

A VÉGÁLLAPOTBELI ELEKTRON-ELOSZLÁS ASZIMMETRIÁJA  
ION-ATOM ÜTKÖZÉSI FOLYAMATOKBAN

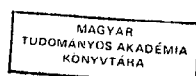
KANDIDÁTUSI ÉRTEKEZÉS

Irta: Pálinkás József

MTA Atommagkutató Intézete

Debrecen

1986



A VÉGÁLLAPOTBELI ELEKTRON-ELOSZLÁS ASZIMMETRIÁJA  
ION-ATOM ÜTKÖZÉSI FOLYAMATOKBAN

KANDIDÁTUSI ÉRTEKEZÉS

Irta: Pálinkás József

MTA Atommagkutató Intézete

Debrecen

1986

TARTALOMJEGYZÉK

BEVEZETÉS	3
1. ELMÉLETI ALAPOK	8
1.1. A gerjesztés, az ionizáció és az elektronbefogás leírása ion-atom ütközési folyamatokban	10
1.2. A beállítódás és a röntgensugárzás polarizációjának és szögeloszlásának leírása	26
2. AZ $L_3$ ALHÉJ BEÁLLITÓDÁSA Au CÉLTÁRGY POZITIV IONÓKKAL LÉTREHOZOTT IONIZÁCIÓJA SORÁN	36
2.1. A kísérleti berendezés és a kísérleti módszerek leírása	38
2.2. Proton és He lövedékekre vonatkozó eredmények	44
2.3. C és N lövedékekre vonatkozó eredmények	55
3. LÖVEDÉKIONOK H- ÉS He-SZERÜ 2P ÁLLAPOTAINAK BEÁLLITÓDÁSA	67
3.1. A kísérleti berendezés és a kísérleti módszerek leírása	72
3.2. 48 MeV-es Mg lövedékekre vonatkozó eredmények	79
3.3. A 2P beállítódás sebességfüggése S lövedékek esetén	89
3.4. Ne lövedékionok késleltetett röntgenemissziójának vizsgálata	94
4. MEGLÖKÖTT IONOK H- ÉS He-SZERÜ 2P ÁLLAPOTAINAK BEÁLLITÓDÁSA	103
4.1. A kísérleti berendezés és a kísérleti módszerek leírása	104
4.2. Ar lövedékekkel gerjesztett Ne céltárgyra vonatkozó eredmények	107
ÖSSZEFOGLALÁS	115
KÖSZÖNETNYILVÁNÍTÁS	119
HIVATKOZÁSOK	120

## BEVEZETÉS

Az utóbbi két évtized fizikai kutatásaiban jelentős szerepet kaptak a nagy energiájú ion-atom ütközési vizsgálatok, vagy általánosabban a gyorsítókra alapozott atomfizikai vizsgálatok. Ez a napjainkban már rendkívül szerteágazó kutatási terület a negyvenes és ötvenes évek koncentrált atommagfizikai kutatásaiból nőtt ki. Az atommagfizikai kutatások és az ezzel párhuzamos technikai, technológiai fejlődés új kísérleti berendezések létrehozását eredményezte. Ezen új kísérleti bázis (töltöttrészecskegyorsítók, jó feloldású, nagy hatásfokú detektorok, gyors adatfeldolgozó rendszerek) lehetőségeit felismerve sok kutató érdeklődése az atomfizika felé fordult. Rövidesen kiderült, hogy az új kísérleti technikával számos új jelenség figyelhető meg, és sok korábban főbb vonalaiban leírt jelenség részletei értelmezésre várnak.

A kutatások hajtóereje természetesen itt is a természet mélyebb megismerésének igénye (amely közvetlenül a kutatók érdeklődésében jelenik meg) és a gyakorlati alkalmazások lehetősége. A kutatások kezdeteit olyan "egyszerű" kérdés megvizsgálása jelentette, mint az atomi elektronok ionizációs hatáskeresztmetszetének kiszámítása nagy energiájú töltött részecskékkel történő bombozás esetén (Mer58). A mind pontosabbá váló elméleti leírások új folyamatokat jósoltak meg, amelyek kísérleti kimutatásának igénye a kísér-

leti technika számára jelentett előrehajtó kihívást, míg a finomodó és pontosabbá váló kísérletekben megfigyelt jelenségek értelmezése legalább ugyanekkora kihívást jelentett az elmélet számára. Így tehát létrejött egy új tudományterület, amely a problémák felvetésének - megoldásának dinamizmusában már belső törvényszerűségei szerint fejlődik.

A gyorsítókra alapozott atomfizika ezen belső fejlődése közben számos tudományos sikert ért el. Elegendő itt megemlíteni a molekuláris röntgensugárzás kimutatását (Sar72) és elméleti értelmezését (Fn65), az elektronbefogás elméleti leírásában (Sh78, Br82) és kísérleti vizsgálatában (Cr70, Ho83) elért sikereket, a céltárgyfóliákon történő áthaladás során sokszorosan ionizált lövedékek sugárzásában (lövedékion spektroszkópia) megfigyelt "quantum beat"-et (An70, Fa73).

A gyorsítókra alapozott atomfizika belső fejlődése közben létrehozott egy kutatási software-t és hardware-t, amelyek fontos alkalmazást nyernek más tudományos problémák megoldásában. A sokszorosan ionizált lövedékionok röntgenspektrumának vizsgálata alapvető a csillagászati és plazmafizikai röntgenspektrumok értelmezéséhez. Ugyanezen lövedékionok segítségével nagy rendszámú H-szerű ionokban (jelenleg Ar (Go83), de már előállítottak H-szerű U ionokat is (Go85) ) nyílik lehetőség a Lamb-eltolódás mérésére. Nagyon nehéz (u,Cf) ionok és céltárgy atomok ütközése esetén létrejövő erős elektromágneses terek alapvető kvantum-

elektrodinamikai folyamatok (spontán pozitron emisszió) vizsgálatára nyújtanak lehetőséget (Sc83, Cle84). Az atommag- és az atomhéjbeli folyamatoknak az ütközés során fellépő interferenciája felhasználható közbenső magállapotok újszerű vizsgálatára (Mer82).

A gyorsítókra alapozott atomfizika lényegében kialakulásának kezdeteitől közvetlen gyakorlati problémák megoldása révén is fejlődött. Legismertebb példa a töltött részecskés bombázással gerjesztett röntgensugárzás mérésén alapuló anyagvizsgálat (PIXE), amely rutinszerű analitikai módszerré vált. A szabályzott termonukleáris fúzió gyakorlati megvalósítására irányuló kutatásokban a plazmában végbemenő elektronbefogási és legerjesztődési folyamatok ismerete alapvető fontosságú (Ber82), és ezen kutatások az atomfizika számára konkrét adat-megrendeléseket is adnak.

A gyorsítókra alapozott atomfizika nem csupán módszereit és berendezéseit (hardware-ét) tekintve nőtt ki az atommagfizikából, de kutatóinak jelentős része is megfizikusokból került ki. Magyarországon az MTA Atommagkutató Intézetében állt rendelkezésre az a hardware, software és kezdeményező erő, amely megteremtette a gyorsítókra alapozott atomfizikai kutatások lehetőségét. Jelen értekezés szerzője már ezen atomfizikát művelők második generációjához tartozik, aki a már megkezdett kutatásokba kapcsolódott be, amikor 1977-ben ösztöndijas gyakornokként az Atommagkutató Intézetbe kerülve az elektronokkal létrehozott belsőhéj-

ionizáció vizsgálatával kezdte tudományos pályáját, és ebben a témában készítette egyetemi doktori értekezését (Pá80). Ezen vizsgálatok során került előtérbe a röntgensugárzás szögeloszlásának kérdése elsősorban a teljes röntgenkeltési hatáskeresztmetszet mérések szempontjából. Ugyanekkor a nehezebb töltött részecskékkel létrehozott ionizáció intézetünkben folyó vizsgálata során a röntgenvonalak intenzitásarányában észlelt anomáliák (sa79) is a röntgensugárzás anizotrópiájára irányították figyelmünket.

A röntgensugárzás anizotrópiájának oka az ütközés során létrejött gerjesztett állapotok térbeli aszimmetriája (beállítódása, alignmentje), amely úgy jön létre, hogy az adott impulzusmomentumú gerjesztett állapot mágneses alállapotai különböző mértékben (hatáskeresztmetszettel) gerjesztődnek. Az adott gerjesztett állapot létrejöttének teljes hatáskeresztmetszete a gerjesztés erősségének globális mértéke. A gerjesztett állapot beállítódása a gerjesztés során az elektroneloszlásban létrejövő alakváltozást, a végállapot elektroneloszlásának térbeli elhelyezkedését tükrözi, és az ütközési folyamat fontos jellemzője. A beállítódás vizsgálata így a teljes hatáskeresztmetszet mellett egy további érzékeny módszert nyújt az ütközési folyamatok tanulmányozására.

Jelen értekezésben különböző ütközési folyamatokban a végállapotok beállítódásának kísérleti meghatározásával

vizsgáljuk az ütközési folyamatokat, illetve a leírásukra szolgáló elméleteket. Az értekezés négy részre tagolódik. Az első fejezet a vizsgálatok elméleti hátterét foglalja össze. A második fejezet arany céltárgy nehéz töltött részecskékkel létrehozott ionizációja során az  $L_3$  alhéjon létrejövő beállítódásra vonatkozó eredményeinket ismerteti. A harmadik fejezetben vékony szénfólián történő áthaladással gerjesztett Mg és S lövedékionok H- és He-szerű 2P állapotainak beállítódását vizsgáljuk. A negyedik fejezet Ar lövedékekkel ionizált Ne céltárgy He-szerű 2P állapotainak beállítódására vonatkozó vizsgálataink eredményeit tartalmazza.

Az itt bemutatandó eredmények a fentebb leírt módon indult kutatások során az egymásból következő problémák vizsgálata révén keletkeztek. Az eredmények alapkutató jellegűek és mint ilyenek, számos dolgozatban már ismertetésre is kerültek. A közölt eredmények jelentős pozitív visszhangja azt jelzi, hogy ezen eredmények fontosak, és beépültek az ion-atom ütközések kutatásának eredményei közé.

A bemutatandó vizsgálatok komplikált kísérleti berendezéseken történtek, és mint ilyenek, csoportmunka eredményei. A szerző megítélése szerint az értekezésben bemutatott eredmények elérésében a szerzőnek a munka minden fázisában döntő, meghatározó szerepe volt.



## 1. ELMÉLETI ALAPOK

Ezen fejezet célja a vizsgált folyamatok általános leírásának, valamint az értekezésben szereplő kísérleti eredmények interpretálására használt elméleti számítások főbb sajátosságainak ismertetése. Itt ismertetjük továbbá azokat az elnevezéseket, definíciókat és formulákat, amelyeket az értekezés további fejezeteiben felhasználunk.

Egy általánosan megfogalmazott ion-atom ütközési problémában egy adott sebességű és belső szerkezetű ion ütközik egy - általában nyugvónak tekinthető- alapállapotú céltárgyatommal. Az elméleti leírás feladata, hogy a lehetséges végállapotokat és az ezekre vezető folyamatokat számba vegye, és ezen folyamatok hatáskeresztmetszeteit megadja. A feladat általánosan természetesen nem oldható meg, és mivel közelítő eljárásokkal kell dolgozni, első lépésként a lehetséges "elemi" folyamatokat kell számba venni.

A lehetséges végállapotok sokrétősége ellenére a folyamatokat a végállapotok szerint néhány jól elkülöníthető kategóriába sorolhatjuk. (1) Ha az ütköző partnerek belső állapotai változatlanok maradnak, rugalmas ütközésről beszélünk, és ez kívül esik érdeklődésünk tárgyán. (2) Ha a lövedék belső állapota változatlan marad (ez struktúra nélküli lövedék esetén nyilvánvaló), és a céltárgyatom ál-

lapota megváltozik, a céltárgyatom gerjesztéséről beszélünk. Ionizációnak nevezzük a gerjesztést, ha a folyamatban egy (vagy több) elektron szabaddá válik. (3) Ha az ütközési folyamatban a céltárgy elektronja(i) a lövedék kötött vagy folytonos állapotába kerül(nek), elektronbefogásnak nevezzük a folyamatot. Természetesen a fenti folyamatok fordítottjai is lejátszódhatnak.

A leírasmód egy másik fontos szempontja az ütköző partnerek relatív sebessége. Ha az ütköző partnerek vizsgált belső állapotait jellemző karakterisztikus idők (pl. az elektron pályasebessége az adott állapotban, vagy az adott állapot élettartama) hosszabbak, mint az ütközési idő, kis sebességű az ütközés, fordított esetben nagy sebességű.

A belső állapotok megváltozásának mértéke egy további fontos osztályozó kategória. Ha a belső állapotváltozás jó közelítéssel tekinthető úgy, mint az elektronburok egyik elektronjának állapotában végbemenő változás, egyszeres folyamatról (ionizáció, gerjesztés, elektronbefogás) beszélünk. Többszörös folyamattal állunk szemben, ha az állapotváltozás több elektron állapotának megváltozásából áll.

A közelítő eljárásokon alapuló tárgyalásmódok természetesen különbözőek a különböző kategóriák esetén. A továbbiakban gerjesztések és elektronbefogás esetén elsősorban nagy sebességű ütközések és egyszeres folyamatok vizsgálatára koncentrálnak. Ha ezen felosztás határaiba ütkö-

zünk, a kategórián belül érvényes eljárások lehetséges kiterjesztéseivel kíséreljük meg leírni a folyamatokat.

### 1.1. Gerjesztés, ionizáció és elektronbefogás ion-atom ütközési folyamatokban

Az ion-atom ütközési folyamatok leírására (a hatáskeresztmetszetek kiszámítására) két különböző eljárás alakult ki. A folyamatot minden részletében kvantummechanikai módszerekkel kezelve a probléma egy szórás mátrix kiszámítására vezet, és a mátrixelemek abszolútértékének négyzete a különböző folyamatok hatáskeresztmetszeteivel arányos.

A másik leírásmódban a két ütköző partner relativ mozgását klasszikusnak tekintjük. Az ütköző partnerek belső állapotainak megváltozását ekkor a két rendszer közötti, a klasszikus pályán való mozgás által meghatározott időfüggő (Coulomb-) kölcsönhatás hozza létre. Az átmeneti valószínűségeket - amelyekből a hatáskeresztmetszeteket kapjuk - időfüggő perturbációszámítással határozzuk meg.

A stacionárius szórásállapotok segítségével történő kvantummechanikai leíráshoz tekintsük a  $T$  céltárgyból és a  $P$  lövedékből álló rendszert. A probléma elektronbefogást is magába foglaló leírásához be kell vezetnünk az alábbi fogalmakat és jelöléseket. A rendszer lehetséges fragmentációit csatornáknak nevezzük, és az azonos csatornához tartozó mennyiségeket azonos indexszel jelöljük. (Ezzel

összhangban tulajdonképpen a T és P helyett is  $T_a$  céltárgyról és  $P_a$  lövedékről kell beszélni, ahol az a csatorna az alapállapotú céltárgyatomra és az alapállapotú (tényleges számolásoknál rendszerint elektronok nélküli) lövedékionra tagolt rendszert jelenti.) Az ütköző partnerek relatív helyzetét az  $\vec{r}_a = \vec{r}_P - \vec{r}_T$  helyvektor adja,  $M_a = M_T M_P / (M_T + M_P)$  a redukált tömeget jelöli. P és T belső állapotai a

$$h_a^T \psi_a^T = e_a^T \psi_a^T \quad \text{és} \quad h_a^P \psi_a^P = e_a^P \psi_a^P$$

Schrödinger-egyenleteket elégítik ki, ahol  $h_a^T$  és  $h_a^P$  a T és P Hamilton-operátorai. A relatív mozgás kinetikus energia operátora a  $p_a^2/2M_a$ , P és T kölcsönhatását pedig  $V_a$ -val jelöljük. A rendszer teljes Hamilton-operátora

$$H = H_a + V_a = h_a^T + h_a^P + p_a^2/2M_a + V_a. \quad (1.1)$$

A rendszer kezdeti állapotát az  $i=(a, \vec{k}_i)$  indexszel jelöljük, ahol a jelölésbe beleértjük az a csatornát és azon belül a rendszer egy meghatározott  $\psi_a = \psi_a^T \psi_a^P$  belső állapotát, valamint a  $\vec{p}_i = \vec{k}_i \hbar$  kezdeti impulzust. Teljesen hasonlóan definiáljuk a b kimeneti csatornát és az  $f=(b, \vec{k}_f)$  végállapotot. Legyenek

$$\Phi_i = \psi_a e^{i\vec{k}_i \vec{r}_a}$$

síkhullámok és a

$$\Psi_i^{(\pm)} \underset{r_a \rightarrow \infty}{\sim} \psi_a \left[ e^{i\vec{k}_i \vec{r}_a} + f_{ia}^{(\pm)} (\Omega_a) e^{\pm i\vec{k}_i \vec{r}_a} / r_a \right]$$

$$\underset{r_c \rightarrow \infty}{\sim} \psi_c f_{ic}^{(+)} (\Omega_c) e^{\pm i\vec{k}_f \vec{r}_c} / r_c \quad a \neq c$$

határfeltételeknek eleget tevő  $\Psi_i^{(\pm)}$  szórásállapotok a

$$H_a \Phi_i = E \Phi_i \quad \text{és} \quad H \Psi_i^{(\pm)} = E \Psi_i^{(\pm)}$$

Schrödinger egyenletek

$$E = e_a + p_i^2/2M_a = e_a^T + e_a^P + p_i^2/2M_a$$

energiájú megoldásai. Általános szóráselméleti eredmény, hogy az  $i=(a, \bar{k}_i)$  kezdeti állapotból az  $f=(b, \bar{k}_f)$  végállapotba történő átmenet  $\Omega_b$  szórási irány szerinti differenciális hatáskeresztmetszete

$$\frac{d\sigma_{if}}{d\Omega_b} = \frac{v_f}{v_i} \left| f_{ib}^{(+)}(\Omega_f) \right|^2 \quad (1.2)$$

ahol  $v_i = \hbar k_i / M_a$  és  $v_f = \hbar k_f / M_b$  a kezdeti és végállapotbeli relativ sebességek. Az  $i$  állapotból az  $f$  állapotba történő átmenet teljes hatáskeresztmetszetét a differenciális hatáskeresztmetszet szórási szög szerinti integrálásával kapjuk.

Az  $f_{ib}^{(+)}(\Omega_f)$  szórásamplitudóval

$$T_{if} = - \frac{2\pi\hbar^2}{M_b} f_{ib}^{(+)}(\Omega_f) \quad (1.3)$$

kapcsolatban lévő átmeneti mátrixelem a

$$T_{if} = \langle \Phi_f | v_b | \Psi_i^{(+)} \rangle = \langle \Psi_i^{(-)} | v_a | \Phi_i \rangle \quad (1.4)$$

integrálokkal adható meg. Ezen általános összefüggésből kiszámítható a hatáskeresztmetszet rugalmas ütközések ( $a=b$ ), gerjesztés ( $a \neq b, v_a = v_b$ ) és elektronbefogás ( $v_a \neq v_b$ ) esetén.

Ha a  $\Psi^{(\pm)}$  szórési állapotokat a  $\Phi$  síkhullám állapotokkal helyettesítjük, az átmeneti mátrixelem (első) Born-közelítését (PWBA a Plane Wave Born-Approximation rövidítéseként) kapjuk:

$$T_{if}^B = \langle \Phi_f | v_b | \Phi_i \rangle \quad (1.5)$$

Ha a síkhullámok helyett a  $\Psi^{(\pm)}$  szórési állapotokat jobban közelítő hullámfüggvényeket alkalmazunk, az átmeneti mátrixelem pontosabb közelítését kapjuk, és így jutunk pl. a torzított hullámú Born-közelítéshez.

A szórásprobléma egzakt megoldásához a  $\Psi^{(\pm)}$  szórás-állapotok meghatározása szükséges, amelyeket a

$$\Psi_i^{(\pm)} = \Phi_i + G_a^{(\pm)} v_a \Psi_i^{(\pm)} \quad (1.6)$$

integrálegyenlettel adhatunk meg, ahol  $G_a^{(\pm)} = (E - H_a \pm i\varepsilon)^{-1}$  a  $H_a$  Hamilton operátorhoz tartozó Green-operátor. Ez az integrálegyenlet, amelyet a szórásprobléma Lippmann-Schwinger egyenletének nevezünk, közvetlenül alkalmas szukcessziv approximációval történő megoldásra. A  $\Psi_i^{(\pm)}$  különböző közelítéseit az átmeneti mátrixelemet megadó formulába helyettesítve kapjuk az átmeneti mátrixelem Born-sorát.

Az első Born-közelítés további lépéseinek vázolásához tekintsük egy alapállapotú atom ( $M_1$  tömeg,  $Z_1$  magtöltés,  $N$  elektron) és egy elektronok nélküli ( $M_2$  tömegű,  $Z_2$  töltésű) atommag ütközését, és vizsgáljuk az atom ionizációját (gerjesztéseit). A kezdeti és végállapotok a

$$\Phi_i = e^{i\vec{k}_i \vec{r}} \varphi_i(\vec{r}_A) \quad \text{és} \quad \Phi_f = e^{i\vec{k}_f \vec{r}} \varphi_f(\vec{r}_A)$$

függvényekké egyszerűsödnek, ahol a  $\varphi(\vec{r}_A)$  atomi hullámfüggvények az atomi Schrödinger-egyenlet megoldásai. A kölcsönhatási operátor

$$V(\vec{r}, \vec{r}_A) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{|\vec{r}|} - Z_1 \sum_{j=1}^N \frac{e^2}{|\vec{r} - \vec{r}_j|}, \quad (1.7)$$

ahol  $\vec{r}_j$  a j-edik elektron helyvektora, az  $\vec{r}_A = (\vec{r}_1 \vec{r}_2 \dots \vec{r}_N)$  pedig az atomi elektronok helyvektora. A felírásban a tömegközéppontot a jelölést egyszerűsítendő a céltárgymagban vettük fel.

A  $\varphi(r_A)$  atomi hullámfüggvényeket az atomi probléma Schrödinger-egyenletének megoldásai adják, amelyeket több-elektronos atomok esetén valamilyen közelítésben kell megadni. Realisztikus, de csak numerikusan megadható (pl. Hartree-Fock) hullámfüggvények használata a számításokat megnehezíti. A szórásprobléma rendszerint kielégítő pontosságú megoldása nyerhető kevésbé komplikált hullámfüggvények, így ortogonális egyelektron-állapotokból felépített determináns hullámfüggvények alkalmazásával, mivel sok esetben - így mélyen kötött atomi állapotok esetén is - a független-részecske modell jó közelítés. Ebben a modellben az alapállapotot a betöltött állapotok  $\{\varphi_n\}$  egyelektron-hullámfüggvényeiből (a  $\{\varphi_n\}$  pályákból) felépített Slater-determináns reprezentálja. Az ionizált (gerjesztett) álla-

potot úgy írjuk le, hogy az alapállapotban betöltött  $\psi_i$  pályát egy  $\psi_f$  ionizált (gerjesztett) egyelektron-pályával helyettesítjük. Ez szemléletesen az  $i$  állapotnak (pl. K-L- stb. atomi állapotnak) az  $f$  állapotba történő gerjesztését jelenti. Az ortogonális elektronpályákból felépített determináns-hullámfüggvények használata esetén az átmeneti mátrixelemben a magok kölcsönhatását leíró  $(Z_1 Z_2 e^2 / r)$  tag járuléka zérus, és az elektronkoordinátákra vett 3N-dimenziós integrálok az átmenetben részt vevő ("aktiv") elektron koordinátáira vett 3-dimenziós integrálokká egyszerűsödnek.

Az ionizáció (az aktiv elektron végállapotbeli pályája folytonos állapot) leírása egy további problémát jelent azzal, hogy az ionizált végállapotot kísérletileg általában nem határozzuk meg. Ilyen esetben az adott kezdeti pályáról az összes lehetséges folytonos energiájú pályára történő gerjesztés hatáskeresztmetszetét számoljuk ki, amely ezen állapotokra vonatkozó hatáskeresztmetszeteknek az ionizált végállapotok szerinti integrálását jelenti.

Merzbacher és Lewis úttörő munkájában (Mer58) K és L héjak protonokkal létrehozott ionizációjának hatáskeresztmetszeteit első Born-közelítésben (PWBA) hidrogénszerű atomi hullámfüggvények alkalmazásával számolták, és így számításukat nagyrészt analitikusan végezheték. A PWBA számolások a mért hatáskeresztmetszetekkel jó egyezést adtak az atom töltésénél sokkal kisebb töltésű és az atomi elektron pályasebességénél nagyobb sebességű lövedékek esetén. Alacsony



sebességek és nagyobb töltésű lövedékek esetén a síkhullámok helyett a magok kölcsönhatását figyelembe vevő Coulomb-függvényeket kell alkalmazni és figyelembe kell venni a Born-sor további tagjait.

A PWBA és a hidrogénszerű hullámfüggvények nyújtotta egyszerűséget és kényelmet megőrzendő, a PWBA-nak számos, a magasabbrendű járulékok és pontosabb hullámfüggvények hatását valamilyen közelítéssel figyelembevevő módosítása született. Ezek a módosítások egyrészt a gyakorlati igények számára a magasabbrendű közelítéseknel összehasonlíthatatlanul könnyebben hozzáférhető hatáskeresztmetszet-formulákat produkálnak, másrészt megmutatják, hogy az adott ütközésben a magasabbrendű járulékok hogyan jelentkeznek, azaz útmutatással szolgálnak a magasabb rendben végzett számolásokban is szükségképpen meglévő közelítések megválasztására.

A lövedéknek a mag Coulomb terében való elhajlását (Ban59, Ko76, Am77), valamint a lövedéknek az atomi elektronokra kifejtett (az első rendben figyelembe vetten túli, szemléletesen a kötési energiának az ütközés során történő megváltozásában jelentkező) hatását (Bra66, Ba73) figyelembe véve módosított síkhullámú Born-közelítést PWBA-BC-nek nevezik (az angol "binding" és "Coulomb-deflection" rövidítéséből). Ugyanezen leírást CPSS-nek is nevezik az irodalomban (a "Coulomb deflection" és a lövedék által per-

turbált atomi állapotok használatára utaló a "Perturbed Stationary States" rövidítéseként). Ezen elmélet a PWBA-nál jóval szélesebb tartományban leírja a kísérleti adatokat.

További módosítást jelent a relativisztikus atomi hullámfüggvények hatásának figyelembe vétele (Bra79), valamint egy lényegében technikai módosítás, az impulzusátadási integrálás határainak pontos megválasztása (Bra81). A mind-ezen módosításokat magába foglaló ECPSSR elméleti leírás széles céltárgy-, lövedék- és lövedékenergia-tartományban jól leírja a kísérleti eredményeket (Pau83).

A céltárgyatomb gerjesztése és ionizációja esetén a szóráselméleti leírás nomenklaturája szerint az ütköző partnerek a bemeneti csatornában maradnak, azaz a rendszer fragmentációja a kezdeti és végállapotban ugyanaz. Az elektronbefogás ezzel szemben átrendeződési ütközés, ahol a ki- és bemeneti csatorna különböző: A kezdeti állapotban az aktiv elektron a céltárgy kötött állapotában van, míg a végállapotban a lövedék valamely kötött (esetleg folytonos) állapotába kerül. Egy egyelektronos atom és egy elektronok nélküli lövedék ütközését tekintve, első Born-közelítésben a kezdeti és végállapotokat

$$\Phi_i = e^{i\vec{k}_i \vec{s}} \varphi_i(\vec{r}) \quad \text{és} \quad \Phi_f = e^{i\vec{k}_f \vec{t}} \varphi_f(\vec{x})$$

adja, ahol  $\vec{s}$  a lövedék helyvektora a céltárgy tömegközépponti rendszeréhez viszonyítva,  $\vec{t}$  a lövedékatom tömegkö-

zépontjának helyvektora a céltárgyionhoz képest,  $\bar{r}$  és  $\bar{x}$  az elektron helyvektora a céltárgyban és a lövedékben,  $R$  pedig a magok távolsága. A kölcsönhatási operátor

$$V_i = - \frac{Z_i e^2}{r} + \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R}$$

Oppenheimer (Op28), Brinkmann és Kramers (Brk30)

első Born-közelítésben végzett számolásaikban azzal érvelve, hogy a magok közötti  $(Z_1 Z_2 / R)$  potenciál nem adhat valós járulékot a befogási hatáskeresztmetszetben, az átmeneti mátrixelem kiszámításakor ezt a potenciált elhanyagolták. Az így kapott közelítés Oppenheimer-Brinkman-Kramers (OBK) közelítésként ismert, és sokáig lényegében az egyetlen közelítő módszer volt az elektronbefogás számítására. Az OBK-közelítés egyik legfontosabb előnye természetesen könnyű kezelhetősége, és tekintve, hogy a hatáskeresztmetszet általános viselkedését gyakran elfogadhatóan megadja, a gyakorlati alkalmazásokban fontos befogási hatáskeresztmetszetek számolására gyakran használják (Nik67).

Jackson és Schiff (Ja53) azzal érvelve, hogy a magok közötti potenciál csak a probléma egzakt tárgyalásában esik ki, míg első közelítésben éppen kompenzálni fogja a kezdeti és végállapotok ortogonalitásának hiányát, a magok közötti potenciál figyelembevételével határozta meg az elektronbefogás hatáskeresztmetszetét első Born-közelítésben. Számításaikat, illetve az ilyen módon végzett számításokat

nevezik az irodalomban első Born-közelítésnek (BA). A BA számolások az elektronbefogási hatáskeresztmetszetek általános viselkedését az OBK-hez hasonlóan írják le, lényegesen jobb számszerű egyezést adnak azonban a kísérleti adatokkal.

Az elektronbefogás leírására használt elsőrendű közelítések egy fontos problémájára éppen az elektronbefogás utóbbi években történt vizsgálatai világítottak rá. Formális szóráselméleti módszerekkel megmutatható, hogy ha felírjuk az átmeneti mátrixelem Born-sorát, a másod- (és magasabb-) rendű tagban is első rendben lép fel a kölcsönhatási potenciál, azaz az elektronbefogás fenti elsőrendű elméletei nem konzisztens elsőrendű elméletek. Ezt a tényt jól mutatja, hogy bizonyos esetekben a második Born-tag az elsőnél nagyobb járulékot adhat (Sh80).

Az elektronbefogás konzisztens elsőrendű elmélete nyerhető az átmeneti mátrixelem tagjainak olyan átrendezésével, amelyben az első tag tartalmazza a céltárgypotenciál hatását minden rendben és a lövedékpotenciál minden elsőrendű tagját (Tau83). Az így felírt közelítést SPB-közelítésnek nevezik az irodalomban (Strong Potential Born) utalva arra, hogy már az elsőrendű tag tartalmazza az (erős) céltárgypotenciál hatását minden rendben. Már az elsőrendű SPB átmeneti mátrixelem komplikált matematikai kifejezés, és a hatáskeresztmetszetek hosszadalmas numerikus számításokkal nyerhetők, így azokat csupán néhány esetben számolták ki.

