# ISPITIVANJE FINE STRUKTURE MEDJUDELOVANJA ELEKTRONA I ATOMSKIH ČESTICA

M. Kurepa i L. Vušković

Institut za fiziku, Beograd
PP 57, 11001 Beograd

## O. UVOD

Upoznavanje medjudelovanja elektrona sa atomskim česticama i odredjivanje kvantitativnih veličina za njihovo opisivanje svrstava se u osnovna istraživanja u fizici. Medjutim, sa stanovišta cilja ogleda ta istraživanja mogu da budu usmerena na primenu ili da budu strogo osnovna. Pokušaćemo razjasniti suštinu te razlike.

Mnoge oblasti fizike, kao što su fizika jonizovanog gasa, astrofizika, fizika plazmene energetike i dr. traže poznavanje verovatnoća za odvijanje odredjene vrste procesa u sudaru atomskih čestica, pa i u sudaru elektrona sa atomskim česticama (atomima, molekulima, jonima i radikalima). Pažljiva analiza podataka koji trenutno postoje pokazuje da ih je mnogo manje no što ih je potrebno, a i da oni koji postoje nisu dovoljno tačno odredjeni. Od strane istraživača aktivnih u tim oblastima postoji stalan pritisak za merenje verovatnoća, odnosno preseka za odredjene vrste interakcija, kako bi se došlo do toliko potrebnih podataka za interpretacije kolektivnog ponašanja skupa atomskih čestica. Eksperimentalno odredjivanje, te teorijski proračuni tih preseka mogli bi se tretirati primenjenim istraživanjima u oblasti fizike atomskih sudara.

S druge strane pak, fizičari aktivni u oblasti fizike atomskih sudara nalaze da su mnogo uzbudljiviji ogledi i teorije čiji je cilj pronalaženje osnovnih zakonitosti medjudelovanja atomskih čestica, pa i elektrona sa atomskim česticama. U takvim ogledima traže se fine strukture procesa medjudelovanja, pre svega radi objašnjenja samog procesa a zatim i radi poredjenja sa odgovarajućim teorijama. Takvi ogledi mogu se shvatati kao strogo osnovna istraživanja u oblasti fizike atomskih sudara.

Mi ćemo u ovom radu dati osvrt samo na neka strogo osnovna istraživanja u oblasti medjudelovanja elektrona sa atomskim česticama. Ogledi koje ćemo opisati su skorašnji i izazivaju veoma živo interesovanje. Postali su mogući poslednjih godina sa razvojem niza novih eksperimentalnih tehnika. To su: metode za dobijanje polarizovanih snopova elektrona i za polarizacionu analizu snopova elektrona; metode za energijsku selekciju i energijsku analizu snopova elektrona; metode detekcije pojedinačnih elektrona i fotona; dobijanje veoma visokih vakuuma; primena elektronskih metoda dugovremenog sakupljanja signala i njihovu obradu; kao i vodjenje celoga ogleda pomoću miniračunara.

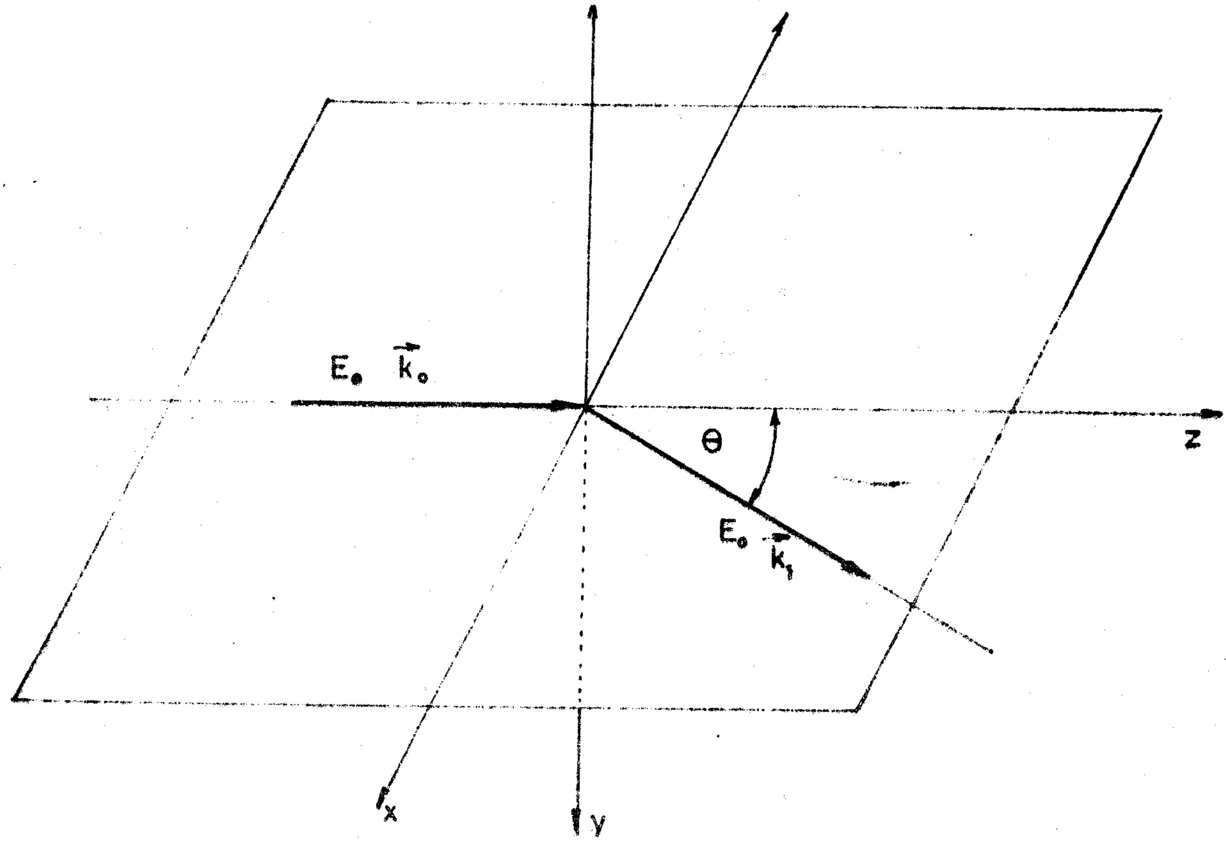
Važna karakteristika za oglede koje ćemo opisati i rezultate koji se dobijaju jeste da se o njima pregledni radovi u časopisima i uvodna predavanja na konferencijama javljaju u poslednjih nekoliko godina često, što je najbolja potvrda o intenzitetu radova u tim oblastima, te njihovoj interesantnosti i važnosti za fiziku atomskih sudara.

# 1. ISPITIVANJE PROCESA ELASTIČNOG RASEJANJA ELEKTRONA NA ATOMSKIM ČESTICAMA

## 1.1. Elastično rasejanje elektrona na atomima

### 1.1.1. Šema ogleda za ispitivanje elastičnog rasejanja

Proces elastičnog rasejanja elektrona na atomskim česticama karakteriše se veličinom zvanom presek. On pretstavlja vremenski nezavisnu verovatnoću da se dotični proces dogodi. S obzirom na dugodomentnu prirodu potencijala interakcije u slučaju sudara elektrona sa atomskim česticama, rastojanje na kome odista dolazi do medjudelovanja zavisi isključivo od brzine elektrona. Zato je presek za odredjeni proces definisan kao energijski zavisna veličina. U eksperimentima (Slika 1.1.) itenzitet rasejanih elektrona meri se kao funkcija upadne energije ugla rasejanja i spektra gubitaka energije. Diferen-




Slika 1.1. Šema ogleda za merenje diferencijalnog preseka za rasejanje elektrona.

cijalni presek je trećeg reda i definisan je kao $\frac{\partial^3\sigma}{\partial E_0\,\partial\Omega\,\partial E}$, gde je $d\Omega$ prostorni ugao unutar koga se detektuju rasejani elektroni, definisan uglovima $\theta$ i $\emptyset$. Kada se izučava odredjen ekscitacioni proces obično se vrši integriranje preko profila linije tako da diferencijalni presek postaje drugog reda $(\partial^2\sigma/\partial E\partial\Omega)$ za prelaz .

Za slučaj da je upadna energija elektrona daleko od energije za rezonancu u ispitivanom atomu, presek se menja sporo sa promenom energije upadnih elektrona. Ustvari, presek se može smatrati konstantnim unutar energijske raspodele upadnih elektrona. Prema tome, potrebno je samo odrediti diferencijalni presek prvog reda $(\partial\sigma/\partial\Omega)$ (dimenzije $m^2/sr$ . U konvencionalnom eksperimentu spinovi atomskih čestica - mete su haotično orijentisani te je rasejanje nezavisno od azimutalnog ugla $\emptyset$ i zavisi samo od polarnog ugla. Zato se diferencijalni presek definiše kao $(\partial\sigma/\partial\theta) = \sigma(\theta)$.

### 1.1. [illegible] koji se dobijaju iz ogleda ugaonog rasejanja elektrona

Iz diferencijalnog preseka dobija se integralni presek i presek za prenos impulsa:

$$Q(E_o) = 2\pi \int_0^{\pi} \sigma(E_o,\theta) \cdot \sin\theta \, d\theta \tag{1.1}$$

$$Q(E_o)_M = 2\pi \int_0^{\pi} \sigma(E_o,\theta)\left[1 - \frac{k_1}{k_o}\cos\theta\right]\sin\theta \, d\theta \tag{1.2}$$

gde su $\vec{k}_o$ i $\vec{k}_1$ impulsi upadnog i odnosa rasejanog elektrona. Integralni presek je veličina koja se koristi u mnogim aplikacijama. On takodje može da se meri i direktno. Medjutim, diferencijalni preseci su neophodni da bi se izračunao presek za prenos impulsa, da bi se dobila detaljna informacija o prirodi procesa medjudelovanja elektrona sa atomskom česticom, da bi se odredila svojstva čestice-mete, i napokon da bi se mogla proveriti ispravnost postavljenih teorijskih modela.

Kada je reč o apsolutnoj vrednosti diferencijalnog preseka u eksperimentu se najčešće meri ugaona raspodela intenziteta rasejanih elektrona što je vezano sa presekom:

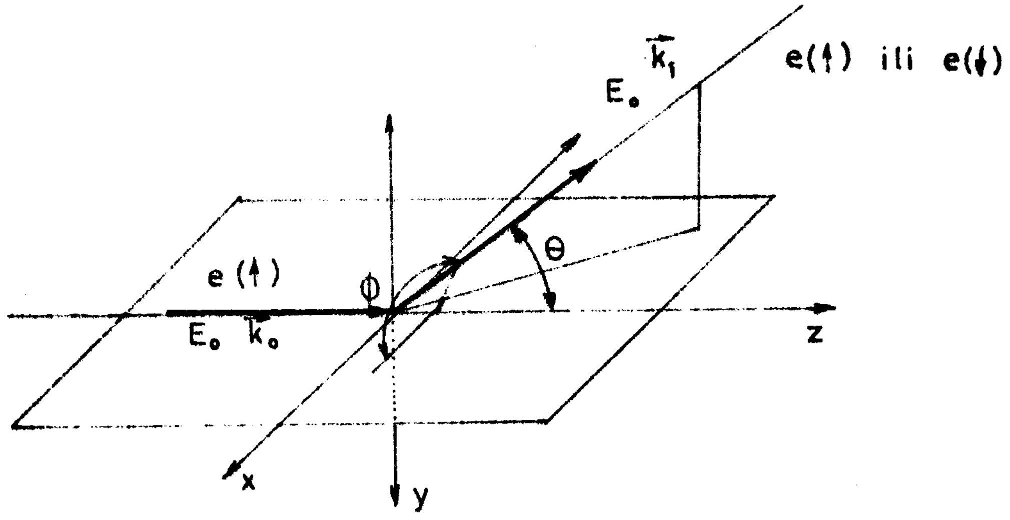
$$I(E_o,\theta) = F(E_o) \cdot \sigma(E\,\theta) \cdot \int_V \int_{\Omega(\vec{r})} \rho_N(\vec{r}) \cdot f_e(\vec{r})\, d\Omega\, d\vec{r} \tag{1.3}$$

gde je I intenzitet rasejanih elektrona, F faktor efikasnosti instrumenta, $\sigma(E_o,\theta)$ vrednost diferencijalnog preseka za energiju upadnih elektrona $E_o$ i pri uglu rasejanja $\theta$ usrednjena za energijsku i ugaonu rezoluciju mernog sistema, $\rho_N(\vec{r})$ i $f_e(\vec{r})$ raspodela gustine čestice-mete i fluksa elektronskog snopa u zapremini $V$ koju vidi detektor rasejanih elektrona. Metode kojom bi se direktno merila apsolutna vrednost preseka zahteva poznavanje $F(E_o)$ i takozvanu efektivnu vrednost interakcione zapremine. Eksperimentalne tehnike koje omogućavaju merenje preseka sa tačnošću od 5-10% pri niskim i srednjim energijama upadnih elektrona su veoma mukotrpne. Broj pouzdanih podataka u literaturi je veoma ograničen. Neravno je ustanovljeno (Register et al., 1980) da vrednosti preseka za He posluže kao standard za odredjivanje preseka ostalih meta koje se nalaze u gasnom stanju. Sa metalnim parama situacija je komplikovanija. I u tom domenu se pojavljuju sve pouzdaniji podaci u literaturi. U sledećih nekoliko godina se očekuje upotpunjavanje tablica apsolutnih preseka za širi broj čestica meta.

### 1.2. Fina struktura procesa elastičnog rasejanja elektrona

#### 1.2.1. Idealni ogled za ispitivanje elastičnog rasejanja elektrona

Ispitivanja fine strukture interakcije elektrona sa atomskim česticama-mete u procesu elastičnog rasejanja zahteva potpuno poznavanje svih parametara ogleda. Idealan ogled pokazan je šematski na slici 1.2. (Kessler, 1976). U njemu se na česticu metu, poznatog pravca i smera magnetnog momenta (polarizovana meta) upućuje snop monoenergijskih elektrona tačno odredjenog pravca i smera spina (polarizovan snop elektrona). Impuls upadnog elektrona i pravac polarizacije elektrona definišu ravan (x,z). Rasejani elektron odlazi pod uglom $\theta$ u odnosu na pravac upadnog elektrona i ugao $\phi$ u odnosu na ravan (x,z). Ogled zahteva [illegible] stanja polarizacije elektrona i atoma [illegible], i naravno analizu po uglovima $\Theta$ i $\emptyset$.




Slika 1.2. Šema idealnog ogleda za merenje preseka za elastično rasejanje elektrona na atomima

U procesu rasejanja može da se dogodi rasejanje upadnog elektrona na potencijalu atoma-mete, ili može da dodje do razmene upadnog i atomskog elektrona. U oba slučaja elektron odlazi sa istom energijom. U prvom procesu ne dolazi do promene spina elektrona, dok drugi proces omogućava da odlazeći elektron ima spin isti ili suprotan spinu upadnog elektrona. Ta se dva procesa, elastično rasejanje na potencijalu i elastično rasejanje izmenom elektrona opisuju odgovarajućim aplitudama rasejanja $f(\Theta)$ i $g(\Theta)$. U rasejanju elektrona na atomu moguće se sledeće kombinacije

$$e(\downarrow) + A(\uparrow) \longrightarrow e(\downarrow) + A(\uparrow) \qquad (1.4)$$

$$e(\downarrow) + A(\uparrow) \longrightarrow e(\uparrow) + A(\downarrow) \qquad (1.5)$$

$$e(\uparrow) + A(\uparrow) \longrightarrow e(\uparrow) + A(\uparrow) \qquad (1.6)$$

Pošto je presek jednak kvadratu modula amplitude rasejanja, to će se procesi (1.4) - (1.6) karakterisati sledećim presecima:

| Proces | Presek | |
|---|---|---|
| $e(\downarrow) + A(\uparrow) \rightarrow e(\downarrow) + A(\uparrow)$ | $\lvert f(\Theta)\rvert^2$ | (1.7) |
| $e(\downarrow) + A(\uparrow) \rightarrow e(\uparrow) + A(\downarrow)$ | $\lvert g(\Theta)\rvert^2$ | (1.8) |
| $e(\uparrow) + A(\uparrow) \rightarrow e(\uparrow) + A(\uparrow)$ | $\lvert f(\Theta) - g(\Theta)\rvert^2$ | (1.9) |

s tim što proces opisan sa (1.9) može da ide potencijalnim rasejanjem i izmerom, što ga čini različitim od (1.7). Ukoliko bi bilo poznato stanje polarizacije i upadnog elektrona i atoma pre sudara, te ukoliko se odredjuje spinska orijentacija elektrona ili atoma nakon sudara, moguće je odrediti sve pomenute preseke

### 1.2.2. Ogledi sa nepolarizovanim snopovima bez naknadne polarizacione analize

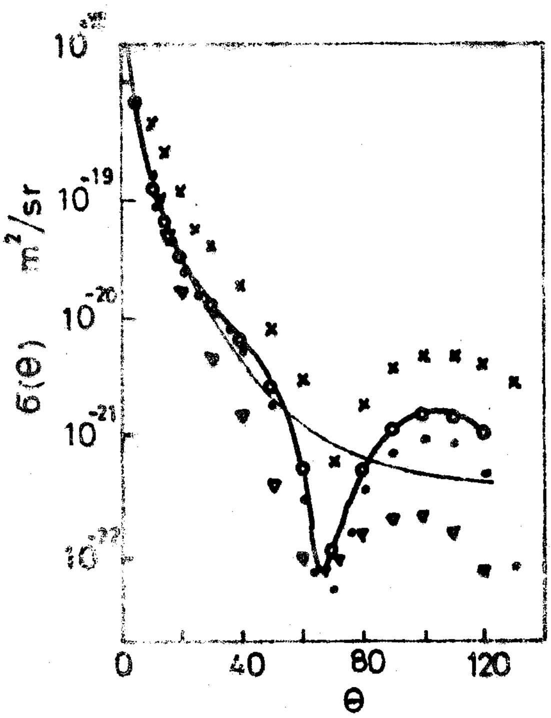
Ogledi sa polarizovanim snopovima elektrona i polarizovanim atomima mete veoma su složeni i retko se izvode. Najčešće eksperiment se izvodi sa nepolarizovanim snopovima upadnih elektrona kao i atomskih čestica, a analiza stanja polarizacije se čini nakon rasejanja. U tom slučaju mere se sumarno preseci navedeni u relacijama (1.7)-(1.9). Informacija o doprinosu pojedinačnog preseka za dati proces rasejanja ne može se ni na koji način izvesti nakon takvog eksperimenta. U tom slučaju mereni presek je

$$\sigma(\theta) = \frac{1}{2}\left(|f(\theta)|^2 + |g(\theta)|^2 + \frac{1}{2}|f(\theta)-g(\theta)|^2\right) \tag{1.10}$$

$$= \frac{1}{4}|f(\theta) + g(\theta)|^2 + \frac{3}{4}|f(\theta)-g(\theta)|^2$$

Ovde se faktor $\frac{1}{2}$ pojavljuje zbog činjenice da su relacije (1.7)-(1.9) ispravne samo za slučaj potpuno polarizovanog snopa. Za nepolarizovan upadni snop elektrona može se uzeti da su prisutni jednak broj elektrona sa orijentacijom na gore ($e\uparrow$) kao i onaj sa orijentacijom na dole ($e\downarrow$). Drugim rečima, intenzitet rasejanja za pojedini kanal je upola smanjen u odnosu na potpuno polarizovan upadni snop.

