

SPINPOLARIZÁLT ELEKTRONFORRÁS ÉPÍTÉSE

Egyetemi doktori értekezés

Írta:

Treer Tivadar

Készült a

Szegedi Biológiai Központ Biofizikai Intézetében,
1978-ban.



Tartalomjegyzék

Bevezetés.....	3
I. Elméleti rész	
1. Spinpolarizált elektronnyalábok tulajdonságai	8
2. Módszerek SPE-nyaláb előállítására	10
2.1. Az elektronszórásról általában	11
2.2. A Mott-féle elektronszórás	14
2.3. A Fano-effektus.....	18
2.4. A többi módszer és a paraméterek összehason - lítása.	24
3. A polarizációfok meghatározásának módszerei	34
3.1. Az extrapolációs módszer	38
3.2. Az energiaszűrés módszere	41
3.3. A disszertáció céljának részletes meghatáro - zása.	47
II. Kísérleti rész	
4. A tervezett SPE-forrás főbb egységei ; a vákuum - rendszer.....	49
5. A cirkulárisan poláros fény előállítása	53
5.1. A besugárzott uv fényteljesítmény meghatáro - zása.....	55
5.3. A 280 nm-nél rövidebb hullámhosszúságú fény hatása.....	58
6. A Cs-gőznyaláb előállítása	60
6.1. A Cs-nyaláb intenzitásának meghatározása.....	63



6.2. A Cs_2 -molekulák aránya és hatása.....	65
7. Az elektronoptikai rendszer	69
7.1. Az elektronkiszívó egység	69
7.2. A gyorsító elektronlencserendszer.....	73
8. A polarizációfok-detektor	76
8.1. A kis energiájú elektronok detektálása.....	76
8.2. A Mott-kamra jósági tényezőjének meghatározása	80
8.3. A fékezőtér hatása a σ_M -re	83
9. A polarizációfok-mérések eredményei	90
Az eredmények értékelése és összefoglalása.....	93
Irodalom	96

Bevezetés

A fizikusok mintegy 70 éve foglalkoznak az atomok, elektronok és fotonok közötti ütközési folyamatok tanulmányozásával. Ennek során több olyan spinfüggő folyamatot találtak, amelyek különböző, spinpolarizált elektronnyalábot /továbbiakban: SPE-nyaláb/ előállító berendezések működésének alapjául szolgálnak. Ezek a módszerek - amelyekkel olyan elektronnyaláb hozható létre, amelyben az egyes elektronokhoz rendelhető spinvektorok eloszlásában van ki-tüntetett irány - két fő csoportba oszthatók:

- I. A SPE-ok előállításában fő szerepet játszó kölcsönhatás spinfüggő. Ezen csoport fő képviselője a nem poláros céltárgyakról történő elektronszórás / az un. Mott-szórás/, amelyben az elektronok spinje kölcsönhat a pálya-impulzusmomentumukkal, ezért a szórt elektronnyaláb polarizálódik.
- II. Az elektronok előállítási folyamatában kölcsönható rendszerek közül legalább az egyik előre polarizálva van. Pl. a ferromágneses anyagokból a SPE-ok ki-vonása.

Az egyik legújabb módszer, a Fano-effektus mindkét csoport tulajdonságait egyesíti. Azon alapul, hogy a cirkulárisan poláros fény hatására Cs-atomokból kiváltott fotoelektronok jelentős mértékben spinpolarizáltak.

A Szegedi Biológiai Központ Biofizikai Intézetében célul tűztük ki olyan kísérletek elvégzését, amelyekben SPE-ok

kölcsönhatását lehet tanulmányozni különféle ún. "királis" molekulákkal / olyan molekulák, amelyek nem hozhatók fedésbe siktükörben megjelenő képükkel /. Az ilyen típusú vizsgálatokkal a biológia egy alapproblémájának megválaszolásához járulhatunk hozzá. Az általunk tervezett kísérletek fontosságának megindokolására a következőkben vázlatosan áttekintjük e kérdéskör számunkra fontos vonatkozásait.

Az élő szervezetek alapépítőkövei többek között aminosavakból és cukrokból épülnek fel. Ezek a molekulák királisak. Kémiai szintézisekben előállítva ezeket az anyagokat a balos-/L/ és a jobbos-/D/ módosulatból /ún. enantiomer/ azonos mennyiséget tartalmazó, ún. racem elegyet kapunk végeredményül. Ugyanakkor élő szervezetek mindig csak az egyik módosulatot képesek asszimilálni, sejtjeik is kizárólag L-aminosavakból, ill. D-cukrokból épülnek fel. Már a múlt században felmerült a kérdés, hogy az élővilág kialakulása során miért és hogyan jött létre a biológiai objektumok ezen sajátos molekuláris aszimmetriája.

Miután 1957-ben kimutatták, hogy a gyenge kölcsönhatás eredményeképpen létrejövő β -bomlás során keletkező elektronok jelentős mértékben spinpolarizáltak / tehát ez a kölcsönhatás megsérti a fizikában addig általánosan érvényesnek gondolt tükörszimmetria-elvet /, többen gondoltak arra, hogy kapcsolat lehet a gyenge kölcsönhatások paritás-sértése és az élővilág molekuláris aszimmetriája között. A kérdés általában úgy merült fel, hogy ha a β -sugárzó anyagokból

kijövő spinpolarizált elektronok különböző mértékben hatnak kölcsön a balos-, ill. a jobbos enantiomerekkel, a kémiai evolúció során az akkori ősléggörben jelenlevő β -bomló anyagok eltolhatták az L- és D- molekulák arányát valamelyik enantiomer javára; ezután pedig már érthető lenne az élővilág aszimmetrikus fejlődése.

Az előbb említett feltevés igazolása céljából többen végeztek kísérleteket. Pozitív eredményt először Garaynak [1] sikerült elérni 1968-ban. Kísérletében L; ill. D-tirozint tartalmazó oldatot bombázott 1,5 éven keresztül ^{90}Sr -ból származó β -részecskékkal. Többszöri mintavétellel kimutatta, hogy a D-tirozin lényegesen gyorsabban bomlott, mint az L ugyanolyan körülmények között végezve a besugárzást. Ilymódon a β -bomlás szelekciós tényező lehetett a D-tirozinra vonatkozólag.

Hasonlóan pozitív eredményt hozott az az igen szellemes kísérlet, amelyet Garay, Keszthelyi és mtsai végeztek 1973-ban [2,3]. Kimutatták, hogy a β -bomlásban keletkező, az elektronnal ellentétesen polarizált pozitron az L-módosulatu molekulában nagyobb arányban képez singlet állapotú pozitroniumot, míg a D-módosulat esetén a triplet állapotú pozitronium képződik preferenciálisan.

1975-ben Bonner és mtsai [4] spinpolarizált elektronforrásból nyert, 120 keV-re gyorsított elektronokkal sugározták be a racem leucinből készített mintát. A D-leucin gyorsabban bomlott, amikor az elektronnyalábban a spinek

a haladás irányával ellentétes irányban álltak / ez a helyzet a β -bomlás elektronjainál is /, viszont a spinirány megfordítása esetén az L-módosulat bomlott gyorsabban. Ez utóbbi kísérlet különösen meggyőző, hiszen a kontroll-mérést ugyanazon az anyagon lehet elvégezni a spinirány megváltoztatásával.

A [4] -ben leírt kísérletben a mérések csak egy bonyolult folyamat végeredményeként jelentkező preferenciális bomlás létét igazolták, a jelenség mechanizmusára vonatkozólag nem lehet következtetést levonni belőlük. Véleményünk szerint a spinpolarizált elektronok királis molekulákkal történő kölcsönhatásának vizsgálatában részletesebb, a folyamatra vonatkozólag több információt nyújtó kísérletet lehet végezni úgy, hogy a királis molekulát kis energiájú elektronokkal sugározzuk be és a lumineszcencia-intenzitást mérjük a spinirány és az elektronenergia függvényében. Ilyen kísérletek végzésére olyan spinpolarizált elektronforrást célszerű építeni, amellyel a [4] -ben alkalmazott 20 %-os polarizációfoknál nagyobbat lehet elérni, és a létrehozott longitudinálisan poláros elektronnyaláb energiáját széles határok között lehet változtatni.

E műszer megtervezésére és megépítésére Keszthelyi Lajos vezetésével célcsoport alakult; a tervezési és kísérleti munkák jelentős részét két fizikus kollegámmal, Bagyinka Csabával és Szalontai Balázssal együtt végeztük.

E kutatómunka egy részét tartalmazza ez az értekezés, amelynek célja egy - a Fano - effektus alapján működő -

SPE-forrás megtervezése, megépítése és a kapott elektronnyaláb intenzitásának és polarizációfokának megmérése.

Az elméleti részben leírjuk a Fano-effektust és a Mott-féle elektronszórást. Ez utóbbi szolgál a spinpolarizáció fokának /továbbiakban: SPF/ megmérésére. A SPF-detektorok kétféleképpen működhetnek: az ún. "extrapolációs", ill. a Boersch által felvetett "energiaszűrés" módszer alapján. Munkánk során ez utóbbi módszer módosított változatát dolgoztuk ki.

A kísérleti részben részletesen ismertetjük a készülék fő egységeit. Foglalkozunk a SPF-ot csökkentő, zavaró effektusok mértékének meghatározásával és kiküszöbölésével is. Ismertetjük a készülék bemérése során tapasztalt elektronnyaláb-intenzitás és SPF-értékeket, valamint az "energiaszűrés" módszer alapján működő Mott-detektor jósági tényezőjét.

Megjegyezzük, hogy az értekezésben általában az SI-mértérendszer egységeit használjuk, kivéve az olyan területeket /pl. vákuumtechnika/, ahol azok még nem honosodtak meg.

I. ELMÉLETI RÉSZ

1. Spinpolarizált elektronnyalábok tulajdonságai

SPE-források tervezéséhez, a módszer kiválasztásához először meg kell határoznunk azokat a kritériumokat, amelyek alapján a különböző módszerek teljesítőképessége összehasonlítható. A vizsgálandó spinfüggő folyamat jellegétől függően a tervezendő készülék által előállított elektronnyaláb bizonyos tulajdonságai különböző fontosságúak lehetnek, azonban minden SPE-forrás alapvető jellemzője a "jósági tényező", amelyet az előállított elektronnyaláb SPF-a /P/ és intenzitása /I/ határoz meg. Vegyük most sorra a SPE-nyalábokra jellemző mennyiségeket.

a./ Az elektronnyaláb polarizációfokának definíciója:

$$P = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-}, \quad /1/$$

ahol N_+ , ill. N_- azon elektronok számát jelenti, amelyeknek spinje egy adott iránnyal párhuzamos, ill. antiparalell. P értéke tehát -1 és +1 között változhat. $P=0$ esetén a nyalábot nem polárosnak nevezzük. A legtöbb esetben úgy választják meg a kísérletek feltételeit, hogy az elektronok mozgási iránya a kitüntetett irányra /amelybe N_+ számú elektron spinje mutat/ merőleges, vagy párhuzamos legyen. Az előbbi esetben tranzverzálisan, az utóbbiban longitudinálisan poláros nyalábról beszélünk.

b./ Az elektronnyaláb intenzitása $/I/$ a vizsgálandó minta helyén, adott gyorsítófeszültség mellett meghatározott elektronáram; egysége az amper $/A/$, vagy elektron-szám $\cdot s^{-1}$.

c./ Az SPE-forrás jósági tényezőjét $/\sigma/$ általában így definiálják:

$$\sigma = IP^2. \quad /2/$$

Mi az alapja annak, hogy ezzel a mennyiséggel jellemezzük egy készülék jóságát?

Tekintsünk egy I_t intenzitású, teljesen poláros nyalábot $/P_t=1/$, amellyel egy adott kísérletet bizonyos idő alatt adott relatív hibával $(\frac{\Delta P}{P})$ tudunk elvégezni. Pl. Mott-szórással történő polarizációfok mérésakor $/1. 3. fejezet, /16/$ / a P_t hibája egy arányossági tényezőtől eltekintve: $\Delta P_t \sim \frac{1}{\sqrt{I_t}}$. Akkor, ha egy másik, I intenzitású, P polarizációfokkal rendelkező nyalábtól megkivánjuk, hogy az előbbi kísérlet szempontjából ugyanolyan legyen a "jósa-ga", vagyis hogy ugyanannyi idő alatt, ugyanakkora rela-tív hibával tudjuk elvégezni a kísérletet, fenn kell állnia: $\frac{\Delta P}{P} = \frac{\Delta P_t}{P_t}$, tehát behelyettesítés és reciprokképzés után $P\sqrt{I} = P_t\sqrt{I_t}$. A két nyalábra azonos értékű $(\frac{P}{\Delta P})^2$ mennyisé-get szokták jósági tényezőnek nevezni. Így σ egyenlő a $/2/-ben$ adott kifejezéssel, tehát arányos a SPF négyzeté-vel.

d./ Alapvetően fontosak a nyaláb elektronoptikai tulaj-donságai. Optikai analógiával élve, a lézer azért ideális fényforrás, mert nagy fényáramot bocsájt ki kicsiny térszögbe.

monoenergetikusan. A megfelelő paraméterek elektronnyaláb-nál a következők:

$\alpha.$ / A sugárzáserősség: az egységnyi térszögbe emittált elektronáram; egysége Astr^{-1} , vagy $\text{elektronszám} \cdot \text{s}^{-1} \text{str}^{-1}$. Megjegyezzük, hogy különböző SPE-források összehasonlításánál figyelembe kell venni, hogy elektromos terekkel történő gyorsításkor a nyaláb divergenciája csökken, tehát E_0 energiáról E -re történő gyorsításkor az elektronoptika Lagrange-féle törvénye értelmében a sugárzáserősség E/E_0 - szorosára nő.

$\beta.$ / A relatív energiasáv szélesség: $\frac{\Delta E}{E}$, ahol ΔE a nyaláb-ban levő elektronok energiája közötti maximális különbség, E a közepes elektronenergia.

$e.$ / Nagymértékben a vizsgálni kívánt folyamattól függ, hogy előnyös-e, ha az elektronnyaláb nagy csúcsértékű impulzusok formájában, vagy kisebb intenzitású folytonos nyaláb alakjában áll rendelkezésre.

$f.$ / Nehezen megítélhető, de fontos jellemző az egyes elektronforrások bonyolultsága megépítésének nehézségi foka, költsége.

2. Módszerek SPE-nyaláb előállítására

Ha arra a kérdésre kívánunk választ kapni, hogy miképpen lehet poláros részecske-nyalábot előállítani, kézenfekvő a Stern-Gerlach kísérletre [5] gondolni. Ebben ezüst-atomnyalábot inhomogén mágneses térrel két, poláros atomnyalábra lehet szétválasztani. A kísérlet magyarázatánál

feltételezték, hogy a kötött, atomi elektronoknak van egy 4. szabadsági fokuk, a saját-impulzusmomentum /spin/. Mivel elképzelhetetlen, hogy a szabad elektron ne rendelkezzen ugyanúgy e 4. szabadsági fokkal, mint a kötött elektron, léteznie kell szabad elektronokból álló SPE-nyalábnak is. Kérdés, hogy nem lehetne-e nem poláros elektronnyalábot inhomogén mágneses térrel ugyanúgy két poláros nyalábra szétválasztani, mint az ezüst-atomnyalábot. Könnyen belátható, hogy nem, mivel a töltéssel rendelkező elektronokat /a Stern-Gerlach kísérletben a semleges atomok globális töltése zérus volt / a mágneses tér eltéríti, ezzel a nyalábot kiszélesíti. Bohr kimutatta [6], hogy az elektronspinek különbözőségének következményeként adódó eltérítés kisebb, mint az elektronokhoz rendelhető hullámhossz, viszont ilyen kismértékű felhasadás elvileg sem figyelhető meg.

2.1. Az elektronszórásról általában:

Mielőtt rátérnénk a SPE-nyaláb előállítására szolgáló módszerek részletes ismertetésére, röviden áttekintjük az elektronok atomokon történő szóródásával kapcsolatos alapismereteket. Ugyanis a következő pontban tárgyalandó Mott-féle elektronszóráson alapul az egyik polarizációs módszer és az SPF detektálására szolgáló legfontosabb módszer is.

Közeledjen egy m tömegű, E energiájú elektron az M tömegű, állónak tekintett atom felé. Az atom szórópotenciáljával történő kölcsönhatás következtében az elektron eredeti irányától θ szöggel elhajlik. Ha ebben a szórási folyamatban nem kerül sor az atom belső energiaállapotának megváltozására /tehát pl. gerjesztésre, vagy ionizálásra/, akkor a folyamatot rugalmas szórásnak nevezzük. Energiaveszteség azonban ilyenkor is van; az energiamegmaradás, valamint az impulzustörvény alkalmazásával a ΔE_e ún. rugalmas energiaveszteségre [7] alapján azt kapjuk, hogy:

$$\Delta E_e = 4E \cdot \frac{m}{M} \cdot \sin^2 \frac{1}{2} \theta . \quad /3/$$

/ A számunkra fontos esetben $E = 120$ keV, $\theta = 120$ fokra, arany atomra $\Delta E_e = 1,08$ eV energiaveszteséget kapunk./

Ha az atommal történő ütközés során az elektron ΔE_e -nél nagyobb energiaveszteséget szenved, a folyamatot rugalmatlan szórásnak nevezzük.

Eddig egyetlen szóróatomról volt szó, így a szórás is csak egyszeres lehetett. A gyakorlatban viszont a szórótárgyat mindig több atomból áll, akár gőznyaláb, akár fólia formájában van jelen, tehát számolni kell a többszörös szórás lehetőségével is.

A következő fejezetben látni fogjuk, hogy a SPF méréséhez aranyfóliáról történő nagyszögű elektronszórást kell vizsgálnunk. A megfelelő irányban elhelyezett elektron-detektorban azonban nem csak az egyszeresen, nagy szögben

szórt elektronokat fogjuk detektálni, hanem a többszörösen, kis szögben szórtakat is. Ezzel a problémával a 3. fejezetben részletesen foglalkozunk; most csak a legfontosabb tudnivalókat ismertetjük az egyszeres és többszörös szórással kapcsolatban [8] alapján.

a./ Az egyszeres, nagyszögű, rugalmas szórással fennáll:

$$\frac{p/\theta}{p_e} = \frac{\theta^2}{4 \operatorname{tg}^2 \frac{1}{2} \theta}, \quad /4/$$

ahol p/θ a θ -nál nagyobb szögű, p_e pedig az összes rugalmas szórási folyamat száma, továbbá $\theta_0 = \frac{\lambda}{2\pi R} = 3,69 Z^{1/3} E^{-1/2}$, $R = a_0 Z^{-1/3}$. Az utóbbi kifejezésekben θ_0 a szóróatom árnyékolási faktora, λ az elektron hullámhossza, R az atom effektív rádiusza, Z a rendszáma, a_0 a H-atom első Bohr-rádiusza $= 0,592 \text{ \AA}$.

b./ Többszörös szórással definíció szerint akkor lép fel, ha az elektronintenzitás θ szerint Gauss-eloszlást követ. $E = 10\text{--}20 \text{ KeV}$ energiatartományban ez akkor következik be, ha a targetvastagság olyan, hogy legalább 20-30 rugalmas szórási folyamatra van lehetőség. Au-ra $E=20 \text{ KeV}$ -nél $p_e=27$, ha a szórótarget egységnyi vastagságra vonatkoztatott sűrűsége $100 \mu\text{g cm}^{-2}$. / Az adott anyag esetén a vastagsággal arányos, $\mu\text{g cm}^{-2}$ egységben megadott mennyiséget a következőkben röviden fajlagos sűrűségnek fogjuk nevezni/.

c./ Az előbbinél vastagabb targetok esetén, amikor az elektrontranszmisszió - targetvastagság görbe exponenciálissá válik, az elektron-diffúzió jelenségről beszélünk.

Aranyra $E = 20 \text{ keV}$ -nél $205 \mu\text{g cm}^{-2}$ -es fajlagos sűrűségű targetnél kezdődik a diffúzió.

A következőkben fontos szerepük lesz a szórási hatáskeresztmetszettel kapcsolatos mennyiségeknek. Ezeket a fogalmakat minden nagyobb elméleti monográfiában részletesen tárgyalják, ezért itt csak utalunk az irodalomra [9] . Megjegyezzük, hogy a $\frac{d\sigma(\theta, \phi)}{d\Omega}$ differenciális szórási hatáskeresztmetszet egy adott szórási probléma esetén arányos az adott θ , ϕ polárszögek által meghatározott irányba felvett $d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$ térszögbe szóródó elektronok másodpercenkénti számával.

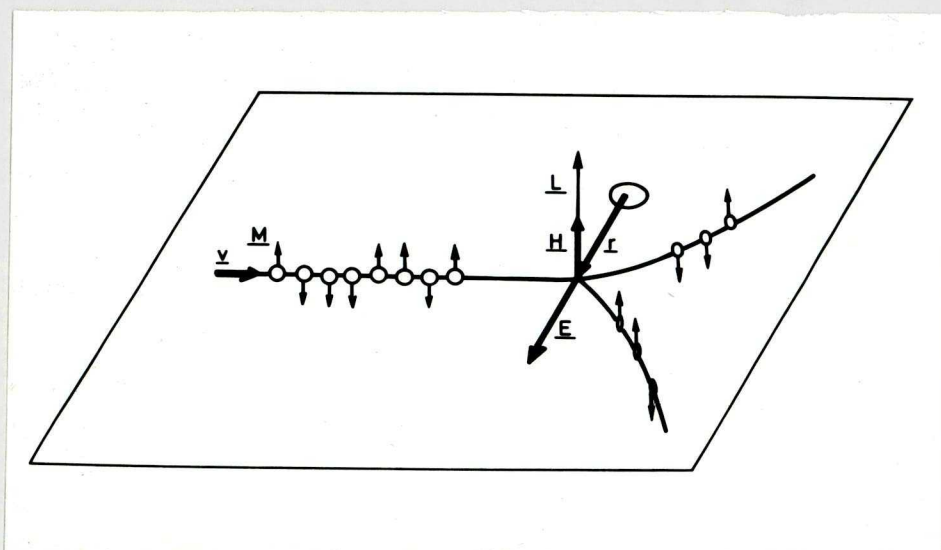
2.2. A Mott-féle elektronszórás:

A Dirac-elmélet alapján Mott 1932-ben [10] levezetett egy formulát a V/r / potenciális energiájú centrális erőterben szóródó v sebességű, E kezdeti energiával /amely most az mc^2 nyugalmi energiát is tartalmazza/ rendelkező, kezdetben nem poláros elektronok $P/\theta/$ polarizációfokára, valamint $\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega}$ differenciális hatáskeresztmetszetére vonatkozólag. A kapott formulákat Au-atom $Z=79$ / árnyékolatlan Coulomb-terére alkalmazva, $P/\theta/ = 0,26$ -os értéket kapott $\theta = 90$ fokra 165 keV - es kinetikus energiánál.