Az atomi ütközések fent vázolt, a stacionárius szóráselmélet segítségével történő kvantummechanikai leírása mellett kialakult egy másik közelítő eljárás is, amelyet félklasszikus közelítésnek (SCA a Semi-Classical Approximation rövidítéséből) neveznek az irodalomban. Ion-atom ütközések során az atommagok relativ mozgását valójában klasszikusnak tekinthetjük, mindaddig, míg a magok nem kerülhetnek egymáshoz de Broglie-hullámhosszukkal azonos nagyságú távolságra. A klasszikus pályán mozgó lövedékion elektromágneses tere átmeneteket indukál a céltárgyatomban. Ezen modellben az átmenetek leírására természetesen adódik az időfüggő perturbációs számítás módszere.

A céltárgymag és a lövedék terében az atomi elektronok állapotát a

$$H(t) \Psi(\vec{r}_A, t) = (H_A + V(t)) \Psi(\vec{r}_A, t) = i\hbar \frac{\partial \Psi(\vec{r}_A, t)}{\partial t} \quad (1.9)$$

Schrödinger-egyenlet  $\Psi(\vec{r}_A, t)$  megoldása írja le, ahol  $H_A$  az atom Hamilton-operátora,  $V(t)$  pedig az atomi elektronok potenciális energiája a lövedék által keltett elektromágneses térben. A  $\Psi(\vec{r}_A, t)$ -t a  $H_A$  sajátfüggvényrendszere alkototta  $\{\varphi_i(\vec{r}_A)\}$  bázison kifejtve,

$$\Psi(\vec{r}_A, t) = \sum_i a_i(t) \varphi_i(\vec{r}_A) e^{iE_i t/\hbar} \quad (1.10)$$

a Schrödinger-egyenletből az  $a_i(t)$  amplitudókra a következő csatolt differenciálegyenlet-rendszert kapjuk

$$\frac{da_n(t)}{dt} = - (i/\hbar) \sum_{\ell} \langle \varphi_n | v(t) | \varphi_{\ell} \rangle e^{i(E_n - E_{\ell})/\hbar t} a_{\ell}(t), \quad (1.11)$$

Ha  $t = -\infty$  -ben az atom a  $\varphi_i$  állapotban van, az egyenletrendszer az  $a_{\ell}(-\infty) = \delta_{\ell i}$  kezdeti feltétellel kell megoldani. A megoldás fokozatos közelítéssel adódik, az első közelítés

$$a_{fi}^1(t') = \delta_{fi} - (i/\hbar) \int_{-\infty}^{t'} \langle \varphi_f | v(t) | \varphi_i \rangle e^{i(E_f - E_i)/\hbar t} dt. \quad (1.12)$$

Az  $a(t)$  amplitudó második indexe a kezdeti feltételre utal. A további közelítések az első közelítésnek a differenciálegyenlet-rendszerbe való helyettesítésével adódnak. Az  $a_{fi}(t)$  amplitudók valószínűségi értelmezése alapján annak valószínűsége, hogy az atom az  $i$  kezdeti állapotból az  $f$  végállapotba gerjesztődik,

$$P_{if} = |a_{if}(t \rightarrow \infty)|^2. \quad (1.13)$$

Ez az átmeneti valószínűség egy meghatározott klasszikus pályára vonatkozik, amelyet a  $b$  ütközési paraméterrel adhatunk meg. Az  $i \rightarrow f$  átmenetre vonatkozó teljes hatáskeresztmetszet az adott  $b$  ütközési paraméterhez tartozó

$$d\sigma_{fi} = 2\pi b P_{fi}(b) db \quad (1.14)$$

differenciális hatáskeresztmetszet ütközési paraméter szerinti integrálásával adódik.

Az SCA számolásokban első lépésként feltételezik, hogy

a lövedékpályák adott ütközési paraméterü egyenes vonalú pályák. Az így nyert közelítés az egyenes vonalú félklasszikus közelítés, amelyről megmutatható (Ban59), hogy azonos a síkhullámú Born-közelítéssel. Ezt az ekvivalenciát kihasználva az SCA és a PWBA számítások összefonódtak, és bizonyos korrekciókat (pl. Brandt és munkatársai (Bra66) kötési energia korrekciót) valójában az SCA-ban számolták ki, és úgy építették be a PWBA-ba. A tényleges és az egyenesvonalú pálya közötti különbség okozta eltérés közelítésekkel történő figyelembevételére az SCA-ban (következésképpen a PWBA-ban is) számos korrekciós eljárást dolgoztak ki, amelyeket a PWBA esetén lényegileg áttekintettünk. Trautmann és munkatársai (Pl78) kidolgozták az SCA-t a lövedék pontos Kepler-pályán történő mozgása esetére is.

Az SCA modell azzal a további előnnyel jár, hogy az ütközési folyamatban ténylegesen megfigyelhető szórási szög (és így lényegében az ütközési paraméter) szerint differenciális  $d\sigma/d\Omega = P(b)$  hatáskeresztmetszet a modellben közvetlenül kiszámítható.

Az SCA modellben bevezetett  $P(b)$  ionizációs valószínűség jól használható fogalom a többszörös ionizáció közelítő vizsgálatában is. A függetlenrészcseke modellt alkalmazó PWBA-ban a többszörös ionizáció csak magasabb rendben (az  $n$ -szeres ionizáció legalább  $n$ -ed rendű közelítésben) írható le. Az ionizációs valószínűség fogalma lehetővé tesz egy egyszerű közelítő eljárást, amely különösen kismértékű többszörös

ionizáció esetén a hatáskeresztmetszet egyszerű becslését teszi lehetővé. Tekintsük egy atomban a K (1s) és az L (2s,2p) héjak együttes ionizációját. Legyen  $P_K(b)$  a K-héj,  $P_L(b)$  az L-héj és  $P_{KL}(b)$  a szimultán ionizáció valószínűsége. A szimultán ionizáció hatáskeresztmetszete

$$\begin{aligned} \sigma_{KL} &= 2\pi \int_0^{\infty} P_{KL}(b) b db \approx 2\pi \int_0^{\infty} P_K(b) P_L(b) / (1 - P_L(b)) b db = \\ &= 2\pi \int_0^{\infty} P_K(b) (P_L(0) / (1 - P_L(0))) b db = P_L(0) / (1 - P_L(0)) \sigma_K, \end{aligned} \quad (1.15)$$

ahol kihasználtuk, hogy  $P_L(b)$  közelítőleg konstans ( $P_L(0)$ ) azon a tartományon, ahol  $P_K(b)$  zérustól különböző, és  $\sigma_K$  a K-héj ionizációs hatáskeresztmetszete. Ezen modell megfontolásait többszörös ionizációra is kiterjesztették, feltételezve, hogy az egyes elektronok ionizációja statisztikusan független, és egy ütközési paramétertől függő valószínűség rendelhető hozzá. Ezen statisztikus modell ionizációs valószínűségei nem hozhatók egyszerű kapcsolatba az SCA-ban számítható ionizációs valószínűségekkel, és a többszörös ionizáció statisztikus elmélete nem adhat számot a többszörös ionizáció finomabb részleteiről, közelítő becslésekre azonban (különösen kis ionizációs valószínűségek esetén) széles körben alkalmazható.

Az első rendben végzett SCA számolások és a magasabbrendű járulékokat közelítésekkel figyelembe vevő módosításai mellett kialakult egy másik irányzat is, amelyben



a nagy számítógépek nyújtotta lehetőségek kihasználásával az (1.11) csatolt differenciálegyenlet-rendszert oldják meg. Ezt a módszert Reading és munkatársai (Re76, Re79, Re81) dolgozták ki és alkalmazták ion-atom ütközési problémák megoldására. A módszertől a szerzők azt várják, hogy egyrészt pontos hatáskeresztmetszet-adatokat szolgáltat, másrészt a számítás véghezvitele során pontosabb képet szolgáltat az egyes folyamatok fontosabb jellemzőiről.

Ezen számolásoknál az (1.10)-beli bázis megválasztása alapvető jelentőségű. Egy teljes ortonormált bázison a módszer jól alkalmazható az ionizáció és a gerjesztés, sőt az elektronbefogás leírására is, és a megoldás egyszerre állítja elő az összes állapotba történő gerjesztések átmeneti valószínűségeit. A módszer súlyos gyakorlati korlátja, hogy a probléma ténylegesen csak csonkított bázison kezelhető.

Az ionizáció és gerjesztés jó leírása érhető el viszonylag kevés számú, jól megválasztott céltárgycentrumú bázisfüggvénnyel is. Ha a modellben csak egycentrumú bázisfüggvényeket alkalmazunk, a közelítést egycentrumú kifejtésnek (SCE a "Single Centered Expansion" rövidítéseként) nevezzük. A módszer elektronbefogás leírására is alkalmas, ha a teljes Hamilton-operátor sajátfüggvényét a céltárgycentrumú bázison kifejtve állítjuk elő, és az átmeneti mátrixelemet ezen megoldás és a megfelelő lövedékcentrumú végállapot között számítjuk ki. Ez az eljárás tanulságos

"képet" ad az elektronbefogásról: Az ütközés során az elektron a kezdeti kötött atomi állapotból a bázisbeli folytonos atomi állapotokba szóródik, és ezekből fogódik be a lövedékbeli kötött állapotba. Ezen "közbülső" állapotokból történő befogás erősen függ a "közbülső" állapot energiájától, és jól mutatja a bázisfüggvények megválasztásának központi szerepét.

Az egycentrumú kifejtésen alapuló módszer ésszerű bázisméret mellett nem írja le kielégítően az elektronbefogást, ha az domináló folyamat az ütközésben. A céltárgycentrumú bázison ugyanis nem reprezentálhatóak pontosan a befogási állapotok. A probléma megoldására kézenfekvően adódik az egycentrumú bázis méretének növelése vagy kétcentrumú bázis alkalmazása. Mindkét esetben nagymértékben megnő azonban a számítási idő, és a probléma könnyen kezelhetetlenné válik. A kétcentrumú kifejtés esetén további gondot jelent a bázisfüggvények lineáris függetlenségének biztosítása.

Az elmélet ezen problémájának megoldására Reading és munkatársai (Re81, Re82) egy, az  $R$ -mátrix elméletre emlékeztető eljárást dolgoztak ki. A rendszer teljes Hamiltonoperátorának megoldásait egy olyan bázison fejtik ki, amely a céltárgy közelében céltárgycentrumú, aszimptotikusan viszont előírt módon (lényegében adiabatikusan bekapcsolva) kétcentrumúvá válik, helyesen adva meg így a befogási állapotok aszimptotikus viselkedését. Fenti szerzők módsze-

rüket másfélcentrumú kifejtési közelítésnek (OHCE a "One and a Half Centered Expansion" rövidítéseként) nevezték el. Ez a módszer lényegében megtartja az egycentrumú kifejtés egyszerűségét és számítási gyorsaságát, miközben a befogási állapotok aszimptotikus viselkedését helyesen írja le. A befogási hatáskeresztmetszeteket a fenti bázison kifejtett hullámfüggvény és az adott lövedékcentrumú állapot közötti átmeneti mátrixelem kiszámításával kapjuk. Az OHCE módszerrel számított befogási hatáskeresztmetszetek a kísérleti adatok jó leírását adják széles céltárgy- és lövedéktartományban.

## 1.2. A beállítódás és a röntgensugárzás polarizációjának és szögeloszlásának leírása

A szóráselmélet tárgyalása során feltettük, hogy a kezdeti állapotokat valamilyen állapot-monokromátor segítségével egy teljes operátorrendszer egy sajátfüggvényének választottuk. A végállapotban egy állapot-analizátor választ ki egy sajátállapotot. Valódi kísérleteknél azonban ilyen ideális monokromátorok és analizátorok nem realizálhatók, és a végállapot rendszerint kevert állapot, amelyet nem hullámfüggvénnyel, hanem egy sűrűségmátrixszal írhatunk le. Ennek megvilágítására és az általunk használt kísérleti technika alapfogalmainak bevezetésére áttekintjük az állapotok meghatározásának ion-atom ütközésekben gyakran alkalmazott módszerét.

A kezdeti állapotot a rendszerint alapállapotú atom és a részecskegyorsító analizáló mágneze által meghatározott impulzusú lövedék állapota határozza meg. Az ionizált atom végállapotát azzal jellemezhetjük, ha megadjuk, hogy melyik egyelektron állapotból hiányzik az ionizált elektron. Egyszerűbb szóhasználattal, melyik (al)héjon van egy lyuk. Ennek kísérleti meghatározására az egyik leggyakrabban alkalmazott módszer azon alapszik, hogy a lyuk valamely gyengébben kötött állapotbeli atomi elektronnal betöltődik, miközben egy, a két állapot kötési energiája közötti különbségnek megfelelő energiájú foton kisugárzódik. A legerjesztődés történhet Auger-elektron kibocsátásával is, amelyet az alábbiakkal analóg módon tárgyalhatunk. A végállapot meghatározásának ez a módszere csak akkor alkalmazható, ha a legerjesztődés és az ionizáció elkülöníthető, ami gyors ütközésekre jó közelítéssel teljesül.

Egy adott végállapot (ütközési végállapot) létrejöttét így egy meghatározott energiájú foton kibocsátása követi, és az előzőekben említett állapot-analizátor lényegében egy foton-(belső héjak esetén röntgen) detektor. Ez a detektor még ideális feloldóképesség esetén sem képes egy sajátállapotot kiválasztani, hiszen az atomi elektronállapotok a mágneses kvantumszámok szerint degeneráltak.

Elektronbefogás esetén az állapot meghatározása lényegében ugyanigy történik, ha az elektron gerjesztett állapotba fogódik be. Az egyetlen különbség, hogy ilyenkor

lyukállapotok helyett elektronállapotokat és lyukkelelési (ionizációs) hatáskeresztmetszetek helyett befogási hatáskeresztmetszeteket kell tekinteni.

Az elméleti leírásban természetesen számba vehetjük az adott kevert állapotban részt vevő tiszta állapotokat (számukat az állapot-analizátor ésszerű mértékűre csökkentette), kiszámítjuk az ezekre vonatkozó hatáskeresztmetszeteket (a kevert állapotot felépítő tiszta állapotok súlyfaktorai), összegezzük azokat, és ezt az összeget hasonlítjuk össze a mért teljes hatáskeresztmetszettel.

Az adott kevert állapotra vezető folyamat teljes hatáskeresztmetszete a folyamat valószínűségének globális mértéke, egy távolságnégyzet dimenziójú mennyiség, amely valamilyen módon az állapot "átlagos méretét" jellemzi. Ez a mennyiség az atomi folyamatok gyakorlati alkalmazásaiban alapvető, de a gerjesztési folyamat finomabb részleteiről, a végállapot térbeli alakjáról (alignment) vagy forgásáról (orientáció) nem ad számot.

A kevert végállapot ezen tulajdonságai a gerjesztési folyamat fontos jellemzői, melyek kísérletileg azáltal válnak hozzáférhetőkké, hogy a térben nem izotróp töltéssel- oszlással (beállítódással, alignmenttel) rendelkező gerjesztett végállapot legerjesztődése során kibocsátott sugárzás (röntgen, elektron) polarizált és anizotróp lesz. Az elméleti alapok ezen részében röviden áttekintjük, hogy a kevert végállapot térbeli alakjának aszimmetriáját (beállítódását) kvantitativan hogyan jellemezhetjük, és ez a

beállítódás hogyan jelenik meg a kibocsátott röntgensugárzás szögeloszlésában és polarizációjában. Megadjuk továbbá azokat a konkrét formulákat, amelyeket a későbbiekben felhasználunk.

A kevert végállapotot a  $\langle JM | \rho | J'M' \rangle$  sűrűségmátrixszal (Fan58, Fer65, Ber77) jellemezhetjük, ahol  $J$  az impulzusmomentum,  $M$  annak  $Z$  irányú vetülete. A sűrűségmátrixot úgy normáljuk, hogy diagonális elemei az adott  $|JM\rangle$  állapotra vonatkozó hatáskeresztmetszetet, nyoma pedig a kevert állapotra vonatkozó teljes hatáskeresztmetszetet adja:

$$\sigma(JM) = \langle JM | \rho | JM \rangle \quad \text{és} \quad \text{Tr}(\rho) = \sum_M \sigma(JM) = \sigma(J)$$

A továbbiakban általában feltesszük, hogy a kevert állapotban részt vevő sajátállapotok ugyanazon impulzusmomentum értékhez tartoznak. Mivel a rendszer energiasajátállapotai az impulzusmomentum szerint általában nem degeneráltak, ez a feltétel azt jelenti, hogy a végállapotokat energia szerint megkülönböztetjük, összhangban a fentebb mondottakkal. A leírásban hatáskeresztmetszeteken ionizációs (lyukkeltési) illetve elektronbefogási (elektronbetöltési) hatáskeresztmetszeteket értünk aszerint, hogy ionizációról vagy elektronbefogásról beszélünk. Ionizáció esetén beállítódáson a lyukállapot beállítódását, míg elektronbefogás esetén az elektronállapot beállítódását értjük. Az egyszerűbb szóhasználat kedvéért az alábbiakban általában ionizációról fogunk beszélni, de az ionizációra mondottak (a fenti szócserékkel) érvényesek az elektronbefogásra is.

A kevert állapotban lévő atomi rendszert a sűrűségmátrixból képzett

$$\rho_{kk} (JJ) = \sum_{MM'} (-1)^{J-M'} (JM J-M' | Kk) \langle JM | \rho | JM' \rangle \quad (1.16)$$

statisztikus tenzorokkal szokás megadni, ahol  $(JM J-M' | Kk)$  a Clebsch-Gordan együtthatók,  $K < 2J$  és  $-K \leq k \leq K$ .

Ha a végállapot tengelyszimetriával rendelkezik (Z tengelynek ilyenkor a szimmetriatengelyt választjuk), továbbá invariáns az XY síkra vonatkozó tükrözésre, a végállapotú sűrűségmátrix nem-diagonális elemei zérust adnak, továbbá nem függenek az M előjelétől, csupán abszolút értékétől. Ezen szimmetriafeltételek teljesülése esetén

$$\rho_{kk} = \rho_{k0} \sigma_{k0}$$

és  $\rho_{k0}$  csupán K páros értékeire nem tűnik el. A kevert végállapotban ilyenkor nem jöhet létre orientáció, csak beállítódás, amelynek mértékét az

$$A_{20} = \frac{\rho_{k0}}{\rho_{00}} \quad (K = 2, 4 \dots) \quad (1.17)$$

beállítódási paraméterrel jellemezzük. Ezen szimmetriafeltételek ionizációra és elektronbefogásra nyilvánvalóan teljesülnek, ha a szórt lövedéket nem detektáljuk, és ha nincs jelen meghatározott irányú elektromágneses tér.

Az  $L=1$  pályaimpulzusmomentumú állapotok (P állapotok) esetén a beállítódást az

$$A_{20} = \frac{\sigma(11) - \sigma(10)}{2\sigma(11) + \sigma(10)} = \frac{\sigma_1 - \sigma_0}{2\sigma_1 + \sigma_0} = A_2 \quad (1.18)$$

adja meg, ahol az egyenlőség második részében a redundáns indexeket a jelölést egyszerűsítve elhagytuk. Ha a P állapotokban a teljes impulzusmomentum szerinti energiafelhasadást a jelölésben is figyelembe vesszük, a  $j=1/2$  állapotban nem jöhet létre beállítódás, a  $j=3/2$  állapot beállítódása pedig

$$A_2 = \frac{\sigma(3/2, 3/2) - \sigma(3/2, 1/2)}{\sigma(3/2, 3/2) + \sigma(3/2, 1/2)} \quad (1.19)$$

Az  $A_2$  beállítódással rendelkező rendszer legerjesztődésekor kibocsátott (elektromos dipól) röntgensugárzás a kibocsátási síkban (II), illetve arra merőlegesen (I) polarizált komponenseinek szögeloszlását

$$I^{\parallel}(\theta) = (1/2)D(I_0/4\pi)(1 + \beta P_2(\cos\theta) - (3/2)\beta \sin^2\theta) \quad (1.20)$$

$$I^{\perp}(\theta) = (1/2)D(I_0/4\pi)(1 + \beta P_2(\cos\theta) + (3/2)\beta \sin^2\theta)$$

adja, ahol a kibocsátási síkot a kibocsátási irány és a Z tengely, (a nyaláb iránya) határozza meg,  $\theta$  a Z tengelyhez képest mért detektálási szög,  $P_2(\cos\theta)$  a másodfokú Legendre-polinom, D a detektor hatásfoka,  $I_0$  a  $4\pi$  térszögbe kibocsátott teljes intenzitás, és  $\beta$  a sugárzás anizotropia paramétere, amely az beállítódási paraméterrel

$$\beta = \alpha A_2 \quad (1.21)$$



kapcsolatban van, ahol  $\alpha$  a kezdeti és végállapot (a sugárzásos átmenet kezdeti és végállapota) teljes impulzusmomentumától függő csatolási állandó. A sugárzás P polarizációját a Z tengelyre merőleges irányban kisugárzott intenzitások segítségével

$$P = \frac{J_{||} - J_{\perp}}{J_{||} + J_{\perp}} \quad (1.22)$$

módon definiáljuk. Ez a sugárzás  $\beta$  anizotrópia-paraméterével

$$P = 3\beta/(\beta-2). \quad (1.23)$$

kapcsolatban van, és a sugárzás anizotrópiájának jellemzésére éppúgy felhasználható, mint  $\beta$ .

Ha a sugárzást polarizációra érzéketlen detektorral mérjük (pl. Si(Li) detektor), a szögeloszlás

$$I(\theta) = D(I_0/4\pi) (1 + \beta P_2(\cos \theta)) \quad (1.24)$$

alakú lesz.

A röntgensugárzás nagy felbontással történő mérésére gyakran használt kristályspektrométerek a sugárzás polarizációjára is érzékeny detektorok. A kristályspektrométerek ezen polarizációérzékenysége abból ered, hogy a kristálynak a reflexiós síkjára merőleges elektromos vektorú sugárzásra vonatkozó  $R_p$  reflexiós koefficiense nagyobb, mint a reflexiós síkban lévő elektromos vektorú sugárzásra vonatkozó  $R_s$  reflexiós koefficiens (War69). A ref-

reflexiós síkot itt a beeső és visszavert röntgensugárzás határozza meg, és a továbbiakban a reflexiós síkra merőleges irányt polarizátor-iránynak fogjuk nevezni.

Az  $R_p$  és  $R_s$  reflexiós koefficiensek

$$R_p = R_s |\cos(2\psi)|^n \quad (1.25)$$

módon viszonyulnak egymáshoz, ahol  $\psi$  az adott röntgenenergiának megfelelő Bragg-szög, és  $n$  a kristályszerkezettől függő állandó. Jól láthatóan a  $\psi=45^\circ$  Bragg-szögnek (Brewster-szög) megfelelő röntgenenergia esetén a kristályspektrométer ideális polarizátor. A Brewster-szögtől eltérő Bragg-szögek esetén a polarizátort a  $Q$  polarizáció-érzékenységgel jellemezhetjük, amelyet az alábbiakban definiálunk: A nyaláb irányára merőleges detektálási irány esetén a polarizátor-irányt a nyaláb irányával párhuzamosra választva a mért  $J_{||}$  intenzitást és a merőleges polarizátor-irány esetén mért  $J_{\perp}$  intenzitást

$$J_{||} = R_p I_{||} + R_s I_{\perp} \quad (1.26)$$

$$J_{\perp} = R_p I_{\perp} + R_s I_{||}$$

adja, ahol  $I_{||}$  illetve  $I_{\perp}$  céltárgy által kibocsátott a nyaláb irányával párhuzamosan illetve arra merőlegesen polarizált intenzitás. A sugárzás mért ( $P_m$ ) és tényleges ( $P$ ) polarizációjának viszonya

$$P_m = \frac{J_{||} - J_{\perp}}{J_{||} + J_{\perp}} = \frac{I_{||} - I_{\perp}}{I_{||} + I_{\perp}} \frac{1 - R_s/R_p}{1 + R_s/R_p} = PQ, \quad (1.27)$$

ahonnan a  $Q$  polarizációérzékenység definíciója leolvasható.

A polarizációérzékenység fenti definíciója és az (1.20) formulák alapján a  $\beta$  anizotrópia-paraméterű dipól-sugárzás szögeloszlása a nyaláb irányára merőleges polarizátor-irányú,  $Q$  polarizáció-érzékenységű kristályspektrométerrel mérve

$$I(\theta) = (I_0/4\pi)R\epsilon \mathcal{Q}(1 - (1/2)\beta(1-3Q) + (3/2)\beta(1-Q)\cos^2\theta), \quad (1.28)$$

ahol  $R = (R_p + R_s)/2$  a kristály polarizálatlan sugárzásra vonatkozó reflektivitása,  $\mathcal{Q}$  a spektrométer térszöge, és  $\epsilon$  a detektor hatásfoka.

Egy meghatározott röntgenvonal anizotrópiája a  $\beta$  anizotrópia-paraméterrel azonos módon jellemezhető a  $P$  polarizációval. Az anizotrópia-paramétert és a polarizációt az  $A_2$  beállítódási paraméterrel adhatjuk meg, felhasználva a megfelelő csatolási állandót. A beállítódási paraméter a mágneses alállapotok hatáskeresztmetszeteinek adott kombinációja. Ez az elméleti leírást kényelmesebbé tevő hosszadalmas láncolat megkerülhető, ha egy adott vonal polarizációját (vagy anizotrópia-paraméterét) közvetlenül a mágneses alállapotok hatáskeresztmetszeteivel adjuk meg.

Mivel a későbbiekben sokszor hivatkozunk majd a He-szerű  $(1s2p)^1P_1 - (1s^2)^1S_0$  és  $(1s2p)^3P_1 - (1s^2)^1S_0$  valamint

a H-szerü  $(2p)^2P - (1s)^2S$  vonalak polarizációjára, ezen vonalakra itt adjuk meg a polarizáció és a  $2p(m=0)$  ( $\sigma_0$ ) és  $2p(m=1)$  ( $\sigma_1$ ) állapotok hatáskeresztmetszeteinek összefüggését (Per58):

$$\begin{aligned} P(^1P) &= (\sigma_0 - \sigma_1) / (\sigma_0 + \sigma_1) \\ P(^3P) &= -(\sigma_0 - \sigma_1) / (\sigma_0 + 3\sigma_1) \\ P(^2P) &= 3(\sigma_0 - \sigma_1) / (7\sigma_0 + 11\sigma_1). \end{aligned} \tag{1.29}$$

## 2. AZ $L_3$ ( $2P_{3/2}$ ) ALHÉJ BEÁLLITÓDÁSA AU CÉLTÁRGY POZITIV IONOKKAL LÉTREHOZOTT IONIZÁCIÓJA SORÁN

Egyetemi doktori értekezésemben (Pá80) az elektron bombázással létrehozott ionizációt követően kisugárzott K és L röntgensugárzás szögeloszlását vizsgáltam. Azok a mérések elsősorban arra irányultak, hogy kísérletileg igazoljuk a hatáskeresztmetszet méréseknél általánosan feltetelezett izotróp szögeloszlást. Ezen vizsgálatok során az  $L_\ell$  röntgenvonalban észlelt kismértékű anizotrópia elméleti interpretációja során ismertem fel az anizotróp röntgen szögeloszlás által tükrözött beállítódás fontosságát. Az intézetben nehéz (p, He, C) töltött részecskékkel létrehozott ionizációt vizsgálva (Sa79) az  $L_\ell/L_\gamma$  intenzitásarányban az elmélettől észlelt eltérés is az  $L_\ell$  vonal anizotrópiájára engedett következtetni, és annak fontosságát jelezte.

Az irodalomban már történtek kezdeményezések az L röntgensugárzás, illetve az ebben tükröződő  $L_3$  alhéj beállítódás vizsgálatára. Werner Mehlhorn (Me68) már 1968-ban felvetette azt a gondolatot, hogy egy kollimált polarizálatlan töltött részecskenyalábbal létrehozott ionizáció során egy  $J > 1/2$  impulzusmomentumú állapotban (a legegyszerűbb ilyen állapot az  $L_3$  ( $2P$ ) alhéj) a mágneses állapotok nem statisztikus eloszlásban gerjesztődhetnek, azaz beállítódás jön létre. Hrdy és munkatársai (Hr70) elektro-  
nokkal Hg céltárgyon létrehozott ionizáció nyomán kisugár-

zott  $L_{\alpha_1}$  röntgenvonal polarizációjának mérésével kísérletileg is kimutatták az  $L_3$  alhéjon létrejövő beállítódást.

Elméletileg S. C. McFarlane (Fa72) vizsgálta meg újra a problémát 1972-ben, majd Berezsko és munkatársai (Be77) a statisztikus tenzor formalizmus és a PWBA alkalmazásával folytattak kiterjedt számításokat.

Cleff és munkatársai (Cl74) e, p, és He lövedékekkel létrehozott ionizációt követően kibocsátott Auger-elektronok szögeloszlásának vizsgálatával határozták meg Mg céltárgy  $L_3$  alhéján létrejövő beállítódást. Ezen kísérleti vizsgálatok interpretációjára használt PWBA számolások (Be78) által az  $L_3$  atomi elektron pályasebességénél kisebb lövedék-sebesség esetén jóslott nagy beállítódás indított minket 1979-ben kísérleti vizsgálataink megkezdésére.

Ezzel egyidejűleg Petukhov és munkatársai (Pe79) Ag céltárgy protonokkal létrehozott ionizációját követően kibocsátott L röntgensugárzás polarizációját mérve vizsgálta az  $L_3$  alhéjon létrejövő beállítódást, Jitschin és munkatársai (Ji79) pedig Au és Dy céltárgyak protonokkal létrehozott ionizációja esetén az L röntgensugárzás szögeloszlásának mérésével kezdtek vizsgálatokat. A fenti vizsgálatokban azonban elsősorban az  $L_3$  elektronok pályasebességéhez képest nagyobb sebességeknél történtek pontos mérések, és az első eredményekből úgy látszott, hogy a PWBA a kísérleti adatok kielégítő leírását adja. Mi kísérleti vizsgálatainkban az alacsony sebességű lövedékekkel létrehozott

ionizáció során létrejövő beállítódás vizsgálatát tüztük ki célul, és p és He lövedékekkel kezdtük meg vizsgálatainkat.