Na slici 1.3. pokazane su vrednosti preseka ( $\sigma(\theta)$) za elastično rasejanje nepolarizovanog snopa elektrona na nepolarizovanim atomima natrijuma.




Slika 1.3.

Diferencijalni presek elastično rasejanih elektrona energije 60 eV na atomu kalijuma u funkciji ugla rasejanja. x - Williams and Trajmar (1977) (ogled); o - Buckman et al. (1979) (ogled); —— Walters (1973,1979) (proračun); , Teubner et al. (1978) (proračuni, $E_0$ = 54.4 eV); i tačke spojene punom linijom Vušković and Srivastava (1980)

### 1,2.3. Ogledi sa nepolarizovanim snopom elektrona i polarizacionom analizom rasejanih elektrona ili atoma

Za pojedinačno odredjivanje preseka za direktno ili izmensko rasejanje nije neophodno da se poznaje i stanje polarizacije elektrona i atoma. Dovoljno je znati samo polarizaciju jedne vrste čestica. Ukoliko se potpuno polarizovani snop elektrona rasejava na nepolarizovanom snopu ... je

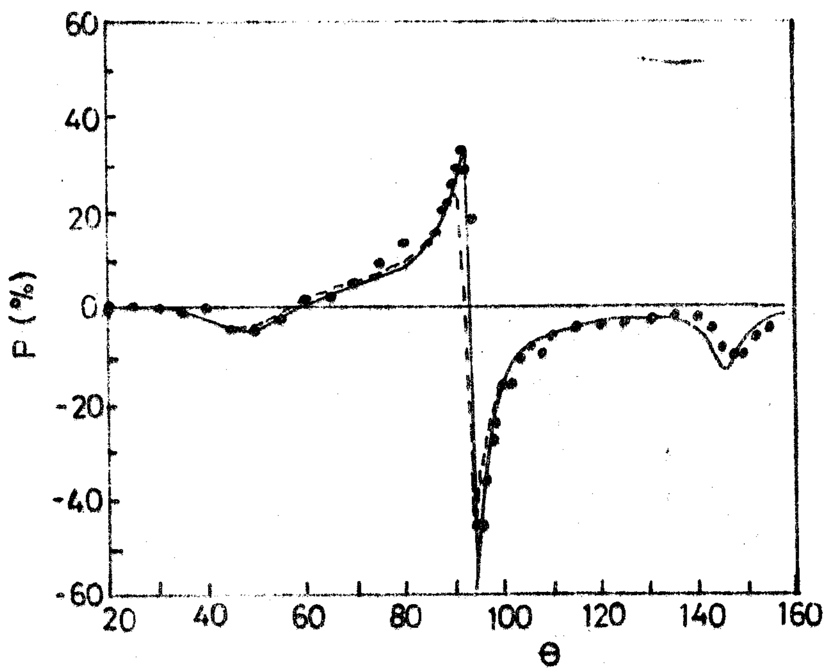
| proces | | presek | |
|---|---|---|---|
| $e(\uparrow) + A(\uparrow)$ / $A(\downarrow)$ $\longrightarrow$ | $e(\uparrow) + A(\uparrow)$ | $\frac{1}{2}\lvert f(\theta)-g(\theta)\rvert^2$ | (1.11) |
| | $e(\uparrow) + A(\downarrow)$ | $\frac{1}{2}\lvert f(\theta)\rvert^2$ | (1.12) |
| | $e(\downarrow) + A(\uparrow)$ | $\frac{1}{2}\lvert g(\theta)\rvert^2$ | (1.13) |

Ako upadni snop elektrona nije polarizovan polarizacija rasejanog snopa elektrona vezana je sa presecima relacijom

$$P_e'(\theta) = \frac{\sigma_{e\uparrow}(\theta) - \sigma_{e\downarrow}(\theta)}{\sigma_{e\uparrow}(\theta) + \sigma_{e\downarrow}(\theta)} = \frac{\frac{1}{2}|f(\theta)-g(\theta)|^2+\frac{1}{2}|f(\theta)|^2-\frac{1}{2}|g(\theta)|^2}{\frac{1}{2}|f(\theta)-g(\theta)|^2+\frac{1}{2}|f(\theta)|^2+\frac{1}{2}|g(\theta)|^2} \tag{1.14}$$

Ovde su $\sigma_{e\uparrow}(\theta)$ i $\sigma_{e\downarrow}(\theta)$ preseci za elektrone $e(\uparrow)$ i $e(\downarrow)$ u rasejanom snopu. U relaciji (1.14) se pojavljuje član $\frac{1}{2}$ iz istih razloga kao i u relaciji (1.10). Shodno relaciji (1.10) imenilac relacije (1.14) je upravo presek, $\sigma(\theta)$, za rasejanje nepolarizovanog snopa elektrona na nepolarizovanom snopu atoma. Ukoliko je $\sigma(\theta)$ poznato, tada merenjem $P_e'$, može se prema relaciji (1.14) odrediti presek za rasejanje uz izmenu $|g(\theta)|^2$.

Stepen polarizacije elastično rasejanih elektrona na atomu ksenona dat je na slici 1.4.




Slika 1.4. Stepen polarizacije elastično rasejanih elektrona na atomu ksenona pri energiji od 400 eV u funkciji ugla rasejanja. o, Kessler et al., (1977) (ogled); ——, Walker (1971) (proračun, uključena izmena elektrona); --- Walker (1971) (proračun, nije uključena izmena elektrona).

Ukoliko se odredjuje polarizacija atoma nakon rasejanja na nepolarizovanom atomskom snopu, $A(\downarrow)$, tada se shodno relaciji (1.12) saznaje $|f(\theta)|^2$. Uz pomoć tri merenja (preseka za rasejanje nepolarizovanih snopova elektrona i atoma, polarizacije rasejanih elektrona, dela atoma sa odredjenom orijentacijom spina) mogu da se odrede veličine $|f(\theta)|^2$, $|g(\theta)|^2$ i $|f(\theta)-g(\theta)|^2$.

### 1.2.4. Ogledi sa delimično polarizovanim snopom elektrona i polarizacionom analizom rasejanih elektrona ili atoma

U većini ogleda snop upadnih elektrona nije potpuno polarizovan. Ukoliko se delimično polarizovan snop elektrona (stepen polarizacije $P_e$) rasejava na nepolarizovanim atomima tada je presek za pojavljivanje $e(\uparrow)$ u rasejanom snopu

$$\sigma_{e\uparrow}(\theta) = P_e\left[\frac{1}{2}|f(\theta)-g(\theta)|^2+\frac{1}{2}|f(\theta)|^2\right] +(1-P_e)\,\frac{\sigma(\theta)}{2} \qquad (1.15)$$

gde je $\sigma(\theta)$ presek za rasejanje nepolarizovanog snopa elektrona na nepolarizovanim atomima. Nepolarizovani deo upadnog snopa elektrona proizvodi podjednak broj $e(\uparrow)$ i $e(\downarrow)$ u rasejanom snopu. Shodno tome, dobija se

$$\sigma_{e\downarrow}(\theta) = P_e \cdot \frac{1}{2}|g(\theta)|^2 + (1-P_2)\,\frac{\sigma(\theta)}{2} \qquad (1.16)$$

Prema tome polarizacija rasejanih elektrona je

$$P_e'(\theta) = \frac{\sigma_{e\uparrow}(\theta)-\sigma_{e\downarrow}(\theta)}{\sigma_{e\uparrow}(\theta)+\sigma_{e\downarrow}(\theta)} = \frac{P_e}{\sigma(\theta)}\left[\sigma(\theta)-|g(\theta)|^2\right]. \qquad (1.17)$$

Odatle se može odrediti

$$|g(\theta)|^2 = \sigma(\theta)\left(1-\frac{P_e'(\theta)}{P_e}\right). \qquad (1.18)$$

Znači, merenjem polarizacije elektrona nakon rasejanja može se odrediti $|g(\theta)|$ (amplituda rasejanja uz razmenu ) ako su poznati polarizacija elektrona pre sudara i presek za rasejanje nepolarizovanih elektrona na nepolarizovanim atomima.

Druga mogućnost je da se nakon rasejanja delimično polarizovanog snopa ($P_e$) na nepolarizovanim atomima meri stepen polarizacije atoma $P_A$ tada se dobija:

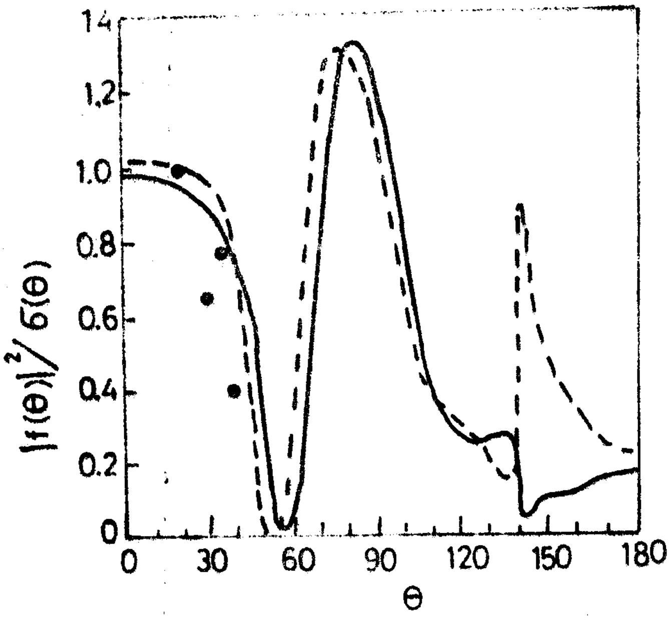
$$|f(\theta)|^2 = \sigma(\theta)\left(1-\frac{P_A'(\theta)}{P_e}\right) \qquad (1.19)$$

Eksperimentalno odredjene vrednosti i teorijski proračuni količnika $[|f(\theta)|^2/\sigma(\theta)]$ za rasejanje elektrona na atomu kalijuma pok.su na sl.1.5. Sve ovo što je izvedeno za delimično polarizovan snop upadnih elektrona koji se rasejava na nepolarizovanom snopu atoma, može se analogno izvesti za rasejanje nepolarizovanog snopa upadnih elektrona na delimično polarizovanom snopu atoma, $P_A$. Tada, ako se meri stepen polarizacije elektrona nakon rasejanja, $P_e'$, dobija se

$$|f(\theta)|^2 = \sigma(\theta)\left(1-\frac{P_e'(\theta)}{P_A}\right). \qquad (1.20)$$

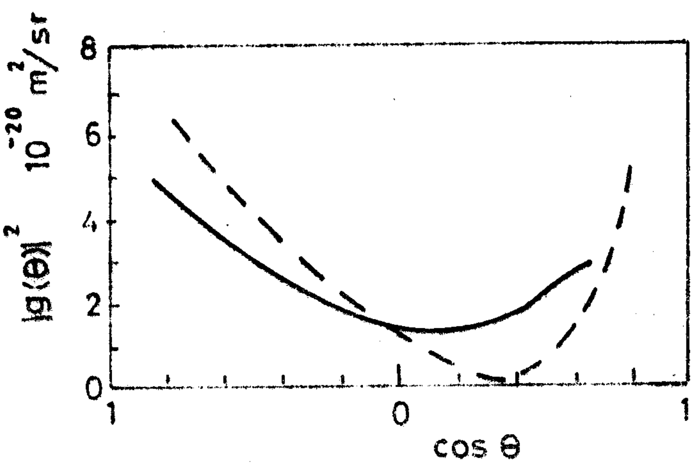
Ako se pak meri stepen polarizacije atoma nakon sudara, $P_A'$, dobija se

$$|g(\theta)|^2 = \sigma(\theta)\left(1-\frac{P_A'(\theta)}{P_A}\right). \qquad (1.21)$$




Slika 1.5.
Odnos preseka za direktno rasejanje i ukupnog preseka elastično rasejanih elektrona na atomima kalijuma u funkciji ugla rasejanja. o, Hils et al., (1972) (ogled $E_0$ = 3.3 eV); === Karule and Petekop (1965) (proračun, —— $E_0$=3 eV, --- $E_0$=4 eV).

Eksperimentalne i teorijske vrednosti preseka za elastično rasejanje uz izmenu elektrona na atomima kalijuma ($|g(\theta)|^2$) date su na slici 1.6.




Slika 1.6.
Presek za elastično rasejanje elektrona uz izmenu u funkciji kosinusa ugla rasejanja. Elektroni energije 1 eV rasejavani su na atomima kalijuma. —, Bederson (1973) (ogled); ---, Karule and Peterkop (1965) (proračun).

Iz gornjih relacija se vidi da je moguće odrediti nezavisno preseke za direktno rasejanje uz razmenu mereći stepen polarizacije rasejanih elektrona ($P_e'$), naime atoma nakon sudara ($P_A'$) ako su poznati polarizacija atoma pre sudara ($P_A$) i presek za rasejanje nepolarizovanih elektrona na nepolarizovanim atomima ($\sigma(\theta)$).

# 2. [illegible] PROCESA POBUDJIVANJA ATOMSKIH ČESTICA UDAROM ELEKTRONA

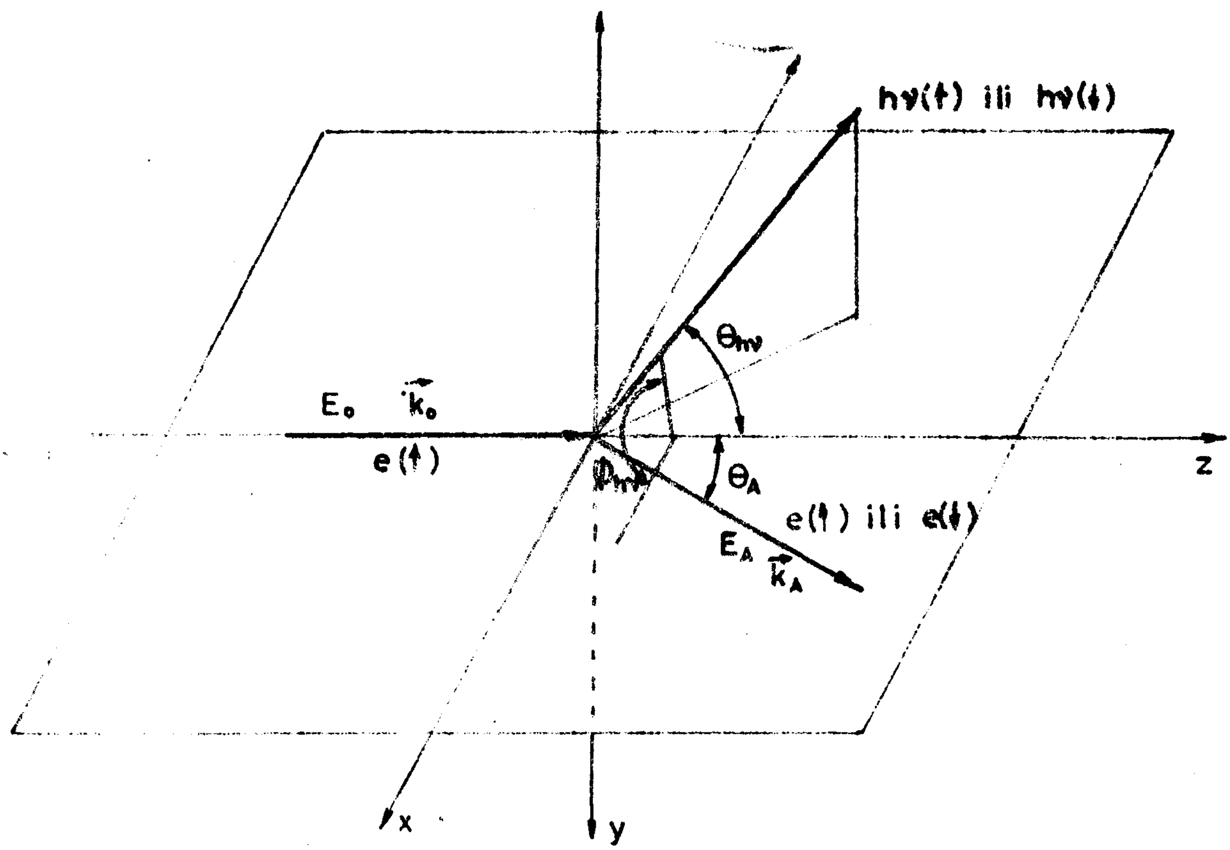
## 2.1. Pobudjivanje atomskih čestica

Doskora su procesi pobudjivanja atomskih čestica opisivani samo veličinama kao što su totalni diferencijalni presek za pobudjivanje odredjenog energijskog nivoa, te polarizacija emitovanog zračenja. Osnovni razlozi za to bila je primena osno-simetričnih snopova nepolarizovanih elektrona za pobudjivanje atomskih čestica. Teorijske interpretacije ogleda (Percival and Seaton, 1958; Baranger and Gerjuoy 1958) polazile su od pretpostavki da se magnetni podnivoi energijskih nivoa pobudjuju nekoherentno. Na mogućnost koherentnog pobudjivanja ukazali su Macek and Jaecks (1971), a prvi eksperimentalni dokaz za postojanje efekta dali su Standage and Kleinpoppen (1975) (1976).

Ispitivanje procesa pobudjivanja atomskih čestica ogledima sa ugaonim korelacijama neelastično rasejanih elektrona i fotonima emitovanim za pobudjene atomske čestice predmet je izuzetno velikog interesovanja u poslednjih šest godina. Postoje već brojni rezultati koji daju sasvim novu i mnogo potpuniju sliku osobina procesa pobudjivanja no što je to bilo poznato ranije.

### 2.1.1. Kinematika ogleda (e,hν)

Idealan ogled za ispitivanje procesa pobudjivanja atoma pokazan je na slici 2.1. Sastoji se u tome da se na atomsku česticu pozna-




Slika 2.1. Šema kinematike ogleda (e,hν) sa merenjem ugla rasejanja elektrona $\theta_A$, te uglova emisije fotona $\theta_{h\nu}$ i $\phi_{h\nu}$

tog stanja polarizacije A(↑) uputi snop elektrona poznatog stanja polarizacije e(↑), energije Eo i impulsa $\vec{k}_o$. Elektroni rasejani na atomskoj čestici neelastično posle prenosa energije na česticu, odlaze u pravcu pod uglom $\Theta_A$ u odnosu na pravac upadnog snopa sa energijom $E_A$ i impulsom $\vec{k}_A$. Pravci upadnog ($\hat{k}_o$) i rasejanog elektrona $\hat{k}_A$ definišu tzv. ravan rasejanja (x,z) ravan. Rasejani elektroni se podvrgavaju polarizacionoj analizi (e(↑) ili e(↓)) a zatim detektuju. Iz pobudjene atomske čestice emituje se foton pod uglovima $\Theta_{h\nu}$ i $\emptyset_{h\nu}$ pri čemu je $\Theta_{h\nu}$ ugao izmedju pravca upadnog elektrona ($\hat{k}_o$) i pravca odlazećeg fotona ($\hat{k}_f$) a $\emptyset_{h\nu}$ je azimutalni ugao izmedju pravca odlazećeg fotona ($\hat{k}_f$) i ravni rasejanja (x,z). Emitovani fotoni se podvrgavaju analizi po talasnim dužinama ($\lambda$), analizi po stanju polarizacije $h\nu$(↑) ili $h\nu$(↓) i potom detektuju u koincidenciji sa rasejanim elektronom.

