szerint kis szögeknél ez Gauss-eloszlást mutat:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = A(k) \exp[-b(k)|t|], \quad (18)$$

ahol a nagyenergiájú fizikában elterjedt  $|t| = q^2$  jelölést használtuk. A  $b(k)$  együttható a primer impulzus ( $k$ ) lassan változó függvénye, értéke GeV körüli energiákon  $b \approx 10$  (GeV/c) $^{-2}$ . A nukleonok profilfüggvényét a (15) kifejezés szerint a szórási amplitúdó Fourier-



transzformációjával kapjuk meg, ami az adott esetben ugyancsak Gauss-eloszlást mutat:

$$\Gamma(s) = \Gamma(0) \exp [-(s/s_0)^2]. \quad (19)$$

Ennek szélessége a  $b$  paraméterrel  $s_0 = \hbar\sqrt{2b}$  kapcsolatban van, ami GeV körüli energiákon  $s_0 = 0,9$  fm értékhez vezet. Látjuk, hogy erősen kölcsönható részecskékkel vizsgálva a nukleonokat, méretük nagyjából ugyanakkorának adódik, mint elektromágneses kiterjedésük ( $r_p = 0,8$  fm). Érdemes itt megjegyezni, hogy a primer energia növelésével  $b$  lassú növekedése figyelhető meg, 100 GeV körül eléri a  $b = 13$  (GeV/c)<sup>-2</sup> értéket, ami egyúttal a profilfüggvény megfelelő kiszélesedését is jelenti. Ennek a jelenségnek minden szempontból kielégítő magyarázatát még nem ismerjük.

A nukleonokból összetett atommag teljes profilfüggvényét abból a feltételezésből kiindulva határozhatjuk meg, hogy a magban az egyes szórócentrumok által okozott  $\chi(\mathbf{s})$  fáziseltolások, hasonlóan az optikai analógiához, összegeződnek. Ennek megfelelően az eredő  $\Gamma_A$  profilfüggvény az elemi profilok szorzatainak összegeként áll elő. Hogy kiszámíthassuk a szórási amplitúdót,  $\Gamma_A$  várható értékét kell meghatározni a nukleon eloszlásának megfelelően, és így

$$f(\vartheta, \varphi) = \frac{ik}{2\pi} \int \exp \left[ \frac{i}{\hbar} (\mathbf{q}\mathbf{s}) \right] \langle i | \Gamma_A | i \rangle d^2\mathbf{s}, \quad (20)$$

ahol  $|i\rangle$  a mag alapállapotának hullámfüggvényét jelenti. Az itt vázolt eljárást kidolgozója után Glauber-közelítésnek nevezik, és elterjedten alkalmazzák nagyenergiájú szórási kísérletek kiértékelésénél.

Mint látjuk, a szórási amplitúdó és ezzel a szórási hatáskeresztmetszet kiszámításához a profilfüggvény várható értékének ismeretére van szükség. Ehhez egyrészt azt kell tudni, hogy milyen a mag hullámfüggvénye, másrészt ismerni kell az elemi N-N kölcsönhatást. Ez utóbbiról általában feltételezik, hogy nem tér el attól, amit a szabad nukleonokkal végzett szórási kísérletekből lehet meghatározni, bár vannak jelek, hogy az atommag belsejében ez a kölcsönhatás bizonyos mértékig módosul. Ami a magszerkezeti információt illeti, arra nézve a különböző magmodellszámítások

szolgálhatnak felvilágosítással. Ezek ellenőrzésére, a bennük szereplő paraméterek meghatározására azután a kísérletileg mért értékekkel való összehasonlítás ad lehetőséget.

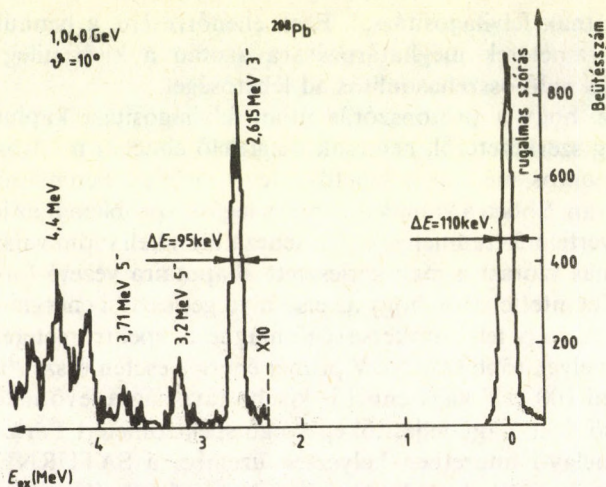
Ahhoz, hogy a protonszórás útján felvilágosítást kapjunk az atommag szerkezetéről, nemcsak megfelelő elméleti módszerekre, hanem pontos méréseket lehetővé tevő kísérleti berendezésre is szükség van. Ebben a vonatkozásban a legfőbb problémát az jelenti, hogy egyértelmű eredmények eléréséhez külön kell tudni választani a rugalmas szórást a mag gerjesztett állapotaira vezető folyamatoktól. Tekintettel arra, hogy az első nivó gerjesztési energiája igen kicsi lehet, nagy felbontóképességű mágneses spektrométerek keltenek, amelyek több száz MeV primer energia esetén is szét tudnak választani 100 keV vagy ennél is kisebb távolságra levő nivókat.

Az első ilyen nagy teljesítőképességű spektrométert Párizs mellett a Saclay-i intézetben helyezték üzembe, a SATURNE protonszinkrotronnál. A spektrométer a kettős fókuszálás elvén működik. Az 1 GeV energiájú primer nyaláb egy analizáló mágnesen halad át, amely azt az energiaszórásnak megfelelően szétbontja. Így a kissé eltérő energiájú részecskék a céltárgy különböző helyére jutnak, és ez lehetőséget ad arra, hogy a szórt részecskéket analizáló spektrométer az eltérést kompenzálja, az azonos végállapothoz tartozó szórt részecskéket a fókuszszík egy pontjában egyesítve. Ezzel a SPES-I elnevezésű spektrométerrel rekord felbontóképességet sikerült elérni, egymástól 100 keV-nál kisebb távolságra levő nivókat is jól külön lehetett választani (7. ábra).

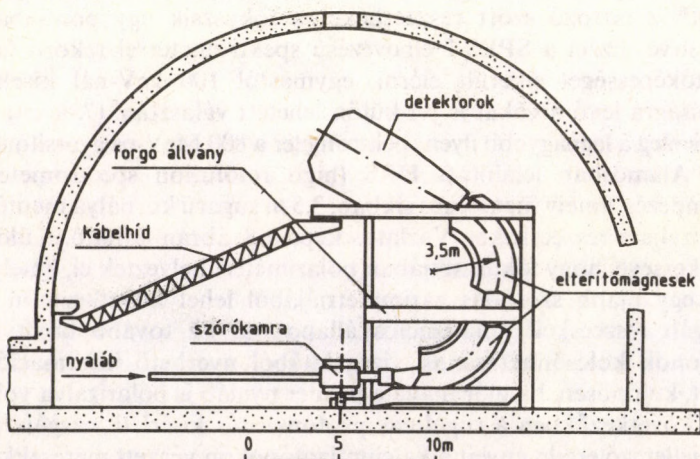
Jelenleg a legnagyobb ilyen spektrométer a 800 MeV-os gyorsítónál Los Alamosban felállított HRS (high resolution spectrometer) berendezés, amely függőleges síkban, 3,5 m sugarú körpálya mentén analizálja a részecskéket. Vázlatos képe a 8. ábrán látható. Külön érdekessége, hogy fókuszszíkjában polarimétert helyeztek el, amelyben egy újabb szóródás aszimmetriájából lehet következtetni a vizsgált részecskék polarizációs állapotára. Ez tovább bővíti a protonok kölcsönhatásának vizsgálatából nyerhető információk sorát, különösen, ha már maga a primer nyaláb is polarizálva volt.

A következőkben a rugalmas protonszórás kísérleti vizsgálatának jellemző eredményeit a kalciumizotópokon végzett mérésekkel illusztráljuk. A 9. ábra négy izotópra ( $^{40,42,44,48}\text{Ca}$ ) mutatja be a



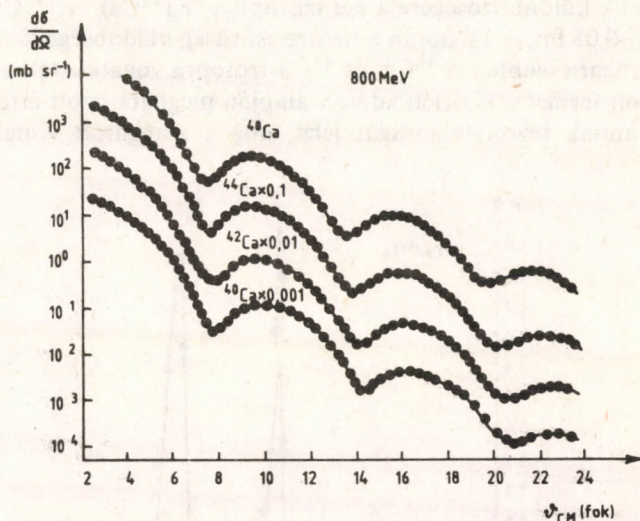


7. ábra.  $^{208}\text{Pb}$ -magokon szórt protonoknak a SPES-I spektrométerrel felvett spektruma 1,04 GeV primer energiánál.  $E_{\text{ex}}$  a visszamaradó mag gerjesztési energiáját jelenti,  $\Delta E$  az energiafelbontás



8. ábra. A LAMPF (Los Alamos) nagy felbontású spektrométerének vázlatos rajza

szórási hatáskeresztmetszet változását a szög függvényében. Jól megfigyelhető az eloszlás diffrakciós jellege. A minimumok helyének a kisebb szögek felé való szisztematikus eltolódása a tömegszám növekedésével jól mutatja, hogy a szögeloszlás milyen érzékenyen függ a mag sugarának kis változásaitól. Az ábrán a pontok a mért



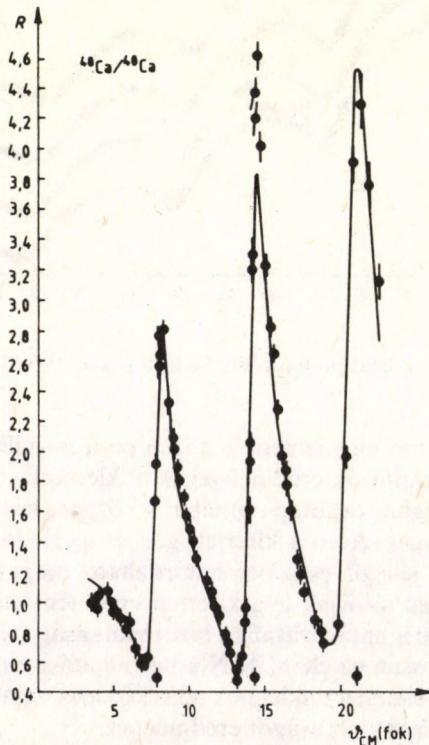
9. ábra. Rugalmas protonszórás Ca-izotópokon, 800 MeV energián

adatokat jelentik, míg az azokhoz igen pontosan illeszkedő görbék az elméleti számítások eredményei. A nukleonok sűrűségeloszlását jellemző két legfontosabb paraméter, a közepes sugár és az eloszlás diffuzitása a mag szélén a kísérleti görbék periodicitásából, illetve exponenciális jellegű eséséből határozható meg. Bár az elméleti számítások igen jól írják le a kísérleti eredményeket, a nukleon eloszlásának meghatározásában bizonytalanságot jelent, hogy nem ismerjük pontosan az elemi N-N kölcsönhatást a magon belül. Ez a körülmény például a nukleoneloszlás közepes sugarának értékében 0,1—0,2 fm bizonytalanságot eredményez.

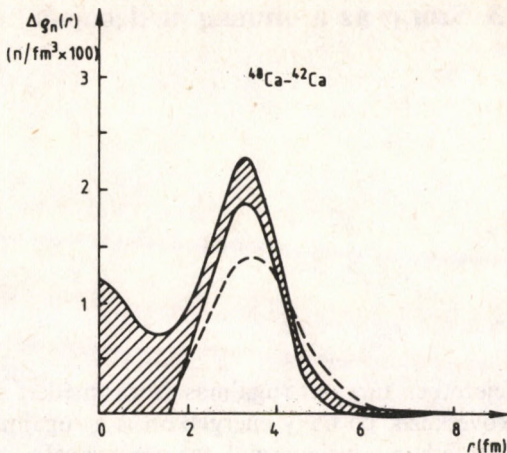
Pontosabb elméleti analízisre van lehetőség, ha a különböző izotópok hatáskeresztmetszetét egymáshoz viszonyítva vizsgáljuk,



mert ilyenkor a N-N kölcsönhatás bizonytalanságából származó hiba jórészt kiesik. A  $^{48}\text{Ca}$  és  $^{40}\text{Ca}$  hatáskeresztmetszetének hányadosát mutatja a 10. ábra a szórási szög függvényében. A folytonos vonal itt is az elméleti analízis eredménye. A kísérleti pontokhoz történt illesztés pontos értéket szolgáltatott a neutroneloszlás sugarának különbözőségére a két izotópban:  $r_n(^{48}\text{Ca}) - r_n(^{40}\text{Ca}) = 0,16 \pm 0,05 \text{ fm}$ . A 11. ábrán a neutronsűrűség különbsége látható a mag sugara mentén, a  $^{48}\text{Ca}$ - és  $^{42}\text{Ca}$ -izotópra vonatkoztatva. Az árnyékolt terület a kísérleti adatok alapján meghatározott értéket, illetve annak bizonytalanságát jelzi, míg a szaggatott vonal az



10. ábra. A  $^{48}\text{Ca}$  és  $^{40}\text{Ca}$  rugalmas szórási hatáskeresztmetszetének hányadosa a szög függvényében



11. ábra. A  $^{48}\text{Ca}$ - és  $^{42}\text{Ca}$ -magok neutronsűrűségének különbsége a sugár függvényében

elméletileg várt sűrűségkülönbség. Látjuk, hogy ezt 2 fm felett igen pontosan lehet meghatározni. A neutrontöbblet a  $^{48}\text{Ca}$ -ban, az elméleti várakozásnak megfelelően, a 3 és 4 fm közötti tartományban koncentrálódik. A mag közepén, a 2 fm alatti tartományban áthaladó részecskék nagy abszorpciója a pontos analízist már nem teszi lehetővé, de a kísérlet itt sem mond ellent az elméleti számításoknak.



### 3. Szórás az atommag nukleonjain

Az előző fejezetben tárgyalt rugalmas szórás mellett nagy valószínűséggel következik be nagy energiákon is a rugalmatlan kölcsönhatás. Ellentétben a kis energiák tartományával — ahol azok a folyamatok dominálnak, amelyek során a primer részecske energiáját a mag összes nukleonjának adja át, és egy viszonylag hosszú élettartamú, gerjesztett állapotban levő közbenső magot hoz létre —, a nagy energiájú kölcsönhatásokra az egyes nukleonokon végbemenő, a többi nukleon által kevéssé befolyásolt ütközések sorozata a jellemző. Ez mindenekelőtt a primer részecske kis hullámhosszának köszönhető, mert ez az előfeltétele egy izolált kölcsönhatás létrejöttének, de lényeges körülmény az is, hogy a nagy energiájú részecskék szabad úthossza a maganyagban ( $\approx 2$  fm) általában jóval kisebb az atommagok méreténél, ezért az ütközések nagy valószínűséggel következnek be.

#### 3.1 Kaszkádfolyamat az atommagban

Az atommagba hatoló nagy energiájú részecske ütközései révén általában egy soklépcsős eseménysorozatot, ún. kaszkádfolyamatot indít el a magban, amelynek kimenetele számos tényezőn múlik, és ez a folyamatnak sztochasztikus jelleget kölcsönöz. A részecske már az első ütközés során át tudja adni energiájának egy jelentős részét a mag egy nukleonjának, és így már két vagy — részecskekeltés esetén — több gyors részecske halad tovább. Ezek mindegyike

újabb ütközésekre képes és az így kialakuló kaszkádfolyamatban egyre nagyobb számú, de egyre kisebb energiájú részecske keletkezik. Egy részük ki is léphet az atommagból, miközben a folyamat tovább fejlődik mindaddig, amíg a kaszkádrészecskék energiája le nem csökken a mag nukleonjainak Fermi-mozgásból származó átlagos energiájára. A kaszkádfolyamat végső szakasza az így létrejött gerjesztett állapotban levő magnak, az alacsony energiájú reakciókhoz hasonlóan, nukleon- és gamma-emisszióval történő lebomlása.

### 3.1.1 A kaszkádszámítás módszere

Ha a kaszkádfolyamatot lépésenként akarjuk végigkövetni, akkor minden egyes elemi ütközésre vonatkozóan meg kell határozni a kölcsönhatás jellemzőit: az ütközés helyét a magon belül, a gyors részecske és a kötött nukleon impulzusát az ütközés pillanatában (irány és nagyság szerint), a nukleon fajtáját (neutron vagy proton, esetleg több nukleonból álló cluster), az ütközés jellegét (rugalmas vagy rugalmatlan — pl. pionkeltő folyamat) és ütközés után a részecskék impulzusának nagyságát és irányát. Ismerni kell természetesen az adott kezdő és végállapot közötti átmenet hatáskeresztmetszetét is. A kaszkádról teljes képet akkor kapunk, ha az egyes lépések során keletkezett összes részecske sorsát nyomon követjük mindaddig, amíg vagy azért vesznek el a kaszkád folyamat számára, mert energiájuk túl kicsi lesz, vagy mert eljutnak a mag felületére, és elhagyják azt.

Ez a feladat bonyolult számításokat követel, és analitikus úton gyakorlatilag megoldhatatlan. A kaszkádfolyamatok modellezésére ezért a Monte-Carlo módszert szokás alkalmazni, aminek az a lényege, hogy az elemi kölcsönhatások fenti jellemzőire vonatkozóan, azok valószínűségi eloszlásának megfelelően konkrét értékeket sorsolunk ki, s így meghatározott valószínűséggel egy lehetséges végállapothoz jutunk. A keletkező részecskéket újabb elemi kölcsönhatások kiinduló elemeiként kezeljük, és az eljárást addig folytatjuk, míg további kaszkádrészecske keletkezésére már nincs lehetőség. Ezután új primer részecske vizsgálatára térünk rá mindaddig, amíg a végeredményt, a kaszkádfolyamatban lejátszódó ré-



szecskekeltés hatáskeresztmetszetét kellő statisztikus pontossággal nem ismerjük.

A kaszkádfolyamatra vonatkozó legalapvetőbb feltevés, hogy a gyors részecske, bármelyik lépcsőben keletkezett is, a következő ütközés pillanatáig egy, a többi nukleon által keltett átlagos potenciáltérben mozog, maga az ütközés pedig a mag egyik nukleonjával úgy játszódik le, mintha az szabad részecskék között történt volna. Ezt az eseményt a többi nukleon csupán azáltal befolyásolja, hogy betölti a mag alacsony energiájú állapotait, s így a Pauli-elv miatt csak olyan ütközések valósulhatnak meg, amelyek után a részecskék mindegyikének nagyobb az energiája, mint a legmagasabb betöltött állapoté, hiszen csak így találhatnak maguknak szabad állapotot. Ha ez a feltétel nem teljesül, az elemi ütközési folyamat nem valósul meg, és a részecske kölcsönhatás nélkül folytatja útját.

Ha a kaszkádrészecskék energiája nagyobb ugyan a fenti minimumnál, de nem ér el egy, a potenciálgödör mélységével nagyjából megegyező küszöbenergiát, akkor az ütközési folyamat lezajlik, de az ilyen részecske az atommagból már nem juthat ki. Mivel ebben az esetben hullámhossza is megközelíti az atommag méretét, az izolált kölcsönhatás feltétele sincs biztosítva, és a részecske energiáját a mag összes nukleonjának adja át. A küszöbenergia alatt tehát a részecske kilép a kaszkádból, és a végmag gerjesztéséhez járul hozzá.

### 3.1.2 A számítás kiinduló adatai

A kaszkádszámítások elvégzéséhez mindenekelőtt az atommagra vonatkozó információk — nevezetesen a nukleonok sűrűség- és impulzuseloszlása, valamint az átlagpotenciál ismerete — szükségesek. Ha a kaszkádfolyamatnak csak fő vonásai érdekelnek, akkor a mag leírására a legegyszerűbb modellt szokás használni: a magot  $R = r_0 A^{1/3}$  sugarú gömbnek tekintjük ( $r_0 \approx 1,3$  fm), amelyben  $Z$  darab proton és  $N$  darab neutron ( $A = Z + N$ ) oszlik el egyenletes  $s_p = \frac{Z}{V_0 A}$ , illetve  $s_n = \frac{N}{V_0 A}$  sűrűséggel, ahol  $V_0 = \frac{4\pi r_0^3}{3} = 9,2$  fm<sup>3</sup>. A nukleonok impulzuseloszlását a mag Fermi-gáz modellje alapján

határozhatjuk meg. E szerint a nukleonok a rendelkezésükre álló fázisteret egyenletesen töltik ki, és annak egy  $(2\pi\hbar)^3$  méretű elemi cellájába — a kétféle spinbeállásnak megfelelően — két azonos nukleon kerülhet. Ha a mag térfogata  $V=V_0A$ , és a nukleonok a  $p_F$  ún. Fermi-impulzus alatt minden állapotot betöltenek, akkor számuk ( $n=Z$  vagy  $N$  jelöléssel):

$$n=2\frac{V_0A4\pi p_F^3}{3(2\pi\hbar)^3}. \quad (21)$$

A Fermi-impulzus és a nukleonok száma közötti összefüggés tehát,  $r_0=1,3$  fm-vel számolva:

$$p_F=\left(\frac{9\pi}{4}\right)^{1/3}\frac{\hbar}{r_0}\left(\frac{n}{A}\right)^{1/3}\approx 300\left(\frac{n}{A}\right)^{1/3} \quad (\text{MeV}/c). \quad (21/a)$$

Az ennek megfelelő energiát nevezzük Fermi-energiának:

$$T_F=p_F^2/2m\approx 45\left(\frac{n}{A}\right)^{2/3} \quad (\text{MeV}). \quad (22/b)$$

Az impulzustérbeli sűrűség a modell szerint a  $p_F$  sugarú gömbön belül állandó:

$$\rho(p)=\frac{2V_0A}{(2\pi\hbar)^3}=9,7\cdot 10^{-9}A \quad (\text{MeV}/c)^{-3}=0,074A \quad (\text{fm}^3), \quad (23)$$

ezen kívül zérus. Az eloszlás izotrop, minden irány egyformán valószínű.

Az átlagpotenciálra vonatkozólag a legegyszerűbb esetben azt lehet feltételezni, hogy az egy  $R$  sugarú négyszögpotenciál, amelynek mélységét közelítőleg úgy határozhatjuk meg, hogy a  $T_F$  Fermi-energiához hozzáadjuk a leggyengébben kötött nukleon  $E_K$  kötési energiáját. A  $^{12}\text{C}$ -mag esetében például ezek az értékek  $T_F=28,4$  MeV és  $E_K=13,6$  MeV, ami 42 MeV mélységű potenciálgödörnek felel meg. A tapasztalat szerint az atommagnak már ez az egyszerű modellje is jól használható a kaszkádszámításokban, de pontosabb vizsgálatokhoz a valóságához közelebb álló modelleket kell alkalmazni.



A számításokhoz szükséges másik fontos adat az elemi kölcsönhatások hatáskeresztmetszete. Mindaddig, amíg néhány száz MeV alatti nukleonok kölcsönhatásának vizsgálatára szorítkozunk, csak a nukleonok közötti rugalmas szórás  $\sigma_{el}(p, p)$ ,  $\sigma_{el}(n, n)$  és  $\sigma_{el}(p, n)$  hatáskeresztmetszetét kell ismerni, mert a pionkeltés valószínűsége, amelynek küszöbenergiája 140 MeV, itt még elhanyagolható. Nagyobb energiákon a részecskekeltő, rugalmatlan folyamatok már jelentős járulékot okoznak, ezért a teljes  $\sigma_t = \sigma_{el} + \sigma_{in}$  hatáskeresztmetszet jelentősen felülmúlja a rugalmas szórásét. A pionok megjelenése miatt ilyenkor szükség van a pion-nukleon kölcsönhatás ismeretére is, a pionok mindhárom töltésállapotára (+1, 0, -1) vonatkozóan. Mivel a pionok nagy valószínűséggel abszorbeálódnak a magban levő korrelált nukleonpárokon (pl. kvázideuteronokon a  $\pi + \langle d \rangle \rightarrow 2N$  folyamat révén) pontosabb számításoknál ennek a hatáskeresztmetszetét is figyelembe kell venni.

Mind a teljes, mind a rugalmas vagy rugalmatlan hatáskeresztmetszetek a végállapotokra integrált mennyiségek, és csak az ütközési energiának a két kölcsönható részecske tömegközépponti rendszerében felvett értékétől függenek. Bár kötött állapotban levő nukleonok esetében az impulzus és az energia közötti kapcsolat eltér a szabad részecskétől (ezért az ütközés, mint mondják, nem az energiahéjon megy végbe), nem túl nagy belső impulzusokig az energiára az  $E = c\sqrt{p^2 + (mc)^2}$  ( $m$  a szabad nukleon tömege) közelítés elfogadható.