## 2.1. A kísérleti berendezés és a kísérleti módszer leírása

Az 1.1. fejezetben foglaltaknak megfelelően egy adott  $J > 1/2$  impulzusmomentumú lyukállapot beállítódása a lyuk betöltődésekor kibocsátott sugárzás anizotrópiájában és polarizációjában nyilvánul meg. A mért szögeloszlás és polarizáció függ a méréshez használt detektor sajátosságaitól, és ezek a mérések tervezésénél és a mérési adatok kiértékelésénél fontos szerepet játszanak. A röntgensugárzás mérésére proporcionális számlálók, Si(Li) detektorok és kristálydiffrakciós spektrométerek használhatók. Alacsony ütközési sebességeknél az ionizációs hatáskeresztmetszetek általában kicsik, és így nagy hatásfokú és lehetőleg jó feloldású detektorok szükségesek. Nagy rendszámú elemek L röntgenvonalai esetén ezek a követelmények a legjobban Si(Li) detektorokra teljesülnek. Mivel a Si(Li) detektorok polarizációérzéketlenek, a beállítódás meghatározásához szögeloszlás mérést kell végezni.

Az  $L_3$  ( $2P_{3/2}$ ) alhéjon lévő lyuk betöltődésekor kibocsátott röntgensugárzás szögeloszlását polarizációra nem érzékeny detektor esetén az (1.24) összefüggéssel írhatjuk le, azaz a mért szögeloszláshoz egy

$$I(\theta) = I_0(1 + \beta P_2(\cos\theta)) \quad (2.1)$$

alakú függvényt illesztve határozhatjuk meg az  $I_0$  és  $\beta$  illesztési paramétereket. A (2.01) formulában az  $I_0$  konstans

$$I_0 = (\sigma_x/4\pi)n_p n_t d\Omega \varepsilon \quad (2.2)$$

módon függ a probléma fizikai paramétereitől, ahol  $\sigma_x$  az adott röntgenvonalra vonatkozó röntgenkeltési hatáske- resztszék,  $n_t$  a céltárgy vastagsága,  $n_p$  a bombázó részecs- kék száma,  $\varepsilon$  illetve  $d\Omega$  a detektor hatásfoka illetve tér- szöge.

A (2.2) összefüggés jól mutatja a szögeloszlás mérések egyik fontos technikai problémáját, amelyet röviden normá- lásnak nevezünk, pontosabban pedig úgy fogalmazhatunk, hogy ahhoz, hogy a mért szögeloszlás a (2.1) formulával legyen illeszthető, az szükséges, hogy az  $n_t$ ,  $n_p$ ,  $\varepsilon$  és  $d\Omega$  mennyiségek állandók legyenek. Valójában elegendő biztosí- tani, hogy a fenti mennyiségek egyenként állandók legyenek a nemlineáris és másodlagos effektusok (pl. energia-veszte- ség a céltárgyban, holtidő) szempontjából, és az  $n_p n_t d\Omega \varepsilon$  szorzat legyen nagy pontossággal állandó. Ez a fontos kö- vetelmény úgy valósítható meg, hogy az  $n_p$ ,  $n_t$  és  $d\Omega$  pa- ramétereket a különösebb nehézséget nem jelentő  $\sim 10\%$  pon- tossági szinten tartva, az anizotróp vonal(ak) intenzitását az ugyanezen L röntgenspektrumban lévő izotróp vonal(ak) in-



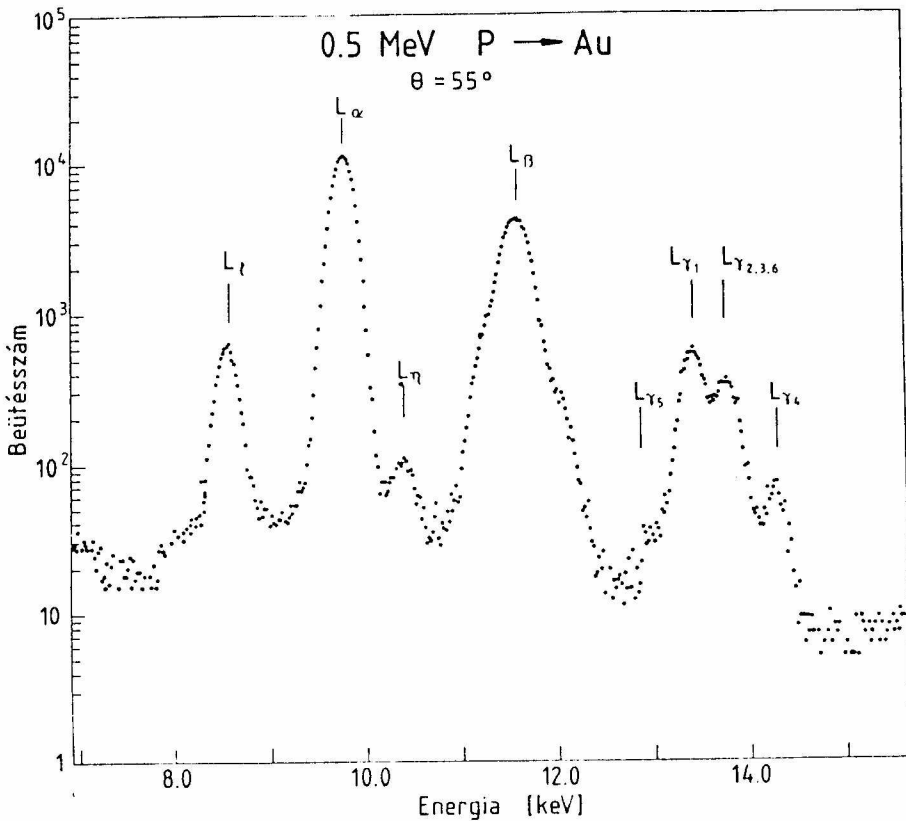
tenzitására normaljuk. Egy másik lehetőség, hogy a  $d\Omega$  nagy pontosságú állandóságáról is gondoskodva, az egyes megfigyelési irányokban mért röntgenspektrumokat egy rögzített detektorral mért másik röntgenspektrumra, vagy a céltárgyról rugalmasan szóródott lövedékek számára normaljuk. Egyszerűen belátható, hogy az így normált szögeloszlás esetén a (2.1) formulában  $I_0$  valóban konstans.

A mérésekhez két különböző szórókamrát használtunk. Az elsőt egy korábbi, magfizikai szórókamrából alakítottuk ki oly módon, hogy a nyalábbevezetést a korábbihoz képest  $10^\circ$ -kal elforgatva  $10^\circ$ ,  $35^\circ$ ,  $55^\circ$ ,  $80^\circ$ ,  $105^\circ$  és  $125^\circ$  irányokban lehetett röntgenintenzitást mérni.

A mérésekhez két egyforma Kevex Si(Li) detektort és elektronikai rendszert (előerősítő, lineáris erősítő, alapvonal visszaállító) használtunk, és a jeleket egy-egy analóg-digital konverterbe vezetve a két különböző szögnél az L röntgenspektrumot egyidejűleg vettük fel.

Céltárgyként öntartó, illetve  $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  és  $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  szén hátlapon  $20$ - $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  vastagságú párologtatott arany fóliát használtunk. Egy-egy szögeloszlást azonos vastagságú céltárgyon mértünk meg, a különböző vastagságú céltárgyak használatával a céltárgy vastagságának a mérési eredményekre gyakorolt hatását vizsgáltuk. A két detektor határfokának és térszögének azonosságát paramétereik, elhelyezésük és az előttük alkalmazott abszorbensek ( $1 \text{ mg}/\text{cm}^2$  Al és  $15 \text{ mg}/\text{cm}^2$  PET ( $\text{C}_{10}\text{H}_8\text{O}_7$ ) fóliák) azonossága biztosította.

A lövedékek számát a bombázó nyaláb töltésének egy áramintegrátorral történő mérésével határoztuk meg és tartottuk az egyes szögeknel közelítően (10 - 20 %) azonos értéken. A mérésekhez szükséges proton és  $\text{He}^+$  ion nyalábokat az ATOMKI 5 MV-os Van de Graaff gyorsítóján állítottuk elő. A méréseket alacsonyabb proton sebességeknél az ATOMKI Kaszkád generátorán végeztük. A részecskék energiáját a gyorsítók hitelesített analizáló mágnesével határoztuk meg. A nyaláb két egymástól 20 cm-re elhelyezett 1.5 mm átmérőjű kollimátoron keresztül jutott be a szórókamra közepén elhelyezett céltárgyra.



2.1. ábra. Au céltárgy 0.5 MeV-es protonokkal létrehozott ionizációját követően kibocsátott L röntgensugárzás spektruma.

A 2.1. ábrán arany céltárgy 0.5 MeV-es proton lövedékekkel létrehozott ionizációját követően kibocsátott L röntgensugárzásának spektruma látható. A spektrum vonalainak a röntgen-spektroszkópia nomenklaturája szerinti elnevezéseit az ábrán feltüntettem. A spektrumokat egy, a mérési adatokhoz a súlyozott legkisebb négyzetek módszerével kvadratikus háttérre szuperponált Gauss-függvényeket illesztő programmal analizáltuk.

A spektrum  $L_\gamma$  vonalai ( $M - L_{1,2}$  átmenetek) minden külön feltétel nélkül izotrópok és polarizálatlanok, és így az előzőekben részletesen taglaltaknak megfelelően pontos normálásra nyújtanak lehetőséget. A spektrum  $L_\ell$  és  $L_\alpha$  vonalai valamint az  $L_\beta$  vonalcsoport egyes vonalai ( $M-L_3$  átmenetek) anizotrópok, ha az  $L_3$  alhéjon beállítódás alakult ki.

Az  $L_3$  alhéjon kialakult beállítódás tanulmányozására az  $L_\ell$  vonal szögeloszlásának vizsgálata a legalkalmasabb, mivel ezen vonal anizotrópiájában jelentkezik legmarkánsabban az  $L_3$  alhéj beállítódása. Az (1.21) formulában szereplő  $\alpha$  impulzusmomentum csatolási tényező ugyanis az  $L_\ell$  ( $M_1-L_3$ ) átmenetre a legnagyobb ( $1/2$ ), és ez a vonal tisztán feloldható. Az  $L_3$  alhéj beállítódása az  $L_{\alpha_1}$  ( $M_4-L_3$ ) és  $L_{\alpha_2}$  ( $M_5 - L_3$ ) vonalakban is jelentkezik, de az  $\alpha$ -k egyrészt kisebbek, másrészt ellentétes előjelűek, és az  $L_\alpha$  vonalra az eredő érték 0.05.

Ennek megfelelően az  $L_3$  alhéj beállítódását az  $L_\ell/L_\gamma$  intenzitásarány szögeloszlásából határoztuk meg úgy, hogy a mért szögeloszláshoz a súlyozott legkisebb négyzetek módszerével a (2.01) függvényt illesztettük. A  $\beta$  illesztési paraméterből az (1.21) összefüggés alapján határoztuk meg a beállítódási paraméter kísérleti értékét ( $A_2^{\text{exp}}$ ).

Az így meghatározott  $A_2^{\text{exp}}$  nem azonos az ütközési folyamatban létrejött beállítódással, mert az ionizáció során az  $L_1$  és  $L_2$  alhéjon létrejött lyukak egy része az  $L$  alhéjak közötti Coster-Kronig átmenetek révén átkerül az  $L_3$  alhéjra. Az  $L_3$  alhéjra így átkerült lyukak statisztikus eloszlásúak, és így csökkentik az ionizáció során kialakult beállítódást. A Coster-Kronig átmenetek hatását úgy vehetjük figyelembe, hogy a kísérletileg kapott  $A_2^{\text{exp}}$  értéket a formájából nyilvánvaló jelentésű

$$A_2 = A_2^{\text{exp}} \frac{\sigma_3^h}{\sigma_3} = A_2^{\text{exp}} \frac{\sigma_3 + f_{13}\sigma_1 + f_{23}(\sigma_2 + f_{12}\sigma_1)}{\sigma_3} \quad (2.3)$$

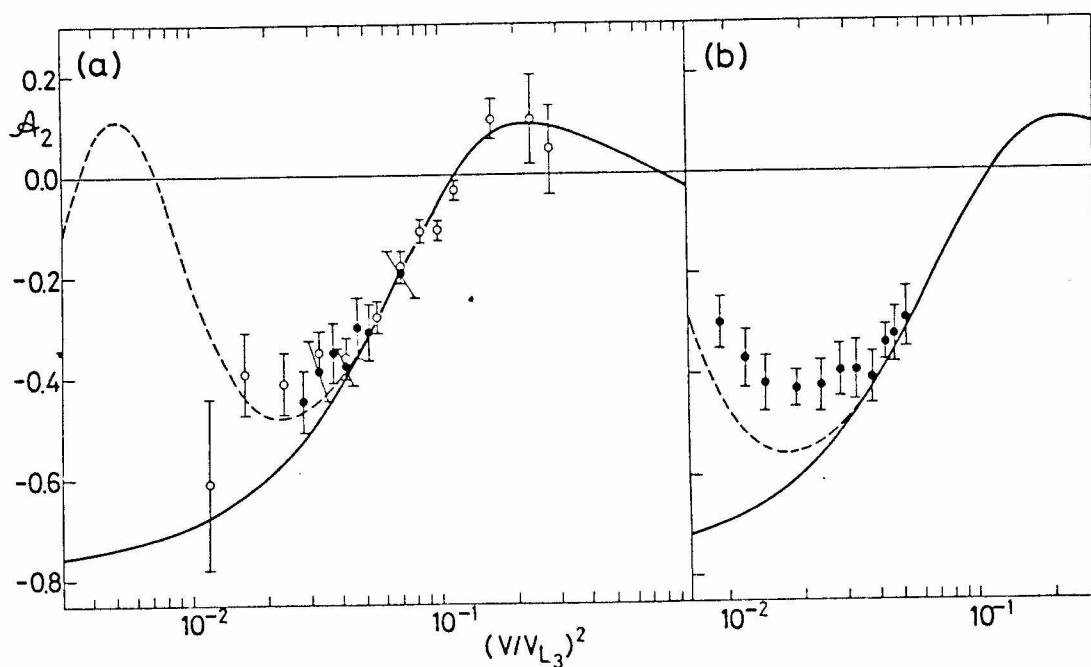
formulával korrigáljuk. A fenti formulában  $\sigma_3$  illetve  $\sigma_3^h$  az ionizációs illetve a teljes lyukkeltési hatáskeresztmetszet az  $L_3$  alhéjon,  $\sigma_1$  illetve  $\sigma_2$  az ionizációs hatáskeresztmetszetek az  $L_1$  illetve az  $L_2$  alhéjakon, az  $f_{ij}$ -k pedig a megfelelő Coster-Kronig átmeneti valószínűségek. A (2.3) korrekciós faktor a mért  $L$  röntgenspektrum vonalainak intenzitásarányaiból egyszerűen meghatározható

(Da74, Pá80) és így csupán a Coster-Kronig átmeneti valószínűségek irodalmi értékeit kell felhasználni a korrekció meghatározásához.

## 2.2. Proton és He lövedékekre vonatkozó eredmények

A 2.2. ábrán telt körökkel arany céltárgyon proton (0,6 MeV - 1,5 MeV) és He (0,8 MeV - 4,4 MeV) lövedékekkel létrehozott ionizáció során az  $L_3$  alhéjon létrejövő beállítódást megadó  $A_2$  paramétert tüntettem fel a lövedék sebességének függvényében. A lövedék ionok sebességét ( $v_p$ ) az  $L_3$  alhéj elektronjainak sebességéhez ( $v_{L3}$ ) viszonyítva adtam meg, mivel a hidrogénszerű atomi hullámfüggvényeket alkalmazó síkhullámú Born-közelítés (PWBA-HL) (Be78, Ka79) a  $(v_p/v_{L3})^2$  relatív sebesség függvényében a 2.2. ábrán kihúzott vonallal feltüntetett általános (céltárgy- és lövedékfüggetlen) görbét adja.

A 2.2a ábrán üres körökkel feltüntetett kísérleti adatok Jitschin és munkatársai (Ji79) által közölt eredmények. Az átfedő energiatartományban mérési eredményeink jól egyeznek a fenti szerzők méréseivel. Kísérleti adataikat a PWBA-HL eredménnyel összevetve a fenti szerzők lényegében egyezést állapítottak meg, jóllehet, a  $(v_p/v_{L3})^2 = 1.8 \cdot 10^{-2}$  és a  $(v_p/v_{L3})^2 = 2.2 \cdot 10^{-2}$  sebességeknél mért értékek jelentősen eltérnek a PWBA-HL-től és csupán a nagy mérési hibával rendelkező  $(v_p/v_{L3})^2 = 1.1 \cdot 10^{-2}$  sebességnél mért érték teszi valamelyest elfogadhatóvá ezt a megállapítást.



2.2. ábra. Az  $A_2$  beállítódási paraméter mint a lövedékion sebességének függvénye Au céltárgy protonokkal (a) és He ionokkal (b) létrehozott ionizációja során ( $\bullet$ ). Az (o) Jitschin és munkatársai (Ji79) eredményei.

A 2.3b ábrán feltüntetett, He lövedékekre vonatkozó eredményeink már világosan mutatják, hogy a PWBA-HL drasztikusan nem egyezik a kísérleti adatokkal: egyrészt a hibahatárt jelentősen meghaladó eltérés tapasztalható, másrészt a kísérleti adatok a  $(v_p/v_{L3})^2 = 1.9 \cdot 10^{-2}$  lövedék sebességénél egy határozott minimumot mutatnak szemben a monoton csökkenő tendenciát előrejelző elmélettel.

A 2.2. ábrán feltüntetett PWBA számolások valójában kissé különbözőek, mert a protonokra vonatkozó 2.04a görbe Sizov és Kabachnik (Si80) Herman-Skillman atomi hullámfüggvények felhasználásával történt számolása

(PWBA-HS), a He lövedékekre vonatkozó 2.2b görbét pedig Sarkadi és Mukoyama (Mu80) árnyékolt hidrogénszerű hullámfüggvényeket alkalmazó PWBA-HL programjával számoltunk, amelyet Kamiya és munkatársai (Ka79) nyomán módosítottunk úgy, hogy alkalmas legyen az  $A_2$  beállítódási paraméter számolására. Ezen PWBA program proton lövedékekre a fenti PWBA-HS számolással lényegében ( $\sim 1\%$ ) azonos eredményt adott.

Az hogy a PWBA-HS vagy a PWBA-HL elméletek nem írják le kellő pontossággal a kísérleti eredményeket, önmagában nem tűnhet megrázónak. Alacsony ütközési sebességeknél a teljes hatáskeresztmetszetek vizsgálata során éppen azért dolgozták ki a különböző korrekciókat a PWBA-hoz, hogy alkalmassá tegyék a hatáskeresztmetszetek elfogadható pontosságú előrejelzésére. Az  $A_2$  beállítódási paraméter esetén azonban lényegében hatáskeresztmetszetek hányadosáról van szó és a gyakran alkalmazott gondolatmenettel - hogy az azonos elhanyagolások és korrekciók a hányadosokban kiejtik egymást - érvelve a PWBA-t alkalmazhatónak vélnénk. Az elméleti és kísérleti eredmények jelentős eltérését látva első lépésként a hatáskeresztmetszet számolásoknál szokásos korrekciók figyelembevételével kísérrelhetjük meg felderíteni a fenti eltérés okait.

A síkhullámú Born-közelítés, vagy a vele szigorúan ekvivalens egyenes lövedék pályájú szemiklasszikus közelítés (SL-SCA) nem veszi figyelembe a lövedék pályájának a

céltárgyatomb magjának Coulomb terében való eltérülését. Ugyanakkor az SCA szerint (Ban59) egy adott alhéj ionizációs hatáskeresztmetszetéhez a legnagyobb járuléka a

$$p = r_{ad} = hvE_b^{-1} = q_0^{-1} \quad (2.4)$$

ütközési paraméterü ütközésektől származik, ahol  $r_{ad}$  az úgynevezett adiabatikus távolság,  $E_b$  az adott alhéj kötési energiája, és  $q_0$  a minimális impulzusátadás. A Coulomb-eltérülésnek az ionizációra gyakorolt hatása erősen növekszik, ha a lövedék  $E$  energiáját úgy választjuk meg, hogy  $r_{ad}$  megegyezik a centrális ütközésre vonatkozó legkisebb megközelítési távolsággal. Arany céltárgynak He ionokkal történő ionizációja esetén ez a lövedék-energia  $E = 0,7$  MeV, így a Coulomb-eltérítés hatása jelentősnek várható.

A Coulomb-eltérítés hatásának figyelembevételére első lépésként PWBA-HL programunkba belefoglaltuk a Brandt és Lapicki (Ba74) által alkalmazott Coulomb-eltérítési korrekciót. Ez a korrekció azonban csupán kb. 1%-nyit módosítja az  $A_2$  beállítódási paramétert. Az alacsony ütközési sebességeknél a hatáskeresztmetszet számításoknál sikerrel alkalmazott kötési energia (Bra74) és relativisztikus (Mer58) korrekció hatása a beállítódásra szintén elhanyagolhatónak bizonyult.

A fenti korrekciók, amelyek sikeresen alkalmazhatók a skalár jellegű hatáskeresztmetszet számításánál, lényeg-



gében hatástalanok a tenzorkomponens jellegű beállítódási paraméter számításakor. Ez a gondolat indított arra, hogy az ütközés geometriáját direktebb módon figyelembevevő modellt kíséreljünk meg alkalmazni.

Tegyük fel, hogy egy adott ütközési paraméterű ütközés során lezajló ionizáció az  $L_3$  alhéjon beállítódást hoz létre. Ezen ütközési folyamatban a lövedék haladási iránya a fizikailag kitüntetett irány, és esetünkben a beállítódást és a szögeloszlást ehhez viszonyítjuk. Az egyenes lövedék pályájú SCA (és természetesen a vele ekvivalens PWBA) számításokban a lövedék és az atomi elektron Coulomb kölcsönhatását perturbációként kezelve kiszámítjuk az átmeneti mátrixelemet és ebből a hatáskeresztmetszeteket, és nem vesszük figyelembe a lövedék eltérülését a céltárgy atommagjának Coulomb terében. A lövedék haladási iránya azonban pályáján végighaladva változik, és így az egyenes lövedékpályájú SCA modellben számolt beállítódás és az ionizációt követő röntgen kibocsátás viszonyítási iránya is megváltozik. Ezt a változást úgy kísérelhetjük meg figyelembe venni, hogy a viszonyítási irányt egy adott ütközési paraméternél a mag Coulomb terében eltérült lövedék kilépési irányának választjuk. A (2.1) szögeloszlás formula egy adott  $p$  ütközési paraméter esetén ekkor úgy érvényes, hogy a nyaláb irányához viszonyított  $\theta$  megfigyelési irányt a kilépő lövedék irányához viszonyított  $\theta'$  megfigyelési iránnyal helyettesítjük. A minden ütközési paraméterű ütközés járulékát magában

foglaló eredő szögeloszlást úgy kapjuk, hogy az egyes ütközési paramétereknek megfelelő parciális szögeloszlásokat egy közös viszonyítási irányra (a bejövő részecskék irányára) transzformáljuk és a megfelelő ionizációs valószínűséggel súlyozva az ütközési paraméter szerint integráljuk. Az  $A_2$  beállítódási paraméter maga is függ az ütközési paramétertől (Ko79), ezt az ütközési paraméter függő  $A_2$ -t a jelen modellben egy átlaggal, nevezetesen a PWBA által szolgáltatott értékkel közelítjük. Ezen ütközési paraméter formalizmusban az eredő szögeloszlást a

$$I_{CD}(\theta) = \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} (I_0/4\pi)(1 + \alpha A_2 P_2(\cos\theta')) w_{L3}(p) p dp d\psi \quad (2.4)$$

formulával adhatjuk meg, ahol

$$\cos(\theta') = \cos(\theta)\cos(\omega) + \sin(\theta)\sin(\omega)\cos(\psi)$$

adja meg a szögtranszformációt a  $p$  ütközési paraméternek megfelelő  $(\omega, \psi)$  szórási irányhoz viszonyított  $\theta'$  megfigyelési irányról a laborbeli rögzített  $\theta$  megfigyelési irányra,

$$\omega = 2 \cot^{-1} (p/d)$$

az adott  $p$  ütközési paraméterhez tartozó szórási szög,  $\psi$  pedig a szórási sík és a megfigyelési sík által bezárt szög,  $2d$  a legkisebb megközelítési távolság centrális ütközésnél.

A

$$2\pi \int_0^{\infty} w_{L3}(p) p dp = 1$$

módon normált ionizációs valószínűség súlyfüggvényt alacsony ütközési sebességekre Brandt és Lapicki (Bra74) nyomán a következőképpen adhatjuk meg:

$$w_{L3}(p)p = (1/2\pi)w_{L3}(x)x = (1/6\pi)(1+2x+1,8x^2+x^3+0,3x^4 + (\pi/64)x^5)e^{-2x}x,$$

ahol  $x=pq_0$ . A fenti integrált kiszámítva a

$$I_{CD}(\theta) = (I_0/4\pi)(1 + \alpha A_2^{CD} P_2(\cos\theta)) \quad (2.6)$$

szögeloszlás formulát kapjuk, ahol

$$A_2^{CD} = (1/4)(3D(dq_0) + 1)A_2 \quad (2.7)$$

és

$$D(dq_0) = \int_0^\infty \cos(4 \tan^{-1}(x/dq_0)) w_{L3}(x) x dx. \quad (2.8)$$

A (2.7) eredményből csupán formai alapon két fontos következtetés adódik: (1) A szögeloszlás függvényalakja a jól ismert és kísérletileg megerősített (2.1) alakú.

(2) A (2.8) integrál nagy lövedék energiájú határértéke 1, és így  $A_2^{CD}$  nagy ütközési energiáknál a (2.7) formulából jól látható módon az  $A_2$ -höz konvergál, megnyugtatóan teljesítvén azt a konzisztencia-követelményt, hogy nagy sebességű ütközéseknél a mag terében való Coulomb eltérítés hatása csökken.

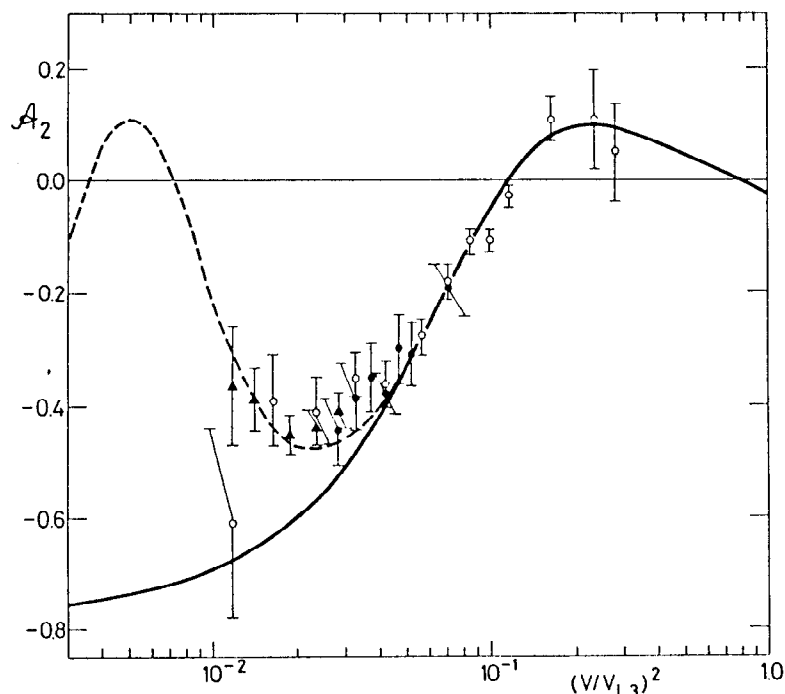
A fenti módon számított  $A_2^{CD}$  értékeket a 2.2. ábrán

szaggatott görbével tüntettem fel. A kísérleti adatokkal való összevetésből nyilvánvaló, hogy a fenti modell az alkalmazott közelítések ellenére a PWBA-nál lényegesen jobb egyezést ad a kísérleti eredményekkel, és legfontosabb javulásként megmagyarázza a He lövedékekkel létrehozott ionizáció esetén az  $A_2$  függvényben megfigyelt minimumot.

A lövedék Coulomb-eltérülése függ a céltárgy rendszámától és a lövedék töltés/tömeg arányától, ezért a PWBA által jósolthoz hasonló általános függvényalak alacsony ütközési energiákon nem létezik. Ennek megfelelően a 2.2. ábrán is megfigyelhető a proton és a He lövedékekre vonatkozó elméleti  $A_2^{CD}$  értékek eltérése. He lövedékek esetén modellünk nem adja vissza kellő pontossággal a kísérleti  $A_2$  értékeket, ez a hiányosság azonban az alkalmazott sokféle közelítés következtében nem tűnik súlyosnak.

Proton lövedékek esetére a kísérleti adatok és az elméleti  $A_2^{CD}$  értékek egyezése nagyon jó, csupán a  $(v_p/v_{L3})^2 = 1,1 \cdot 10^{-2}$  sebességnél mért kritikus mérési adat tér el az elméleti számítástól. Annak eldöntésére, hogy valódi eltéréssel állunk-e szemben, vagy az eltérés csak a mérési adat hibájából származik, egy újabb mérést végeztünk. A fenti kísérleti berendezést az ATOMKI Kaszkád generátorának nyalábjára helyezve elvégeztük a fenti szögeloszlás méréseket a 0,25 - 0,60 MeV lövedék energiatartományban.

Ezen mérések eredményei a 2.3. ábrán láthatók. Kísérleti adataink pontosan megegyeznek az elméleti  $A_2^{CD}$  értékkel,



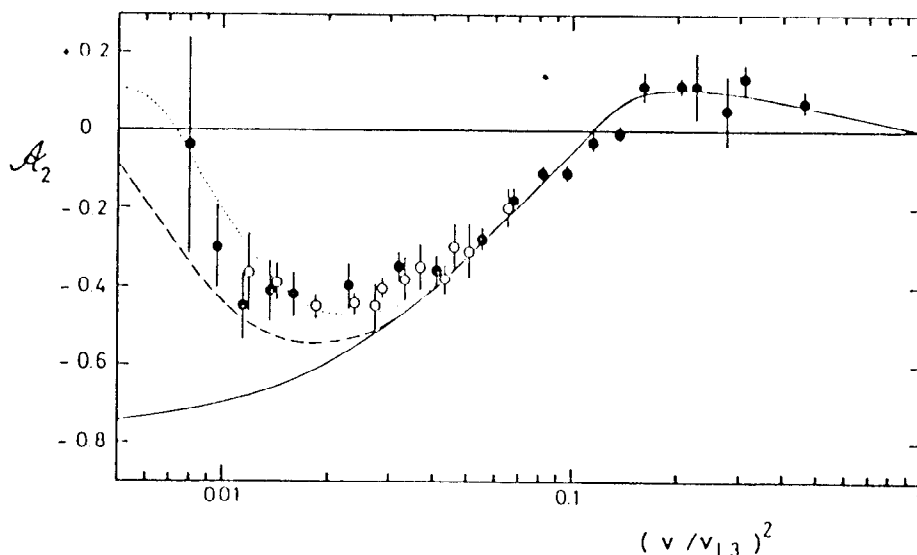
2.3. ábra. Az  $A_2$  beállítódási paraméter az ionizáló proton sebességének függvényében Au céltárgy esetén ( $\blacktriangle$ ). A  $\circ$ -vel jelölt adatok a (Ji79) munkából valók, a  $\bullet$ -vel jelölt értékek korábbi, saját méréseink.