## 2.1.2. Koherentno pobudjivanje atoma udarom elektrona

Analiza potpuno koherentnog pobudjivanja atoma udarom elektrona može da se izvede ako su i snop upadnih elektrona i atomske čestice mete u čistom kvantnom stanju. Tada se u procesu pobudjivanja stvara takodje čisto kvantno stanje. Ograničićemo se ovde na analizu procesa pobudjivanja atoma helijuma iz osnovnog energijskog stanja $^1S$ u pobudjeno stanje $^1P$. U pobudjenom stanju atom može da se nadje u tri različita podnivoa sa magnetnim kvantnim brojevima $m_\ell = 0, +1, -1$. Iz tog razloga se stanje posle sudara može da opiše kao linearna kombinacija degenerisanih magnetnih podnivoa

$$\Psi_1 = a_1 \Psi_{11} + a_o \Psi_{10} + a_{-1} \Psi_{1-1} \tag{2.1.1}$$

Za proces pobudjivanja zakon održavanja energije daje

$$E_o + E_{AM} = E_{AP} + (E_o - E_A) \tag{2.1.2}$$

gde je $E_o$ energija upadnog elektrona, $E_{AM}$ i $E_{AP}$ su unutrašnje energije atomske čestice pre, odnosno posle sudara, a $E_A$ je energija neelastično rasejanog elektrona.

Teorija koincidentnog merenja fotona i elektrona iz procesa pobudjivanja atoma dali su Macek and Jaecks (1971). Tu teoriju su Eminyan et al. (1974) (1975) preradili za potrebe objašnjenja pobudjivanja atoma helijuma, a Blum et al. (1980) dopunili. Teorija sadrži sledeće parametre:

$$\sigma = \sigma_o + 2 \cdot \sigma_1 \tag{2.1.3}$$

gde su

$$\sigma_o = |a_o|^2 \tag{2.1.4}$$

$$\sigma_1 = |a_1|^2 \tag{2.1.5}$$

parcijalni diferencijalni preseci za pobudjivanje atoma helijuma u stanja sa vrednostima magnetnog kvantnog broja $m_\ell = 0$ i $m_\ell = 1$, sa odgovarajućim amplitudama rasejanja $a_o$, odnosno $a_1$. Veličina $\sigma$ pretstavlja totalni diferencijalni presek za pobudjivanje energijskog nivoa $^1P$, bez obzira na vrednosti magnetnog kvantnog broja $m_\ell$.

Parametar

$$\lambda = \sigma_o/\sigma \tag{2.1.6}$$

odre... ...ivnu naseljenost podnivoa sa $m_\ell = 0$. ...ko objašnjenje ove činjenice daju i jednostavne teorije kao što je prva Bornova aproksimacija. Po njoj se atomu ne prenosi moment impulsa u pravcu gubitka impulsa $\vec{K} = (\vec{k}_o - \vec{k}_A)$, što omogućava odredjivanje relativnih vrednosti preseka za pobudjivanje odredjenog magnetnog podnivoa.

Parametar $\chi$, povezan za ostale veličine relacijom

$$\cos\chi = \frac{\mathrm{Re}\langle a_o \; a_1\rangle}{\sigma_o \cdot \sigma_1} , \qquad (2.1.7)$$

vodi računa o činjenici da izmedju amplituda $a_o$ i $a_1$ za pobudjivanje magnetnih podnivoa $m_\ell = 0$, odnosno $m_\ell = \pm 1$ može da postoji fazna razlika, takva da je

$$a_1 = |a_1| \exp(i\chi) \; ; \quad \text{uz} \quad a_o = |a_o| \; . \qquad (2.1.8)$$

Važnost parametra $\chi$ može da se vidi iz rezultata po kome očekivana vrednost momenta impulsa atoma posle sudara normalna na ravan rasejanja, tj. duž ose y, prenesena u sudaru, treba da je

$$\langle L_y\rangle = -2\sqrt{\lambda(1-\lambda)} \cdot \sin\chi \qquad (2.1.9)$$

I konačno, parametar $\varepsilon$, odredjen sa

$$\cos\varepsilon = -\frac{\langle a_1 \; a_{-1}\rangle}{\sigma_1} \qquad (2.1.10)$$

vodi računa o tome da LS sprezanje u toku pobudjivanja može da dovede do pojave razlike u vrednostima amplituda $a_1$ i $a_{-1}$ za pobudjivanje podnivoa sa magnetnim kvantnim brojem $m_\ell = +1$, odnosno $m_\ell = -1$.

Sa ovako definisanim parametrima koincidentni signal, srazmeran diferencijalnom preseku da će atom biti pobudjen u odredjeni energijski nivo uz rasejanje elektrona u prostorni ugao $d\Omega_A$ oko ugla rasejanja $\theta_A$, a foton emitovan u prostorni ugao $d\Omega_{h\nu}$ oko pravca odredjenog uglovima $\theta_{h\nu}$ i $\phi_{h\nu}$ dat je sa

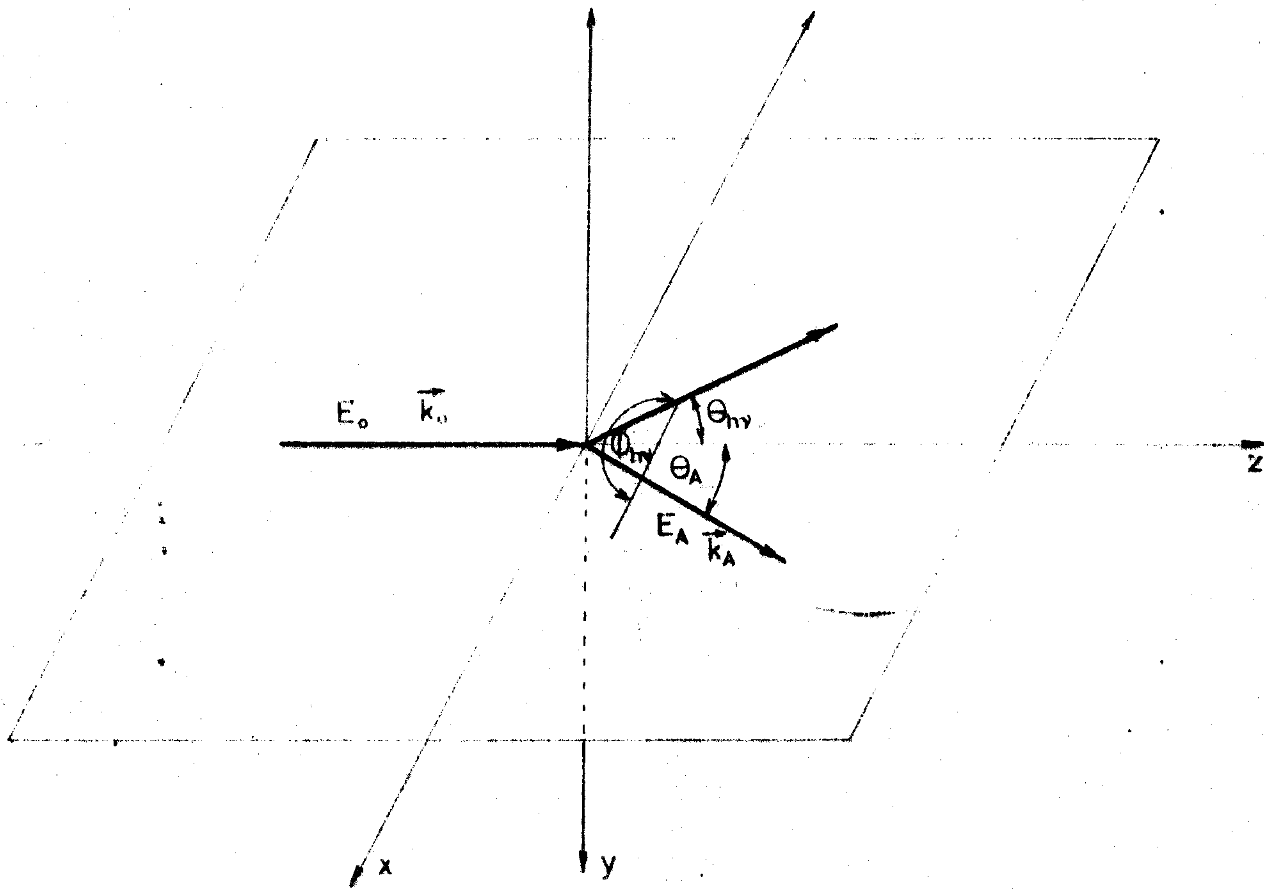
$$\begin{aligned}\frac{dN_c}{d\Omega_A \, d\Omega_{h\nu}} = B\sigma \Big\{ & \cos^2\beta + \frac{1-\lambda}{2}\sin^2\beta + \frac{1-3\lambda}{2}\cos^2\beta\cos^2\theta_{h\nu} + \\ & + \sqrt{\lambda(1-\lambda)}\cos\chi_{MC}(\sin 2\theta_{h\nu}\cdot\cos\phi_{h\nu}\;\cos^2\beta - \\ & - \sin 2\beta\cdot\sin\theta_{h\nu}\;\sin\phi_{h\nu}) + \\ & + \frac{1-\lambda}{2}\cos\varepsilon\Big[(\cos^2\beta\cos^2\theta_{h\nu} - \sin^2\beta)\cos 2\phi_{h\nu} - \\ & - \sin 2\beta\cos\theta_{h\nu}\cdot\sin 2\phi_{h\nu}\Big]\Big\} \end{aligned} \qquad (2.1.10)$$

Ovde je $\beta$ ugao izmedju vektora polarizacije $\vec{P}$ detektovanog zračenja i jediničnog vektora $\hat{e}_1$ porasta ugla rasejanja fotona $\theta_{h\nu}$, koji leži u ravni odredjenoj pravcem upadnog elektrona $\hat{k}_o$ i pravcem emitovanog fotona $\hat{k}_{h\nu}$ .

## 2.2. Ogledi sa korelacijom uglova

### 2.2.1. Sklop ogleda sa korelacijom uglova

Ako se analiza polarizacije fotona iz procesa emisije posle pobudjivanja atomske čestice udarom elektrona ne izvodi, a detektor fotona postavi u ravan rasejanja ($\phi_{h\nu} = \pi$) dobija se ogled pokazan šematski na slici 2.2. Takve oglede izvodili su Eminyan et al. (1974) (1975) i Ugbabe et al. (1977), a nazivaju se ogledi sa korelacijom uglova.




Slika 2.2. Šema ogleda $(e,h\nu)$ sa korelacijom uglova. Za stalni ugao rasejanja elektrona $\theta_A$ menja se ugao emisije $\theta_{h\nu}$ uz uslov da je azimutalni ugao emisije fotona $\phi_{h\nu} = \pi$.

Ovi ogledi izvodjeni su pod pretpostavkom da se LS sprezanje može da zanemari. Tada se koincidentni signal (jednačina 2.1.10) može da prikaže sa

$$\frac{dN_c}{d\Omega_A d\Omega_h} = B\sigma\left[\lambda \sin^2\theta_{h\nu} + (1-\lambda)\cos^2\theta_{h\nu} - \sqrt{\lambda(1-\lambda)}\sin 2\theta_{h\nu} \cos\chi\right] \tag{2.2.1}$$

Relacija (2.2.1) pokazuje da je normirani koincidenti odbroj $\left(\frac{dN_c}{d\Omega_A \cdot d\Omega_h}/B\cdot\sigma\right)$ periodična funkcija ugla $\theta_{h\nu}$ sa periodom $\pi$, i srednjom vrednošću (1/2). Ona može da se menja u granicama od 0 do 1, ali ih dostiže samo za $\chi = 0$. Kada je $\chi \neq 0$ kriva varira oko srednje vrednosti (1/2), a razlika maksimalne i minimalne vrednosti je

$$N_{max} - N_{min} = \left[1 - 4\lambda\cdot(1-\lambda)\sin^2\chi\right]^{1/2} \qquad (2.2.2)$$

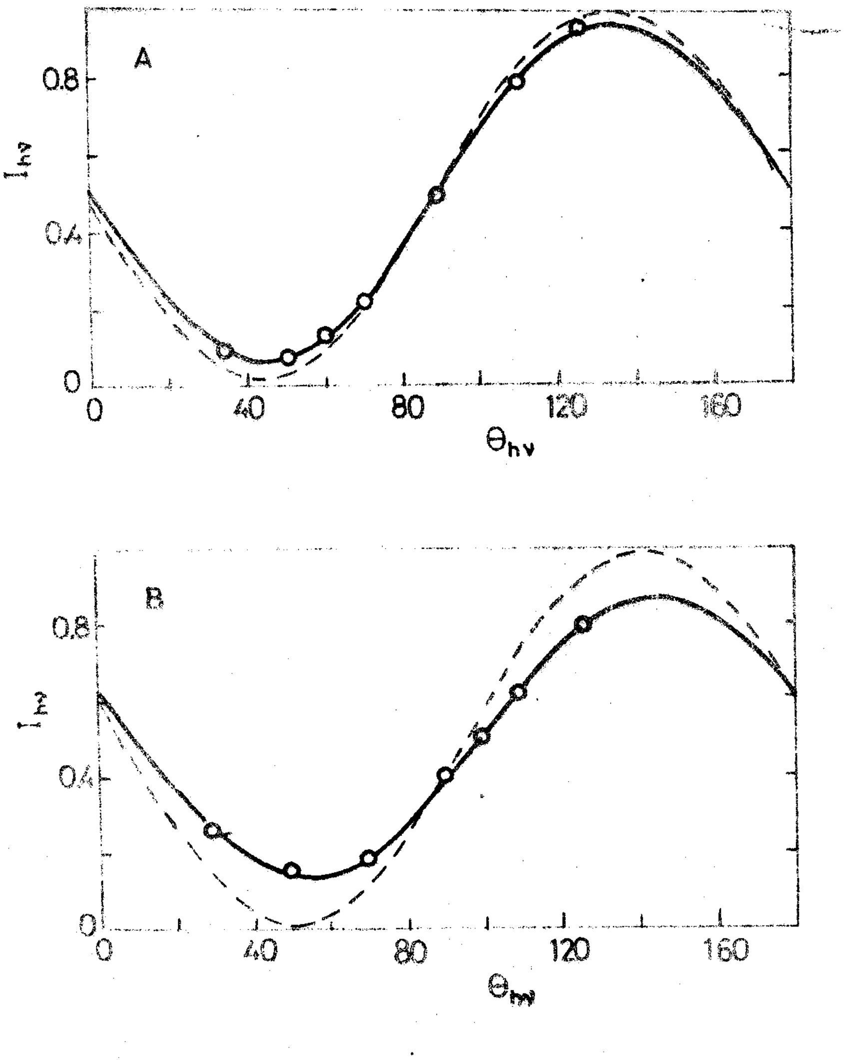
Minimalni koincidentni odbroj dobija se za uslove $\theta_{h\nu} = \theta_{min}$ kada je

$$tg(2\theta_{min}) = \frac{2\sqrt{\lambda(1-\lambda)}\cos\chi}{(2\lambda - 1)} \qquad (2.2.3)$$

U ogledima sa korelacijom uglova izvode se sledeća merenja. Upadni monoenergijski snop elektrona pripravlja se za ogled pomoću elektrostatičkog selektora, sa cilindričnim ili sfernim dispersionim elementom. Elektroni rasejani na atomskim česticama pod odredjenim uglom rasejanja $\theta_A$ analiziraju se po energijama a u koincidenciji upućuju samo signali od neelastično rasejanih elektrona koji su pobudili odabrano energijsko stanje atoma. Ugao rasejanja $\theta_A$ može da se menja u ogledu. Pobudjeni atomi emituju fotone, koji se posle analize po talasnim dužinama ($\lambda$), primenom filtara ili optičkih monohromatora, detektuju pojedinačno. Signal o detektovanju fotona odabrane talasne dužine vodi se u koincidenciju sa signalom o neelastično rasejanom elektronu. Najčešće se za dati ugao rasejanja elektrona $\theta_A$ meri zavisnost koincidentnog odbroja od ugla emisije fotona $\theta_{h\nu}$.

2.2.2. Neki rezultati dobijeni korelacijom uglova (e,hν)

Na slici 2.3. pokazani su dijagrami zavisnosti koincidentnog signala elektrona koji su pobudili $3^1P$ energijski nivo atoma helijuma,

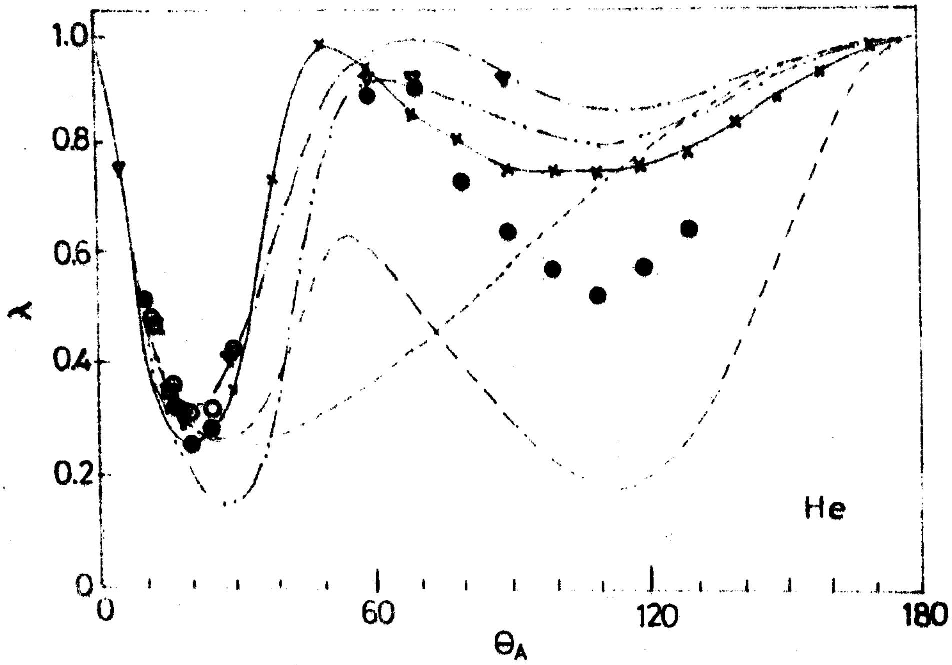



**Slika 2.3.**

Rezultati korelacije uglova za atom helijuma pri energiji elektrona od 60 eV, za dva različita ugla rasejanja elektrona: A - 16°, i B - 25° (Eminyan et al., 1974). Puna kriva je dobijena iz relacije (2.2.1) uz najbolje slaganje sa ogledom. Kriva crtičasta je predvidjanje teorije.