Az integrált hatáskeresztmetszetek alapján meghatározható a gyors részecske és a mag nukleonja közötti (rugalmas vagy rugalmatlan) ütközés valószínűsége, de hogy milyen végállapot alakul ki, ahhoz a differenciális hatáskeresztmetszetek ismeretére van szükség. Amikor ütközés után csak két részecske van jelen, mint pl. a rugalmas szórás esetében, akkor az energia- és impulzusmegmaradás miatt a szórási szög egyértelműen meghatározza a végállapotot. Ilyen esetekben a szögeloszlásoknak valamilyen energiafüggő paraméterekkel megadott közelítő kifejezése jól használható egy adott irányba történő szórás valószínűségének meghatározásához. Részecskekeltő kölcsönhatásoknál a helyzet jóval bonyolultabb. Ezek a folyamatok a közepes energiák tartományában gyakorlatilag pionok keletkezésére vezetnek, és a szabadsági fokok

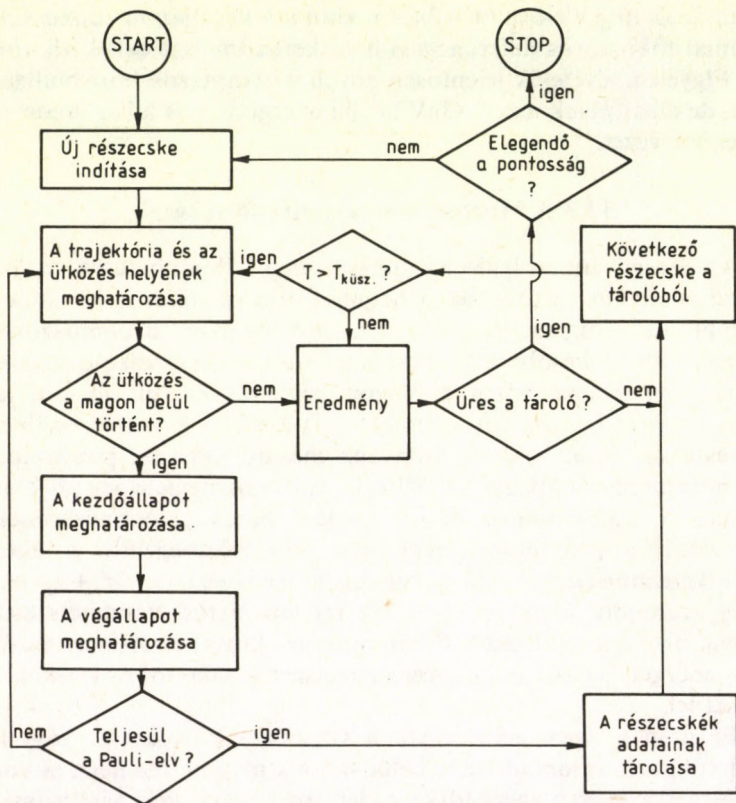
számának megfelelően ( $f = 3n - 4$ , ahol  $n$  a végállapotú részecskék száma) többszörös differenciális hatáskeresztmetszetekkel írható le. Figyelembevételük jelentősen növeli a számítások bonyolultságát, de elhagyásuk már 1 GeV körüli energiákon is hibás eredményekhez vezet.

### 3.1.3 A Monte-Carlo számítás fő vonásai

A céltárgyként szolgáló atommagra és a kölcsönhatásra vonatkozó ismeretek birtokában a Monte-Carlo számítás a 12. ábrán bemutatott séma szerint történhet. Első lépésként a bombázórészecske, illetve később a kaszkádban keletkező részecske trajektóriáját kell meghatározni a magon belül, és ki kell sorsolni a kölcsönhatás helyét. Ami a trajektóriát illeti, az egyszerű esetben a részecske impulzusának irányába mutató egyenes, pontosabb számításoknál az átlagpotenciál változásainak megfelelően görbült vonal. A trajektória mentén a kölcsönhatás valószínűségének eloszlását a protonok, illetve neutronok sűrűségének a teljes hatáskeresztmetszettel való szorzata adja meg:  $w(r) = s_p(r)\sigma_p^t + s_n(r)\sigma_n^t$ . Megjegyzendő, hogy itt  $\sigma_p^t$  és  $\sigma_n^t$  átlagos hatáskeresztmetszetet jelent, hiszen a nukleonok Fermi-mozgása következtében az ütközési energia és ezzel a hatáskeresztmetszet is különböző értékeket vehet fel.

Ez után a lépés után annak a vizsgálata következik, hogy a kölcsönhatás kisorsolt helye belül van-e a magon. Ha nem, akkor a részecske kilép a kaszkádból, és jellemzői a számítás végeredményét előállító blokkba kerülnek. Ha a vizsgálat eredménye pozitív, akkor a számítás második lépése, a kölcsönhatás kezdeti állapotának meghatározása következik. Mivel a kaszkádrészecske és annak impulzusa már ismert, a feladat az ütközés másik résztvevőjének, a mag nukleonjának kiválasztása, impulzusának kisorsolása és a kölcsönhatás típusának meghatározása. Hogy protonnal vagy neutronnal történik-e az ütközés, és hogy ennek során konkrétan milyen folyamat zajlik le, azt a megfelelő hatáskeresztmetszetek arányából lehet meghatározni, míg az impulzus kisorsolása a szerint az impulzuseloszlás szerint történik, amit a számításhoz használt magmodell (pl. Fermi-gáz modell) szolgáltat.





12. ábra. A kaszkádfolyamat Monte-Carlo számításának vázlata

A számítás következő lépésében a végállapot meghatározására kerül sor. Ez a kölcsönhatás után jelenlevő részecskék impulzusának kiválasztását jelenti, az energia és impulzus megmaradásának figyelembevételével. Az így kisorsolt végállapot létrejöttének valószínűségét a megfelelő differenciális hatáskeresztmetszet adja meg.

Miután megtörtént a végállapoti impulzusok meghatározása is, meg kell vizsgálni, hogy az állapot létrejöttét megengedi-e a Pauli-elv, vagyis, hogy mindegyik részecske energiája meghaladja-e a Fermi-energiát. Ha igen, akkor a részecskék jellemző adatait el

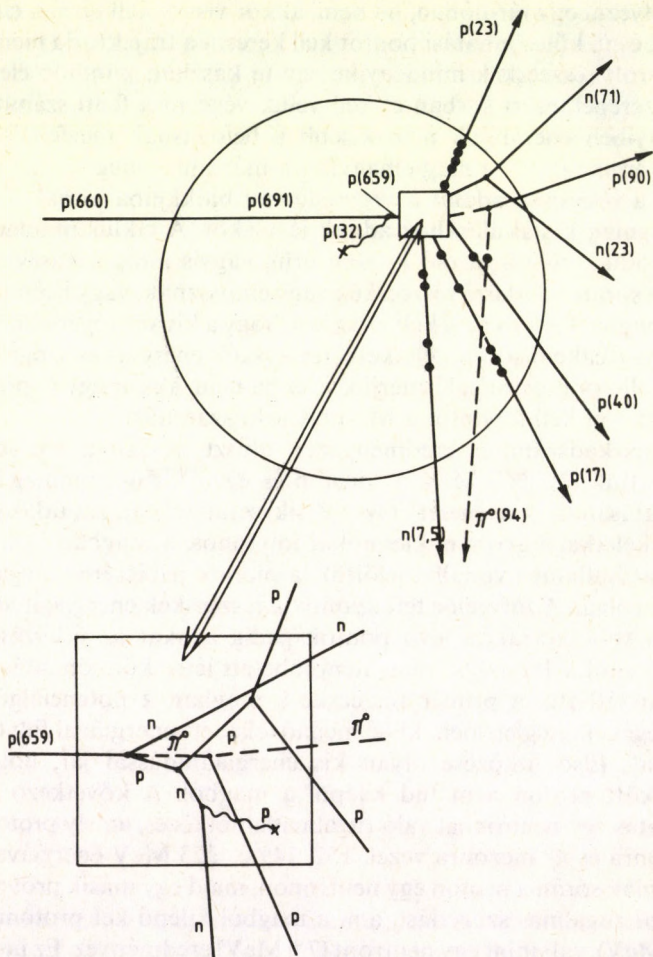
kell helyezni egy tárolóban, ha nem, akkor vissza kell térni a ciklus elejére, és új kölcsönhatási pontot kell keresni a trajektória mentén.

A tárolt részecskék mindegyike egy új kaszkád kiinduló elemeként szerepel, ezért sorban el kell velük végezni a fenti számítást, amennyiben energiájuk nem kisebb a befogásnak megfelelő küszöbenergiánál. Ha a mag elhagyására már nincs meg a lehetőség, akkor a részecske adatai a végeredmény blokkjába jutnak, és itt egy végmag kialakulásához adnak járulékot. A ciklus mindaddig folytatódik, amíg a tároló ki nem ürül, vagyis amíg a kaszkádfolyamat során keletkező részecskék vagy eltávoznak, vagy beépülnek a végmagba. Ezután meg kell vizsgálni, hogy a kívánt végeredményt, pl. a magreakció során keletkező részecskék energia- és szögeloszlását kellő pontossággal ismerjük-e, és ha nem, akkor egy új primer részecskével kell folytatni a Monte-Carlo számítást.

A kaszkádszámítás eredményének illusztrálására a 13. ábrán bemutatjuk egy 660 MeV-os proton és egy  $^{100}\text{Ru}$ -atommag kölcsönhatásának „történetét” (az YZ sík vetületében). Az ütközések során keletkező gyors nukleonokat folytonos, a magban bentmaradókat hullámos vonallal jelöltük, a pionok jelölésére szaggatott vonal szolgál. A zárójelbe tett számok a részecskék energiáját adják meg, a trajektóriákon levő pontok pedig azokat az ütközéseket jelölik, ahol a Pauli-elv miatt nem jöhetett létre kölcsönhatás.

Mint látható, a primer részecske a magban a potenciálgödör mélységének megfelelően, kissé megnövekedett energiával folytatja az útját. Első ütközése olyan kis energiaátadással jár, hogy a meglökött proton nem tud kilépni a magból. A következő kölcsönhatás egy neutronnal való rugalmatlan ütközés, amely protonra, neutronra és  $\pi^0$  mezonra vezet, 152, 149 és 223 MeV energiával. A továbbiak során a proton egy neutronon, majd egy másik protonon szenved rugalmas szóródást, ami a magból kilépő két protont (23 és 40 MeV), valamint egy neutront (7,5 MeV) eredményez. Ez utóbbi még a magban haladva meglök egy protont is, de az átadott energia a mag elhagyására nem elegendő. A 149 MeV-os neutron a magon belül egy alkalommal szóródik egy másik neutronon, ennek következtében a magból két, 23 és 71 MeV energiájú neutron lép ki. A mezon két, protonokon végbemenő rugalmas szórás után 94 MeV kinetikus energiával hagyja el a magot, és kilép a két proton is 17,





13. ábra. 660 MeV energiájú proton által  $^{100}\text{Ru}$ -atommagban keltett kaskád Monte-Carlo számítással végigkövetett eseménye (YZ vetület)

illetve 90 MeV energiával. Megjegyzendő, hogy kilépéskor a részecskék elveszítik a potenciálgödörnek megfelelő  $V_p = 31$  MeV,  $V_n = 35$  MeV és  $V_\pi = 25$  MeV energiát. Érdekes megfigyelni, hogy a

kaszád végső szakaszában, amikor a részecskék energiája már lecsökkent, megnövekszik azoknak a találkozásoknak a száma, amelyek nem vezetnek kölcsönhatásra a Pauli-elv miatt, és ennek következtében a részecskék szabad úthossza is jelentősen megnő.

Végeredményben a vizsgált esemény során — ami csupán egyik lehetséges változata a  $p + {}^{100}\text{Ru}$  kölcsönhatásnak 660 MeV energián — 4 proton, 3 neutron és egy pion keletkezett 40 MeV körüli átlagenergiával. Visszamaradt egy  ${}^{94}\text{Nb}$ -atommag, amelynek gerjesztési energiája az energiamérlegből következően kb. 105 MeV. Ez az energia szétoszlik a végmag nukleonjai között, hozzávetőlegesen 1 MeV-tal növelve átlagenergiájukat. A végmag néhány MeV energiájú nukleonok és gamma-kvantumok kibocsátásával szabadul meg gerjesztési energiájától, de erre már a kaszkádfolyamat lezajlása után kerül sor.

A magban végbemenő kaszkádfolyamatok Monte-Carlo számítással való végigkövetése szemléletes képet ad a közepes energiájú kölcsönhatások jellegéről, a sokféle tényező mindegyikének pontos figyelembevételével a magreakciók valóságú modellezésére vagy a számítások során tett feltevések ellenőrzésére nyújt jó lehetőséget. Figyelembe kell venni azonban, hogy minél pontosabban követjük végig a folyamatot, annál inkább megnő az egyes lépések számításgénye, és a módszer sztochasztikus jellege miatt a statisztikus hiba csökkentése érdekében nagy számú, milliós nagyságrendű esemény generálására van szükség. Ez az oka annak, hogy a kaszkádszámításokat leginkább a magreakciók főbb jellegzetességeinek, az egyes részecskék gyakoriságának, az energia- és szögeloszlások fő vonásainak meghatározására szokás alkalmazni. Ebben a vonatkozásban megbízható számítási módszernek bizonyult, a kísérletekkel való jó egyezés bizonyítja, hogy helyesek a kölcsönhatás lefolyására tett alapvető feltevések. Ugyanakkor finomabb részletek tanulmányozására nem nagyon alkalmas, ilyen célra kevésbé általános, a konkrét feladathoz jobban illeszkedő reakciómodelleket érdemes használni.



### 3.2 Kvázirugalmas szórás

Az előzőek során láttuk, hogy a kaszkádban keletkező nagy energiájú nukleonok egy része kilép az atommagból, és a reakciótermékek spektrumában a kaszkádfolyamatra jellemző, jellegzetes energiaeloszlással rendelkező nukleoncsoport formájában jelenik meg. Bizonyos valószínűséggel előfordulhat azonban az is, hogy a keletkezett két gyors nukleon már az első ütközést követően elhagyja a magot anélkül, hogy további kölcsönhatásba lépett volna a mag többi nukleonjával. Az ilyen részecskéket arról lehet felismerni, hogy impulzusuk csaknem pontosan megegyezik azzal, amivel szabad N-N ütközés esetén rendelkeznek az adott irányban haladó szórt részecskék, és hogy haladási irányuk a rugalmas szórás kinematikájának megfelelően egymással közelítően  $90^\circ$ -os szöget zár be.

Ennek a direkt folyamatnak a bekövetkezése elsősorban könnyű magok esetében várható, amelyek mérete a szabad úthosszat lényegesen nem haladja meg. A reakciót kísérletileg első ízben Chamberlain és Segrè mutatta ki még 1952-ben. Lítiummagok 340 MeV-os protonokkal való bombázása során nemcsak megfigyelték két nagy energiájú proton egyidejű megjelenését, hanem meghatározták a protonok iránya közötti szögkorrelációt is. A  $90^\circ$  körül csúcsosodó korrelációs görbe egyértelműen bizonyította a szabad p-p szórásnak megfelelő folyamat bekövetkeztét a mag belsőjében.

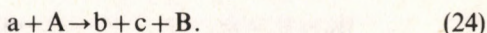
Kézenfekvő a gondolat, hogy ez az egyszerű magreakció — amit kvázirugalmas szórásnak neveztek el — közvetlen információt képes szolgáltatni a protonok magon belüli mozgásáról, hiszen a szórt protonok iránya és nagysága egyértelmű kapcsolatban van azzal a sebességgel, amivel a magban levő proton az ütközés pillanatában rendelkezett. A szabad szórástól való lényeges eltérés abban áll, hogy a meglökött proton kötött állapotban van, ezért a reakciótermékek összes kinetikus energiája nem egyezik meg a primer proton energiájával, hanem ennél a kötési energiának megfelelően kisebb. Erre a körülményre utal a „kvázirugalmas” jelző.

Az ilyen reakciók hatáskeresztmetszete elég nagy ahhoz, hogy a szekunder protonok spektrumában a kilökött protonoktól szár-

mazó ún. kvázirugalmas csúcs a kaszkádfolyamat okozta háttérből még akkor is jól kiemelkedjék, ha a mérés csak az egyik proton detektálására korlátozódik. Kezdetben ezeket az egyszerű, egy detektorral mért ún. inklúzív spektrumokat használták a protonok magon belüli impulzuseloszlásának meghatározására, de a kísérletek, érthető módon, csak átlagos értékeket szolgáltatottak, részletekbe menő vizsgálatokra nem voltak alkalmasak. A kvázirugalmas szórás igazi jelentőségre akkor tett szert, amikor áttértek kinematikailag teljes mérésekre, amelyekben koincidenzába kapcsolt két spektrométer segítségével a reakcióban keletkezett mindkét proton irányát és energiáját is pontosan meghatározták. A két proton impulzusvektorának ismerete a megmaradási tételek segítségével lehetőséget ad mind a visszalökött mag  $\mathbf{p}_B$  impulzusának, mind  $W_B$  gerjesztési energiájának meghatározására. Mivel ez utóbbi egy konstanstól, az alapállapotú reakcióenergia ( $Q_0$ ) értékétől eltekintve a proton kötési energiájával egyezik meg, a kinematikailag teljes kísérletek a különböző kötött állapotok szeparált vizsgálatára adnak lehetőséget.

### 3.2.1 Háromrészeszkés reakciók

A kvázirugalmas szórás jellegzetes háromrészeszkés végállapotú reakció, amit általánosan az alábbi sémával írhatunk le:



Itt  $a$  a bombázórészecskét,  $A$  a céltárgymagot jelöli,  $b$  és  $c$  a reakcióban keletkező két, általában kisebb tömegű részecske, és  $B$  az alap- vagy gerjesztett állapotban visszamaradó végmag. A reakció kinematikáját, vagyis a különböző irányokba haladó részecskék energiáját az impulzus- és energiamegmaradás határozza meg, míg dinamikája a reakció bekövetkezésének valószínűsége, a kölcsönhatás természetétől függ.

A reakcióban résztvevő öt részecske mozgását relativisztikus tárgyalásban négyes impulzusukkal  $\{\mathbf{p}_k, iE_k\}$  jellemezhetjük\*, így a

\* A relativisztikus kifejezésekben a továbbiak során a fénysebességet egységnek vesszük ( $c=1$ ). A kinetikus energiát  $T$ -vel jelöljük.



reakció kinematikáját 20 mennyiség írja le. Ezek közül négy összefüggést rögzítenek a megmaradási tételek (a hármas impulzus komponensei és az  $E = \sqrt{p^2 + m^2}$  teljes energia). A primer impulzust és energiát  $p_0$ -, illetve  $E_0$ -al jelölve:

$$\begin{aligned} \mathbf{p}_0 + \mathbf{p}_A &= \mathbf{p}_b + \mathbf{p}_c + \mathbf{p}_B, \\ E_0 + E_A &= E_b + E_c + E_B. \end{aligned} \quad (25)$$

A fennmaradó 16 szabadsági fok a kísérleti feltételektől függően csökken tovább. Így például a B végmag kivételével általában mind a négy részecske alapállapotban van, és adott a kezdőállapotban a két részecske (a és A) három-három impulzuskomponense is. A még fennmaradó 6 mennyiség megméréseivel a kísérlet kinematikailag határozottá válik. A végállapotban szereplő 9 impulzuskomponens és a végmag  $W_B = m_B^* - m_B = E_B - T_B - m_B$  gerjesztési energiája közül bármelyik 6 mennyiség választható mérendő paraméternek ( $m^*$  a gerjesztett mag nyugalmi tömege). Sokszor célszerű lenne például közvetlenül a  $\mathbf{p}_B$  impulzus és  $W_B$  meghatározása, de technikailag egyszerűbb a két gyors részecske  $\mathbf{p}_b$  és  $\mathbf{p}_c$  impulzusát mérni, és ezek segítségével számítani ki a  $\mathbf{p}_B$  és  $W_B$  mennyiségeket. Álló céltárgy ( $\mathbf{p}_A = 0$ ) esetére szorítkozva ezekre a

$$\begin{aligned} \mathbf{p}_B &= \mathbf{p}_0 - \mathbf{p}_b - \mathbf{p}_c, \\ W_B &= E_0 + m_A - E_b - E_c - T_B - m_B = E_{\text{miss}} + Q_0 \end{aligned} \quad (26)$$

összefüggéseket kapjuk. A fenti kifejezésben

$$E_{\text{miss}} = T_0 - T_b - T_c - T_B \quad (27)$$

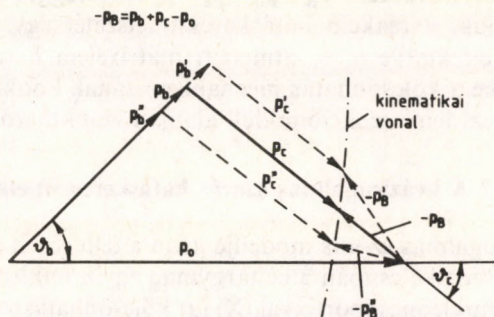
az ún. hiányzó energia (missing energy) és

$$Q_0 = (m_a + m_A) - (m_b + m_c + m_B)$$

a végmag alapállapotára vonatkozó reakcióenergia.

Mint látjuk, a két szórt részecske irányának (azimutális és polárszögének) és energiájának, tehát hat kinematikai paraméternek az ismeretében egyértelműen meghatározható a végmag gerjesztési energiája és  $\mathbf{p}_B$  impulzusa. Ha a gerjesztési energiát valami módon rögzítjük, akkor  $\mathbf{p}_B$  meghatározásához a két irányon kívül

csak az egyik részecske energiáját kell ismerni, mert a másik energia már nem független mennyiség. Az öt szabad paraméter egyikének változtatása esetén az impulzusvektor végpontja a  $\mathbf{p}_B$  impulzustérben egy vonal mentén, az ún. kinematikai görbén mozdul el (lásd 14. ábra), míg három paraméter megfelelő megválasztásával az impulzustér kinematikailag megengedett tetszőleges pontját el lehet érni. Ez a körülmény igen nagy hajlékonyságot biztosít a kvázirugalmas szórás vizsgálatánál, mert az ütközés kinematikai feltételeit szinte tetszés szerint lehet megválasztani.



14. ábra. A  $\mathbf{p}_B$  impulzus változása  $p_0$  abszolút értékének függvényében

A reakció differenciális hatáskeresztmetszetét az átmeneti valószínűségekre felírható általános összefüggésből kiindulva lehet meghatározni:

$$d^9\sigma = \frac{(2\pi)^4}{p_0} E_0 |T_{if}|^2 \delta(\Sigma E_i - \Sigma E_f) \times \\ \times \delta(\Sigma \mathbf{p}_i - \Sigma \mathbf{p}_f) d\mathbf{p}_b d\mathbf{p}_c d\mathbf{p}_B. \quad (28)$$

Itt  $p_0/E_0$  a primer részecske sebessége ( $c=1$  egységrendszerben),  $E_i(E_f)$  és  $\mathbf{p}_i(\mathbf{p}_f)$  a részecskék teljes energiáját, illetve impulzusát jelenti a kezdő- (vég-) állapotban, és  $T_{if}$  a kezdő és végállapot közötti átmeneti mátrixelem. Az energia- és impulzusmegmaradást biztosító két  $\delta$ -függvény segítségével a (3.8) kifejezés könnyen kiintegrálható valamelyik impulzus, például  $\mathbf{p}_B$  három komponensére és egy másik, legyen ez  $p_c$ , abszolút értéke szerint. Így ötszörös



differentiális hatáskeresztmetszethez jutunk, amelyre a  $\delta$ -függvények integrálási szabályát figyelembe véve a következő kifejezést kapjuk:

$$\frac{d^5\sigma}{d\Omega_c d\mathbf{p}_b} = (2\pi)^4 \frac{E_0}{p_0} \frac{p_c^2}{\frac{p_c}{E_c} - \frac{p_B}{E_B} (\boldsymbol{\omega}_c \boldsymbol{\omega}_B)} |T_{if}|^2, \quad (29)$$

ahol  $\boldsymbol{\omega}_i$  a  $\mathbf{p}_i$  impulzus irányába mutató egységvektort jelenti. A végmag  $\mathbf{p}_B$  impulzusát a megmaradási tételekből (a  $\mathbf{p}_B$  szerinti integrálásból) következő  $\mathbf{p}_B = \mathbf{p}_0 - \mathbf{p}_b - \mathbf{p}_c$  összefüggés adja.

Mint látjuk, a reakció hatáskeresztmetszetét egy kinematikai tényezőtől eltekintve a  $T_{if}$  átmeneti mátrixelem határozza meg. Ennek értéke a kölcsönhatás mechanizmusának konkrét alakjától függ, és az ezt leíró reakciómodell alapján számítható ki.

### 3.2.2 A kvázirugalmas szórás hatáskeresztmetszete

A kvázirugalmas szórás modellje azon a feltevésen alapul, hogy a primer részecske csupán a céltárgymag egyik nukleonjával vagy egy kisebb nukleonscsoportjával (X) jut kölcsönhatásba, míg a mag többi nukleonja (B) a folyamatban csak mint megfigyelő (spectator) vesz részt. Ezek képezik reakció után a B végmagot, amelynek impulzusa az eredeti, A magon belüli  $\mathbf{p}_{(B)}$  impulzussal egyezik meg:  $\mathbf{p}_B = \mathbf{p}_{(B)} = -\mathbf{p}_{(X)}$ . Ennek a képnek megfelelően a  $T_{if} = \langle f | T | i \rangle$  átmeneti mátrixelemben a (B) nukleonok koordinátáira való integrálás egy, a kölcsönhatástól nem befolyásolt  $\int \Psi_B \Psi_A d\beta = S_{AB}^{1/2} \Phi(\xi)$  magszerkezeti függvényre vezet. Ez csak az aktív nukleonok  $\xi$  koordinátáitól függ, és arányos azzal a valószínűséggel, az ún. spektroszkópiai tényezővel ( $S_{AB}$ ), amivel a B mag az adott gerjesztési állapotnak megfelelő konfigurációval jelen van az A mag hullámfüggvényében. A  $T_{if}$  mátrixelem fennmaradó része a primer részecske és az (X) nukleonscsoport között lejátszódó  $a + (X) \rightarrow b + c$  reakciót írja le, ami a feltételezés szerint a két „részecske” teljes tömegközépponti energiájától ( $E_{CM}$ ) és az impulzusátadástól függ ugyanúgy, mint a megfelelő szabad folyamat esetén.