A spinpolarizáció fellelésének szemléletes megindokolására tekintsük a következő vázlatos, kvalitatív gondolatmenetet [11] .

Vegyünk egy nem poláros elektronnyalábot, amelyben az elektronok $\underline{v}$ sebességgel haladnak a szóróatom $\underline{E}$ térerősségű Coulomb-terében / az atom mágneses momentumát elhanyagoljuk/, lsd. 1. ábra. Az $\underline{S}$ spinvektorral

rendelkező elektron saját mágneses momentuma / $\underline{M} = \frac{e\underline{S}}{mc}$ / kölcsönhatásba lép az elektron mozgása következtében



1. ábra

fellépő $\underline{H}$ mágneses térrel, amelynek erőssége az elektronhoz rögzített koordináta - rendszerben: $\underline{H} = -\underline{v} \times \underline{E} / c$. Mivel a kölcsönhatási energia $-\underline{M} \cdot \underline{H}$, tehát behelyettesítés után a spin-pálya kölcsönhatás energiája egy konstans faktortól eltekintve:

$$E_{sp} \sim r^{-1} \underline{S} \cdot \underline{L} \frac{dV}{dr} ,$$

/5/

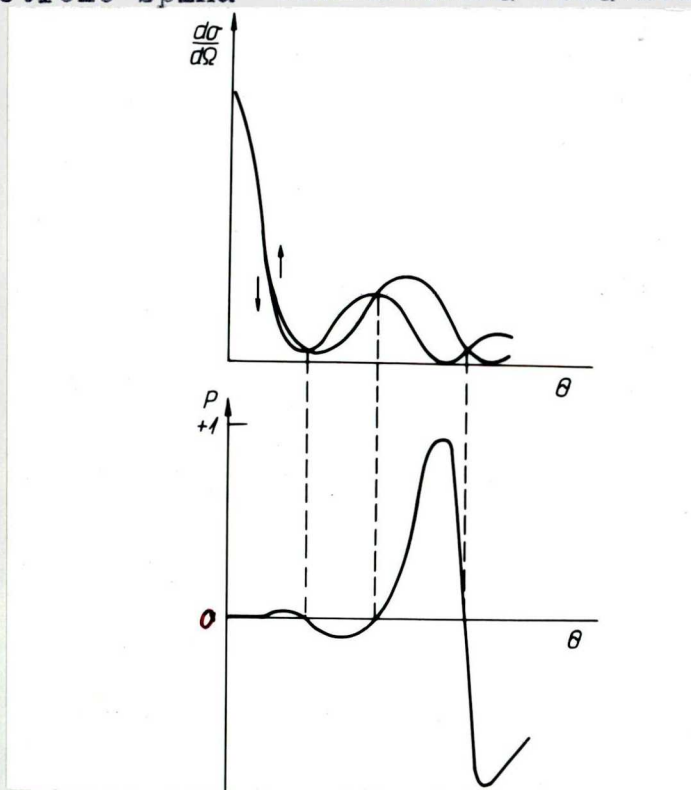


amelyben $\underline{L} = m\mathbf{r} \times \mathbf{v}$ a beeső elektron pálya-impulzusmomentuma, V pedig a potenciál értéke az r pontban. Az eredő szórópotenciál kiszámításánál a leárnyékolt Coulomb-potenciálhoz hozzá kell adni a /5/-ban szereplő energiatagnak megfelelő spin-pálya potenciált, ilymódon a szórópotenciál függ az $\underline{S}$ és az $\underline{L}$ egymáshoz viszonyított irányától.

A fenti nem poláros nyalábot tekinthetjük úgy is, mint ha egyenlő számú, a szóródási síkra merőleges iránnyal párhuzamos, ill. ellentétesen párhuzamos spinű elektronból állna. Ugyanolyan pálya-impulzusmomentumu, de különböző spinű elektronokra vonatkozólag a spin-pálya potenciál előjele különbözik, így az eredő szórópotenciál értéke is eltér egymástól. Más szóval, az atom R_e effektív sugara /az a sugár, ahol a potenciál egy bizonyos értékre csökken/ különbözik azonos $\underline{L}$ -lel rendelkező, "felfelé mutató", ill. "lefelé mutató" spinű elektronokra /a szóródási sík vízszintes/.

Ha már most a rugalmas szórást úgy tekintjük, mint a beeső elektront reprezentáló, λ hullámhosszuságú hullámnak az atomon történő diffrakcióját, 3 keV-nél kisebb energiánál /itt λ összemérhető az R_e -vel/ a szórás $\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega}$ differenciális hatáskeresztmetszetére /ami arányos az intenzitással/ különálló interferenciamaximumokat és -minimumokat kapunk a szórási szög függvényében. Mivel a minimumok és maximumok helyét a λ/R_e határozza meg, és mert az R_e különbözik az eltérő spinű elektronokra, ezért

a két spinirányra vonatkozó diffrakciós képek egymáshoz képest eltolódtak /ld.2. ábra/. Ezért adott θ szögre ^a kétféle spinű elektronokra vonatkozó



2. ábra

hatáskeresztmetszet általában különbözik egymástól, ami eltérő számú "felfelé mutató", ill. "lefelé mutató" spinű elektront jelent az adott irányba szórt nyalámban, vagyis az elektronnyaláb polarizált. P definíciójából következik, hogy a $|P|$ azoknál a szögeknél kerül közel 1-hez, ahol a hatáskeresztmetszetgörbék egyikének közel zérus minimuma van.

A 10 keV energia feletti, gyors elektronok szóródásánál ugyancsak polarizáció várható; azonban itt λ sokkal kisebb, mint az atomi méretek, ezért a hatáskeresztmetszet-görbék monoton csökkennek növekvő θ -val /nincs

szélső érték/, tehát a polarizációs görbében csak lapos szélső érték várható /1. később a 10. ábrát./.

Az imént elmondott kvalitatív megállapításokat sok, különböző energián végrehajtott kísérlet igazolta, amelyeknek eredményei jól egyeznek azokkal a számítógépes kalkulációkkal, amelyeket Holzwarth és munkatársa [12] a Mott által levezetett formulák alapján végzett $Z = 79$ és $Z = 80$ esetére.

A Mott-szórás kísérleti vonatkozásait a 2,4., ill. a 3. fejezetben tárgyaljuk.

2.3. A Fano-effektus:

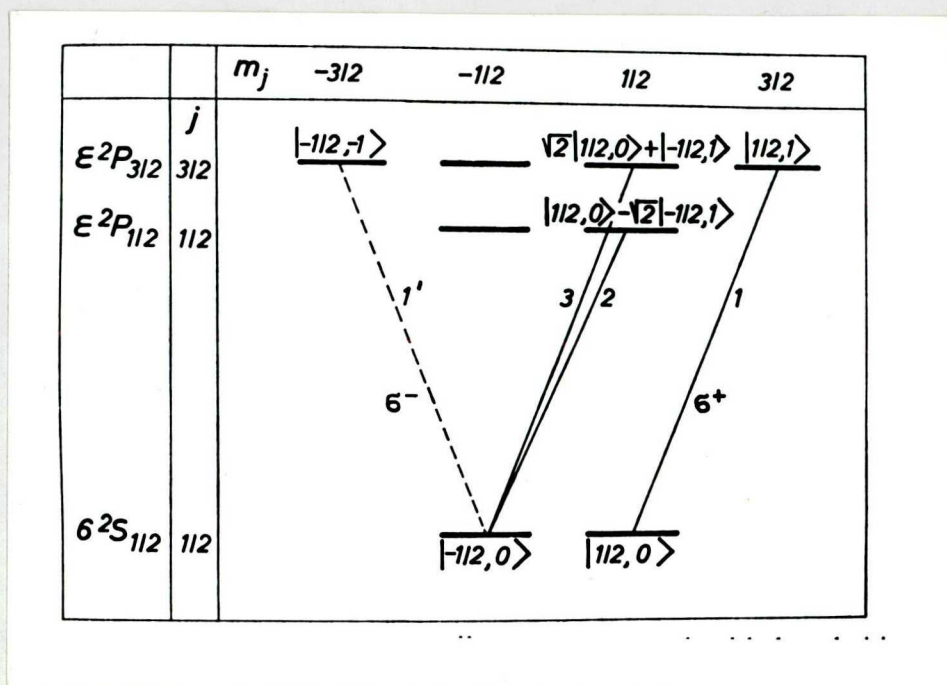
Fano 1969-ben írt közleményében [13] rámutatott arra, hogy alkáli atomok bizonyos hullámhossztartományba eső cirkulárisan poláros fénnnyel történő megvilágítása során a kiváltott fotoelektronok polárosak lesznek, mivel a spin-pálya kölcsönhatás befolyásolja a fény abszorpcióját. Legnagyobb SPF a Cs-atomra várható, mivel a spin-pálya kölcsönhatás mértéke a magasabb rendszámú alkáli atomokra nagyobb. Rövidség kedvéért Fano levezetésének itt csak a gondolatmenetét és a végeredményét tárgyaljuk.

Jobbra cirkulárisan poláros fény elnyelődése következtében fellépő optikai átmeneteknél a kiválasztási szabályok a következők:

$$\Delta l = \pm 1, \text{ ill. } \Delta m_j = \pm 1,$$

ahol l a mellék-, m_j a mágneses kvantumszám. A Cs-atom

termsémája a 3. ábrán látható. Abból kiindulva, hogy a Cs-atom $6^2S_{1/2}$ alapállapotában az $m_j = -1/2$, ill.



3. ábra.

$m_j = +1/2$ term egyenlő valószínűséggel betöltött, a kiválasztási szabályok az $\epsilon^2P_{1/2}$, ill. $\epsilon^2P_{3/2}$ kontinuum-állapotokba, mint végállapotokba csak az ábrán folytonos vonallal megjelölt 1, 2, ill. 3 -as optikai átmeneteket engedik meg σ^+ állapotú, jobbra cirkulárisan poláros fényre vonatkozólag. Az 1' szaggatott vonallal rajzolt átmenet a σ^- , balra cirkulárisan poláros fényre vonatkozik. Az ábrán a szintekre a megfelelő hullámfüggvényeket irtuk fel $|m_s, m_l\rangle$ jelöléssel, ahol az m_s a saját, m_l a pálya- mágneses kvantumszám. A koordináta-rendszer z-tengelye a

cirkulárisan poláros fény saját-impulzusmomentumának irányába mutat.

Ezután, ha felírjuk a megengedett átmenetekre vonatkozó átmeneti mátrixelemeket, és beírjuk a kezdeti és a végállapotokra vonatkozó hullámfüggvényeket, majd kiszámítjuk a 2-es és 3-as átmenet végállapotának ρ_1 , ill. az 1-es átmenet végállapotának ρ_2 sűrűségmátrixát, akkor a $\rho = \rho_1 + \rho_2$ sűrűségmátrix fogja jellemezni a nyert fotoelektronnyaláb állapotát. A fotoelektronok intenzitáseloszlására, ill. SPF-ára ugyanis a következő összefüggések érvényesek:

$$I/\theta, \phi/ = \text{Spur} \rho,$$

$$P_i/\theta, \phi/ = \frac{1}{I/\theta, \phi/} \text{Spur} / \rho \sigma_i /, \quad i = x, y, z,$$

ahol σ_i -k a Pauli-féle spinmátrixokat, θ, ϕ a polárkoordinátarendszer megfelelő szögeit jelentik.

A számítások a következő eredményt hozták:

$$I/\theta, \phi/ \sim /R_3 - R_1/^2 \cdot \left[2 + /x^2 - 1/\sin^2 \theta \right], \quad /6/$$

$$P_x/\theta, \phi/ = - \frac{2 (x-1) \cos \theta \sin \theta \cos \phi}{2 + (x^2 - 1) \cdot \sin^2 \theta} = A(\theta) \cos \phi, \quad /7/$$

$$P_y/\theta, \phi/ = A/\theta/ \sin \phi, \quad /8/$$

$$P_z/\theta, \phi/ = \frac{2 + 2 (x - 1) \cdot \sin^2 \theta}{2 + (x^2 - 1) \cdot \sin^2 \theta} . \quad /9/$$



Itt R_1 , ill. R_3 a $j = 1/2$, ill. $j = 3/2$ -es kontinuumállapotba történő átmenetet leíró radiális mátrixelemet jelentik. X a Fano nyomás bevezetett hullámhosszfüggő paraméter:

$$X = \frac{2R_3 + R_1}{R_3 - R_1} . \quad /10/$$

Látható, hogy a $\theta = 0^\circ$ és $\theta = 180^\circ$ esetben $P = P_z = 1$, tehát R_1 és R_3 értékétől függetlenül /tehát a fény hullámhosszától és a rendszámtól függetlenül/ a fénybesugárzás irányába és azzal ellentétes irányba emittált fotoelektronok teljesen polárosak. Ugyanakkor ezekben az irányokban /6/ szerint intenzitásminimum van.

Az általános esetben a polarizációfok függ R_1 és R_3 értékétől, kivéve az $R_1 = R_3$ esetet, amikor is a $P = 0$, és $\theta = 0^\circ$, ill. $\theta = 180^\circ$ esetén az intenzitás is zérus. Általában azonban R_1 különbözik R_3 -tól, mivel a $j = 1/2$, ill. $j = 3/2$ -es állapot F_1/r , ill. F_3/r radiális hullámfüggvénye különböző a spin-pálya kölcsönhatás miatt. T.i. a $j = 1/2$ állapotokra a spin és a pálya-impulzusmomentum antiparalell, míg a $j = 3/2$ esetre párhuzamos; ezért a V_{sp}/r spin-pálya kölcsönhatási potenciál

$$V_{sp}/r \sim \frac{1}{r} \frac{dV}{dr} /LS/$$

előjele $j = 1/2$ -re negatív, azaz a potenciál vonzó,

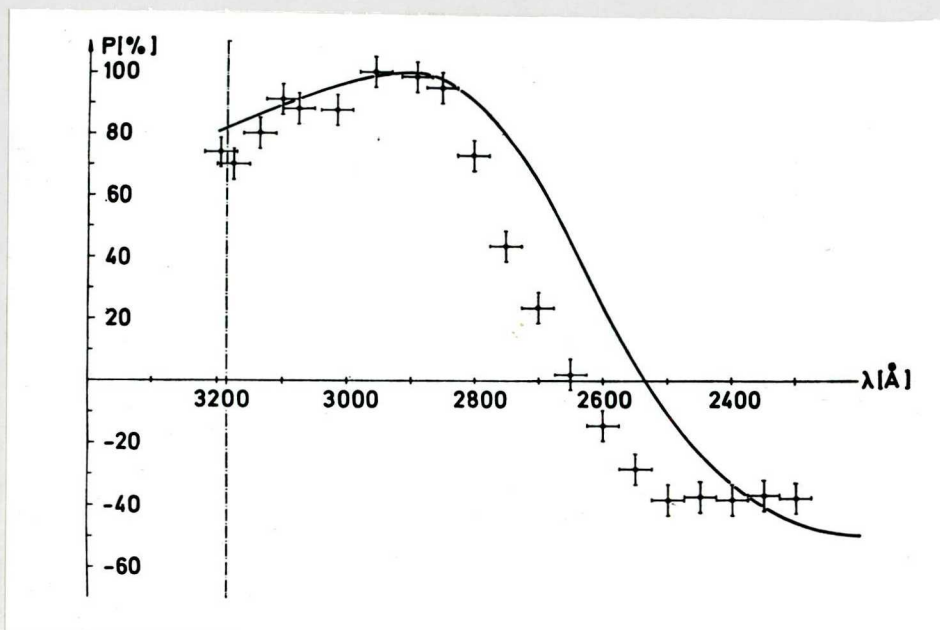
míg $j = 3/2$ -re a potenciál nyilván taszító. A vonzópotenciál a radiális hullámfüggvények csomósodási helyeit valamelyest beljebb huzza, míg a taszító potenciál kifelé taszítja. Ez a hatás az R_1 -et, ill. R_3 -at is befolyásolja, annál nagyobb mértékben, minél nagyobb V_{sp}/r , tehát magasabb rendszámokra jelentősebb lesz az $R_3 - R_1$ érték.

Ha a polarizációfok-összefüggéseket minden θ és ϕ szögre átlagoljuk /ami megfelel annak, hogy a kísérletben minden irányban emittált fotoelektront összegyűjtünk és kiszivunk/, a következő végeredményt nyerjük:

$$P_z = \frac{1}{2} + \frac{2X}{X^2}, \quad /11/$$

$$P_x = P_y = 0. \quad /12/$$

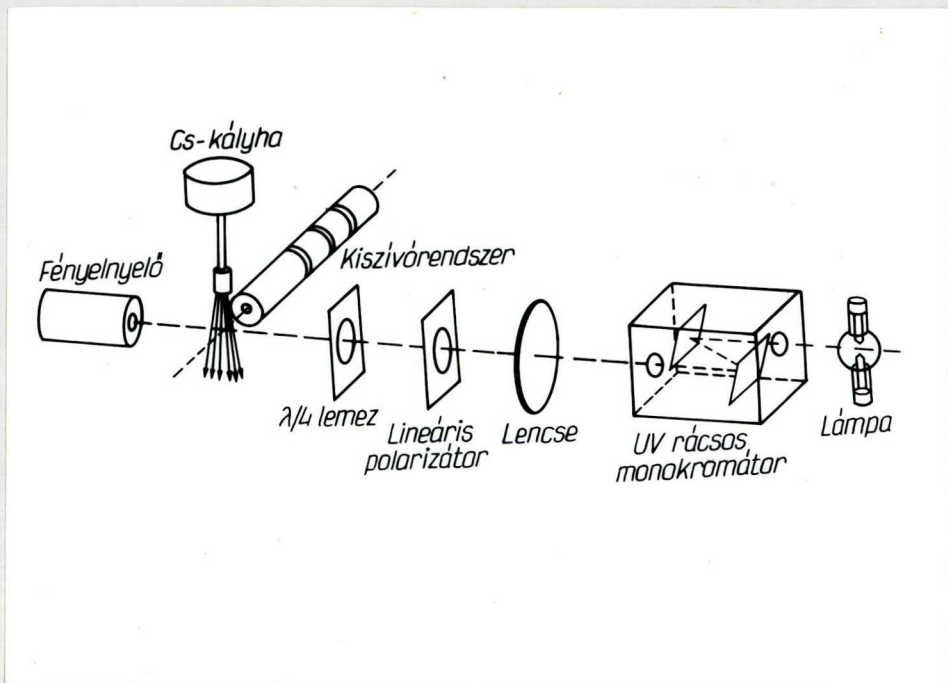
Fano becslést adott az X paraméternek a fény hullámhosszától való függésére, és úgy találta, hogy 270 és 318 nm között P_z jelentős értéket vesz fel; maximális $X = 1$ -re $/P_z = 1/$, ami $\lambda_{max} = 290$ nm -nek felel meg /1. a 4. ábrán a folytonosan kihuzott görbét; a szaggatott vonal a Cs fotoionizációjára vonatkozó határhullámhosszat jelzi/.



4. ábra

Hasonló levezetéssel kimutatható, hogy ha a be-sugárzó fény lineárisan poláros, vagy természetes fény, $P_x = P_y = P_z = 0$ lesz minden θ -ra és ϕ -re.

A Fano-effektus kísérleti igazolásával először Heinzmann és mtsai [14] foglalkoztak. Kísérletükben az 5. ábrán vázlatosan látható mérőberendezést alkalmazták. Xe-lámpát és monokromátort használva igazolták Fano [11] formulájának hullámhossz-függését és az elmélettel igen jó egyezést találtak. A 4. ábrán láthatók ezek a mérési pontok. A fénnel megvilágított Cs-gőznyalábból kijövő elektronok spinje az elektronoptikai kiszívás irányára merőlegesen, a



5. ábra

fénybesugárzás irányába mutat. Ennek a kísérletnek a részleteit a disszertáció II. részében tárgyaljuk.

A Karlsruhe-i kutatócsoport [14]^x nagyobb intenzitás elérése céljából Hg-gőz lámpa 313 nm-es, széles spektrumvonalával a Cs-gőzre világítva $P = 0,81$ mellett $I = 3 \cdot 10^{-11}$ A elektronáramot ért el, ami megfelel $\sigma = IP^2 = 2 \cdot 10^{-11}$ A-es jósági tényezőnek. A Yale-kutatócsoport [15] még jobb eredményt közölt.