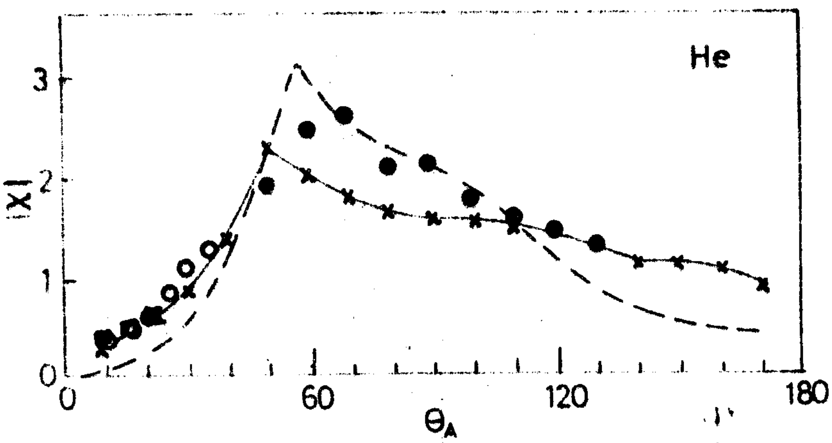
i fotona talasne dužine 58,4 nm nastalog deekscitacijom tog pobudjenog stanja, od ugla emisije fotona.

Dobijeni rezultati ogleda interpretiraju se pomoću relacije (2.2.1) do najboljeg usaglašavanja. Time se dolazi do vrednosti koeficijenata $\lambda$ , odnosno $\chi$ . Na slici 2.4. pokazano je kako se vrednost koeficijenta $\lambda$ za pobudjivanje nivoa $2^1S$ atoma helijuma menja za energiju elektrona od 80 eV u funkciji ugla rasejanja elektrona,




Slika 2.4. Zavisnost parametra $\lambda$ za atom helijuma od ugla rasejanja elektrona $\Theta_A$, za energiju upadnih elektrona od 54,4 eV: ogledi o -Eminyan et al. (1974), □ - Ugbabe et al. (1977), ▲ -Tan et al. (1977), ▼ -Sutcliffe et al. (1978), i teorije: -- Born-ova aproksimacija, -.- Madison et al. (1978), -..- Thomas et al. (1974), — — Scott and McDowell (1976), -x- Fon et al. (1979)

I konačno, na slici 2.5. pokazana je zavisnost parametra $\chi$ za pobudjivanje atoma helijuma u energijski nivo $2^1S$ od ugla rasejanja elektrona.

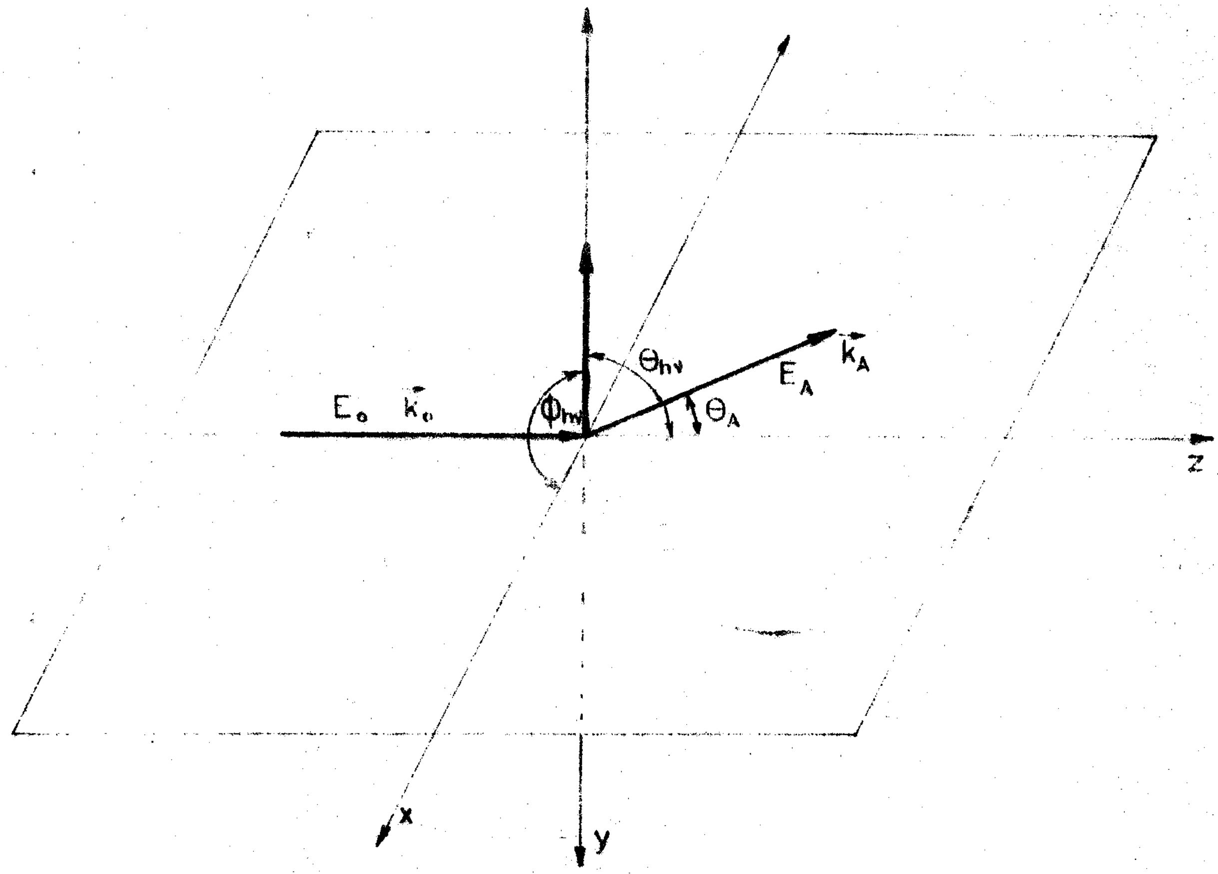



Slika 2.5. Zavisnost parametara $\chi$ pobudjivanje nivoa $2^1S$ atoma helijuma od ugla rasejanja elektrona $\Theta_A$ i upadnu energiju elektrona od 80 eV. Ogledi: ● - Hollvwood et al. (1979), o - Eminyan et al. (1973), □ - Ugbabe et al. (1977); teorije: — — Scott and McDowell (1976), -x- Fon et al. (1979)

## 2.3. Ogledi sa korelacijom polarizacije

### 2.3.1. Sklop ogleda sa korelacijom polarizacije

Kod ogleda sa korelacijom polarizacije analizira se polarizacija zračenja emitovanog iz atoma posle pobudjivanja udarom elektrona (slika 2.6). Neelastično rasejani elektroni odlaze pod uglom $\Theta_A$, detektuju se posle energijske analize, i odabiraju elektroni koji su pobudili tačno odredjeni nivo atoma. Fotoni emitovani iz atoma detektuju se u pravcu odredjenom uglovima $\Theta_{h\nu} = \pi/2$ i $\phi_{h\nu} = \pi/2$, a signal vodi u koincidenciju sa signalom o naeelastično rasejanom elektronu.




Slika 2.6. Šema ogleda sa korelacijom polarizacije. Pri stalnom uglu rasejanja elektrona $\Theta_A$, i emisije fotona $\Theta_{h\nu} = \pi/2$, meri se linearna i kružna polarizacija zračenja.

Koincidentni odbroj za ovaj slučaj odredjen je sa

$$\frac{dN_c}{d\Omega_A \, d\Omega_h} = B\sigma\Big[\lambda\cos^2\beta + (1-\lambda)\sin^2\beta - \sqrt{\lambda(1-\lambda)}\,\sin^2\beta\cos\chi\Big] \tag{2.3.1}$$

Oglede sa korelacijom polarizacije izvodili su Tan et al.(1977), Malcolm and McConkey (1979), Kleinpoppen and McGregor (1979), Zaidi et al. (1979), Ugbabe et al. (1977), Malcolm and McConkey (1979).

### 2.3.2. Merene veličine u ogledu sa korelacijom polarizacije

U ovim ogledima glavni podatak dobija se analizom polarizacije emitovanih fotona. Jer, ako u skladu sa (2.1.8) postoji fazni pomak $\chi$ u amplitudama pobudjivanja stanja sa različitim vrednostima magnetnog kvantnog broja $m_e$, onda se to mora pokazati u stanju polarizacije emitovanih fotona. Veličine koje se prate u ogledu mogu da se dovedu u vezu sa električnim vektorima zračenja u pravcima medjusobno normalnim i normalnim na pravac prostiranja zračenja. U saglasnosti sa Wolf (1959) matrica koherencije $\tilde{J}$ monohromatskog zračenja definisana je sa

$$\bar{J} = \begin{pmatrix} E_z E_z^* & E_z E_x^* \\ E_x E_z^* & E_x E_x^* \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} J_{zz} & J_{zx} \\ J_{xz} & J_{xx} \end{pmatrix} \qquad (2.3.2)$$

gde su

$$\begin{aligned} E_z &= E_{zo} \exp\left[-i(\omega t - \emptyset_1)\right] \\ E_x &= E_{xo} \exp\left[-i(\omega t - \emptyset_2)\right] \end{aligned} \qquad (2.3.3)$$

električni vektori u pravcu z, odnosno x ose zračenja posmatranog u pravcu y ose, normalnom na ravan rasejanja (x,z). Normalizovanjem traga matrice, što je ekvivalentno normalizovanju intenziteta na jedinicu

$$\mathrm{Tr}\, J = J_{zz} + J_{xx} = 1 \qquad (2.3.4)$$

može da se definiše faktor koherencione korelacije kao

$$\mu_{zx} = |\mu_{zx}| \cdot \exp(i\, B_{zx}) = \frac{J_{zx}}{\sqrt{J_{zz} J_{xx}}} \qquad (2.3.5)$$

gde je $|\mu_{zh}|$ stepen koherencije zračenja, a $B_{zh}$ efektivna razlika faza. Za odredjenu i stalnu razliku faza izmedju dva ortogonalna električna vektora dobija se

$$|\mu_{zx}| = 1 \qquad B_{zx} = \emptyset_1 - \emptyset_2 \qquad (3.2.6)$$

Stepen koherentne korelacije $|\mu_{zx}|$ može da se odredi merenjem tzv. Stokes-ovih parametara polarizovanosti zračenja (Standage and Kleinpoppen, 1976). U pravcu normalnom na ravan rasejanja ti parametri Stokes-a definisani su sa

$$\begin{aligned} P_1 &= I(0^o) - I(90^o) = J_{zz} - J_{xx} \\ P_2 &= I(45^o) - I(135^o) = J_{zx} - J_{xz} \\ P_2 &= I(DKP) - I(LKP) = i(J_{xz} - J_{zx}) \end{aligned} \qquad (2.3.7.$$

gde $I(\alpha^o)$ označavaju intenzitete linearno polarizovanog zračenja pod uglom $\alpha^o$ u odnosu na z osu, a I(DKP) i I(LKP) intenzitete desno, odnosno levo kružno polarizovanog zračenja. Tada se stepen koherentne

Kor... ...edjuje iz

$$\mu = \frac{P_2 - iP_3}{\sqrt{(1 - P_1)^2}} \qquad (2.3.8)$$

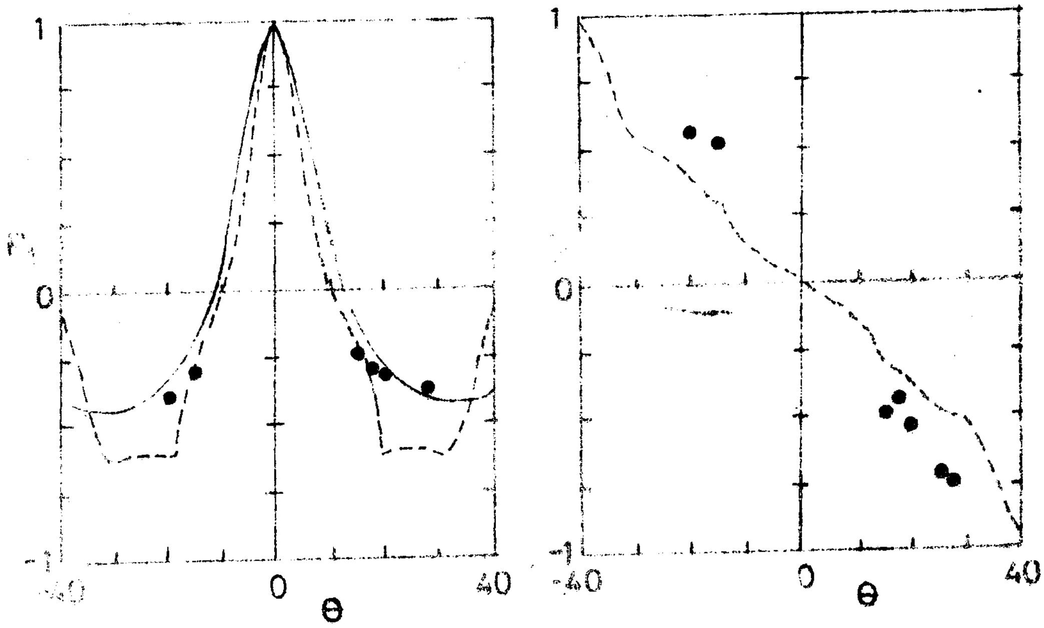
Koherentnost zračenja odredjuje se još i vektorom polarizacije fotona $\vec{P}$ koji se iz Stokes-ovih parametara odredjuje kao

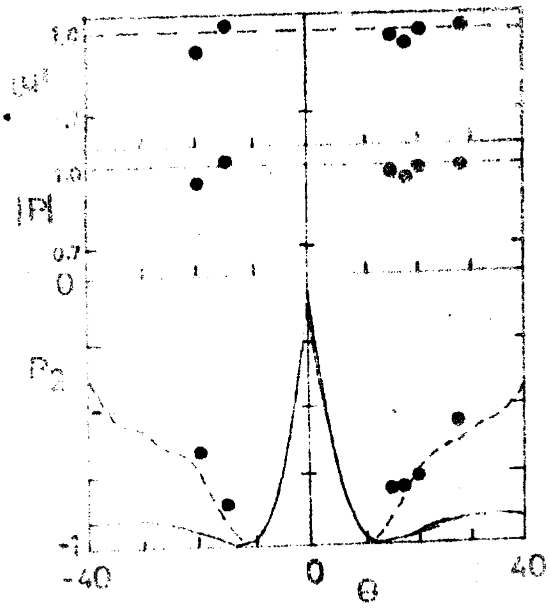
$$|\vec{P}| = \sqrt{|P_1|^2 + |P_2|^2 + |P_3|^2} \qquad (2.3.9)$$

Snop fotona je potpuno koherentan ako su i stepen polarizacije stepen koherentne korelacije jednaki jedinici ($|\vec{P}| = |\mu| = 1$).

### 2.3.3. Neki rezultati ogleda sa korelacijom polarizacije

Standage and Kleinpoppen (1975) (1976) odredili su vrednosti za $\mu$ i P za prelaz $3^1P \rightarrow 2^1S$ atoma helijuma (slika 2.7). Ogledom je

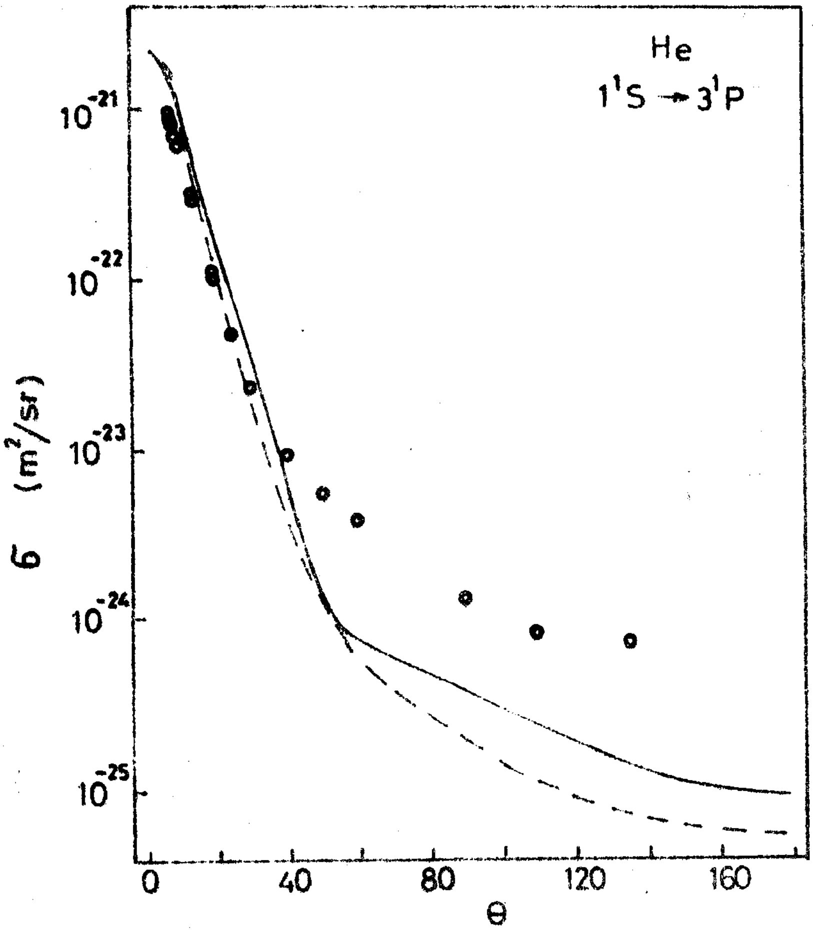



Slika 2.7.