Kváziszabad N-N szórás esetében az elemi folyamat egyszerű rugalmas ütközés az  $a \equiv b$  részecske és a magon belüli  $X \equiv c$  nukleon

között:  $a + (c) \rightarrow a + c$ . Erre az esetre konkretizálva az átmeneti mátrixelem,  $k_i = \mathbf{p}_i/\hbar$  jelöléssel, az alábbi alakba írható fel:

$$T_{if} = S_{AB}^{1/2} \int \exp[-i(\mathbf{k}_a \mathbf{r}_a)] \exp[-i(\mathbf{k}_c \mathbf{r}_c)] |T| \exp[i(\mathbf{k}_0 \mathbf{r}_a)] \Phi(\mathbf{r}_c) d\mathbf{r}_a d\mathbf{r}_c = \\ = S_{AB}^{1/2} t_{0a} F(\mathbf{q}). \quad (30)$$

Ebben a kifejezésben a szabad részecskék mozgását három síkhullám írja le (síkhullámú impulzusközelítés, PWIA: plane wave impulse approximation), ezenkívül szerepel a  $\beta$  koordinátákra való integrálás után kapott  $\Phi(\mathbf{r}_c)$  függvény, ami most a  $c$  nukleon hullámfüggvénye az  $A$  magban. [Az egyszerűség kedvéért a (30) kifejezésben a spinfüggvényeket elhagytuk.] Az integrál két tényező szorzataként írható fel, ha figyelembe vesszük, hogy a kölcsönhatás  $T$  operátora csak az  $\mathbf{r} = \mathbf{r}_a - \mathbf{r}_c$  relatív koordinátától függ. Az egyik tényező az  $\mathbf{r}_c$ -re való integrálással nyert

$$F(\mathbf{q}) = \int \exp\left[\frac{i}{\hbar}(\mathbf{q} \mathbf{r}_c)\right] \Phi(\mathbf{r}_c) d\mathbf{r}_c \quad (31)$$

függvény, ahol  $\mathbf{q} = -\mathbf{p}_B = \mathbf{p}_a + \mathbf{p}_c - \mathbf{p}_0$  a  $c$  nukleon impulzusa az  $A$  magban. Ez a tag a nukleon hullámfüggvényének Fourier-transzformáltja. A másik tényező a két nukleon szóródását leíró  $t_{0a} = \langle \exp[-i(\mathbf{k}_a \mathbf{r})] |T| \exp[i(\mathbf{k}_0 \mathbf{r})] \rangle$  mátrixelem. Ez kifejezhető a N-N szórás tömegközépponti hatáskeresztmetszetével:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{CM} = (2\pi)^4 \frac{E_0 E_{(c)} |t_{0a}|^2 E_a E_c}{E_{CM}^2}. \quad (32)$$

Itt  $E_i$  a részecskék teljes energiája és  $E_{(c)} = \sqrt{q^2 + m_c^2}$ . Ezekkel az összefüggésekkel a (29) hatáskeresztmetszetre az alábbi kifejezést kapjuk:

$$\frac{d^5\sigma}{d\Omega_c d\mathbf{p}_a} = \frac{E_{CM}^2 E_B p_c^2}{p_0 E_{(c)} E_a [p_c E_B - p_B E_c (\boldsymbol{\omega}_c \boldsymbol{\omega}_B)]} \times \\ \times \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{CM} S_{AB} |F(\mathbf{q})|^2 = K \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{CM} \rho(\mathbf{q}). \quad (33)$$

A  $\rho(\mathbf{q}) = S_{AB} |F(\mathbf{q})|^2$  mennyiség a  $c$  nukleon sűrűségeloszlása az impulzustérben. A hatáskeresztmetszetre kapott (33) kifejezés an-



nak a szemléletes képnek felel meg, hogy egy adott kinematikájú kvázirugalmas szórás arányos az elemi szórási hatáskeresztmetszettel és a  $c$  nukleon impulzuseloszlásával a belső impulzus  $\mathbf{q} = -\mathbf{p}_B$  értékénél.

A (33) kifejezésben szereplő  $\rho(\mathbf{q})$  sűrűségfüggvénynek egy közelítő, a Fermi-gáz modell által szolgáltatott alakját már megismertük a kaszkádfolyamat tárgyalásánál. A kvázirugalmas szórás vizsgálatához ennél pontosabb leírásra van szükség, ilyen szolgáltat például a héjmodell. Eszerint, mint ismeretes, a nukleonok a magban meghatározott impulzusnyomatékkal rendelkező szinteken helyezkednek el, melyek energiáját a több nukleon által létrehozott átlagpotenciál határozza meg. Az impulzuseloszlás alakja az egyes szinteken más és más, különösen jellegzetes az  $l$  pályanyomatéktól való függés. A  $\rho(\mathbf{q})$  eloszlás maximuma ugyanis a  $\mathbf{q} = 0$  helyen van, ha  $l = 0$ , vagyis ha a nukleon  $s$  héjon helyezkedett el, minden egyéb esetben a  $\mathbf{q} = 0$  helyen  $\rho(\mathbf{q})$  értéke zérus, és a maximum  $l$  értékétől függően nagyobb impulzusoknál lép fel. Ez a körülmény jól felhasználható az egyes szintek pályanyomatékának meghatározására.

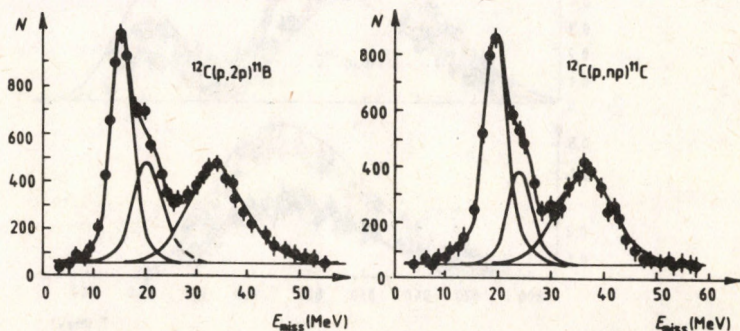
Az itt vázolt ideális képet jelentősen módosítja, hogy a primer és a szekunder részecskék kölcsönhatása az atommaggal a valóságban — feltevésünkkel ellentétben — nem hanyagolható el: egyrészt a viszonylag kis szabad úthossz miatt fellépő abszorpció lényegesen lecsökkenti a hatáskeresztmetszetet, másrészt a protonok mozgását leíró síkhullámok a mag potenciálterében eltorzulnak. Ennek következtében a reakció lefolyásáról alkotott kép bonyolultabbá válik, az elméleti számításokat torzított hullámokkal kell elvégezni (DWIA: distorted wave impulse approximation), hogy a kísérleti adatokból meg lehessen kapni a magszerkezetre vonatkozó információkat. Különösen kis energiákon okoz sok bizonytalanságot a torzítás fellépése, hatása több száz MeV-on lényegesen lecsökken, ami a nagyenergiájú mérések egyik előnyének tekinthető.

A kvázirugalmas szórás egyszerű modelljével kapcsolatban meg kell említeni egy másik problémát is. Mindaddig hallgatólagosan feltettük, hogy a primer proton és a magban kötött nukleon kölcsönhatása nem különbözik a szabad kölcsönhatástól, a (33) formulában  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)$  a szabad szórás hatáskeresztmetszetével helyet-

tesíthető. Elvi nehézséget jelent, hogy az ütközés kötött állapotban levő nukleonnal történik, mert az energia- és impulzusmegmaradás feltétele ilyenkor nem teljesül, a szóródás az energiahéjon kívül játszódik le. Emiatt a hatáskeresztmetszet korrekcióra szorul, és ez újabb bizonytalan elemet hoz a kiértékelésbe. Szerencsére a korrekció mértéke elég jól becsülhető, és kedvező körülmény az is, hogy ez a hatás a bombázóenergia növelésével egyre kisebb lesz, a több száz MeV-os tartományban gyakorlatilag már elhanyagolható.

### 3.2.3 Kísérleti eredmények

A kvázirugalmas szórás kinematikailag teljes méréssel történő vizsgálatának módszerét az uppsalai 185 MeV-os szinkrociklotronnál fejlesztették ki 1957-ben. Ezek a kísérletek a kvázirugalmas p-p szórás, vagyis a (p, 2p) reakciók tanulmányozására szorítkoztak, és a könnyű és középnehéz magok szisztematikus vizsgálatára irányultak. Idővel lehetőség nyílt a kísérleteknek nagyobb energiákon való elvégzésére is más laboratóriumokban, ami megbízhatóságukat jelentősen növelte. A kísérleti eredmények illusztrálására szolgál a 15. és 16. ábra, amelyeken 1 GeV-os protonokkal  $^{12}\text{C}$ -magon végzett (p, 2p) és (p, pn) reakciók útján nyert spektrumok láthatók. A méréseket a leningrádi Magfizikai Intézetben végezték, a szórt protonok energiájának mérésére a  $\vartheta_1 = 13,4^\circ$ -os szögben

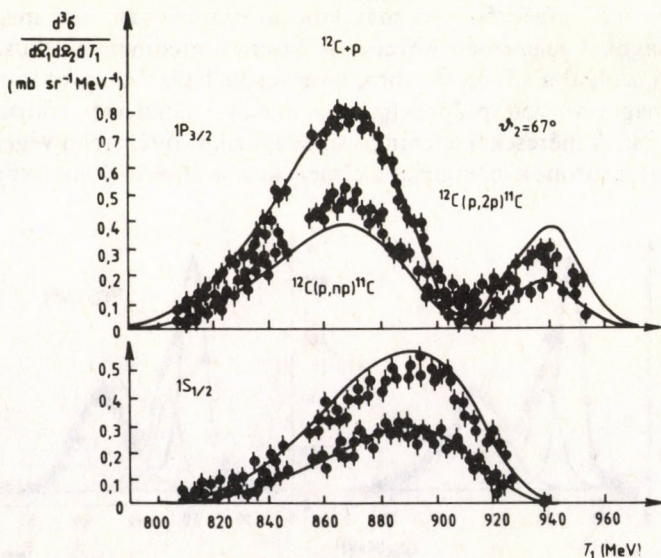


15. ábra. A hiányzó energia spektruma  $^{12}\text{C}$ -magon 1 GeV energiájú protonokkal keltett (p, 2p) és (p, pn) reakciók esetén

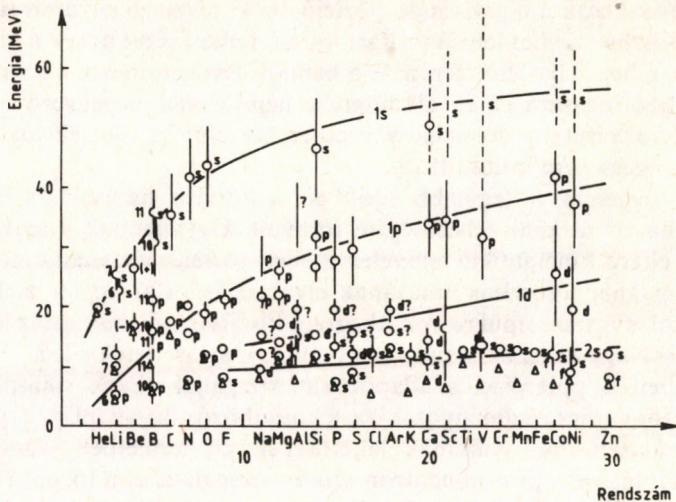


elhelyezett nagy pontosságú mágneses spektrométer szolgált, míg a kilökött protonokat, illetve neutronokat több szcintillációs detektorral regisztrálták  $\vartheta_2 = 67^\circ$  körüli szögekben. Az  $E_{\text{miss}}$  hiányzó energiát, vagyis a kilökött nukleonok kötési energiáját kb. 3,5 MeV felbontással lehetett meghatározni, míg a visszalökött mag  $p_B$  impulzustereiben a felbontás 4—5 MeV/c volt.

A 15. ábra a protonok, illetve neutronok kilökése során kapott  $E_{\text{miss}}$  spektrumokat mutatja. Mindkét spektrumban az első, 16, illetve 19 MeV-nál látható csúcs a  $^{12}\text{C}$ -mag  $1p_{3/2}$  héjáról kilökött nukleonoktól származik, a kötési energiák különbsége a protonokra, illetve neutronokra vonatkozó potenciál eltérését tükrözi. A 34 és 36 MeV-nál levő csúcsok a mélyen fekvő  $1s_{1/2}$  héjhoz tartoznak, míg az első csúcsonál megfigyelhető váll a  $^{12}\text{C}$ -mag gömbszimmetrikustól eltérő alakja miatt bekövetkező nívófelhasadás következménye. A 16. ábrán az egyes gerjesztési csúcsokhoz tartozó szórt protonok energiaeloszlása látható, amelyek az impulzustérbeli



16. ábra. A  $^{12}\text{C}$ -mag  $1p_{3/2}$  és  $1s_{1/2}$  héjában lejátszódó kvázirugalmas p-p és p-n szórási esetében az egyik szórt részecske (proton) energiaspektruma



17. ábra. Az 1s, 1p, 1d és 2s héjak kötési energiájának rendszámfüggése

$\rho(\mathbf{q})$  sűrűségeloszlások alakját tükrözik. Amint várható, az  $l=1$  pályanyomatékú  $1p_{3/2}$  héjnál  $\rho(\mathbf{q})$  értéke zérusra csökken a  $\mathbf{q}=0$  hely közelében ( $T_1=910$  MeV), míg az s héjon az ennek megfelelő  $T_1=890$  MeV energiánál maximummal rendelkezik az eloszlási függvény. A folytonos vonalak az elméleti számítások eredményeit mutatják.

A nagy energiájú (p, 2p) reakciókkal folytatott, a bemutatotthoz hasonló magszerkezeti vizsgálatok egyik legismertebb eredménye az atommagok különböző héjaiban levő protonok kötési energiájának megmérése. A kísérletek megbízható adatokat szolgáltatottak az 1s, 1p, 2s, 1d héjak energiájának tömegszámfüggésére (lásd 17. ábra), ami főleg annak volt köszönhető, hogy a különböző gerjesztési energiához tartozó  $\rho(\mathbf{q})$  eloszlások alakjának gondos elemzése lehetőséget adott a különböző impulzusnyomatékkal bíró állapotok szétválasztására.

Az impulzuseloszlások vizsgálatából egy másik érdekes következtetést is le lehetett vonni: meg lehetett határozni az egyes héjakban a hullámfüggvény kiterjedését, vagyis a héjak méretét. Ez azért figyelemre méltó, mert az ismert módszerekkel, pl. elektron-



szórással csak a héjak szuperpozíciójából származó együttes sűrűségeloszlásra lehet felvilágosítást kapni. Lehetőséget adtak a kísérletek a héjak betöltöttségének, a bennük levő protonok számának meghatározására is. Ez általában a héjmodellel megegyező eredményre vezetett, de néhány esetben az elmélet korrekciójának szükségességére mutatott rá.

A figyelem a legújabb időkben a torzító hatások kísérleti meghatározásának lehetőségére irányult. Ugyanannak a reakciónak eltérő kinematikai feltételek mellett történő vizsgálata módot ad ugyanis a torzítás hatásának elválasztására az egyéb effektusoktól, s így szerepükre vonatkozóan kísérleti információhoz lehet jutni. Nagy perspektívájuk van azoknak a kísérleteknek is, amelyekben a polarizációs állapotokat vizsgálják. Ezek spin-pálya kölcsönhatás tanulmányozására, a különböző alhéjak (pl.  $p_{1/2}$ ,  $p_{3/2}$ ) szétválasztására nyújtanak lehetőséget. Új területnek számít a kvázirugalmas proton-neutron szórás vizsgálata is, a  $(p, pn)$  reakciók hatásos módszert kínálnak a neutronok hullámfüggvényének pontosabb megismerésére.

A nukleonokon végbemenő kvázirugalmas szórás vizsgálatának eredményei egybehangzóan támasztják alá a reakció mechanizmusára vonatkozó alapvető elképzelések helyességét. Nevezetesen: a reakcióban az elemi szórási folyamat csak a két ütköző részecske pillanatnyi mozgásállapotától függ, ezt a többi nukleon jelenléte nem befolyásolja; a reakcióban részt nem vevő nukleonok a szemlélő (spectator) szerepét játsszák; a maradék mag gerjesztési spektruma a megfelelő konfigurációknak a bombázott magon belüli súlyát tükrözi; a torzító hatások jelentősen befolyásolják ugyan a reakció lefolyását, de a különböző elméleti módszerek alkalmasnak bizonyultak hatásuk megbecslésére; általános tapasztalat, hogy a kísérleti adatokból levonható következtetések megbízhatósága az energia növelésével jelentősen javítható.

#### 4. Szórás korrelált nukleoncsoporton

A kvázirugalmas N-N szórás ismertetése során hangsúlyoztuk, hogy a reakció első lépéseként a primer részecske a mag egyetlen nukleonjával lép kölcsönhatásba, és ezt az elemi szórási folyamatot a többi nukleon jelenléte nem befolyásolja. Ebbe a képbe nehezen illeszthető be az a nagy energiájú ütközéseknél megfigyelt folyamat, amelynek során összetett részecskék — deuteronok, alfa-részecskék — jelennek meg a rugalmas szórás kinematikájához közelálló feltételek mellett. Kezdetben kiterjedt diszkusszió tárgyát képezte, hogy milyen mechanizmussal képes pl. deuteronokat kilökní egy több száz MeV energiájú proton az atommagból: szekunder folyamatok játszanak-e ebben szerepet vagy a feltételezéssel ellentétben, a primer proton képes egyszerre kölcsönhatásba jutni két vagy több nukleonnal is. A kérdés megválaszolását elsősorban a megfigyelt szokatlanul nagy impulzusátadás ténye nehezítette meg, de végül is általánosan elfogadottá vált az a nézet, hogy a nagy energiájú proton egyidejűleg több nukleonnal is kölcsönhatásba kerülhet, ha azok az ütközés pillanatában elég közel vannak egymáshoz, és a szórási folyamatban együttesen vesznek részt. Az ilyen nukleoncsoportokat, amelyek tehát a magfolyamatban egy részecskéként viselkednek, a továbbiak során az egyszerűség kedvéért „cluster”-nek fogjuk nevezni, és  $\langle c \rangle$ -vel jelöljük, megjegyezve, hogy ezt a kifejezést az irodalomban általában szűkebb értelemben használják.

A clustereken végbemenő kvázirugalmas szórás vizsgálata a nagy energiájú kísérletekkel párhuzamosan, de azoktól függetlenül meg-



indult a kis energiák tartományában is, hozzávetőlegesen 50 MeV és 150 MeV között. Itt a több nukleonnal való kölcsönhatás problémája nem merült fel olyan élesen, mert egyrészt a N-N szórás hatáskeresztmetszete ( $\sim 100$  mb) jóval nagyobb, mint több száz MeV-on, másrészt az impulzusátadás nagysága is összemérhető a clusterek átlagos belső impulzusával. Kis energiákon ismeretes volt az is, hogy számos egyéb mérés — főleg a nukleonscsoportok átadásával járó transzfer reakciók — eredményét értelmezni lehetett a vizsgált magok clustermodellje alapján, természetesnek tűnt ezért feltételezni, hogy egy primer részecske a magban levő clustereken ugyanúgy képes szóródni, mint a megfelelő szabad részecskén.

Az  $a + \langle c \rangle \rightarrow a + c$  kvázirugalmas clusterszórást egyaránt tanulmányozták mindkét szórt részecske detektálását szükségessé tevő, kinematikailag teljes kísérletekben, és csak az egyik részecske észlelésére korlátozott, ún. inkluzív mérésekben. Jellemző, hogy az első típusú kísérleteket szinte kizárólag a 150 MeV-ig terjedő kis energiájú tartományban végezték, míg inkluzív mérésekre csak több száz MeV vagy néhány GeV bombázóenergiánál került sor.

## 4.1 Kinetikailag teljes mérések

### 4.1.1 A kísérleti technika jellegzetességei

A kis energiákon végzett, kinematikailag teljes mérésekben legtöbb figyelmet az alfa-clustereknek szentelték, de sok mérés foglalkozott a deuteronclusterrel, sőt néhány esetben triton-, illetve  $^3\text{He}$ -clustereket is tanulmányoztak. Bombázórészecske gyanánt főleg protonokat és alfa-részecskéket használtak, előfordult azonban a primer részek sorában  $^3\text{He}$ , deuteron, neutron és elektron is. Az első ilyen kísérletre a hatvanas évek elején Orsayban került sor a 156 MeV-os szinkrociklotronnál. Ebben az intézetben a mai napig is jelentős kutatómunka folyik a clusterszórás vizsgálatá terén. Egy másik centrum a marylandi egyetemen van, ahol egy 100 MeV-os ciklotron áll a kísérletek rendelkezésére, és ahol kiterjedt elméleti munka is folyik a kvázirugalmas szórással kapcsolatban. A 100 MeV alatti energiákon sok intézetben foglalkoz-

nak (a, ac) típusú reakciók vizsgálatával, és a kísérleteket legtöbbször kiterjesztik a kvázirugalmas szórásnak megfelelő kinematikai tartományra is.

Ami a méréseknél alkalmazott kísérleti technikát illeti, az nem különbözik lényegesen a klasszikus magfizikában használt módszerektől. A primer nyaláb energiaszórása általában kicsi. Félvezető detektorok alkalmazása néhány száz keV-os energiafelbontást tesz lehetővé, ez módot nyújt a végmag energianívóinak szeparálására, legalábbis könnyű magok esetében. A reakciótermékek azonosítása leggyakrabban a fajlagos energiaveszteség meghatározásával történik, amire az energiamérő detektor elé helyezett vékony detektor szolgál. Az ilyen ún. félvezető teleszkópok különösen előnyösek nehezebb reakciótermékek (deuteronok, alfa-részecskék) esetében, azok kis hatótávolsága miatt. Protonok detektálására, különösen nagyobb energiákon, elterjedtebb a szcintillációs technika, mert ezzel könnyebben lehet nagyméretű detektorokat készíteni. Gyakori megoldás az amplitúdó és a repülési idő mérésének kombinálása a részecskék azonosítására és energiájuk (impulzusuk) meghatározására.

A kinematikailag teljes méréseknek négy jellegzetes típusa terjedt el:

a) *Energiamegoszlás mérése* (angol elnevezése „energy-sharing”). Mindkét részecskét rögzített irányban detektálják, és az egyik részecskének határozzák meg az energiaeloszlását. A két irányt legtöbbször úgy választják meg, hogy a kinematikai görbe áthaladjon a  $\mathbf{p}_B = 0$  ponton. Az ilyen mérések egyszerűségük mellett sok információval szolgálnak, a reakciótermékek energiaspektruma viszonylag széles, ezért a torzító hatások energiafüggése jól tanulmányozható.

b) *Szögeloszlásmérés*. Az egyik irány rögzített, a másik változik. A kinematikai görbe minden pontjában közel azonos a reakciótermékek energiája, a torzító hatások energiafüggése a mérési eredményt nem befolyásolja.

c) *Szimmetrikus szögeloszlásmérés*. Mindkét irány változik oly módon, hogy a primer nyaláb irányával egyenlő szöget zárjanak be ( $\vartheta_1 = -\vartheta_2 = \vartheta$ ). Főleg azonos tömegű reakciótermékek esetében — pl. ( $\alpha$ ,  $2\alpha$ ) reakcióknál — alkalmazott módszer, amelynek jelleg-

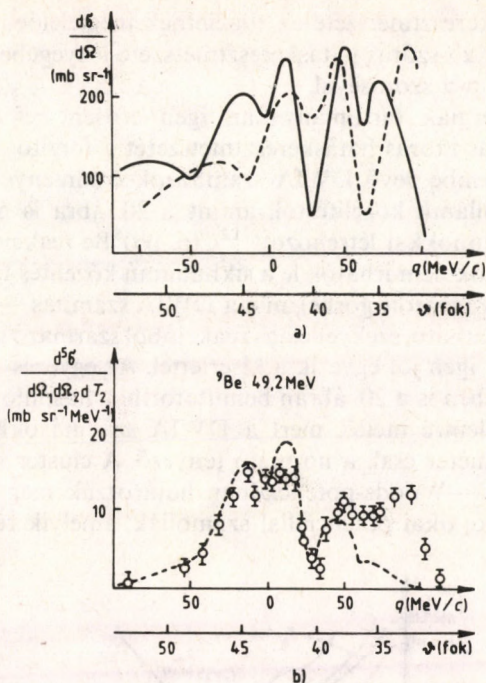


zetessége, hogy az elemi ütközés tömegközépponti energiája változik ugyan  $\mathbf{p}_B$  függvényében, de a szórási szög mindig  $90^\circ$  marad, és így az elemi folyamat energiafüggése jól tanulmányozható.

d) *Előírt kinematikájú mérés.* A paramétereket összehangoltan változtatják, hogy a  $\mathbf{p}_B$  vektorra valamilyen feltétel (pl.  $\mathbf{p}_B = \text{const.}$  vagy  $\mathbf{p}_B = 0$ ) teljesüljön. Ezzel a hatáskeresztmetszet kifejezésében egy tényezőt, pl.  $\rho(\mathbf{q})$ -t állandó értéken lehet tartani, és vizsgálni lehet a többi tényező hatását.

#### 4.1.2 Az alfa-clusterek vizsgálata könnyű magokban

Az alfa-clusterek tanulmányozására irányuló kísérletek, egy-két kivételtől eltekintve, a kalciumnál könnyebb magok tartományára korlátozódtak, és elsősorban két alapvető kérdés tisztázására irányultak. Az egyik annak eldöntése volt, hogy alkalmas-e a reakció leírására az impulzusközelítés, vagyis megadható-e a hatáskeresztmetszet a (33) kifejezéshez hasonlóan az elemi kölcsönhatást és a magszerkezetet leíró két tényező szorzataként; a másik kérdés, hogy mi a szerepük a torzító hatásoknak, mennyire pontosak az ezekre vonatkozó elméleti becslések. Az első problémakör tanulmányozását illusztrálja a 18. ábra, ahol a  ${}^9\text{Be}(\alpha, 2\alpha){}^5\text{He}$  reakcióban 49,2 MeV-on szimmetrikus geometriával mért szögeloszlás kísérleti pontjai láthatók. Ennek az energiának a környékén a szabad  $\alpha$ - $\alpha$  szórás hatáskeresztmetszetének rezonanciaszerkezete van, és ha a reakció mechanizmusára vonatkozó elképzelések helyesek, ennek meg kell nyilvánulnia a kvázirugalmas szórásban is. A 18.b) ábrán látható görbe a számított eloszlást mutatja, feltételezve, hogy a szabad szórás és a magon belüli szórás hatáskeresztmetszete megegyezik. A számítások során a tömegközépponti kinematikát meg lehet határozni vagy a kezdő-, vagy a végállapot impulzusai alapján, a kettő azonban a cluster kötött volta miatt az elemi ütközésre eltérő CM szöget eredményez. Ez látható a 18.a) ábrán. Míg  $(d\sigma/d\Omega)_0$  végállapotú előírással kapott szögfüggése (folytonos görbe) igen jól követi a kísérleti pontokat, a kezdőállapotú előírással számított szaggatott görbe láthatóan rossz eredményt ad. Ez nem csak az energiahéjról való lelépés



18. ábra. A  ${}^4\text{He}(\alpha, \alpha){}^4\text{He}$  rugalmas szórás szögfüggése (a) és a  ${}^9\text{Be}(\alpha, 2\alpha){}^5\text{He}$  kváziszabad szórás szögeloszlása (b)

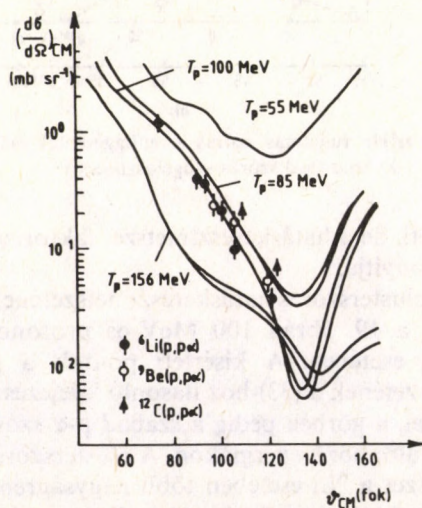
hatását érzékelteti, de a hatáskeresztmetszet faktorizálhatóságát is meggyőzően bizonyítja.