és így megállapíthatjuk, hogy a lövedék Coulomb-eltérülésén alapuló modellünk helyesen írja le a kísérleti eredményeket.

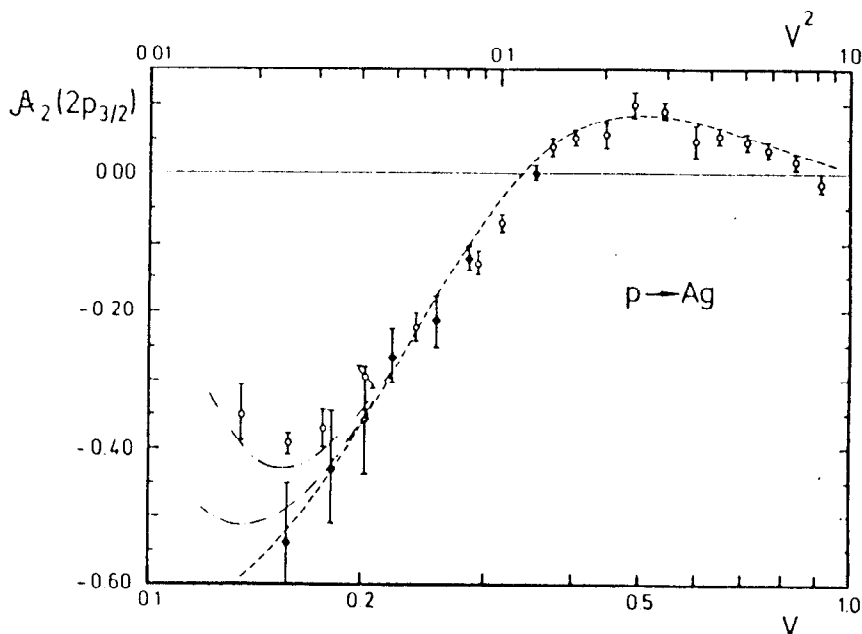
Ezen mérések és a fenti modell az irodalomban jelentős visszhangot váltott ki. Jitschin és munkatársai (Ji80) megismételve és még alacsonyabb lövedék sebességekre kiterjesztve a protonokkal végzett méréseket, egyrészt a mi méréseinkkel, másrészt még alacsonyabb lövedék sebességeknél a modellünkkel teljes egyezést kaptak.

Lényegében megismételve a modellünk gondolatmenetét ők is megalkottak egy, a Coulomb-eltérülésen alapuló modellt, azzal a különbséggel, hogy az adott ütközési paraméterű ütközés esetén referencia iránynak a lövedék hiperbola-pályának a legkisebb megközelítési pontban húzott érintőjét választották. Ez lényegében azt jelenti, hogy a fenti modellben az  $\omega$  szórási szögnek megfelelő irány helyett az  $\omega/2$ -nek megfelelő irányt választjuk, és úgy hajtjuk végre a transzformációt. Ez a választás az elsőrendű SCA modellben gondolkodva tulajdonképpen indokoltabb is, hiszen jobban reprezentálja az ütközés során az "átlagos" irányt. A kimenő irány választása azonban magában foglalhatja egy magasabb rendű közelítésben fellépő többszörös szórási effektusokat is. Jitschin és munkatársainak (Ji80) protonokkal elvégzett mérései valamint Coulomb-eltérítéses modelljük eredményei (szaggatott vonal) a 2.4. ábrán láthatóak, ahol a szóbanforgó szerzők feltüntetik a mi modellünk eredményeit (pontosított vonal) is. A kísérleti eredmények a mi modellünkkel teljes egyezést adnak.

Richter és munkatársai (Ri81) ezüst céltárgyon proton lövedékkel az  $L_\ell$  vonal polarizációjának mérésével vizsgálták az  $L_3$  alhéj beállítódását széles lövedéksebesség tartományban. Kísérleti eredményeik, amelyeket (a szóbanforgó szerzők nyomán) a 2.5 ábrán mutatok be, a mi modellünk feltételezéseit támasztják alá.



2.4. ábra. Az  $A_2$  beállítódási paraméter mint a proton lövedék sebességének függvénye Au céltárgy esetén (Jitschin és munkatársai (Ji80) nyomán). A telt körök (Ji80), az üres körök a mi adataink.



2.5. ábra. Az  $A_2$  beállítódási paraméter mint a lövedékion sebességének függvénye ezüst céltárgy protonokkal létrehozott ionizációja során (Richter és munkatársai (Ri81) nyomán) (o). A (♦) adatok Petukhov és munkatársai (Pet79) eredményei. A (-----) görbe a PWBA (Be78), a (-·-·-·) görbe Jitschin és munkatársai (Ji80), a (—) görbe a mi modellünk eredményeit reprezentálja.

Rösel és munkatársai (Rö82) a fenti kísérleti és elméleti eredmények hatására elvégezték a probléma szigorúbb elméleti analizisét hiperbola lövedékpályájú SCA (torzitott hullámú Born-közelítés) modellben. Eredményeik a mi modellünk eredményeivel jó egyezést adtak, és így azoknak egy szigorúbb elméleti megalapozását adták. Ezen egzaktabb modell által adott beállítódás értékek sem írják le azonban pontosan a He lövedékekkel létrehozott ionizáció során létrejött beállítódást, hiszen modelljük lényegében a miénkkel azonos eredményt ad. Ezt az eltérést elméletileg egy magasabb rendű számolással lehetne vizsgálni, kísérletileg pedig úgy próbálhatjuk közelíteni a problémát, hogy a lövedékek töltését növelve megvizsgáljuk, hogy a nagyobb perturbáció hogyan változtatja meg az eredményeket. Ezt a kísérleti utat követve C és N lövedék ionokra terjesztettük ki a méréseket. Az alkalmazott kísérleti technika lényegében a proton és He lövedékekénél alkalmazottal azonos volt, a kísérleti berendezésben azonban lényeges változtatásokat végeztünk, ezért a C és N ionokra vonatkozó eredményeket a kísérleti elrendezésben történt változtatások előrebocsátásával a 2.4. pontban foglalom össze.

### 2.3. C és N lövedékekre vonatkozó eredmények

A proton és He lövedékekkel létrehozott ionizáció során létrejött beállítódás tanulmányozásánál láttuk, hogy a probléma kísérleti vizsgálata alacsony lövedék



sebességeknél érdekes igazán. Ebben a tartományban a céltárgyban való energia-veszteség miatt csak vékony céltárgyak használhatók, a hatáskeresztmetszetek pedig kicsik, így a mérési idő hosszú. A mérési idő hosszabbodásával és különösen nehezebb ionoknál a céltárgyban való energia-veszteség növekedésével a céltárgy felületén szennyeződések (főként szén) keletkeznek és a mérési adatokat meghamisítják.

A (2.2) formulát szemügyre véve nyilvánvaló, hogy egyedül a detektor  $d \omega$  térszögének növelésével csökkenthetjük a mérési időt anélkül, hogy a mérések pontosságát lényegesen befolyásolnánk. Ennek megfelelően egy új szórókamrát terveztünk és építettünk meg, amelynek vázlatos elvi rajza és a mérési elrendezés a 2.6. ábrán látható.

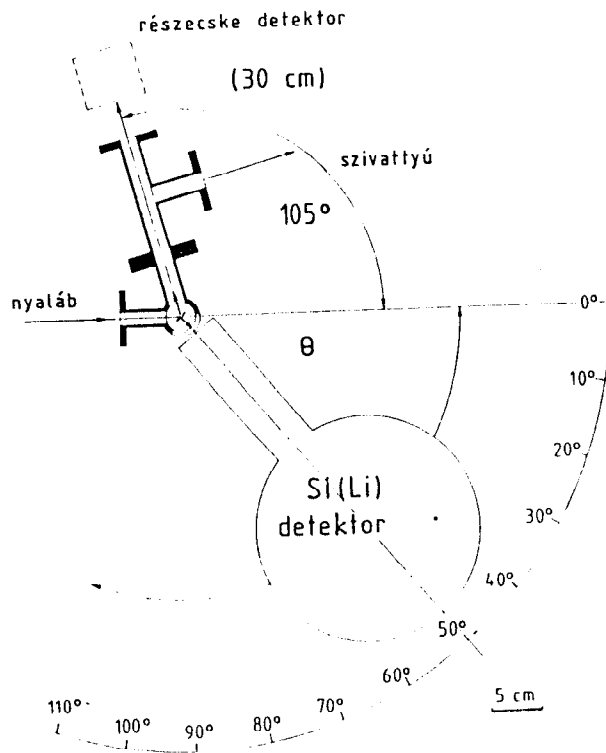
A szórókamra kis átmérője (30 mm) lehetővé tette, hogy a detektorral közel (40 mm) kerüljünk a céltárgyhoz, amelyet a kamra középpontjában, a nyaláb irányához képest  $45^{\circ}$ -kal elfordítva helyeztünk el. A nyaláb egy 150 mm hosszú, két 1,5 mm diafragmát tartalmazó kollimátoron keresztül jutott be a kamrába. A kamra maga rozsdamentes acélból készült, és egy alumínium bélés-hengert alkalmaztunk a háttér csökkentésére, mivel a szigetelten felfogott kamra a nyaláb töltésének mérésére is szolgált. A kamrán a nyaláb magasságában vízszintes irányban egy 5 mm széles rés biztosította, hogy a céltárgyból származó röntgensugarakat a  $\theta = 10^{\circ}$ - $120^{\circ}$  szögtartományban detektálhassuk. A rést egy

15 mg/cm<sup>2</sup> Mylar fóliával zártuk le. A belső Al hengeren vágott ugyanilyen rést 4 mg/cm<sup>2</sup> Al fóliával fedtük le, biztosítva ezáltal, hogy a szórt nyaláb a Mylar fóliát ne károsítsa és ne töltse fel. A Kevex Si(Li) detektort a kamratest körül elforgatható szögasztalra helyeztük, úgy hogy annak 25  $\mu$ m-es Be ablaka a kamra Mylar ablakától 5 mm-re volt. A céltárgyban keletkező röntgensugárzás így az Al és a Mylar fóliákon, majd 5 mm levegőrétegen és a Be ablakon át jutott el a detektor 10 mm<sup>2</sup> felületű aktiv rétegébe.

A céltárgy kis rendszámú elemekkel (pl. szén) való szennyeződése és esetleges sérülése a röntgenspektrumon mérés közben, különösen kis beütésszámok esetén nehezen (vagy későn) észlelhető. A céltárgy mérés közbeni megfigyelésére, valamint normálás céljából a céltárgyon rugalmasan szórt lövedékeket is detektáltuk. A szórt lövedék részecskék mérésére egy 105° megfigyelési szög alatt a céltárgytól 300 mm távolságra egy 1 mm átmérőjű diafragma mögött elhelyezett felületi záróréteges Ortec detektort használtunk. A detektor jeleit a röntgendetektor elektronikai rendszerével azonos elektronikai rendszerrel dolgoztuk fel és analizáltuk.

A mérési elrendezést a nehézionokkal történő mérések előtt az alábbi módon bemértük:

(1) Megmértük Cu céltárgy 1 MeV-es protonokkal gerjesztett K $\alpha$  vonalainak "abszolút" szögeloszlását, úgy hogy az egyes megfigyelési irányokban mért röntgen inten-



2.6. ábra. Szórókamra és kísérleti elrendezés a nehéz-ionok lövedékekkel gerjesztett röntgensugárzás szögeloszlásának mérésére.

zításokat az egyidejűleg detektált rugalmasan szórt protonok számára normáltuk. Az egyszeres ionizáció esetén elméletileg egzaktul izotróp K vonalakat az 1.5 %-os mérési pontosságon belül izotrópnak találtuk.

(2) Megmértük Au céltárgy 1,0 MeV és 2,58 MeV energiájú protonokkal gerjesztett L röntgenvonalainak abszolút szögeloszlását. Az  $L_{\gamma}$  vonalakat izotrópnak találtuk, kísérletileg is megerősítve saját és mások korábbi feltételezéseit. 2,58 MeV lövedék energiánál, ahol az  $L_{\beta}$  alhég be-

állítódása zérus (Vö. 2.2. ábra), valamennyi L vonal izotrópnak adódott. 1,0 MeV lövedék energián az  $L_{\beta}$  vonalra kapott anizotrópia megegyezett korábbi méréseink eredményével.

A mérőberendezést a fentiek szerint bemérve az ATOMKI 5MV-os Van de Graaff gyorsítóján előállított 2,4 MeV energiájú N nyalábot a  $30 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  vastagságú  $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  szén hátlapra párologtatott Au céltárgyra vezettük. Mivel a mérések nagyon hosszú (2,4 MeV N ionokkal 60 óra) nyalábidőt vettek igénybe, és a hosszú besugárzás alatt a céltárgy károsodhat és szennyeződhet, a berendezést úgy terveztük, hogy a röntgen sugárzás megfigyelési iránya könnyen, a vákuum-rendszer megbontása nélkül változtatható volt, és az alábbi mérési stratégiát alkalmaztuk. Egy-egy megfigyelési szögnél rövid (30 perc) ideig mérve felvettünk egy szögeloszlást, majd a detektort az először mért irányra visszaállítva ezt az eljárást többször megismételtük. A céltárgy szennyeződésének és roncsolódásának a mérésre gyakorolt hatását tovább csökkentendő, egy-egy céltárgyon mintegy 6-8 órán át végeztük a mérést, majd egy vele azonos vastagságú újabb céltárgyat alkalmaztunk. A mérés végén az ugyanazon irányban felvett röntgenspektrumokat és a hozzájuk tartozó szórt lövedék spektrumokat, összegeztük. A felvett röntgen és szórt részecske spektrumokat a 2.1. pontban leírt módon analizáltuk.

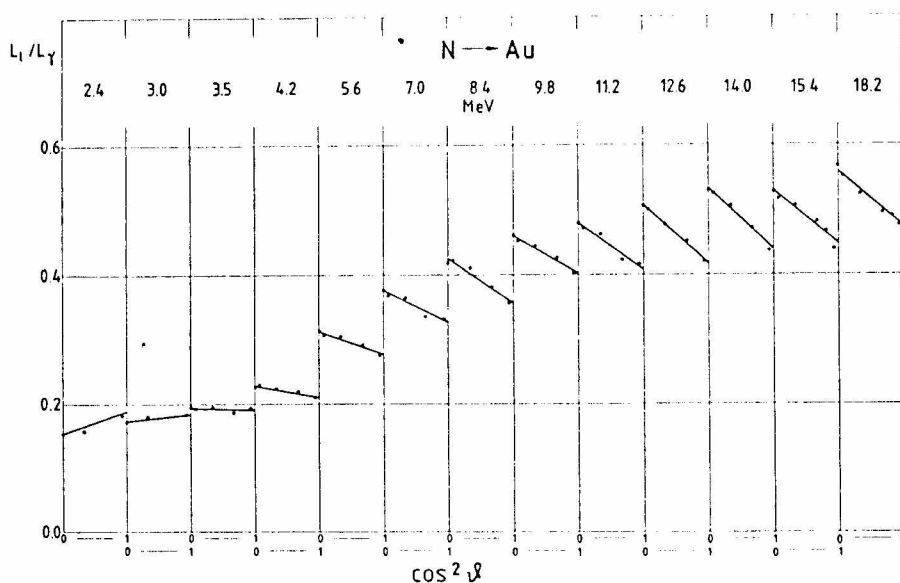
Az L röntgenvonalak intenzitását a szórt lövedékek számára normálva N lövedékek esetén is a különböző L vonalak

abszolút szögeloszlását határoztuk meg. Az  $L_\gamma$  vonalakat ez esetben is izotrópnak találtuk, kísérletileg igazolva ezzel a korábbi nehézionos mérések alapvető feltételezését. Az  $L_\gamma$  vonalak izotrópiája nehézion lövedékek esetén nem olyan triviális, mint például protonok esetén, mivel az L héjjal egyidejűleg az M- és N-héjak is ionizálódhatnak, és az ekkor kisugárzott szatellit vonalak elvileg lehetnek anizotrópok (Jam77, Cl82). A mért  $L_\ell$  és  $L_\alpha$  abszolút szögeloszlásából, valamint az  $L_\ell/L_\gamma$  intenzitásarány szögeloszlásából meghatározott anizotrópia értékek azonosnak adódtak.

Ezen mérésekből az  $A_2$  beállítódási paraméterre nagy pozitív érték ( $A_2 = + 0,47 \pm 0,09$ ) adódott, amely erős ellentmondásban van az elméleti leírásokból kapott ( $A_2 \sim -0,45$ ) értékkel. Az előző fejezetben leírt kísérleti berendezésen 2,4 MeV és 2,6 MeV C ionokkal elvégzett méréseink már jelezték ezt a pozitív beállítódást. Azok a mérések azonban nagyobb relativ lövedéksebességnek feleltek meg, és a beállítódásra a fentínél kisebb pozitív értékeket szolgáltatottak.

Ezen jelentős eltérés arra indított, hogy egy további következetes vizsgálatot végezzünk annak kísérleti megállapítására, hogy egyrészt egy adott lövedék esetén a beállítódás mint a lövedék sebességének függvénye hogyan változik, másrészt, hogy egy adott lövedéksebességnél a lövedékion töltésétől hogyan függ a beállítódás. Kísérleti berendezésünket ezért a Rossendorf-i Magfizikai Intézet Tandem gyorsító nyalábjára helyezve  $N^{2+}$  (3,0-9,8 MeV),  $N^{3+}$  és  $N^{4+}$

(14,0-18,2 MeV) ionokkal egy szisztematikus mérési soroza-  
tot végeztünk. A 3,0-18,2 MeV lövedék-energia tartományban  
1,4 MeV-es lépésekkel megmértük arany céltárgy L röntgen  
vonalainak szögeloszlását. A mért  $L_\ell/L_\gamma$  intenzitásarány  
szögeloszlásokat a 2.7. ábrán mutatom be, szemléltetve a  
mért anizotrópia változását. Az ábrán az előzőekben leirt  
2,4 MeV N ionokkal történt mérésből is bemutatom az  $L_\ell/L_\gamma$   
arány szögeloszlását. Az ábrán feltüntetett vonalak a mért  
adatokhoz illesztett (2.1) függvények, melyek a  $\cos^2 \theta$   
függvényében ábrázolva egyenesek.



2.7. ábra. Az  $L_\ell/L_\gamma$  intenzitásarány szögeloszlása N lö-  
vedékekkel gerjesztett arany céltárgy esetén.

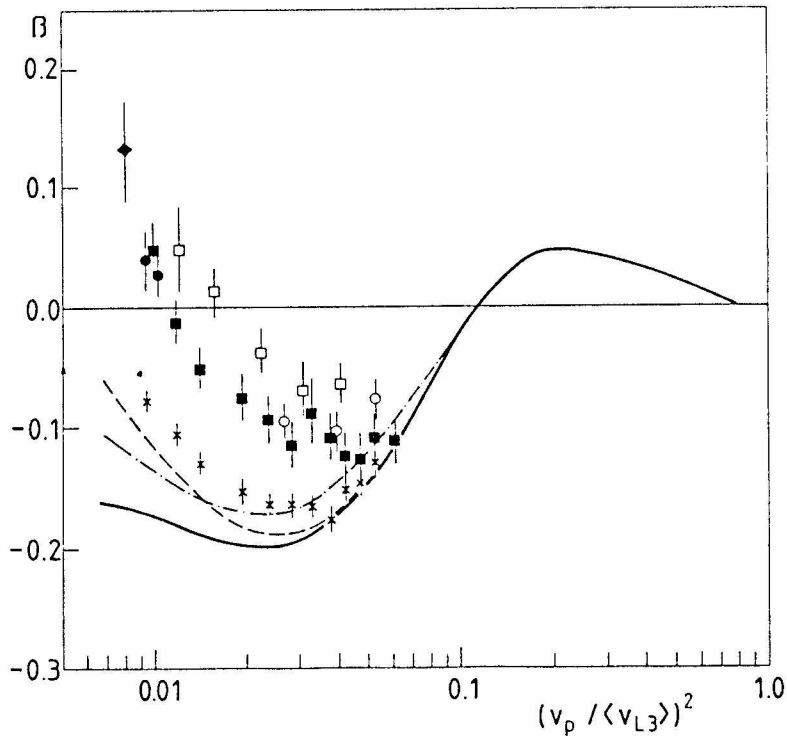
Nehezebb lövedékekkel létrehozott ionizáció esetén az L héjon lévő elektronnal egyidejűleg magasabb (M, N..) elektrónhéjakon lévő elektronok is ionizálódhatnak. Ha az L<sub>3</sub> alhéjon létrejön beállítódás, az L<sub>3</sub> lyuk betöltődésekor kisugárzott szatellit szerkezettel rendelkező röntgenvonalak szögeloszlása továbbra is a (2.1) alakú lesz, az anizotrópia paraméter viszont

$$\beta = \sum_{if} \epsilon_{if} \alpha_{if} k_i A_{2,i} \quad (2.9)$$

módon adható meg, ahol  $A_{2,i}$  a beállítódási paraméter az adott impulzusmomentumú kezdeti (i) (egy vagy több) lyuk-állapotban, az  $\alpha_{if}$  csatolási koefficiensek az adott kezdeti (i) és végállapotok (f) impulzusmomentumának függvényei, a  $k_i$  koefficiensek a röntgenátmenetek előtti lyukátrendeződések hatását veszik figyelembe, az  $\epsilon_{if}$  súlyfaktorok pedig az adott röntgenvonalhoz járulékot adó szatellitek relativ súlyát jellemzik. A (2.9) formula, amely egyszeres ionizáció esetén az (1.21) összefüggést adja vissza, arra hívja fel a figyelmet, hogy nehézion lövedékek esetén a mért anizotrópia paraméterből az L<sub>3</sub> alhéj beállítódása nem határozható meg egyértelműen, ha a többszörös ionizáció hatása jelentős.

Ezt a tényt figyelembe véve a 2.8. ábrán a mért szögeloszlásokból minden előzetes feltételezés nélkül az L<sub>ℓ</sub> vonalra adódó  $\beta$  anizotrópia paramétert tüntettem fel a lövedék sebességének függvényében. A telt négyszögek (■)

jelölik a jelen mérések eredményeit, ( $\blacklozenge$ ) szimbólummal je-  
lölt adat a 2,4 MeV N lövedékekre mért eredmény, a telt  
körök ( $\bullet$ ) a 2,4 MeV és 2,6 MeV energiájú C lövedékekkel ál-  
talunk mért adatok, az üres körök (o) illetve üres négy-  
szögek ( $\square$ ) Jitschin és munkatársainak (Ji81) C illetve Ne  
lövedékekkel mért eredményei. Az elméleti görbék a PWBA-HS  
(szaggatott vonal), a mi modellünk által adott eredmények



2.8. ábra. Arany céltárgy  $L_{\beta}$  röntgenvonalának anizotrópia paramétere C, N és Ne lövedékekkel létrehozott ionizáció során. A jelölések részletes leírását a szövegben adom meg.

(pont-vonal görbe) és Rösler és munkatársai által számított egzakt hiperbola lövedék-pályájú SCA eredmények (folytonos görbe). A feltüntetett elméleti görbéket az  $A_2$  paraméterek-



ből egyszeres ionizációt feltételezve számoltam.

Az adatoknak ez az elvileg korrektebb ábrázolása természetesen mit sem változtat azon a tényen, hogy az elméleti adatok erősen eltérnek a kísérleti eredményektől. Ugyanezen energia tartományban a fenti elméletek ésszerű leírását adták a teljes hatáskeresztmetszetek energia függésének, a beállítódási paraméterben viszont erős energiafüggő és a lövedék rendszámával növekvő eltérés tapasztalható, amely világosan mutatja, hogy az ionizáció alacsony lövedék sebességeknél nagyon érzékeny az elektronfelhő térbeli formájára és a beállítódás mérések az elméleti leírások érzékenyebb vizsgálatát teszik lehetővé.

A kísérleti eredmények és az elméleti leírás fenti nagy eltérését számos figyelembe nem vett folyamat okozhatja. Ezek közül az elektronbefogást, az ionizációs folyamat leírásában a magasabb rendű járulékokat és a többszörös ionizációt kell megvizsgálni.

Az elektronbefogás hatásának megbecslésére Berezhko és munkatársai (Be80b) elméletét használtuk. Feltételezve, hogy a lövedék K-héján van egy lyuk és így a lövedék elektronokat foghat be ezen állapotba a céltárgy  $L_3$  alhéjáról, az derül ki, hogy az elektron befogásnak lényeges szerepe csak nagyobb ( $v_p/v_{L3} > 0,2$ ) lövedék sebességeknél van.

A magasabbrendű járulékok hatását vizsgálandó alkalmaztuk Sarkadi és Mukoyama (Sa81) kétlépcsős lyukátrendeződési modelljét, de ez a modell sem változtatta meg lényeg-

gesen a beállítódásra vonatkozó eredményt.

A méréseinkben alkalmazott Si(Li) detektorok feloldóképessége nem teszi lehetővé az L röntgenvonalak szatellit szerkezetének feloldását. A nitrogén lövedékekkel gerjesztett röntgenspektrumokban azonban Si(Li) detektorral is jól megfigyelhető az L vonalak energiájának eltolódása a protonokkal gerjesztett vonalak energiájához képest. Ez azt jelzi, hogy az L lyukkal együtt néhány M lyuk is keletkezik (Pep75). Ezek az M lyukak módosíthatják a kísérleti adatok és az elméleti leírás összevetésénél lényeges szerepet játszó atomi paramétereket (fluoreszcencia hozamok, Coster-Kronig átmeneti valószínűségek). A szögeloszlásra pedig még közvetlenebbül is kihatnak az alábbi módon: Ha az  $L_3$  lyukkal egyidejűleg egy M lyuk is keletkezik, ez a két lyuk (két elektronnal azonos módon) különböző impulzusmomentumú állapotokká kapcsolódhat össze. Ha a különböző impulzusmomentumú állapotok energia felhasadása nagyobb, mint a természetes vonalszélesség (Par81), az  $L_\ell$  vonal határozott szatellit szerkezettel rendelkezik. Ezen szatellitek különböző mértékben anizotrópok, és a feloldatlan szatellit-komplex szögeloszlását a szatellitek szögeloszlásainak összegzésével kaphatjuk meg.

A többszörös ionizáció ezen hatásának vizsgálatára elvégeztük a következő becslést. Tegyük fel, hogy az  $L_3$  lyukakkal egyidejűleg egy-egy M lyuk is keletkezik, és ezen M lyukak statisztikus eloszlásúak. Elvégezve a fent leírt szatellit vonalakra vonatkozó összegzést azt kapjuk,

hogy az  $L_\ell$  vonal szögeloszlása továbbra is (2.1) alakú, és az anizotrópia paraméter az  $L_3$  alhéj  $A_2$  beállítódási paraméterével az (1.21) kapcsolatban van, de az paraméter a szatellitok kezdeti és végállapotai impulzusmomentumának bonyolult függvénye, függ továbbá a különböző  $M$  alhéjak relativ ionizációs valószínűségétől is. Az  $M$  alhéjak relativ ionizációs valószínűségeit az egyes alhéjakon lévő elektronok relativ számával közelítve azt kapjuk, hogy a két-lyuk állapotra vonatkozó  $\alpha$  közelítőleg 0.3 szorosa az egy-lyuk állapotbeli értéknek. Ez a becslés sem ad azonban magyarázatot a kísérletekben tapasztalt pozitív anizotrópia értékre. Az  $L_3$  lyukkal egyidejűleg  $M$  alhéjakon keletkezett lyukak statisztikus eloszlása azonban nem jó közelítés, hiszen a kétszeres KL ionizáció során megfigyelt (Jam77) nem statisztikus  $L_3$  lyukeloszlás analógiájára, a mélyen az  $M$  héj belsejében lejátszódó kétszeres LM ionizáció az  $M_{3,4,5}$  alhéjakon nem statisztikus lyukeloszlást hozhat létre.

A többszörös ionizáció hatását egzaktabbul figyelembe vevő modell kidolgozásában Jitschin és munkatársai (Ji84) és Papp Tibor (Pa85), ért el további eredményeket, amelyek a fentiekkel kvalitatíve azonos következtetésre vezettek, de a pozitív anizotrópiát nem magyarázzák meg.

Az ionizációs folyamat magasabb rendű járulékoknak pontosabb figyelembe vétele viszont eredményre vezetett, mert Sarkadi (Sa86) másodrendű SCA számításai a kísérleti adatokkal egyező eredményt adtak.

### 3. LÖVEDÉKIONOK H- ÉS He-SZERÜ 2P ÁLLAPOTAINAK BEÁLLITÓDÁSA

Az előző fejezetben láttuk, hogy ionizált atomok esetén a kibocsátott röntgensugárzás hogyan tükrözi az ütközési folyamatban létrejövő beállítódást, és a beállítódásra vonatkozó mérések milyen kihívást jelentettek az elmélet számára. A nehezebb lövedékionokkal végzett kísérleteink során nyert kísérleti adatok értelmezése pontosabb elméletek kidolgozására vezetett, de a kísérleti szögeloszlásnak az elméleti számításokkal való összevetése kétszeres ionizáció esetén is meglehetősen komplikált és áttételes. Ha közelítünk a szimmetrikus ütközési tartományhoz (a lövedék nem sokkal könnyebb, mint a céltárgy) a probléma sok-elektron (vagy soklyuk) jellegénél fogva nagyon komplikált lesz.

A beállítódásra és a szögeloszlás (polarizáció) viszonyításának problémája ismét kezelhető méretűvé válik, ha az atomot olyan mértékig ionizáljuk, hogy egy nehézion csupán egy vagy két elektronnal rendelkezik. Ezzel pedig már el is jutottunk a gyorsítókra alapozott atomfizika két fontos kutatási témájához: (1) a lövedékion spektroszkópia és (2) a meglökött ionok spektroszkópiája területére.