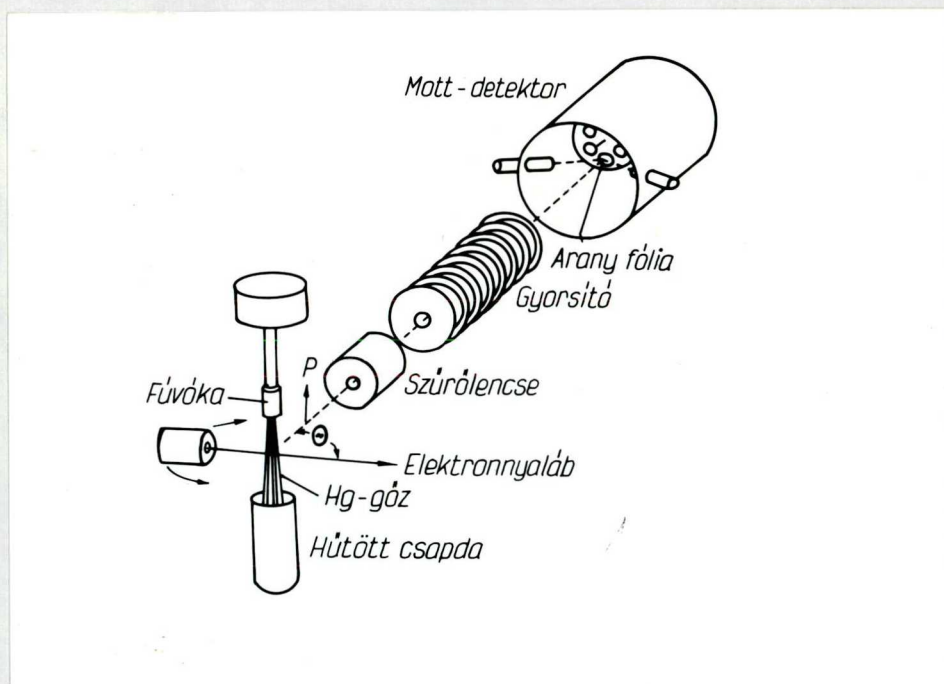
2.4. A többi módszer és a paraméterek összehasonlítása:

Azért, hogy megindokolhassuk, hogy miért a Fano-effektuson alapuló módszert választottuk SPE-nyaláb előállítására, meg kell ismerkednünk a többi módszerrel is. Most rö-

viden sorra vesszük az egyes módszereket [16] és [17] alapján, ismertetjük az azokkal elért paramétereket, nevezetesen az I, P, és σ -értékeket, amelyeket az ezen fejezet végén található I. táblázatban hasonlítunk össze.

a./ Rugalmas elektronszórás polarizálatlan céltárgyról:

E módszer alapját, a Mott-szórást a 2.2. fejezetben már ismertettük. A Karlsruhe -i csoport készülékét [18,19] sematikusan a 6. ábra mutatja.



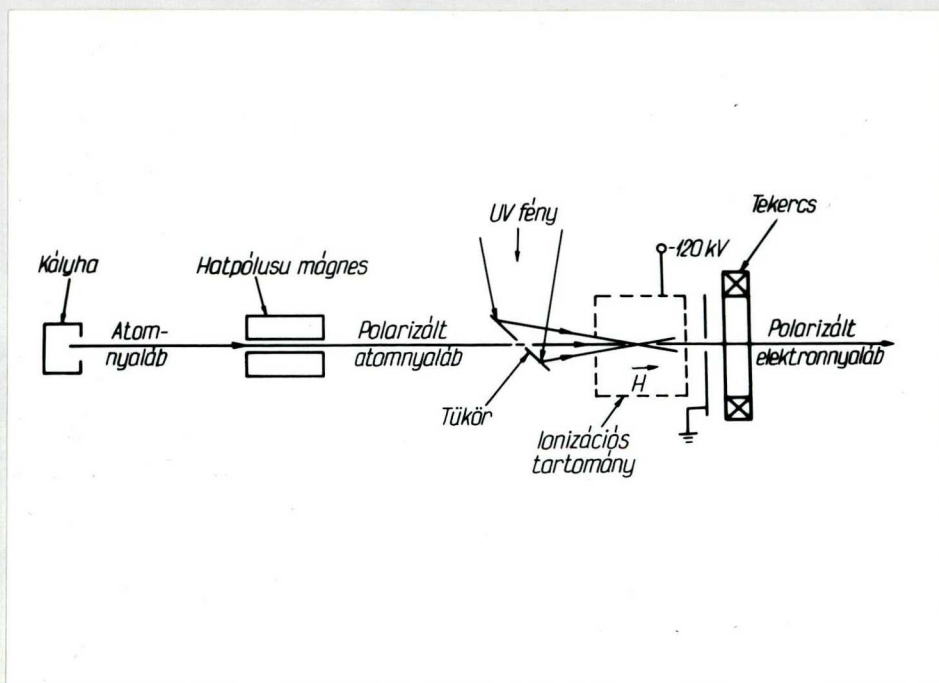
6. ábra

A 10^{-5} torr nyomású recipiensben Hg - gőznyalábot hozunk létre, amelyen különböző szög alatt lehet szórítani

egy elektronnyalábot, amelyet forgatható elektronágyu állít elő. Az adott θ szög alatt szóródott nyalábból energiaszűrőlencsével választjuk ki a rugalmasan szóródott elektronokat. Kis elektronenergiáknál a 2.2. fejezetben tapasztalt éles polarizációs szélső értékek miatt az elektronnyaláb rendkívül kis divergenciájánál érhető csak el jelentős SPF. Ennél a készüléknél a divergencia $\pm 1^\circ$, emiatt az elektronintenzitás alacsony /1. I. táblázat/. Ugyanezen az elven működik a már kimondottan elektronforrás céljából épített berendezés, a Stanford-csoport készüléke [20], amellyel már több nagyságrenddel nagyobb elektronintenzitást sikerült elérni.

b./ Polarizált alkáli atomok fotoionizációja:

A II. főcsoportba tartozó elektronforrások /1. a bevezetést/ közül először azt a módszert ismertetjük, amelyben alkáli atomnyalábot a Stern - Gerlach - kísérletben alkalmazott mágnessel polarizálunk, majd a polarizált atomokból fotoionizációval szabadítjuk ki a polarizált valenciaelektronokat. Mott és Massey [6] szerint a polarizált atomok fotoionizációjához szükséges idő és energia nagyságrendekkel kisebb az elektron mágneses momentumának 180° -kal történő elforgatásához szükségesnél. A spinirány átfordulásának valószínűsége $1/137^2$ nagyságrendű.



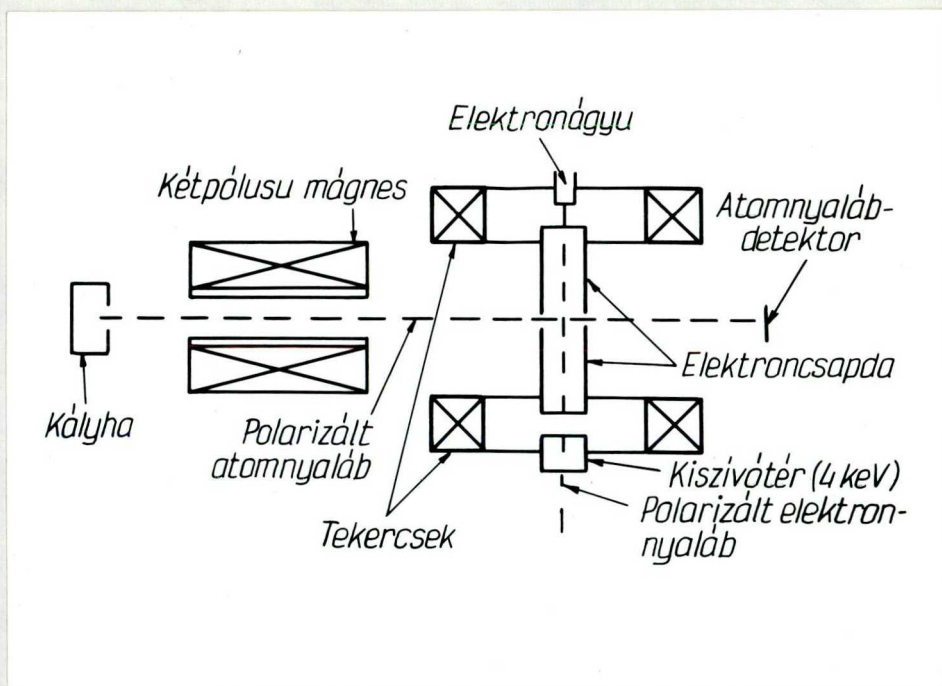
7. ábra

Raith és Tsai készülékét [15] a 7. ábra mutatja. A hatpólusu mágnessel kettéválasztott atomnyalábból az egyik nyalábot /amely csak egyféle spinállású valenciaelektronokat tartalmaz/ UV fénnel sugározzuk be. A fotoionizációs tartományában mágneses teret kell létesíteni, amely megszünteti az atommag- és az elektronspin csatolását. Ezután a polarizált elektronokat elektrosztatikusan kivonjuk a fotoionizációs térrészből. A Yale-csoport ezen készüléke [15] lítium atomokkal működik, a fényforrás impulzusüzemű. Az elektronnyaláb maximális intenzitása $2 \cdot 10^8$ elektron impulzusonként. Az I. táblázatban a megfelelő átlagáramot tüntettük fel.

c./ A spin-kicserélődés:

Ennél a módszernél a polarizált atomokból a kötött elektronokat fotoionizáció helyett kicserélődési szórással távolítjuk el. E módszer elméleti alapjait P.S. Faragó [21] dolgozta ki. Eszerint a szóbanforgó effektus, vagyis az, hogy a feles spinű atomok polarizációja át- vihető a kezdetben polarizálatlan elektronnyalábra kicserélődéses ütközésnél, kvantumfizikai alapokon nyug- szik, és végsőroson az elektronok megkülönböztethetetlen- ségének a következménye. Ez a polarizációs effektus las- su elektronokra jelentős.

A kísérleti berendezést a 8. ábra mutatja sematikusan.



8. ábra



Az impulzus üzemmódban működő elektronágyu által termelt elektronok a polarizált kálium-atomnyalábbal az elektroncsapdában találkoznak, amely mágneses térből és elektrosztatikus potenciálvölgyből áll. A kb. 20 ms -os csapdázási idő alatt az elektronoknak optimális lehetőségük van az atomi elektronok lecserélésére. Ezután kinyitjuk a csapdát és így kb. $P \approx 0,5$ SPF-u impulzust nyerünk 10^4 elektron/impulzus intenzitással.

d./ Az optikailag gerjesztett gázkisülés:

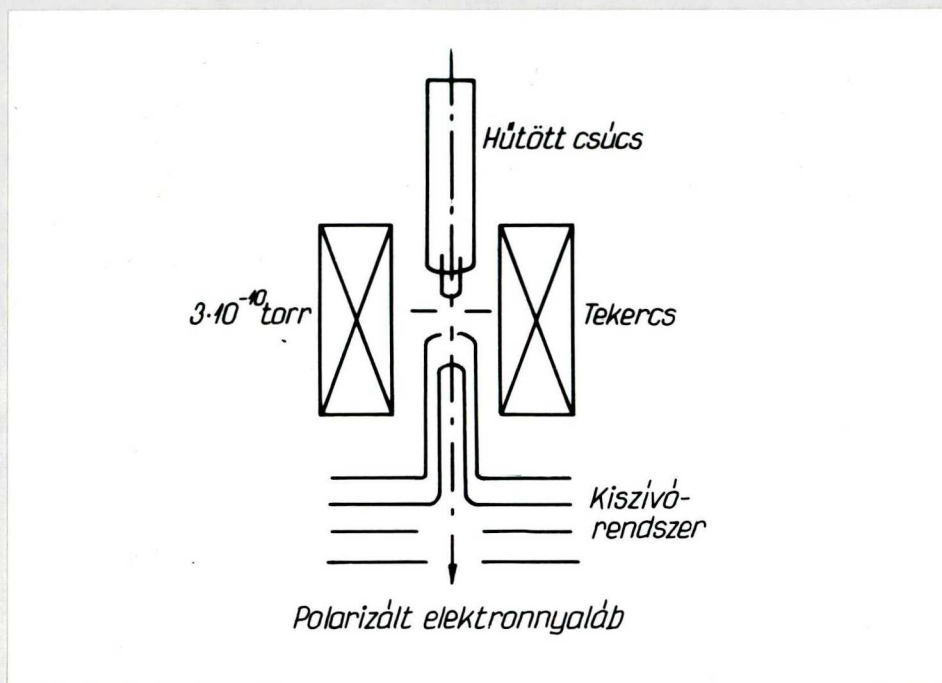
Ennél a módszernél az atomok polarizálására nem mágneses teret használnak. Walters és csoportja [22] a Rice-egyetemen a következő módszert próbálta ki sikeresen. Kis térerősségű mágneses térben gyenge He-kisülést létesített rádiófrekvenciás térrel. Ilyen kisülésben a He-atomok egy része metastabilis állapotban van. He-lámpa 1080 nm-es rezonancia-fényét polarizátoron és $\lambda/4$ - lemezen átengedve, a nyert cirkulárisan poláros fénnel besugározták a metastabilis He-atomokat. Az ily módon magasabb állapotba gerjesztett, metastabilis atomokban az elektronspinek rendezve vannak, mert a kiválasztási szabályok bizonyos mágneses alhéjak cirkulárisan poláros fénnel történő kiürítését előnyben részesítik. Az így nyert polarizált, metastabilis He-atomokban az elektronok csak lazán kötöttek; a kisülésben történő

ütközések során ezek nagyobb arányban szabadulnak ki a kötésből, mint a nem polarizált, alapállapotú atomokból. A nyert polarizációfok azonban elég kicsi a kisülési térben jelenlevő sokféle eredetű elektron miatt.

e./ Elektronkiszivás ferromágneses anyagokból:

Ennél a módszernél polarizált gőzatomok helyett szilárd anyag polarizált atomjaiból nyerjük ki az elektronokat. Az elektronok kiszívására két módszer kínálkozik: a fotoemisszió, ill. a téremisszió. Az előbbit Siegmann és mtsai [23] sikeresen alkalmazták, de mivel a módszert még nem optimalizálták, részleteiben nem tárgyaljuk.

A téremisszió módszerével a legjobb eredményt a Müncheneri-csoport [24] érte el. Készüléküket vázlatosan a 9. ábra mutatja. Az eddig kipróbált ferromágneses anyagok közül a legjobb az EuS, amely Curie-hőmérséklete $/16,5^{\circ}\text{K}/$ alatti hőmérsékleten a valenciasáv felett elhelyezkedő, teljesen polarizált 4f sávval rendelkezik. A 4f sávból téremisszióval kiszívott elektronokkal 0,79-es SPF érhető el. A kísérletben folyékony He-mal hűtött W-csucsra EuS-ot gőzöltek, amelyet mágneses térrel telítettek. Az SPF akkor volt jól reprodukálható, ha a mintát 14°K -on és $3 \cdot 10^{-10}$ torr nyomáson tartották.



9. ábra

Az I. táblázat mutatja, hogy rendkívül jó eredményeket értek el ezzel a módszerrel, de hátránya, hogy ultra-nagy-vákuumot igényel, és az EuS-csúcsok készítése is körülményes, bonyolult technikát kíván.

f./ A különböző SPE-források tulajdonságainak összehasonlítása:

Annak megítéléséhez, hogy melyik SPE-forrást célszerű az általunk tervezett biológiai mérésekhez megépíteni, tekintsük át fontossági sorrendben az 1. fejezetben tárgyalt tulajdonságokat, és vessük össze az I. táblázattal. /A táblázatban a sugárzásereősségre vonatkozóan csak relatív becslést adunk [16] alapján/.



Számunkra az a legfontosabb, hogy az SPE-forrás a lehető legnagyobb σ jósági tényezővel rendelkezzen, ugyanakkor a P se legyen kisebb kb. 30%-nál. Fontos, hogy az elektronnyaláb sugárzásereőssége lehetőleg nagy legyen, és hogy a készülék megépítéséhez ne legyen szükség olyan technikák alkalmazására, amelyek intézetünkben nem állnak rendelkezésre. Hogy a készülék impulzus, vagy folyamatos üzemi, nem lényeges.

A téremisszió módszere ultranagyvákuum és cseppfolyós He igény miatt nem jöhetett számításba. Az elektron-kicserélődés módszere kis σ , az optikailag gerjesztett He-kisülés módszere kicsi P miatt nem megfelelő. A poláros atomok fotoionizációjának módszerét a hatpólusu mágnes alkalmazása kísérletileg sokkal bonyolultabbá teszi, mint a Fano-effektust, ugyanakkor a σ még kisebb is valamivel. A hátramaradt két módszer /a Fano-effektus és a Mott-szórás/ kísérleti nehézségei nagyjából egyformák, és habár a Mott-szórás σ -ja 3-szor nagyobb a Fano-effektusénál, SPF-a csak 20 %; ezért választottuk a Fano-effektuson alapuló módszer megvalósítását.

I. táblázat

A különböző SPE-források tulajdonságainak összehasonlítása

/k : impulzus üzemmód esetén a közepes áram/

Módszer	Kutatócsoport	P	I /A/	$\sigma = P^2 I$ /A/	Sugárzás- erősség
Szóródás polarizálatlan	Karlsruhe	0,80	10^{-13}	6×10^{-14}	nagy
céltárgyról	Stanford	0,20	$3,5 \times 10^{-8}$	$1,4 \times 10^{-9}$	
Polarizált atomok	Yale	0,78	$k 3 \times 10^{-10}$	$1,8 \times 10^{-10}$	közepes
fotoionizációja					
Elektron kicserélődés	Edinburgh	0,50	$k 8 \times 10^{-14}$	2×10^{-14}	kicsi
Optikailag gerjesztett	Rice	0,17	$k 10^{-7}$	4×10^{-9}	nagy
He-kisülés					
Téremisszió	München	0,79	10^{-6}	6×10^{-7}	nagy
Fano-effektus	Karlsruhe-	0,85	3×10^{-11}	$2,1 \times 10^{-11}$	
	Münster				közepes
	Yale	0,65	$1,6 \times 10^{-9}$	4×10^{-10}	

3. A polarizációfok meghatározásának módszerei

Az 1. fejezetben láttuk, hogy az /1/ definíció szerint egy elektronnyaláb SPF-ának meghatározására olyan detektort kell alkalmazni, amely különbséget képes tenni olyan elektronok között, amelyek csak spinvektoruk irányában különböznek egymástól. A legjobban kidolgozott polarizációs detektor a Mott-szóráson /1. 2.2. fejezetet/ alapul, a gyakorlatban ezt a módszert alkalmazzák a legszélesebb körben.

Mint azt a 2.2. pontban leírtuk, nem poláros elektronnyalábból Mott-szórás révén P/θ / SPF-kal jellemezhető elektronnyalábot nyerhetünk, ha csak a θ szög irányába kilépő elektronokat tekintjük. Ennek az oka az, hogy pl. az 1. ábrán látható beeső elektronnyalábból /amelyet úgy foghatunk fel, mintha az elektronok feléne spinje felfelé, (+) irányba, a többi elektron spinje lefelé, (-) irányba mutatna/ a (+) spinűek nagyobb számban szóródnak θ irányba, mint a (-) spinűek, ha az azimutszög, $\phi_j = -\frac{\pi}{2}$ /az ábrán a jobbra szóródás esete/, ill. a (-) spinűek szóródnak nagyobb számban $\phi_b = +\frac{\pi}{2}$ esetén, balra eső irányban / $\phi = 0^\circ$ -nak a felfelé mutató irány felel meg az ábrán/.

Ha már most pl. a $\phi_j = -\frac{\pi}{2}$ irányba szórt, polarizált nyalábot újra θ szög alatt szóratjuk, akkor ez a nyaláb már aszimmetrikusan fog szóródni; a $\phi_j = -\frac{\pi}{2}$ irányba nagyobb lesz az intenzitás, mint a $\phi_b = +\frac{\pi}{2}$

irányba, mivel a zömében (+) spinű elektron nagyobb valószínűséggel szóródik jobbra, mint balra. Ilyen, ún. kétszeres szórási kísérlettel tehát meghatározható az első szórással nyert SPF azáltal, hogy a második szórás után mérjük a ϕ_j irányba eső I_j , ill. a ϕ_b irányba eső I_b intenzitást. [6] és [25] alapján ekkor a polarizációfok négyzete:

$$S(\theta)^2 = \frac{I_j - I_b}{I_j + I_b}, \quad /13/$$

ahol $S/\theta/ = P/\theta/$.

$S/\theta/$ -t Sherman-függvénynek nevezik N. Shermanról, aki először számította ki a függvényt numerikusan különböző szögekre.

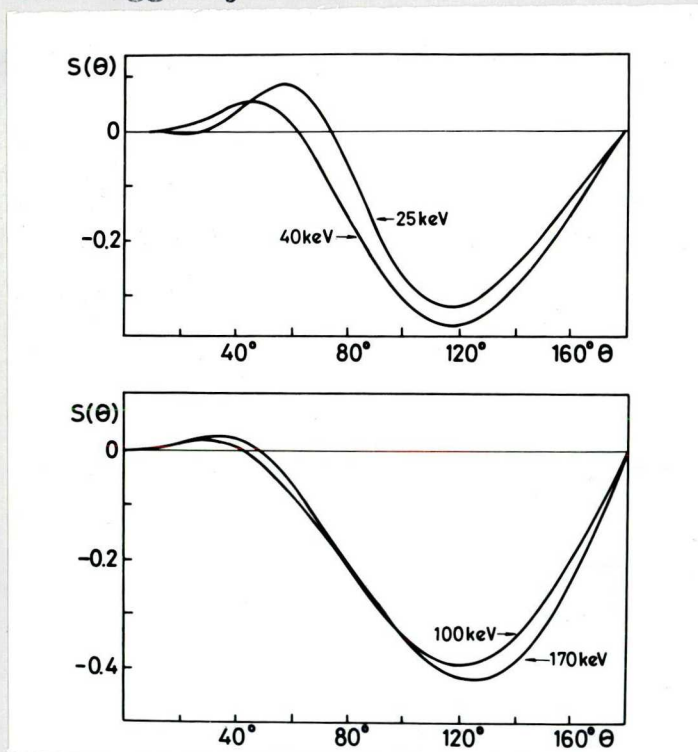
Természetesen mindegy, hogy az SPE-nyalábot milyen módon hoztuk létre. Általánosan, a tranzverzálisan polarizált elektronnyaláb P SPF-a meghatározható azáltal, hogy a nyalábot E energián, Z rendszámú atomon, a $\underline{P}$ polarizációfok-vektor irányára merőleges síkban szórattuk, és a $+\theta$, ill. $-\theta$, irányba szórt I_+ , ill. I_- elektronintenzitást mérjük. Ekkor

$$P = \frac{1}{S/\theta, E, Z/} \cdot \frac{I_+ - I_-}{I_+ + I_-} \quad /14/$$

Ha gondoskodunk arról, hogy csak a rugalmasan, egyszeresen szórt elektronokat detektáljuk, akkor az előbb részletezett

kétszeres szórási kísérletből nyerhető Sherman-függvény értékek jó egyezést mutatnak az elméleti S/θ értékekkel. Ennek biztosítására két módszer is használható: az extrapolációs és az energiaszűrés módszer; ezeket a következő fejezetekben tárgyaljuk.