A szabad és a clusterszórás hatáskeresztmetszetének összehasonlítását láthatjuk a 19. ábrán 100 MeV-os protonokkal vizsgált  $(p, p\alpha)$  reakciók esetében. A kísérleti pontok a  $p-\langle\alpha\rangle$  szórás hatáskeresztmetszetének a (33)-hoz hasonló kifejezés alapján meghatározott értékei, a görbék pedig a szabad  $p-\alpha$  szórás szögeloszlását mutatják különböző energiákon. A clusterszórásból számolt hatáskeresztmetszet a  ${}^6\text{Li}$  esetében több nagyságrenden keresztül jól követi a 100 MeV-os szögeloszlást, és az egyezés nehezebb magoknál is kielégítő. Az itt bemutatottakon kívül sok egyéb vizsgálat is azt mutatta, hogy első közelítésben a kvázirugalmas



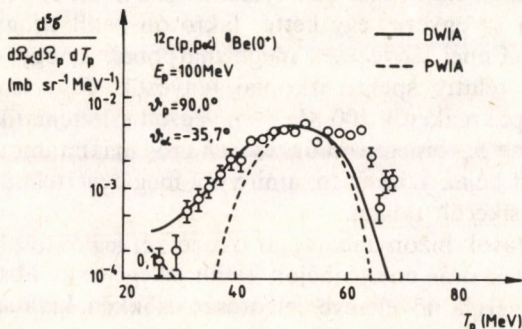
szórás hatáskeresztmetszete az elméletnek megfelelően faktorizálható, és a  $p\text{-}\langle\alpha\rangle$  szórás hatáskeresztmetszete lényegében megegyezik a szabad  $p\text{-}\alpha$  szórásával.

A kis energiák tartományában igen erősen befolyásolják a kvázirugalmas szórás hatáskeresztmetszetét a torzító hatások. Az ezeket figyelembe vevő DWIA számítások eredménye lényegesen eltér a síkhullámú közelítéstől, amint a 20. ábra is mutatja 100 MeV-os protonokkal létrehozott  $^{12}\text{C}(p, p\alpha)^8\text{Be}$  reakció esetére. A kísérleti adatok nem írhatók le a síkhullámú közelítés útján kapott eloszlással (szaggatott görbe), míg a DWIA számítás — a nagyobb energiáknál látható, szekvenciális reakcióból származó struktúrától eltekintve — igen jól egyezik a kísérlettel. Az egyezés — ami más reakció esetében is a 20. ábrán bemutatotthoz hasonló — annál is inkább figyelemre méltó, mert a DWIA számításokban teljesen szabad paraméter csak a normáló tényező. A cluster hullámfüggvényét Saxon—Woods-potenciálban határozzák meg, a torzítást pedig olyan optikai potenciállal számolják, amelyik reprodukálja



19. ábra. A  $p\text{-}\alpha$  szórás differenciális hatáskeresztmetszete különböző energiákon. A kísérleti pontok az alfa-clusteren való szórás hatáskeresztmetszetét mutatják  $^6\text{Li}$ -,  $^9\text{Be}$ - és  $^{12}\text{C}$ -magokban, 100 MeV-os protonok kvázirugalmas szórásából meghatározva

a megfelelő rugalmas szórási adatokat. A részletes vizsgálat azt mutatta, hogy a számítás a potenciálok paraméterének kis változására nem túlságosan érzékeny, kivéve a Saxon—Woods-potenciál  $R=r_0A^{1/3}$  sugarát, amelytől az impulzuseloszlás szélessége igen erősen függ. Ez a körülmény lehetőséget ad  $r_0$  meghatározására: jó egyezést a kísérletekkel csak  $r_0=(1,3\pm 0,1)$  fm esetén lehet kapni.



20. ábra. Kvázirugalmas szórásból származó protonok energiaeloszlásának leírása síkhullámú (PWIA) és torzított hullámú (DWIA) közelítésben

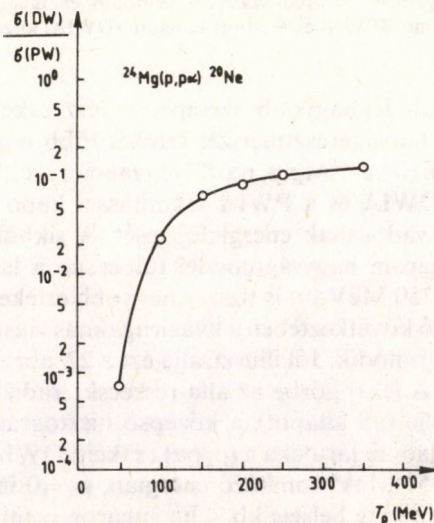
A torzításban legnagyobb szerepet a részecskék abszorpciója játssza, ami a hatáskeresztmetszet értékét több nagyságrenddel is lecsökkentheti. Ezt a  $^{24}\text{Mg}(p, p\alpha)^{20}\text{Ne}$  reakcióra a 21. ábra mutatja, feltüntetve a DWIA és a PWIA számítással kapott hatáskeresztmetszetek hányadosának energiafüggését. A síkhullámú közelítés 50 MeV-nál három nagyságrenddel túlbecsüli a hatáskeresztmetszetet, és még 250 MeV-on is tízszer nagyobb értéket szolgáltat. Az erős abszorpció következtében a kvázirugalmas clusterszórás a mag felületére lokalizálódik. Jól illusztrálja ezt a 22. ábra a  $^{24}\text{Mg}$ -magra vonatkozóan. A felső görbe az alfa-részecske radiális hullámfüggvényét ábrázolja (5S állapot), a középső hisztogram pedig a mag egyes gömbhéjainak járuléka a  $(p, p\alpha)$  reakció DWIA hatáskeresztmetszetéhez, 157 MeV bombázó energián,  $p_B=0$  impulzus esetén. Látható, hogy a mag belseje kb. 4 fm sugáron belül nem vesz részt a reakcióban, a hatáskeresztmetszetet gyakorlatilag a hullámfüggvény külső, a kötési energia által determinált, exponenciálisan



lecsengő része határozza meg. Ebben a tartományban a mágsűrűség a maximálisnak csak néhány százalékát teszi ki (lásd alsó görbe), és ez kedvező feltételt biztosít az alfa-clusterek kialakulása számára.

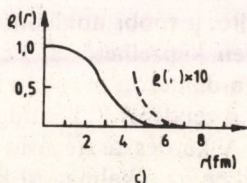
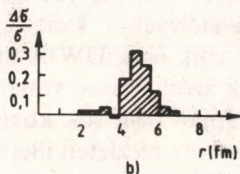
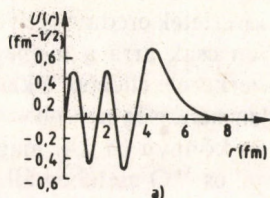
A DWIA illesztésnél szabad paraméterként szereplő normálós tényező a spektroszkópiai faktort szolgáltatja, ami összevethető a magszerkezeti számítások útján nyert elméleti értékkel. A DWIA számításokban előforduló bizonytalanságok miatt 100 MeV körüli energiákon az egyezés egy kettes faktoron belül elfogadhatónak tekinthető. Ennél lényegesen megbízhatóbbak az egyes magokra vonatkozó relatív spektroszkópiai tényezők. Figyelemre méltó, hogy a  $(p, p\alpha)$  reakciók 100 MeV-on végzett szisztematikus vizsgálata során az  $S_{\alpha}$  tömegszámfüggésében erős maximumot találtak a kétszer zárt héjak közelében, amire ma még egyértelmű magyarázatot nem sikerült találni.

A számítások bizonytalanságát okozó két legfontosabb tényező — az elemi szórás energiahéjon kívüli jellege és az abszorpció — a primer energia növelésével jelentősen csökken, kívánatos ezért a



21. ábra. A torzított és a síkhullámú közelítésben számított hatáskeresztmetszetek hányadosának energiafüggése a  $^{24}\text{Mg}(p, p\alpha)^{20}\text{Ne}$  reakció esetében

kísérleteket a több száz MeV-os tartományra kiterjeszteni. Saclay-ban 600 MeV-os protonokkal, Virginiában 700 MeV-os alfa-részekkel végeztek ilyen méréseket, de ezek pontossága ma még lényegesen új következtetések levonását nem teszi lehetővé.



22. ábra. Az alfa-cluster radiális hullámfüggvénye a  $^{24}\text{Mg}$ -magban (a); az egyes gömbhéjak járuléka a  $(p, p\alpha)$  reakcióhoz (b) és a nukleonok relatív sűrűségeloszlása a sugár függvényében (c)

### 4.1.3 A kvázideuteron és más clusterek tanulmányozása

Az alfa-clusterek vizsgálatára irányuló kvázirugalmas szórási kísérletek száma elég nagy ahhoz, hogy jó áttekintésünk legyen erről a folyamatról. Nem mondható ez el más clusterekről, ezekre vonatkozóan a rendelkezésre álló kísérleti információk sokkal szegényebbek. Több kinematikailag teljes mérés foglalkozik például



a  $p + \langle d \rangle \rightarrow p + d$  szórással, de ezek többségükben a  ${}^6\text{Li}$ -mag szerkezetének vizsgálatára szorítkoznak. Ez a mag ugyanis egyik iskolapéldája a clustermodellel kapcsolatos számításoknak, mivel a  $p$  héjban levő  $p$ - $n$  pár szerkezete igen hasonlít a deuteronéra, és az alfa-törzshöz mindössze 1,47 MeV energiával van kötve. A  ${}^6\text{Li}$ -magra vonatkozó kísérletek eredményeit egy későbbi fejezetben foglaljuk össze, e helyen csak arra a megjegyzésre szorítkozunk, hogy a mag egyszerű szerkezete ellenére a kísérleti adatok egységes értelmezése nem minden nehézség nélküli.

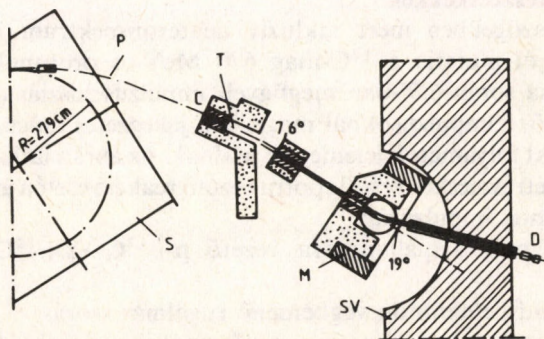
Eltekintve az egészen könnyű ( $A \leq 4$ ) magoktól, kísérleti információ csupán a  ${}^7\text{Li}$ ,  ${}^{12}\text{C}$  és  ${}^{16}\text{O}$  esetében áll rendelkezésre. Ezeket a magokat ( $p$ ,  $pd$ ) reakciók segítségével vizsgálták 30 MeV ( ${}^7\text{Li}$ ), 75 MeV ( ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{16}\text{O}$ ), 100 MeV ( ${}^7\text{Li}$ ) és 156 MeV ( ${}^{12}\text{C}$ ) energiákon. A 30 MeV-os mérés kivételével a kvázirugalmas szórás minden esetben megfigyelhető volt, és a DWIA analízis eredménye összhangban volt a magok szerkezetére vonatkozó ismereteinkkel. A kevés kísérleti adat alapján nem sok következtetést lehet levonni a reakció mechanizmusának részleteit illetően. Önmagában már az a tény is figyelemre méltó azonban, hogy a kvázirugalmas szórás végbemegy egy olyan lazán kötött rendszeren, mint a deuteron-cluster, amelynek önálló, a többi nukleontól elkülönült létezése a mag belsejében nehezen képzelhető el. Feltehető, hogy az elemi szórás azokon a proton-deuteron párokon következik be, amelyek egy sok nukleonból álló rendszer hullámfüggvényében természetes módon jelen vannak. A kérdés tisztázását nehezíti, hogy az erős abszorpció következtében az alkalmazott kis energiákon a ( $p$ ,  $pd$ ) reakciók is a mag külső, aszimptotikus tartományára korlátozódnak.

A teljesség kedvéért meg kell említeni, hogy néhány mérés foglalkozott protonok kvázirugalmas szórásával  ${}^3\text{H}$ - és  ${}^3\text{He}$ -clusteren is néhány könnyű magban ( ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$ ,  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{16}\text{O}$ ). A  $\rho(\mathbf{q})$  eloszlás alakja lényegében minden esetben megfelelt az elméleti várakozásnak, a spektroszkópiai faktorra azonban csak nagyon bizonytalan értéket lehetett kapni.

## 4.2 Inkluzív mérések

Ellentétben a kisebb energiákon végzett mérésekkel, néhány száz MeV-os vagy annál nagyobb energiákon a kísérletek zöme a deuteronclusterek vizsgálatára irányult, és inkluzív spektrumok mérésére korlátozódott, amikor csak a kilökött clustert detektálták. A kísérleti technika a nagyobb energiák miatt jelentősen különbözik attól, ami a klasszikus magfizikai méréseknél szokásos, és közelebb áll a részecskefizikai méréseknél alkalmazott módszerekhez. Jellemzőek a nagyobb méretek, a sok detektorból álló mérőrendszerek, a részecskék trajektóriájának végigkövetésére szolgáló helyérzékeny detektorok (proporcionális vagy driftkamrák). A nagyszámú mért adat feldolgozására a kísérlet alatt általában nincs lehetőség, ezeket tárolni kell, és kiértékelésük utólag történik.

A nagy energiájú inkluzív mérések sorát a dubnai Egyesített Atommagkutató Intézetben 1957-ben végzett kísérlet nyitotta meg, ennek elrendezését mutatja vázlatosan a 23. ábra. A szinkrociklotron 675 MeV-os protonnyalábja fókuszálás után a céltárgyra jut. Az ebből  $7,6^\circ$  alatt kilépő reakciótermékek analízáló mágnesen haladnak át, amely impulzusuk szerint eltéríti őket. A megfelelő impulzussal rendelkező részecskék áthaladnak a sugárvédő fal nyílásán, és a detektáló rendszerbe jutnak. Az eredeti elrendezésben ez egy szcintillációs teleszkóp volt, amelyben abszorbensek segít-



23. ábra. Kísérleti elrendezés inkluzív reakciók vizsgálatára a dubnai EAI-ben. S: szinkrociklotron, P: 670 MeV-os protonnyaláb, C: kollimátor, T: céltárgy, M: eltérítő mágnes, D: detektorrendszer, SV: sugárvédő fal



ségével lehetett a hatótávolságot meghatározni, és ezzel a protonokat a deuteronoktól különválasztani. Később módosították a mérőrendszert, amennyiben a részecskék azonosítására a repülés-idő-mérés (TOF) technikát alkalmazták, és lehetővé tették más szögekben haladó reakciótermékek analizálását is. Egy harmadik változatban az eltérített részecskéket fókuszáló rendszer segítségével távoli, alacsony háttérű helyiségbe vezették, ami lehetővé tette a kis hatáskeresztmetszettel keltett  $A = 3, 4$  tömegszámú részecskék vizsgálatát.

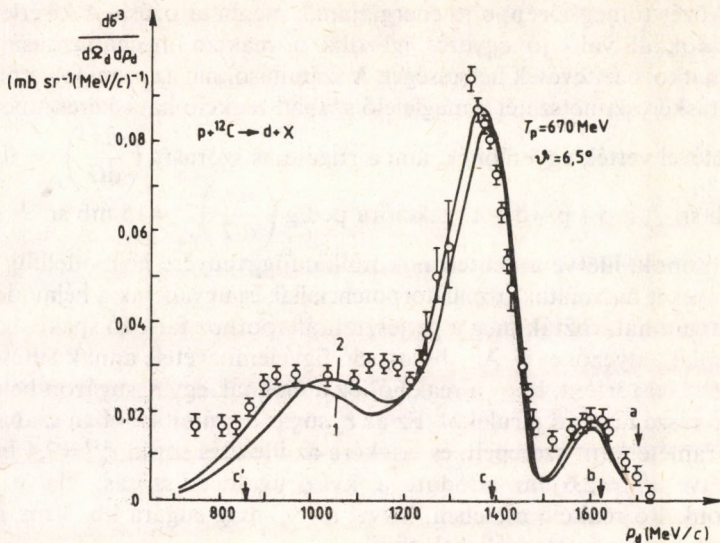
Részletesen vizsgálták a kis szögek alatt kilépő deuteronokat Brookhavenben is, a protonszinkrotron (Cosmotron) 1 GeV-os nyalábjával. Itt is mágneses analizátorral határozták meg a részecskék impulzusát. Az eltérítés nagyságát a mágnes előtt és után elhelyezett szikrakamrákkal mérték, részecskeazonosításra időmérő technikát alkalmaztak. A berendezés alkalmas volt különböző szögekben kilépő részecskék vizsgálatára, és egy koincidenziába kapcsolt detektor segítségével sikerült kimutatni a deuteronclusteren szóródott protonokat is a  $^{12}\text{C}$ -mag esetében. A dubnai és a brookhaveni kísérleteken kívül még két mérés foglalkozott deuteronok inkluzív spektrumával a kvázirugalmas szórásnak megfelelő impulzustartományban. Mindkét esetben a  $^{12}\text{C}$ -magot vizsgálták. Az egyik mérést Moszkvában végezték 730 és 1260 MeV energián, a másikat a dubnai protonszinkrotronnál 4,3 GeV/c impulzusú bombázórészecskékkel.

A kis szögekben mért inkluzív deuteron spektrum jellegzetes vonásait jól mutatja a  $^{12}\text{C}$ -mag 670 MeV-os protonokkal való bombázása során  $6,5^\circ$ -ban megfigyelt impulzuseloszlás (24. ábra). A különböző impulzusoknál megjelenő jellegzetes csúcsok különböző direkt folyamatok jelenlétére utalnak. Az ábrán látható nyilak néhány, kétrészecskés végállapotra vezető reakció esetén jelölik meg a deuteronok impulzusát:

a) a végmag alapállapotára vezető  $p + ^{12}\text{C} \rightarrow d + ^{11}\text{C}$  pick-up reakció;

b) szabad deuteronon végbemenő rugalmas szórás;

c) és c') szabad protonon végbemenő, pionkeltéssel járó  $p + p \rightarrow d + \pi$  reakció a tömegközépponti rendszerben előre, illetve hátra haladó deuteronok esetére.



24. ábra. Deuteronok inkluzív spektruma  $^{12}\text{C}$ -mag 670 MeV energiájú protonokkal való bombázásakor. A nyilak különböző szabad kétreszesítésű folyamatból származó deuteronok impulzusát jelentik (lásd szöveg)

Az inkluzív spektrum csúcsainak helyzete arra utal, hogy a deuteronok keltésében a magon belül lejátszódó b) és c), c') folyamatok játszanak meghatározó szerepet. Ezek közül a b) impulzus közelében levő csúcs nyilván a kvázirugalmas szórásból származik, a c), c') impulzusoknál pedig feltehetően a mag nukleonjain végbemenő kváziszabad pionkeltő folyamat ad járulékot. Az impulzuseloszlásból arra is következtethetünk, hogy a pick-up reakció hatáskeresztmetszete a kvázirugalmas szóráshoz képest elhanyagolható.

A magban lejátszódó  $p + \langle d \rangle \rightarrow p + d$  és  $p + \langle p \rangle \rightarrow d + \pi$  kváziszabad folyamatok feltételezésével várható spektrumot a (29) differenciális hatáskeresztmetszetnek a proton, illetve a pion irányára való integrálása útján lehet kiszámítani, összegezve a végmag gerjesztett állapotaira. Az így kapott elméleti spektrumot az ábrán látható folytonos görbék ábrázolják, amelyek közül az egyiknél (1) a kezdő-, a másiknál (2) a végállapot kinematika alapján történt az elemi

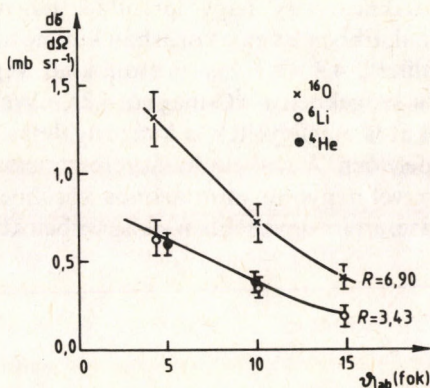


ütközés tömegközépponti energiájának meghatározása. A kísérleti adatokkal való jó egyezés igazolja a reakció mechanizmusára vonatkozó feltevések helyességét. A számításoknál az elemi folyamat hatáskeresztmetszetét a megfelelő szabad reakció hatáskeresztmetszetével vették egyenlőnek, ami a rugalmas szórásra  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{el} = 0,5$  mb sr<sup>-1</sup>, a p + p → d + π reakcióra pedig  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{d\pi} = 15$  mb sr<sup>-1</sup>. A protonok, illetve a deuteronok hullámfüggvényére héjmodellfüggvényeket használtak oszcillátorpotenciállal, és ugyancsak a héjmodell alapján határozták meg a gerjesztett állapotokhoz tartozó spektroszkópai tényezőket is. Az abszorpció figyelembevétele annak feltételezésével történt, hogy a reakcióhoz a magnak egy r<sub>c</sub> sugáron belül eső része nem ad járulékot. Ez az r<sub>c</sub> sugár a számításokban szabad paraméterként szerepelt, és értékére az illesztés során r<sub>c</sub><sup>(1)</sup> = 2,4 fm, illetve r<sub>c</sub><sup>(2)</sup> = 2,6 fm adódott a kvázirugalmas szórás, illetve a pionkeltő reakció esetében. Mivel a <sup>12</sup>C-mag sugara kb. 3 fm, az r<sub>c</sub>-re kapott érték reálisnak tűnik.

A kvázirugalmas szórásból származó csúcs integrált hatás keresztmetszete kb. négyszerese a szabad p-d szórásának, képletesen szólva négy deuteron vesz aktívan részt a reakcióban. A ⟨pn⟩ párokra vonatkozó spektroszkópai tényezők összege a <sup>12</sup>C-magban  $\sum S_d = 13,2$ , ami azt jelenti, hogy az abszorpció miatt a deuteronclustereknek csupán egyharmadán figyelhető meg a kvázirugalmas szórás, elsősorban azokon, amelyek a mag külső részén helyezkednek el.

A reakciómechanizmus ellenőrzésére az impulzusspektrum analízise mellett lehetőséget ad a reakció szögeloszlásának vagy energiáfüggésének vizsgálata is, ezeknek ugyanis tükrözniük kell a szabad folyamat hatáskeresztmetszetének változását. A kvázirugalmas szórásra szorítkozva, az 1 GeV-on végzett szögeloszlásmérés eredményét a 25. ábra mutatja be különböző céltárgyak esetében. A folytonos görbék a szabad p-d szórás hatáskeresztmetszetének szögfüggését mutatják, megszorozva a görbék mellett feltüntetett normáló tényezővel. A kísérleti pontok igen jól követik a szabad szórás szögeloszlását, és hasonló egyezést találtak a 670 MeV-os mérések esetében is. Egyértelmű korrelációt figyeltek meg a szabad

és kvázirugalmas szórás energiafüggése között is, bár az energia növelésével a két hatásfok hányadosa, az aktív magok száma növekvő tendenciát mutatott. Ez az abszorpció hatásának csökkenésével magyarázható.

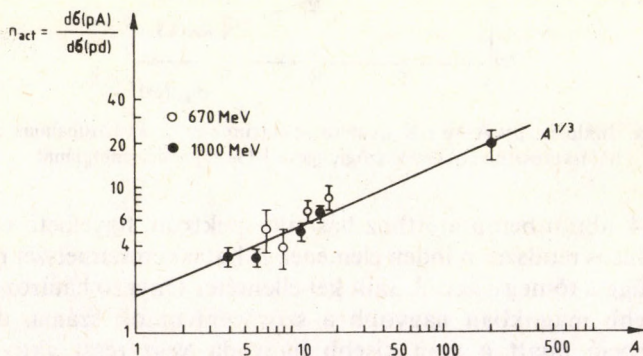


25. ábra. Inkluzív  $p+A \rightarrow d+X$  deuteron spektrumban a kvázirugalmas szórás hatáskeresztmetszetének szögfüggése 1 GeV primer energiánál

A 24. ábrán bemutatotthoz hasonló spektrum figyelhető meg a periódusos rendszer minden eleménél. A hatáskeresztmetszet nagysága függ a tömegszámtól, amit két ellentétes tényező határoz meg: nehezebb magokban nagyobb a szórócentrumok száma, de az abszorpció miatt a mag kisebb hányada vesz részt aktívan a reakcióban. A kvázirugalmas szórás tömegszámfüggését 670 MeV-on és 1 GeV-on is vizsgálták. A mérések eredménye a 26. ábrán látható, ahol a kvázirugalmas és a szabad szórás hatáskeresztmetszetének hányadosa, az aktív clusterok száma ( $n_{act}$ ) van feltüntetve  $A$  függvényben. A kísérleti adatok jól közelíthetők  $n_{act} \sim A^{1/3}$  hatványfüggvénnyel, vagyis  $n_{act}$  hozzávetőlegesen a mag sugarával arányos. Ez a viselkedés a felületi reakciókra jellemző, az erős abszorpció miatt a deuteronok csak a magnak egy meridián köre mentén levő gyűrűből léphetnek ki, egyéb helyeken vagy a primer protonok, vagy a deuteronok abszorpciója miatt a kvázirugalmas szórás létrejötte nem valószínű.