Lövedékion spektroszkópián az angol szakirodalomban "beam-foil spectroscopy"-nek nevezett területet értem, azaz amikor egy gyors ionnyaláb ionjai vékony fólián történő áthaladás révén kerülnek sokszorosán ionizált gerjesztett ál-

lapotba, és a legerjesztődésükkor kibocsátott sugárzást vizsgáljuk. Meglökött ionok spektroszkópiáján az angol szakirodalom "recoil ion spectroscopy" kifejezésének megfelelő területet értem, amikor a céltárgy rendszámánál sokkal nagyobb rendszámú lövedékekkel ionizáljuk a gáz halmazállapotú céltárgy atomjait, és a céltárgyion sugárzását vizsgáljuk.

Ebben a fejezetben a nehéz lövedékionok H- és He-szerű 2P állapotainak beállítódására vonatkozó kutatási eredményeimet foglalom össze. A következő fejezet a meglökött ionok H- és He-szerű 2P állapotainak beállítódásával foglalkozik. Maga a lövedékion spektroszkópia a gyorsítóra alapozott atomfizikán belül is önálló tudományág, és még nagyon vázlatos áttekintése is meghaladja egy disszertáció kereteit (Ba76, Kn82). Ezért csak a saját vizsgálataink szempontjából fontos előzmények rövid áttekintésére van módom.

Miként az előző fejezetben tárgyalt ionizált céltárgy atomoknál, úgy a lövedékionok által kibocsátott röntgensugárzás szögeloszlását és polarizációját is a gerjesztett állapot beállítódása, azaz egy adott  $j$  impulzusmomentumú állapot mágneses alállapotainak  $(jm)$  relativ betöltöttsége határozza meg. Ezen mágneses alállapotok betöltési hatáske- resztmetszetei  $(\sigma(jm) = \sigma_m)$  az elméleti leírások érzékeny próbái. Lövedékionok esetén egy további fontos gyakorlati szempont, hogy a spektrum domináns vonalainak anizotrópiája és polarizációja olyan nagymértékű is lehet, hogy (különösen polarizációérzékeny kristályspektrométerekkel mérve) az in-

tenzitásméréseknél is nagyon fontos figyelembe venni azt.

Ellsworth és munkatársai (E177)  $6 < Z < 9$  lövedékionokat He gáztargeten való áthaladással gerjesztve és a kibocsátott K röntgensugárzás (2p - 1s elektron átmenetek) szögeloszlását proporcionális számlálóval mérve kimutatták, hogy a sugárzás jelentősen anizotróp, tükrözve a H- (2p) és He-szerű (1s2p) állapotok nagy beállítódását. Fenti szerzők (E179) He gázon történt áthaladással gerjesztett O lövedékionok H- (2p-1s) és He-szerű (1s2p - 1s<sup>2</sup>, 1s3p - 1s<sup>2</sup>) vonalainak polarizációját közvetlenül is meghatározták egy sikkristályos röntgen polariméter alkalmazásával.

Berezhko és Kabachnik (Be80b) feltételezte, hogy a fenti folyamatokban a gerjesztett állapotok a céltárgy 1s elektronjainak a lövedék 2p állapotába történő befogásával keletkeznek. Az elektronbefogási hatáskeresztmetszeteket az OBK modellben kiszámítva F lövedék és Ar illetve He céltárgy esetén az Ellsworth és munkatársai (E177) által mért kísérleti értékekkel jó egyezést kapott. Berezhko és Kabachnik (Be80b) számolásai erősen aszimmetrikus esetben (kis rendszámú céltárgy 1s héjáról nagy rendszámú lövedék 2p héjára történő elektronbefogás) a beállítódásnak a lövedéksebességtől való függésében egy jellegzetes rezonanciaszerű viselkedést jósolnak. Ezt az elméleti előrejelzést kísérleti eredményekkel, azok hiánya miatt, nem vethették össze.

Church és munkatársai (Ch82) alkalmaztak először kristályspektrométert szögeloszlás mérésre, amikor vékony szén-

fólián áthaladó 2 MeV/amu S ionok  $1s2p(^1P_1) - 1s^2(^1S_0)$  és  $1s2p(^3P_1) - 1s^2(^1S_0)$  He-szerű vonalainak szögeloszlását határozták meg. Adataik jó egyezésben voltak Reading és Ford (Re81) OHCE közelítésben végzett számításaival, amelyben feltételezték, hogy ezen állapotok elsősorban a szén céltárgy  $1s$  elektronjának a H-szerű ( $1s$ ) S ionok  $2p$  héjára történő befogásával keletkeznek. A kísérleti adatok az OBK számolásoktól eltérő eredményt adtak. Meg kell jegyezni azonban, hogy ezen lövedékion, lövedékenergia és céltárgy kombináció esetén az OHCE, az OBK és a BA egymáshoz közeli értékeket ad.

Számos munka foglalkozik szilárd testekben haladó vagy azok felületéről kilépő ionok állapotainak betöltöttségét meghatározó folyamatok vizsgálatával, ennek ellenére több nyitott, vitás kérdés létezik (Bet84). A fólia felületét elhagyó lövedék elektronokat hurcol magával folytonos, vagy magasan fekvő (Rydberg) állapotokban. Ezen Rydberg elektronok kaszkádfolyamatokkal alacsonyan fekvő (röntgen) állapotokba jutván úgy jelennek meg, mint rövid életű ( $10^{-12}$ - $10^{-14}$  sec) állapotokból történő "késleltetett" röntgenemisszió. A késleltetetten kisugárzott röntgenvonalak fontos felvilágosítást adnak a Rydberg állapotok betöltöttségére vonatkozóan, de a direkt folyamatban létrejött állapotok csillapodásakor kibocsátott sugárzás polarizációjára vonatkozó hatásukat is figyelembe kell venni.

A fóliával történő gerjesztés esetén a fólia felülete

nagyon fontos szerepet játszik a legkülső héjak gerjesztése során (Ma76). Magasan gerjesztett állapotok esetén a fóliafelületnek a nyaláb irányával bezárt szöge befolyásolja a gerjesztett állapotok beállítódását. Belső héjak esetén általában az ütközés atomi jellege dominál a szilárdtest vagy felületi effektusokkal szemben, a fóliafelületnek a hosszabb életidejű állapotokra (pl.  $1s2p\ ^3P_1$ ) való hatása azonban természetesen vetődik fel, és eddig még nem vizsgálták meg.

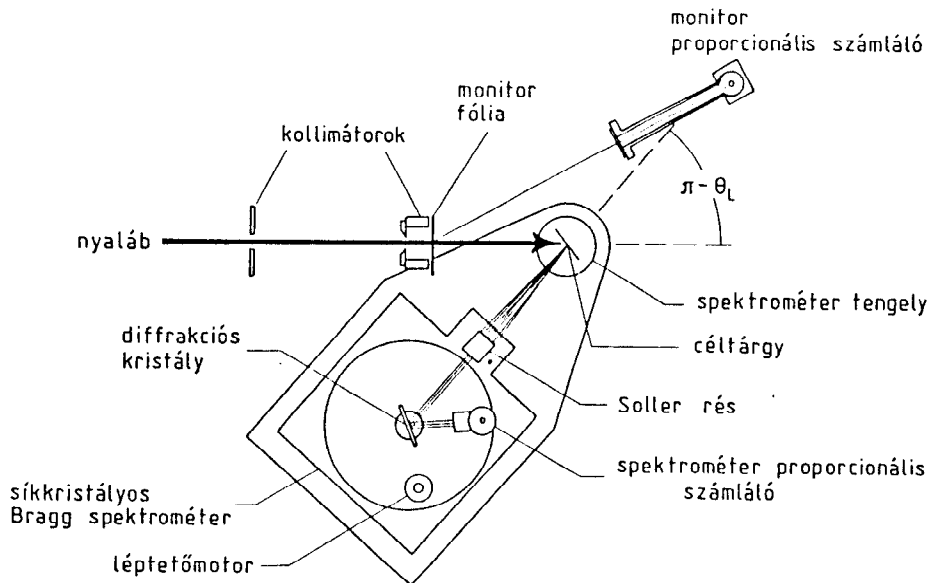
Munkánk elsődleges célja az volt, hogy olyan tartományban határozzunk meg kísérleti adatokat, ahol az elméleti számolások eredményeivel való összevetéssel érzékenyebben vizsgálhatjuk az elméleti modellek teljesítőkéességét. A késleltetett emisszió és a fóliafelület hatásának vizsgálatát ezen folyamatoknak a mért polarizációt befolyásoló hatása indokolta.

A következőkben a kísérleti berendezés leírását követően 2,0 MeV/amu Mg ionok szénfólián történő áthaladása során kibocsátott H- és He-szerű  $2p - 1s$  átmenetektől származó röntgenvonalakra vonatkozó szögeloszlásmérések eredményeit ismertetem. Majd különböző energiájú S lövedék He-szerű vonalai polarizációjának meghatározását és a polarizációból nyert beállítódásnak a lövedék energiájától való függését hasonlítom össze az elméleti modellekkel. Végül a rövid életidejű állapotok késleltetett emissziójára vonatkozó eredményeket foglalom össze.



### 3.1. A kísérleti berendezés és a kísérleti módszer leírása

A Texas A&M University változtatható energiájú nehézion ciklotronán előállított 48 MeV-es  $Mg^{3+}$  nyalábot a szórókamra középpontjában elhelyezett, a nyaláb irányára merőleges tengely körül elforgatható vékony ( $50 \mu g/cm^2$ ) szén céltárgyra fókuszáltuk. A fólián áthaladó H- és He-szerű Mg lövedékek spektrumát egy, a céltárgy forgási tengelye körül a nyaláb síkjában elforgatható cikkristályos Bragg-spektrométerrel mértük.



3.1. ábra. A Mg lövedékionok K röntgensugárzása szögeloszlásának mérésére használt kísérleti berendezés vázlatos rajza.

A spektrométer megfigyelési irányát  $30^{\circ}$  és  $160^{\circ}$  között változtattuk. A Mg lövedékek által kibocsátott röntgensugárzás egy  $0,013$  cm lemeztávolságú Soller réssel kollimálva, majd az ammonium-dihidrogén-szulfát (ADP) sikkristály által visszaverve egy második Soller résen és egy  $530 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  Mylar fólián át jut egy 10% argon, 90% metán gázkeveréket alkalmazó gázcirkulációs proporcionális számlálóba.

Az egyes irányokban mért intenzitások normalizálását két lépésben végeztük. A lövedéknyaláb töltésének mérését használtuk közelítő normalizásra, azaz hogy minden szögnél azonos statisztikájú adatokat nyerjünk. A spektrum felvételével egyidejűleg egy, a kristályspektrométerben alkalmazottal azonos, rögzítetten elhelyezett proporcionális számlálóval mértük a céltárgynál, illetve egy, a céltárgy előtt  $10$  cm-re elhelyezett  $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  szénfóliánál a Mg lövedékek által kibocsátott röntgenintenzitást, és a spektrumot erre normáltuk.

A spektrométerben és a monitorként alkalmazott proporcionális számláló jeleit két, szokásos egységekből (előerősítő, lineáris erősítő, alapvonal visszaállító, egycsatornás analizátor) felépített elektronikai rendszerrel dolgoztuk fel. A monitor jeleit egy spektrométer-vezérlő egységbe vezettük, amely automatikusan változtatta a kristály reflexiós szögét, amikor a monitor számlálóban a beállított normalizációs beütésszámot elértük. Az egyes kristály-

pozíciókban mért beütésszámokat CAMAC vonalon küldtük a VAX 11/780 adatgyűjtő számítógéphez, ahol eltárolva a spektrumokat a mérés után analizáltuk azokat.

A spektrumok analizálására egy lineáris háttérre szuperponált Voigt függvényeket (Lorentz-függvénnyel konvolvált Gauss-függvény) alkalmazó illesztő programot használtunk, amely a mért spektrumhoz súlyozott legkisebb négyzetek módszerével illesztette a fenti függvényeket.

A mérőberendezés forgásszimmetriájának ellenőrzésére megmértük vékony ( $150 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ) Al céltárgy 5,5 MeV-es He és 48 MeV-es  $\text{Mg}^{3+}$  ionokkal gerjesztett K röntgensugárzásának szögeloszlását. A He lövedékekkel gerjesztett spektrum domináns  $K_{\alpha}$  vonala izotróp és polarizálatlan. A Mg lövedékekkel gerjesztett spektrumban a szatellit vonalak dominálnak, amelyek elvileg lehetnek anizotrópok (Jam77), a teljes intenzitás azonban izotrópnak és polarizálatlanak várható. A He lövedékekkel mért  $K_{\alpha}$ , illetve a Mg lövedékekkel mért teljes K spektrum a 3 %-os statisztikus hibán belül izotrópnak adódott, azaz a rendszer geometriai aszimmetriája ezen hibahatár alatt van.

A 3.1. ábrán feltüntetett kísérleti berendezéssel mért szögeloszlás az elméleti áttekintésben leírtaknak és definiáltaknak megfelelően

$$I(\theta) = (I_0/4\pi) R \varepsilon \Omega (1 - (1/2) \beta (1 - 3Q) + (3/2) \beta (1 - Q) \cos^2 \theta), \quad (3.1)$$

módon adható meg, ahol  $I_0$  a teljes kisugárzott intenzitás,  $R$  a kristály reflektivitása,  $\varepsilon$  illetve  $\Omega$  a detektor hatásfoka

illetve térszöge,  $Q$  a kristály polarizáció érzékenysége,  $\beta$  a sugárzás anizotrópia paramétere.

Céltárgyatomok sugárzásának mérése esetén az  $\varepsilon$ ,  $\Omega$ ,  $R$  és  $Q$  mennyiségek a detektálási iránytól független állandók, és a mérendő  $\beta$  paramétert úgy kaphatjuk meg, hogy a mért szögeloszláshoz a (3.1) függvényt illesztjük az  $I_0$ -t és  $\beta$ -t illesztési paraméterként kezelve. A  $Q$  polarizáció érzékenység alapvető szerepet játszik, és értékét ismerünk kell a  $\beta$  meghatározásához.

Ha lövedékionok sugárzását mérjük, a lövedék rendszerében érvényes (3.1) formulát a laboratóriumi rendszerbe kell transzformálni, és a mért szögeloszláshoz a transzformált függvényt kell illeszteni. A transzformáció hatását a detektálási irányra, a térszögre, és a megfigyelt röntgenenergiára (Doppler-eltolódás) és ennek következtében a hatásokra könnyen figyelembe vehetjük. A Doppler-eltolódásnak a reflektivitásra és a polarizációérzékenységre gyakorolt hatását bonyolítja, hogy ezen mennyiségeknek a röntgenenergiától való függése nem ismert pontosan. A transzformált (3.1) függvényben a hatások, a reflektivitás és a polarizációérzékenység nem állandó szorzótényezők, hanem a Doppler-eltolódás következtében a detektálási irány függvényei, és így a szögeloszlás függvényalakját befolyásolják. A kristály reflexiós tulajdonságainak ismerete így alapvető fontosságú és a kristállyspektrométeres mérések egyik legfőbb nehézsége.

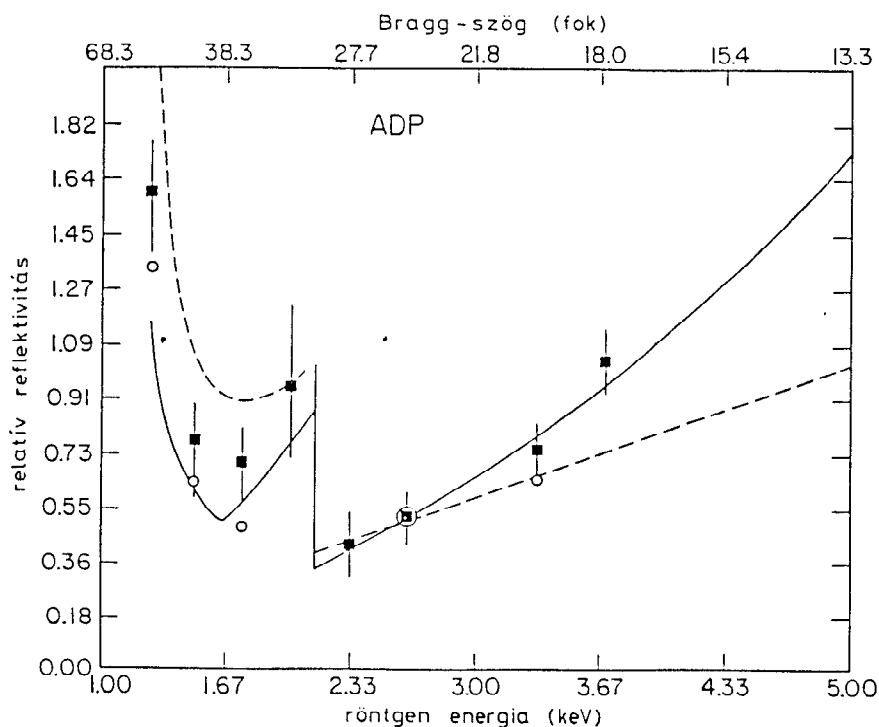
A vizsgálatainkban alkalmazott ADP kristály reflexiós tulajdonságait ezért külön megvizsgáltuk. A kristály reflexiós tulajdonságai készítési és kezelési módjától is függhetnek, így kísérleti vizsgálatuk szükséges. Természetesen a kristálydiffrakció elmélete fontos útmutatást ad. Elméletileg (War69) két esetet különböztethetünk meg: (1) perfekt kristályok ( $10^{-5}$  mm-nél nagyobb elemi kristályszigetek) és (2) mozaik kristályok ( $10^{-5}$  mm-nél kisebb elemi kristályszigetek), és ezen esetekre a reflektivitás és a polarizáció érzékenység elméletileg meghatározható (Wa69, Cl82). Tényleges kristályok reflexiós tulajdonságainak ezen szélső eseteknél jobb leírását nyerhetjük azonban, ha a perfekt és mozaik modellben figyelembe vesszük a kristályanyag abszorpcióját (Wan82). Ezen kristálymodelleket a továbbiakban perfekt kristály abszorpcióval (PCA) illetve mozaik kristály abszorpcióval (MCA) elnevezéssel jelöljük.

A kristályok reflexiós tulajdonságainak kísérleti meghatározása a reflektivitás és a polarizáció-érékenység mérését jelenti a röntgenenergia függvényében. A polarizáció-érékenység mérése egy ismert mértékben polarizált és változtatható energiájú röntgensugárzást biztosító sugárforrást kíván. Az atomfizikai kutatásokban egyre nagyobb szerepet játszó szinkrotronsugárzás éppen ilyen tulajdonságokkal rendelkezik, méréseinkhez azonban ilyen nem állt rendelkezésre.

A reflektivitás meghatározása egyszerűbb, mivel nem kíván bonyolult sugárforrást, és a kísérleteinkben használt ADP kristály reflektivitását lényegében a szögeloszlásmérésekhez használt kísérleti elrendezésben határozhattuk meg. Céltárgyként a nyaláb irányához képest  $45^{\circ}$ -kal elforgatott vastag Mg, Al, Si,  $\text{Li}_2\text{SO}_4$ , P, KCl és CaO tablettákat használva 5,5 MeV energiájú He ionokat vezettünk a fent leírt szórókamrába. A monitor proporcionális számlálót  $165^{\circ}$  irányba, a spektrométert  $105^{\circ}$  irányba állítva a fenti céltárgyak K röntgenspektrumát a kristályspektrométerrel és a monitor számlálóval egyidejűleg mértük. A kristályspektrométerrel a monitor számlálóhoz képest mért relatív intenzitás a két detektor relatív térszögétől és a kristály reflexiójától függ. A relatív intenzitásokat rögzített geometriában a fenti céltárgyakra meghatározva a kristály reflektivitásának energiafüggése meghatározható.

A mért reflektivitás értékek (telt négyzetek) a 2,66 keV ( $\text{Cl } K\alpha$ ) röntgenenergiánál mért pontra normálva a 3.2. ábrán láthatók, ahol a McKenzie (Ke76) által mért (üres körök) és a PCA (kihúzott vonal) és MCA (szaggatott vonal) modellek által adott elméleti értéket is feltüntettem. A kísérleti adatok összességében a PCA modellel adnak jobb egyezést.

A reflektivitás és a polarizációérzékenység alapvető fontossága miatt a fenti mérés mellett az alábbi eljárással is megvizsgáltuk a kristály reflexiós tulajdonságait. Az a hátránnyként feltűnő tulajdonság, hogy lövedékionok sugárzásának mérése esetén a reflektivitás és a polarizáció-érzé-

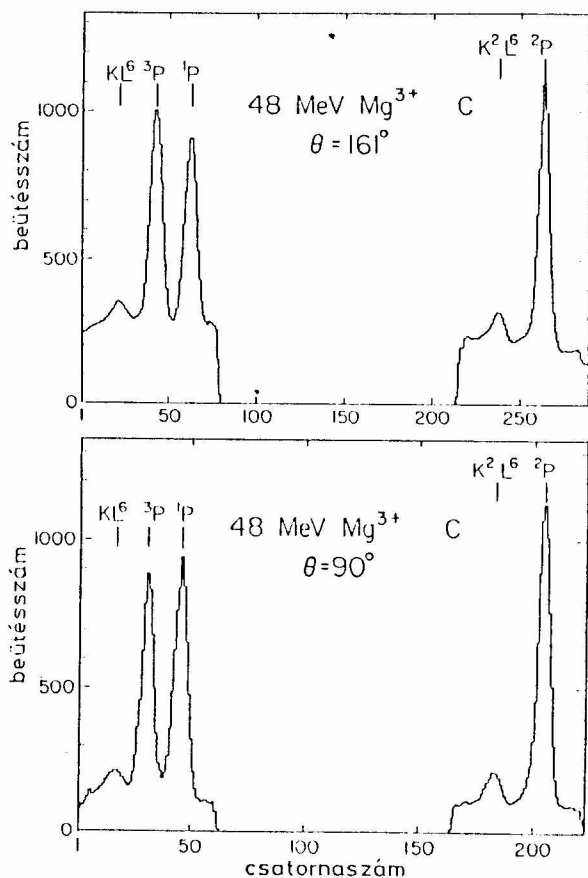


3.2. ábra. Az ADP kristály mért relatív reflektivitása.

kenység a Doppler-eltolódás következtében a szögeloszlás függvényalakját befolyásolják, előnnyé tehető, ha észrevesszük, hogy ezáltal magából a szögeloszlás alakjából következtethetünk a kristály reflexziós tulajdonságaira. A mért szögeloszlásokhoz a laboratóriumi rendszerbe transzformált (3.1) függvényt úgy illesztettük, hogy minden szögeloszlás esetén két illesztést csináltunk, egyik esetben a PCA, a másikban az MCA modellt használva a reflexiós tulajdonságok leírására. Mint a következő fejezetben látni fogjuk, a PCA modell minden esetben a kísérleti eredmények jobb leírását adta.

### 3.2. 48 MeV-es Mg lövedékekre vonatkozó eredmények

A 3.3. ábrán  $50 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  szénfólián áthaladó 48 MeV-es H- és He-szerű Mg lövedékek  $90^\circ$  és  $161^\circ$  megfigyelési irányokban felvett spektruma látható.



3.3. ábra.  $50 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  szénfólián áthaladó 48 MeV-es H- és He-szerű Mg lövedékek spektruma.

A spektrumban csak a mérések szempontjából fontos vonalak tartománya látható, a közbenső tartományokon a spektrométert mérés nélkül mozgattuk át. A  $1P$ ,  $3P$  és  $2P$

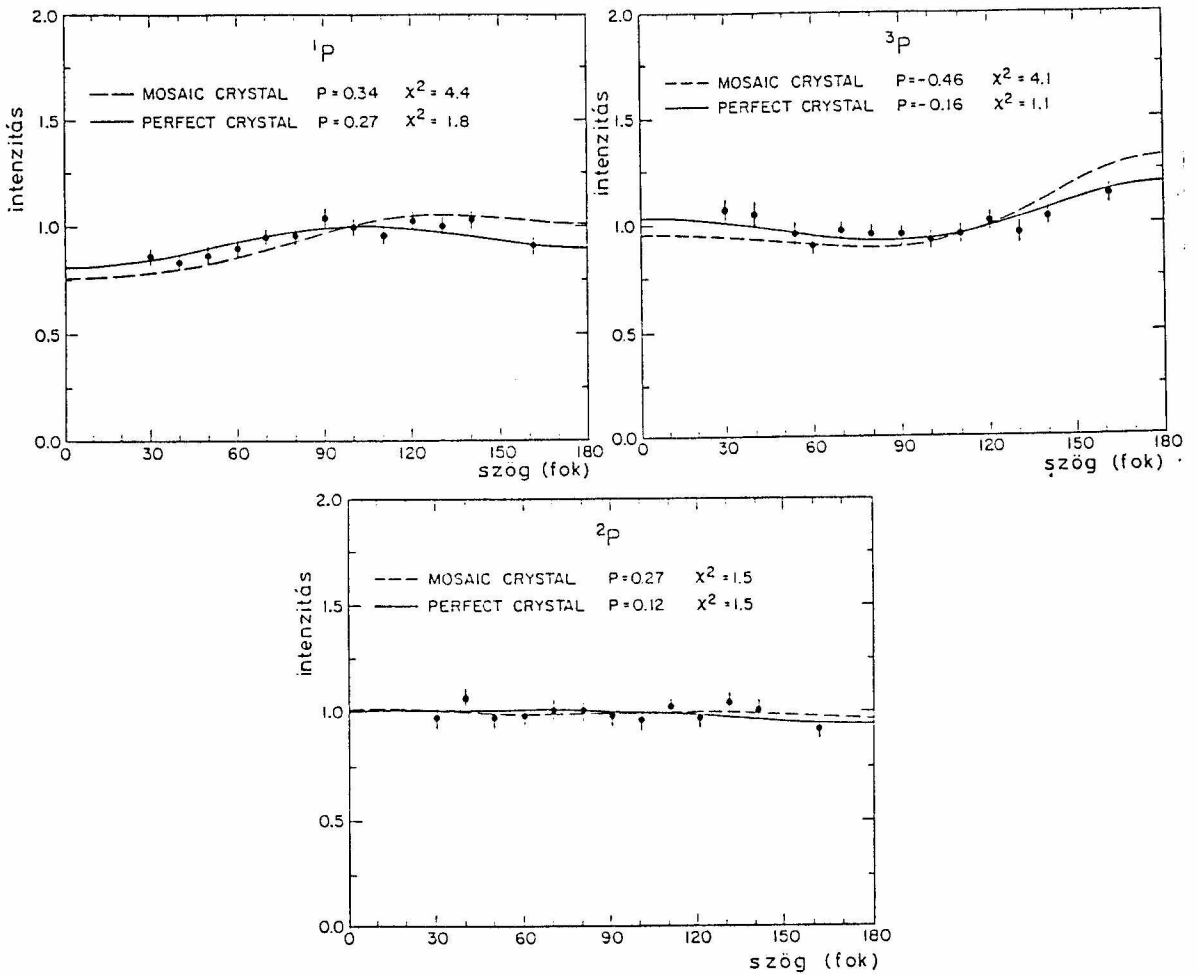


módon jelölt vonalak a He-szerű  $1s2p(2^1P_1)-1s^2(1^1S)$  és  $1s2p(2^3P) - 1s^2(1^1S_0)$  illetve a H-szerű  $2p(2^2P)-1s(1^2S)$  átmeneteket jelölik. A  $KL^6$  és a  $K^2L^6$  vonalak Li-szerű, illetve kétszeresen gerjesztett He-szerű átmenetek. A spektrumokban a  $^3P/{}^1P$  intenzitásarány változása a legnyilvánvalóbb.

A 3.4. ábrán a  ${}^1P$ ,  ${}^3P$  és  ${}^2P$  vonalak mért szögeloszlásai és az illesztett (3.1) elméleti görbék láthatók. Az illesztésekből és a feltüntetett  $\chi_r^2$  értékekből jól láthatóan, a PCA kristálymodell feltételezésével kapott illeszkedések a jobbak, megjegyezve, hogy a  ${}^2P$  vonal esetén az illesztés nem érzékeny a kristálymodellre.

Az ábrán az illesztésből kapott polarizációértékeket is feltüntettem. Az elméleti áttekintés (1.29) formulái alapján belátható, hogy a  ${}^3P$  és  ${}^1P$  vonalak polarizációját ugyanazok a  $\sigma_0/\sigma_1$  hatáskeresztmetszet hányadosok határozzák meg, ahol  $\sigma_0$  illetve  $\sigma_1$  a heliumszerű  $1s2p(m=0)$  illetve  $1s2p(m=1)$  elektronállapotok létrejöttének hatáskeresztmetszetei. A  ${}^3P$  és  ${}^1P$  vonalak mért polarizációjának ezért ugyanazon  $\sigma_0/\sigma_1$  hányadost kell eredményeznie. A  ${}^3P$  és  ${}^1P$  vonalak polarizációjából a PCA modell feltételezésével kapott értékek jól egyeznek ( $\sigma_0/\sigma_1({}^3P) = 1,76 \pm 0,21$ ,  $\sigma_0/\sigma_1({}^1P) = 1,76 \pm 0,16$ ), amíg az MCA modell alapján kapott értékek eltérnek: ( $\sigma_0/\sigma_1({}^3P) = 4,41 \pm 0,26$ ,  $\sigma_0/\sigma_1({}^1P) = 2,03 \pm 0,18$ ).

A  ${}^2P$  polarizációjából meghatározott  $\sigma_0/\sigma_1$  hatáskeresztmetszet hányadosok a  $2p(m=0)$  és  $2p(m=1)$  hidrogénszerű

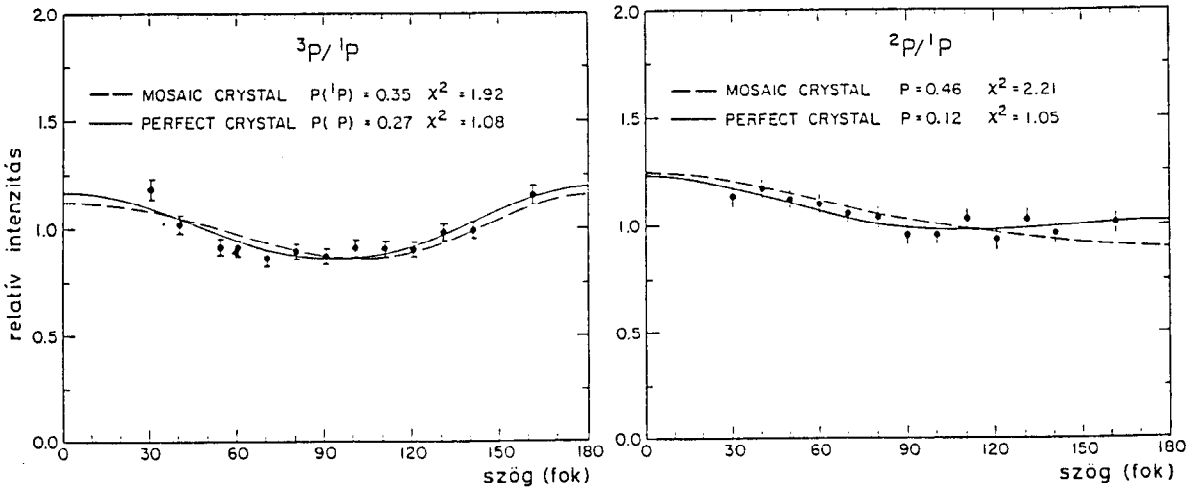


3.4. ábra. Mg lövedék  $1P$ ,  $3P$  és  $2P$  vonalainak mért szög-eloszlásai és az illesztett (3.1) elméleti görbék.

elektronállapotok létrehozására vonatkoznak. Ezek a hatáskeresztmetszetek elvileg különbözhetnek a  $3P$  és  $1P$  vonalak polarizációjából meghatározható hatáskeresztmetszet hányadosoktól, gyakorlatilag azonban az  $1s$  elektron jelenléte ez utóbbi hatáskeresztmetszeteket nem változtathatja meg drasztikusan. Összehasonlítva a  $2P$  polarizációjából meghatározott hányadosokat ( $\sigma_0/\sigma_1(\text{MCA}) = 5,4 \pm 0.40$ ,  $\sigma_0/\sigma_1(\text{PCA}) = 2,0 \pm 0.20$ ), a  $1P$  és  $3P$  polarizációjából kapott értékekkel,

a PCA modell eredményei ésszerű egyezésben vannak, amíg az MCA modellel kapott eredmények indokolatlanul eltérőek.