A Mott-szórás alapján Holzwarth és mtsa [12] számítógéppel meghatározta az S/θ aszimmetria-függvényeket $Z = 79$, tehát aranyatom esetére különböző E energiákra. A 10. ábrán bemutatjuk a 25, 40, 100 és 170 keV energiákra kapott S/θ függvényeket.



10. ábra

A /14/ összefüggésből láthatjuk, hogy polarizációfok-detektorunk annál effektivebb, minél nagyobb az $S/\theta, E, Z$ érték; ugyanazt a P -t nagyobb $|S|$ esetén nagyobb

$|\Delta I| = |I_+ - I_-|$ intenzitáskülönbség mérésével végezhetjük el, tehát így a mérés pontosabb. Ugyanakkor célszerű a θ, E, Z paramétereket úgy megválasztani, hogy a $\frac{d\sigma(\theta, E, Z)}{d\Omega}$ differenciális rugalmas szórási hatáskeresztmetszet ne legyen kicsi, tehát az I_+ , ill. I_- se legyen kicsi. Nézzük meg részletesebben, hogy mi határozza meg a Mott-detektor σ_M "jósaági tényezőjét", E célból határozzuk meg előbb a P ΔP statisztikus hibáját. Kiindulva a

$$[\Delta P(I_+, I_-)]^2 = \left(\frac{\partial P}{\partial I_+}\right)^2 (\Delta I_+)^2 + \left(\frac{\partial P}{\partial I_-}\right)^2 (\Delta I_-)^2$$

hibaformulából, $1/N$ mellett elhagyva a sokkal kisebb kivonandó $2/I_+ - I_-/2$ $/N^3$ mennyiséget és figyelembe véve, hogy $\Delta I_+ = \sqrt{I_+}$, ill. $\Delta I_- = \sqrt{I_-}$, /14/ alapján egyszerű számítással kapjuk:

$$\Delta P = N^{-1/2} \cdot /S^{-2} + P^2/^{1/2}, \quad /15/$$

ahol $N = I_+ + I_-$ az összintenzitás.

A gyakorlatban használt S értékeknél /vö. 10. ábrán/ S^{-2} mellett P^2 elhanyagolható, tehát jó közelítéssel írható:

$$\Delta P \approx /S \cdot \sqrt{N}/^{-1}. \quad /16/$$

/16/ reciprokának a négyzetét, S^2N -et joggal tekinthetjük Mott-detektorunk jósági tényezőjének. Pontosabban, hogy ez ne függjön az N_{be} szórótargetre beeső intenzitástól, bevezetjük az $r = N/N_{be}$ faktort, és a polarizációfok-detektor jósági tényezője alatt a következő mennyiséget értjük:

$$\sigma_M = S^2 r . \quad /17/$$

3.1. Az extrapolációs módszer:

A SPF mérésére szórótarget-anyagként nagy rendszámú elemet célszerű használni, mivel a Mott-effektus a spin-pálya kölcsönhatás miatt nagy Z -kre jelentős, és a differenciális hatáskeresztmetszet Z^2 -tel arányos. A gyakorlatban aranyat, $/Z = 79/$, ill. Hg -t $/Z = 80/$ használnak targetként. Ez utóbbit gőznyaláb formájában használták régebben, amikor még a vékony Au - fóliák készítésének technológiája fejletlen volt; manapság az arany használata kizárólagos, hiszen a $Z = 79$ -nél nagyobb rendszámú elemek vagy nem stabilak, vagy nem készíthető belőlük tiszta, tartós vékonyréteg.

1943 előtt több próbálkozás ellenére sem tudtak kimutatni szórási aszimmetriát. Mivel ezekben a sikertelen kísérletekben vastag Au - fóliát használtak targetként, és később az S_{th} elméleti Sherman-függvény értékéhez közeli S_{exp} értékeket sikerült mérni vékony Au-fólián,

levonhatjuk a következtetést, hogy a vastag fóliánál fellépő többszörös szóródás miatt jelentősen lecsökken a szóródási aszimmetria.

Ha viszont kétszeres szórási kísérletben megmérjük az S/d értékeket a d függvényében d a fólia fajlagos sűrűsége és a kapott görbét extrapoláljuk a $d \rightarrow 0$ határesetre, az $S/d \rightarrow 0$ határértéknek már az egyszeres szórásra vonatkozó elméleti S_{th} értékkel kell egybeesnie. T.i. kis d -k esetén az egyszeres szórás valószínűsége d -vel arányosnak tekinthető, míg a többszörös szórásé d magasabb hatványaival arányos, így a többszörösen szórt elektronok számának aránya az egyszeresen szórtakéhoz, $d \rightarrow 0$ esetben zéróhoz tart.

Ezt az eljárást nevezik extrapolációs módszernek. Az így kapott $S/d \rightarrow 0$ értékek jó egyezést mutatnak 60 - 260 keV energiatartományban az S_{th} értékekkel, azoknál max. 8 %-kal kisebbek [26] .

Vizsgáljuk meg, hogy milyen fajlagos sűrűségnél a legcélszerűbb a polarizációfok-mérést elvégezni. A Karlsruhe-i kutatócsoport [27] 120 keV energián működő Mott-detektorát optimalizálta, és úgy találta, hogy legalkalmasabb a $d = 200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ -es érték. $E = 120 \text{ keV}$ -nél S_{th} maximuma $\theta = 120^\circ$ -nál van és $S_{th}/120^\circ = -0,40$. Az extrapolált érték $S/d \rightarrow 0$ = -0,376 abban az esetben, ha a $\theta = +120^\circ$, ill. $\theta = -120^\circ$ irányba helyezett detektorok nyílásszöge, $\varphi = 0^\circ$. Mivel a 10. ábrán látható módon az S/θ -görbének

lapos maximuma van, a nyílásszöget nagyra választva S átlagértéke, $\bar{S}$ alig csökken, míg az intenzitás jelentősen nő. Ha pl. φ -t 30° -ról 50° -ra növeljük, $\overline{S/d \rightarrow 0} = -0,364$ -ről csak $-0,344$ -re csökken, miközben az intenzitás kb. a 3 - szorosára nő.

A σ_M -et tekintve, nyilvánvalóan fennáll:

$$\sigma_M = S^2 r \sim \bar{S}^2 \cdot \Omega \cdot \overline{\frac{d\sigma}{d\Omega}}, \quad /18/$$

ahol $\overline{d\sigma/d\Omega}$ a rugalmas szórási hatáskeresztmetszet átlaga Ω térszögre. σ_M -et optimálisnak $\varphi_0 = 50^\circ$, ill. $S/200 \mu\text{g cm}^{-2} = -0,175$ értékeknél találták félvezető detektort használva.

Ekkor

$$\sigma_M = 7 \times 10^{-5}. \quad /19/$$

Ha φ -t 50° -nál nagyobbra növeljük, $S^2 r$ tovább nő ugyan, viszont az elektronok uthossza is rohamosan nő, és ezzel a többszörös szórás vékony fóliában is jelentőssé válik S - t tovább csökkentve. Tulságosan kicsi S értéknél már jelentőssé válik a készülék szisztematikus hibája, ami a /16/ kifejezés ΔP -jében nincs figyelembe véve.

Hogy ezt a módszert összehasonlíthassuk az energiaszűrés módszerrel, röviden foglalkozni kell a kísérleti megvalósítással is.

Ennél a módszernél 120 keV -re gyorsítják fel a



SPE-nyalábot; tehát vagy a készülék elektronokat előállító egységét kell -120 kV nagyfeszültségre helyezni, vagy a Mott-kamrát +120 kV-ra. Általában az utóbbi megoldást választják, amikor is a Mott-szórás vákuumedénye, az Au-fólia és az elektronszámláló félvezető detektorok is +120 kV-on vannak a földpotenciálhoz képest. Tehát az elektronok a targetról szóródás után lassulás nélkül érkeznek a detektorba, ami elektronoptikailag kedvező; veszteséggel nem kell számolni. Ugyanakkor azonban meg kell oldani a detektorok jelének földpotenciálra történő átvitelét /optikai vezetővel, vagy rádióhullámok alkalmazásával/.

3.2. Az energiaszűrés módszere:

Említettük, hogy az $E > 60$ keV energiákon a mért $S/d \rightarrow 0$ értékek jól megközelítették az S_{th} értékeket, azonban a 20 - 60 keV között nyert extrapolált értékek S_{th} -nál lényegesen kisebbnek adódtak. Kezdetben nem tudták megmagyarázni az eltérés okát [26]. A probléma felderítésére Boersch és mtsai [28] 22 - 48 keV energiatartományban $\theta = 120^\circ$ -ra megmérték az S értékét és az elmélettel viszonylag jó egyezést kaptak. Méréseikben az energiaszűrés elvét használták, amely szintén az egyszeres és többszörös szórás különböző viselkedésén alapul.

Abból indultak ki, hogy a többszörösen szórt elektronoknak a targetben befutott átlagos uthossza lényegesen nagyobb, mint az egyszeresen szórtaké; ezért a többszörösen szórt elektronok rugalmatlan szórási folyamatban nagyobb valószínűséggel vesznek részt. Ismeretes [29], hogy a rugalmatlan ütközések főleg kis szögeltéréseket okoznak, így $\theta = 120^\circ$ - nál történő szórást vizsgálva ez a plusz-szögelhajlás elhanyagolható. Ugyanakkor, mivel a többszörösen szórt elektronok átlagos uthossza a targetben általában nagyobb, mint a rugalmatlan szórásra vonatkozó átlagos szabad uthossz λ_i , a többszörösen szórt elektronok zöme nagyobb energiaveszteséget fog szenvedni, mint a ΔE_e rugalmas energiaveszteség.

Következtetések:

1. A rugalmasan, nagy szögben szórt elektronok túlnyomó többsége egyszeresen szórt.

2. A nagy θ szögek irányába, rugalmasan szórt elektronoknak az elméletben kapott SPF-kal kell rendelkezniük, ill. polarizációs detektorban használva a módszert, a kapott S értéknek egyeznie kell az S_{th} értékkel.

Tehát a szórási kísérletre vastag Au-targetot is használhatunk, ha gondoskodunk arról, hogy a rugalmatlanul szórt elektronokat energiaszűrővel kiszűrjük, és a részecskedetektorba csak a rugalmasan szórt elektronok kerülhessenek be. Ez az energiaszűrés módszer elve.

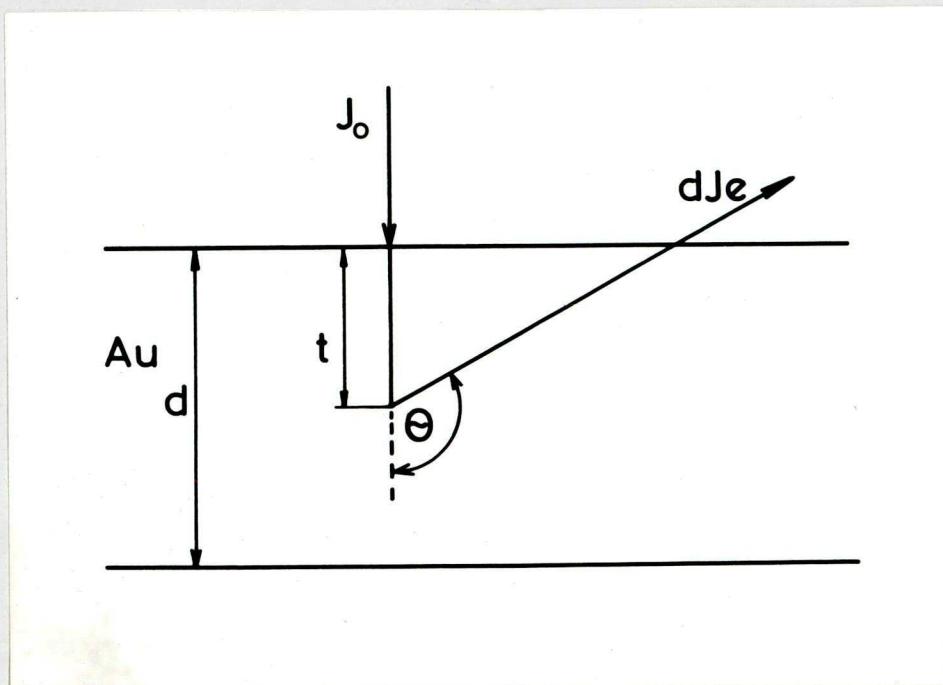
Mekkora ΔE energiaküszöbnél nagyobb veszteséggel érkező elektronok kiszűréséről kell gondoskodni ?

A 2.1. fejezetben láttuk, hogy a $\Delta E_e < 1 \text{ eV}$ $E = 20 - 40 \text{ keV}$ tartományban [3] szerint. Boersch és mtsai mérése [7] szerint az Au-ról viasszaszórt elektronintenzitást a ΔE függvényében ábrázoló görbe kb. $\Delta E = 10 \text{ eV}$ alatt elhanyagolható számú rugalmatlanul szórt elektront tartalmaz a rugalmasan szórtakhoz képest, míg $\Delta E > 10 \text{ eV}$ -ra a rugalmatlanul szórt elektronok száma meredekebben kezd nőni. Ezért célszerű az energiaszűrést $\Delta E = 10 \text{ eV}$ -ra végezni, ily módon az elektronnyalábbb gyakorlatilag csak a rugalmasan szórt elektronok maradnak.

Számítsuk ki a $\frac{J_e(d)}{J_0}$ hányadost, feltéve, hogy a d fajlagos sűrűségű Au-fóliára J_0 beeső elektronáram érkezik és ebből a rugalmasan viasszaszórt intenzitás $\theta = 120^\circ$ irányba eső $\Delta\omega$ térszögbe J_e/d . Tegyük fel, hogy az intenzitás a targetben csak a rugalmatlan ütközések miatt csökken [1. 11. ábrát/. A t mélységből kijövő $\Delta\omega$ térszögbe jutó rugalmasan szórt elektronintenzitásra a következőt kapjuk [28] alapján:

$$dJ_e(t) = J_0 \exp(-\sigma_i n t) \cdot n d\sigma_e \exp\left[-\frac{\sigma_i n t}{|\cos\theta|}\right] dt \Delta\omega,$$

ahol $d\sigma_e(\theta)$ a differenciális rugalmas szórás hatáskeresztmetszet, σ_i a teljes hatáskeresztmetszet rugalmatlan



11. ábra

szórásra; n az $1 \mu\text{g}$ tömegű Au-ban levő atomok száma. Természetesen ekkor $t - t$ és $d - t$ is $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ -es szokásos fajlagos sűrűség - egységekben kell megadni. A fenti egyenlet integrálásával kapjuk:

$$\frac{J_e(d)}{J_0} = \int_0^d \frac{dJ_e(t)}{J_0} = \frac{d\sigma_e \Delta\omega}{3\sigma_i} [1 - \exp(-3\sigma_i n d)] .$$

[30] szerint $E = 32 \text{ keV}$ -re $\sigma_i = 10^{-17} \text{ cm}^2$, így

$$\lambda_i \equiv \frac{1}{n\sigma_i} = 32,8 \mu\text{g cm}^{-2} . \quad /20/$$

Az egységnyi térszögbe eső relativ intenzitás értékére néhány d fajlagos fóliasűrűség esetén később szükségünk lesz, ezért a II. táblázatban megadjuk ezeket.

II. táblázat

d [$\mu\text{g}/\text{cm}^2$]	$10^3 \times J_e/J_o$
10	0,90
20	1,26
40	1,46
∞	1,50

/d ~~6e~~ értékét a Holzwarth-Meister táblázatból vettük [12] ./

Boersch E = 22 keV -nél energiaszűrőjét $\Delta E = 10$ eV-on, ill. 70 eV -on használva a következő S értékeket kapta:

$$S/10 \text{ eV/} = -0,25 \pm 0,02 , \quad /21/$$

$$S/70 \text{ eV/} = -0,20 \pm 0,02 .$$

/Ez utóbbi értéket Boersch 32 keV -en történt méréséből extrapoláltuk./

Ez a módszer tehát viszonylag kis energián is jól használható a SPF mérésére. Az E < 40 kV gyorsítófeszültség használata lehetővé teszi, hogy a Mott-kamra külseje földpotenciálón legyen /a nagyfeszültséget viszonylag könnyen bevezethetjük

az Au-fóliához/, valamint, hogy az elektron-detektor /amely ebben az esetben lassu elektronokat detektál/ földpotenciál közelében legyen. Így külön energiaszűrő lencsét nem kell alkalmazni, hiszen az elektron-detektorra adott alkalmas potenciállal elérhető, hogy az Au-targetról jövő elektronok lefékeződjenek és csak a $\Delta E < 10$ eV veszteséggel érkezőket mérjük. Ugyanakkor a lassító tér jelenléte veszteséget okoz az elektronok számában, mert az elektronnyaláb divergenciája megnő. Mindezeket a problémákat az energiaszűrés módszer hatásfokával együtt majd a kísérleti részben tárgyaljuk részletesen, hiszen a paramétereket alapvetően befolyásolják a Mott-kamra geometriai adatai.

Az előbb láttuk, hogy az energiaszűrés módszerének alkalmazásánál jóval egyszerűbb kísérleti problémákat kell megoldani, mint az extrapolációs módszernél. Hogy az előbbi módszer - a fellépő veszteségek ellenére is - versenyképes az extrapolációs módszerrel, azt a III. táblázattal illusztráljuk, ahol az $S/120^\circ$ értékeket, a $\frac{d\sigma_e}{d\Omega}$ differenciális hatáskeresztmetszetek, valamint $S^2 \cdot \frac{d\sigma_e}{d\Omega}$ értékeit adtuk meg különböző energiákon /az utóbbiak a_0^2 egységben szerepelnek/.

III. táblázat

E /keV/	-S _{th}	-S _{exp}	$10^4 \times \frac{d\sigma_e}{d\Omega}$	$10^4 \times S_{th}^2 \cdot \frac{d\sigma_e}{d\Omega}$	$10^4 \times S_{exp}^2 \cdot \frac{d\sigma_e}{d\Omega}$
10	0,22	-	60	2,9	-
22	0,31	0,25	25	2,4	1,6
25	0,32	0,26	16	1,6	1,1
32	0,32	0,27	11	1,1	0,8
46	0,35	0,29	5,2	0,6	0,4
63	0,36	0,33	3,0	0,4	0,3
120	0,40	0,17	0,8	0,1	0,02

Az S_{th} és a $\frac{d\sigma_e}{d\Omega}$ értékeket [12] -ből, S_{exp} -t [28] -ből vettük, kivéve 120 keV-nél, ahol [27] adatait használtuk fel.

3.3. A disszertáció céljának részletes meghatározása:

Célul tűztük ki egy, a Fano-effektus alapján működő spinpolarizált elektronforrás megtervezését és megépítését, valamint az energiaszűrés elvén működő SPF-detektor paramétereinek a meghatározását. Ez a célkitűzés a következő részfeladatokat tartalmazza:

1. Megfelelő nagyvákuumrendszer létrehozása.
2. Intenzív, cirkulárisan poláros, uv fényyaláb létrehozása.
3. Atomi Cs-gőznyaláb előállítás.

4. Elektronoptikai rendszer megépítése a fotoionizációs térrészben keletkező elektronok kiszívására ; biztosítani kell, hogy a vákuumedény falairól kilépő elektronokat ne szivja ki.

5. Az elektronoknak a Mott-kamrába történő eljuttatására szolgáló, gyorsító-fókuszáló egység megépítése.

6. Az energiaszűrés módszerén alapuló polarizációfok-detektor megtervezése, amelynél az Au-fólia maximálisan 40 kV feszültségre kapcsolható, a viisszaszórt elektronokat számláló channeltronok pedig földpotenciál közelében működnek.

7. A megtervezett és megépített Mott-detektor jósági tényezőjének meghatározása elméletileg és kísérletileg.

a./ A viisszaszórt elektronok pályájának közelítő kiszámításából nyerhető veszteség-faktorok meghatározása.