Az ismertetett kísérleti anyag tükrében kevés kétség férhet ahhoz, hogy a nagy energiájú kísérletekben észlelt, nagy impulzusokkal rendelkező deuteronok kvázirugalmas szórás során keletkeztek, noha a magból való kilökésük igen nagy impulzusátadással jár. Ez 1 GeV körüli bombázóenergiák esetében a 2 GeV/c értéket is meghaladja, és csaknem egy nagyságrenddel nagyobb a mag Fermi-impulzusánál. Ebben a vonatkozásban különösen figyelemre méltó a már említett, 4,3 GeV/c-s protonokkal végzett mérés, amelynek során kis szögekben a  $^{12}\text{C}$ -magból 4,8 GeV/c impulzussal kilépő deuteronokat is megfigyeltek, a kvázirugalmas szórás kinematikájának megfelelően. A reakció hatáskeresztmetszete mintegy  $3,5 \mu\text{b sr}^{-1}$ , valamivel nagyobb, mint azonos körülmények között a szabad p-d szórásé, amire ugyanebben a kísérletben kb.  $2,1 \mu\text{b sr}^{-1}$  értéket kaptak.



26. ábra. A kvázirugalmas és a szabad deuteron-szórás hányadosának változása a tömegszám függvényében

A kvázirugalmas szórás létrejöttének ugyanakkor nagy energiákon sem előfeltétele a nagy impulzusátadás. Jól mutatja ezt egy Los Alamosban 800 MeV-on végzett mérés, amelyben a kis szögekbe szórt protonoknak vizsgálták az inkluzív spektrumát, és abban deuteronclustereken lezajlott kvázirugalmas szórásból származó eseményeket figyeltek meg. A kisszögű szórásnak megfelelően a deuteronoknak átadott impulzus ebben az esetben nem több néhány száz MeV/c-nél.

Ami a deuteronnál nehezebb részecskéket illeti, azokra vonatkozóan ugyancsak Dubnában folytak vizsgálatok. Néhány könnyű atommagot ( ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^9\text{Be}$ ,  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{16}\text{O}$ ) 670 MeV-os protonokkal bombázva a 6,5°-ban kilökött  ${}^3\text{H}$ -,  ${}^3\text{He}$ - és  ${}^4\text{He}$ -részecskék spektrumát vizsgálták, és abban megfigyelhető volt a kvázirugalmas szórásnak megfelelő csúcs. A vizsgálatokat megnehezítette a kis hatáskeresztmetszet, ami a szabad  $p$ - ${}^3\text{He}$  szórás esetén  $(4,3 \pm 1,0) \mu\text{b sr}^{-1}$ , a  $p$ - ${}^4\text{He}$  szórásra pedig még ennél is egy nagyságrenddel kisebb:  $(0,46 \pm 0,12) \mu\text{b sr}^{-1}$ . A kis hozamok ellenére megállapítható volt, hogy a 3 vagy 4 nukleonból álló clustereken a reakció, fő vonásait tekintve, hasonló jellegzetességeket mutat, mint amit a deuteronknál megismertünk. A kvázirugalmas csúcs helye és szélessége összhangban van a kinematikával, a cluster magon belüli impulzuseloszlásával és kötési energiájával. A hatáskeresztmetszet ezeknél a reakcióknál is néhányszor nagyobb, mint a szabad szórásé, és a tömegszám függvényében növekvő tendenciát mutat.

Összefoglalva megállapítható, hogy a clustereken végbemenő kvázirugalmas szórással kapcsolatos vizsgálatok ennek a folyamatnak egyetemes jellegére mutatnak. Létrejön minden atommagon, a legkönnyebektől a legnehezebbekig, 50 MeV-on ugyanúgy megfigyelhető, mint százszor akkora bombázó energiákon, és nem függ a reakció mechanizmusa az impulzusátadás nagyságától sem. Az impulzusközelítés a legkülönbözőbb kísérleti körülmények között is helyesen írja le a folyamatot, a hatáskeresztmetszet egységesen a (3.13)-nal analóg kifejezéssel adható meg. Külön figyelmet érdemel, hogy míg a szabad szórás hatáskeresztmetszete, pl. az energia függvényében, akár négy nagyságrendet is változik, a kvázirugalmas és a szabad szórás hatáskeresztmetszetének viszonya gyakorlatilag állandó marad. Ez nagymértékben alátámasztja azt a feltételezést, hogy a primer részecskének a clusterrel való kölcsönhatása a mag többi nukleonjától függetlenül megy végbe, vagyis abban a kváziszabad jelleg dominál.



### 4.3 A kvázirugalmas clusterszórás néhány elméleti kérdése

A kvázirugalmas clusterszórás elméleti tárgyalása leggyakrabban a torzított hullámú impulzusközelítés (DWIA) vagy annak valamelyik leegyszerűsített változata alapján történik. Az elmélet egyik legáltalánosabb megfogalmazása Chant és Roos munkájában található, ez szolgál alapul az utóbbi időben végzett kísérletek legtöbbjének kiértékeléséhez. A hatáskeresztmetszetet megadó összefüggés levezetése a  $(p, pN)$  reakciónál alkalmazott gondolatmenetet követi, azt általánosítja a clusterok esetére. Az alábbiakban az eredmények összefoglalására és néhány kiemelt kérdéskör diszkusziójára kívánunk szorítkozni.

A clusterszórás a nukleonszórástól csak annyiban tér el, hogy a magon belüli  $c$  részecske most egy több nukleonból álló  $\langle c \rangle$  cluster. Ennek megfelelően a  $B$  nukleonok koordinátáira való integrálás után kapott  $\Psi_{\langle c \rangle}(\mathbf{r}_c, \mathbf{R}) \equiv \langle \Psi_B(B) | \Psi_A(A) \rangle$  kivetített hullámfüggvény (clusterfüggvény) a  $\langle c \rangle$  clusterban levő nukleonok  $\mathbf{r}_c$  belső koordinátáitól és a két nukleonscsoport,  $\langle c \rangle$  és  $\langle B \rangle$  tömegközéppontjának  $\mathbf{R}$  relatív koordinátájától függ. A  $B$  végmag egy adott gerjesztési állapotához különböző spin-izospin kvantumszámokkal bíró  $\Psi_{\langle c \rangle}^{\alpha}$  clusterfüggvények tartoznak, ezek súlyát a megfelelő származási együtthatók adják meg. A részecskék közötti kölcsönhatásnak azt a részét, amelyet az  $a\text{-}\langle c \rangle$  kölcsönhatás nem foglal magában, torzított be- és kimenő hullámok alkalmazásával lehet figyelembe venni.

Chant és Roos a hatáskeresztmetszet levezetésénél a nullaható-távolság (zero-range)-közelítést alkalmazta. Ez azzal az egyszerűsítéssel jár, hogy egy adott  $\alpha$  állapotra vonatkozóan a  $T_{if}^{\alpha}$  mátrixelemet a szabad  $a + c \rightarrow a + c$  szórás  $t_{ac}$  mátrixelemének és a magszerkezetre jellemző tényezőnek a szorzataként lehet előállítani, hasonlóan a kváziszabad nukleonszóráshoz. A magszerkezeti tényező a magon belüli cluster és a szabad részecske átfedési integrálja:  $\int \Psi_{\langle c \rangle}^{\alpha}(\mathbf{r}_c, \mathbf{R}) \Psi_c^*(\mathbf{r}_c) d\mathbf{r}_c = N^{\alpha} \Phi^{\alpha}(\mathbf{R})$ , ahol  $\Phi^{\alpha}(\mathbf{R})$  a cluster tömegközéppontjának mozgását leíró, egyre normált hullámfüggvény.

A differenciális hatáskeresztmetszet (29) kifejezésében szereplő átmeneti mátrixelem esetünkben:

$$T_{if}^{\alpha} \sim |t_{ac}| (S_{AB}^{\alpha})^{1/2} G^{\alpha}(\mathbf{p}_B), \quad (34)$$

ahol  $S_{AB}$  a részleges származási együtthatót és az  $N^{\alpha}$  normáló tényezőt magában foglaló spektroszkópai tényező,  $G^{\alpha}(\mathbf{p}_B)$  pedig a torzított hullámokkal felírt impulzuszfüggvény:

$$G^{\alpha}(\mathbf{p}_B) = \int \chi_{aB}^{(-)}(\mathbf{p}_{aB}, \mathbf{R}) \chi_{cB}^{(-)}(\mathbf{p}_{cB}, \mathbf{R}) \chi_{aA}^{(+)}(\mathbf{p}_{aA}, \mathbf{R}) \Phi^{\alpha}(\mathbf{R}) d\mathbf{R}. \quad (35)$$

A  $\chi_{ik}^{(+)}$  függvények az  $i$  és  $k$  részecskék relatív mozgását leíró, a maradék-kölcsönhatást figyelembe vevő torzított hullámok. Síkhullámú közelítésben (PWIA) a (35) kifejezés  $\Phi^{\alpha}(\mathbf{R})$  Fourier-transzformáltját adja:

$$G_{PW}^{\alpha}(\mathbf{p}_B) = F(-\mathbf{q}) = \int \exp \left[ \frac{i}{\hbar} (\mathbf{q}\mathbf{R}) \right] \Phi^{\alpha}(\mathbf{R}) d\mathbf{R}, \quad (36)$$

ahol  $\mathbf{q} = -\mathbf{p}_B = \mathbf{p}_a + \mathbf{p}_c - \mathbf{p}_0$  a cluster impulzusát jelenti a magon belül.

A (34) kifejezést (29)-be helyettesítve a (33) képlethez jutunk, azaz a különbséggel, hogy az impulzussűrűség most  $\rho(\mathbf{q}) = S_{AB}^{\alpha} |G^{\alpha}(-\mathbf{p}_B)|^2$ , ami a torzított impulzuseloszlást jelenti. A  $P(\mathbf{q}) = |G(-\mathbf{p}_B)|^2$  eloszlási függvény normája síkhullámú közelítésben egy, DWIA közelítésben egynél kisebb szám.

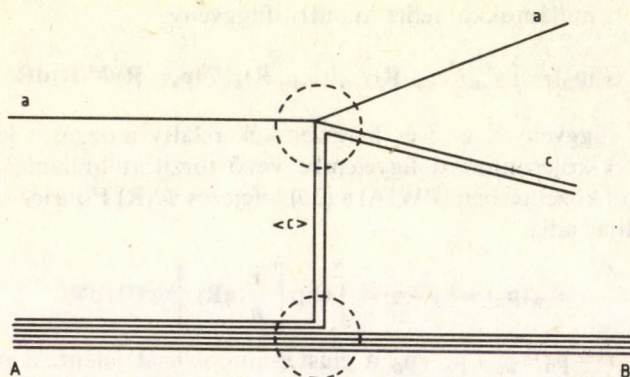
A kvázirugalmas szórás fenti tárgyalása tömören a 27. ábrán bemutatott pólusdiagrammal szemléltethető. Az alsó vertex jelöli az  $A$  mag virtuális szétbomlását  $B$  és  $\langle c \rangle$  részekre, míg a felső az elemi szórásfolyamatot szimbolizálja. Az ábrán az egyszerűség kedvéért a kezdő- és a végállapotú kölcsönhatások nincsenek feltüntetve. A pólusdiagramon kívül a kölcsönhatáshoz természetesen hozzájárulnak egyéb mechanizmusok is, de az ezekre vonatkozó becslések azt mutatták, hogy 100 MeV feletti energiákon járuléku a pólusdiagramhoz képest csak néhány százalék.

A pólusdiagram domináló jellege nyilvánul meg abban, hogy a reakció átmeneti mátrixeleme kéttest-kölcsönhatásra és megszerkezeti tényezőre bontható. Ez lehetőséget nyújt arra, hogy külön-külön tanulmányozhassuk az alsó, illetve a felső vertex hatását,



más szóval, hogy a magszerkezeti információkat és az elemi kölcsönhatásra jellemző tényezőket szétválaszthassuk.

A kvázirugalmas szórás a direkt reakciók egyik speciális esete, ezért hatáskeresztmetszete közös vonásokat mutat olyan folyamatokéval, amelyekben ugyancsak együttesen vesz részt egy  $\langle c \rangle$



27. ábra. Az  $a + A \rightarrow a + c + B$  kvázirugalmas szórás pólusdiagramja

nukleoncsoport. Ilyen reakció például a több nukleon átadásával járó stripping és pick-up reakció, vagy a pi-mezonok  $\pi + \langle 2N \rangle \rightarrow N + N$  abszorpciója. Ezek a reakciók mind olyan pólusdiagrammal írhatók le, amelyeknek az alsó, nukleáris vertexe azonos, s így lényegében ugyanazt a magszerkezeti információt szolgáltatják, természetesen az intercluster hullámfüggvény különböző impulzustartományaira vonatkozóan. Ez a körülmény azért figyelemre méltó, mert lehetőséget ad a nukleáris vertex vizsgálatára egymástól független kísérletekkel, s így arra vonatkozóan több oldalról ellenőrzött ismeretekhez juthatunk. Ezek birtokában viszont figyelmünket a felső vertexre, vagyis az elemi kölcsönhatás vizsgálatára irányíthatjuk, ami nemcsak azért fontos, mert így ki lehet mutatni a szabad és a magon belüli nukleonrendszerrel való kölcsönhatásban fennálló esetleges különbséget, hanem azért is, mert olyan nukleonrendszerek (pl. szinglett  $\langle pn \rangle$  pár vagy  $\langle nn \rangle$  dineutron) vizsgálata is lehetségessé válik, amelyek szabadon egyáltalán nem léteznek.

Ha az elemi kölcsönhatás tanulmányozását tűzzük ki célul, akkor tovább kell lépni a (34) kifejezés levezetésénél tett, meglehetősen durva, nulla hatótávolságú közelítésnél. Ennek a következménye — mint az könnyen kimutatható —, hogy a cluster hullámfüggvényének csak az a komponense ad járulékot a kölcsönhatáshoz, amely megegyezik a kilökött részecske hullámfüggvényével, és hogy a  $t_{ac}$  szórási mátrixelem is a szabad szórásával egyezik meg. A feltevés indokolt lehet a nagy kötési energiával rendelkező alfa-részecskék esetében, de például kétnukleon-rendszerek hullámfüggvényét a mag potenciáltere jelentősen befolyásolja, és ez a szórási hatáskeresztmetszetet is megváltoztatja.

Az elemi kölcsönhatás pontos ismeretének kérdését már az első kvázirugalmas szórás kísérlet felvetette. Az eredmények értelmezéséhez feltételezték, hogy a nagy energiájú proton akkor jut kölcsönhatásba egy p-n párral, amikor azok egymás közelében, egy  $r_0$  sugarú gömbön belül tartózkodnak. A megfigyelt nagy impulzusátadás ( $\approx 8 \text{ fm}^{-1}$ ) arra utalt, hogy a gömb sugara 1 fm, vagy annál kisebb. A két nukleon relatív hullámfüggvényét a mag többi nukleonja ilyen kis távolságokon feltehetően már nem befolyásolhatja, így az megegyezik a deuteron 1 fm alatti hullámfüggvényével. Ebből következik, hogy az elemi szórás folyamat hatáskeresztmetszete is a szabad p-d szórásával azonos. Újabb az igen nagy energiájú kölcsönhatások tárgyalása során vetődött fel a kis térfogaton belül levő nukleonok szerepének kérdése. Azt vizsgálják, hogy az egymáshoz igen közel kerülő nukleonok nem veszthetik-e el egyedi sajátosságukat, nem alakulhatnak-e át valamilyen speciális, pl. hat kvarkból álló rendszerré, ún. fluktonná. Elképzelhető, hogy a nagy impulzusátadással járó folyamatokban szerepet játszanak az ilyen fluktonokkal való kölcsönhatások is.

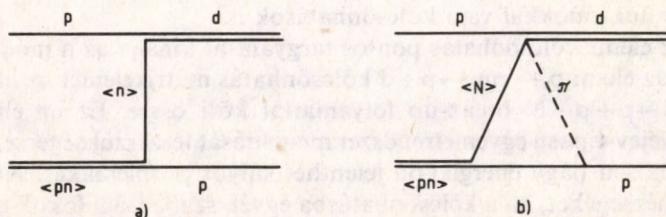
Az elemi kölcsönhatás pontos tárgyalását kínálja az a módszer, ami az elemi  $p + \langle pn \rangle \rightarrow p + d$  kölcsönhatás mátrixelemét az inverz  $p + d \rightarrow p + p + N$  break-up folyamattal köti össze. Ez az eljárás Fagyjev-típusú egyenletrendszer megoldását teszi szükségessé, ami különösen nagy energiákon jelenthet súlyos problémákat. Növeli a nehézségeket, ha a kölcsönhatásba egyéb szabadsági fokok is (pl. nukleon gerjesztése) bekapcsolódnak. Kiszámítható viszont a kvázirugalmas szórás hatáskeresztmetszete, ha a break-up reakcióra



kísérleti adatok állnak rendelkezésre a végállapoti kölcsönhatásnak megfelelő impulzustartományban. Ezek segítségével a kvázirugalmas szórás hatáskeresztmetszetéből meghatározható az  $A$  mag kétnukleon-spektrálfüggvénye, amely a kétnukleon-korrelációkra vonatkozó információkat tartalmazza. A javasolt módszer gyakorlati alkalmazása természetesen még komoly elméleti és kísérleti erőfeszítéseket követel.

A kvázirugalmas szórás általános tárgyalása során fellépő nehézségek egy része elkerülhető, ha olyan speciális eseteket vizsgálunk, amelyekben egy jól ismert mechanizmus döntő szerepet játszik. Ilyen lehet például a nukleonpárokon végbemenő  $p + \langle pn \rangle \rightarrow p + d$  vagy a nagyszögű  $p + d \rightarrow p + d$  rugalmas szórásra vezető pick-up reakció. Mint a pick-up reakcióknak általában, úgy a szabad  $p + d \rightarrow p + d$  reakciónak is maximuma van a kis szögek tartományában, amikor tehát a szekunder proton hátrafelé halad; a számított hatáskeresztmetszet még 1 GeV körüli energiákon is jó egyezésben van a kísérleti adatokkal. Feltehető, hogy a pick-up folyamat domináló jellege a nagyszögű kvázirugalmas szórásban is fennáll, ami módot ad a  $p + \langle pn \rangle \rightarrow p + d$  elemi kölcsönhatás mikroszkópikus tárgyalására ebben a kinematikai tartományban.

A pick-up reakciót legegyszerűbb formájában a 28.a) ábrán látható pólusdiagram írja le. Ennek megfelelően változik például a nagyszögű  $p$ - $d$  szórás hatáskeresztmetszete is, de 600 MeV bombázóenergia környékén jellegzetes anomália észlelhető: a hatáskeresztmetszet a pólusmechanizmus által meghatározott érték többszörösére nő. A kísérleti és elméleti vizsgálatok azt mutatták, hogy ennek oka az eddig figyelembe nem vett, a 28.b) ábrán vázolt



28. ábra. A nagyszögű  $p$ - $d$  szórás két fő járuléka: (a) pólusdiagram, (b) háromszögdiagram

háromszögdiagram járulékában keresendő. Lényege, hogy a primer proton és a deuteron egyik nukleonja közötti kölcsönhatás során a  $p + \langle N \rangle \rightarrow d + \pi$  reakció játszódik le, és a keletkező pi-mezon a deuteron másik nukleonján abszorbeálódik. A folyamat az energia-viszonyok következtében természetesen csak virtuálisan megy végbe. A reakcióban közbenső állapotként egy  $M_{\Delta} = 1236$  MeV tömegű  $\Delta$ -rezonancia keletkezik ( $S = 3/2$ ,  $T = 3/2$  kvantumszámokkal), ennek következménye, hogy a hatáskeresztmetszet 600 MeV körül igen erős, kb. 100 MeV széles rezonanciaszerű maximummal bír. Ez nyilvánul meg a nagyszögű p-d szórásban, és ez eredményezi ebben az energiatartományban a háromszög-mechanizmus domináló jellegét.

A szabad p-d szóráshoz hasonló számítással követhető a háromszög-mechanizmus hatása a magban levő  $\langle pn \rangle$  párok esetében is. Eszerint a hatáskeresztmetszet értékét döntő módon a  $\Psi_{\langle c \rangle}(\mathbf{r}, \mathbf{R})$  kétnukleon-függvény kis  $\mathbf{r}$ -eknél való viselkedése határozza meg. A hatásos térfogat mérete a pi-mezon Compton-hullámhosszával mérhető össze, vagyis a magerők 1 fm körüli hatósugarának felel meg. Ennek következtében a háromszögmechanizmus különösen érzékeny a mag hullámfüggvényében levő rövid távú kétnukleon-korrelációkra. Szerencsés körülmény, hogy létezik egy olyan kinematikai tartomány — nevezetesen a nagyszögű szórás 600 MeV körüli energiákon —, ahol ennek a folyamatnak a járuléka lényegesen felülmúlja az egyéb mechanizmusokét.

Befejezésül érdemes felhívni a figyelmet arra, hogy az elemi szórási folyamat speciális magreakcióként való értelmezése természetes úton vezet el a kvázirugalmas szórás általánosításához. Akár a pólus-, akár a háromszög-mechanizmust tekintjük ugyanis, egyik esetben sem feltétele a folyamatnak, hogy a kezdő állapotban kvázideuteron ( $S = 1$  spinű,  $T = 0$  izospinű  $\langle pn \rangle$  pár) legyen jelen, valójában a magon belül bármilyen  $\langle c \rangle$  clusteren megvan a lehetősége egy  $a + \langle c \rangle \rightarrow x + y$  reakció bekövetkezésének. Az ilyen folyamatokat általánosságban kváziszabad reakcióknak nevezhetjük.

A kváziszabad reakcióknak egy formája például a már említett  $p + \langle 2n \rangle \rightarrow n + d$  kváziszabad kicserélő szórás vagy a szingulett  $\langle pn \rangle_0$  páron ( $S = 0$ ,  $T = 1$ ) végbemenő  $p + \langle pn \rangle_0 \rightarrow p + d$  nagyszögű szórás is. Ezeket ugyanazok a diagramok írják le, mint a nagyszögű p-d



szórást, különbséget csak a spin-izospin koordináták eltérése okoz. Végbemeget azonban kváziszabad reakció bonyolultabb clusterenken is. Erre jó példa a  $p + {}^7\text{Li} \rightarrow d + d + {}^4\text{He}$  reakció, amelyben megfelelő kinematikai feltételek mellett megfigyelhető a kváziszabad  $p + \langle t \rangle \rightarrow d + d$  pick-up folyamat. Nyilvánvaló, hogy ez a reakció ugyanúgy szolgálhat felvilágosítással a tríciumcluster szerkezetéről, mint a kvázirugalmas szórás a deuteronéről.

A kétnukleon-rendszerekben végbemenő kvázirugalmas szórás vagy kváziszabad reakció kísérleti vizsgálata és mikroszkópikus tárgyalása lehetőséget nyújt arra, hogy megismerjük a clusterek belső szerkezetét, és az atommagon belül tanulmányozzuk az elemi kölcsönhatást. Elsősorban a nagy energiájú kísérletektől várható torzító hatásoktól és az elmélet közelítéseitől csak kis mértékben befolyásolt információ.

## 5. Könnyű magok clusterszerkezetének vizsgálata

Az atommagokban kialakuló különböző nukleoncsoportok között fontos szerepet játszanak a legkönnyebb, két nukleonból álló clusterek, mint amilyen például a szabad deuteron kvantumszámaival ( $J = 1, T = 0$ ) rendelkező  $\langle d \rangle$  kvázideuteron. Ezek vizsgálatára a kvázirugalmas clusterszórás igen jó lehetőséget szolgáltat, különösen, ha a kísérletekre optimális feltételek mellett kerül sor. Ennek megfelelően a méréseket több száz MeV energiájú részecskével célszerű elvégezni, hogy a zavaró effektusok hatása minimális legyen, és a kinematika teljes meghatározása céljából természetesen mindkét részecske koincidenzában való detektálására van szükség. Végül olyan mérési elrendezést kell alkalmazni, ami biztosítja, hogy a megfigyelt eseményeknél az elemi kölcsönhatásban egy meghatározott mechanizmus domináns szerepet játsszék.

A következőkben egy, a könnyű magok ( ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$ ,  ${}^{12}\text{C}$ ) clusterszerkezetének vizsgálatára irányuló kísérletsorozatot ismertetünk, amelynek során biztosítva voltak a kvázirugalmas szórás optimális feltételei. A kutatások a KFKI (Budapest) és az EAI (Dubna) közötti együttműködés keretében folytak a dubnai 670 MeV-os szinkrociklotronnál. A bemutatott kísérleti technika jó példa egy jellegzetes közepes energiájú mérésre, a vizsgálatok eredményei pedig rámutatnak a clusterszerkezet néhány eddig kevésbé ismert vonására.



## 5.1 A kísérleti berendezés ismertetése

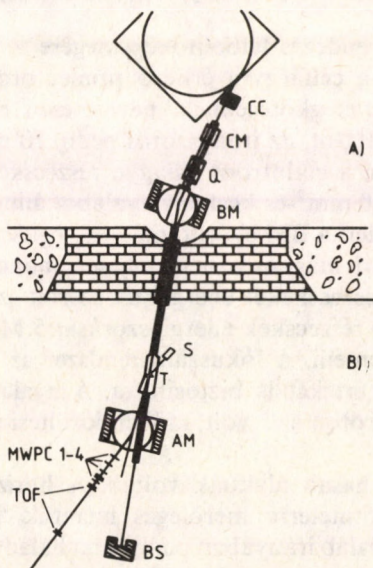
A dubnai kísérletben a kétnukleon-clusterek vizsgálata az általánosan elterjedt szimmetrikus detektor elrendezéstől eltérően a nagyszögű szórásnak megfelelő geometria mellett történt. A deuteronok a primer nyálábhoz képest  $\vartheta_d = 6,5^\circ$  alatt, a protonok ezekkel koincidenzában, a  $p_B = 0$  feltétellel meghatározott  $\vartheta_p = -147^\circ$ -os szögben kerültek detektálásra. A nagyszögű szórásra mindenekelőtt azért esett a választás, mert 600 MeV körüli energiákon, mint láttuk a  $p + \langle 2N \rangle \rightarrow N + d$  kölcsönhatásban a virtuális pionképződés útján bekövetkező kicserélési mechanizmus dominál, és ez a folyamat érzékeny a két nukleon között fennálló rövid távolságú korrelációkra. További előnye a nagyszögű geometria alkalmazásának, hogy a deuteronok ekkor nagy, esetünkben kb. 600 MeV energiával rendelkeznek, és szabad úthosszuk a maganyagban ennél az energiánál a legnagyobb. Végül fontos szempont az is, hogy 670 MeV energián a kis szögekben kilépő deuteronok impulzusspektrumát inkluzív mérésekben részletesen tanulmányozták, koincidenzáki-sérletekkel való egybevetésük további információk forrása lehet.