A mérési adatok konzisztenciája még egy módon ellenőrizhető. A  $^3P/{}^1P$  és  $^2P/{}^1P$  intenzitásarányok az abszolút intenzitásoknál pontosabban mérhetők, és szögeloszlásuk külön is analizálható. A  $^3P/{}^1P$  hányados esetén felhasználhatjuk a két vonal polarizációja közötti összefüggést és csak az egyik vonal polarizációját használjuk illesztési paraméternek. A  $^2P/{}^1P$  hányados esetén a  ${}^1P$  polarizációjának mért értékét felhasználva csak a  ${}^2P$  polarizációját illesztjük.



3.5. ábra. A mért  $^3P/{}^1P$  és  $^2P/{}^1P$  szögeloszlások és az adatokhoz illesztett elméleti görbék.

A 3.5. ábrán a mért  $^3P/{}^1P$  és  $^2P/{}^1P$  intenzitásarányok és a fenti módon illesztett (3.1) görbék láthatók.

Ismét megállapíthatjuk, hogy a PCA modellel jobb illeszkedés érhető el, mint az MCA modellel, és a PCA modellel nyert eredmények összhangban vannak az abszolút szögeloszlásokból nyert értékekkel, míg az MCA modell a  $^2P/{}^1P$  intenzitásarány esetén az elvileg egyáltalán lehetséges  $P({}^2P) = 0,43$  ( $\sigma_0 = 0$  !) polarizációnál is nagyobb értéket ad.

Ezen meglehetősen részletes és hosszadalmas analízis konklúziójaként megállapíthatjuk, hogy a méréseinkben használt ADP kristály reflexiós tulajdonságait a PCA kristálymodell írja le helyesen, és a továbbiakban ezen modellel nyert polarizációértékeket használjuk.

A céltárgyfólia felületét Rydberg-elektronokat hordozva elhagyó lövedékionok késleltetett röntgensugárzása a szögeloszlásmérések szempontjából zavaró háttérfolyamatot jelent. A késleltetett röntgensugárzás a mérési eredményeket kétféleképpen befolyásolhatja: (1) A késleltetett sugárzás a céltárgy mögött, a kiterjedt térfogatban sugárzódik ki, így a különböző megfigyelési irányokban a spektrométer más-más sugárzási térfogatot érzékel. (2) Kézenfekvő feltenni, hogy a hosszú kaszkádfolyamat végeredményeként kisugárzott késleltetett röntgensugárzás polarizálatlan és anizotróp járulékot ad a mérendő polarizált sugárzáshoz, és így módosítja a mért polarizációt.

Ezen kaszkádfolyamatok hatásának vizsgálatára megmértük a késleltetett sugárzás intenzitásának a teljes intenzitáshoz viszonyított arányát. A kristályspektrométert  $90^\circ$  megfigyelési irányba állítva és a céltárgyat a nyaláb irányára

merőlegesen állítva a spektrométer nem érzékeli a fóliában vagy annak közvetlen felületén kibocsátott sugárzást, hanem csak a fólia mögött kibocsátott késleltetett sugárzást. Ezen elrendezésben a Soller kollimátort különböző mértékben letakarva a  $^1P$ ,  $^3P$  és  $^2P$  vonalak intenzitása a fólia mögötti távolság függvényében (csillapodási görbe) megmérhető.

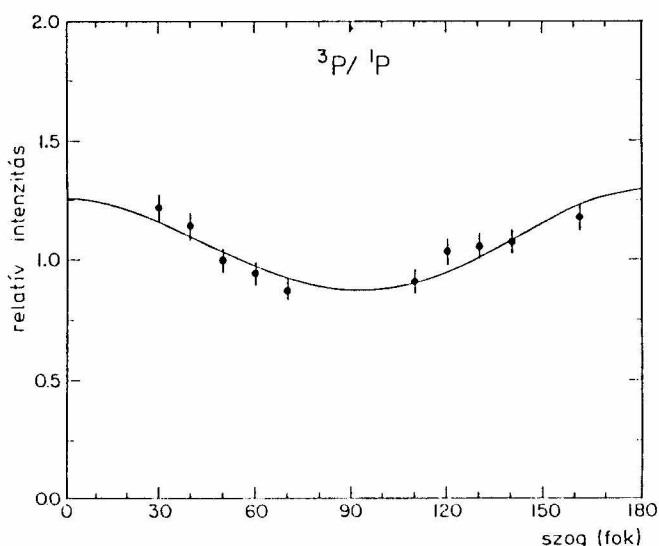
Ezen mérésekkel megállapítottuk, hogy a fólia mögött 4mm-nél ( $\sim 2$ ns repülési idő) távolabb kisugárzott intenzitás a teljes intenzitáshoz 1 %-nál kevesebbel járul hozzá, a késleltetett sugárzás teljes járuléka viszont 6-8 %-os. Ez azt jelenti, hogy spektrométerünk minden pozícióban gyakorlatilag a teljes sugárzási térfogatot érzékeli, a mért polarizációt viszont korrigálni kell a késleltetett sugárzás járulékára. A szögeloszlást leíró formulákból egyszerű matematikai átalakításokkal kapjuk, hogy a korrigált  $P_c$  polarizációt az illesztésből nyert  $P$  polarizációból a

$$P_c = \frac{1 + k}{1 + (1/3)kP} P,$$

formulával kaphatjuk meg, ahol  $k$  a késleltetett sugárzás és a teljes intenzitás hányadosa. Ez a korrekció az illesztésekből kapott polarizációértékeket 5-7 %-kal módosította.

A céltárgyfelületnek a lövedéknyaláb irányához viszonyított helyzete elvileg hatással lehet a lövedékionok beállítódására ("Tilted-foil effect" (Ma76)). A fenti méréseket a lövedéknyaláb irányához képest  $45^\circ$ -ban elforgatott  $50 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  szén céltárgyakon végeztük. Az a tény, hogy

a szögeloszlásokat a (3.1) függvényalakokkal jól leírtuk, jelzi, hogy a céltárgyfelület irányának szerepe kicsi. (Ha a felület irányának lényeges szerepe lenne, a szögeloszlás alakja módosulna.) Mivel azonban a szögeloszlás interpretációja eléggé bonyolult, egy direkt kísérleti vizsgálat mindenképpen meggyőzőbb. Ehhez a vizsgálathoz a  $70 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  szén céltárgyat a nyaláb irányára merőlegesen (miként a késleltetett sugárzás vizsgálatánál) elhelyezve megmértük a szögeloszlásokat.



3.6. ábra. A  ${}^3\text{P}/{}^1\text{P}$  intenzitásarány szögeloszlása és az illesztett (PCA) elméleti görbe, a nyaláb irányára merőleges céltárgy esetén.

A mért  ${}^3\text{P}/{}^1\text{P}$  szögeloszlást és a PCA modellt alkalmazó illesztett elméleti görbét a 3.6. ábrán láthatjuk. A kapott polarizáció értékek a hibahatáron belül megegyeztek a  $45^\circ$ -os szögben elhelyezett  $50 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  céltárgyon mért értékekkel. A fentiek szerint ezen belső héjakon

a céltárgy felületének a lövedékionok beállítódására való hatását nem lehetett kimutatni.

Mg lövedékek esetén a különböző vonalakra a különböző módokon kapott polarizáció értékeket valamint az ezeknek megfelelő hatáskeresztmetszet hányadosokat és beállítódás értékeket a 3.1. táblázatban foglaltam össze. (A  $P({}^3P/{}^1P)$  jelölés a  ${}^3P/{}^1P$  intenzitásarány szögeloszlásából meghatározott  ${}^1P$  polarizációt jelenti.)

### 3.1. Táblázat

Vékony szén céltárgyon áthaladó 2 MeV/amu Mg lövedékek H- és He-szerű  ${}^3P$ ,  ${}^1P$  és  ${}^2P$  vonalainak polarizációja, a megfelelő hatáskeresztmetszet hányadosok és beállítódási paraméterek.

+ 45°-ban elhelyezett 50 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ szén céltárgy			
röntgen vonal	P	$\sigma_0/\sigma_1$	$A_2$
${}^3P$	-0.16 $\pm$ 0.06	1.76 $\pm$ 0.30	-0.20 $\pm$ 0.08
${}^1P$	0.28 $\pm$ 0.05	1.78 $\pm$ 0.20	-0.20 $\pm$ 0.05
${}^2P$	0.13 $\pm$ 0.06	2.13 $\pm$ 0.60	-0.27 $\pm$ 0.14
${}^1P({}^3P/{}^1P)$	0.29 $\pm$ 0.04	1.82 $\pm$ 0.16	-0.21 $\pm$ 0.05
${}^2P({}^2P/{}^1P)$	0.13 $\pm$ 0.05	2.13 $\pm$ 0.50	-0.27 $\pm$ 0.12
Merőlegesen elhelyezett 70 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ szén céltárgy			
${}^3P$	-0.21 $\pm$ 0.06	2.06 $\pm$ 0.36	-0.26 $\pm$ 0.09
${}^1P$	0.31 $\pm$ 0.06	1.90 $\pm$ 0.24	-0.23 $\pm$ 0.06
${}^1P({}^3P/{}^1P)$	0.33 $\pm$ 0.05	1.98 $\pm$ 0.20	-0.25 $\pm$ 0.05

Egy vékony szénfólián áthaladó Mg nyalábban a H- és He-szerű 2P állapotok létrehozásához számos folyamat hoz-

zájárulhat. Korábbi vizsgálatok (Wa81) kimutatták, hogy ezen folyamatok közül a céltárgy első rétegeiben teljesen, illetve egy 1s elektron kivételével teljesen lefosztott lövedék által a céltárgy K héjáról a lövedék 2p állapotaiba történő elektronbefogás a domináló folyamat. A 3.2. táblázatban a méréseinkből kapott hatáskeresztmetszet hányadosokat illetve beállítódás értékeket hasonlítjuk össze elméleti számolásokkal. Az elméleti hatáskeresztmetszetek a szén K héjáról a lefosztott vagy egy 1s elektront tartalmazó Mg lövedék  $2p(m=0)$  ( $\sigma_0$ ) és  $2p(m=1)$  ( $\sigma_1$ ) állapotaiba történő elektronbefogás hatáskeresztmetszetei.

### 3.2. Táblázat

A 2 MeV/amu Mg lövedékekre vonatkozó kísérleti  $\sigma_0/\sigma_1$  illetve  $A_2$  értékek összehasonlítása az elméleti számolásokkal.

	Elméleti számítások			Kísérleti érték
	OHCE	OBK	BA	
$\sigma_0/\sigma_1$	1.93	4.59	2.84	$1.95 \pm 0.20$
$A_2$	-0.24	-0.54	-0.38	$-0.24 \pm 0.05$

A kísérleti adatokkal összevetett OBK, a BA és az OHCE számolásokat Reading és Ford programjával végeztem. A hatáskeresztmetszetek vagy hányadosaik becslésére gyakran alkalmazott OBK a kísérleti adatoktól eltérő eredményt ad. A BA az OBK-nál közelebbi becslést jelent, de a kísérleti adatok helyes leírását csak az OHCE elmélet szolgáltatja.



A kísérleti elrendezésünk forgásszimmetriájának tesztelése közben Al céltárgyon 2 MeV/amu Mg lövedékeket is alkalmaztunk, és a céltárgy K röntgensugárzásának mérésével egyidejűleg az  $50 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  Al fólia által gerjesztett Mg lövedékek  $^1\text{P}$  és  $^3\text{P}$  He-szerű vonalainak szögeloszlását is meghatároztuk. A szögeloszlásból meghatározott hatáskeresztmetszet hányados ( $\sigma_0/\sigma_1 = 1,78 \pm 0,20$ ) erősen eltér az elméleti értékektől ( $\sigma_0/\sigma_1(\text{OHCE})=7,80$ ,  $\sigma_0/\sigma_1(\text{OBK})=0,68$ ,  $\sigma_0/\sigma_1(\text{BA})=0,96$ ).

Al céltárgy esetén az elmélettel való összevetést több probléma is nehezíti. Jól ismert, hogy levegőn az Al fólia felületén viszonylag gyorsan kb.  $30 \text{ \AA}$   $\text{Al}_2\text{O}_3$  réteg képződik. Ez a  $0,5 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  oxigénnek megfelelő réteg ugyan kevésnek tűnik a mért értékek döntő befolyásolásához, mégis kétségtelenül zavaró tényező. További problémát jelent a  $10^{-5}$  Torr vákuumban a fólia felületén a vákuumszivattyúk olajgőzéből kicsapódó szénréteg. Ezt a problémát csökkentti ugyan, hogy a szórókamra vákuumát turbomolekuláris szivattyú biztosította, és céltárgyaink számottevő vastagodását kísérleteink során nem észleltük. A megvastagodás észlelési küszöbe azonban néhány  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ , és így a kilépési oldalon lerakódó szénréteg módosító hatása nem zárható ki. Meg kell azonban jegyezni, hogy a felületi réteg módosító hatása a  $^3\text{P}$  vonalra erősebb lenne, mint a  $^1\text{P}$  vonalra, mivel a  $^1\text{P}$  intenzitás nagyobb része származik a céltárgy belsejéből. A  $^1\text{P}$  és  $^3\text{P}$  szögeloszlásokból kapott közelítően azonos polarizáció érték a meghatározó felületi hatásnak ellentmond.

A kísérleti és elméleti értékek eltérésének valószínűbb magyarázatát az adhatja, hogy (1) az OHCE elmélet sem írja le helyesen az elektronbefogást ezen közel szimmetrikus ütközési folyamatban, (2) Al céltárgy esetén a Mg lövedék 2p állapotaiba történő elektronbefogás nem elsősorban az Al K héjáról történik, hanem az L héjak is fokozott szerepet kapnak. Ezen problémák tisztázására tisztább körülmények között meghatározott kísérleti eredmények, illetve az Al-Mg rendszerre a 2s-2p befogás elméleti vizsgálata kívánatos.

### 3.3. A 2P beállítódás sebességfüggése S lövedékek esetén

Vékony céltárgyfólián áthaladó lövedékionok 2P állapotai beállítódásának a lövedék sebességétől való függésére eddig lényegében nem történtek kísérleti vizsgálatok. A problémát különösen érdekessé teszi az irodalomban létező egyetlen, Berezhko és Kabachnik (Be82) által az OBK modellben elvégzett elméleti vizsgálat, amely szerint könnyű elem K héjáról nehéz lövedék 2p héjára történő befogás esetén a beállítódás mint a lövedék sebességének függvénye egy meghatározott, rezonancia-szerű viselkedést mutat. A Reading és Ford (Re81) által rendelkezésünkre bocsátott programmal elvégezve a számolásokat S lövedékeknek C céltárggyal való ütközése esetére, az általunk számolt OBK jó egyezést adott Berezhko és Kabachnik (Be82) hasonló rendszerre végzett számolásaival. A BA

és a OHCE közelítésben történt számolások viszont a fenti rezonancia-szerű viselkedéstől erősen eltérő sebességfüggést adtak.

A S lövedék C céltárgy rendszerre egyetlen mérési adat létezik ( $v_p/v_e = 1,1$  (64 MeV) (Ch82)), és bár ez az OHCE közelítéssel egyezik jobban, ennél a sebességnél az elméletek egymáshoz közeleső eredményt adnak. A probléma kísérleti vizsgálatára meghatároztuk He-szerű S lövedék-ionok 2P állapotainak beállítódását a lövedék sebességének függvényében. Mivel az elméletek egymástól erősen eltérő sebességfüggést jósoltak, és már rendelkezésre állt egy kísérleti adat, az előzőekben részletesen taglalt rendkívül hosszú nyalábidőt és bonyolult hitelesítési eljárást igénylő szögeloszlás mérések helyett az alábbi egyszerűbb mérési eljárást dolgoztuk ki.

A  $^1P$  és  $^3P$  vonalak polarizációja közötti (1.29) összefüggést kihasználva megmutatható, hogy a  $^1P$  és a  $^3P$  vonalak intenzitásának aránya ( $I_1/I_3$ )  $90^\circ$ -os megfigyelési irányban egy, a reflexiós síkjával a nyaláb irányára merőlegesen orientált kristályspektrométerrel mérve

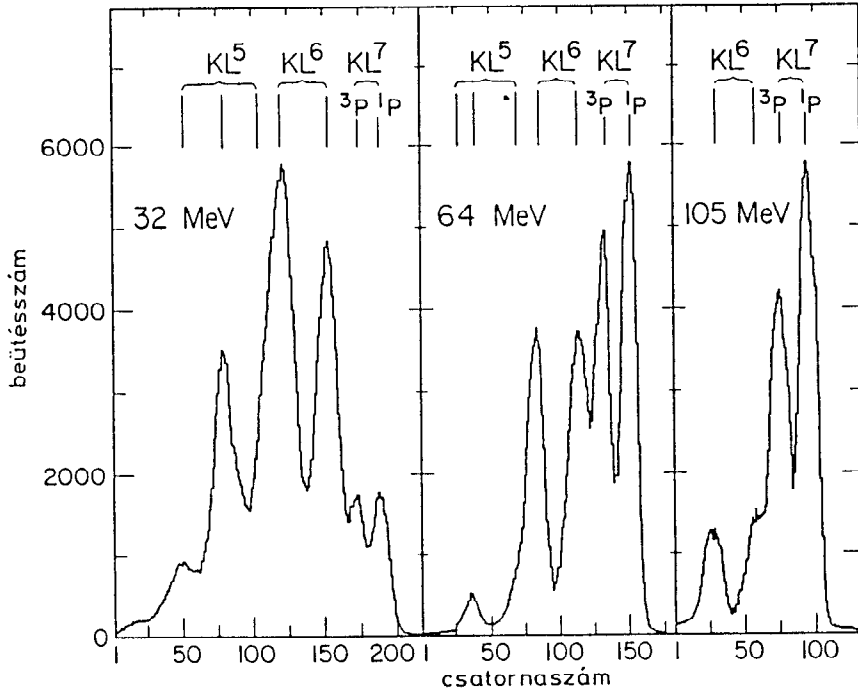
$$\left(\frac{I_1}{I_3}\right) = \left(\frac{I_1^0}{I_3^0}\right) \left(\frac{R_1 \varepsilon_1}{R_3 \varepsilon_3}\right) \left(\frac{1 + \frac{1}{2} A_2 (1+3Q_1)}{1 - \frac{1}{4} A_2 (1+3Q_3)}\right) \quad (2)$$

módon adható meg, ahol  $I_1^0(I_3^0)$  a teljes intenzitás,  $R_1(R_3)$  a kristály reflektivitása  $\varepsilon_1(\varepsilon_3)$  a proporcionális számláló hatásfoka,  $Q_1(Q_3)$  a polarizáció érzékenység a  $^1P(^3P)$

vonalakra vonatkozóan. A  ${}^1\text{P}/{}^3\text{P}$  arány nagyon érzékeny a beállítódásra és felhasználható a beállítódás meghatározására, ha a polarizációérzékenységek, a reflektivitások és a teljes kibocsátott intenzitások aránya ismert.

32 MeV, 64 MeV és 105 MeV S lövedékeket  $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  céltárgyfólián átvezetve a He-szerű S lövedékek által kibocsátott  ${}^3\text{P}$  és  ${}^1\text{P}$  vonalak intenzitásának arányát egy 12.7 cm görbületes sugarú Johansson-típusú kristályspektrométerrel határoztuk meg. A spektrométer a kibocsátott sugárzást  $90^\circ$  megfigyelési irányban mérte, és reflexiós síkja a nyaláb irányára merőleges volt. A spektrométer és a mérési elrendezés lényegében ugyanaz volt, amelyet a következő fejezetben leírt késleltetett röntgen-emisszió vizsgálatára használtunk (L. 3.9. ábra) azzal a különbséggel, hogy (1) a céltárgy a nyaláb irányához képest  $45^\circ$ -kal volt elforgatva, (2) NaCl kristályt alkalmaztunk, (3) a céltárgy a spektrométer fókuszpontjában rögzítetten volt elhelyezve. A különböző lövedéksebességeknél felvett spektrumokat a 3.7. ábrán mutatom be.

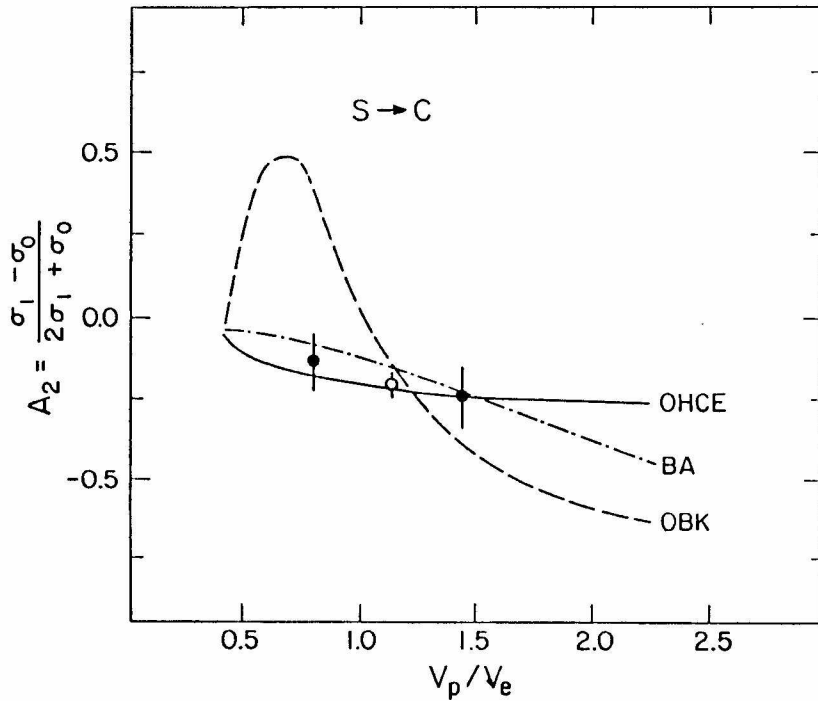
A polarizáció érzékenységet egy adott modell (MCA vagy PCA) alapján kiszámolva, a 64 MeV-nél mért pont felhasználható a  $(I_1^0) (R_1 \mathcal{E}_1) / (I_3^0) (R_3 \mathcal{E}_3)$  arány meghatározására, mivel ezen az energián a beállítódás ismert. Ezt az értéket és a választott polarizáció érzékenységet felhasználva a 32 MeV és 105 MeV energiákon mért  $I_1/I_3$  arányokból a beállítódás ezen energiákon meghatározható. Az eredménye-



3.7. ábra.  $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  C fólián áthaladó 32 MeV, 64 MeV és 105 MeV energiájú S lövedékek 2p-1s átmeneteinek spektrumai.

ket a 3.8. ábrán telt körökkel tüntettem fel, az üres körrel jelölt adat Church és munkatársainak (CH82) korábbi eredménye.

A 3.8. ábrán bemutatott eredményeket mozaik kristály feltételezésével kaptuk, amely az általánosan alkalmazott feltételezés görbitett kristályokra. Az alkalmazott eljárás következtében azonban a kristálytípus megválasztása ez esetben nem jelenti az eredmények lényeges megváltozását, és a feltüntetett hibák magukban foglalják a kristályszerkezet bizonytalansága következtében fellépő hibát is.



3.8. ábra. He-szerű S lövedékionok 2P állapotainak beállítódása a 2p elektronok sebességéhez ( $v_e$ ) viszonyított lövedéksebesség ( $v_p$ ) függvényében.

Az a feltételezés, hogy a teljes kisugárzott intenzitások hányadosa  $I_1^0/I_3^0$  a lövedék sebességétől független, nem teljesül szigorúan, mivel a kaszkádfolyamatok, a fólia belsejében való kioltás és a gerjesztés járulékaik különbözőek lehetnek. A kioltás hatását a fólia vékonyra választásával csökkentettük (Wa81), a kaszkád-járulékokat 2 MeV/amu Mg ionok esetén 7 %-nak találtuk. Mivel ezek a járulékok már eleve kicsik, azzal érvelhetünk, hogy változásuk az energia függvényében nem lehet meghatározó befo-

lyással az eredményekre. Ennek ellenére a feltüntetett mérési bizonytalanságokban ezen folyamatok hatását 10 % bizonytalansági tényezővel vettük figyelembe.

A kísérleti adatok és az elméleti leírások eredményeinek összevetéséből nyilvánvaló, hogy az OBK által jósolt rezonancia-szerű viselkedéssel a kísérleti adatok erős ellentmondásban vannak. Az OHCE a kísérleti adatok jó leírását adja, bár a kísérleti eredmények fenti problémák következtében fellépő bizonytalansága nem teszi lehetővé, hogy az OHCE és a BA leírások között különbséget tegyünk. A  $\sigma_0$  és  $\sigma_1$  hatáskeresztmetszetek energia függését külön-külön megvizsgálva azt kapjuk, hogy az OBK által jósolt rezonancia-szerű viselkedést a  $\sigma_0$  hatáskeresztmetszet okozza.

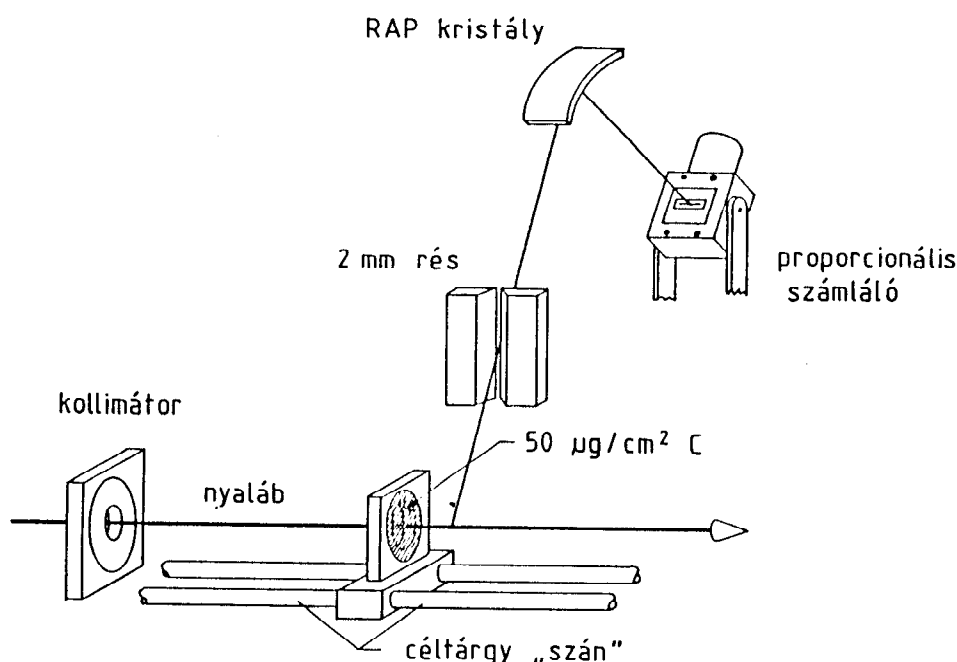
#### 3.4. Ne lövedékionok késleltetett röntgenemissziójának vizsgálata

A szögeloszlásméréseknél zavaró háttéreffektusként vizsgált késleltetett röntgenemisszió közelebbi tanulmányozása a lövedékion spektroszkópia egyik érdekes problémájához vezet: Milyen mechanizmusok révén keletkeznek a céltárgyfóliából kilépő magasan gerjesztett Rydberg ionok? Ezen kérdésre választ keresendő az utóbbi időben számos munka (Be84, Ka83, Be80, Ro82) vizsgálta a Rydberg állapotokban az elektronok impulzuszórási eloszlását.

Betz és munkatársai (Be80) 40 MeV-es O lövedékek esetén számos feltételezett  $N(nl)$  állapoteloszlásra megvizsgálták a különböző röntgenátmenetekre vonatkozó késleltetett emissziós csillapodási görbéket. Eredményeik szerint a csillapodási görbék és a H- és He-szerű ionok különböző  $np$ - $ls$  vonalainak relatív intenzitásai érzékenyen függenek az  $N(nl)$  eloszlásoktól, és az egyes vonalakra vonatkozó csillapodási görbék mérésével az  $N(nl)$  eloszlásokra következtethetünk.