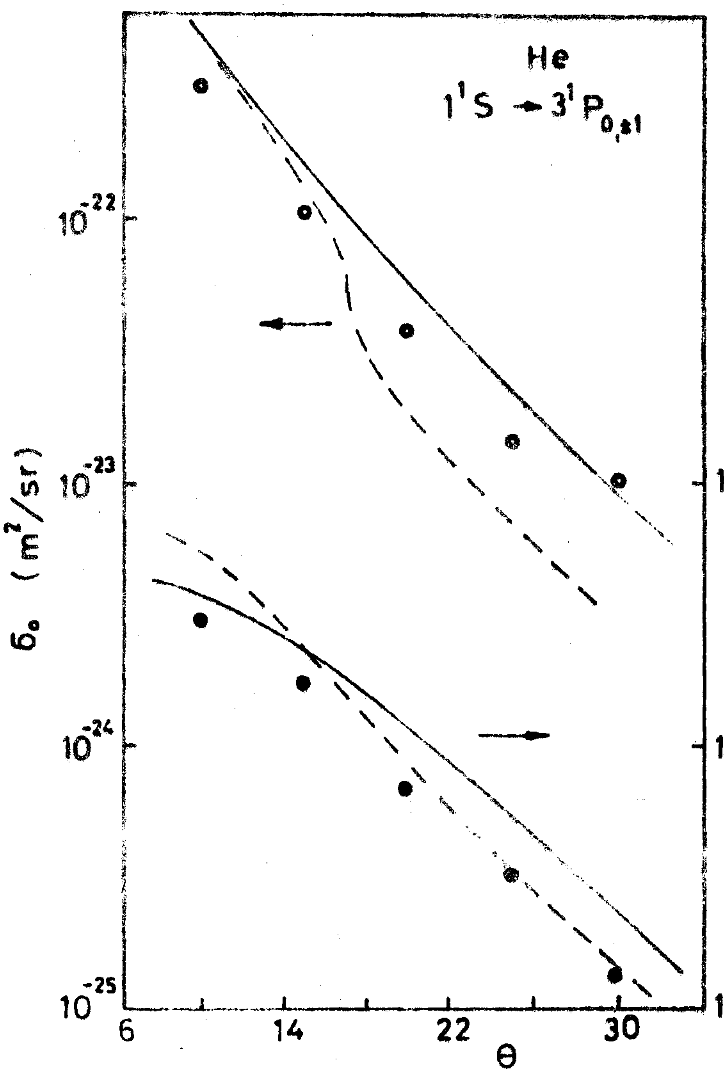
Vrednosti vektora polarizacije $P_1$, $P_2$ i $P_3$ te ukupne polarizacije P, i stepena korelacije $\mu$ za prelaz $3^1S$-$2^1S$ (501,6 nm) atoma helijuma iz koincidentnih merenja sa korelacijom polarizacije za elektrone od 80 eV (Standage and Kleinpoppen, 1976). Puna linija je predvidjanje po Born-ovoj aproksimaciji, a crtičasta po proračunu višekanalne eikonalne aproksimacije dokazano da je efektivna razlika faza B upravo jednaka veličini $\chi$ iz jednačine (2.1.8). Tako makroskopski merljiva veličina efektivnog faznog pomaka B u stvari može da se interpretira kao kvantno-mehanički fazni pomak u amplitudama za pobudjivanje nivoa različitih vrednosti magnetnog kvantnog broja $\chi$ .

Podaci dobijeni iz korelacija polarizacije fotona mogu da se koriste za veoma detaljnu proveru teorijskih modela procesa pobudjivanja. Kada se ogledom odredi vrednost parametra relativnog intenziteta pobudjivanja podnivoa sa magnetnim kvantnog $m_e=0$ ($\lambda$) moguće je iz poznatih vrednosti totalnog diferencijalnog preseka za pobudjivanje ($\sigma$) doći do podataka za parcijalne diferencijalne preseke pobudjivanja odredjenog magnetnog podnivoa atoma. Kao primer navodimo rezultate Chutjian (1975). Na slici 2.8. dat je totalni diferencijalni presek za pobudjivanje nivoa $3^1P$ atoma helijuma, a na slici 2.9. parcijalni diferencijalni preseci za pobudjivanje magnetnih podnivoa toga stanja. Za poredjenje date su krive proračunate višekanalnom eikonalnom aproksimacijom (Flannery and McCann, 1975), odnosno aproksimacijom distorgovanih talasa sa polarizovanim orbitalama (Scott and McDowell, 1976)




Slika 2.8.

Apsolutni diferencijalni presek za pobudjivanje atoma helijuma u nivo $3^1P$ (Chutjian, 1975). Puna linija je proračun po aproksimaciji distorgovanih talasa (Scott and McDowell, 1976), a crtičasta po eikonalnoj višekanalnoj aproksimaciji (Flannery and McCann, 1975).




Slika 2.9.

Parcijalni diferencijalni preseci za pobudjivanje magnetnih podnivoa stanja $3^1P$ atoma helijuma (Chutjian, 1975). Puna i crtičasta kriva su rezultati proračuna (kao na slici 2.8).

# 3. ISPITIVANJA PROCESA JONIZACIJE ATOMSKIH ČESTICA UDAROM ELEKTRONA: (e,2e) OGLEDI

## 3.1. Koincidentna analiza elektrona iz procesa jonizacije

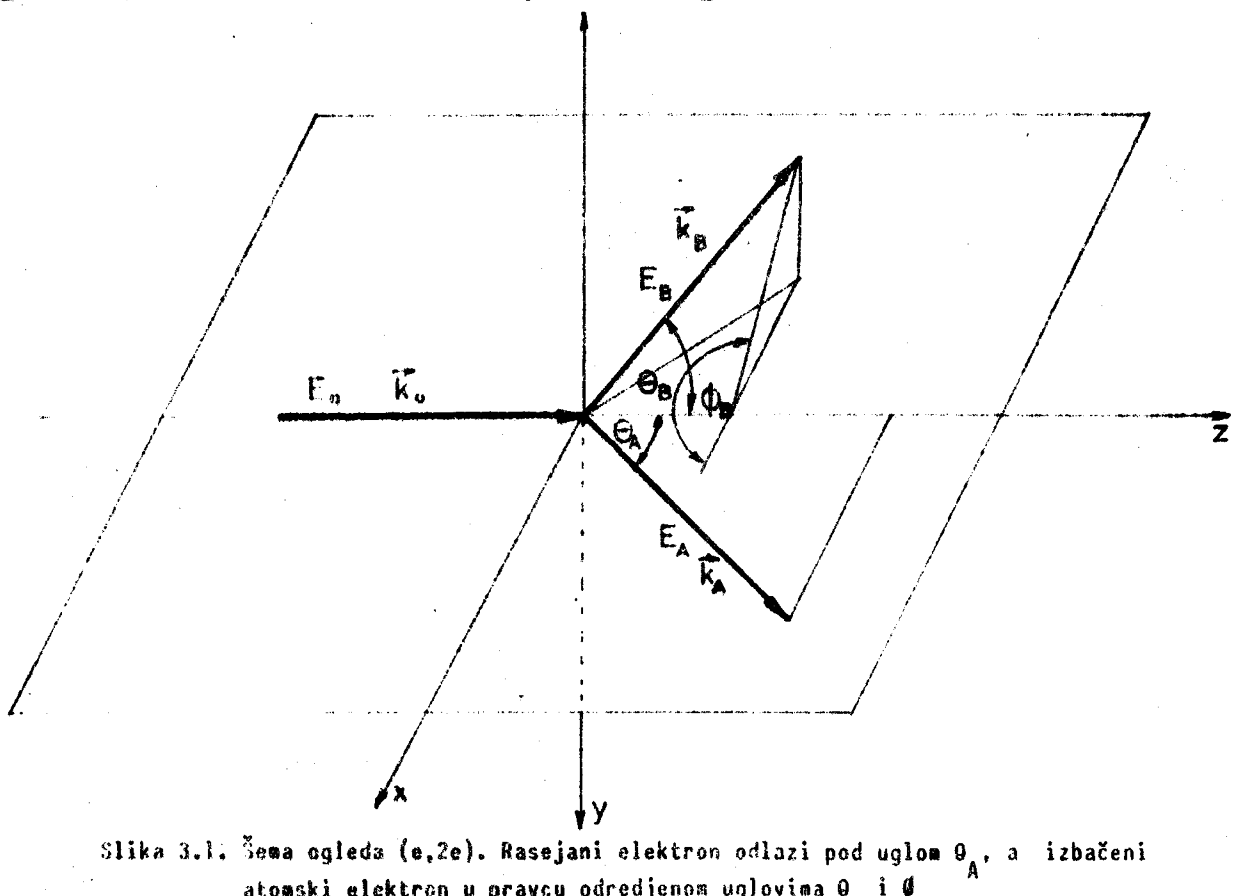
Proces jonizacije atoma i molekula udarom elektrona bio je predmet ispitivanja još od dvadesetih godina ovoga veka. Podaci dobijeni u ranom periodu ispitivanja procesa odnosili su se pre svega na merenje totalnog preseka za jonizaciju u funkciji energije elektrona, te parcijalnih preseka za jonizaciju uz stvaranja jona odredjenog naelektrisanja - uglavnom zbog potreba masene spektrometrije.

Za objašnjenje osobina procesa jonizacije ovakva merenja nisu dovoljna, jer ne daju podatke potrebne za poredjenje sa različitim teorijama o toku procesa. Izvesne podatke takve vrste dali su ogledi sa velikim energijskim razlaganjem i ispitivanjem toka procesa jonizacije u blizini praga, kao i ispitivanja energijske raspodele elektrona izbačenih iz visokopobudjenog jona.

Prekretnicu pretstavljaju ogledi sa koincidencijom dva elektrona iz procesa jonizacije, započeti od strane Ehrhardt i dr.(1969). Od 1969. godine, ogledi ove vrste su se brzo razvili, koriste se u nizu laboratorija u svetu, i dali su već nih izuzetno važnih i interesantnih podataka. Mi ćemo ovde naznačiti najvažnija dostignuća koja je ova metoda donela.

### 3.1.1. Kinematika ogleda (e,2e)

Ogledi koincidencije elektron-elektron spadaju u različite kategorije u zavisnosti od broja kinematičkih parametara odredjenih u ogledu (slika 3.1.) (McCartly and Waigold, 1976). Za atom ili mo-




Slika 3.1. Šema ogleda (e,2e). Rasejani elektron odlazi pod uglom $\Theta_A$, a izbačeni atomski elektron u pravcu odredjenom uglovima $\Theta_B$ i $\phi_B$

lekul ... pretpostavlja da se nalazi u centru koordinatnog sistema. Upadni elektron kreće se duž z ose koordinatnog sistema sa energijom $E_o$ i impulsom $\vec{k}_o$. U procesu jonizacije dolazi do prenosa energija sa elektrona na atomsku česticu i to tako da upadni elektron napušta prostor čestice mete sa energijom $E_A$, odnosno impulsom $\vec{k}_A$. Pravac upadnog elektrona $\hat{k}_o$ i pravac rasejanog elektrona $\hat{k}_A$ definišu ravan rasejanja, tj. ravan (x,z) postavljenog sistema koordinata. Elektron izbačen iz atomske čestice odlazi sa energijom $E_B$, odnosno impulsom $\vec{k}_B$, pod uglovima $\theta_B$ i $\phi_B$, pri čemu je $\theta_B$ ugao izmedju pravca upadnog elektrona $\hat{k}_o$ i izbačenog elektrona $\hat{k}_B$, a $\phi_B$ je tzv. azimutalni ugao definisan kao ugao izmedju pravca izbačenog elektrona $\hat{k}_B$ i ravni rasejanja (x,y - ravan).

Ako je kinematika ogleda u potpunosti odredjena tada važi energijska relacija

$$E = E_A + E_B = E_o - \varepsilon_i \tag{3.1.1}$$

Veličina $\varepsilon_i$ je energija vezivanja, i pretpostavlja razliku energija početnog stanja neutralne čestice i konačnog stanja jona. Za impulse važi relacija

$$\vec{q} = \vec{k}_o - (\vec{k}_A + \vec{k}_B). \tag{3.1.2}$$

Veličina $\vec{q}$ naziva se prenos impulsa, i odgovara impulsu odskoka jona. Veličina

$$\vec{k} = \vec{k}_o - \vec{k}_A \tag{3.1.3}$$

naziva se gubitak impulsa upadnog elektrona. Rasejanim elektronom naziva se onaj od dva elektrona iz procesa koji ima veći impuls ($\vec{k}_A > \vec{k}_B$)

3.1.2. Merene veličine u ogledu (e,2e)

Za poznatu i unapred odredjenu vrednost energije upadng elektrona $E_o$ ogled se izvodi tako što se rasejani i izbačeni elektroni detektuju u koincidenciji uz prethodnu energijsku i ugaonu analizu oba elektrona. Signal dobijen na taj način mera je za šestrostruko diferencijalni presek

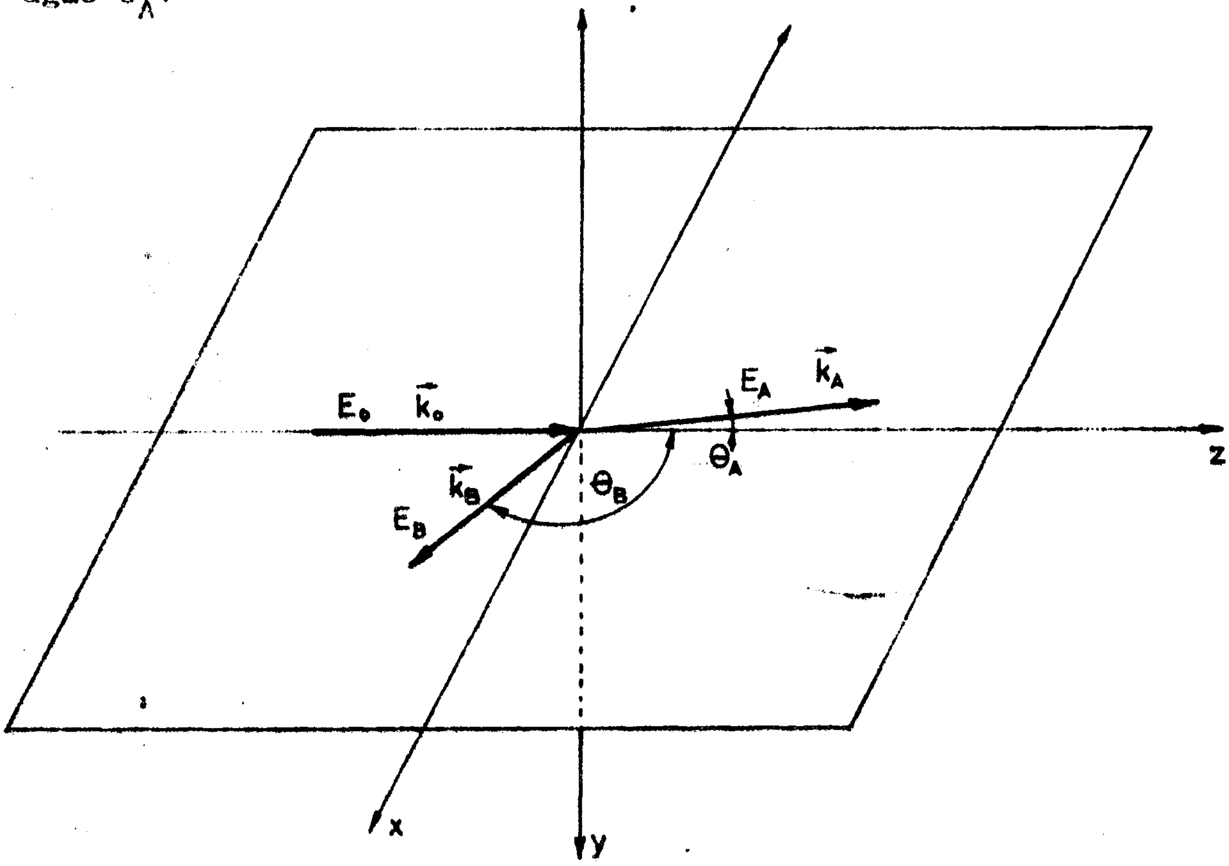
$$\frac{d^6\sigma}{d\Omega_A\, d\Omega_B\, dE_A\, dE_B} \tag{3.1.4}$$

Merenje energijske raspodele rasejanog i izbačenog elektrona, te prostornih uglova detekcije rasejanog i izbačenog elektrona retko se čini u jednom ogledu. Dosadašnji ogledi imaju po neko pojednostavljenje, te se merenjem dobija diferencijalni presek stepena nižeg od šestrostrukog datog relacijom 3.1.4.

Potrebno je naglasiti da bi za punu informaciju o procesu jonizacije bilo potrebno uvesti merenje i stepena polarizacije, snopova elektrona. Za upadni snop trebalo bi tada izvesti monoenergetizaciju i polarizaciju, a za rasejane, odnosno izbačene elektrone energijsku te polarizacionu analizu. Takvi ogledi, koliko je autorima poznato, za sada još nisu izvedeni. Oni uključuju veoma veliki broj različitih analiza, a svaki stepen analize izuzetno brzo smanjuje intenzitet signala u reakciji. Razvojem metoda za dobijanje snopova polarizovanih elektrona i metoda polarizacione analize treba očekivati započinjanje i ovakvih kompletnih i veoma teških ogleda.

## 3.2. Ogledi (2,2e) sa asimetričnom geometrijom

U ogledima sa asimetričnom geometrijom ugao $\theta_A$ rasejanog elektrona je stalan, i najčešće blizak pravcu unapred. Ugao $\theta_B$ pod kojim odlazi elektron izbačen iz atoma menja se u toku ogleda u što većem opsegu vrednosti (Slika 3.2.). Koincidentnim merenjem odredjuje se raspodela verovatnoće nalaženja izbačenog elektrona po uglu $\theta_B$ za stalni ugao $\theta_A$.

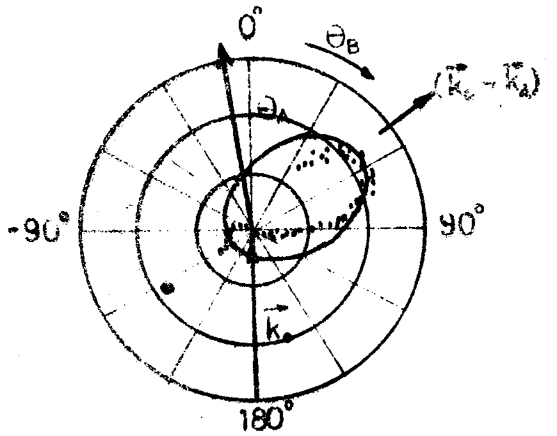



Slika 3.2. Šema ogleda (e,2e) sa asimetričnom koplanarnom geometrijom

Istorijski gledano, to su bili i prvi ogledi sa koincidencijom dva elektrona iz istog procesa jonizacije atoma (Ehrhardt i dr. (1969). Ovaj način izučavanja procesa jonizacije dao je brojna i veoma uspešna merenja (Beaty et al. (1978). Osnovni cilj tih merenja bio je sakupljanje podataka osobinama sudara u kome učestvuju tri naelektrisane čestice, kako bi se mogla razraditi proveriti teorija te interakcije, da se stekne uvid u tok procesa jednostruke jonizacije atoma, te da se po mogućstvu na osnovu merenja dodje do modela tog procesa.

### 3.2.1. Ispitivanja na niskim energijama upadnih elektrona

Rezultati koincidentnih ogleda sa asimetričnom geometrijom na niskim energijama najčešće se pokazuju polarnim dijagramima, kao što je onaj na slici 3.3. Pravac upadnog elektrona ($\vec{k}_o$) je odozdo do cen-




Slika 3.3.
Rezultati ugaonih korelacija elektrona u atomu helijuma, za upadnu energiju elektrona od 256,5 eV energiju rasejanog elektrona od 212 eV, i energiju izbačenog elektrona od 20 eV, i uglu rasejanja elektrona od $8^0$ (Ehrhardt et al.,1969).