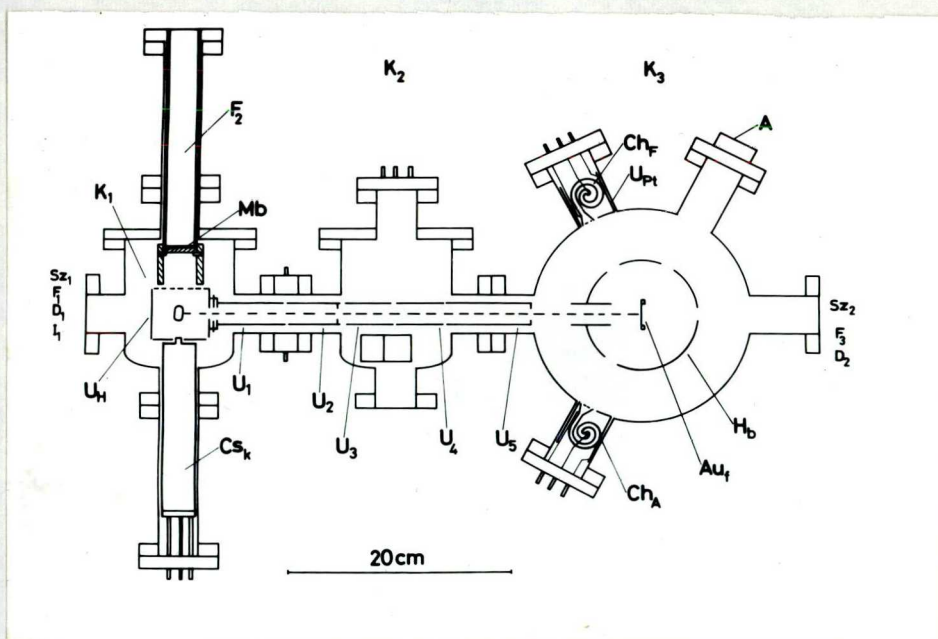
b./ A jósági tényező összehasonlítása az extrapolációs módszerrel elért adatokkal ; az energiaszűrés módszer alkalmazási területe.

8. A nyert polarizációfok- , és intenzitásértékek megmérése; a hibák kiszámítása.

II. KISÉRLETI RÉSZ

4. A tervezett SPE-forrás főbb egységei ; a vákuumrendszer

A 2.3. fejezetben leírtuk a Fano-effektust. Ott láttuk az 5. ábrán, hogy a Karlsruhe-i kutatócsoport berendezése milyen alegységekből épül fel. Szükségképpen a mi SPE-forrásunk is 4 főrészből áll, ezek : a cirkulárisan poláros fényt előállító egység, a Cs-kályha, az elektronoptika és a Mott-detektor. A fényoptikát kivéve minden egység működéséhez vákuumot kell biztosítani, ezért a másik 3 egységet magábafoglaló vákuumrendszer ismertetésével kezdjük részletes tárgyalásunkat. A 12. ábrán látható a vákuumrendszer egyszerűsített, oldalnézeti rajza.



12. ábra

K_1 a fotoionizációs kamra, amelybe alulról nyúlik be a Cs_k Cs-kályha. A kályha felső részén levő fuvócsóból függőlegesen felfelé kilépő Cs-gőznyaláb áthalad a négy lemezzel határolt fotoionizációs térrészen, amelynek közepén található az ábrán csak keresztmetszetében feltüntetett, vízszintes irányú fénynyalábbal. A fény a vákuumrendszerbe egy kvarcablakon át lép be, majd fotoionizáció után az ellenkező oldalon felszerelt, hosszú fényelnyelő csőteljesítményben elnyelődik. Az ablak és a fényelnyelő az ábrán nem látható. A fotoionizációs térrészt határoló alsó és felső elektróda földelt. Ez utóbbi rézhálós kiképzése teszi lehetővé, hogy a Cs-gőz a cseppfolyós nitrogénnel töltött F_2 kifagyasztó edény által hidegen tartott Mb molibdén-pasztillára kerüljön, és ott megkötődjék. A másik két lemez, az U_H potenciálu hátsó, ill. az U_1 potenciálu, hengerben folytatódó első lemez megfelelő feszültség esetén biztosítja, hogy a fotoelektronok nyaláb formájában lépjenek ki mind a Cs-gőznyaláb, mind a fénynyaláb irányára merőlegesen, vízszintes irányban /az ábrán jobbra; szaggatott vonal/.

Az elektronokat az U_2 , U_3 , U_4 , és U_5 potenciálu csövekből álló elektronlencserendszer képezi le az Au_f aranyfóliára. Az U_3 és az U_4 elemek a K_2 elforgató kamrában helyezkednek el. / K_2 szerepéről a 7.2. pontban lesz szó./

A K_3 Mott-kamra hengeres szimmetriájú. A külső henger /maga a vákuumedény/ földelt, ugyanúgy, mint az egész vákuumrendszer. A H_b belső rézhenger ugyanazon a nagyfe-

szükségen van, mint a benne középben elhelyezett Au-fólia. Az Au-fólia tartószerkezete kívülről mozgatható ; az elektronok útjába ZnS-ernyőt betölve, lehetővé válik az A ablakon át a leképezés vizuális ellenőrzése is. A nagyfeszültség házi készítésű vákuumátmeneten jut be a kamrába. Az Au-fóliáról 120 fok alatt felfelé, ill. lefelé szórt elektronok a Ch_F felső, ill. Ch_A alsó részecske-detektorba/channeltronba/ kerülnek. Ezek tölcseírszerű szájnnyilása elé finomszövésű Pt-hálót helyeztünk, amelyre adott U_{Pt} feszültséggel beállítható a kívánt energiaszűrés.

A kb. 5×10^{-5} torr nyomást két 150 l/s szivósebességű olajdiffúziós vákuumszivattyúval állítottuk elő/ezeket az ábrán nem tüntettük fel/. Az egyik, D_1 az F_1 hűtőcsapda alatt, a másik szivattyú $/D_2/$ az F_3 hűtőcsapda alatt, a rendszer másik végén helyezkedik el. Az Sz_1 , ill. Sz_2 szelepekkel a vákuumrendszer leválasztható a szivattyukról. A nyomást az I_1 , ill. a K_1 kamrára szerelt I_2 ionizációs vákuummérővel mértük. A szokásos rotációs elővákuumszivattyuknál a nyomást Pirani-típusú manométerrel ellenőriztük.

A készülék megépítésénél gondoskodni kellett a zavaró mágneses terek kiküszöböléséről is. Mágneses tér jelenléte nemcsak az elektronok pályáját hajlítja el, hanem a saját mágneses momentum irányát megváltoztatva lerontja a nyaláb SPF-értékét is.

Ezt a problémát részletezve, tekintsünk egy a z-tengely

irányába /függőlegesen/ mutató mágneses teret, amelynek indukciófluxusa $\underline{B} / B_V = 0,4$ gauss a Föld mágneses terének függőleges komponense/. Könnyen belátható [31], hogy a vízszintes x-tengely irányában haladó, p impulzusú elektronok $\underline{B}$ -re merőlegesen álló spinvektoruk irányát x távolság befutása után megváltoztatják, a spinirány a $\underline{B}$ vektor iránya körül $\Delta\alpha$ szöggel elfordul:

$$\Delta\alpha = - \frac{e\hbar x}{pc} ,$$

ahol c a fény sebessége. Ugyanekkor szöggel hajlik el a nyaláb az y -tengely irányába. $B_V = 0,4$ G esetén becslést kaphatunk az elfordulás mértékére, ha az elektronokat az első szakaszban 200 eV energiájúnak tekintjük $x = 2,5$ cm-en, utána 1600 eV-osnak $x = 40$ cm hosszon. Ekkor $\Delta\alpha_1 = 1,4^\circ$, ill. $\Delta\alpha_2 = 8^\circ$, tehát összesen $\Delta\alpha \approx 10^\circ$ fokkal fordul el a spinirány a Föld mágneses tere függőleges komponensének hatására. E mágneses tér kikompenzálása céljából a készülék felett és alatt egy-egy 2,5 m átmérőjű tekercset helyeztünk el, amelyeket 1,25 m távolságra állítva, egyenárammal a tekercsek közti térrész legnagyobb részében homogén mágneses teret lehet létrehozni. Ezzel az un. Helmholtz-tekercspárral B_V -t a 10-edére sikerült csökkenteni /0,04 G/, amelyet Hall-szondával működő gauss-mérővel ellenőriztünk. Ez a maradék mágneses tér már csak elhanyagolható hibát okoz a SPF-mérésben $\Delta\alpha_k = 1^\circ$.

A Föld mágneses tér vízszintes komponensének zavaró hatását úgy küszöböltük ki, hogy a készülék főtengelyét /ami egybeesik az elektronnyaláb irányával, l. 12. ábrán a szaggatott vonalat/ K-Ny-i irányba állítottuk be, mivel így a tranzverzálisan álló spinekkal egy irányba mutat a mágneses tér.

A mágneses tér zavaró hatása miatt a vákuumrendszer felépítéséhez sem használhattunk ferromágneses anyagokat. Ezért rozsdamentes, nem mágneses KOR-acélötvözetből készült vákuumelemeket használtunk, amelyeket az Egyesült Izzó Vákuumtechnikai Gyára készített. Ennek az anyagnak további előnye, hogy a Cs-gőz nem támadja meg, könnyű tisztítani, kifűthető a rendszer. A vákuumtömítést tiszta vörösréz-tömítőgyűrűkkel oldottuk meg, amelyeket a KOR-acél vágóél hidegen megfolytat a csavarok meghúzásakor. A rotációs szivattyukat olyan távol helyeztük el /kb. 1,5 m/ a berendezéstől, hogy mágneses terük a mérés szerint az elektronnyalábnál elhanyagolható volt.

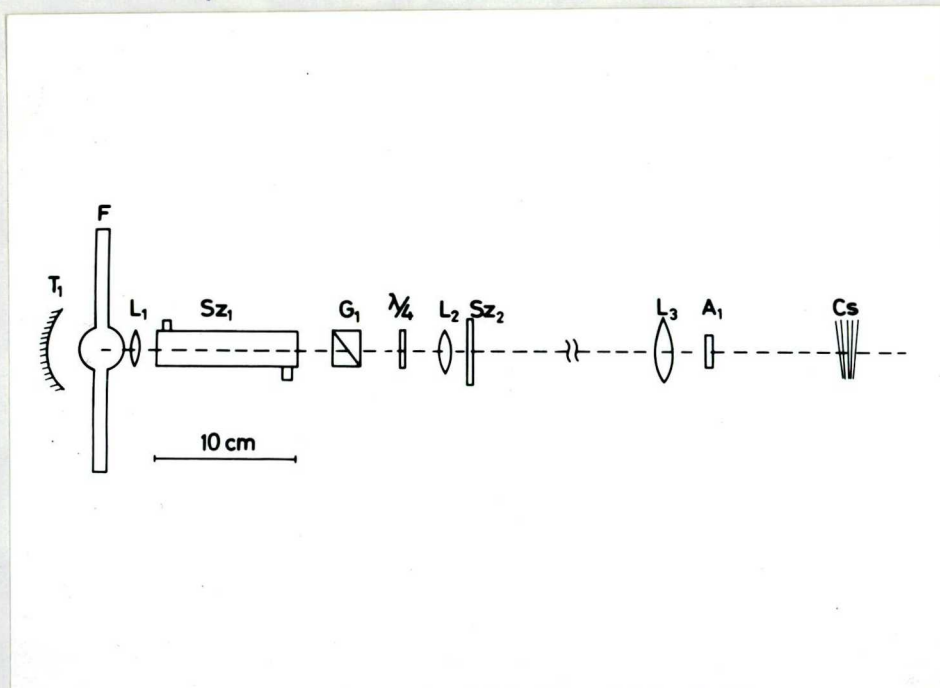
5. A cirkulárisan poláros fény előállítása

Fényforrásul egy 500 W-os Hg-lámpát /HBO 500, Osram/ használtunk. Ennek a lámpának 290 - 320 nm között három intenzív vonala van, amelyek együtt kb. 20 -szor akkora fotonáramot adnak, mint az ugyanolyan teljesítményű Xe-lámpa.

Mivel Cs-atomra a fotoionizáció határa 318 nm-nél van, a lámpából kiinduló, ennél rövidebb hullámhosszú fény hozza létre a fotoelektronokat.

Itt említjük meg, hogy fényforrásként frekvenciakétszerezett impulzus-lézert csak akkor lenne célszerű használni, ha a Cs-atomokat is kb. 1 μ s-os impulzusok formájában, koncentráltan tudnánk a fuvócsőből kiengedni. Ekkor a nagyobb fénytéljesítménnyel nagyobb elektronáramot tudnánk elérni, mint a berendezésünkben használt Hg-gőzlámpával.

Fényoptikánkat optikai sinen állítottuk össze ; a rendszer a 13. ábrán látható elemekből áll /az ábra méretarányos, kivéve az L_2 és L_3 közti szakaszt, amely a valóságban 35 cm hosszú/.



13. ábra

Az F ivlámpa fényét az $L_1 / f_1 = 2,5$ cm/ gyűjtőlencse párhuzamosítja. A T_1 elsőfelületű, homorú tükörrel a lámpa hasznos térszögét közel megkétszerezhetjük. Az Sz_1 vízszűrő a hősugarak nagy részét kiszűri. A lineáris polarizátorként alkalmazott G_1 Glan-Thomson-prizma forgatható, így az utána következő $\lambda/4$ -lemezzel együtt beállítható mind a balra, mind a jobbra cirkulárisan poláros fényt előállító helyzet. A lámpa ívét az $L_2 / f_2 = 13$ cm/ és az $L_3 / f_3 = 8$ cm/ kétszerdomború lencsékkel képezzük le az A_1 ablakon keresztül a Cs- gőznyalábra. A kép 1,5 cm magas és 0,5 cm széles, összhangban azzal, hogy az adott kép és tárgy távolságoknál a számított nagyítás ≈ 5 . Ez a képmagasság kissé nagyobb, mint ami az elektronoptikai kisziváshoz optimális lenne, azonban a k_3 képtávolság lerövidítéséhez a vákuumrendszer A_1 ablakát kellene a gőznyalábhoz közelebb vinni, ami viszont az ablak gyors Cs-mal történő beszennyeződéséhez vezetne.

Sz_2 egy 15 nm félértékszélességű interferenciás szűrő, amelynek maximális transzmissziója 311 nm -nél van és $T_m / 311 / = 28$ %. Ezt a szűrőt csak akkor használtuk, amikor a 13. ábra szerinti elrendezésben megmértük a cirkuláris polárosság fokát és a Cs helyén a fényteljesítményt egy kalibrált uv fotodiódával.

5.1. A besugárzott uv fényteljesítmény meghatározása:

Becsüljük meg a Cs-gőznyalábra besugárzott fénytéljesítményt a 304 és 318 nm közötti hullámhossztartományban, ahol az Sz_2 átlagosan 0,14 -es transzmisszióval rendelkezik. Az Oriel-lámpakatalógus teljesítményadatait felhasználva 7 mW-ot kaptunk a 304 és 318 nm közötti tartományra, ha Sz_2 -t nem használtuk. /Az optikai elemek transzmissziója: $T/Sz_1/ = 0,5$; $T/G_1/ = 0,4$; $T/\frac{\lambda}{4}/ = 0,9$; $T/Sz_2/ = 0,14$; $T/A_1/ = 0,8$; mindhárom lencse esetén átlagosan $T/L/ = 0,8$ /. Ez 20 %-on belül egyezik a fotodiódás mérésünkből számítható teljesítményadattal. Figyelembe véve, hogy a 250 nm-es Hg-vonal is részt vesz a Cs-gőz fotoionizálásában, a 318 nm-nél kisebb hullámhosszuságú összes fénytéljesítményt kb. $7 \text{ mW} + 7 \cdot 0,6 \text{ mW} = \underline{11 \text{ mW}}$ -nak vehetjük.

Megemlítjük, hogy a Karlsruhe-i csoport elektronforrásánál [14] 2,5 mW fénytéljesítményt sugároztak be ugyanebben a hullámhossztartományban 200 W -os Hg-gőzlámpából, miközben 0,15 -os transzmisszióju polaroid szűrőt használtak lineáris polarizátorként [32] .

5.2. A cirkuláris polárosság fokának meghatározása:

A lehetőleg nagy SPF elérése érdekében biztosítani kell, hogy a Cs-nyalábra érkező fény minél nagyobb része legyen cirkulárisan poláros /a fény cirkuláris polárosságának a foka: P_6 /. Nagy P_6 -érték eléréséhez a G_1 -en és a

$\lambda/4$ -lemezen áthaladó fénynyalábnak párhuzamosnak kell lenni, és mivel ezt csak közelítőleg sikerült elérni, szükségesnek tartottuk P_6 -t optikai méréssel ellenőrizni. Egy másik tényező, amit figyelembe kell venni, hogy az A_1 kvarcablak a két oldala közt fennálló nyomáskülönbség hatására optikailag aktívává válhat, és mint egy második $\lambda/4$ -lemez lecsökkentheti P_6 -t.

Hogyan határozhatjuk meg kísérletileg P_6 -t? Born és mtsa [33] levezetése szerint ehhez meg kell határozni azt a maximális I_M , ill. minimális I_m fényintenzitást, amelyet a ± 45 fokra beállított $\lambda/4$ -lemez után helyezett második Glan-prizma körbeforgatása során mérhetünk. Ezenkívül szükségünk van még a polarizátor Glan-prizmán és az utána párhuzamos állásba /tehát 0 fokra/ helyezett

$\lambda/4$ -lemezen átmenő fény lineáris polárosságának a fokára, P_l -re, amely, mint ismeretes:

$$P_l = \frac{I_{\parallel} - I_{\perp}}{I_{\parallel} + I_{\perp}},$$

ahol $I_{\parallel}$, ill. $I_{\perp}$ a két Glan-prizma párhuzamos, ill. merőleges helyzete esetén mért intenzitás. Ekkor a fény cirkuláris polárosságának a foka:

$$P_6 = P_l \cdot P_6', = P_l \cdot \frac{2}{\sqrt{\frac{I_M - I_{\perp}}{I_m - I_{\perp}}} + \sqrt{\frac{I_m - I_{\perp}}{I_M - I_{\perp}}}} \quad /22/$$

Ezt a mérést elvégeztük az Sz_2 szűrővel úgy, hogy a 13. ábrán látható L_3 lencse után helyeztünk egy uv-érzékeny vákuumfotocellát. Az intenzitásméréseknél figyelembe vettük, hogy a fotocellának az érzékenysége függ a mérendő lineárisan poláros fény rezgési síkjától /kb. 30 %-os effektus a mérések szerint/. Eredményül a balra cirkulárisan poláros fényre $P_{\phi} = 0,980 \pm 0,005$ és jobbra cirkulárisan poláros helyzetre pedig $P_{\phi} = 0,970 \pm 0,005$ értéket kaptunk. $P_{\phi} = /0,970 \pm 0,005/$ -nek adódott. Tehát

$$P_{\phi} = 0,945 \pm 0,008 . \quad /23/$$

A vákuumrendszerre szerelt A_1 kvarcablak esetleges optikai aktivitásának megvizsgálása céljából az előbbi mérést úgy is elvégeztük, hogy a $\lambda/4$ -lemez és az analizátor Glan-prizma közé két ugyanolyan minőségű kvarcablakkal lezárt üvegcsövet helyeztünk. Az ablakok között vákuumot létesítve, P_{ϕ} -t a mérési hibán belül azonosnak találtuk a /23/ -ben közölt, atmoszférikus nyomásra vonatkozó értékkel. Tehát a kvarcablakban ébredő mechanikai feszültség nem befolyásolja a fény cirkuláris, polároosságát.

5.3. A 280 nm -nél rövidebb hullámhosszuságú fény hatása:

Sz_2 használata esetén a Cs-atom fotoionizációs

tartományába eső fénytéljesítmény legalább egy nagyságrenddel csökken. A SPE-forrás P^2I jósági tényezőjében szereplő I -t tehát legalább egy nagyságrenddel növelhetjük, ha nem használjuk az interferenciás szűrőt. Így azonban a várható, maximális P'_{th} SPF lecsökken a 250 nm-es vonal jelenléte miatt. Becsüljük meg, hogy mekkora ez a várható SPF-csökkenés!

A 4. ábrán látható, hogy $P_6 = 1$ esetén 280 és 318 nm között a SPF átlaga, $P / 311/ = 0,85$; míg 235 és 260 nm között $P / 250/ = -0,35$. A lámpa I_{Hg} intenzitásának és a Cs-atom $k_{fi}/Cs/$ fotoionizációs hatáskeresztmetszetének [34] szorzatát 2 nm-enként összeadva a fent említett hullámhossztartományokban azt kaptuk, hogy:

$$I' / 311/ = \sum_{280}^{318} I_{Hg} k_{fi} / Cs/ = 38 ,$$

$$I' / 250/ = \sum_{235}^{260} I_{Hg} k_{fi} / Cs/ = 13 ,$$

ahol az $I' / 311/$ -t, ill. $I' / 250/$ -t relatív egységekben adtuk meg. P'_{th} -t nyilván a következőképpen számíthatjuk ki:

$$P'_{th} = \frac{I' / 311/ \cdot P / 311/ \cdot P_6 / 311/ + I' / 250/ \cdot P / 250/ \cdot P_6 / 250/}{I' / 311/ + I' / 250/} , / 24/$$

ahol $P_6 / 311/$ a /23/-ban közölt, mért érték; $P_6 / 250/$ -et pedig [14] alapján 0,60-nak vehetjük.

Ekkor az előbb említett adatok felhasználásával a mi esetünkben Sz_2 használata nélkül az elméletileg várható SPF:

$$P'_{th} = 0,54 \quad /25/$$

Ha használjuk az Sz_2 szűrőt, $P'_{th}/Sz_2/ = 0,85$; tehát a jósági tényezők aránya:

$$\frac{P'^2_{th} I_{Hg}}{P'^2_{th}/Sz_2/I_{Hg}/Sz_2/} = 3,5 \quad .$$

Ezért nem használjuk az Sz_2 szűrőt.

6. A Cs-gőznyaláb előállítása

A legfontosabb követelmények a következők:

A Cs-gőzt olyan nyaláb formájában kell előállítani,

a./ amelyben a Cs_2 -molekulák részaránya olyan kicsi, hogy a molekulákból származó fotoelektronok nem csökkentik lényegesen az elektron SPF-át /t.i. a Cs_2 -ből kiváltott elektronok nem polárosak/ ;

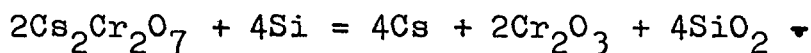
b./ amelynek a szélessége lehetőleg nem haladja meg a fénynyaláb 0,5 cm-es szélességét;

c./ amelynek áramlása egyenletes több órán keresztül.