A mérőberendezéssel szemben támasztott követelmény mindenekelőtt az volt, hogy a gerjesztési energia spektrumában külön lehessen választani a könnyű magok  $p$  héjában gyengén és az  $s$  héjban erősen kötött nukleonpárokra bekövetkező kvázirugalmas szórás. Ehhez a két héj közötti kötési energia különbségének megfelelően mintegy 15 MeV felbontóképesség szükséges. A szögfelbontásra vonatkozóan az volt kívánatos, hogy a maradék mag impulzusterében a felbontás jobb legyen, mint a  ${}^6\text{Li}$ -magban a lazán kötött deuteroncluster impulzuseloszlásának 60–80 MeV/c körüli félszélessége. További követelmény volt, hogy mind a protondetektor, mind a deuteron spektrométer mérési tartománya elegendő nagy legyen az impulzuster vizsgálni kívánt részének teljes lefedéséhez. Mindezt úgy kellett megvalósítani, hogy a berendezés fényereje a megfelelő mérési statisztika elérését, vagyis sok ezer esemény regisztrálását ésszerű mérési idő alatt tegye lehetővé.

A választott geometriai elrendezésben ( $\vartheta_d = 6,5^\circ$ ;  $\vartheta_p = -147^\circ$ ) 670 MeV primer energiánál ( $p_0 = 1300$  MeV/c impulzusnál) a deuteronok energiája  $T_d \approx 600$  MeV, impulzusuk  $p_d \approx 1600$  MeV/c körül

van. A visszaszórt protonok  $T_p \approx 40\text{--}100$  MeV energiával és  $p_d \approx 270\text{--}440$  MeV/c impulzussal rendelkeznek. A gerjesztési energia, illetve  $E_{\text{miss}}$  spektrumában megkövetelt 15 MeV felbontóképességhez  $T_0$  és  $T_d$  értékét kb. egy,  $T_p$ -t pedig néhány százalék pontossággal kell meghatározni. A  $\mathbf{p}_B$  impulzustérbeni felbontáshoz  $\mathbf{p}_0$  és  $\mathbf{p}_d$  irányát kb. 10 marad,  $\mathbf{p}_p$  irányát pedig kb. 30 mrad pontossággal kell ismerni a  $\Delta\mathbf{p}_B \approx \mathbf{p}_i \Delta\vartheta_i$  becslés értelmében. Szükség van ezenkívül a primer protonok hatására keletkező különböző reakciótermékek közül a vizsgálni kívánt protonok, illetve deuteronok azonosítására is.

A megvalósított kísérleti elrendezés vázlatosan a 29. ábrán látható. A gyorsító az A teremben foglal helyet, a mérőberendezés a B csarnokban került felállításra, az elektronikus rendszer a



29. ábra. Kísérleti berendezés nagy szögű kvázirugalmas szórás vizsgálatára a dubnai EAI-ben. CC: kollimátor, CM: korrekciós mágnes, Q: kvadrupóluslencse, BM: kapcsolómágnes, T: céltárgy, AM: analizálómágnes, BS: nyalábcsapda, MWPC: sokszálas proporcionális kamrák, TOF: repülésidő-mérő, S: szcintillációs teleszkóp



sugárvédelmi falon kívüli helyiségben volt. Az A és B helyiségek között 4 m vastag betonfal húzódik, a protonnyaláb az ebben elhelyezett kollimátoron keresztül jut a kísérleti csarnokba. A ciklotronból kilépő nyaláb útja a CC kollimátoron, CM korrekciós mágnesen és Q kvadrupólusdubletten keresztül vezet az 1 m pólusátmérőjű BM kapcsolómágnesbe, amely  $\vartheta_k = 14^\circ$ -os eltéréssel irányítja a nyalábot a mérőcsarnokba. Itt a nyaláb a T céltárgyat érintve a BS, betontömbökből kialakított nyalábcsapdába jut.

A nyaláb irányához képest  $\vartheta_d = 6,5^\circ$  alatt haladó reakciótermékek az AM analizáló mágnesen, majd az MWPC sokszálas proporcionális kamrákon és a repülési idő meghatározására szolgáló TOF detektorokon haladnak át. A hátrafelé szórt protonokat a  $\vartheta_p = -147^\circ$ -ban elhelyezett S szcintillációs spektrométer detektálja.

### 5.1.1 A protonnyaláb és a céltárgy

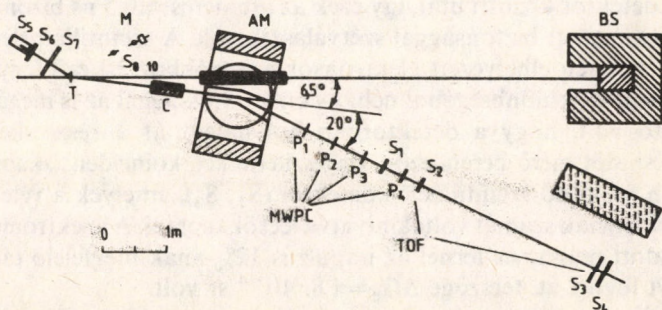
A kísérleti berendezés felbontóképességére tett kikötések megkövetelik, hogy a céltárgyra érkező primer protonnyaláb eleget tegyen bizonyos megkötéseknek, nevezetesen energiaszórása ne haladja meg az 1%-ot, az irányszórás pedig 10 mrad alatt legyen. Ennek érdekében a ciklotront elhagyó részecskékből a CC kollimátor egy  $10 \times 10 \text{ mm}^2$ -es keskeny nyalábot állított elő, és ezt a Q kvadrupólusdublett a BM eltérítő mágnes segítségével a céltárgyra fókuszálta. A BM mágnes a nem teljesen monoenergetikus nyalábban haladó részecskéket energiájuk szerint szétválasztotta, így a céltárgyra jutó részecskék energiaszórását 5 MeV körüli értékre sikerült lecsökkenteni. A fókuszáló rendszer az irányszórás megkívánt alacsony értékét is biztosította. A nyaláb intenzitása néhányszor  $10^{10}$  proton  $\text{s}^{-1}$  volt, időbeli kitöltési tényezője meghaladta az 50%-ot.

A céltárgyak hasáb alakúak voltak. A horizontális síkban a mágneses spektrométerre merőleges méretük 5 mm alatt volt, kiterjedésük a nyaláb irányában pedig nem haladta meg a 20 mm-t, nehogy túl nagy legyen bennük a protonok energiavesztése.

## 5.1.2 A mágneses spektrométer

A kis szögben kilépő deuteronok azonosítására és impulzusuk meghatározására mágneses analizátorból és repülési időt mérő (TOF) spektrométerből álló mérőrendszer szolgált (30. ábra). A céltárgyból (T) kilépő részecskék 500 mm hosszú, a nyaláb irányához képest  $6,5^\circ$ -ban elhelyezett, változtatható keresztmetszetű ( $20 \times 20$ , illetve  $20 \times 40 \text{ mm}^2$ ) sárgaréz kollimátoron (C) keresztül jutottak a mágneses eltérítőbe, egy SP 57 típusú, 1 m pólusátmérőjű mágnesbe (AM). Ennek 380 mm-es légrésében megfelelően kiképzett vasbetét volt, 64 mm-es légréssel. A spektrométerben a részecskék  $3,3 \text{ m}$  közepes sugarú pályán haladva  $20^\circ$ -os eltérítést szenvedtek. A légrésben létrehozható indukció maximális értéke  $1,8 \text{ T}$  volt, ami  $1800 \text{ MeV}/c$  impulzusú, egyszeresen töltött részecskék analizálását tette lehetővé.

A részecskék mágnes térben elszenvedett eltérítését sokszálas proporcionális kamrák (MWPC) segítségével lehetett meghatározni. A  $80\% \text{ Ar}$  és  $20\% \text{ CO}_2$  összetételű gázkeverékkel töltött kamrákban egyenként 64 függőlegesen kifeszített érzékelő szál volt egymástól  $2 \text{ mm}$  távolságban,  $20 \mu\text{m}$  átmérőjű aranyozott volf-rámhuzalból. A két katódsíkot, a szálsík előtt és mögött  $7\text{--}7 \text{ mm}$ -re vízszintesen kifeszített  $50 \mu\text{m}$  átmérőjű huzalok képezték, a kamrák fala  $60 \mu\text{m}$  vastag mylarfólia volt.



30. ábra. Kétkarú, mágneses és szcintillációs spektrométer, részecske azonosítással (A betűk jelentését lásd a szövegben)



A teleszkóp négy kamrából állt ( $P_1$ — $P_4$ ). Az utolsó az elsőtől 1700 mm távolságban helyezkedett el. A koordinátamérés pontosságát a jelszálak 2 mm-es lépésköze korlátozta, további bizonytalanságot okozott a pálya mentén bekövetkező többszörös szórás. A koordinátamérés eredő bizonytalansága  $\Delta x_1 = 2,3$  mm volt az első és  $\Delta x_4 = 4$  mm az utolsó kamra helyén.

Vonalszerű céltárgy esetén a felbontóképesség félszélessége  $\left(\frac{\Delta p}{p}\right)_s = 1,1\%$  (FWHM), míg 5 mm széles céltárggyal ez  $\left(\frac{\Delta p}{p}\right)_t = 1,2\%$  (FWHM) értékre nőtt fel. Az impulzusmérés hibáját növelte még a céltárgyban elszenvedett energiaveszteség is, ami a konkrét méréseknél további 0,15% bizonytalanságot eredményezett. A kilépés szögét  $\Delta\alpha_0 = 2,5$  mrad pontossággal lehetett meghatározni.

A spektrométer hitelesítése a rugalmas p-d szórásból származó, ismert impulzussal rendelkező deuteronok segítségével történt.

A spektrométer után, annak mintegy kiegészítéseként repülési időt mérő berendezés (TOF) helyezkedett el. Ez két nagyméretű ( $150 \times 50$  mm, illetve  $500 \times 100$  mm), egymástól 3,5 m távolságra elhelyezett szcintillátorból állt ( $S_2$ ,  $S_4$ ), amelyekhez két-két fotoelektron-sokszorozó csatlakozott. Az azonos impulzussal rendelkező, különböző tömegű részecskék repülési idejében fennálló különbség lehetőséget adott az észlelt részecske azonosítására. A protonok és deuteronok például 3,5 ns időkülönbséggel teszik meg a két detektor közötti utat, így ezek az időmérés  $\approx 0,5$  ns bizonytalansága mellett biztonsággal szétválaszthatók. A szcintillátorlemezek két végén elhelyezett elektronsokszorozókhöz érkező fényimpulzusok időkülönbségéből néhány cm pontossággal az is megállapítható volt, hogy a detektorban hol haladt át a részecske. A repülési időt mérő berendezést kiegészítette két, koincidenziakapcsolásban működő szcintillációs detektor ( $S_1$ ,  $S_3$ ), amelyek a véletlen koincidenciák számát voltak hivatva lecsökkenteni. A spektrométer egy adott mágneses térnél az impulzus 12%-ának megfelelő tartományt fogott át, térszöge  $\Delta\Omega_d = 1,8 \cdot 10^{-4}$  sr volt.

### 5.1.3 A szcintillációs spektrométer

A hátrafelé haladó reakciótermékek detektálására és azonosítására szcintillációs detektorokból felépített mérőrendszer szolgált. Fő eleme a szcintillációs spektrométer, egy nagyméretű, 125 mm átmérőjű és 300 mm hosszú NE 102 A típusú szcintillátor volt, amelyhez XP 2040 jelű elektronsokszorozó csatlakozott (30. ábra,  $S_5$ ). A spektrométer előtt a különböző mérési feladatoknak megfelelően koincidencia, illetve antikoincidiadetektorok helyezkedtek el ( $S_6$  és  $S_7$ ). A céltárgyra jutó nyaláb intenzitását az M monitorteleszkóp mérte ( $S_8 - 10$ ).

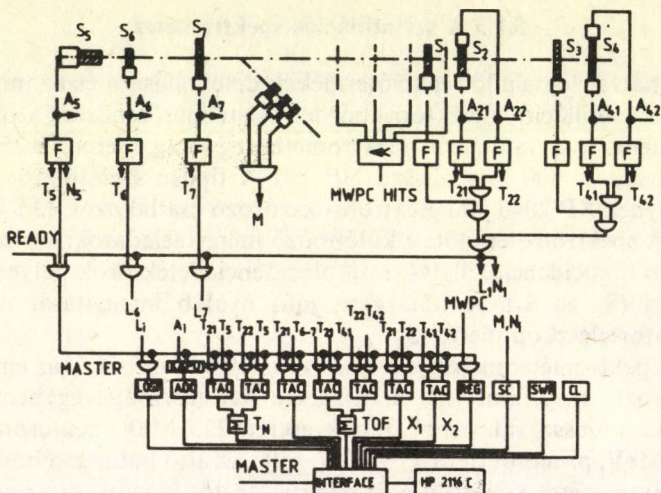
A spektrométer mérési tartományának felső határát az az energia határozta meg, amelynél a részecske hatótávolsága egybeesik a detektor hosszával. Ez protonok esetén 225 MeV, deutronokra 300 MeV, pi-mezonokra 110 MeV volt. Az alsó határ a céltárgy és a spektrométer közötti anyag mennyiségétől függött, protonokra, deutronokra, illetve pi-mezonokra rendre 25, 35 és 10 MeV volt. A részecskék azonosítására itt is a repülési idő mérése adott lehetőséget, a kétdimenziós energia—idő spektrumban a különböző részecskék igen jól elkülönültek. A spektrométer alkalmas volt neutronok detektálására is, ilyenkor az  $S_6$  és  $S_7$  detektorok nagy felületű szcintillátorok voltak, és antikoincidienciakapcsolásban szűrték ki a töltött részecskéket. A neutrontetektálás hatásfoka az  $S_5$  szcintillátorban 25—30% volt a neutron energiájától függően.

A szcintillációs spektrométer kalibrálása szabad deutronokon végbemenő rugalmas p-d szórásból származó protonokkal történt, az előre haladó deutronokkal koincidienciában mérve. A spektrométer felbontóképességére 5% körüli érték adódott a rugalmas csúcsnak megfelelő 65 MeV protonenergiánál, ami lehetővé tette a maradék mag impulzusának 10—15 MeV/c pontossággal való meghatározását. A spektrométer térszöge  $\Delta\Omega_p = 4 \cdot 10^{-3}$  sr volt.

### 5.1.4 Az elektronikus mérőrendszer

A szcintillációs számlálók és a proporcionális kamrák jeleit feldolgozó elektronikus rendszer négy fő részből állt: koincidienciarendszer; proporcionális kamra elektronika; kapuzó- és mérőrend-





31. ábra. Az elektronikus mérőrendszer bloksémája.  $A_i$ : amplitúdó jelek,  $T_i$ : időjelek,  $L_i$ : logikai jelek, F: formálóáramkörök

szer; számítógépes kapcsolat. A rendszer bloksémája a 31. ábrán látható.

A koincidencia-rendszer egyik része a TOF detektorok (2—2 mérő és 1—1 koincidenciadetektor) egyidejű megszólalását regisztrálta. A szcintillációs spektrométer és az előtte lévő vékony detektorok (neutronok detektálása esetén az antikoincidenciaszámlálók) megszólalásának kombinációit logikai áramkör jelezte. A regisztrálható eseményeket kiválasztó koincidenciakör akkor adott jelet, ha a TOF-ág és a spektrométerág jele egymáshoz képest 60 ns (neutronok esetében 120 ns) időintervallumon belül volt.

A proporcionális kamrák minden szálához egy-egy erősítőtől, diszkriminátortól és formálókörből álló egység csatlakozott. A formált jelek késleltető vonalakon át jutottak a regiszterekhez, ezekbe a beírást az eseményeket kiválasztó koincidenciakör vezérelte, blokkolóegységen keresztül.

A mérendő elektromos jelek — minden detektorból egy amplitúdó- és egy időjel — kapurendszeren keresztül, amplitúdójelek esetén közvetlenül, időjelek esetében idő-amplitúdó átalakítók

(TAC) után analóg-digitál konverterekbe (ADC) jutottak. A kapukat a már említett vezérlő jel nyitotta ki, és egyúttal lezárta a blokkoló áramkör bemenetét. A konvertálás befejezése után az „interface” egység a TAC és a kamraregiszterek tartalmát és a logikai információkat, továbbá meghatározott eseményszám után a monitor és más ellenőrző számlálók adatát, a folyó időt és a mérés azonosító számát 45 szóból álló tömb formájában egy HP 2116 C számítógép memóriájában helyezte el, és a művelet végén felszabadította a blokkoló áramkört.

A számítógép az információt eseménytárolással (list mode) mágnesszárláson rögzítette, ennek tartalmát végleges tárolás céljából mágnesszalagra írta át. A mágnesszárláson gyűjtött adatokból a mérés folyamán gyakorlatilag tetszés szerinti feltételek megadásával lehetett hisztogramokat készíteni és ábrázolni a kísérlet folyamatos ellenőrzése céljából. Lehetőség volt ezenkívül néhány egyszerűbb lezármaztatott mennyiség előállítására (hiányzó energia, deuteronimpulzus, stb.) és kétdimenziós spektrumok ábrázolására is.

### 5.1.5 Adatfeldolgozás, kiértékelés

A mágnesszalagon rögzített kísérleti adatok feldolgozása a méréseket követően (off-line) az EAI CDC 6400 típusú számítógépen, speciális programrendszer segítségével történt. Ez a rendszer alkalmas volt az adatok különböző feltételek szerint történő rendezésére, az egyes mennyiségek megadott függvénykapcsolatoknak megfelelő transzformálására, új mennyiségek generálására és az eloszlási függvények tetszés szerinti léptékben való ábrázolására.

A kiértékelés első lépése a műszerállandók meghatározása volt (a centrális trajektória kijelölése, az időskála, az erősítési tényező meghatározása stb.). A kalibrálás minden mérés előtt a már ismertetett módon, a szabad p-d szórásból származó protonokkal, illetve deuteronokkal történt, ezek energiájához, illetve impulzusához viszonyítva kerültek meghatározására a vizsgált részecskék megfelelő adatai.

Egy mérés alkalmával több tízezer eseményt regisztráltak. A kiértékelés első lépéseként ki kellett ezek közül válogatni azokat, amelyek a futási idők, a proporcionális kamrák pályaadatai és a



koincidenziadetektorok jelei alapján a vizsgálni kívánt reakciókból származóknak bizonyultak. Ez után került sor minden egyes eseménynél az  $E_{\text{miss}}$  hiányzó energia kiszámítására a mért impulzusok, illetve energiák alapján. Az  $E_{\text{miss}}$  eloszlása ismeretében ki lehetett választani a végmag gerjesztési energiájának egy adott intervallumába jutó eseményeket, végül ezekre vonatkozólag meghatározni a szcintillációs spektrométerben mért energiaeloszlást.

Az itt ismertetett kétkarú spektrométer jellegzetesen közepes energiájú mérésekre alkalmas berendezés volt. Figyelembe véve a primer nyaláb energia- és szögszórását is, a hiányzó energiát töltött részek esetén 17 MeV, neutronokra 20 MeV felbontással mérte, a visszalökött mag impulzusterében a felbontás kb. 15 MeV/c volt. Ezek a paraméterek megfeleltek azoknak a követelményeknek, amelyeket a könnyű magok clusterszerkezetének vizsgálata megkívánt.

## 5.2 A ${}^6\text{Li}(p, pd){}^4\text{He}$ reakció vizsgálata

### 5.2.1 A ${}^6\text{Li}$ modellfüggvényei

A  ${}^6\text{Li}$ -mag egyszerű szerkezeténél fogva kedvező feltételekkel szolgál a különböző magszerkezeti és reakciómodellek elméleti és kísérleti vizsgálatához. A mag s héja zárt alfa-törzs, ezenkívül a p héjban egy proton és egy neutron foglal helyet. A két nukleon hullámfüggvényében a  $S=1$  spinnel és  $T=0$  izospinnel rendelkező komponens dominál, vagyis a spin-izospin kvantumszámok a deuteronéval egyeznek meg. Várható, hogy a két nukleon relatív mozgását leíró hullámfüggvény nagy hasonlóságot mutat a deuteron hullámfüggvényével, és a  ${}^6\text{Li}$ -mag jó közelítéssel mint egy alfa- és egy deuteronclusterből ( $\langle\alpha\rangle + \langle d\rangle$ ) álló rendszer írható le. Ennek a megközelítésnek a jogosságát alátámasztja, hogy az alfa-törzs erősen kötött, zárt rendszer, gerjesztéséhez 20 MeV körüli energiák szükségesek, míg a  ${}^6\text{Li} \rightarrow \alpha + d$  szeparálási energia mindössze  $E_x = 1,47$  MeV.

A p héj két nukleonjának hullámfüggvényére a héjmodell, a clustermodell és a háromtest-modell alapján is végeztek számításokat. Bevezetve az  $\mathbf{r} = \mathbf{r}_p - \mathbf{r}_n$  relatív és az  $\mathbf{R} = (\mathbf{r}_p + \mathbf{r}_n)/2$  tömegközép-

ponti koordinátákat, az első két modell esetében a mag hullámfüggvényét a

$$\Psi(^6\text{Li}) = \varphi_\alpha(\xi)\varphi_d(\mathbf{r})\Phi(\mathbf{R}) \quad (37)$$

faktorizált alakban lehet felírni. Ebben a kifejezésben  $\varphi_\alpha$  és  $\varphi_d$  az alfa- és a deuteroncluster belső hullámfüggvényét jelöli,  $\Phi$  pedig a tömegközéppontok relatív mozgását leíró ún. intercluster-hullámfüggvény, ami a  $^6\text{Li}$ -mag  $J=1$  spinjének megfelelően 2S és 1D hullámfüggvények szuperpozíciója.

A clustermodell-számítások egyik típusánál  $\varphi_\alpha$ ,  $\varphi_d$  és  $\Phi$  leírására oszcillátorfüggvényeket alkalmaznak. Ha az oszcillátorparaméterek mindegyik függvénynél azonosak, akkor a héjmodell-megoldáshoz jutunk, de a kísérleti adatokhoz való illesztés (pl. rugalmas vagy rugalmatlan elektronszórás) a hullámfüggvényekben a paraméterek különböző mértékű módosítását teszi szükségessé. Az oszcillátorfüggvényekkel való leírás nagy hiányossága, hogy ezek nagy távolságon  $\exp(-ar^2)$  szerint tűnnek el, holott a valóságban a hullámfüggvényt  $\exp(-\kappa r)/r$  exponenciális aszimptotika jellemzi, ahol  $\kappa = \sqrt{2\mu E_k} = 0,307 \text{ fm}^{-1}$  az  $E_k = 1,47 \text{ MeV}$  kötési energiának megfelelően ( $\mu$  az  $\alpha$ -d rendszer redukált tömege). A kívánt aszimptotikával bíró interclusterfüggvényt vagy úgy lehet előállítani, hogy az oszcillátorfüggvényekhez exponenciális tagot illesztnek, vagy pedig valamilyen véges potenciálhoz (pl. négyszög- vagy Saxon—Woods-potenciál) tartozó hullámfüggvényt használnak. Ezeknek a függvényeknek mindegyike helyesen adja a clusterok közötti kötési energiát, így aszimptotikájuk is megfelelő, legtöbbjét ugyanakkor meglehetősen durva közelítésként kell tekinteni, amelyek inkább csak a mag felületén lejátszódó jelenségek leírására alkalmasak.

A p héj előzőeknél egzaktabb leírása várható a háromtest-számításoktól. Ezek a  $^6\text{Li}$ -magot alfa-törzsből, protonból és neutronból álló háromtest-rendszernek tekintik, és a részecskék közötti kölcsönhatásokból kiindulva határozzák meg a hullámfüggvényt. A megoldásként nyerhető  $\Psi(\mathbf{r}, \mathbf{R})$  clusterfüggvényben a részecskék relatív mozgása és a tömegközépponti mozgás általában nem választható szét, a függvény nem írható fel a (37) faktorizált alakban, és a kváziszabad reakció hatáskeresztmetszetének kiszámítása is bonyolultabbá válik.



A  ${}^6\text{Li}$  p héjnak bármelyik modelljét tekintjük is, abban mindegyik megegyezik, hogy a proton és a neutron relatív mozgását leíró hullámfüggvény nem azonos teljesen a deuteronéval. Az eltérés mértékére az átfedési integrál, illetve a spektroszkópiai tényező a jellemző, amelyre az  $S=0,6$  körüli értéket tekintik elfogadhatónak.

A clusterok kísérletileg megfigyelhető impulzuseloszlása (35) szerint függ az interclusterfüggvény alakjától. Ha eltekintünk a torzító hatásoktól, akkor például oszcillátorfüggvény esetén Gauss-eloszlást kapunk, a zérus hatótávolságú potenciál pedig a  $(q^2 + q_0^2)^{-2}$  ún. póluseloszlást eredményezi ( $q_0 = \kappa^{-1}$  jelöléssel). Mindkét eloszlás szélsőséges közelítést jelent. A valóságot jobban közelítő modellek ezektől némileg eltérő impulzuseloszlásokat adnak, de mindegyikükre jellemző, hogy a  $q$  impulzus kis értékeinél másodfokú polinommal közelíthetők, amelyeket a  $q=0$  helyen felvett  $\rho(0) = SP(0)$  érték és az eloszlás félértékszélessége ( $q_{1/2}$ ) egyértelműen meghatározzák.

Az egyik legjobbnak tekinthető fenomenologikus interclusterfüggvény esetében például — amely a deuteron sugarát, kvadrupólusnyomatékát és a kötési energia értékét is helyesen adja meg — a két paraméter értéke  $P(0) = 15,6 \times 10^{-7} \text{ (MeV/c)}^{-3}$  és  $q_{1/2} = 77 \text{ MeV/c}$ . Más, ugyancsak exponenciális függvények ennél keskenyebb eloszlást adnak, 70 MeV/c körüli félszélességgel. A torzító hatások ezeket az értékeket módosítják, az adott kísérleti feltételek mellett  $P(0)$  20—30%-kal,  $q_{1/2}$  pedig 1—2%-kal csökken le a síkhullámú közelítéshez képest.

A fentiek a  ${}^6\text{Li}$ -mag p héjában levő deuteronclusterre vonatkoznak. Ha a kvázirugalmas szórás az alfa-törzsben levő nukleonpárokra jön létre, akkor egy  $s^2p^2$  konfigurációjú, gerjesztett állapotban levő  ${}^4\text{He}$ -mag marad vissza, és az  $s$  héj nagyobb kötési energiájának megfelelően a deuteronok impulzuseloszlása is szélesebb, mint a p héjban.