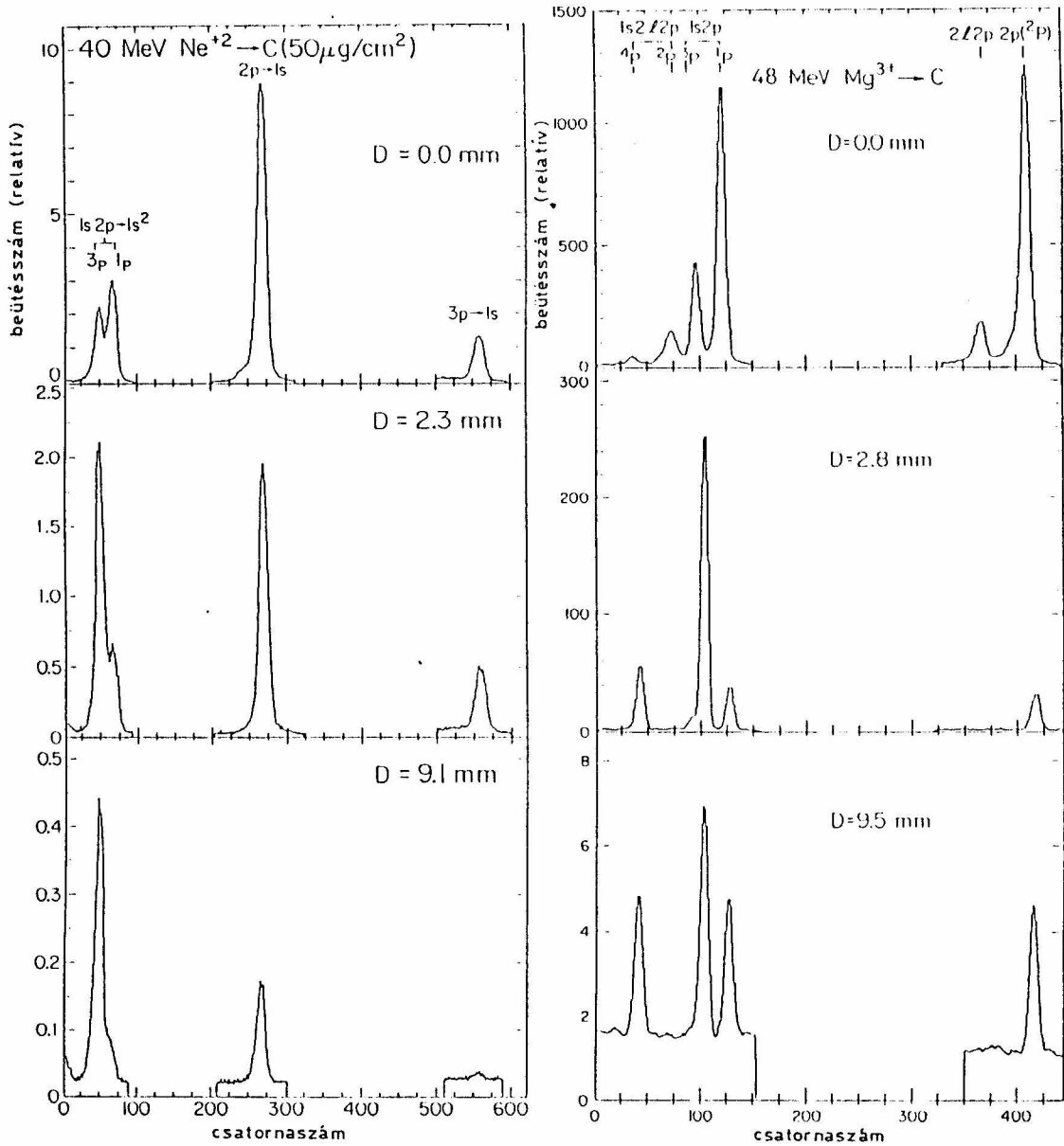
Rothermel és munkatársai (Ro82) vékony céltárgyfólián áthaladó 127 MeV-es S lövedékek esetén mért csillapodási görbék alapján arra a következtetésre jutottak, hogy az elsősorban nagy impulzusmomentumú Rydberg állapotok töltődnek be. Lövedékionokra vonatkozó szögeloszlás és polarizációs méréseink során a késleltetett röntgenkibocsátást vizsgálva tapasztaltuk, hogy vékony C céltárgyon áthaladó 40 MeV-es Ne lövedékekben elsősorban H-szerű állapotok töltődnek be, és kedvező lehetőséget nyújtanak a késleltetett H-szerű  $3p$ - $ls$  és  $2p$ - $ls$  átmenetek vizsgálatára. Ezen átmenetek késleltetett emissziós csillapodási görbéinek mérésével a S-nál lényegesen kisebb rendszámú Ne lövedékek esetén meghatározva a Rydberg állapotbeli  $N(nl)$  eloszlásokat, a betöltési mechanizmusok rendszámfüggését vizsgálhatjuk meg.





3.9. ábra. A késleltetett röntgenemisszió vizsgálatára használt kísérleti elrendezés.

A 40 MeV energiájú  $\text{Ne}^{2+}$  nyalábot egy szórókamrában elhelyezett  $50 \mu\text{g}/\text{cm}^2 \text{C}$  céltárgyfóliára fókuszáltuk, amelyet a 3.9. ábrán látható módon egy, a nyaláb irányával párhuzamosan elmozgatható "szánon" helyeztünk el. A nyaláb irányához képest  $90^\circ$  kilépő röntgensugárzást egy 12,7 cm görbületi sugarú Johansson-típusú görbült kristályos kristályspektrométerrel mértük, rubidium-acid-phalate (RAP) kristályt alkalmazva. A spektrométer megfigyelési tartományát egy réssel 2 mm-re korlátoztuk. A céltárgyat a nyaláb haladási irányával ellentétesen elmozgatva, a céltárgy mögött különböző távolságokban mértük a röntgenintenzitást.



3.10. ábra. 40 MeV-es Ne és 48 MeV-es Mg lövedékek röntgenspektruma a gerjesztő fólia mögött különböző (D) távolságokban.

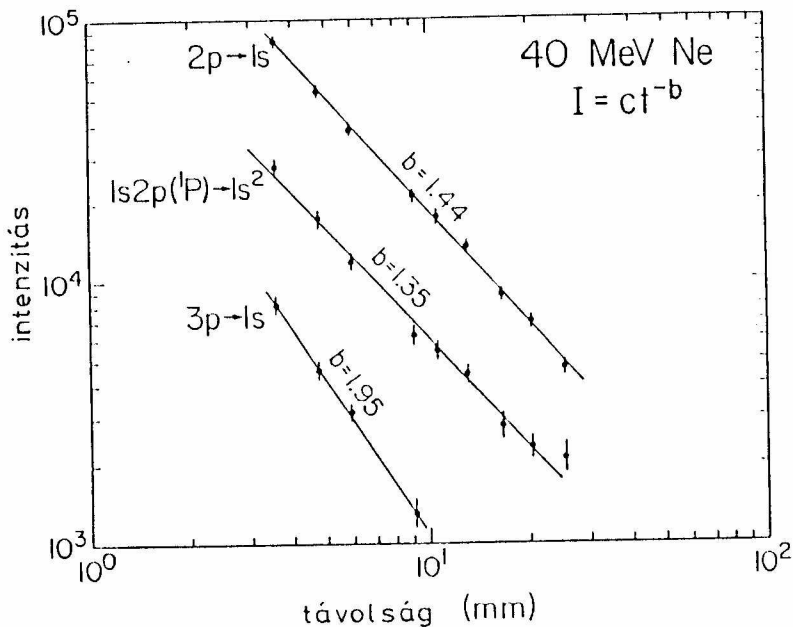
A 3.10. ábrán a Ne lövedékek K röntgenspektruma látható a céltárgy mögött 0, 2,3, és 9,1 mm távolságban. A spektrumok ugyanazon mért nyalábtöltésre vannak normálva.

Az  $1s2p(2^3P) - 1s^2(1^1S_0)$  átmenet elsőrendben tiltott átmenet  $1,85 \cdot 10^{-10}$  sec életidővel (Ro82), a  $1s2p(1P) - 1s^2(1S)$ ,  $2p(2P) - 1s(2S)$  és  $3p(2P) - 1s(2S)$  átmenetek elsőrendben megengedett átmenetek rendre  $1,13 \cdot 10^{-13}$  sec (Ro82),  $1,59 \cdot 10^{-13}$  sec (Li77) és  $5,98 \cdot 10^{-13}$  sec (Va78) életidővel. Jól láthatóan még 1 cm-rel a céltárgy mögött (azaz  $5 \cdot 10^{-10}$  sec idő múlva) is jelentős intenzitás mérhető a rövid életidejű vonalakban is. Egy hasonló mérést végeztünk 48 MeV Mg ionokkal három különböző céltárgy-pozícióban. A kapott spektrumokat szintén a 3.10. ábrán tüntettem fel. Mg esetén az  $1s2p(3P)$ ,  $1s2p(1P)$  és  $2p(2P)$  állapotok életideje rendre  $2,92 \cdot 10^{-11}$  sec (Li77),  $5,13 \cdot 10^{-14}$  sec (Li77) és  $2,88 \cdot 10^{-13}$  sec (Om83). A Mg spektrumban  $1s2l2p$  és  $2l2p$  módon jelölt állapotok kétszeresen gerjesztett állapotok, amelyekben az  $n=2$  állapotban egy további spektátor elektron található.

A Ne lövedék esetén mért intenzitásokat a fólia mögötti távolság függvényében (csillapodási görbék) a 3.11. ábrán tüntettem fel. Korábbi vizsgálatok (Bra75, Bet80) megmutatták, hogy a csillapodási görbék a  $I = ct^{-b}$  hatványfüggvénnyel írhatók le, ahol  $b$  és  $c$  egy adott vonalra konstansok. Mért csillapodási görbékhez ezen függvényt illesztve, a 3.11. ábrán látható illeszkedést kapjuk, amely azt mutatja, hogy ezen összefüggés az általunk mért csillapodási görbékre jól teljesül.

Korábbi mérésekben (Bra75, Ri73) H- és He-szerű O illetve F lövedékek  $2p-1s$  átmeneteire a  $b$  konstans értéke 1,5

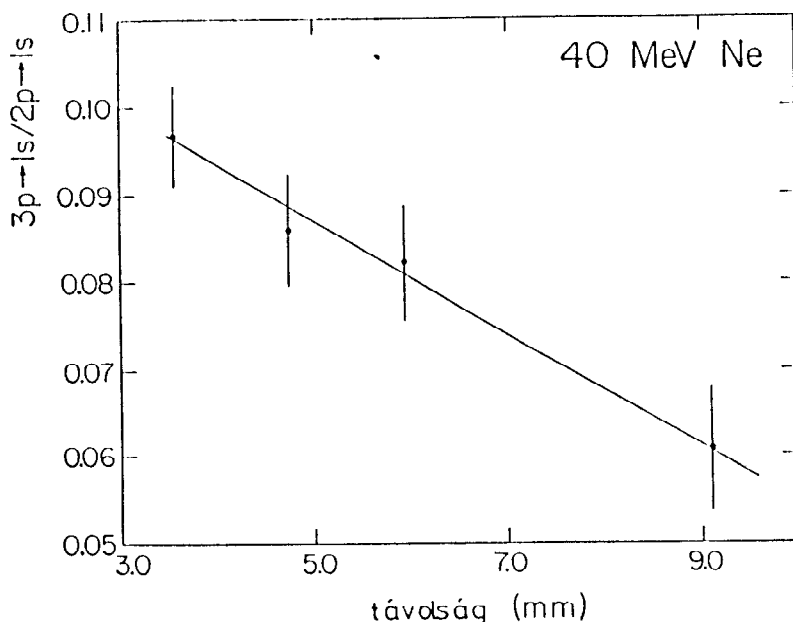
volt, míg egy újabb (rosszabb feloldással mért) vizsgálat (Ge83) szerint 1,40 illetve 1,44 adódott. Méréseinkben az  $1s2p(^1P)-1s^2$  és a  $2p-1s$  átmenetekre a  $b$  értéke 1,35 és 1,44, elfogadható összhangban a korábbiakkal.



3.11. ábra. 40 MeV-es Ne lövedékek esetén a feltüntetett vonalakra mért csillapodási görbék. A vonalak a kísérleti adatokhoz illesztett hatványfüggvények.

Betz és munkatársai (Bet80) modellszámolásokat végeztek a  $2p-1s$  átmenetek esetén a csillapodási görbék alakjára különböző feltételezésekkel: (1) A Rydberg állapotok a felületi atomok elektronjainak befogásával keletkeznek, és az első Born-közelítés szerint elsősorban alacsony impulzusmomentumú állapotok vannak betöltve. (2) Feltették, hogy csupán  $s$  állapotok töltődnek be. (3) Fel-

tették, hogy az  $l$  szerinti eloszlás egyenletes. (4) Feltették, hogy csupán  $yrast$  ( $l=n-1$ ) állapotok töltődnek be. Az (1) és (2) feltételezések  $b=1,8$ -at, a (3) és (4) pedig  $b=1,33$ -t eredményeztek. Kísérleti eredményeink alapján tehát a (3) vagy (4) feltételezések helytállóak.



3.12. ábra. Az  $I(3p-1s)/I(2p-1s)$  intenzitásarány mért csillapodási görbéje 40 MeV-es Ne lövedékek esetén.

A  $3p-1s$  átmenetre a  $b$  értéke a fentiekől lényegesen különbözőnek ( $b=1,95$ ) adódik. Ez a különbség megmagyarázható, ha észrevesszük, hogy a  $2p$  és a  $3p$  állapotokat a kaszkádfolyamatban lényegesen különböző csatornák táplálják. A nagy impulzusmomentumú  $yrast$  állapotok csak a  $2p$  állapotot táplálják, míg a kis impulzusmomentumúak mindkettőt. Az  $I(3p-1s)/I(2p-1s)$  intenzitásarány és csillapodási

görbéje így valójában a legérzékenyebb próbája lehet a Rydberg állapotok  $N(nl)$  eloszlásának. Az  $I(3p-1s)/I(2p-1s)$  intenzitásarány csillapodási görbéje a 3.12. ábrán látható. Mind az intenzitásarány abszolút értéke, mind a csillapodási görbe alakja jó egyezést mutat Betz és munkatársai (Bet80) számolásaival a (3) feltételezés esetén, azaz, ha a Rydberg állapotokban az  $l$ -szerinti eloszlás egyenletes.

Braithwaite és munkatársai (Bra75) által 0 lövedékekre közölt mérési eredményekből meghatározható az  $I(3p-1s)/I(2p-1s)$  intenzitásarány (0,5) és a csillapodási görbe (konstans). Ezen értékek alacsony impulzusmomentumú (elsősorban  $s$ ) állapotok betöltöttségét jelentik. Betz és munkatársainak  $S$  lövedékekre vonatkozó eredményei (0,027-0,019 intenzitásarány; és csökkenő csillapodási görbe) viszont nagy impulzusmomentumú állapotok betöltődését mutatják. Ezen kísérleti adatok figyelembevételével fenti eredményünk a lövedék rendszámától érzékenyen függő  $l$ -szerinti eloszlást jelent.

A késleltetett emissziós spektrumokban az intenzitásváltozások mellett számos strukturális változás is megfigyelhető, amelyek további érdekes vizsgálatok tárgyát képezhetik és itt csak érintőlegesen foglalkozom velük.

Az egyik legszembetűnőbb változás a He-szerű  $^3P$  és  $^1P$  vonalak intenzitásarányának változása. A közvetlenül a fólia felületén kisugárzott spektrumban a  $^3P/^1P$  arány egynél kisebb, ennek magyarázata éppen az előző fejezetben részletesen vizsgált polarizációban rejlik: A kristály az el-

lentétesen polarizált vonalakat különbözőképpen reflektálja. A fólia mögött kis távolságban a  $^3P$  vonalban még jelentős a direkt járulék, és ez módosítja az arányt. Nagy távolságokban (Mg esetén 9.5 mm "nagy") azonban sem a polarizáció (bár a késleltett sugárzás polarizálatlansága csupán kézenfekvő feltételezés) sem a direkt járulék nem okozhatja a statisztikus aránytól (0.97) megfigyelt nagy (1.6) eltérést. Az eltérés oka feltehetően a szingulet és triplet kaszkádcsatornák különbözőségében rejlik. Ennek kvantitatív vizsgálata a kaszkádfolyamatok pontosabb megértését szolgálná.

Egy másik fontos különbség a "prompt" és a késleltett spektrumok között, hogy az utóbbiban a  $1s2l2p-1s^22l$  és  $2l2p-1s2l$  vonalak nincsenek jelen. Az  $1s2p2p-1s^22p$  hiánya érthető, hiszen az  $1s2p$  törzs legerjesztődik, mielőtt a kaszkád-elektron elérné a  $2p$  állapotot. Az  $1s2s(^3S)$  és  $2s$  törzsek hiánya azonban nem magyarázható ilyen egyszerűen. A  $2pnl-1snl$  szatellitek hiánya, amely jól látható mind a Ne mind a Mg spektrumokban, viszont abból a szempontból érdekes, hogy ezek a szatellitek feloldhatatlan "vállat" jelentenek a  $2p-1s$  vonalban, megnehezítve a pontos energia-meghatározást a Lamb-eltolódás mérésekben (Bri82). A 3.11. ábrán bemutatott spektrumaink azt mutatják, hogy a késleltetten kibocsátott sugárzást felhasználva a Lamb-eltolódás mérésében az intenzitás csökkenése árán a pontosság növelhető lenne.

#### 4. MEGLÖKÖTT IONOK H- ÉS He-SZERÜ 2P ÁLLAPOTAINAK BEÁLLITÓDÁSA

Az ion-atom ütközések fizikájában az utóbbi évek egyik nagy érdeklődésre számot tartó témája a meglökött ionok spektroszkópiája (Ma82). Meglökött ionokon itt céltárgy ionokat értünk olyan esetben, amikor a bombázó ion rendszáma a céltárgy rendszámánál sokkal nagyobb. Ezen ütközési folyamatokban a céltárgy atomok sokszorosan ionizált állapotba kerülnek, és mint a vizsgálatok kimutatták (Ma81), a céltárgyatom H- és He-szerű állapotai is előállíthatók.

A gázcéltárgyban előállított sokszorosan ionizált ionok nagyon hatásos eszközt biztosítanak alacsony energiájú és sokszorosan töltött ionok és a semleges gázatomok kölcsönhatásának vizsgálatára (Bey81). Ezen kölcsönhatások (elsősorban elektronbefogás) ismeretének közvetlen szerepe van a fúziós kutatásokban (pl. plazmadiagnosztikai vizsgálatokban).

A meglökött ionok sokféle gerjesztett állapotban keletkezhetnek, és keletkezésük körülményeinek vizsgálata fontos egyrészt hatásos és szelektív előállításuk, másrészt a másodlagos folyamatokban való részvételük szempontjából. Az a lehetőség, hogy a meglökött ionok bizonyos állapotai-  
ban beállítódás jöhet létre, egy további kísérleti módszert ad vizsgálatukra.

A beállítódás szerepének feltételezésére konkrétan az vezetett bennünket, hogy Beyer és munkatársai (Be81) azt



találták, hogy 1,35 MeV/amu Kr lövedékekkel ionizált Ne esetén a He-szerű  $2^3P$  és  $2^1P$  gerjesztett állapotokból a  $1^1S$  alapállapotra vezető átmenetek intenzitásainak hányadosa ( $1P/3P$  hányados) lényegesen (50 %) eltér a statisztikus eloszlás esetén várható 0,97 értéktől.

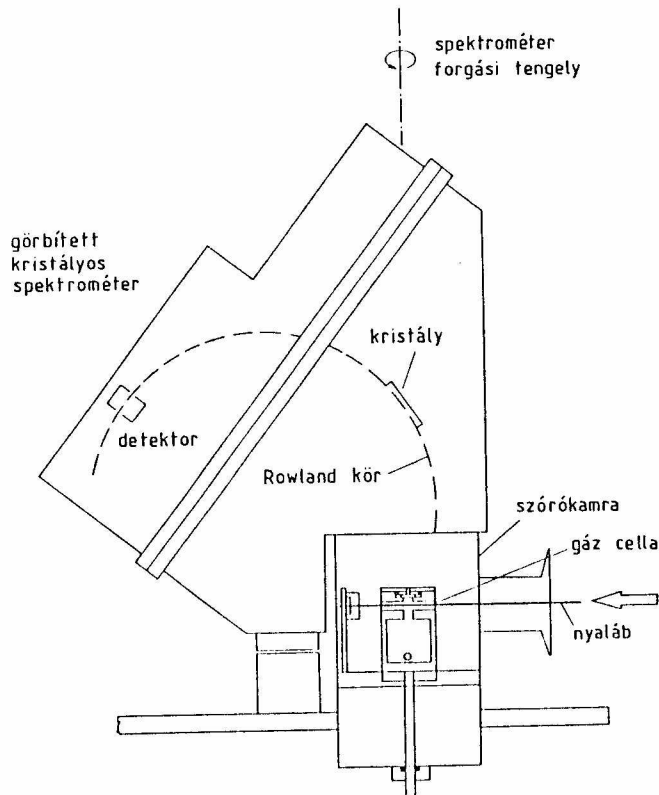
A fenti szerzők vizsgálataikban  $90^\circ$  megfigyelési irányban elhelyezett, a nyaláb irányára merőleges reflexiós síkú görbült kristályos spektrométert alkalmaztak a röntgensugárzás detektálására. Ha összehasonlítjuk a 3.10. ábrán látható, merőleges orientációjú spektrométerrel Mg lövedékek esetén felvett spektrumban a  $1P$  és  $3P$  vonalak arányát a párhuzamos orientációjú spektrométerrel felvett Mg spektrumban mért  $1P/3P$  értékkel (3.3. ábra), látható, hogy ha a  $2p$  állapotokban beállítódás jön létre, az azt tükröző polarizáció éppen a Beyer és munkatársai (Bey81) által megfigyelt változást okozhatja a mért spektrumban.

Annak eldöntésére, hogy a Beyer és munkatársai (Be81) által a meglökött He-szerű Ne ionok spektrumában megfigyelt anomális  $1P/3P$  hányados valóban a  $2p$  állapotban létrejövő beállítódás következménye-e, vagy más mechanizmusok okozzák, kezdtük meg kísérleti vizsgálatainkat a fenti vonalak polarizációjára.

#### 4.1. A kísérleti berendezés és a kísérleti módszer leírása

A Ne céltárgy He-szerű vonalai polarizációjának vizsgálatához a 12,7 cm görbületi sugarú Johansson-típusú gör-

bült kristályos spektrométerünket a 4.1. ábrán vázolt módon egy szórókamrára helyeztük, amelyen a spektrométer elforgatható volt úgy, hogy a  $90^{\circ}$ -os megfigyelési irány változatlanul hagyása mellett a reflexiós sík a nyaláb irányával különböző szöget zárjon be. A spektrométer-kristályt (RAP) a nyaláb irányával párhuzamosan (II) majd merőlegesen (L) irányítva mért  $J_{||}$  és  $J_{\perp}$  intenzitásokból a P polarizáció az (1.27) összefüggés alapján adódik.



4.1. ábra. A meglökött ionok röntgensugárzása polarizációjának méréséhez használt kísérleti elrendezés vázlatja.

A 80 MeV-es Ar nyalábot az egy zárt gázcellában lévő Ne céltárgyra fókuszáltuk. A gázcellán a nyaláb ki- és bevezetésére szolgáló 3 mm-es nyílásokat  $2 \text{ mg/cm}^2$  Ni fóliával zártuk le. A röntgensugárzás egy, a gázcella tetején lévő 1.5 mm-es diafragmára ragasztott  $65 \text{ } \mu\text{g/cm}^2$  (vákuumra záró) polietilén fólián keresztül jutott a spektrométerbe. A gázcellában lévő gáz mennyiségét a gáz nyomásának egy kapacitásmanométerrel történő mérésével határoztuk meg és túszelepekkel szabályoztuk. A gázcellán átjutó nyalábot egy Faraday-kalitkában felfogva a nyaláb által szállított töltést áramintegrátorral mértük.

A kristály által reflektált és fókuszált röntgen sugárzást proporcionális számlálóval detektáltuk, amelyet a szórókamra vákuumrendszerétől egy  $65 \text{ } \mu\text{g/cm}^2$  feszített polietilén fólia választott el. A feldolgozó elektronika megvalósítása és a spektrumok analizálása a 3. fejezetben leírtakkal azonos módon történt.

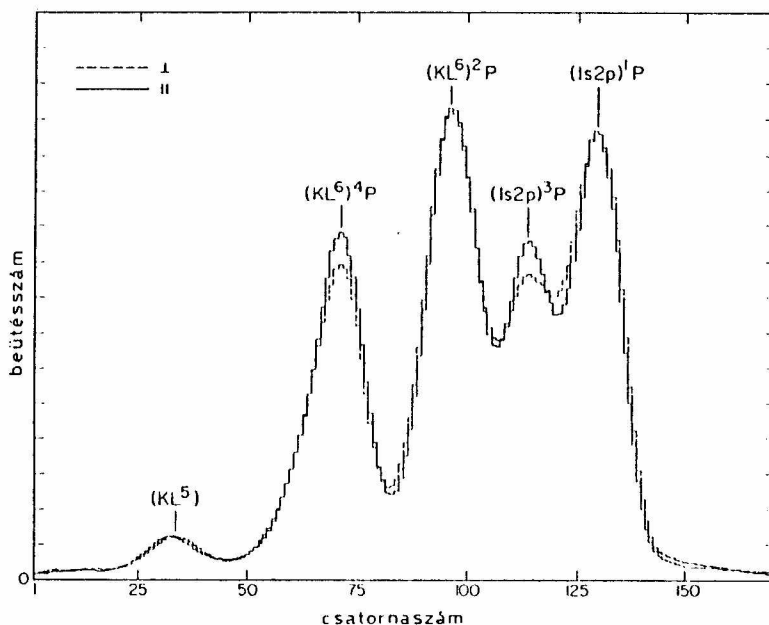
A polariméter kalibrálására gázcellában egy Al fóliát elhelyezve meghatároztuk Al céltárgy 5,5 MeV He lövedékekkel gerjesztett  $K_{\alpha}$  szatellit vonalainak polarizációját. A szatellit vonalak intenzitását a polarizálatlan  $K_{\alpha}$  vonal intenzitására normalva, a polarizált  $K_{\alpha'}$  vonal polarizációjára az irodalmi értékkel (Jam77) egyező értéket kaptunk.

A fenti kalibráló mérések során a polarizálatlan  $K_{\alpha}$  vonal intenzitására a polariméter párhuzamos és merőleges

orientációjánál reprodukálható különbséget kaptunk, amely a spektrométer geometriai aszimmetriájára utal. Ezen geometriai különbség pontos bemérését Ne céltárgy 5,5 MeV-es He ionokkal gerjesztett  $K_{\alpha}$  vonala segítségével végeztük. A kalibrációt a céltárgygáz különböző sűrűségeinél (nyomásainál) is elvégeztük a 10-70 torr tartományban és a kalibrációs faktort (0,82) a nyomástól függetlennek találtuk. Az így kapott kísérleti kalibrációs értéket használtuk a Ar lövedékekkel történő méréseknél.

#### 4.2. Ar lövedékekkel ionizált Ne céltárgyra vonatkozó eredmények

A 4.2. ábrán 80 MeV-es Ar lövedékekkel ionizált Ne céltárgy párhuzamos (||) és merőleges ( $\perp$ ) polarizátor orientáció esetén.



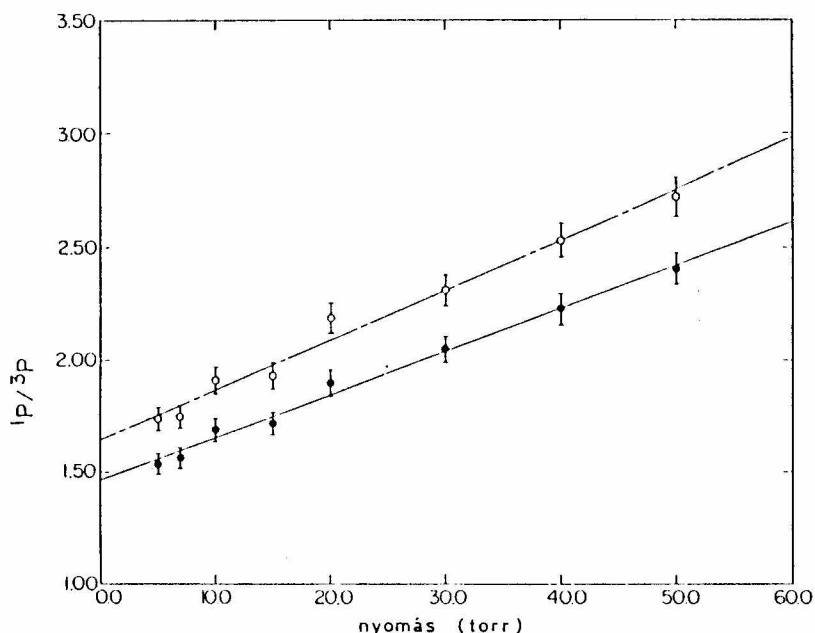
4.2. ábra. 1.35 MeV/amu Ar lövedékekkel ionizált Ne céltárgy K röntgen spektruma párhuzamos (||) és merőleges ( $\perp$ ) polarizátor orientáció esetén.

entációval felvett K röntgenspektrumát mutatom be. A céltárgycellában a gáz nyomása 5 torr volt. A bemutatott spektrumokban a  $^1P$  vonal intenzitása azonos értékre van normálva.

A bemutatott spektrumokban a  $^1P/^3P$  arány változása, azaz polarizáció jelenléte nyilvánvaló, de az is jól látható, hogy csupán a beállítódás nem magyarázza meg a  $^1P/^3P$  hányados statisztikus értéktől eltérő voltát.

A  $^1P/^3P$  hányados függ a céltárgycellában lévő gáz nyomásától is. A  $^3P$  és a  $^1P$  állapotokban lévő ionok ugyanis életidejük különbözősége következtében a környezet semleges gázatomjaival való kölcsönhatás révén különböző mértékben oltódnak ki a röntgenkibocsátást megelőzően. Ezen másodlagos kölcsönhatások kiküszöbölésére a  $^1P/^3P$  hányados értékét nulla nyomás esetére kell extrapolálni. A  $^1P/^3P$  hányados mért nyomásfüggése a 4.3. ábrán látható merőleges (I) és párhuzamos (II) polarizátor orientációban mérve.

A  $^1P/^3P$  hányados mindkét polariméter orientáció esetén a nyomással lineárisan változik a vizsgált tartományban. Ez a lineáris változás összhangban van Beyer és munkatársai (Bey81) kísérleti adataival és az általuk adott, a semleges atomokról történő elektronbefogás feltételezésén alapuló értelmezéssel. A nulla nyomásra extrapolált  $^1P/^3P$  érték párhuzamos orientáció esetén ( $^1P/^3P = 1,47 \pm 0,15$ ) szintén jól egyezik a Beyer és munkatársai (Bey81) által kapott 1,50 értékkel. A nulla gáznyomásra extrapolált  $^1P/^3P$  értékek



4.3. ábra. A  $1P/3P$  hányados mért nyomásfüggése merőleges (I) és párhuzamos (II) polarizátor orientációban. A feltüntetett vonalak a kísérleti adatokhoz illesztett egyenesek.

is eltérnek azonban a statisztikus betöltöttség esetén érvényes értéktől, és a fenti vonalak különböző polarizáltsága nem magyarázza az eltérést.

A nemstatisztikus  $1P/3P$  érték okát így nem az ezen állapotok létrejöttekor keletkező beállítódásban, hanem a keletkezési mechanizmus más tényezőiben kell keresni. A  $1P$  és  $3P$  vonalak polarizációja összefügg egymással (Vö. 1.29 formulák), ha ezen állapotok ugyanazon folyamat révén keletkeznek. Ez az összefüggés nem érvényes azonban, ha a  $1P$  és  $3P$  állapotok különböző mechanizmusok révén keletkeznek.