Mivel a fém céziumot szobahőmérsékleten csak vákuum alatt lehet eltartani, az anyag vákuumra leszívott

üvegampullában kapható. A Cs-mal foglalkozó kutatók tulnyomó többsége az ampullát zárt állapotban a kályhába helyezi, és a megfelelő vákuum elérése után kívülről valamilyen módszerrel összetöri. Ezután a kályha felfűtésével, ill. egy szelep szabályozásával állítják be a kívánt gőznyaláb-intenzitást. Ennél a módszer-nél a Cs-kályha megépítésekör sok konstrukciós nehézsé- get kell leküzdeni. Ezért az atomi Cs előállítására egy másik módszert dolgoztunk ki.

Ennek lényege, hogy az atomi Cs-ot egy termokémiai reakció végtermékeként nyerjük:



A kiindulási anyagokat /a Si -ot a sztöchiometriai aránynál nagyobb mennyiségben/, pasztillává préselve helyezhetjük a Cs-kályhába, majd a megfelelő vákuum elérése után kb. 800 C°-ra felfűtve elindul a reakció, és kisebb hőmérsékleten is folytatódik a Cs-termelés. Ezt a módszert kipróbáltuk, és sikerült is kb. 8 órán keresztül akkora gőznyaláb intenzitást elérni, mint amilyent a későbbiekben üzemszerűen használt módszerrel kaptunk. A termokémiai módszer fő hátránya az, hogy azon idő alatt, míg a kályha 800 C°-ról lehül a kb. 200 C°-fokos üzemi hőmérsékletre /200 °C felett jelentős- sé válik a Cs₂ -molekulák aránya/, sok Csvész kárba,

ugyanakkor a vákuumrendszer falai elszennyeződnek.

Jobban bevált / és később üzemszerűen ezt használtuk/ az a módszer, amelyet Drachenfels és mtsai [35] alkalmaznak. A Cs-ampullát atmoszféra nyomáson, csappfolyós nitrogén alatt törik fel, és ha elég gyorsan sikerül a nyitott ampullát a vákuumrendszerbe helyezve, a rendszert leszívni, a Cs fémes állapotban marad. A gőznyaláb intenzitását a kívülről szabályozható fűtőtéljesítménnyel lehet változtatni.

SPE-forrásunk számára többféle kályhakonstrukcióval is kísérleteztünk. Legjobban a 12. ábrán csak vázlatosan megrajzolt Cs_k kályha vált be. Ebben a konstrukcióban a felnyitott ampullát egy KOR-acélból készült, hengeres patronba helyezzük; ez felfelé fuvócsőben folytatódik, amelyen a legkisebb átmérőjű helyen a nyílás 0,15 cm-es. Az ampullatartó a kályhatestben helyezkedik el, amelynek fő része a kiizzított zsirkő-szigetelőhengerre bifilárisan csévélte wolfram-fűtőszál, amely a fuvócsövet is körülveszi. A fűtőtestet kívülről egy KOR-acél hőárnyékoló henger borítja. Az egész kályha egy vákuumbiztos, elektromos átvezető elemre van szerelve, amelyen át történik a fűtés és a termoelem bevezetése. A Cs-ampulla hőmérsékletének mérésére Ni-CrNi differenciál-termoelemet használtunk, amelynek melegpontját az ampullatartó aljához csatlakozó vörösréz-tömbbe szorítottuk, a másik pontját olvadó jégbe helyeztük. A fűtőtestet hőmérsékletszabályzó táplálta, amellyel 200 °C környékén ± 1 °C -os pontossággal tudtunk dolgozni.

6.1. A Cs-nyaláb intenzitásának meghatározása:

Az általunk használt ampulla $m_{\text{Cs}} = 1$ g Cs-ot tartalmaz, és a tapasztalat szerint kb. 30 órás folyamatos, 200°C -on történő üzemeltetés után fogy ki. A fuvócsőből kijövő Cs-atomok másodpercenkénti száma, N_{Cs} így számítható:

$$N_{\text{Cs}} = \frac{m_{\text{Cs}} N_A}{A_{\text{Cs}} t} ,$$

ahol A_{Cs} a cézium tömegszáma, N_A az Avogadro-szám, t az áramlás ideje s-ban. Behelyettesítve kapjuk, hogy

$$N_{\text{Cs}} = 4,2 \times 10^{16} \text{ s}^{-1}. \quad /26/$$

Ezt a Cs-nyaláb intenzitására vonatkozó becslést úgy ellenőriztük, hogy a 13. ábrán látható optikai rendszert alkalmazva a Cs-gőznyalábot 10 mW uv fénnel világítottuk meg 1,5 cm magas és 0,5 cm széles felületen. A keletkező fotoelektronokat a 12. ábrán látható U_1 elektronoptikai elem közepébe helyezett fémlemezre gyűjtöttük össze; a keletkezett elektronáramot nagyfeszültségre helyezhető pA-mérővel mértük. Ily módon 200°C -on üzemeltetve a kályhát,

$$I_{\text{el}} = 80 - 120 \text{ pA} \quad /27/$$

fotoelektronáramot tudtunk detektálni. Ismerve a számunkra hasznos uv tartományban a k_{fi} átlagos fotoionizációs hatáskeresztmetszetet [34] $/k_{fi} = 1,2 \times 10^{-19} \text{ cm}^2/$, a másodpercenként kiváltott fotoelektronok számát, N_{el} -t így kapjuk :

$$N_{el} = k_{fi} \phi n_{Cs}, \quad /28/$$

ahol ϕ a fotonfluxus /a cm^2 -ként és s-onként beeső uv-fotonok száma/, n_{Cs} a reakciótérben levő Cs-atomok száma. Figyelembe véve a fényfolt alakját, a reakciótér egy $V = 0,5 \times 1,5 \times 1,5 \text{ cm}^3$ térfogatu téglatest. Mivel a Cs-gőznyaláb a kamra tetején észlelt lecsapódásnál kb. 8 cm-es átmérőjű volt, a reakciótérnél első közelítésben $d = 2 \text{ cm}$ -esnek vehető. /A nyalábot a hőmérséklet emelésével lehet szűkíteni, akkor viszont a Cs_2 -molekulák aránya lesz túl nagy. / n_{Cs} -ot kifejezhetjük N_{Cs} -mal és a Cs-atomok v átlagos sebességével:

$$n_{Cs} = \frac{V N_{Cs}}{d^2 v}, \quad /29/$$

ahol az átlagos sebességet /30/ -ból számolhatjuk ki:

$$kT = m_{Cs} v^2, \quad /30/$$

ahol T az abszolút hőmérséklet, k a Boltzmann-állandó.

$T = 473 \text{ }^\circ\text{K}$ -en $v = 1,7 \times 10^4 \text{ cms}^{-1}$. Tehát /30/ alapján kapjuk:

$$n_{Cs} = 7,4 \times 10^{11}.$$

A 10 mW-os fényteltjesítménynek megfelel $h\nu = 4,05 \text{ eV}$:

$$\phi = 1,6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

fotonfluxus, tehát /28/ alapján az elméletileg várható másodpercenkénti elektronszám:

$$\begin{aligned} N_{\text{el,th}} &= 1,2 \times 10^{-19} \text{ cm}^2 \cdot 1,6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \cdot 7,4 \times 10^{11} = \\ &= 1,4 \times 10^9 \text{ s}^{-1}, \end{aligned}$$

ami megfelel

$$I_{\text{el,th}} = 112 \text{ pA}$$

elektronáramnak. $I_{\text{el,th}}$ értéke jól egyezik a mért és /27/ -ben megadott I_{el} értékkel.

6.2. A Cs_2 -molekulák aránya és hatása:

Lapp és mtsa [36] szerint az alkáli fémek gőzeiben a dimerképződés valószínűsége a hőmérsékletnek monoton növekvő függvénye. A Cs-gőzben kialakuló molekulák $N/\text{Cs}_2/$, ill. a Cs-atomok $N/\text{Cs}/$ számának r_D arányára a számunkra fontos hőmérséklettartományban a következő értékeket közlik:

$$r_D/165\text{ }^{\circ}\text{C}/ = 0,0016,$$

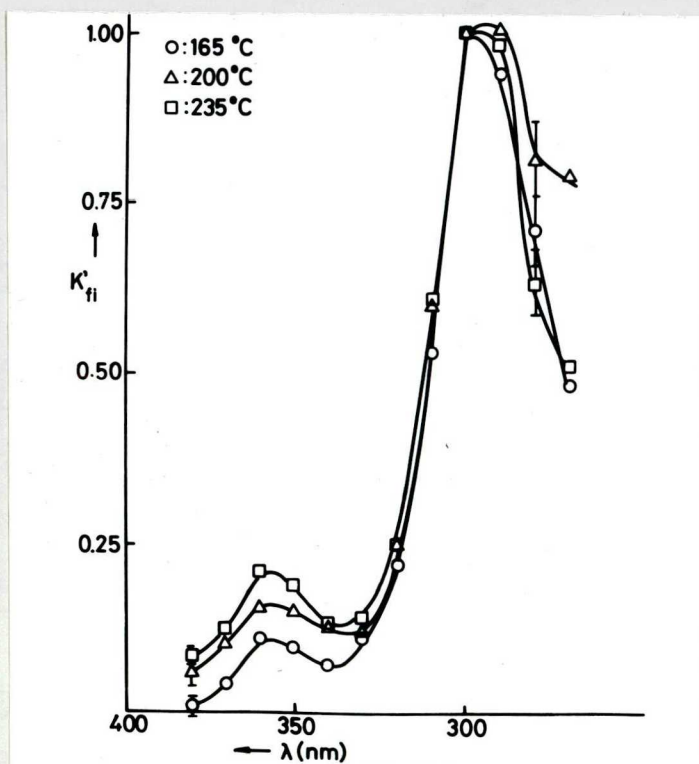
$$r_D/200\text{ }^{\circ}\text{C}/ = 0,0028, \quad /31/$$

$$r_D/235\text{ }^{\circ}\text{C}/ = 0,0040,$$

Creek és mtsa [37] szerint a Cs_2 fotoionizációs hatáskeresztmetszete, $k_{fi}/\text{Cs}_2/$ 320 és 365 nm között két maximummal /360, ill. 320 nm-nél/, ill. 340 nm-nél minimummal rendelkezik, ugyanakkor 240 és 320 nm között sok, éles maximuma van. A fotoionizáció határa Cs_2 -re 365 nm-nél van. Mivel a Hg-gőz-lámpának 360 nm-nél is van egy nagy intenzitású vonala, valamint 330 nm-nél egy kisebb, a nyert fotoelektronok egy része a Cs_2 -molekulákból származik; a 320 - 365 nm közötti fényenergia által kiváltottak teljes mértékben, míg a 240 - 320 nm -es tartományba eső fény által keltett elektronoknak csak egy része. A Cs_2 -molekulákból nyert fotoelektronokra nem érvényes a Fano-effektus, ezek tehát nem polárosak, jelenlétük csökkentheti a várható P'_{th} SPF-ot. Becsüljük meg, hogy mekkora ez az effektus 200 $^{\circ}\text{C}$ -os gőznyaláb esetén!

Az r_D dimér-arány ellenőrzésére a következő kísérletet végeztük el. Optikai rendszerünkbe SPM-1 Zeiss-monokromátort helyezve, a különböző hőmérsékletű Cs-gőznyalábot 10 nm sáv-szélességű fénynyalábbal sugároztuk be, és felvettük az I_{e1}/λ függvényt a 270 - 380 nm-es hullámhossztartományban. A lámpa intenzitáseloszlását figyelembe véve I_{e1}/λ -ból kiszámítottuk a Cs-atomok és molekulák adott keverékének fotoionizációs hatáskeresztmetszetével arányos k'_{fi} / λ értékeket, amelyeket

három különböző hőmérsékleten, 300 nm-nél 1-re normálva relatív egységekben ábrázoltunk a 14. ábrán.



14. ábra

Az ábráról leolvasható, hogy 200 °C-on:

$$r_m = \frac{k'_{fi}/360 \text{ nm/}}{k'_{fi}/300 \text{ nm/}} = 0,16 ,$$

ugyanakkor [37] szerint:

$$R = \frac{k_{fi}/Cs, 300/}{k_{fi}/Cs_2, 360/} = 0,02 ,$$

Ezek szerint a mért $r_{D,m}$ dimérrány:

$$r_{D,m} = r_m R = 0,0032 , \quad /32/$$

ami elég jól egyezik a /31/ -ben megadott elméleti értékkel.

Ismerve a molekulák arányát, számítsuk ki a Cs_2 -molekulák-ból jövő elektronok $r_{D,e}$ arányát a Cs-atomokból kiváltottak számához képest. Nyilván

$$r_{D,e} = r_{D,m} \cdot \frac{I' / \text{Cs}_2 /}{I' / \text{Cs} /} , \quad /33/$$

ahol

$$I' / \text{Cs}_2 / = \sum_{240}^{365} k_{fi} / \text{Cs}_2 / I_{\text{Hg}} , \quad /34/$$

$$I' / \text{Cs} / = \sum_{240}^{365} k_{fi} / \text{Cs} / I_{\text{Hg}} .$$

/34/ kiszámításával /33/-ből azt kapjuk, hogy:

$$r_{D,e} = 0,074 . \quad /35/$$

Tehát a gőznyalázból kiváltott elektronoknak kb. 7 %-a nem poláros 200 °C-on. A várható P_{th} SPF tehát:

$$P_{th} = P'_{th} / 1 - r_{D,e} / . \quad /36/$$

/25/ értékét felhasználva kapjuk:

$$P_{th} = 0,51 . \quad /37/$$

7. Az elektronoptikai rendszer

Az elektronoptikai rendszert két fő részre oszthatjuk: az elektronkiszívó egységre és a gyorsító lencserendszerre.

7.1. Az elektronkiszívó egység:

Feladata, hogy biztosítsa a fotoionizációs térrészből bármilyen irányba kiinduló fotoelektronok minél jobb hatásfoku kiszívását oly módon, hogy ugyanakkor a recipiens falairól bármilyen okból kilépő elektronok ne kerüljenek be az elektronnyalábba. E probléma megoldására nagy gondot kell fordítani, hiszen Heinzmann és munkatársainak [38] mérése szerint a szilárd felületekre lerakódott Cs-hártyáról ciklárisan poláros fénnnyel kiváltott elektronoknak a polarizációfoka kisebb 0,05-nél, tehát gyakorlatilag nem polárosoknak tekinthetők. Ugyanakkor tapasztalatunk szerint a 12. ábrán látható K_1 kamrában levő felső rézhálóra rakódik le először a Cs, de egy-két órás üzemelés után az alsó lemezen, az U_H hátsó lemezen és az U_1 henger első lemezén is szemmel látható Cs-hártya alakul ki. Ha a besugárzó fény egy része a kialakult Cs-hártyára szóródik, ott nem poláros fotoelektronokat kelt, amelyek bejutva az elektronnyalábba lecsökkentik a SPF-ot.

Ennek az effektusnak nagyságrendi becslésére vegyük a Cs-hártyáról történő fotoemisszió kvantumhatásfokát $\eta / Cs_h / = 0,1 -$

nek. Milyen nagyságrendben lehet az ezekre a felületekre jutó ϕ_{sz} szórt fotonfluxus ?

A Cs-gőznyalábból szóródó fotonok hatása elehanyagolható, mert a fényszórás hatáskeresztmetszete nagyságrendileg 10^{-21} cm^2 , míg $k_{fi}/\text{Cs}/ = 10^{-19} \text{ cm}^2$ [14].

Jelentős zavaró hatást jelenthet azonban a fényelnyelő csőből /amely 35 cm hosszú és 3,6 cm belső átmérőjű cső / diffuzan viasszaszóródó fény. A 6.1 pontban láttuk, hogy a nyalábra beeső $\phi = 10^{16} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ fotonfluxus kb. $N_{el} = 10^9 \text{ s}^{-1}$ elektronáramot kelt. ϕ gyakorlatilag teljes egészében a fényelnyelőbe jut, és ha onnan, mondjuk, 10^{-6} -szorosa viasszaszóródik a Cs-hártyára, akkor a Cs-hártya 1 cm^2 -éről kiváltott elektronok száma:

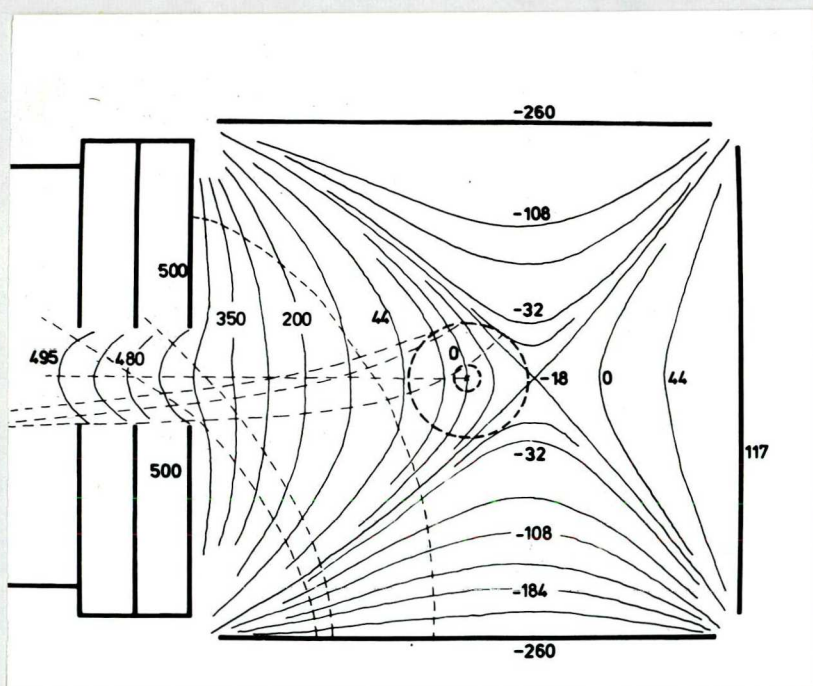
$$N_{el}/\text{Cs}_h/ = \eta/\text{Cs}_h/ \cdot \phi_{sz} = 10^9 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}, \quad /38/$$

tehát ugyanannyi, mint a gőznyalábból származók száma.

Ez az elektronszám a SPF -ot már felére csökkentené.

Mivel rendkívül nehéz azt megvalósítani, hogy a fényelnyelőből legfeljebb a beeső fénynek 10^{-7} -szerese szóródjon vissza /pl., ha a cső fala a fény 99 %-át elnyeli, kétszeres szóródás után 10^{-4} -szerese, 3-szoros szóródás után még 10^{-6} -szorosa visszaverődik/, a problémát elektronoptikai uton kell megoldani.

Erre szolgál a Heinzmann [39] által kifejlesztett potenciáltér, amelyet a 12. ábrán látható K_1 kamrába beépített 3 lemezből és egy hálóból álló elektronoptikai rendszer hoz létre /"elektronkiszívó egység"/. E potenciáltérrel ábrázoltuk oldalnézetben a 15. ábrán, amelyen az ekvipotenciális felületeket a folytonos /a számok a potenciál értékek/, az elektronpályákat a szaggatott vonalak jelzik, a fény az ábra síkjára merőlegesen, az 0 középpontban lép be. Heinzmann az ekvipotenciá-



15. ábra

lis görbéket az un. elektrolit-tankos modellkísérlettel [40] határozta meg, majd számítógépes programmal ellenőrizte. Ez a potenciáltér teljes mértékben bevált legújabb SPE-forrásokban [39].



A kiszívás az 500 V-os, baloldali lemez /a mi esetünkben U_1 / irányába történik, a 117 V-os lemez megfelel U_H -nak. A szaggatott vonallal rajzolt 1 cm átmérőjű nagyobb körből tetszőleges irányba kiinduló, 1 eV-nál nem nagyobb kezdeti kinetikus energiával rendelkező elektronok mind bejutnak az U_1 lemezen vágott, 1 cm oldalhosszúságú, négyzet alakú nyíláson. A hátsó lemezeiről / U_H / kiinduló elektronoknak viszont több, mint 135 eV kezdeti kinetikus energiával kellene rendelkezniük, hogy bejuthassanak a nyílásba. A -260 V-os alsó, ill. felső lemezeiről kiinduló elektronok a szaggatott vonalakkal jelölt pályákon haladnak, és ha némelyikük be is jut a nyílásba, olyan nagy divergenciával halad, hogy a következő hengerbe / U_2 / már nem tud bejutni /vö. 12. ábra/. Az U_1 lemezeiről kiinduló elektronok bejuthatnak a nyílásba, de kis kinetikus energiájuk miatt nem tudják legyőzni az U_2 energiaszűrőlencse potenciálgátját / $U_1 - U_2 = 120$ V/. Ily módon ez a potenciáltér hatásosan megakadályozza, hogy a felületeken képződő Cs-hártyákról kiváltott fotoelektronok az Au-fóliára eljuthassanak.

Itt említjük meg, hogy a mi berendezésünkben technikai okokból az alsó és a felső lemezt leföldeltük, ilymódon az összes potenciálértéket + 260 V-tal növelni kell. A kiszívó egységben használt feszültségek tehát a következők voltak:

$$U_{\text{alsó}} = U_{\text{felső}} = 0 \text{ V} ,$$

$$U_H = +377 \text{ V} ,$$

$$U_1 = +960 \text{ V} , \quad /39/$$

$$U_2 = +840 \text{ V} .$$

A 15. ábrán a potenciálértékeket az 0 ponthoz viszonyítva /mivel az elektronoptikában annak a pontnak a potenciálját tekintik zérusnak, ahol az elektronok sebessége nulla/ adtuk meg. $/U_1$ -et azért választottuk 200 V-tal nagyobbnak az elméleti értéknél, mert a bemérés szerint az átviteli tényezőt és a leképezést ez nagymértékben javította, miközben a potenciáalteret lényegesen nem módosította/.