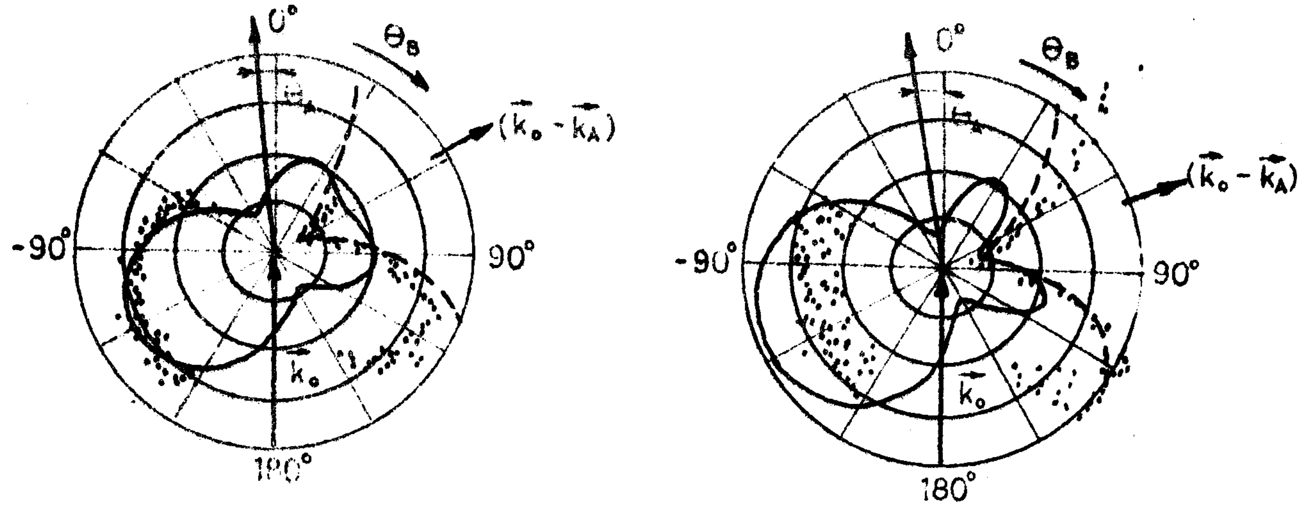
tra dijagrama. pravac u kome odlazi i detektuje se rasejani elektron ($\vec{k}_A$) označen je strelicom od centra. Eksperimentalni podaci o diferencijalnom preseku za detekciju drugog izbačenog elektrona naneseni su tačkama, pri čemu je rastojanje od centra dijagrama do tačke mera preseka. Na graficima je posebno označen i pravac gubitka impulsa upadnog elektrona K(jedn. 3.1.3).

Ugaona raspodela izbačenog elektrona pokazuje najčešće postojanje dva izračena maksimuma i dva minimuma. Teorije koje su postojale za ovaj proces (Vriens, 1969)(Glassgold and Ialongo, 1968) predvidjale su postojanje samo jednog maksimuma u ugaonoj raspodeli izbačenog elektrona, i to u pravcu gubitka impulsa. K. Obe su teorije imale zajedničku pretpostavku da proces ide rasejanjem upadnog elektrona na kvazi-slobodnom atomskom elektronu, tj. da se uticaj ostalih elektrona atoma niti jezgra ne oseća. Ogledi su pokazali da se uticaj potencijala jona mora uzeti u obzir i da rasejani elektron pri odlasku iz atoma oseća složeni potencijal sačinjen od dva člana - od rasejanog elektrona i od preostalog jona. Te dve interakcije izazivaju pojavu dve amplitude rasejanja. Ona se poreklom u interakciji sa elektronom ima maksimum u pravcu gubitka impulsa K i simetrična je oko njega, dok je ampplituda od interakcije sa jonom konstanta po uglu $\Theta_B$. U pravcu normalnom na pravac gubitka impulsa K te dve amplitude gotovo se poništavaju. U ogledima se maksimum većeg intenziteta javlja u pravcu bliskom pravcu gubitka impulsa K, pa je on dobio naziv binarni maksimum, tj. sa poreklom u binarnom sudaru upadnog elektrona sa atomskim elektronom. Drugi maksimum dobio je naziv otskočni (recoil), što bi se moglo objasniti kao da izbačeni elektron obilazi oko jona i odlazi u smeru gotovo u suprotnom od očekivanog. Pri smanjivanju energije upadnog elektrona odstupanje ugla maksimalnog preseka rasejanja od ugla gubitka impulsa sve je veći što ukazuje na porast uticaja potencijala jona.

Teorija binarnog sudara nije dovoljno dobra za objašnjenje ponašanja dva elektrona u procesu jonizacije, ali daje kvalitativno objašnjenje. Po njoj održanje impulsa u sudaru daje

$$\vec{k}_0 + \vec{k}_e = \vec{k}_A + \vec{k}_B \qquad (3.2.1)$$

gde je $\vec{k}_e$ impuls elektrona u atomu-meti. Ako nema jakog maksimuma odskočnih elektrona, ugaona raspodela odredjena je raspodelom impulsa elektrona u atomu. Tako recimo za 1s energijski nivo atoma helijuma raspodela impulsa atomskog elektrona opada sa poraskom impulsa, pa se može očekivati maksimalni presek za minimalnu vrednost prenosa impulsa ($\vec{k}_o-\vec{k}_A-\vec{k}_B$). A izraz je minimalan ako je $\vec{k}_B$ po pravcu jednak gubitaku impulsa $\vec{K}=\vec{k}_o-\vec{k}_A$). Presek ima jedan maksimum u pravcu gubitka impulsa, i oko toga pravca je rotaciono simetričan.



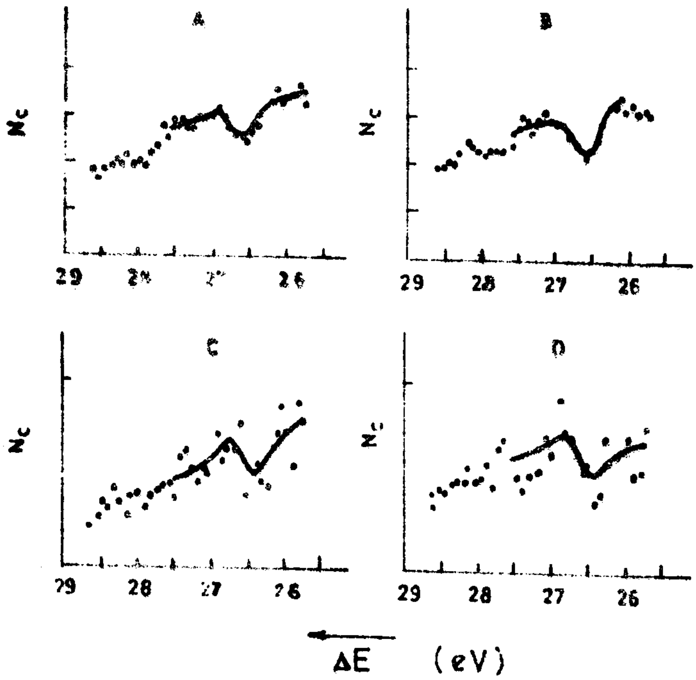

Slika 3.4. Rezultati ugaonih korelacija elektrona u atomu neona, za upadnu energiju elektrona od 250eV, energiju rasejanih elektrona od 223,5 eV i energiju izbačenih elektrona od 5 eV. Ugao rasejanja elektrona je: A - 6°, B - 10,5° (Jung et al., 1976). Puna kriva je proračun po Born-ovoj aproksimaciji sa distorgovanim talasima (Knapp and Solentz, 1974), a crtičasta predvidjeno ponašanje u impulsnom modelu (Jung et al., 1976).

Jonizacija elektrona ih 2p energijskog nivoa ima drugačiju strukturu (Slika 3.4). Teorija binarnog sudara u stanju je da kvantitativno opiše ovo ponašanje samo za uglove oko pravca gubitka impulsa $\vec{K}$.

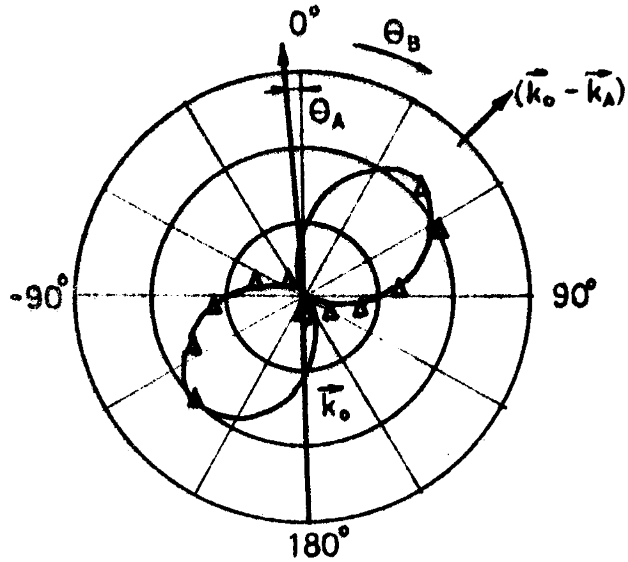
### 3.2.2. Koincidentno ispitivanje procesa autojonizacije

Udarom elektrona mogu da se pobude autojonizaciona stanja atoma. Do sada su ona ispitivana na dva načina: ili merenjem energijske raspodele rasejanih elektrona, ili merenjem energijske raspodele izbačenih elektrona. Kada se mere rasejani elektroni moguće je odrediti energiju pobudjenog stanja, ali se ne dobija podatak o ugaonoj raspodeli autojonizacionih elektrona. A ako se mere autojonizacioni elektroni po uglu izbacivanja i po energiji dobija se podatak usrednjen po svim uglovima rasejanja upadnog elektrona.

Koincidentna merenja omogućavaju da se odrede detaljnije parametri procesa autojonizacije i da se odredi uticaj interferencije direktne i autojonizacije. Takva merenja izvedena su nedavno na atomu argona (slika 3.5). Merenja su radjena sa asimetričnom geometrijom za koincidenciju. Rasejani elektron detektovan je na uglu od 3,5°, a zavisnost koincidentnog signala na različitim uglovima izbačenog elektrona prikazani grafički. Na svim graficima jasno se vidi u kom domenu energija je došlo do formiranja autojonizacionog stanja, i kako je kao rezultat došlo do interferencije rasejanja za nerezonantu i rezonantnu jonizaciju. Rezultati analize ovakvih podataka dali su zavisnost kvadrata amplitude za rezonantnu jonizaciju od ugla detekcije izbačenog elektrona, što je pokazano na slici 3.6. Rezultate ogleda najbolje aproksimira kriva oblika $\cos^2\Theta_B$, sa maksimumom u pravcu gubitka impulsa $\vec{K}=\vec{k}_o-\vec{k}_A$. Ovakva ugaona raspodela svedoči o tome da je autojonizaci[illegible] stvoreno udarom elektrona neko P stanje, i pripisana mu je struktura ($2s^2 2p^6 3s 3p^6 4p$).




Slika 3.5. Zavisnost koincidentnog odbroja u ogledu (e,2e) atoma helijuma, za različite uglove izbačenog elektrona od energije predate atomu (Ehrhardt et al., 1980).




Slika 3.6. Ugaona zavisnost koincidentnog odbroja u ogledu (e,2e) na helijumu. Tačke su rezultat ogleda (Ehrhardt et al.,1980), a puna kriva je $\cos^2\theta_B$ funkcija.

### 3.2.3. Ispitivanje na visokim energijama upadnih elektrona

Koincidentna ispitivanja procesa interakcije elektrona sa atomima sa asimetričnom geometrijom i velikim energijama elektrona imaju za cilj odredjivanje koeficijenta ugaone zavisnosti fotoelektrona ß.

Pri velikim energijama elektrona diferencijalni presek za rasejanje elektrona u pravcu unapred povezan je sa generalisanom jačinom oscilatora $f\left(K, (E_o-E_A)\right)$ relacijom

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_A \, dE_A} = \frac{4}{(E_o-E_A)} \frac{k_A}{k_o} \frac{1}{K^2} f\left[K, (E_o-E_A)\right] = \tag{3.2.2.}$$

$$= \frac{k_A}{k_o} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_R \frac{K^2}{(E_o - E_A)} f\left[K, (E_o-E_A)\right]$$

gde je

$$(d\sigma/d\Omega)_R = 4/K^4 \tag{3.2.3}$$

presek za Rutherford-ovo rasejanje (u jedinicama-a.j.). Generalisana jačina oscilatora odredjena je sa

$$f\left[K,(E_o-E_A)\right] = (E_o-E_A) \cdot \left| \frac{1}{K} \left\langle \Psi_f \right| \sum_{j=1}^{N} \exp(i\vec{K}\cdot\vec{r}_j) \left| \Psi_i \right\rangle \right|^2 \tag{3.2.4}$$

a $\Psi_i$ i $\Psi_f$ su talasne funkcije čestice mete pre, odnosno posle sudara, dok je $\vec{r}_j$ trenutni položaj j-tog atomskog elektrona. Za male vrednosti $\vec{K}$ generalisana jačina oscilatora može da se razvije u red

$$f\left[K,(E_o-E_A)\right] = f^{(o)}(E_o-E_A)+K^2\cdot f^{(1)}(E_o-E_A)+K^4 f^{(2)}(E_o-E_A)+\ldots \quad (3.2.5)$$

Ovde je $f^{(o)}(E_o-E_A)$ optička jačina oscilatora, a ona je upravo srazmerna preseku za fotojonizaciju.

Prema tome kada se radi sa elektronima velike upradne energije $E_o$, sa malim gubitkom impulsa $\vec{K}$, a detektuju elektroni samo rasejani u pravcu unapred diferencijalni presek za rasejanje (3.2.2) upravo je srazmeran preseku za fotojonizaciju. Sudari ovakve vrste nazivaju kvazifotojonizacioni sudari. Elektroni izbačeni iz atoma imaju osobine i ponašanja kao elektroni izbačeni iz atoma fotonima. Kada se elektroni rasejani u pravcu unapred i elektroni izbačeni u procesu kvazifotojonizacije detektuju koincidentno može da se postavi sledeća relacija izmedju koincidentnog odbroja, broja elektrona rasejanih unapred $N_A(0^o, E_o-E_A)$ i parametra ugaone raspodele ß

$$N_{coin}(E_B,E_o-E_i)=N_A(0^o,E_o-E_i)\left[1+C(E_o)\cdot ß(E_o-E_i)\right]\frac{1}{T(E_o-E_i)} \quad (3.2.6)$$

ovde je $E_i$ energija jonizacije atoma mete, $T(E_o-E_i)$ je korekcioni faktor zavisan od uslova ogleda, a $C(E_o)$ poznata funkcija.

Vrednost parametra ugaone raspodele dobija se iz ogleda pomoću relacije

$$ß(E_o-E_i) = \frac{1}{C(E_o)}\left[\frac{N_{coin}(E_B,E_o-E_i)}{N_A(0^o,E_o-E_i)}\cdot T(E_o-E_i) - 1\right] \quad (3.2.7)$$

Parametar ugaone anizotropije ß, primenom jednoelektronskih talasnih funkcija i LS sprezanja izračunat je (Cooper and Zare, 1969) (Manson, 1973) kao funkcija sledećeg oblika

$$ß\ (E_o-E_i) = \frac{A}{B} \quad (3.2.8)$$

gde su

$$A=\ell(\ell-1)R^2_{\ell-1}(E_o-E_i)+(\ell+1)(\ell+2)\ R^2_{\ell+1}(E_o-E_i) -$$
$$-6\ \ell(\ell+1)R_{\ell-1}(E_o-E_i)\cdot R_{\ell+1}(E_o-E_i)\cos\left[\delta_{\ell+1}(E_o-E_i)-\delta_{\ell-1}(E_o-E_i)\right]$$

$$B=(2\ell+1)\ \left[\ell\cdot R^2_{\ell-1}(E_o-E_i)+(\ell+1)\ R^2_{\ell+1}(E_o-E_i)\right] \quad (3.2.9)$$

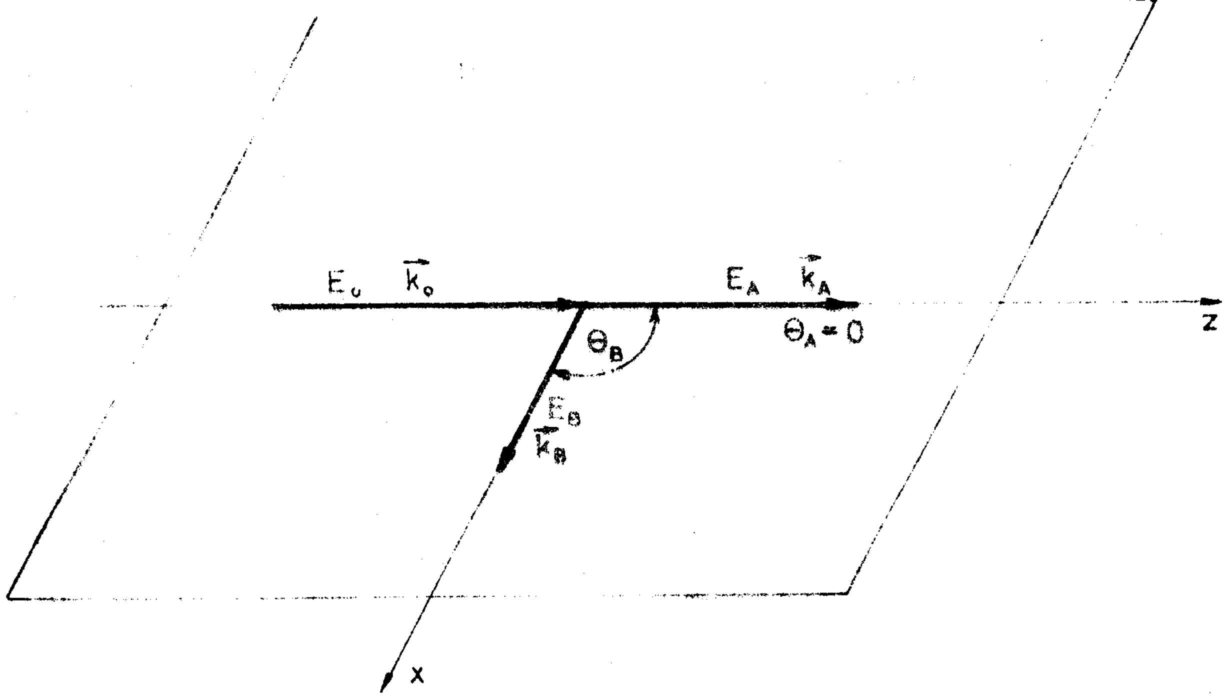
(3.2.10)

$$R_{\ell\pm1}(E_o-E_i)= \int_0^{\infty} P_{n\ell}(r)\ r\ P_{(E_o-E_i),\ \ell\pm1}(r)\ dr \quad (3.2.11)$$

$[P_{n\ell}(r)/r]$ i $[P_{(E_o-E_i),\ \ell\pm1}(r)/r]$ radijalni delovi talasne funkpočetnog i konačnog stanja fotoelektrona, a $\delta_{\ell\pm1}(E_o-E_i)$ su fazni pomaci kontinuuma za parcijalni talas $(\ell\pm1)$ u poredjenju sa slobodnim talasom.