### 5.2.2 A clusterszerkezet kísérleti vizsgálata

A  ${}^6\text{Li}$ -mag jellegzetes clusterszerkezete számos kísérleti vizsgálat tárgyát képezte. A legtöbb információt kvázirugalmas szórás kísérletek szolgáltatták, ezeket széles energiatartományban, a legkülönbözőbb bombázórészecskékkal végezték. Az intercluster-hul-

I. táblázat.  ${}^6\text{Li}$  clusterszerkezete (kísérleti eredmények)

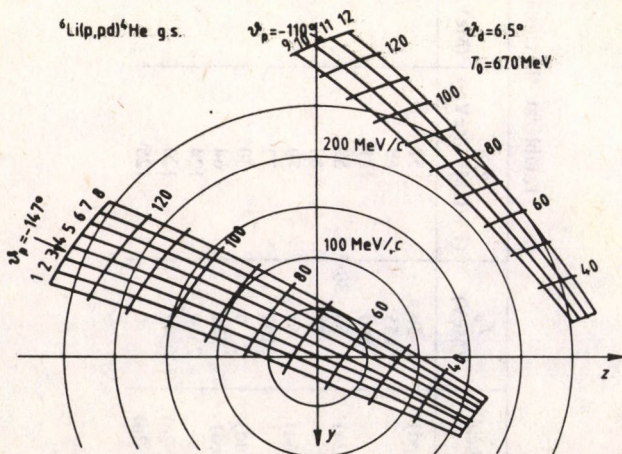
Reakció	$T_0$ (MeV)	$q_{1/2}$ (FWHM) (MeV/c)	$P(0)$ (MeV/c) $^{-3} \times 10^{-7}$	S	Irodalom
(p, pd)	30,5	51	1,1	0,07	Devins: Phys. Lett. <b>9</b> (1964) 35.
	155	60	3,0	0,31	Ruhla: Phys. Lett. <b>6</b> (1963) 282.
	590	121	3,8	0,7	Kitching: Phys. Rev. <b>C6</b> (1972) 769.
$(\alpha, 2\alpha)$	50—80	58	2,0	0,08	Watson: Nucl. Phys. <b>A172</b> (1971) 513.
	64	60	2,5	0,16	Jain: Nucl. Phys. <b>A153</b> (1970) 49.
(p, p $\alpha$ )	57	70	2,2	0,16	Jain: Nucl. Phys. <b>A153</b> (1970) 49.
	100	72	4,5	0,58	Roos: Nucl. Phys. <b>A257</b> (1976) 317.
(d, dd)	6—11	30	—	1,3	Miljanic: Nucl. Phys. <b>A215</b> (1973) 221.
(e, ed)	520	64	—	0,073	Genin: Phys. Lett. <b>52B</b> (1974) 46.
	2500	124	4,5	$\approx 1,0$	Heimlich: Nucl. Phys. <b>A288</b> (1974) 478.
( $\pi^-$ , 2n)	—	120	—	0,37	Davies: Nucl. Phys. <b>78</b> (1966) 663.
( $\pi^+$ , 2p)	76	125	—	0,4	Charpak: Phys. Lett. <b>16</b> (1965) 54.



lámfüggvényeknek néhány jelentősebb kísérletben meghatározott jellemző adatát (az impulzuseloszlás félszélessége, a  $\rho(p_B) = SP(p_B)$  impulzussűrűség a  $p_B = 0$  helyen, a spektroszkópiai tényező) az 1. táblázat tünteti fel.

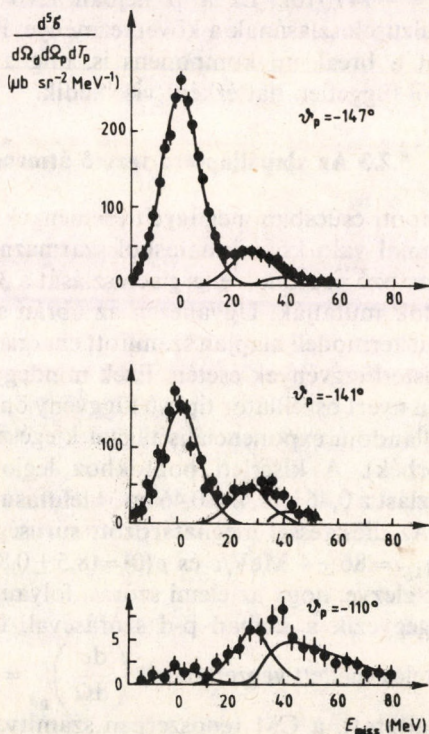
A táblázat adataiból kitűnik, hogy az impulzuseloszlás félszélességére általában 60—70 MeV/c körüli értéket találtak, ami közel áll a  $\kappa = 0,307$  állandójú exponenciális lefutású függvények szélességéhez. Néhány esetben meglepően nagy szélességet is mértek ( $q_{1/2} \approx 120$  MeV/c), amit viszont Gauss-aszimptotikával rendelkező oszcillátorfüggvényekkel lehetett értelmezni. A nyilvánvaló ellentmondás a kísérleti adatok megbízhatóságának a kérdését is felveti. Ez és a nagy energiákon végzett kísérletek kis száma indokolta tette ennek a reakciónak alapos vizsgálatát a dubnai gyorsító 670 MeV-os protonjaival. A kísérlet célja az alapállapotra vezető átmenetek esetében az impulzuseloszlás két fő paraméterének,  $\rho(0)$  és  $q_{1/2}$  értékének minél megbízhatóbb meghatározása, a végmag magasán gerjesztett állapotainál pedig a kvázirugalmas szórás szerepének tisztázása volt.

A mérés a  $q = 0$  feltétellel kijelölt  $\vartheta_p = 147^\circ$ -os irány közelében, a szcintillációs spektrométer két pozíciójában történt. A koinciden-



32. ábra. Kinematikai vonalak a visszalökött mag impulzusterében a  ${}^6\text{Li}(p, \text{pd}){}^4\text{He}$  reakció alapállapotú átmenetére vonatkozóan, 670 MeV primer energia esetén

ciadetektor által kijelölt szögeknek a  $p_B$  impulzustérben a 32. ábrán feltüntetett (1—8) jelű kinematikai vonalak felelnek meg, a végmag alapállapotára vonatkozóan. Az ábrán a vonalak hossza azt a tartományt jelöli, amelyen belül az események regisztrálásának hatásfoka 50% felett volt. A vonalak mellé írt (40—120) számok a spektrométer irányába haladó protonok energiáját jelentik, a koncentrikus körök a visszalökött mag  $p_B$  impulzusának adott abszolút értékéhez tartoznak. A (9—12) számokkal jelölt kinematikai vonalak egy további mérésre vonatkoznak, ekkor a szcintillációs spektrométer  $\vartheta_p = -110^\circ$ -ban helyezkedett el. Ez lehetőséget adott a  $p_B = 0$ -tól távoli impulzustartományok vizsgálatára.



33. ábra. A hiányzó energia szerinti eloszlás a szórt protonok különböző irányában  ${}^6\text{Li}(p, \text{pd}){}^4\text{He}$  reakcióban



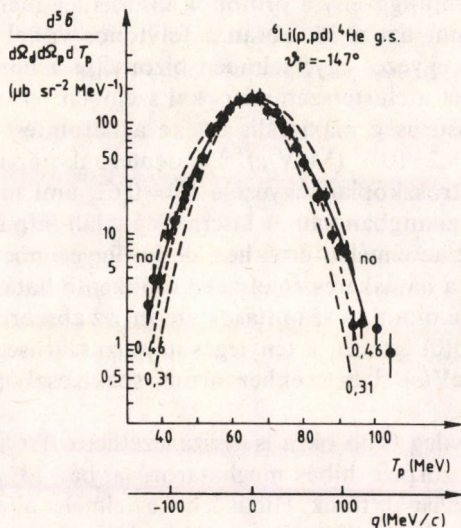
A különböző irányokban ( $\vartheta_p = -147^\circ$ ,  $-141^\circ$  és  $-110^\circ$ ) mért gerjesztési spektrumok (pontosabban a hiányzóenergia-spektrumok) a 33. ábrán láthatók. Az  $E_{\text{miss}} = 1,47$  MeV-nál levő csúcs az alapállapotú átmenethez tartozik, szélessége a kísérleti felbontásnak ( $E_{\text{miss}} = 17$  MeV) felel meg. Azok az események, amelyek során végállapotban az alfa-részecske két deuteronra esik szét,  $E_{\text{miss}} = 25$  MeV körül várhatók, míg négy nukleonra való felbomlása  $E_{\text{miss}} = 29,5$  MeV-nál következik be. A 40 MeV feletti tartományban feltehetően szekunder folyamatok játszanak jelentős szerepet.

Jól megfigyelhető az ábrán az alapállapotú komponens rohamos csökkenése, amint a megfigyelés iránya távolodik a  $p_B = 0$  feltételnek megfelelő  $\vartheta_p = -147^\circ$ -tól. Ez a p héjban levő deuteroncluster keskeny impulzuseloszlásának a következménye. Határozott szögfüggést mutat a break-up komponens is, míg a nagy energiájú járulék szögtől független háttérként viselkedik.

### 5.2.3 Az alapállapotra vezető átmenet

Az alapállapotú csúcsban megfigyelt események a p héjban levő kvázideuteronnal való kölcsönhatásból származnak, az ehhez az átmenethez tartozó protonok energiaeloszlását a 34. ábrán látható kísérleti pontok mutatják. Ugyanezen az ábrán szaggatott vonal ábrázolja a clustermodell alapján számított energiaeloszlást, különböző interclusterfüggvények esetén. Ezek mindegyike egy cluster-számítás útján nyert oszcillátor típusú függvény önmagában, illetve különböző állandójú exponenciális taggal kiegészítve (no, 0,46 és 0,31 jelű görbék). A kísérleti pontokhoz legjobban illeszkedő impulzuseloszlást a 0,46 jelű,  $\kappa = 0,46 \text{ fm}^{-1}$  lefutású hullámfüggvény szolgáltatja. Az illesztéssel meghatározott sűrűségfüggvény két fő paramétere  $q_{1/2} = 86 \pm 4 \text{ MeV}/c$  és  $\rho(0) = (8,5 \pm 0,8) \cdot 10^{-7} \text{ (MeV}/c)$  adódott, feltételezve, hogy az elemi szórás folyamat hatáskeresztmetszete megegyezik a szabad p-d szórásával. Erre egy azonos kísérleti feltételek mellett végzett mérés  $\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{pd} = 110 \pm 11 \mu\text{b sr}^{-1}$  értéket szolgáltatott, a CM rendszerben számítva, ahol a szórás szög  $\vartheta_{\text{CM}} = 165^\circ$ .

A kísérletileg talált 86 MeV/c félszélesség nem felel meg a  ${}^6\text{Li}$ -cluster szerkezetére vonatkozó számításoknak, mert az  $E_k = 1,46$  MeV kötési energiának megfelelő aszimptotikával rendelkező hullámfüggvények esetében a sűrűségeloszlás félszélessége,



34. ábra. A szórt protonok energiaeloszlása  ${}^6\text{Li}(p, pd){}^4\text{He}$  reakcióban az alapállapotra vezető átmeneteknél

mint láttuk, 70—75 MeV/c körüli érték. Ennek az aszimptotikának felel meg az ábrán a 0,31 jelű görbe, amely láthatóan jelentősen eltér a kísérleti eloszlástól. Ugyanakkor a  $\kappa = 0,46 \text{ fm}^{-1}$ -el számolt impulzuseloszlás a kísérlettel való egyezés ellenére csak fenomenologikus megoldásnak tekinthető, mert ez az exponenciális állandó elméletileg nem indokolható.

Az a tény, hogy a kísérletileg meghatározott félszélesség realiztikus interclusterfüggvényekkel nem írható le, felveti a kérdést, alkalmazható-e egyáltalán az egyszerű clustermodell a nagyenergiájú kvázirugalmas szórás leírására, nem kapható-e jobb eredmény az elméletileg megalapozottabb, háromtest-számítások útján nyert

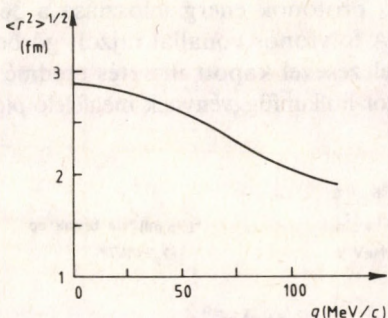


hullámfüggvényekkel. A  ${}^6\text{Li}$ -magra vonatkozó egyik legújabb ilyen számítás során meghatározták a p-n rendszer  $\Psi(\mathbf{r}, \mathbf{R})$  kétrészecske hullámfüggvényében a deuteronkomponens viselkedését. Az impulzuseloszlás-félszélességre  $q_{1/2}^{\text{th}} = 85 \text{ MeV}/c$  adódott, igen jó egyezésben a nagyszögű szórás során talált értékkel, és jól adja a háromtest-hullámfüggvény a protonok kísérletileg mért energiaeloszlását is, amint azt a 34. ábrán a folytonos vonal mutatja. A kísérlettel való egyezés egyértelműen bizonyítja a háromtest-számítások fölényét a clusterszámításokkal szemben.

Az impulzussűrűség maximális értéke a háromtest-számítások szerint  $\rho^{\text{th}}(0) = 8,2 \cdot 10^{-7} (\text{MeV}/c)^{-3}$ , a deuteronkomponens ennek megfelelő spektroszkópiai tényezője  $S^{\text{th}} = 0,62$ , ami más számításokkal is jó összhangban van. A kísérletileg talált impulzussűrűség közel áll ehhez az elméleti értékhez, de ha figyelembe vesszük az abszorpciónak a hatáskeresztmetszetet csökkentő hatását, jelentős eltérésre kell számítani. A számítások szerint az abszorpció  $\approx 23\%$ -kal csökkenti  $\rho(0)$  értékét, a tényleges impulzussűrűség így  $\rho(0) = 11 \cdot 10^{-7} (\text{MeV}/c)^{-3}$ , és az ehhez tartozó spektroszkópiai tényező  $S = 0,83$  lesz.

Az eltérés elvileg több okra is visszavezethető. Triviális eltérést okozhat az abszorpció hibás meghatározása, bár  $23\%$ -nál kisebb abszorpció irreálisnak tűnik. Hibás lehet az elmélet által szolgáltatott  $S^{\text{th}}$  érték is, de ha elfogadjuk a több oldalról is megalapozott  $0,6$ -hoz közel eső spektroszkópiai tényezőt és a  $23\%$ -os abszorpciót, az elméleti értéktől való eltérés egyetlen magyarázata az elemi folyamat  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0$  hatáskeresztmetszetének helytelen megválasztása lehet. Ez összefüggésbe hozható a kísérletnél alkalmazott nagyszögű szórási geometriával, amikor is a hatáskeresztmetszet a nagy impulzusátadás következtében a  $\varphi(\mathbf{r})$  relatív hullámfüggvény kis távolságban való viselkedésére érzékeny. Ennek hatását kvalitatívan úgy magyarázhatjuk, hogy az  $S^{\text{th}} \approx 0,6$  értéket a  $\Psi(\mathbf{r}, \mathbf{R})$  kétrészecske-hullámfüggvényeknek és a  $\varphi_d(\mathbf{r})$  deuteronfüggvénynek a teljes térre vonatkozó átfedési integrálja adja, míg nagyszögű szórás esetén a két hullámfüggvény kis  $\mathbf{r}$  távolságokon való átfedése a döntő tényező, és itt a hullámfüggvényt mindkét esetben elsősorban a proton és a neutron közötti kölcsönhatás határozza meg.

Ezt a kvalitatív képet támasztja alá a primer proton és a  $\langle pn \rangle$  pár közötti kölcsönhatásnak a már említett virtuális pionképződés feltételezésén alapuló elméleti leírása is. Az a tény, hogy az alacsony energiákon végzett kísérletekben talált  $S=0,6$  spektroszkópai tényezővel szemben 670 MeV-on erre egyhez közelálló érték adódott, azt mutatja, hogy a  ${}^6\text{Li}$ -mag p héjában a  $\langle pn \rangle$  pár hullámfüggvényének rövid távú viselkedése közelítően megegyezik a deuteronéval.



35. ábra. A  ${}^6\text{Li}$ -mag p héjában levő deuteroncluster méretének függése a belső impulzustól

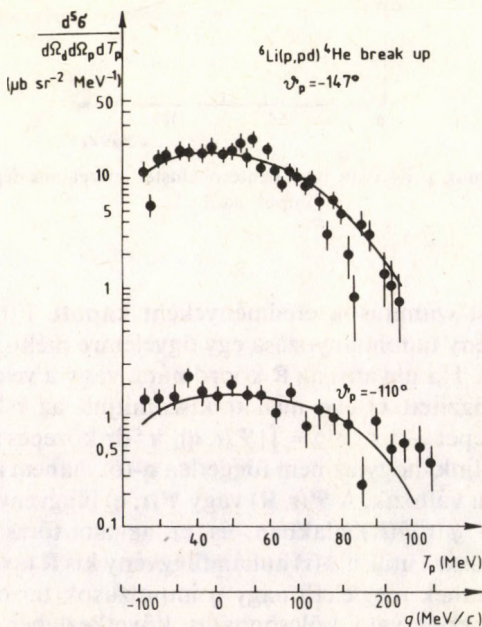
A háromtest-számítások eredményeként kapott  $\Psi(\mathbf{r}, \mathbf{R})$  kétrészecske-függvény tanulmányozása egy figyelemre méltó jellegzetesre mutat rá. Ha ugyanis az  $\mathbf{R}$  koordináta, vagy a vele konjugált  $\mathbf{q}$  impulzus rögzített értéke mellett kiszámítjuk az  $\mathbf{r}$  koordináta négyzetes közepét — az  $\langle r^2 \rangle = \int |\Psi(\mathbf{r}, \mathbf{q})|^2 r^2 dr$  közepes sugarat —, akkor azt találjuk, hogy az nem független  $\mathbf{q}$ -tól, hanem a 35. ábrán látható módon változik. A  $\Psi(\mathbf{r}, \mathbf{R})$  vagy  $\Psi(\mathbf{r}, \mathbf{q})$  függvény tehát nem faktorizálható  $\varphi(\mathbf{r})\Phi(\mathbf{R})$  alakban, és ez az alfa-törzs valamiféle polarizáló hatására utal: a  $\varphi(\mathbf{r})$  hullámfüggvény kis  $\mathbf{R}$  távolságoknál — illetve az ennek megfelelő nagy  $\mathbf{q}$  impulzusok tartományában — az alfa-törzssel való kölcsönhatás következtében jelentősen összehúzódik. Az alfa-törzs ilyen hatását a  ${}^6\text{Li}(d, tp){}^4\text{He}$  pick-up reakcióban kísérletileg is megfigyelték, és várhatóan befolyással van



a kvázirugalmas  $p\text{-}\langle d \rangle$  szórás hatáskeresztmetszetére is. Feltehető, hogy ez okozza nagy impulzusoknál a hatáskeresztmetszet és ezzel a spektroszkópiai tényező megnövekedését az egzakt háromtest-számításokhoz képest.

### 5.2.4 Az alfa-törzs felbomlása

Az alfa-törzs felbomlásának megfelelő  $E_{\text{miss}} \approx 25$  MeV körüli energiához tartozó eseményeket  $\vartheta_p = -147^\circ$  és  $-110^\circ$  detektorálásnál vizsgálva a protonok energiaeloszlása a 36. ábrán látható módon változik. A folytonos vonallal rajzolt görbék a kvázirugalmas szórás feltételezésével kapott illesztés eredményei, a számításoknál 1S oszcillátor-hullámfüggvénynek megfelelő  $\rho(q) \sim \exp(-q^2/q_0^2)$



36. ábra. A szórt protonok energiaeloszlása  ${}^6\text{Li}(p, pd){}^4\text{He}$  reakcióban az alfa-törzs felbomlására vezető átmenetknél

impulzuseloszlást használva. Adott esetben az oszcillátor-hullámfüggvény lényegesen jobb közelítésnek tekinthető, mint a  $p$  héjban, mert a nagy kötési energia csökkenti a hullámfüggvény aszimptotikus részének jelentőségét. Az illesztési eljárás során az eloszlás félszélessége  $q_{1/2} = 220 \pm 15$  MeV/c (FWHM)-nek adódott, maximumában a sűrűség  $\rho(0) = (8,1 \pm 0,8) \cdot 10^{-8}$  (MeV/c) $^{-3}$ . A kísérletileg meghatározott szélességnek megfelelő oszcillátorparaméter  $q_0 = 133$  MeV/c ( $= 0,674$  fm $^{-1}$ ), jó egyezésben az  $s$  héjra elektronszórással kapott  $q_0 = 138$  MeV/c ( $= 0,7$  fm $^{-1}$ ) értékkel.

A kísérleti energiaeloszlásnak egy realiztikus hullámfüggvénnyel való reprodukálása nagymértékben valószínűsíti azt a feltevést, hogy a hiányzó energia spektrumában 25 MeV körül megfigyelhető események valóban a  ${}^6\text{Li}$ -mag  $s$  héjában lejátszódó kvázirugalmas szórási folyamatból származnak. Ez a megállapítás azért érdemel figyelmet, mert gyakori a vélemény, hogy deuteronclusterek kialakulására csak a mag periferiáján, a kis nukleonsűrűségek tartományában van lehetőség. Nyilvánvaló, hogy az  $s$  héjban levő  $\langle pn \rangle$  párok  $\varphi(\mathbf{r})$  hullámfüggvénye jelentősen eltér a deuteronétól, de kis távolságokon a két hullámfüggvény feltehetően hasonló egymáshoz, ezért a nagyenergiájú szórás hatáskeresztmetszete is közel azonos. Ugyancsak figyelemre méltó, hogy az impulzuseloszlás félszélessége közel van ahhoz, amit hélium-magoknál találtak a  ${}^4\text{He}(p, pd){}^2\text{H}$  kvázirugalmas szórás vizsgálata során ( $q_{1/2} = 210$  MeV/c). Ez arra utal, hogy az  $s$  héj szerkezete a  $\langle pn \rangle$  párok tekintetében hasonló a szabad alfa-részecskééhez.

A kísérletileg mért  $\rho(0)$  sűrűség alapján következtetni lehet az  $s$  héjban a deuteronkomponens spektroszkópiai tényezőjére. Figyelembe véve, hogy a 220 MeV/c szélességű, normált Gauss-eloszlás értéke a  $q=0$  helyen  $P(0) = 7,65 \cdot 10^{-8}$  (MeV/c) $^{-3}$ , a spektroszkópiai tényező  $S^{\text{exp}} = 1,05$ -nek adódik, ha az abszorpció hatásától eltekinünk.

Az abszorpció mértékét, illetve a transzmisszió valószínűségét leggyorsabban a

$$T = \exp\left(-\int \rho(r)\sigma_0 dr\right) \quad (38)$$

kifejezés segítségével becsülhetjük meg, ahol  $\rho(r) = |\Psi(r)|^2$  a maganyag sűrűségeloszlását,  $\sigma_0$  a részecske-nukleon kölcsönhatás ha-



táskeresztmetszetét jelenti. Az így számolt transzmisszió protonokra  $T_p = 0,33$ , deutronokra  $T_d = 0,45$ , ami a spektroszkópiai tényezőre az  $S = S^{\text{exp}}/T_p T_d = 7$  értéket szolgáltatja. Ez lényegesen nagyobb, mint a clustermodell alapján számolt  $S^{\text{th}} = 2,4$  érték.

Mivel az s héjban bekövetkező kvázirugalmas szórás kísérleti vizsgálata a p héjhoz képest több bizonytalan tényezővel terhelt (nagyobb statisztikus hiba, háttér folyamatok esetleges járuléka, az abszorpció becslésének bizonytalansága stb.), nehezebb meghatározni az elméleti és a kísérleti spektroszkópiai tényezők eltérésének pontos mértékét. Az mindenesetre nagy valószínűséggel állítható, hogy a kísérleti érték lényegesen nagyobb, mint amit az elmélet alapján várunk. Hasonló következtetésre jutottak a  $^4\text{He}$ -magon végzett mérés esetében is. Az eltérés kézenfekvő magyarázata — hasonlóan a p héjhoz —, hogy az elemi folyamat hatáskeresztmetszete a kvázirugalmas szórásban nagyobb, mint a szabad p-d szórás esetében. Ez összefüggésben lehet azzal, hogy a  $\langle pn \rangle$  párok hullámfüggvényének kiterjedése az s héjban az alfa-törzs mérete következtében kisebb a szabad deutronénál, ami a  $\varphi(\mathbf{r})$  hullámfüggvény viszonylagos megnövekedését eredményezi a hatáskeresztmetszetet döntően befolyásoló kis  $r$  értékeknél.

A  $^6\text{Li}(p, pd)^4\text{He}$  reakció vizsgálatának egyik fontos tanulsága, hogy nagy energián végzett kísérletek kiértékelésénél túl kell lépni azon a kis energiánál megszokott képen, amely a reakció hatáskeresztmetszetét a kezdő- és végállapotban levő p-n pár — adott esetben a deutroncluster és a szabad deutron — hullámfüggvényének átfedési integráljával hozza kapcsolatba, ezt is elsősorban a mag periferiájára korlátozva. Nagy energiákon megnő a mag belső tartományainak a szerepe, és a nagy impulzusátadás következtében az elemi szórás folyamat érzékenyebbé válik a cluster belső hullámfüggvényének szerkezetére. Ez a körülmény lehetőséget nyújt arra, hogy a mag mikroszerkezetéről minőségileg új információt nyerhessünk.

## 5.3 Nagy energiájú protonokkal kiváltott egyéb reakciók

### 5.3.1 A (p, pd) reakció ${}^7\text{Li}$ - és ${}^{12}\text{C}$ -magokon

A  ${}^6\text{Li}$ -magon végzett kísérletek közvetlen folytatásaként a mérések — azonos geometriai elrendezésben — kiterjedtek a  ${}^7\text{Li}$ - és  ${}^{12}\text{C}$ -magokra is. A mérési adatok kiértékelése ugyancsak a kvázirugalmas p-d szórás elmélete alapján történt.