7.2 A gyorsító elektronlencserendszer :

Feladata a kiszívó egység által előállított, energiaszűrt elektronnyalábot tovább gyorsítani, majd az Au-fóliára leképezni. Lencserendszerünket négy hengeres elemből $/U_3, U_4, U_5, U_{Au}/$ képeztük ki.

Megjegyezzük, hogy habár az U_3 és U_4 feszültségű hengeres elektródák csökkentik a lencserendszer átviteli tényezőjét, alkalmazásuk mégis elkerülhetetlen. Ez a két elem ugyanis a 12. ábrán látható K_2 "elforgató" kamrában helyezkedik el, amelyet azért építettünk be a készülékbe, hogy a későbbiekben sorra kerülő, a bevezetésben említett biológiai mérések számára longitudinálisan spinpolarizált elektronnyalábot

állítsunk elő. Az ábrán fel nem tüntetett mozgatható vákuumátmenet segítségével az U_3 és U_4 feszültségű elemek helyébe az alattuk felvázolt két negyedkörív formájú fémlemez helyezhető be. Ha a belső elforgató lemezre nagyobb pozitív feszültséget kapcsolunk, mint a külsőre, az elektronnyaláb iránya 90° -kal elfordul, miközben a spinirányok változatlanok maradnak.

Kételemű, ill. háromelemű hengeres elektrosztatikus lencsék tervezéséhez elég részletes, komputeres számítások állnak rendelkezésre [41], [42], azonban 3-elemesnél összetettebb lencserendszerek paramétereire vonatkozólag ilyen adatok nincsenek. Ezeket általában modellezés és közvetlen kísérleti kipróbálás útján optimalizálják.

Lencserendszerünk méretei és elrendezése a 12. ábrán látható. Blendék alkalmazása ott célszerű, ahol a két henger közötti nyílás környékén a vákuumedény alakja miatt a helytől nagyon élesen függő elektrosztatikus tér van; ezeknek a tereknek a zavaró hatását a blendék részben leárnyékolják. Ezért használtunk az U_2 és az U_5 végén 1 cm átmérőjű blendéket. A lencserendszer beállításánál tapasztaltuk, hogy a leképzés és az átviteli tényező is lényegesen megjavul, ha a Mott-kamrában levő H_p henger bemenő nyílásába 2,2 cm átmérőjű csövet helyezünk.

Gyorsító lencserendszerünk optimalizálását úgy végeztük, hogy a 22 kV-os Au-fóliára eső $I_{e,Au}$ elektronáramot pA-mérővel

mértük /ilyenkor vastag Au-lemezt használtunk, hogy az elektronok ne juthassanak át az aranyon/, és közben az elektródák feszültségét változtattuk. A leképezést az Au-fólia helyére behelyezett ZnS-ernyőn vizuálisan figyeltük meg. Optimálisnak találtuk azt a beállítást, amikor

$$\begin{aligned}U_3 &= 3400 \text{ V}, \\U_4 &= 4650 \text{ V}, & /40/ \\U_5 &= 5000 \text{ V}, \\U_{\text{Au}} = U_{\text{H}_b} &= 22 \text{ kV}.\end{aligned}$$

Ekkor a mért elektronáram

$$I_{e, \text{Au}} = 1,7 \times 10^{-11} \text{ A} \quad /41/$$

volt, ha az U_1 közepére helyezett detektoron a Cs-gőzből

$$I_{e1} = 1,2 \times 10^{-10} \text{ A} \quad /42/$$

nagyságu áramot tudtunk detektálni. Ebből a lencserendszer átviteli tényezője:

$$T_{lr} = \frac{I_{e, \text{Au}}}{I_{e1}} = 0,14. \quad /43/$$

Ekkor a ZnS-ernyőn egy kb.

$$d_e = 1 \text{ cm} \quad /44/$$

átmérőjű világító foltot látunk.

Az elektronoptika beállításánál elektronforrásul a target helyére egy W-fűtőszálat helyztünk, amelyet akár +260 V-ra kapcsolva, akár lebegtetve az elektronoptika leképezése ugyanaz maradt. A beállítást Cs-gőzből kijövő elektronokkal is ellenőriztük.

8. A polarizációfok-detektor

Ebben a fejezetben részletesen foglalkozunk a SPF meghatározására kifejlesztett Mott-kamrával /K₃ a 12. ábrán/. A 8.1. pontban leírjuk az alkalmazott részecske-detektort és az azzal kapcsolatos elektronikus berendezéseket, majd a 8.2. pontban a jósági tényező meghatározásával foglalkozunk. Végül a 8.3. pontban a fékezőtér hatásának a kiszámításához szükséges elektronpálya-meghatározásokat ismertetjük.

8.1. A kis energiájú elektronok detektálása:

A Mott-szóráson alapuló, hagyományos, extrapolációs módszert alkalmazó polarizációfok-mérőberendezésekben a viasszaszórt elektronok energiája 100 keV nagyságrendű, ezért detektálásukra szcintillációs számlálót, vagy ujabban félvezető-detektort alkalmaznak. Az általunk

SPF mérésére kifejlesztett energiaszűrés módszernél a lelassított, mintegy 100 eV energiájú elektronokat kell számlálni. Erre a célra a Faragó [43]^x által javasolt részecskeszámlálót, az un. "channeltront" /channel electron multiplier, CEM/ alkalmaztuk. Ezt a részecskedetektort mintegy 14 éve fejlesztették ki [44]. Sokoldalúságát jellemzi, hogy mindazokat a sugárzásokat és töltött részecskéket detektálja, amelyeknek az energiája 8 és 30000 eV közé esik. Elektronra vonatkozólag a CEM η_{CEM} abszolút kvantumhatásfokának a maximuma 200 és 300 eV között van, a kisebb energiák felé lassan csökken, 100 eV környékén kb.

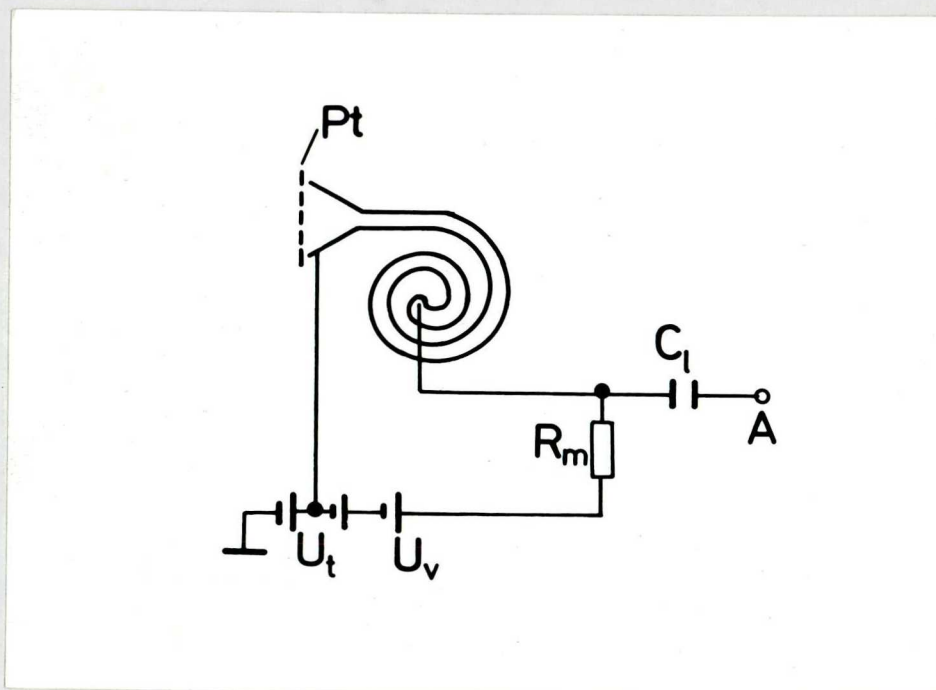
$$\eta_{\text{CEM}} = 0,4 \quad /45/$$

értéket vesz fel a különböző mérések szerint [45].

A channeltron általában spirál alakúra kiképezett üvegcső, /1. 16. ábra/ amelyet belülről speciális összetételű, szekunder elektronemissziós tulajdonságu félvezető réteggel vonnak be. Ha a CEM csövének a végére néhány ezer V-os szivófeszültséget kapcsolunk, akkor a cső elején a falba

^xP.S. Faragó javasolta és tervezte egy energiaszűrés módszer alapján működő Mott-detektor megépítését, azonban a kísérleti megvalósításról mindezideig közlemény még nem jelent meg.

ütköző mérendő részecske által keltett szekunder elektronok a hátrébb levő falrészekbe többször ütközve elektronok lavináját hozzák létre, amelyek a CEM végén levő zárókupakról áramimpulzus formájában vezethetők el. Működésük analóg a fotoelektronsokszorozók elvével ; azok fix számú dinódáit a CEM-nél a folytonos eloszlású félvezető réteg helyettesíti.



16. ábra

Az általunk alkalmazott Mullard B419BL típusú CEM -et a 16. ábrán látható bekötésben használtuk. A számlálандó elektronok Pt platinahálón átjutó része a CEM tölcseřszerűen kiképzett, félvezető réteggel bevont első részébe jut/effektív átmérője, $d_{\text{CEM}} = 0,9 \text{ cm/}$, amelyet $U_t = +330 \text{ V}$ -ra kapcsolunk.

A szükséges $U_v - U_t = +2600$ V-os szivófeszültséget a CEM végére az $R_m = 100 \text{ k}\Omega$ értékű munkaellenálláson keresztül/áramforrás: stabilizált egyenfeszültségű tápegység /alakítottuk ki. A létrejövő, kb. 20 mV-os amplitudóju, $1 \mu\text{s}$ félértékszélességű impulzusokat rövid, koaxiális kábelén át vittük a $C_1 = 28 \text{ nF}$ értékű, leválasztó-kondenzátorra, ahonnan az impedanciáttranszformációt végző katódkövető erősítő A bemenetére kerül. Ennek kimenetéről az impulzusokat amplitudócsökkenés nélkül lehet továbbítani a KFKI-ban gyártott nukleáris spektrométerre, amely a beérkező impulzusokat formálja, erősíti, valamint beállítható amplitudó-levágás után megszámlálja. Az átlagosan 2 V-os amplitudóju impulzusok számlálásánál a diszkriminációs szintet 0,2 V-ra állítottuk; az ennél kisebb amplitudóju impulzusokat ekkor a berendezés nem számolja. Ily módon az elektronikus zajok egy részét ki lehetett szűrni.

A gyár adatai szerint a CEM erősítési tényezője 2×10^8 , 10^{-4} torr-nál kisebb nyomáson a háttér-zajimpulzusok száma s-onként $n_h = 0,25 \text{ imp/s}$, ha a szivófeszültség 2600 V. Berendezésünkben az 5×10^{-5} torr -os vákuum elérése után $n_h = 0,2 - 0,5 \text{ imp/s}$ értéket mértünk, amely felnőtt 8 - 10 imp/s értékre^x, ha bekapcsoltuk az $U_{Au} = 22 \text{ kV}$ nagyfeszül-

^xEzt a háttérnövekedést a legutóbbi mérések szerint sikerült kiküszöbölni.

séget. A háttér felnövekedése valószínűleg azzal magyarázható, hogy a Mott-kamrában levő élek, csucskörnyékén koronakisülések vannak, ugyanis ez az effektus nagymértékben függött a nagyfeszültség értékétől.

8.2. A Mott-kamra jósági tényezőjének meghatározása:

Mint a 3. fejezetben láttuk, /17/ alapján a jósági tényező így írható:

$$\sigma_M = S^2 r = S^2 \frac{N_{CEM}}{N_{be}},$$

ahol az Au-fóliára beeső elektronok s-onkénti száma:

$$N_{be} = 10^8 \text{ s}^{-1}$$

a /41/ -ben közölt $I_{e,Au}$ érték alapján. N_{CEM} a két channeltron által 1 s alatt detektált impulzusok összege, a 3. pontban tárgyaltnak megfelelően.

A Shermann-függvény meghatározásához a mi Mott-kamránk esetén vegyük figyelembe, hogy a CEM-be csak a $\Delta E = 70$ eV-nál nem nagyobb energiavesztéssel érkező elektronok jutnak be, tekintettel azonban a különböző potenciálu helyekről kiinduló elektronokra, S értékének a /21/ -ben közölt két adat átlagát tekinthetjük,

$$S/\Delta E = 10 ; 70 \text{ eV/} = -0,22 \pm 0,03 . \quad /46/$$

A Cs-gőz fotoionizálásával nyert elektronok viaszasó-
ródásánál

$$N_{\text{CEM}} = 60 \text{ imp/s} \quad /47/$$

értéket kaptunk átlagosan, tehát /46/ és /47/ felhasználá-
sával a Mott-kamránk kísérletileg meghatározott jósági
tényezője:

$$\sigma_{\text{M,k}} = S^2 \frac{N_{\text{CEM}}}{N_{\text{be}}} = 3 \times 10^{-8} \quad /48/$$

Az elméletileg várható jósági tényezővel történő
összehasonlítás céljából számítsuk ki a detektorokban
számlált és az Au-fóliára beeső elektronok számának
arányát, amelyet a következő képlettel fejezhetünk ki:

$$r = 2 \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot \Omega \cdot N_{\text{Au}} \cdot \eta_{\text{CEM}} \cdot \eta_{\text{eo}} \cdot T_{\text{Pt}}, \quad /49/$$

amelyben $d\sigma/d\Omega = 2,5 \times 10^{-3} \text{ a}_0^2$ a III. táblázat alap-
ján.

Az Ω térszög jó közelítéssel így számolható:

$$\Omega = \frac{r_{\text{CEM}}^2 \cdot \pi}{R^2} = 6 \times 10^{-3} \text{ str}, \quad /50/$$

mivel $r_{\text{CEM}} = 0,45 \text{ cm}$ a CEM tölcserének az effektív su-
gara, $R = 10 \text{ cm}$ pedig az Au fóliának a CEM-től számított
távolsága.

/49/-ben N_{Au} az Au-fólia d_h hasznos vastagságában levő Au-atomok száma cm^2 -enként. Kísérleteink során $40 \mu g/cm^2$ -es Au-fóliát használtunk /az aranyat vákuumban gőzöltük rá a kb. 100 nm vastagságú Formvar-hártyára/, azonban /20/ és a II. táblázat szerint $40 \mu g/cm^2$ -es fajlagos sűrűség esetén a visszaszórt elektronok nagy valószínűséggel egy rugalmatlan szórási folyamatban is szerepelnek, ezek egy részét tehát nem detektáljuk. Az Au fólia hasznos vastagságát a /20/ -ban szereplő λ_i -érték alapján $d_h = 20 \mu g/cm^2$ -nek vehetjük közelítőleg.

Tehát N_{Au} -ra kapjuk:

$$N_{Au} = \frac{N_A d_h}{A_{Au}} = 6 \times 10^{16} cm^{-2}. \quad /51/$$

A /49/-ben szereplő utolsó 3 mennyiség az Au-fólia és a CEM közötti veszteségeket veszi figyelembe. A Pt-háló transzmisszióját $T_{Pt} = 0,5$ -nek becsültük, η_{eo} pedig a fékezőtér jelenléte miatt fellépő elektronoptikai veszteséget jelenti /l. a 8.3. fejezetet/.

A fentiek és /45/ alapján /49/ így írható:

$$r = 9 \times 10^{-6} \cdot \eta_{eo} ,$$

ill. az elméletileg várható jósági tényező felső határa:

$$\sigma_{M,e} = S^2 r = 4,6 \times 10^{-7} \cdot \eta_{eo} , \quad /52/$$

t.i. 10 és 70 eV energiákra η_{CEM} biztosan kisebb, mint a /45/ -ben megadott érték. 100 eV-nál kisebb energiákra az irodalomban nincs adat. /48/ -at felhasználva, a kísérleti és elméleti érték összehasonlításából az elektron-optikai hatásfok alsó határára a következő η'_{eo} értéket kaphatjuk:

$$\eta'_{eo} = 0,07 , \quad /53/$$

ha

$$\sigma_{M,k} = \sigma_{M,e} .$$

8.3. A fékezőtér hatása a σ_M -re:

Az 1. fejezetben láttuk, hogy egy elektronnyaláb sugárzáserőssége lecsökken a Lagrange-törvény szerint, ha az elektronok lelassulnak. Ugyanis, ha az elektronok U_{Hb} potenciálu helyről kisebb U_u potenciálu helyre érkeznek, a teljes visszaverődés határszöge egyre kisebb lesz U_u csökkentése esetén ; tehát egyre kevesebb elektron éri el a részecskeedetektort. Nézzük meg először, hogy hogyan határozhatjuk meg közelítőleg ezt az intenzitáscsökkenést a Mott-kamra esetén.

A mi esetünkben az Au-fóliáról visszaszórt elektronok a H_b hengerig egyenes vonal mentén haladnak, a H_b -n levő $d_b = 1,0$ cm-es nyíláson kilépve azonban a CEM és az Au-target

közepét összekötő egyenessel alkotott α irányszögük a taszító tér miatti folytonos törés következtében folyamatosan nő. Ugyanis, ha a H_b és a CEM között levő ekvipotenciális felületeket elég sűrűn vesszük fel, akkor az U_k , ill. U_{k+1} potenciálu felületek közötti térrészt jó közelítéssel $n = \sqrt{0,5/U_k + U_{k+1}}$ törésmutatójú közegnek tekinthetjük, így az ebbe a közegbe α_{k-1} beesési szöggel érkező elektron α_k törési szöggel fog rendelkezni, és a törési törvény szerint fenáll:

$$\frac{\sin \alpha_{k-1}}{\sin \alpha_k} = \sqrt{\frac{U_k + U_{k+1}}{U_k + U_{k-1}}} \quad /54/$$

Taszitótér esetén $U_{k+1} < U_k$, tehát $\alpha_{k-1} < \alpha_k$, ami azt jelenti, hogy az elektronnyaláb szétterül, vagyis a CEM Ω geometriai térszöge és az elektronok detektálása szempontjából hasznos ω térszög között fenáll:

$$\omega < \Omega$$

Nyilvánvaló, hogy ω meghatározásával megkapjuk a /49/-ben szereplő η_{eo} -t is, mivel

$$\eta_{eo} = \frac{\omega}{\Omega} = \frac{\alpha^2}{\beta^2}, \quad /55/$$

ahol α a H_b nyílásából kiinduló és a CEM-et még éppen elérő elektron /sik-/ irányszöge taszítótér esetén, míg β ehhez hasonlóan az az irányszög, amikor a CEM és a H_b között nincsen potenciálkülönbség.

α és β pontosabb kiszámítása céljából figyelembe kell venni, hogy az elektronok az Au-fólia kiterjedt, kb. $r_e = 0,5$ cm sugaru, kör alakú, középső részéből szóródnak vissza. Ezt a területet 120° -os szögből nézve ellipszist látunk, amelyet közelítsünk egy $r_v = 0,25$ cm sugaru körrel. Ezt a kört az $r_1 = 0,05$; $r_2 = 0,10$; , $r_5 = 0,25$ cm sugaru körökkel bontsuk fel a $T_1, T_2, \dots, T_5$ területű körgyűrűkre. Feltételezzük, hogy az elektronsűrűség eloszlása a középponttól kifelé csökken, és bár a körgyűrűk területe nő, az egyes körgyűrűkből viasszaszórt elektronok száma egységnyi térszögbe egyenlő.

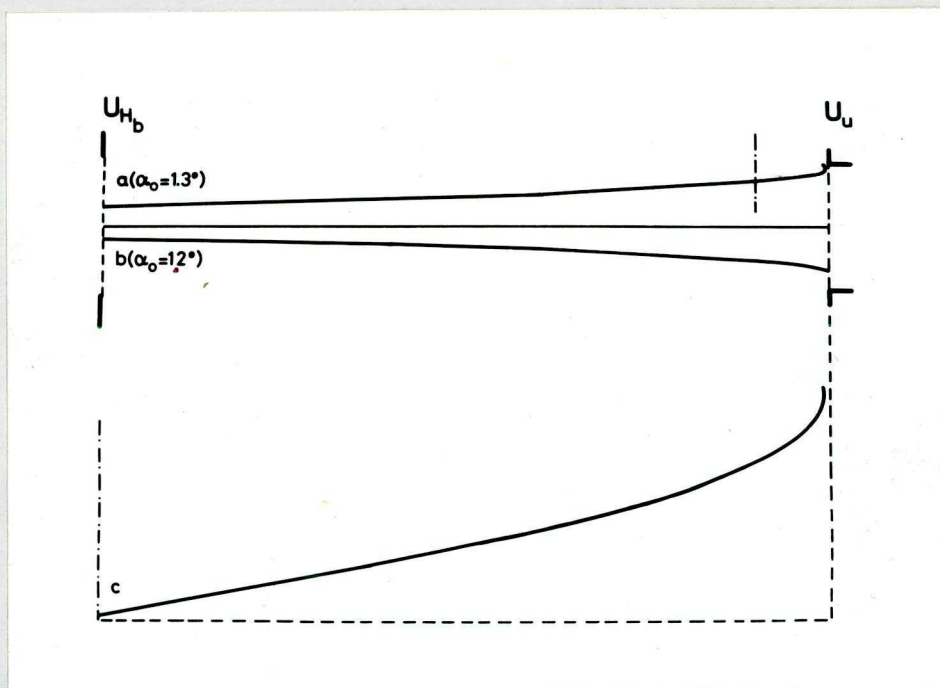
Első közelítésben elegendő, ha kiszámítjuk a T_1 -ből, ill. a T_5 -ből kiinduló elektronra vonatkozó ω és Ω térszögeket. E célból nézzük meg, hogy mi lesz a sorsa azoknak az elektronoknak, amelyek a T_1 terület $r_{1k} = 0,025$ cm, ill. a T_5 terület $r_{5k} = 0,225$ cm sugaru középköréből különböző α_0 kezdeti hajlásszöggel indulnak ki.