### 3.2.4. Vrednosti parametra ugaone raspodele fotoelektrona

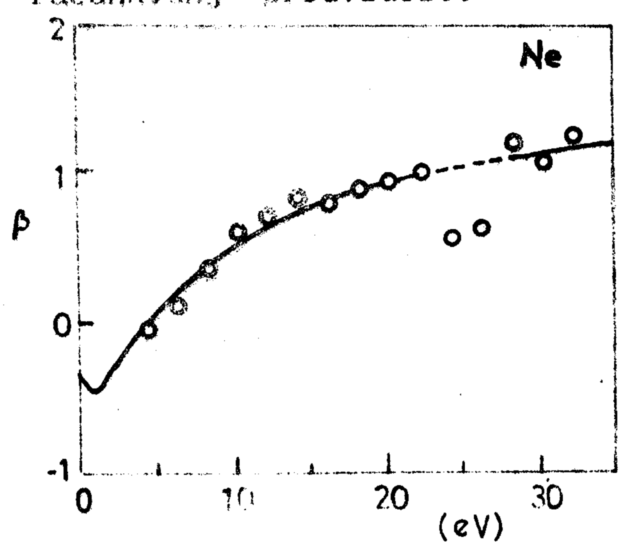
U ogledu za merenje parametra ugaone raspodele fotoelektrona ß (slika 3.7) snop elektrona velike energije, od oko 2,5-10 keV upućuje se na atome u sudar. Elektroni koji su atomu preneli energiju



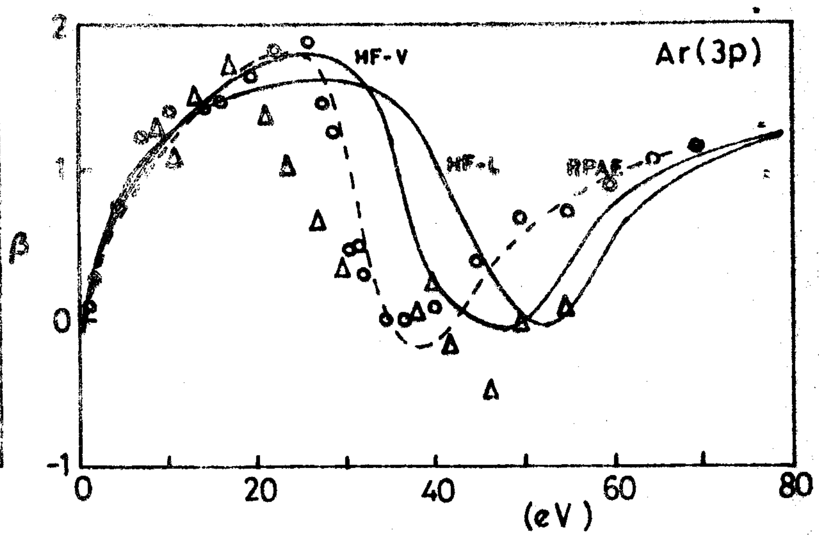

Slika 3.7. Šema ogleda (e,2e) za ispitivanje procesa autojonizacije. Rasejani elektron odlazi u pravcu unapred, a izbačeni elektron se detektuje pod uglom $\theta_B = \pi/2$, ali u ravni rasejanja.

dovoljnu za jonizaciju a rasejali se u pravcu unapred analiziraju se po energijama i signali od neelastično rasejanih vode na koincidenciju. Drugi signal za koincidenciju dolazi od elektrona izbačenih iz atoma u procesu kvazifotojonizacije, pri čemu se i ti elektroni pre detekcije analiziraju po energijama.

Rezultati zavisnosti parametra ugaone raspodele fotoelektrona dobijeni u koincidnetnim merenjima (van der Wiel and Brion, 1973) za atom neona pokazani su na slici 3.8., a rezultati za atom argona (Branton and Brion, 1974) na slici 3.9. Podaci iz ogleda sa koincidencijom dva elektrona poredjeni su sa podacima iz fotoelektronskih ogleda, kao i sa teorijski proračunatim vrednostima za parametar ugaone raspodele fotoelektrona ß. Kod neona slaganje je voma dobro, a kod argona ogledi pokazuju istu tendenciju promene kakvu je teorijsko proračunavanje predvidelo.




Slika 3.8. Zavisnost parametra ugaone raspodele fotoelektrona za atom neona. Ogled: o - van der Wiel and Brion (1973) teorija: Kennedy and Manson (1972)




Slika 3.9. Zavisnost parametra ugaone raspodele fotoelektrona za atom argona. Ogled: Δ - sa elektronima (Branton and Brion, 1974); o - sa fotonima (Honlgate et al,1976) teorije: A - Amusia et al. (1974), B i C - Kennedy and Mansom (1972)

## 3.3. Ogledi (e,2e) sa simetričnom geometrijom

U ogledima sa simetričnom geometrijom uglovi $\Theta_A$ pod kojim odlazi rasejana čestica i $\Theta_B$ pod kojim se detektuje izbačena čestica medjusobno su jednaki. Postoji nekoliko podvarijanti ovog ogleda sa simetričnom geometrijom (slika 3.10).

Kada se pored uglova izjednače i energije rasejanog i izbačenog elektrona, ($E_A=E_B$), postiže se uslov za razmatranje samo rasejanja upadnog elektrona na atomskom elektronu, tj. uslov za blisko rasejanje. (McCarthy and Weigold, 1976)(Camilloni et al., 1979). Kod tog uslova uticaj ostalih elektrona u atomu-meti na elektron koji se izbacuje upadnim mali je. U tom slučaju relacija (3.1.2) važi pod uslovom da $\vec{q}$ pretstavlja impuls atomskog elektrona u početnom stanju,a jednačina (3.1.1) pod uslovom da je $\varepsilon_i$ energija vezivanja tog elektrona u atomu.

### 3.3.1. Analiza relacija

Ako se u ogledu drži konstantnim vrednost $\varepsilon_i$, tj. posmatra se sudar upadnog elektrona sa atomskim elektronom tačno odredjene energije veze, a menjaju se uglovi posmatranja rasejanog ($\Theta_A$) i izbačenog ($\Theta_B$) elektrona dobija se podatak o raspodeli impulsa atomskog elektrona q za posmatrano stanje. Vrednost impulsa odredjena je sa

$$q = \left[(2k_A \cos\Theta - k_o)^2 + 4\,k_A^2 \sin^2\Theta\, \sin^2(\emptyset/2)\right]^{1/2} \qquad (3.3.1)$$

Raspodela impulsa atomskog elektrona odredjena je kvadratom modula talasne funkcije u impulsnom prostoru, što je vezano za talasnu funkciju u koordinatnom prostoru sa

$$\rho(\vec{q}) = |\emptyset(\vec{q})|^2 = (1/2\pi)^3 \left| \int \psi(r)\, \exp(i\vec{q}\cdot\vec{r})\, dr \right|^2 \qquad (3.3.2)$$

Mereni diferencijalni presek zavisi od nekoliko veličina, i to

$$\frac{d^5\sigma}{d\Omega_A\, d\Omega_B\, dE} = \frac{4\,k_A\, k_B}{k_o}\, f_\lambda \cdot \gamma \cdot \rho(\vec{q}) \qquad (3.3.3)$$

Veličina $f_\lambda$ naziva se presek za rasejanje elektrona na slobodnom elektronu, označava se takodje i sa $(d^2\sigma/d\Omega)_{ee}$ i nazivom Mattov presek za rasejanje dat sa

$$f_\lambda = \frac{1}{|\vec{\varkappa} - \vec{\varkappa}'|^4} + \frac{1}{|\vec{\varkappa} + \vec{\varkappa}'|^4} - \frac{1}{|\vec{\varkappa} - \vec{\varkappa}'|^2\, |\vec{\varkappa} + \vec{\varkappa}'|^2} \cos\left[\ln\left(\frac{|\vec{\varkappa} + \vec{\varkappa}'|^2}{|\vec{\varkappa} - \vec{\varkappa}'|^2}\right)\right]$$

gde su

$$\vec{\varkappa}' = (1/2)\,(\vec{k}_o + \vec{q}) \qquad (3.3.4)$$

$$\varkappa^2 = (\hbar^2/2m)\left[E_A + \overline{V}(R) + i\,\overline{W}(R)\right] \qquad (3.3.5)$$

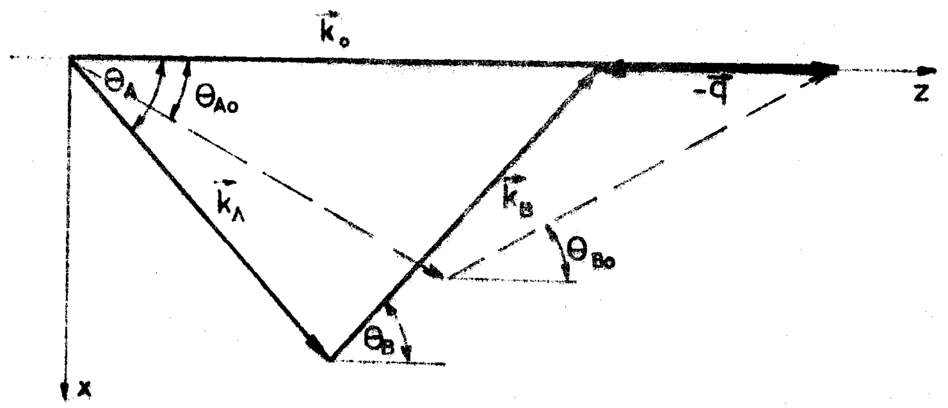
Veličina $\gamma$ naziva se faktorom gašenja, a definisana je sa

$$\gamma = \exp\left[ - \left(\frac{k_o}{E_o} + \frac{k_A}{E_A} + \frac{k_B}{E_B}\right)\right] \vec{W}(R) \tag{3.3.6}$$

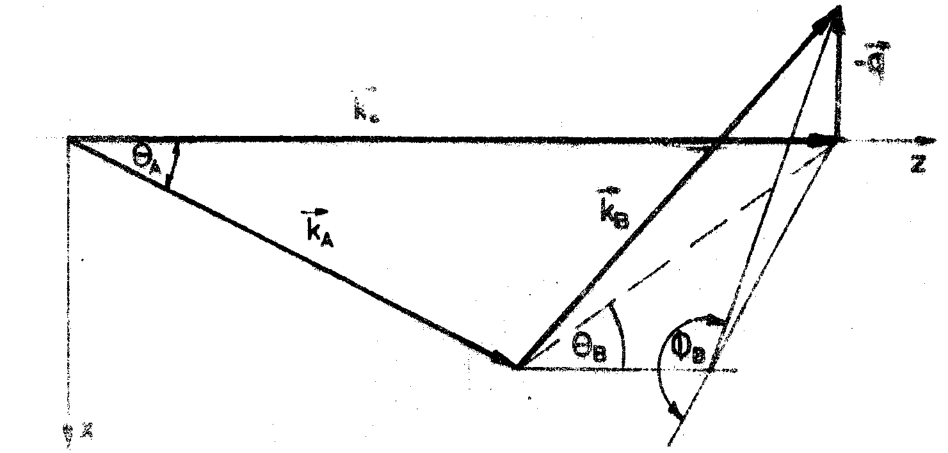
U ogledu datom na slici 3.10.A rasejani i izbačeni elektron detektuju se u istoj ravni. Uglovi $\Theta_A = \Theta_B = \Theta$ se u ogledu menjaju, dok se konstantom drži energija veze $E_i$ posmatranog atomskog elektrona ($\varepsilon_i = E_o - (E_A + E_N) = \mathrm{const}$). Ovom geometrijom biraju se impulsi atomskog elektrona paralelni impulsu upadnog elektrona

$$q = 2\, k_A \cos\Theta - k_o \tag{3.3.7}$$

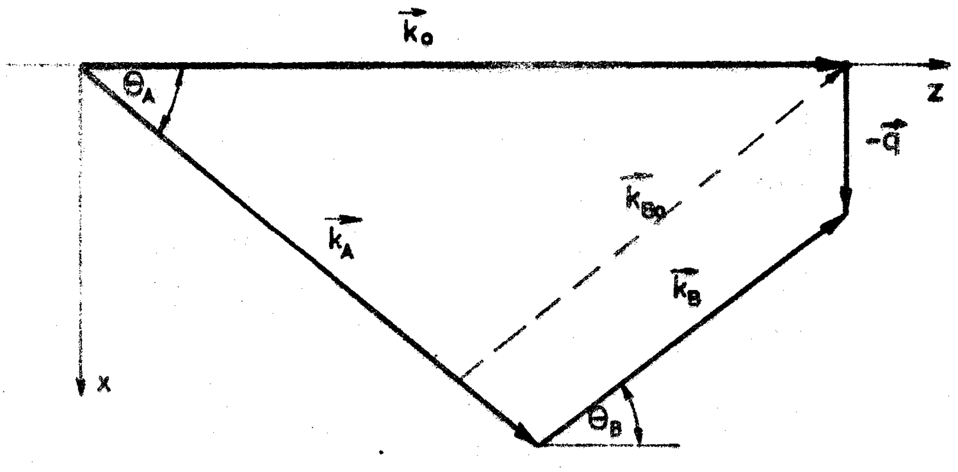
A




B




C




Slika 3.10. Šema ogleda (e,2e) sa simetričnom geometrijom.

A - $E_A = E_B$, $k_A = k_B$, $\emptyset_B = 0$, $\Theta_A = \Theta_B = \Theta$ je promenljivo

B - $E_A = E_B$, $k_A = k_B$, $\Theta_A = \Theta_B = \Theta$, $\emptyset$ je promenljivo

C - $E_A + E_B = $ const., $\Theta_A = \Theta_B = \Theta$, $\emptyset = 0$, $k_A = k_B = k$ je promenljivo

Kod koincidencije gde rasejani i izbačeni elektroni nisu u istoj ravni (Slika 3.10.B) uglovi $\theta_A = \theta_B = \theta$ se drže stalnima, a menja se azimutalni ugao $\emptyset_B$. Ovom geometrijom izabiraju se impulsi atomskog elektrona normalni na impuls upadnog elektrona, a vrednost impulsa odredjuje iz relacije (3.3.1).

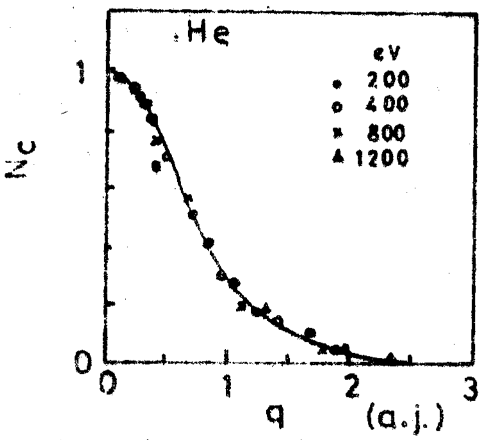
Treća mogućnost simetričnog ogleda (Slika 3.10.C) je da se drži stalnom vrednost energije vezivanja atomskog elektrona $\mathcal{E}_i$, a da se za stalne uglove $\theta_A = \theta_B = \theta$ menjaju vrednosti impulsa izbačenog i rasejanog elektrona uz uslov da im je zbir energija stalan. Ovakva kombinacija takodje izabira impulse atomskog elektrona normalne na pracav upadnog elektrona $\vec{k}_o$, vrednosti

$$q = 2 \cdot \Delta k \sin\theta_o = \Delta E/k_A \cdot \sin\theta_o \qquad (3.3.8)$$

gde je $\Delta k \approx \Delta E/2k_A$ za $(\Delta k/k)^2$ malo.

### 3.3.2. Podaci o strukturi atoma i molekula

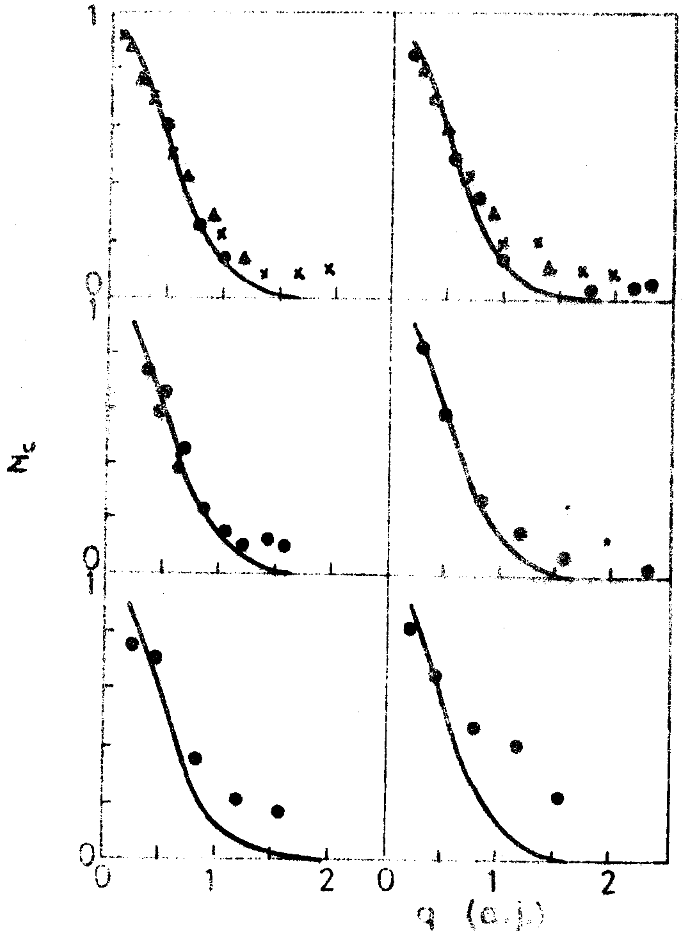
Nekoplanarna geometrija daje najbolje podatke za faktor $\rho(\vec{q})$ jer $f_\lambda$ u jednačini (3.3.3) ostaje gotovo konstantan pri promeni azimutalnog ugla $\emptyset$. Neki podaci dobijeni koincidentnom detekcijom elektrona iz procesa jonizacije atoma pokazani su na slikama 3.11. i 3.12. Na slici 3.11. data je zavisnost relativnog preseka za koincidentnu detekciju elektrona od impulsa atomskog elektrona atoma helijuma. Eksperimentalne tačke dobijene u ogledu uporedjene su sa normiranom krivom verovatnoće nalaženja elektrona u funkciji impulsa, pri čemu je za proračun korišćena talasna funkcija atoma helijuma po Hartee-Fock-u. Slaganje eksperimentalno dobijene i raspodele proračunate




Slika 3.11.
Raspodela impulsa elektrona atoma helijuma. Ogled: 200 eV, 400 eV 800 eV (Hood et al., 1973)

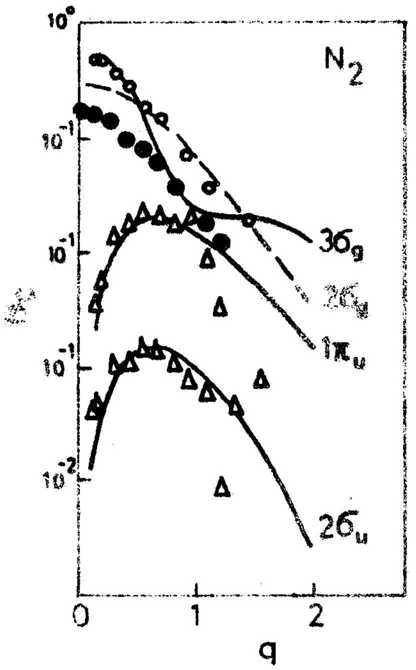
iz aproksimativnih relacija za talasne funkcije pokazuje veoma dobro slaganje, što govori u prilog valjanosti takvih talasnih funkcija za opisivanje atoma helijuma.