Megmértük ezért külön-külön is a  $1P$  és  $3P$  vonalak polarizációját - a 4.2. pontban leírt hitelesítési eljárás után - és az eredmények a 4.1. táblázatban láthatók.

A mért polarizációból ( $P_m$ ) a mozaik kristálymodellből nyert polarizáció-érzékenység ( $Q$ ) felhasználásával kaptuk a polarizáció értékét ( $P$ ). A kísérleti értékekből nyilvánvaló, hogy a  $1P$  és  $3P$  vonalak polarizációja nincs egymással az (1.29) által meghatározott kapcsolatban. (Az (1.29) a  $1P$  vonalra  $P = -0,17$  polarizációt ad, ha a  $3P$  polarizációja  $P = 0,077$ ). Ez az eredmény azt mutatja, hogy a  $3P$  és  $1P$  állapotok különböző folyamatok révén keletkeznek. A mért  $1P/3P$  hányadosnak a statisztikus értéktől való eltérését tehát nem ezen vonalaknak a  $2p$  állapotban létrejövő beállítódás következtében fellépő polarizációja okozza, hanem ezen állapotok különböző hatáskeresztmetszetekkel keletkeznek a fenti ütközési folyamatban.

4.1. táblázat. 1.35 MeV Ar lövedékekkel létrehozott He-szerű Ne ionok  $1P$  és  $3P$  vonalainak polarizációja ( $P$ ). A táblázatban a polarizációérzékenységet ( $Q$ ) és a mért ( $P_m$ ) polarizációt is feltüntettem.

röntgen- vonala	$P_m$	$Q$	$P$
$1P$	$- 0.003 \pm 0.030$	0.64	$- 0.005 \pm 0.046$
$3P$	$0.050 \pm 0.030$	0.65	$0.077 \pm 0.046$

Az  $1s2p$  He-szerű állapotok keletkezése Ne céltárgynak Ar lövedékekkel létrehozott ionizációja során komplikált

folyamat, amely nyolc elektron egyidejű eltávolítását jelenti. A meghatározó folyamat kétségtelenül a Coulomb-ionizáció és lövedék állapotaiba történő elektronbefogás, amelyek elvileg létrehozhatnának beállítódást a 2p állapotban. Az  $1s2p$  állapotok létrehozásához hozzájárulhat azonban a Coulomb-gerjesztés is: egyrészt a nyolc L-elektron ionizációjával egyidejűleg egy K-elektron a 2p állapotba gerjesztődhet, másrészt magasan gerjesztett  $1sn1$  He-szerű állapotok sugárzásos átmenetek révén az  $1s2p$  állapotokba csillapodhatnak. További járulékot jelent a kétszeresen gerjesztett Li-szerű állapotoknak az  $1s2p$  állapotokba történő Auger-csillapodása.

Ezen kaszkád-folyamatok szigorú analiziséhez nem áll rendelkezésre elegendő adat a megfelelő atomi paraméterekre. Az általunk mért röntgenspektrumokban azonban a gerjesztett He- és Li-szerű állapotok sugárzásos csillapodása során kibocsátott vonalak is detektálhatók. Az ezen vonalakban mért intenzitások és a Bhalla és munkatársai (Bh75) által számolt sugárzásos és Auger átmeneti valószínűségek felhasználásával megbecsültük a kaszkád-folyamatok járulékát. Ezen vizsgálat szerint a kaszkád-folyamatok és az  $1s2pn1 - 1s^2n1$  típusú spektátor szatellitek járuléka lényeges (kb. 15 %) ugyan, de a kísérletek által mutatott preferenciális  $1P$  betöltődést ezen folyamatok figyelembevételével sem tudtuk reprodukálni. Éppen ellenkezőleg, a kaszkád-folyamatok a  $3P$  állapotot táplálják néhány százalékban preferenciálisan.



A fenti folyamatok közül az L-elektronok ionizációjával egyidejű  $1s^2-1s2p$  gerjesztések azonban nyilvánvalóan csak  $(1s2p)^1P$  állapotokat hoznak létre, hiszen a két elektron spinje ekkor szükségképpen ellentétes. Ezt a folyamatot közelebbről is megvizsgálhatjuk a kísérleti adatok alábbi egyszerűsített analizisével.

Ezen leegyszerűsített modellben tegyük fel, hogy a fenti állapotokat csak ionizáció és gerjesztés hozza létre. (Az elektronbefogást belefoglaljuk az ionizációba, amely a kísérletekben valójában éppen a megnövekedett ionizációban jelentkezik.) A  $^3P$  állapot csak ionizáció révén keletkezhet, a  $^1P$  állapotot azonban ionizáció és gerjesztés hozhatja létre. A  $^1P$  és  $^3P$  vonalak mért polarizációit és a  $^1P/^3P$  hányados mért értékét felhasználva, az (1.29) polarizációs formulák segítségével az ionizáció illetve a gerjesztés által létrehozott beállítódás valamint az ionizáció és a gerjesztés aránya meghatározható. Ezen analízis eredményeképpen, az ionizáció által létrehozott  $2p$  beállítódásra  $A_2^i = 0,11 \pm 0,07$ , a gerjesztés által létrehozott beállítódásra  $A_2^e = -0,23 \pm 0,14$ , a gerjesztési és ionizációs hatáskeresztmetszetek arányára pedig  $\sigma_{2p}^e / \sigma_{2p}^i = 0,59 \pm 0,12$  adódik. Ezen eredmények szerint az ionizáció és a gerjesztés is létrehoz beállítódást, ezek azonban ellentétes előjelűek, és az  $1s-2p$  gerjesztési folyamat szerepe jelentősnek adódik.

Az általunk vizsgált ütközési rendszerben lezajló folyamatokra vonatkozó elméleti számolások nincsenek az irodalomban. Egy szigorú elméleti analízis hiányában is elvégez-

hető azonban egy egyszerű elméleti becslés a fenti folyamatok hatáskeresztmetszeteire. Reading és munkatársainak OHCE programja lehetőséget biztosít a kötött állapotokba történő gerjesztések hatáskeresztmetszetének kiszámítására is. Az OHCE program az atomban történő egyszerű gerjesztések és ionizáció számítását teszi lehetővé. A többszörös ionizációt és az egyidejű gerjesztést és ionizációt úgy írhatjuk le, hogy az 1s elektron ionizációs és gerjesztési hatáskeresztmetszeteit kiszámítjuk az OHCE modellben, a 2s és 2p elektronoknak a gerjesztéssel illetve ionizációval egyidejűleg történő ionizációját pedig egy független részecske modellben a kis ütközési paraméterre vonatkozó ionizációs valószínűségek adják, amelyekre ezen ütközési rendszerre kísérleti értékek ( $W_{a82}$ ) állnak rendelkezésre. Ezen számolás a gerjesztések által létrehozott 2p beállítódásra  $A_2 = 0,28$  értéket szolgáltat, amely jól egyezik a kísérleti értékkel. A gerjesztés és az ionizáció aránya ezen modellben azonban csupán 0,10-nek adódik jelentősen eltérve a fenti kísérleti adatok analíziséből kapott értéktől.

Az Ar lövedékekkel ionizált Ne ionok He-szerű vonalainak ezen analízise tehát arra az eredményre vezet, hogy a megfigyelt nemstatisztikus  $^1P/^3P$  hányados nem ezen vonalaknak a 2p állapotok beállítódása következtében fellépő polarizációjának, hanem ezen állapotok különböző folyamatok révén való létrejöttének következménye. A kaszkád-folyamatok egyszerű analízise nem ad magyarázatot a  $^1P$

állapotok preferenciális populációjára. Az 1s - 2p gerjesztések figyelembevétele a kísérleti eredményekkel jobban egyező eredményre vezet, a fenti gerjesztéseknek a kísérleti adatok analiziséből adódó nagy járuléka azonban elméletileg nem indokolható.

A fenti probléma további vizsgálatához töltésállapot szelektált nehézion nyalábokkal történő mérések illetve az egyes folyamatok szigorú elméleti analizise, valamint a kaszkád-folyamatok analiziséhez szükséges paraméterek mérése vagy kiszámítása szükséges. A méréseket nyitott gázcéltárgyon, alacsony céltárgysűrűség mellett fontos elvégezni, mert egy, ezen kiterjesztésre vonatkozó előzetes vizsgálatunk szerint alacsonyabb nyomásoknál a lineáris nyomásfüggéstől eltérések tapasztalhatók. Ezen méréseknél azonban az alacsony beütésszám megnehezíti a vizsgálatokat.

## ÖSSZEFOGLALÁS

Különböző ütközési folyamatokban megvizsgáltuk az ütközés során létrejövő végállapotok beállítódását. Vizsgálataink alapkérdése az volt, hogy a folyamatok teljes hatáskeresztmetszeteinek leírására alkalmazott elméletek hogyan írják le a végállapotok térbeli aszimmetriáját tükröző beállítódást. Mivel az ütközési (gerjesztett) végállapotok beállítódása ezen állapotok legerjesztődésekor kibocsátott sugárzás polarizációjában és anizotróp szögeloszlásában nyilvánul meg, vizsgálatainkban az ütközési folyamat során kibocsátott röntgensugárzás szögeloszlását és/vagy polarizációját mértük. Főbb eredményeinket az alábbiakban foglalhatjuk össze:

1. Meghatároztuk p és He lövedékekkel ionizált Au céltárgy  $L_3$  alhéján létrejövő beállítódást az  $L_3$  lyukak betöltődésekor kibocsátott  $L\beta$  röntgenvonal ( $M_1 - L_3$  átmenet) szögeloszlásának Si(Li) detektorral elvégzett mérésével. Megállapítottuk, hogy az  $L_3$  elektron pályasebességéhez képest alacsony lövedéksebesség esetén az  $L_3$  alhéj beállítódása jelentős. A beállítódási paraméter kísérleti értéke és sebességfüggése jelentősen eltér a síkhullámú Born-közelítés (PWBA) és alacsony lövedéksebességek esetére történő kiterjesztései (korrigált PWBA) által jósolt elméleti értékektől. A kísérleti adatokat egy, a céltárgymag Coulomb-terében való

lövedék-eltérülés geometriáját figyelembe vevő modellel a korrigált PWBA keretein belül értelmezni tudtuk. Ezen eredmények számos kísérleti és elméleti vizsgálatot indukáltak, amelyekben kísérleti eredményeinkkel egyező adatokat kaptak, illetve modellünk következtetéseit egzaktabb (DWBA) számolásokkal megerősítették.

2. C és N lövedékekkel létrehozott ionizáció esetén is megmértük Au céltárgy L röntgenvonalainak szögeloszlását és meghatároztuk az  $L_\ell$  vonal anizotrópia paraméterét. Ezen nehezebb lövedékionok esetén az  $L_\ell$  vonal kísérleti anizotrópia paraméterét az elsőrendű ionizációs elméletekkel számolt  $L_3$  beállítódásnak megfelelő anizotrópia paramétertől nagyon erősen eltérőnek találtuk. A kísérleti eredményeket sem a fenti Coulomb-eltérítéssel, sem a többszörös ionizáció és a másodrendű effektusok hatásának közelítő figyelembevételével nem lehetett értelmezni az első Born-közelítés keretein belül. A végállapotok beállítódása ezen ütközési folyamatokban erős másodrendű effektusokat tükröz, amelyeket későbbi (sa86), második Born-közelítésben elvégzett számolások irtak le.

3. Vékony szén céltárgy fólián áthaladó H- és He-szerű (egy- és kételektronos) 2 MeV/amu Mg lövedékionok  $(2p)2P$  és  $(1s2p)2P$  állapotainak beállítódását a  $^1P(1s2p(2^1P_2))$ -is  $^2(1^1S_0)$ ,  $^3P(1s2p(2^3P_1))$ - $1s^2(1^1S_0)$  és a  $^2P(2p(2^1P)-1s(1^2S))$  röntgenvonalak szögeloszlásának mérésével határoztuk meg. Ezen vonalak szögeloszlását gyorsító nyalábjára helyezhető és a céltárgy körül elforgatható sikkristályos Bragg-spektro-

méterrel mértük. A szögeloszlásmérések megbízható kiértékelése a spektrométer hitelesítését és az adatok konzisztenciájának vizsgálatát igényli, amelyeket több módszerrel is elvégeztünk. Megvizsgáltuk és korrekcióba vettük a magasan gerjesztett (Rydberg) állapotokban elektronokat hurcoló lövedékek késleltetett  $2p-1s$  emissziójának a mért szögeloszlásokra gyakorolt hatását. Megvizsgáltuk továbbá a fenti ütközésben a fóliafelület irányának a szögeloszlásra gyakorolt hatását. Eredményeinket az elméleti számításokkal összehasonlítva megállapítottuk, hogy a Reading és munkatársai által kidolgozott céltárgyközelben céltárgycentrumú, a távoli tartományban előírt módon kétcentrumúvá váló hullámfüggvény-bázison történő kifejtéssel elvégzett csatoltcsatornás számolások (OHCE) jól leírják a fenti ütközési folyamatban létrejövő beállítódást.

4. Meghatároztuk vékony szén céltárgyfólián áthaladó He-szerű  $S$  lövedékionok  $(1s2p)2P$  állapotainak beállítódását a lövedéksebesség függvényében. Ezen vizsgálatot a He-szerű vonalak intenzitásarányának egy  $12,5$  cm görbületes sugarú Johansson-típusú kristályspektrométerrel történő méréssel végeztük, kihasználva ezen spektrométer polarizációérzékenységét. Eredményeink azt mutatták, hogy a  $C$  céltárgy  $1s$  állapotaiból a  $S$  lövedék  $2p$  állapotaiba történő elektronbefogás esetére első Born-közelítésben számolt rezonancia-szerű sebességfüggés a kísérleti adatokkal erős ellentmondásban van. Az OHCE elmélet a beállítódás sebességfüggésének ezen ütközési rendszer esetén is jó leírását adta.

### 5. Vékony szén céltárgyfólián áthaladó H-szerű

2 MeV/amu Ne lövedékionok esetén megmértük a 2p-1s és 3p-1s átmenetek késleltetett emissziójának csillapodási görbéit. A mért csillapodási görbéket és a  $(3p-1s)/(2p-1s)$  intenzitásarányt a különböző legerjesztődési (kaszkád) csatornák analízise alapján adódó eredményekkel összevetve megállapítottuk, hogy a fólia felületét elhagyó Rydberg-ionokban az adott n kvantumszámú héjra befogott elektronok impulzusmomentum szerinti eloszlása egyenletes. Ez az eredmény, összevetve mások méréseivel, azt mutatja, hogy az impulzusmomentum szerinti eloszlás a lövedék rendszámától jelentősen függ.

6. Ne céltárgyat nehéz lövedékionokkal ionizálva He-szerű Ne ionok állíthatók elő, amelyek  $(1s2p)2P$  állapotainak legerjesztődése során kibocsátott  $^1P$  és  $^3P$  vonalak intenzitásának aránya jelentősen eltér a  $2P$  állapotok statisztikus betöltöttségének megfelelő értéktől. Ezen eltérés okát a  $2P$  állapotok beállítódásában keresendő, meghatároztuk 1,35 MeV/amu Ar lövedékekkel ionizált Ne céltárgy He-szerű  $^1P(1s2p(2^1P_1)-1s^2(1^1S_0))$  és  $^3P(1s2p(2^3P_1)-1s^2(1^1S_0))$  röntgenvonalainak polarizációját. A méréshez használt polarimétert a 12,5 cm görbületes sugárú Johansson-típusú kristályspektrométer felhasználásával építettük. A  $^1P$  és  $^3P$  vonalak mért polarizációja alapján arra a következtetésre jutottunk, hogy a megfigyelt nem statisztikus  $^1P/^3P$  intenzitásarányt nem a  $2P$  állapotok beállítódása, hanem ezen állapotok keletkezési mechanizmusainak különbözősége okozza. A lehetséges keletkezési mechanizmusokat számba véve, a megfigyelt eltérés az  $1s-2p$  gerjesztések fontos szerepét jelzi.

### KÖSZÖNETNYILVÁNÍTÁS

Az itt bemutatott eredmények nagyrészt csoportmunkában születtek. Minden társszerzőmet köszönet illeti meg, amelyet kérem ily módon is fogadjanak el.

A társszerzői köszöneten túlmenően mondok köszönetet Dr. Rand Watsonnak és Dr. Sarkadi Lászlónak, akikkel a munka különböző részeiben legközvetlenebbül együtt dolgoztam, és akikkel öröm volt együtt dolgozni.

Dr. Schlenk Bálintnak és Dr. Berényi Dénesnek munkám során nyújtott támogatásukért mondok köszönetet.



HIVATKOZÁSOK

- Am77 P. A. Amundsen, J. Phys. B: 10 2177 (1974)
- An70 H. J. Andrä, Phys. Rev. Lett. 25 325 (1970)
- Ar81 I. A. Armour, J. D. Silver, and E. Traber, J. Phys. B 14 3563 (1981)
- Ba73 G. Basbas, W. Brandt and R. Laubert, Phys. Rev. A 7, 983 (1973)
- Bah75 C. P. Bahalla, Phys. Rev. A 12, 122 (1975)
- Ban59 J. Bang, J. M. Hansteen, K. Danske Vidensk. Selsk., Mat.-Fys. Meddr. 31 No. 13, p. 1. (1959)
- Bas76 S. Bashkin Ed., Topics in Current Physics, Beam-Foil Spectroscopys (Springer-Verlag) (1976)
- Be77 E. G. Berezhko and N. M. Kabachnik, J. Phys. B: 10, 2467 (1977)
- Be78 E. G. Berezhko, N. M. Kabachnik and V. V. Sizov, J. Phys. B: 11, L421 (1978)
- Be80a E. G. Berezhko and N. M. Kabachnik, Sov. Phys. JETP 52 (1980) 205.
- Be80b E. G. Berezhko, N. M. Kabachnik and V. V. Sizov, Phys. Lett. 77A, 231 (1980)
- Ber82 D. Berényi, Magyar Tudomány 1 14 (1982)
- Bet80 H. D. Betz, J. Rothermel, and F. Bell, Nucl. Inst. and Meth. 170, 243 (1980).
- Bet83 H.-D. Betz, D. Roschenthaler, and J. Rothermel, Phys. Rev. Lett. 50, 34 (1983)
- Bet84 H. -D. Betz, D. Roschenthaler, and J. Rothermel, Phys. Rev. Lett. 50 34 (1984)
- Bey81 H. F. Beyer, R. Mann, and F. Folkmann, J. Phys. B 14, L377 (1981)
- Br82 J. S. Briggs, J. H. Macek and K. Taulbjerg, Comments on Atom. Molec. Phys. 12 1 (1982)

- Bra66 W. Brandt, R. Laubert and I. Sellin, Phys. Rev. 151, 56 (1966)
- Bra74 W. Brandt and G. Lapicki, Phys. Rev. A 10, 474 (1974)
- Bra75 W. J. Braithwaite, D. L. Matthews, and C. F. Moore, Phys. Rev. A 11 465 (1975)
- Bra79 W. Brandt and G. Lapicki, Phys. Rev. A 20, 465 (1979)
- Bra81 W. Brandt and G. Lapicki, Phys. Rev. A 23, 1717 (1981)
- Bri82 J. P. Briand, Proceedings of Int. Conf. on X-Ray and Atomic Inner-Shell Physics, Aug. 23-27, 1982, Eugene, Oregon, USA, p. 271
- Brk28 H. C. Brinkman and H. A. Kramers, Proc. Acad. Sci. Amst. 33, 973 (1928)
- Ch82 D. A. Church, R. A. Kenefick, D.-W. Wang, and R. L. Watson, Phys. Rev. A 26, 3093 (1982)
- Cl74 B. Cleff and W. Mehlhorn, J. Phys. B: 7 605 (1974)
- Cl82 B. Cleff, 9th Summer School on Quantum Optics, 1.-8. Sept. 1981, Cetniewo, Poland, Acta Phys. Pol. A 61, 285 (1982)
- Cle84 M. Clemente, E. Berdermann, P. Kienle, H. Tsertos, W. Wagner, C. Kozhuharov, F. Bosch and W. Koenig, Phys. Lett. 137B 41 (1984)
- Cr70 C. B. Crooks, M. E. Rudd, Phys. Rev. Lett. 25 1599 (1970)
- Da74 S. Datz, J. L. Duggan, L. C. Feldman, E. Laegsgaard and J. U. Andersen, Phys. Rev. A 9 192 (1974)
- De57 S. Devon and L. J. B. Goldfarb, Handbuch der Physik, Vol. 42., edited by S. Flugge (Springer, Berlin, 1957), p. 362
- E177 L. D. Ellsworth, J. A. Guffey, E. Sslzborn, and James R. Macdonald, Phys. Rev. A 15, 1438 (1977)
- E179 L. D. Ellsworth, B. L. Doyle, U. Schiebel, and James R. Macdonald, Phys. Rev. A 19, 943 (1979)
- Fa59 U. Fano and G. Racah, Irreducible Tensorial Sets (Academic Press Inc., New York, 1959).
- Fa65 U. Fano and W. Lichten, Phys. Rev. Lett. 14, 627 (1965)

- Fa71 U. Fano and J. Macek, Rev. Mod. Phys.
- Fa73 U. Fano and J. Macek, Rev. Mod. Phys. 45, 553 (1973)
- Far72 S. C. McFarlane, J. Phys. B: 5, 1906 (1972)
- Fe65 A. T. Ferguson, Angular Correlation Method in Gamma-ray Spectroscopy (North-Holland, Amsterdam, 1965)
- Ge83 A.P. Georgiadis, L. von Gerdtell, G. Dehmelt, D. Sträter, R. N. Ahmad-Bitar, and P. von Grentano, Z. Phys. A 300 277 (1983)
- Go83 H. Gould, R. Marrus, Phys. Rev. A 28 2001 (1983)
- Go85 H. Gould, D. Greiner, P. Lindstorm, T. M. J. Symons, H. Crawford, P. Thienberger and H. Wegner, Nuc. Inst. Meth. B10/11 32 (1985)
- Ha56 R. K. Hart, Proc. R. Soc. (London), Ser. A, 236, 6B (1956)
- Ho83 E. Horsdal-Pedersen, C. L. Cocke, M. Stockli, Phys. Rev. Lett. 50 1910 (1983)
- Hr70 R. J. Hrdy, A. Henins and J. A. Bearden, Phys. Rev. A 2, 1708 (1970)
- Ja53 J. D. Jackson and H. Schiff, Phys. Rev. 89 (1953) 359.
- Jam77 K. A. Jamison, and P. Richard, Phys. Rev. Lett. 38, 484 (1977)
- Jan83 R. K. Janev, Comments At. Mol. Phys. 12, 277 (1983)
- Ji79 W. Jitschin, H. Kleinpoppen, R. Hippler and H. O. Lutz, J. Phys. B: 12 4077 (1979)
- Ji80 W. Jitschin, H. O. Lutz and H. Kleinpoppen, Int. Conf. on X-ray and Atomic Inner Shell Physics, Aug. 17 1980, Stirling, Book of Abstracts p. 32 (1980)
- Ji81 W. Jitschin, A. Kaschuba, R. Hippler, L. Sarkadi, H. Kleinpoppen, and H. O. Lutz, 12th Int. Conf. on the Physics of Electronic and Atomic Collisions, Gatlinburg, Tennessee, USA, 1981, Abstracts p. 834
- Ka79 M. Kamiya, Y. Kinefuchi, H. Endo, A. Kuwako, K. Ishii and S. Morita, Phys. Rev. A 20, 1820 (1980)
- Kan83 E. P. Kanter, D. Schneider, and Z. Vager, Phys. Rev. A 28, 1193 (1983)

- Ke76 D. L. McKenzie, P. B. Landecker, and J. H. Underwood, Space Sci. Instr. 2, (1976) 125.
- Kn82 E. J. Knystantás and R. Drouin ed., Proc. 6th Int. Conf. on Fast Ion-beam Spectroscopy, Quabec, Canada, Aug 17-20, 1981, Nucl. Inst. and Meth. 201 No. 1-2
- Ko76 L. Kochbach, Phys. Nor. 8 187 (1976)
- Li77 C. D. Lin, W. R. Johnson, and A. Dalgarno, Phys. Rev. A 15, 1, 154 (1977).
- Ma76 J. Macek and D. Burns, Topics in Current Physics, Beam-Foil Spectroscopy Ed. S. Bashkin (Springer-Verlag) (1976)
- Man82 R. Mann, and H. F. Beyer, Comments At. Mol. Phys. 12, 149 (1982)
- Man81 R. Mann, H. F. Beyer, and F. Folkmann, J. Phys. B 14, 1161 (1981)
- Mau82 R. J. Maurer, R. L. Watson, and G. J. Pedrazzini, Nucl. Instr. and Meth. 214, 117 (1983)
- Mau82 R. J. Maurer, R. L. Watson, O. Benka, J. M. Sanders, and D. M. Oldham, Nucl. Int. and Meth. 202 193 (1982)
- Me68 W. Mehlhorn, Phys. Lett. 26A, 166 (1968)
- Mer58 E. Merzbacher and H. W. Lewis, Handbuch der Physik (Ed. S. Flüge) Vol. 34., p. 166, Springer-Verlag, Berlin (1958)
- Mer83 E. Merzbacher and J. M. Feagin, Comments Nucl. Part. Phys. 11 139 (1983)
- Mo78 L. A. Morgan and M. R. C. McDowell, Comments Atom. Mol. Phys. 7, 123 (1978).
- Mu80 T. Mukoyama and L. Sarkadi, Bull. Inst. Chem. Res., Kyoto Univ. 58, 60 (1980)
- Ni67 V. S. Nikolaev, Sovjet Physics JETP, 24, 847 (1967)
- Om83 K. Omidvar, At. Data and Nucl. Data Tables 28, 215 (1983)
- Op28 J. R. Oppenheimer, Phys. Rev. 31, 349 (1928)
- Pa85 T. Papp, Proc. of the 2nd Workshop on High-energy Ion-Atom Collision Processes, Debrecen, Hungary, 1984 (Ed. D. Berényi and G. Hock, Akadémiai Kiadó, Budapest, 1985) p. 102

- Pa86 T. Papp, közlés alatt
- Par81 F. Parrente, M. H. Chen, B. Crasemann, H. Mark,  
At. Data Nucl. Data Tables, 26, 383 (1981)
- Pá79 J. Pálinkás, Egyetemi doktori értekezés, Kossuth Lajos  
Tudományegyetem, Természettudományi Kar (1979)
- Pá80 J. Pálinkás, L. Sarkadi, and B. Schlenk, J. Phys. B:  
Atom. Molec. Phys. 13, 3829 (1980)
- Pá85 J. Pálinkás, G. J. Pedrazzini, D. A. Church, R. A.  
Kenefick, C. A. Fulton, R. L. Watson and D.-W. Wang,  
Phys. Rev. 31 (1985) 589.
- Pau83 H. Paul and W. Obermann, Nucl. Instr. and Meth.  
214, 15 (1983)
- Pe85 G. J. Pedrazzini, J. Pálinkás, R. L. Watson, D. A.  
Church, and R. A. Kenefick, Nucl. Instr. and Meth.  
(submitted)
- Pep75 G. H. Pepper, R. D. Lear, T. J. Gray, R. P. Chaturvedi,  
and F. C. Moore, Phys. Rev. A 12, 1237 (1975)
- Per58 I. C. Percival, and M. J. Seaton, Philos. Trans. R.  
Soc. London, A251, 113 (1958)
- Pet79 V. P. Petukhov, A. E. Romanovsky, N. M. Kabachnik,  
V. V. Sizov and S. V. Emarkov, Proc. 11th ICPEAK,  
Kyoto, Abstracts p. 668
- Pl78 M. Pauli, D. Trautmann, J. Phys. B: 11, 667 (1978) és  
M. Pauli, F. Rösel, D. Trautmann, J. Phys. B: 11,  
2511 (1978)
- Re76 J. F. Reading, A. L. Ford, and E. Fitchard, Phys.  
Rev. Lett. 36, 573 (1976)
- Re79 J. F. Reading, A. L. Ford, G. L. Swafford, and  
E. Fitchard, Phys. Rev. A 20, 130 (1979)
- Re81 J. F. Reading, A. L. Ford, and R. L. Becker,  
J. Phys. B 14, 1995 (1981)
- Re82 J. F. Reading, A. L. Ford, and R. L. Becker,  
J. Phys. B 15, 625 (1982)
- Ri73 P. Richard, Phys. Lett. 45A 13 (1973)
- Ric81 G. Richter, M. Brussermann, S. Ost, J. Wigger, B. Cleff,  
and R. Santo, Phys. Lett. 82A, 412 (1981)

- Ro82 J. Rothermel, H. -D. Betz, F. Bell, and V. Zacek, Nucl. Inst. Meth. 194 341 (1982)
- Rö82 F. Rösel, D. Trautmann, and G. Baur, Z. Phys. A 304, 75 (1982)
- Sa79 L. Sarkadi, Egyetemi doktori értekezés, Kossuth Lajos Tudományegyetem, Természettudományi Kar (1979)
- Sa81 L. Sarkadi and T. Mukoyama, J. Phys. B: 14 L255 (1981)
- Sa86 L. Sarkadi, J. Phys. B: közlés alatt
- Sar72 F. W. Saris, W. F. Van de Weg, H. Tawara, R. Lauber, Phys. Rev. Lett. 28 717 (1972)
- Sc83 J. Schweppe et al., Phys. Rev. Lett. 51 2261 (1983)
- Sh78 R. Shakeshaft, Phys. Rev. A 18 1930 (1978)
- Sh78 R. Shakeshaft, Phys. Rev. Lett. 44 442 (1980)
- Si80 V. V. Sizoy and N. M. Kabachnik, J. Phys. B: 13, 1601 (1980)
- Ta83 K. Taulbjerg, Fundamental Processes in Energetic Atomic Collisions, ed. H. O. Lutz, J. S. Briggs and H. Kleinpoppen (Plenum, New York, 1983) p. 349
- Va78 L. A. Vainshtein and U. I. Safronova, At. Data and Nucl. Data Tables 21, 49 (1978)
- Wa81 R. L. Watson, A. Langenberg, R. A. Kenefick, C. C. Bahr, and J. R. White, Phys. Rev. A 23, 2471 (1981)
- Wa82 R. L. Watson, O. Benka, K. Parthasaradi, R. J. Maurer, and J. M. Sanders, J. Phys. B 16, 835 (1982)
- Wan82 D.-W. Wang, R. L. Watson, R. A. Kenefick, and D. A. Church, Nucl. Instr. and Meth. 202, 355 (1982)
- War69 B. E. Warren, X-ray diffraction (Addison-Wesley, Reading, Mass., 1969).
- We85 U. Werner, W. Jitschin, and H. O. Lutz, J. Phys. B: 18, 3111 (1985)