Számításainkban az $U_{Hb} = 22$ kV potenciálu H_b és az U_u potenciálu CEM-tölcsér közötti térrészt általában 200 - 250 részére bontottuk, és különböző α_0 szögekre meghatároztuk az elektron pályáját oly módon, hogy a szomszédos térrészek közti elektrónpályát az előző lépésben kapott, /54/ által meghatározott α_{k-1} törési szög irányában egyenesekkel közelítettük. A H_b tengelye és a CEM által meghatározott síkban a potenciáeloszlás homogén, míg az erre merőleges

síkban hengersizmetrikus. E kétféle potenciáeloszlás esetére a számítások azonban 5 %-nál kisebb mértékben különböző határszög - értékeket adtak.

A számításokat egy Texas Instr. SR 52 programozható zsebszámítógéppel végeztük el. A beosztás finomságát oly módon ellenőriztük, hogy a potenciáltér kétszer olyan sűrűn történtő felosztása hatására a határszögek értéke elhanyagolható mértékben változott. /A beosztás finomsága mindig növekszik a CEM közelében levő térrészben, ott eléri az $U_k - U_{k+1} = 0,1$ V-ot is./

A 17. ábrán az $U_u = 10$ V-ra vonatkozó eredményt láthatjuk.



17. ábra

Az r_{1k} sugaru körből kiinduló elektronok közül az a görbe

szerint az $\alpha_0 = 1,3^\circ$ kezdeti szöggel induló teljesen visszaverődik, míg a b görbén láthatót a CEM detektálja / $\alpha_0 = 1,2^\circ$ /. Tehát határszögnek vehetjük a felfelé, ill. lefelé elinduló esetre is az $\alpha_{h1} = \alpha_{h2} = 1,25^\circ$ -ot. Ugyanakkor a geometriai határszögeket az r_{lk} sugaru kört és a CEM két szélét összekötő egyenesek hajlásszöge határozza meg:

$$\beta_{h1} = 2,4^\circ, \quad \beta_{h2} = 2,7^\circ.$$

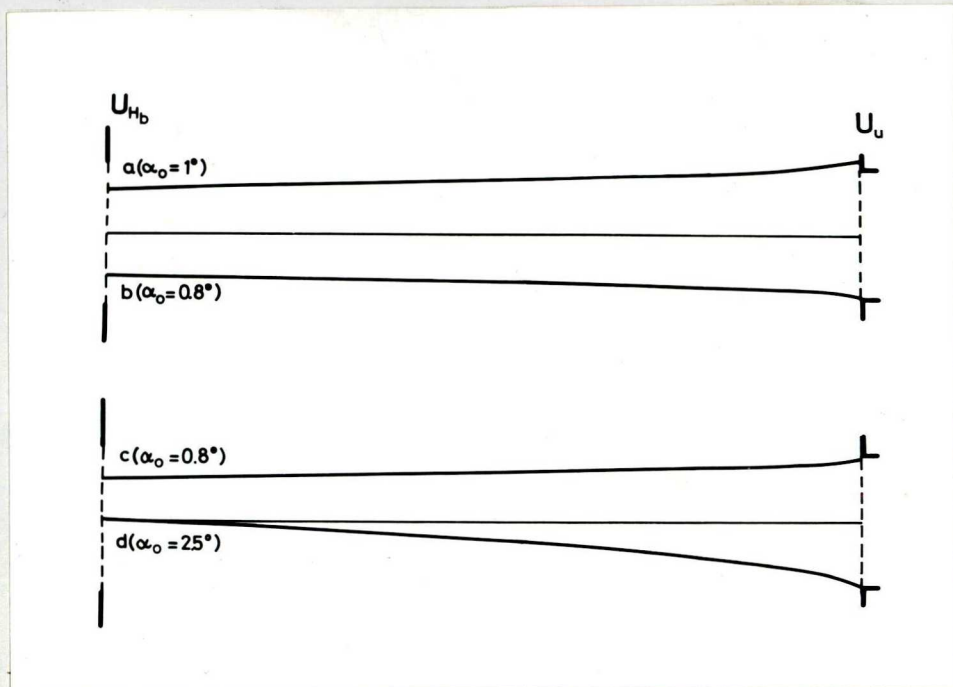
Tehát /55/ alapján

$$\eta_{eo} / T_1 / = \frac{1}{2} \left(\frac{\alpha_{h1}^2}{\beta_{h1}^2} + \frac{\alpha_{h2}^2}{\beta_{h2}^2} \right) = 0,24. /56/$$

A 17. ábra c görbéje az a pályájának, pontozott szaggatott vonalnál kezdődő, utolsó 1/10 -ed részét mutatja vízszintesen 10-szeres, függőlegesen 20-szoros nagyításban.

A 18. ábra felső részén a T_5 -ből elinduló elektronok pályái láthatók $U_u = 10$ V esetén. Az a pálya elkerüli, míg a b bejut a CEM-be. Tehát $\alpha_{h1} = 0,9^\circ$, míg hasonlóan kaptuk: $\alpha_{h2} = 1,2^\circ$. A T_5 -re vonatkozó hatásfok /56/-ban közölt módon számítva:

$$\eta_{eo} / T_5 / = 0,28, \quad /57/$$



18. ábra

mivel $\alpha_{h1} = 1,3^\circ$ és $\alpha_{h2} = 3,9^\circ$. Az $U_u = 10$ V-ra vonatkozó közepes hatásfokot /56/ és /57/ átlagolásával nyerhetjük:

$$\eta_{eo}/U_u = 10 \text{ V} / = 0,26. \quad /58/$$

A 18. ábra alsó részén az $U_u = 70$ V-os esetet ábrázoltuk. A T_5 -ből jövő $\underline{c} / \alpha_0 = 0,8^\circ /$ és $\underline{d} / \alpha_0 = 2,5^\circ /$ elektronokat a CEM még éppen detektálja. A határszögekre kaptuk:

$$\alpha_{h1} = 0,9^\circ, \quad \alpha_{h2} = 2,6^\circ,$$

tehát

$$\eta_{eo}/T_5 / = 0,47. \quad /59/$$

Hasonlóan

$$\eta_{eo}/T_1/ = 0,42. \quad /60/$$

/59/ és /60/ átlagolásával:

$$\eta_{eo}/U_u = 70 \text{ V} / = 0,45. \quad /61/$$

Az átlagos elektronoptikai hatásfok a /58/-ban, ill. /61/-ben megadott érték között helyezkedik el:

$$\eta_{eo} = 0,5/0,26 + 0,45/ = 0,35, \quad /62/$$

hiszen a Cs-gőzből kiváltott fotoelektronok különböző potenciálu helyekről indulnak /kb. max. 60 eV energiával különböznek egymástól/, vö. a 15. ábrával.

A /62/-ben szereplő η_{eo} érték 5-ször akkora, mint a /53/-ban szereplő η'_{eo} alsó határ értéke. Ennek valószínűleg az az oka, hogy a /49/-ben szereplő mennyiségek egy része csak durván beszülhető. Pl. η_{CEM} értéke a /45/ -ben szereplőnél kisebb 100 eV-nál kisebb energiák esetén. Az elektronoptikai veszteséget csak akkor lehetne pontosabban kiszámítani, ha ismernénk a Cs-gőz sűrűségének az eloszlását a nyalábban, ill. a fény intenzitáseloszlását a leképezésnél. Továbbá azt is figyelmen kívül hagytuk, hogy a CEM tölcisére elé helyezett Pt-háló nyílásaiban élesen változó potenciáltér befolyásolja az elektronok átjutásának a valószínűségét $/U_{Pt} = 200 \text{ V-ot alkalmaztunk}/$.

Megállapíthatjuk tehát, hogy azokban a Mott-detektorokban, amelyekben az Au-fóliáról viasszaszórt elektronokat lelassítás után, kis energián detektálják /energia-szűrés elve/, $U_{Hb} = 22$ kV és $U_u = 10$, ill $U_u = 70$ V esetén az egységnyi térszögbe jutó, detektálható elektronok száma átlagosan 3 nagyságrenddel kisebb, mint abban az esetben, amikor az elektronok nem lassulnak le. Ezt a veszteséget nem lehet kompenzálni a detektorok felületének növelésével sem, hiszen azok az elektronok okozzák, amelyek a detektor felületének az elérése előtt teljes visszaverődést szenvednek.

9. A polarizációfok-mérések eredményei

A 3. fejezetben láttuk, hogy /14/ szerint a SPF méréséhez meg kell határozni a $+120^\circ$, ill. -120° -os szög alatt viasszaszórt elektronintenzitásokat. Ezeknek a mi esetünkben a 12. ábrán fent, ill. lent elhelyezkedő felső, ill. alsó CEM által számolt F, ill. A impulzusszám felel meg, pontosabban az $F - H_F$, ill. az $A - H_A$ különbség, ahol H_F , ill. H_A a felső, ill. alsó CEM által a fényút elzárása esetén tapasztalt háttér-impulzusszámot jelenti.

A méréseket úgy végeztük, hogy 100 - 100 s-ig felváltva balra, ill. jobbra cirkulárisan poláros fénnel

sugároztuk be a Cs-gőzt, ill. 100 s-ig sötétben tartottuk, majd ezt a ciklust többször megismételtük. Az F, ill. A impulzusszámokat két nukleáris spektrométer egyidejűleg működve számlálta.

Tudjuk, hogy nem poláros elektronok esetén a $+120^\circ$, ill. -120° alatt visszaszórt elektronoknak a száma azonos. W-izzókatódból kijövő elektronokat alkalmazva mégis azt

találtuk, hogy az $\frac{F}{A} - \frac{H_F}{H_A}$ impulzusarány különbözik 1-től. /Ennek az lehet az oka, hogy a két CEM elektromos paraméterei és geometriai elhelyezése nem teljesen azonosak./ Hogy az ebből adódó szisztematikus hibát kiküszöböljük, a Cs-gőzből kijövő elektronok SPF-ának megmérésekor a balra, ill. jobbra cirkulárisan poláros fény besugárzásának hatására kapott impulzusarányokat viszonyítottuk egymáshoz, tehát a /14/-ből levezethető következő formulákat használtuk:

$$P = S^{-1} \frac{\delta - 1}{\delta + 1}, \quad /63/$$

ahol

$$\delta = \sqrt{\frac{F_j - H_F}{A_j - H_A} \cdot \frac{A_b - H_A}{F_b - H_F}}. \quad /64/$$

/64/ -ben a j, ill. b index a jobbra, ill. balra cirkulárisan poláros fényre vonatkozik.

A Fano-effektus szerint jobbra cirkulárisan poláros fénnnyel történő besugárzáskor $P > 0$ -t kell kapni. Az összesen kb. 20 perc tiszta mérésidő alatt kb. 7000 impulzust számlálva mind a felső, mind az alsó CEM-ben, a /46/-ban szereplő -0,22-es Shermann-függvényértéket felhasználva az SPF-ra /63/ és /64/ alapján

$$P = 0,48 \pm 0,09 \quad /65/$$

értéket kaptunk. A viszonylag nagy relatív hibát az okozza, hogy a jelentős háttér miatt a jel/zaj ≈ 2 volt. /A hibaszámítást a 3. fejezetben leírt módon, a hátterek hibáját is figyelembe véve, végeztük./

Ez a SPF-érték az egy-egy 5 perces mérési ciklus alatt nyerhető SPF-értékek átlagaként adódott ; az egyes értékek 0,18 és 0,60 között változtak, tehát az eredmények reprodukálhatósága még nem kielégítő. Ennek oka a rendszerben jelenlevő többfajta instabilitás. Ezek egy részért /a CEM-ek magas háttérét, azok változását/ már sikerült kiküszöbölni.

A /65/ -ben megadott érték megközelíti a /37/ -ben megadott P_{th} elméleti felső határ értékét.

Az eredmények értékelése és
összefoglalása

A disszertáció egyik célja az volt, hogy cirkulárisan poláros fénnnyel Cs-atomokat besugározva spinpolarizált elektronnyalábot hozzunk létre, és megmérjük a nyaláb polarizációfokát. A SPF-ra kapott első eredmény jól megközelíti az adott készülékkel elérhető /37/-ben szereplő P_{th} maximális, elméleti értéket. Mivel azonban a /65/-ben szereplő SPF-értéket úgy kaptuk, hogy több, jelentős mértékben ingadozó mérési eredményt átlagoltunk, a tervezett biológiai mérések elvégzéséhez a készüléket tovább kell fejleszteni. A továbbiakban a fő cél a reprodukálhatóság megjavítása lesz, amelyet a még meglevő instabilitások kiküszöbölésével lehet biztosítani.

Az előállított SPE-nyaláb intenzitása /42/ szerint $1,2 \times 10^{-10}$ A volt. A /65/ szerinti P értékkel számolva a SPE-nyaláb jósági tényezőjére kapjuk:

$$\sigma = P^2 I = 2,8 \times 10^{-11} \text{ A}, \quad /66/$$

amely valamivel nagyobb, mint az ugyanilyen kísérletben a Münsteri-kutatócsoport [14] által nyert $\sigma = 2 \times 10^{-11}$ A-es érték.

Az értekezés másik célja az volt, hogy megtervezzünk és megépítsünk egy energiaszűrés elvén működő polarizációfok-detektort, majd annak jósági tényezőjét bemérjük és számításokkal igazoljuk.

A megtervezett és megépített Mott-kamra σ_M jósági tényezőjére a mérésekben 3×10^{-8} -as értéket kaptunk, l. /48/, amelyet az elméleti számításokkal és becslésekkel első közelítésben igazolni tudtunk. /E becslések pontosságát elsősorban a hiányzó adatok limitálták/. Ez a jósági tényező közel 4 nagyságrenddel kisebb, mint a Heinzmann [39] által, az extrapolációs módszert alkalmazó hagyományos Mott-detektor legújabb továbbfejlesztésével elért 2×10^{-4} -es érték. A nagy különbség fő oka a taszító potenciáltér jelenléte. A Lagrange-féle alaptörvény /l. az 1. pontot/ értelmében ez kb. 10^{-3} -as faktorral csökkenti az egységnyi térszögben detektálható elektronok számát. η_{eo} kiszámításánál láttuk, hogy pl. $U_u = 10$ V esetén $\alpha_o = 1,3^\circ$ -nál az elektron már teljesen visszaverődik, tehát nagyobb felületű detektor alkalmazása sem növelné a σ_M jósági tényezőt /l. 17. ábra/.

Az energiaszűrés elvét Boersch vetette fel, ennek alapján pedig Farago javasolta SPF-detektor megépítését. Munkánk fő eredménye az, hogy ezt az új típusu Mott-detektort megterveztük, megépítettük és paramétereit bemértük. Mint azt a 3.2 pontban láttuk, az energiaszűrés módszer alkalmazása a Mott-detektorban lényegesen egyszerűsíti a megoldandó kísérleti problémákat és jelentősen csökkenti a megépítés költségeit.

Az ilyen típusu Mott-detektornak az utóbb említett előnyei olyan berendezésekben éreztetik hatásukat, ahol a mérendő elektronnyaláb intenzitása legalább 10^{-10} A, és nem jelent hátrányt, ha ilyen intenzitás mellett a $\text{SPF} \pm 5\%$ relatív hibával történő megméréséhez kb. 10 percre van szükség. Alkalmazási területe tehát inkább a nagyintenzitású SPE-forrásokra korlátozódik.

Irodalom

- [1] Garay A.S.: Nature 219, 338 /1968/
- [2] Garay A.S., L. Keszthelyi, I. Demeter, P. Hraskó:
Chem. Phys. Lett. 23, 549 /1973/
- [3] Garay A.S., L. Keszthelyi, I. Demeter, P. Hraskó:
KFKI - 73 - 29.
- [4] Bonner, W.A., M.A. Van Dort, M.R. Yearian: Nature
258, 419 /1975/
- [5] Budó Á. - Mátrai T. : Kísérleti Fizika, III. kötet.
- [6] Mott, N.F. - H. Massey : Atomic Collisions, I. fejezet.
- [7] Boersch, H., R. Wolter, H. Schoenebeck : Z. Physik,
199, 124 /1967/
- [8] V.E. Cosslett, R.N. Thomas : Brit. J. Appl. Phys.
15, 883/1964/
- [9] Massey, H., - E. Burhop : Electronic and Ionic Impact
Phenomena I. /Clarendon Press, Oxford 1969/
- [10] Mott, N.F. : Proc. R. Soc. A135, 429/1932/
- [11] Page, L.A. : Rev.Mod. Phys. 31, 759/1959/
- [12] Holzwarth, G., H.J. Meister : Tables of Asymmetry
/Universität München/
- [13] Fano, U. : Phys. Rev. 178, 131 /1969/
- [14] Heinzmann, U., J. Kessler, J. Lorenz : Z. Physik,
240, 42 /1970/
^x/A Karlsruhe-i kutatócsoport 1972-ben
Münsterbe költözött./

- [15] Hughes, V.W., R.L. Long, Jr., M.S. Lubell, M. Posner,
W. Raith: Phys. Rev. A5, 195 /1972/
- [16] J. Kessler, J. : Polarized electron sources, Atomic
Physics, Vol. 3. Edited by J. Smith and
G.K. Walters
- [17] Treer T. : Fizikai Szemle, 25, 161 /1975/
- [18] Jost, K., J. Kessler : Z. Physik 195, 1 /1966/
- [19] Eitel, W., K. Jost, J. Kessler : Z. Physik 209, 348 /1968/
- [20] Zeman, H.D., K. Jost, S. Gilad : Abstracts of the
VII th Int. Conf. on the Physics of
Electronic and Atomic Collisions,
Amsterdam 1971.
- [21] Campbell, D.M., H.M. Brash, P.S. Faragó : Phys.
Letters 36A, 449 /1971/
- [22] McCusker, M.V., L.L. Hatfield, G.K. Walters : Phys.
Rev. A5, 177 /1972/
- [23] Busch, G., M. Campagna, H.C. Siegmann : J. Appl.
Phys. 41, 1044 /1970/
- [24] Gleich, W., G. Regenfus, R. Sizmann : Phys. Rev.
Letters 27, 1066 /1971/
- [25] Tolhoek, H.A., S.R. De Groot : Physica 17, 1 /1951/
- [26] van Klinken, J.: Nucl. Phys. 75, 161 /1966/
- [27] Ernst, N. : Diplomarbeit /Münster 1973/
- [28] Boersch, H., R. Schliepe, K.E. Schriefi : Nucl. Phys.
A163, 625 /1971/

- [29] Boersch, H. : Z. Naturforsch. 2a, 615/1947/
- [30] Burge, R.E., G. H. Smith, Proc. Phys. Soc. 79,
673 /1962/
- [31] Tolhoek, H.A., S.R. De Groot: Physica 17, 17/1951/
- [32] Heinzmann, U. : szóbeli közlés
- [33] Born, M. - E. Wolf : Principles of Optics /Pergamon
Press, 1959/
- [34] Marr, G.V., D.M. Greek : Proc. Roy. Soc. A304, 233 /1968/
- [35] v. Drachenfels, W., U.T. Koch, R.D. Lepper, T.M. Müller,
W. Paul : Z. Physik 269, 387 /1974/
- [36] Lapp, M., L.P. Harris : J. Quant. Spectrosc. Radiat.
Transfer, 6, 169 /1966/
- [37] Creek, D. M., G.V. Marr : J. Quant. Spectrosc. Radiat.
Transfer 8, 1431 /1968/
- [38] Heinzmann, U., K. Jost, J. Kessler, B. Ohnemus :
Z. Physik 251, 354 /1972/
- [39] Heinzmann, U. : J. Phys. B. : Atom. Molec. Phys. 11,
399/1978/
- [40] Faragó P - Pócsa J. : Elektronfizika, IV. fejezet
/Akadémiai Kiadó, Budapest 1954/
- [41] Read, F.H., A. Adams, J.R. Soto-Montiel : J. Phys. E
Sci. Instr. 4, 625 /1971/
- [42] Adams, A., Read : J. Phys. E. Sci. Instr. 5, 156 /1972/
- [43] Faragó, P.S. : Magánlevél /1973/
- [44] Evans, D.S. : Rev. Sci. Instr. 36, 375 /1965/
- [45] Paschmann, G., E.G. Shelley, C.R. Chappell, R.D. Sharp,
L.F. Smith : Rev. Sci. Instr. 41, 1706
/1970/

Ezuton is köszönetet mondok dr. Keszthelyi Lajosnak, a Biofizikai Intézet Igazgatójának, hogy munkám elvégzését lehetővé tette, azt mindvégig figyelemmel kísérte és segítette.

Köszönetet mondok Bagyinka Csabának és Szalontai Baláznak, akikkel együtt végeztem el a kísérleti munka egy részét ; ötleteikkel jelentősen hozzájárultak az értekezés elkészüléséhez. Köszönöm dr. Budincsevics Andornak azt a jelentős segítséget, amelyet a Cs-termeléssel kapcsolatban nyújtott.

Köszönet illeti J. Kessler professzort, Dr. U.Heinzmann-t, Dr. K. Jost-ot és Dr. B. Lucas-t, akik Münsterben töltött rövid tanulmányutam alatt jelentős segítséget nyújtottak konzultációink során.

Köszönöm Dr. Horváth Lászlónak és Ormos Pálnak azokat az ötleteket és javaslatokat, amelyeket a kézirat gondos átolvasása során nyújtottak.

Köszönettel tartozom Gárgyán Józsefnek, Szücs Miklósnak és Pataki Lászlónak a tervezési munkákban nyújtott hathatós segítségükért, valamint Oskó Lászlónak, Fodor Istvánnak és Imre Zoltánnak a mechanikai és elektromos kivitelezésért.

Külön megköszönöm Nagy Sándornénak az ábrák gondos elkészítését, valamint Szombathelyi Rózsának az értekezés legépelését.