A  ${}^7\text{Li}$ -magnál az  ${}^5\text{He}$  alap- és első gerjesztett állapotára vezető események a  ${}^6\text{Li}$ -hoz hasonlóan jól meghatározott csúcs formájában jelentkeztek a gerjesztési spektrumban. Az ehhez tartozó protonok energiaeioszlása jól leírható a kvázirugalmas szórás elméletével. A visszalökött mag impulzuseloszlása — amelynek félértékzsélessége  $q_{1/2} = 126 \text{ MeV}/c$  —  $b_0 = 1,98 \text{ fm}$  paraméterrel rendelkező 2S oszcillátor-hullámfüggvénynek felel meg. A  ${}^7\text{Li}$  p héjára elektronszórással kapott érték  $b_0 = 2,02 \text{ fm}$ . Az egyezés nem csak a kvázirugalmas szórás domináló jellegét bizonyítja, hanem arra is rámutat, hogy az oszcillátor-hullámfüggvény alkalmas a deuteroncluster mozgásának leírására, rossz aszimptotikája a nagyobb kötési energia miatt ( $E_k = 9,2 \text{ MeV}$ ) kisebb jelentőséggel bír, mint a  ${}^6\text{Li}$  esetében. Az impulzuseloszlás alakján kívül jó egyezésben van az elmélettel a spektroszkópiai tényező is. A kísérletileg talált  $\rho(0) = (1,73 \pm 0,15) \cdot 10^{-7} (\text{MeV}/c)^{-3}$  impulzussűrűségnek megfelelően ez az elméletileg várt  $S^{\text{th}} = 1,48$  értéknél mintegy 30%-kal adódott nagyobbaknak.

Lényegében hasonló, a kvázirugalmas szórás tényét alátámasztó eredményre vezetett a  ${}^{12}\text{C}$ -mag vizsgálata is: a  ${}^{10}\text{B}$ -végmag alacsony gerjesztett nívóira vezető átmeneteknél az elektronszórásból vett paraméterrel ( $b_0 = 1,64 \text{ fm}$ ) felírt oszcillátor-hullámfüggvény helyesen adja meg az impulzuseloszlás alakját ( $q_{1/2} = 160 \text{ MeV}/c$ ). A hatáskeresztmetszet abszolút értékének reprodukálásához mintegy 33%-os abszorpciót kellett feltételezni, amit a hullámfüggvény  $R_c = 2,6 \text{ fm}$ -nél történő levágásával lehetett elérni. Ez  $\rho(0) = (0,62 \pm 0,06) \cdot 10^{-7} (\text{MeV}/c)^{-3}$  impulzussűrűségnek felel meg.

Mindkét mag esetében jelentős járulék volt megfigyelhető a gerjesztési spektrumban a deuteron s héjából való kilökésnek



megfelelő 20 MeV körüli energiánál. Bizonyos fokig váratlan módon az innen származó protonok energiaeloszlása nemcsak a  ${}^7\text{Li}$ -, hanem a  ${}^{12}\text{C}$ -magnál is jól leírható a kvázirugalmas szórás feltételezésével. Az impulzuseloszlás félszélessége a két magnál közel azonos, a középérték  $q_{1/2} = 237 \text{ MeV}/c$ , igen közel van a  ${}^4\text{He}$ - és a  ${}^6\text{Li}$ -magoknál mért félszélességhez (210 MeV/c, illetve 220 MeV/c). Jogos a feltevés, hogy a reakció minden esetben azonos mechanizmus, az alfa-törzsben lejátszódó kvázirugalmas p-d szórás útján jön létre. A hatáskeresztmetszet az abszorpciós effektusok miatt a tömegszám növelésével fokozatosan csökken.

### 5.3.2 A (p, nd) reakció ${}^6\text{Li}$ - és ${}^7\text{Li}$ -magokon

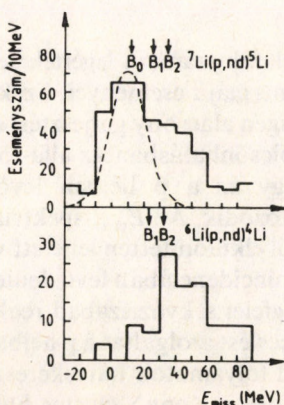
A kvázirugalmas szórás a magban levő  $\langle pn \rangle$  páron (kvázideuteronon) bekövetkező direkt kölcsönhatások eredménye, de — amint arról már történt említés — hasonló folyamat felléphet más típusú nukleonpárokon is. Ilyen például a két neutronból álló  $T=1$  izospinnel rendelkező szingulett  $\langle nn \rangle$  rendszer (dineutron), amely az atommagok hullámfüggvényében jelentős százalékban lehet jelen. A primer protonok elemi  $p + \langle nn \rangle \rightarrow d + n$  kölcsönhatása a magban levő neutronpáron a 28. ábrán bemutatotthoz hasonló diagramok szerint megy végbe. A két lehetőség közül 670 MeV primer energián a b) ábrának megfelelő háromszögdiagram dominál, ennek hatáskeresztmetszete a  $\langle pn \rangle$  kvázideuteronon végmenő folyamat 1/9-ed része. Az ilyen, A(p, nd)B típusú kváziszabad reakció lehetőségére elméleti munkák hívták fel a figyelmet, kísérleti kimutatásukra korábban nem került sor. Ennek oka, hogy a kísérletekhez nagyszögű geometriát kell alkalmazni, ami — mint említettük — ezideig csak a dubnai méréseknél valósult meg.

A (p, nd) reakciók vizsgálatára igen alkalmas céltárgy a  ${}^7\text{Li}$ -mag, ennek p héjában a proton és a két neutron a tritonhoz hasonló hullámfüggvénnyel rendelkezik, a magnak határozott ( $\langle t \rangle + \langle \alpha \rangle$ ) clusterszerkezete van. A szingulett  $\langle nn \rangle$  komponens aránya a tritonclusterben 30%, az alfa-törzsben 20%, ezért a  ${}^7\text{Li}$ -mag hatásos dineutroncéltárgynak tekinthető. A p héj és az alfa-törzs járuléka ez utóbbi nagy kötési energiája miatt könnyen szeparálható. Összehasonlítás és ellenőrzés céljából célszerű a (p, nd) reakciót  ${}^6\text{Li}$

céltárggyal is megvizsgálni, mivel itt csak az alfa-törzsben alakulhat ki dineutron, és így a két mag gerjesztési spektrumában jelentős különbségre lehet számítani.

A Li-magokban végbemenő (p, nd) reakció kísérleti vizsgálata a már ismertetett kétkarú spektrométerrel történt, a szcintillációs spektrométer a kvázirugalmas szórás kinematikájának megfelelően a  $\vartheta_n = -147^\circ$ -os irányban helyezkedett el. A detektor előtt a töltött részek kiszűrése céljából az  $S_6$  és  $S_7$  detektorok (30. ábra) nagy felületű szcintillátorok voltak antikoincidenca-kapcsolásban. A neutronok energiáját repülési idejük alapján lehetett meghatározni. A véletlen koincidenciák számának lecsökkentése érdekében kis,  $4 \times 10^8$  proton  $s^{-1}$  nyalábintenzitással kellett dolgozni.

A 37. ábrán a mért eseményeknek a hiányzó energia szerinti eloszlása látható  ${}^6\text{Li}$  és  ${}^7\text{Li}$  céltárgyak esetén. A szaggatott görbe — középpontjával a  ${}^5\text{Li}$ -végmag alapállapotának megfelelő,  $B_0$  nyíllal jelölt energiánál — a kísérleti felbontást illusztrálja, a  $B_1$  és  $B_2$  nyilak az  $s^3p^2$ , illetve  $s^2p^3$  ( ${}^6\text{Li}$  esetén az  $s^3p^1$ , illetve  $s^2p^2$ ) konfigurációjú lyukállapotok  $E_{\text{miss}}$  energiáját jelölik. A  ${}^7\text{Li}$ -magnál a p héjban lejátszódó események jól elkülönülnek azoktól, amelyek az alfa-törzs felbomlásával járnak. Ez utóbbiak láthatóan 25 MeV hiányzó energia felett adnak járulékot a  ${}^7\text{Li}(p, nd){}^5\text{Li}$  reakcióhoz.



37. ábra. A hiányzó energia szerinti eloszlás (p, nd) reakciókban,  ${}^6\text{Li}$ - és  ${}^7\text{Li}$ -magokon



A  ${}^6\text{Li}(p, nd){}^4\text{Li}$  reakcióban a végmag „alapállapotának” megfelelő hiányzó energia  $\approx 24$  MeV, koincidenciaeseményeket érthetően csak  $e$  felett lehetett észlelni.

A gerjesztési energia egyes tartományaiban az integrált hatáskeresztmetszeteket a 2. táblázat tünteti fel. Az első oszlop a teljes hatáskeresztmetszetet adja, a második és a harmadik pedig a hatáskeresztmetszetnek azt a részét, amely a  $-10 \text{ MeV} < E_{\text{miss}} < 25 \text{ MeV}$ , illetve a  $25 \text{ MeV} < E_{\text{miss}} < 60 \text{ MeV}$  tartományhoz tartozik. A táblázat feltünteti az analóg (p, pd) reakciók megfelelő hatáskeresztmetszeteit is. Látható, hogy a (p, nd) és (p, pd) reakciók teljes hatáskeresztmetszeteinek viszonya a  ${}^7\text{Li}$  esetében kb.  $9 \times 10^{-2}$ -t, míg  ${}^6\text{Li}$ -nál  $2,5 \times 10^{-2}$ -t tesz csak ki. A kis hiányzó energiájú eseményeket tekintve ez a viszony hússzor nagyobb a  ${}^7\text{Li}$ -magnál, mint a  ${}^6\text{Li}$  esetében, míg nagy hiányzó energiáknál a két hányados közel azonos.

2. táblázat. A (p, nd) és (p, pd) reakciók  $\frac{d^4\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2}$  ( $\mu\text{b sr}^{-2}$ ) hatáskeresztmetszete

Reakció	$\sigma^{\text{tot}}$	$\sigma^{(1)}$	$\sigma^{(2)}$
${}^7\text{Li}(p, nd){}^5\text{Li}$	$215 \pm 27$	$96 \pm 15$	$62 \pm 10$
${}^6\text{Li}(p, nd){}^4\text{Li}$	$120 \pm 21$	$12 \pm 6$	$77 \pm 14$
${}^7\text{Li}(p, pd){}^5\text{He}$	$2410 \pm 270$	$1560 \pm 170$	$682 \pm 75$
${}^6\text{Li}(p, pd){}^5\text{He}$	$4800 \pm 530$	$3680 \pm 400$	$950 \pm 105$

A kvantitatív vizsgálatok számára legértékesebbek a  ${}^7\text{Li}(p, nd){}^5\text{Li}$  reakció kis hiányzó energiájú eseményei. Ezeknél az átmeneteknél a végmag zérus, vagy igen alacsony gerjesztési energiája gyakorlatilag kizárja, hogy a kölcsönhatásban az alfa-törzs nukleonjai aktív szerepet játszanak, így az a p héjban levő három nukleonra (tríciumcluster) korlátozódik. Az  $E_{\text{miss}}$  spektrum alapján ezeket az eseményeket a többtől elkülönítetten lehetett vizsgálni, és megállapítható volt, hogy a koincidienciában levő deuteronok és neutronok impulzuseloszlása megfelel a kváziszabad reakció elméletének. Az elmélet megbízható becslést szolgáltat a p héjban végbemenő (p, nd) és (p, pd) kváziszabad folyamatok hatáskeresztmetszeteinek viszonyára. Feltételezve, hogy a  $\langle \text{pnn} \rangle$  cluster hullámfüggvénye megegyezik a szabad tritonéval, a hatáskeresztmetszetek viszonyára

$\sigma(nd)/\sigma(pd)=0,105$  adódik, ami közel van a kísérletileg talált  $(0,06 \pm 0,01)$  értékhez. Nincs kizárva természetesen, hogy a reakcióhoz különböző szekunder folyamatok is adnak járulékot, de a becslések szerint ez a 10%-ot nem haladja meg. Mindebből arra lehet következtetni, hogy a megfigyelt (n, d) koincidenciaesemények döntő többsége a feltételezéseknek megfelelően a  $p + \langle nn \rangle \rightarrow d + n$  kváziszabad reakcióból származik.

A kísérletben, mint láttuk, megfigyelhetők voltak mind a  ${}^6\text{Li}$ , mind a  ${}^7\text{Li}$ -magnál olyan események is, amelyek során a (p, nd) reakció az alfa-törzs felbomlásával volt kapcsolatos. Bár ezeknél az eseményeknél a szekunder folyamatok feltehetően nagyobb szerepet játszanak, mint a p héj nukleonjainál, a deuteronok impulzuseloszlásából itt is a direkt folyamat jelentős szerepére lehet következtetni. Az s héjban a (p, nd) és (p, pd) reakciók hatáskeresztmetszetének viszonyára az elmélet mindkét magnál az  $R=0,071$  értéket adja. Ez közel van a kísérletileg talált 0,08, illetve 0,09 értékhez, és alátámasztja azt az elképzelést, hogy a (p, nd) reakció létrejöttében az s héjon belül is jelentős szerepet játszik a kváziszabad  $p + \langle nn \rangle \rightarrow n + d$  reakció.

Összefoglalva elmondható, hogy a kísérletben egyértelműen ki lehetett mutatni az eddig még meg nem figyelt (p, nd) magreakció létrejöttét  ${}^6\text{Li}$ - és  ${}^7\text{Li}$ -magokon, és a kísérleti adatokat értelmezni lehetett a szingulett neutronpárokra bekövetkezett kváziszabad reakció feltételezésével.

### 5.3.3 A (p, dd) reakció ${}^6\text{Li}$ - és ${}^7\text{Li}$ -magokon

A (p, pd) reakciók mérése során a protonok detektálására szolgáló szcintillációs spektrométer egyéb töltött részecskéket is regisztrált. A mérési adatok gondos elemzése alapján ezek közül megbízhatóan külön lehetett választani deuteronokat ( $d_2$ ), amelyek a protonokhoz hasonlóan koincidenciában voltak az előrehaladó deuteronokkal ( $d_1$ ). Az így megfigyelt (p, dd) reakciót észlelni lehetett mindhárom céltárgy ( ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$  és  ${}^{12}\text{C}$ ) esetében, hatáskeresztmetszete a megfelelő (p, pd) reakciónak néhány százaléka volt. Korábban csupán néhány dolgozatban történt említés erről a magreakcióról, és mindegyik esetben 100 MeV alatti energián



végezték a mérést. A dubnai kísérlet a primer energián kívül ( $T_0 = 670$  MeV) elsősorban a nagy impulzus-átadás tekintetében különbözött a korábbi vizsgálatoktól.

A  ${}^6\text{Li}(p, dd){}^3\text{He}$  és a  ${}^7\text{Li}(p, dd){}^4\text{He}$  reakcióknak a  $(p, nd)$  reakciókkal közös vonása, hogy e folyamatok a magból két neutron eltávolításával járnak, és ezért csak a  ${}^7\text{Li}$ -nél van lehetőség az alfa-törzset érintetlenül hagyni, csupán a  $p$  héj nukleonjain lejátszódó kölcsönhatásra. Ezt a körülményt tükrözik a  ${}^6\text{Li}$ - és a  ${}^7\text{Li}$ -magokon mért hiányzó energiaspektrumok. Különösen a  ${}^7\text{Li}$  esetében figyelhető jól meg a  ${}^4\text{He}$  alapállapotának megfelelő energiánál jelentkező csúcs. A  ${}^7\text{Li}(p, dd){}^4\text{He}$  reakcióban az alapállapotú csúcshoz tartozó eseményeknél a két deuteron energia-, illetve impulzuseloszlása direkt folyamatra utaló jellegzetes alakot mutat. Ezek jól leírhatók azzal a feltételezéssel, hogy a két deuteron  $p + \langle t \rangle \rightarrow d + d$  kváziszabad pick-up reakcióban keletkezik, amely a  ${}^7\text{Li}$   $p$  héját alkotó tritonclusteren megy végbe. A reakció integrált hatáskeresztmetszete közel van ahhoz, ami a szabad  $p + t \rightarrow d + d$  reakció esetében várható. Kváziszabad pick-up reakcióra utal a  ${}^6\text{Li}(p, dd){}^3\text{He}$  reakcióban is az alapállapotú átmeneteknél mért energia-, illetve impulzuseloszlás, ami a  ${}^6\text{Li}$ -mag hullámfüggvényében levő jelentős ( $\langle t \rangle - \langle {}^3\text{He} \rangle$ ) clusterkomponenssel magyarázható.

A kváziszabad pick-up reakció megfigyelése tovább szélesíti azoknak a direkt folyamatoknak a körét, amelyek a magok mikroszerkezetének tanulmányozására adnak lehetőséget. Nyilvánvaló, hogy a kvázirugalmas szóráshoz hasonlóan a  $p \langle t \rangle \rightarrow dd$  folyamat hatáskeresztmetszete is függ a  $\langle t \rangle$ -cluster belső hullámfüggvényétől. A szabad és a kváziszabad reakciók összehasonlítása ezért értékes felvilágosítással szolgálhat a deuteronnál bonyolultabb clusterok belső szerkezetéről.

### 5.3.4 Pionkeltés a magon belül

A kis szögekben haladó deuteronok inkluzív impulzusspektrumában — amint azt a 2. fejezetben említettük — a kvázirugalmas csúcs mellett kisebb impulzusoknál megfigyelhető egy másik csúcs is, amely a feltételezések szerint a mag nukleonjain lejátszódó

$p + \langle N \rangle \rightarrow \pi + d$ , pionkeltéssel járó kváziszabad reakciótól származik. Ez a feltételezés — bár számos kísérleti tény támasztja alá — közvetlen, a két reakciótermék egyidejű detektálásán alapuló megfigyeléssel nincs bizonyítva, holott a folyamat vizsgálata a reakció kimutatásán túlmenően több érdekes kérdés tanulmányozására adhatna lehetőséget, mint például az elemi reakció hatáskeresztmetszete és az energiahéjról való letérés közötti összefüggés, vagy a deuteronok magon belüli abszorpciójának kísérleti meghatározása stb.

A kísérleteknél használt berendezés elvileg alkalmas volt az  $A(p, \pi d)B$  típusú kváziszabad reakció kimutatására, ha a reakcióban töltött pion keletkezik, vagyis, ha a magban a  $p + \langle p \rangle \rightarrow \pi + d$  elemi reakció játszódik le. A  $d-\pi$  koincidenciaesemények megfigyelésére a  $^{12}\text{C}(p, \pi d)^{11}\text{B}$  reakció kínált jó lehetőséget.

A pionok azonosítása a repülési idő és a  $\Delta E$  detektorban elszennvedett energiavesztés mérése útján történt. A szcintillációs spektrométer a szabad  $p + p \rightarrow \pi + d$  reakció kinematikájának megfelelő  $\vartheta_{\pi} = 100^{\circ}$ -ban állt. A kalibrálás hidrogéntartalmú céltárggyal, a szabad folyamat vizsgálatával történt, ezután került sor a szén céltárggyal való mérésére. A pionok energiaeloszlása ekkor jelentősen kiszélesedett, ami a protonok magon belüli mozgására vezethető vissza. A hiányzó energia spektruma alapján szét lehetett választani az  $s$  és a  $p$  héjban lejátszódó eseményeket, és megfigyelhető volt a két héj impulzuseloszlásának alakjában fennálló különbség is a reakciótermékek energiaeloszlásában.

A kísérlet egyértelműen bizonyította, hogy az inkluzív spektrumban  $1400 \text{ MeV}/c$  impulzusnál megfigyelt csúcs valóban pionok keltésével járó magreakciótól származik, és a mérési eredmények kvalitatíven összhangban vannak a kváziszabad  $p + \langle p \rangle \rightarrow d + \pi$  reakció feltételezésével. Kvantitatív következtetések levonására a mérés — főleg a pionok detektálásával és energiájuk mérésével kapcsolatban felmerült nehézségek miatt — nem volt alkalmas, de lehetőséget adott arra a következtetésre, hogy a  $(p, \pi d)$  reakciók megfelelő kísérleti technika alkalmazása esetén a várt információkat valóban képesek szolgáltatni.

A könnyű magok clusterszerkezetének fentiekben ismertetett vizsgálata több szempontból is továbblépést jelentett a nukleon-



rendszerek tanulmányozása terén. A nagyobb energia megbízhatóbbá tette az információkat, a nagyszögű szórási geometria pedig lehetőséget adott a rövid távú korrelációk, szabad állapotban elő nem forduló nukleonsoportok, pl. neutronpárok közvetlen vizsgálatára. Mindez jó kiinduló alapot jelent a további elméleti kutatások számára is.

## Irodalom

1. H. FRAUENFELDER—E. HENLEY: *Subatomic Physics*. Prentice-Hall, Englewood Cliffs, New Jersey, 1974.
2. L. D. LANDAU—E. M. LIFSIC: *Elméleti Fizika III. Kvantummechanika*. Tankönyvkiadó, Budapest, 1978.
3. R. HOFSTADTER: *Nuclear and Nucleon Structure*. Benjamin, Reading, Mass., 1963.
4. H. ÜBERALL: *Electron Scattering from Complex Nuclei*. Academic Press, New York, 1971.
5. W. BERTOZZI: *Nucl. Phys.* **A374** (1982) 109.
6. G. D. ALKHAZOV—S. L. BELOSTOTSKY—A. A. VOROBYOV: *Phys. Rep.* **42C** (1978) 89.
7. S. J. WALLACE: *Advances in Nucl. Phys.* **12** (1981) 135.
8. M. L. GOLDBERGER: *Phys. Rev.* **74** (1948) 1268.
9. N. METROPOLIS: *Phys. Rev.* **110** (1958) 204.
10. В. С. БАРАШЕНКОВ—В. Д. ТОНЕЕВ: *Взаимодействия высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами*. Атомиздат, Москва, 1972.
11. H. TYREN—TH. A. J. MARIS—P. HILLMAN: *Nuovo Cim.* **6** (1957) 1507.
12. G. JACOB—TH. A. J. MARIS: *Rev. Mod. Phys.* **45** (1973) 6.
13. A. N. JAMES et al.: *Nucl. Phys.* **A324** (1979) 253.
14. С. Л. БЕЛОСТОЦКИЙ и др.: *Нуклон-нуклонные и адрон-нуклонные взаимодействия при промежуточных энергиях* (Труды симпозиума, Ленинград, 1984). ЛИЯФ, Ленинград, 1984, стр. 448.
15. N. S. CHANT—P. G. ROSS: *Phys. Rev.* **C15** (1977) 57.
16. В. И. КОМАРОВ: *ЭЧАЯ, ОИЯИ* **5** (1974) 419.
17. ERŐ J.: *Középennergiajú protonok kváziszabad kölcsönhatása nukleonpárokkal*. Doktori értekezés, Budapest, 1982.
18. VÉGH L.: *Az A(p, Nd)B kváziszabad reakciók elméleti vizsgálata közepes energiákon*. Kandidátusi értekezés, Budapest, 1980.
19. FODOR Z.: *Disszertáció*. ELTE, Budapest, 1976.
20. CSATLÓS M.: *Disszertáció*. KLTE, Debrecen, 1980.



21. D. ALBRECHT et al.: Nucl. Phys. **A322** (1979) 512.
22. D. ALBRECHT et al.: Nucl. Phys. **A338** (1980) 477.
23. J. ERŐ et al.: Nucl. Phys. **A367** (1981) 419.
24. J. ERŐ et al.: Nucl. Phys. **A372** (1981) 317.
25. L. VÉGH: J. Phys. G. **5** (1979) L121.
26. L. VÉGH—J. ERŐ: J. Phys. G. **5** (1979) L227.
27. I. LOVAS: Nucl. Phys. **A343** (1980) 435.
28. L. VÉGH—J. ERŐ: Phys. Rev. **C23** (1981) 2371.

A kiadásért felelős az Akadémiai Kiadó és Nyomda Vállalat főigazgatója  
A nyomdai munkálatokat az Akadémiai Kiadó és Nyomda Vállalat végezte

Felelős vezető: Hazai György

Budapest 1990

Nyomdai táskaszám: 18100

Felelős szerkesztő: Szente László

Műszaki szerkesztő: Csákvári András

A borító- és kötéstervezés Somlai Vilma munkája

Kiadványszám: 2261

Megjelent 10,9 (A/5) ív terjedelemben

HU ISSN 0231—2700

## **Az atomenergia- és magkutatóás újabb eredményei 6.**

Szerkeszti

**KOLTAY EDE**

Cseh József

### **Az atommagok egyszerű gerjesztései és a közbenső szerkezet**

Az atommagok kis energiával létrehozott ütközései (reakciói) a különböző típusú magállapotok egész seregének tanulmányozására nyújtanak módot. Az ezekre vonatkozó kísérleti adatok értelmezésében az egyszerű gerjesztés és a hozzá kapcsolódó közbenső szerkezet igen hasznos fogalmi eszközöknek bizonyultak. Egymástól nagyon eltérő jelenségek közös vonásait fedték fel, jelentősen gazdagítva ezáltal ismereteinket mind a reakciók mechanizmusáról, mind a magszerkezetéről. A tanulmány az egyszerű gerjesztéssel kapcsolatos alapfogalmak áttekintése után magfizikai példákat és a kísérleti adatok kiértékelésére szolgáló eljárásokat ismertet.

Fényes Tibor

### **Új gamma- és elektronspektroszkópiai mérőberendezések és módszerek**

Az atommagok tanulmányozásának fontos módszere a magreakciókban fellépő prompt gamma- és elektronsugárzás vizsgálata (in-beam gamma- és elektronspektroszkópia). A gamma- és elektronsugárzások megfigyelésére szolgáló detektorok és detektálási eljárások sokat fejlődtek az elmúlt évtizedekben, és igen gazdag új magszerkezeti információt szolgáltatottak az atommagok széles tartományában. A szerző vezetésével egy magyar kutatócsoport több évtizede folytat magspektroszkópiai vizsgálatokat. E tanulmány a gamma- és elektronspektroszkópiai berendezések és módszerek utóbbi néhány évben bekövetkezett fejlődéséről ad módszeres, átfogó ismertetést.

Erő János

### **Magszerkezeti vizsgálatok közepes energiájú részecskékkel**

A többszáz MeV—több ezer MeV energiatartományban dolgozó korszerű gyorsítóberendezések létrehozása és a kiváltott bonyolult magfolyamatok nyomonkövetésére alkalmas detektorrendszerek kifejlesztése új utat nyitott a magfizikai kutatások számára e közepesnek nevezett energiatartományban. Különösen érdekes eredmények várhatók a magok belsejében feltételezett nukleoncsomók — clusterok — létezésére és a folyamatokban önálló egységként való részvételére vonatkozóan. A tanulmány a közepes energiájú magfizikai kutatások általános kérdéseit fogja át, és a szerző vezetésével létrejött magyar kutatócsoport eredményeinek bemutatásával illusztrálja e kutatási terület jellegzetességeit.