Na slici 3.12. pokazana je zavisnost relativnog preseka za elektrone izbačene iz 3p energijskog podnivoa atoma argona od impulsa atomskog elektrona. Krive su rezultat proračuna korišćenjem Hartree-Fock talasnih funkcija za elektrone u atomu argona. I u ovom slučaju slaganje ogleda i proračuna je veoma dobro, što potvrdjuje valjanost Hartree-Fock-ovih talasnih funkcija za opisivanje elektrona u atomu za više elektrona.




Slika 3.12
Raspodela impulsa elektrona atoma argona iz nekoplanarnog (e,2e) ogleda McCarthy and Weigold (1981) za razne energije upadnih elektrona: o - $E_0$ = 1200 eV, ▲ - 400 eV, x - 800 eV

Rezultati izučavanja molekula $N_2$ pokazani su na slici 3.13. (Weigold et al., 1975). Prikazana su četiri skupa tačaka dobijenih za različite energije vezivanja $\varepsilon_i$ elektrona u molekulu, što odgovara energijama različitih orbitala. Krive pretstavljaju rezultate dobijene teorijskim proračunima primenom talasnih funkcija za orbitale.

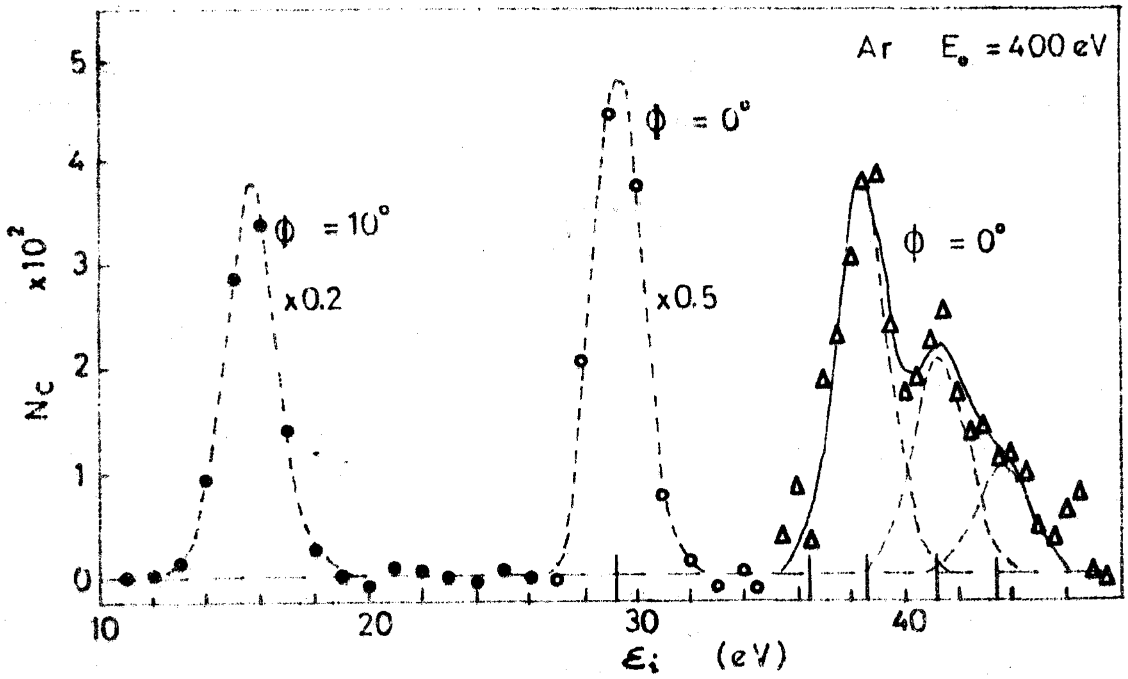



Slika 3.13.
Raspodela impulsa elektrona za nekoliko nivoa molekula azota. Tačke su iz ogleda (Weigold et al. 1975), a krive proračuni iz talasnih funkcija orbitala (Snyder and Basch, 1972).

### 3.3.3. Podaci o strukturi jona

Metoda (e,2e) odabira sopstvena stanja jona nastalog u procesu jonizacije, pa je stoga dobra za odredjivanje strukture jona.

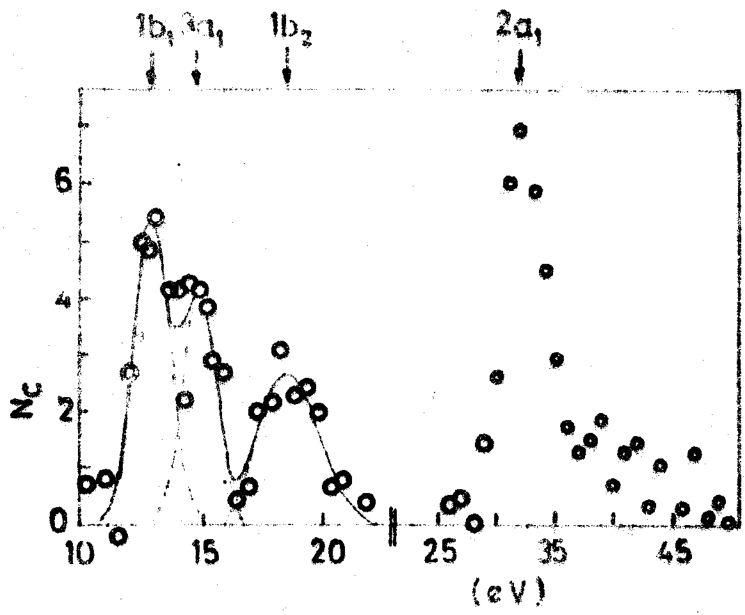
Na slici 3.15 pokazani su rezultati zavisnosti diferencijalnog preseka iz koincidentnog merenje na argonu za stalne uglove rasejanog i izbačenog elektrona, i dve vrednosti azimutalnog ugla izbačenog elektrona. Maksimumi na krivoj odgovaraju različitim stanjima jona, a raz-



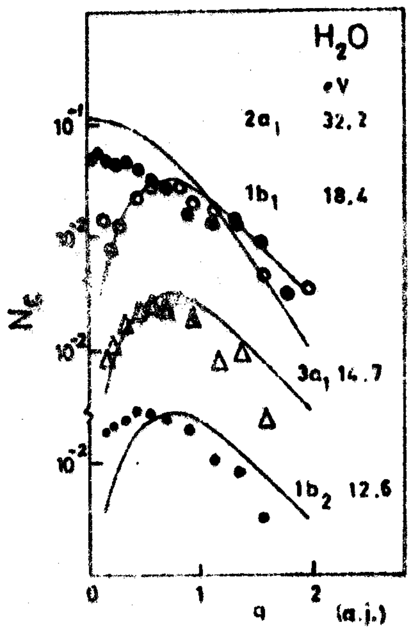

Slika 3.14. Diferencijalni presek za (e,2e) rasejanje za atom argona, u funkciji energije razdvajanja nivoa (McCarthy and Weigold, 1976)

likuju se po tome u kakvom je energijskom stanju jon ostavljen posle izbacivanja elektrona. Ovako izvedene vrednosti za sopstvene stanja jona veoma se dobro slažu sa podacima iz optičke te fotoelektronske spektroskopije. Prednost (e,2e) ogleda je upravo u tome što se za svaki maksimum na krivoj kao na slici 3.14. može da izvede merenje raspodele impulsa elektrona u atomu pre sudara i dobije time eksperimentalna potvrda o strukturi energijskog nivoa elektrona koji učestvuju u procesu jonizacije. (Weigold, et al., 1973) (McCarthy and Weigold, 1976).

Slična vrsta analize može da se izvede i za molekule, za šta je kao primer dat rezultat za molekul vode (Slika 3.15). Svaki maksimum na grafiku daje podatak o energiji veze elektrona u odredjenoj orbitali. Merenje raspodele impulsa elektrona za svaki od navedenih maksimuma daje podatke koji su uporedjeni sa proračunima izvedenim korišćenjem talasnih funkcija molekula vode (Slika 3.16)




**Slika 3.15.**
Diferencijalni presek za (e,2e) rasejanje na molekulu vode. Ugao rasejanja elektrona $\theta_A = 10^{\circ}$, ugao azimutalni izbačnih elektrona $\phi_B = 10^{\circ}$, a energija upadnih elektrona je 400 eV




**Slika 3.16.**
Raspodela elektrona u orbitalama $1b_1$, $3a_1$, $1b_2$ i $2a_1$ molekula $H_2O$ iz (e,2e) ogleda sa nekoplanarnom geometrijom (Weigold,1975) uporedjenja sa teorijski proračunatom raspodelom uz korišćenje talasnih funkcija orbitala. (Snyder and Basch, 1972).

## 4. LITERATURA

U. Amaldi, A. Egidi, R. Marconero and G. Pizzella
Rev. Sci. Instr., 40 (1969) 1001

M.Ya. Amusia, N.A. Cherepkov and L.V. Chernysheva
Phys. Lett. 40A (1972) 15

C. Backx, M. Klewer and M.J. van der Wiel
Chem. Phys. Lett., 20 (1973) 100

C. Badex, G.R. Widht, R.R. Tol and M.J. van der Wiel
J. Phys.B., At. Mol. Phys., 8 (1975) 2050

E. Baranger and E. Gerjouy
Proc. Phys. Soc. (London) 72 (1958) 326

E.C. Beaty, K.H. Hesselbacher, S.P. Hong and J.H. Moore
J. Phys.B., At. Mol. Phys., 10 (1977) 611

B.Bederson
In Atomic Physics 3, ed. by S.J. Smith, G.K. Walters (Planum Press, New York 1973) p. 401, and references therein

J. Berkowitz and H. Ehrhardt
Phys. Lett., 21 (1966) 531

K. Blum
XI ICPEAC, 1979, Book of Abstracts

K. Blum and H. Kleinpoppen
J. Phys. B., At. Mol. Phys., 8 (1975) 922

K. Blum and H. Kleinpoppen
Phys. Reports, 52 (1979) 203

K. Blum, F.J. da Paixao, and Gy. Csanak
J. Phys. B., At. Mol. Phys., 13 (1980) L257

G.R. Branton and C.E. Brion
J. Elec. Spectrosc. 3 (1974) 123

G.R. Branton and C.E. Brion
J. Elec. Sppectrosc. 3 (1974) 129

S.J. Buckman, C.J. Noble and P.J.O. Teubner
J. Phys. B., tt. Mol. Phys., 12 (1979) 3077

R. Camilloni, G. Stefani, R. Fantoni and A.Giardini-Guidoni
J. Elec. Spectrosc. 17 (1979) 209

R. Camilloni, A. Giardini-Guidoni, I.E. McCarthy and G.Stefani
Phys. Rev., 17A (1978) 1634

R. Camilloni, A. Giardini-Guidoni, I.E. McCarthy and G. Stefani
J. Phys. B., At. Mol. Phys., 13 (1980) 389

R. Camilloni, A. Giardini-Guidoni, R. Tiribelli and G. Stefani
Phys. Rev. Lett. 29 (1972) 618

T.A. Carlson and A.E. Jones
J. Chem. Phys., 55 (1971) 4913

A. Chutjian Bull.Am. Phys. Soc., 1975, p. 641

J. Cooper and R.N. Zare
in "Lectures in Theoretical Physics, Vol. 11C, Atomic Collision Processes", ed. S. Geltman, K. Mahantharapa and W. Brittin, Gordon and Breach, 1969, New York, p. 317

A.J. Dixon, S.T. Hood and E.Weigold
Phys. Rev. Lett. 40 (1978) 1262

H. Ehrhardt, K.H. Hesselbacher, K. Jung and K. Willmann
Case Studies in At. Phys., 2 (1971) 159

H. Ehrhardt, K. Jung and E. Schubert
in "Coherence and Correlation in Atomic Collisions", ed. H. Kleinpoppen and J.F. Williams, Plenum Press, New York, 1980. p. 41

H. Ehrhardt, M. Schulz, T. Tekaat and M. Willmann
Phys. Rev. Lett. 22 (1969) 89

Th. M. El-Sherbini and M. J. van der Wiel
Physica, 62 (1972) 119

M. Eminyan, K.B. MacAdam, J. Slevin and H. Kleinpoppen
J. Phys, B., At. Mol. Phys., 7 (1974) 1519

M. Eminyan, K.B. MacAdam, J. Slevin and H. Kleinpoppen
J. Phys. B., At. Mol. Phys. 8 (1975) 2058

U. Fano and J. H. Macek
Rev. Mod. Phys., 45 (1973) 553

M.R. Flannery and K.J. McCann
J. Phys. B., At. Mol. Phys., 8 (1975) 1716

L. Frost and E. Weigold
Phys. Rev. Lett. 45 (1980) 247

A. Giardini-Guidoni, R. Fantoni, R. Camilloni and G. Stefani
Comments Atom. Mol. Phys., 10 (1981) 107

A. Giardini-Guidoni, R. Camilloni and G. Stefani
in "Coherence and Correlation in Atomic Collisions", ed. H. Kleinpoppen and J.F. Williams, Plenum Press, New York,1980,p13

A.E. Glassgold and G. Ialongo
Phys. Rev., 175 (1968) 151

D. Hils, M.V. McCusker, H. Kleinpoppen and S.J. Smith
Phys. Rev. Letters, 29 (1972) 398

M.T. Hollywood, A. Crowe and J.F. Williams
J. Phys. B., At.Mol.Phys., 12 (1979) 819

S.T. Hood, I.E. McCarthy, P.J.O. Teubner and E. Weigold
Phys. Rev. A9 (1974) 260

S.T. Hood, E.Weigold and A.J. Dixon
J.Phys.B., At. Mol. Phys., 12 (1979) 631

R.G. Houlgate, J.B. West, K. Codling and G.V. Marr
J. Electr. Spectrometry 5 (1976) 218

K. Jung, H. Schubert, H. Ehrhardt and D.A.L. Paul
J. Phys. B, At. Mol. Phys. 9 (1976) 75

E.M. Karule and R.K. Peterkop
Atomic Collisions III, ed. by Y.Ia. Veldre Latvian
Academy of Sciences, Riga, USSR 1965.

D.J. Kenndedy and S.T. Manson
Phys. Rev., A5 (1972) 227

J. Kessler
Polarized Electrons, Springer-Verlag, Berlin
Heidelberg, New York, 1976.

J. Kessler, C.B. Lucas and L. Vušković
J. Phys. B., At. Mol. Phys., 10 (1977) 847

H. Kelinpoppen
Comments Atom. Mol. Phys., 6 (1976) 35

H. Kleinpoppen
Adv. in Atomic and Molecular Physics, Vol. 15, p. 423
Academic Press, New York, 1979.

H. Kleinpoppen and I. McGregor
in "Cogerence and Correlation in Atomic Collisions",
Plenum Press, New York, 1979. p. 109

E.W. Knapp and M. Schulz
J. Phys. B, At. Mol. Phys., 7 (1974) 1875

I. Macek and D.H. Jaecks
Phys. Rev., A 4 (1971) 2288

D.H. Madison
Conf.: "Coherence and Correlation in Atomic Physics
Book of Abstracts, UCL London, 1978

D.H. Madison and R.Lang
J. Phys. B. At. Mol. Phys., 14 (1981) 4137

I.C. Malcolm and J.W. McConkey
J.Phys. B., At. Mol. Phys., 12 (1979) 511

S.T. Manson
J. Elec. Spectrosc. 1 (1973) 413

I.E. McCarthy
in "Coherence and Correlation un Atomic Collisions",
ed. H. Kleinpoppen and J.F.Williams,
Plenum Press, New York, 1980., p.1

I.E. McCarthy and E. Weigold
Phys.Reports, 27C (1976) 277

P. Mitchel and K. Codling
Phys. Lett. 38A (1972) 31

R. Morgernstern, A. Niehaus and M.W. Ruf
Chem.Phys.Lett. 4 (1970) 635

I.C. Percival and M.J. Seaton
Phys. Trans. Roy. Soc. (London) A 251(1958) 113

D.F. Register, J. Trajmar and J. Srivastava
Phys. Rev. A, 21 (1980) 1134.

J.A.R. Samson
Phil. Trans. Roy.Soc. (London) A 268 (1970) 141

T. Scott and M.R.C. McDowell
J. Phys. B., At. Mol. Phys., 9 (1976) 511

L.C. Snyder and H. Basch
Molecular Wave functions and properties
Mc-Graw Hill, N.Y. 1972

M.Standage and H. Kleinpoppen
Phys. Rev. Lett. 36 (1976) 577

M. Standage and H. Kleinpoppen
IX ICPEAC, 1975, Book of Abstracts, p. 1140

G. Stefani, R. Camilloni and A.Giardini-Guidoni
Phys. Lett. 64A (1978) 364

V.C. Sutcliffe, G.N. Haddad, N.C. Steph and D.E. Golden
Phys.Rev., A17 (1978) 100

K.H. Tan, J.Fryar, P.S.Farago and J.W.McConkey
J. Phys.B., At. Mol. Phys. 10 (1977) 1073

L.D. Thomas,Gy.Chanak, H.A. Taylor and B.S. Yarlagadda
J. Phys.B.,At. Mol. Phys., 7 (1974) 71

A. Ugbabe, P.J.O. Teubner, E.Weigold and H. Arriola
J. Phys. B., At. Mol. Phys., 10 (1977) 71

M.J. van der Wiel and G. Wieber
Physica, 54 (1971) 411

M.J. van der Wiel and C.E. Brion
J. Elec. Spectrosc. 1 (1973) 443

M.J. van der Wiel and C.E. Brion
J. Elec. Spectrosc. 1 (1973) 309

L.Vriens
Physica 47 (1970) 267

D.A. Vroom. A.R.n. Comeaux and J.W. McGowan
Chem. Phys. Lett. 3 (1969) 476

L. Vušković and S.K. Srivastava
J. Phys. B., At. Mol. Phys., 13 (1980) 4849

D.W. Walker
Adv. Phys., 20 (1971) 257

H.R.J. Walters
J. Phys. B., At. Mol. Phys., 6 (1973) 1003
J. Phys. B., At. Mol. Phys., 9 (1976) 227

E. Weigold, L. Frost and K.J. Nygaard
Phys. Rev., A21 (1980) 1950

E. Weigold, S.T. Hood and P.J.O. Teubner
Phys. Rev. Lett., 30 (1973) 475

E. Weigold, S. Day, A. Dixon, I.E. McCarthy and P.J.O. Teubner
IX ICPEAC, 1975, Book of Abstracts, p. 492

W. Williams and S. Trajmar
J. Phys. B., At. Mol. Phys., 10 (1977) 1955

E. Wolf
Nuovo Cimento, 13 (1959) 1165

A. Zaidi, I. McGregor and H. Kleinpoppen
XI ICPEAC, 1979, Book of Abstracts, p. 170