

S E M I N A R

S. Cvejanović :

"O EKSPERIMENTIMA RADJENIM U GRUPI ZA
ELEKTRONSKO RASEJANJE U MANČESTERU-I"

Rezime održanog seminara:

Izlagatelj je u toj grupi proveo 2 godine na radu na jednoj od aparatura, i sada je izlagao pregled eksperimenata koji su se u to vreme radili u grupi, posebno se zadržavši na opisu rada tri aparature: ugaonog spektrometra, autojonizacionog spektrometra i aparature za proučavanje jonizacije u blizini praga.

Nakon što su izložene zajedničke osobine i principi rada svih aparatura u grupi, ove tri aparature su razmatrane u više pojedinosti.

1. Ugaoni spektrometar (John Comer, G. Joyez...)

Osobine ovog spektrometra (energetska rezolucija ispod 20 meV uz struju od 0,5 nA) ga stavljaju u red trenutno najboljih u svetu po rezoluciji.

Opisan je najnoviji rad na rezonancama u vodoniku (H_2) detektovanim u precizno definisanim izlaznim kanalima, koji su obuhvatali i razdvojene prelaze između raznih rotacionih nivoa molekula. Pravila izbora za rotacione prelaze, kao i energetska i ugaona zavisnost rezonanci su korišćeni za klasifikaciju nestabilnih stanja negativnog jona, a po prvi put je utvrđeno da ona obuhvataju i jasno definisano rotacione nivoe tog jona.

2. Autojonizacija energetska i ugaona analiza izbačenih elektrona. (Peter Hicks, J. Sharp)

Ovo je nova aparatura velike osetljivosti, za detekciju autojonizacionih nivoa pobuđenih u sudaru sa elektronima niskih energija. Zbog prirode procesa monohromatiza-

cija upadnog snopa nije potrebna.

Opisano je otkriće novog efekta od velikog teorijskog i praktičnog značaja: pomeranje praga za ekscitaciju autojonizacionih nivoa na veće energije, čak i za 1 eV (za $(2s^2)^3S$ stanje u He). To se reflektuje i na pomeranju i širenju te linije u spektru izbačenih elektrona, uz neobjašnjene interferencione efekte sa susednom linijom i kontinuumom, kada je pobudjivanje izvršeno na energijama bliskim pragu.

3. Jonizacija u blizini praga. S.Cvejanović, P. Read

Kinematički parametri paraelektrona posle jonizacije u blizini praga (energije i međusobni uglovi) su mereni na originalni način - preko analize "vremena preleta" u prostoru bez polja, koristeći koincidentnu tehniku razradjenu u nuklearnoj fizici. Za opseg upadnih energija od 0,2 do 0,8 eV iznad praga za jonizaciju pokazano je da rezultati klasične teorije

$$P(E_1) = \text{const}$$

$$P(\theta_{1,2}) = f(E), \quad f(E)^{1/2} = E^{1/4},$$

važe, što potvrđuje i klasično izveden zakon praga za jonizaciju (eksponent $n = 1.127$).

Na istoj aparaturi je otkrivena i nova tehnika za spektroskopiju pragova (ekscitacionih i jonizacionih) koja se po rezoluciji i čistoći pristupa pokazala boljom od dosadašnjih metoda. Tom metodom su dobijeni i novi podaci o pomeranju autojonizacionih pragova u He.

Još jedan efekt pragova je proučavan na ovoj aparaturi - "prelomi" (CUSP) u elastičnom preseku u He na energijama za pragove ekscitacionih nivoa. Detaljno je analiziran takav prelom za 2^3S nivo.

LABORATORIJA ZA ATOMSKU
I MOLEKULARNU FIZIKU

S2/1974.

Održan
11. januar 1974.

S E M I N A R

Danica Cvejanović:

"O EKSPERIMENTIMA RADJENIM U GRUPI ZA ELEKTRONSKO
RASEJANJE U MANČESTERU"- II

(Merenje srednjih života pobudjenih stanja
atomskih čestica)

Seminar predstavlja izveštaj o dvogodišnjem boravku i radu Danice Cvejanović u grupi za rasejanje elektrona, grupe za atomsku i molekularnu fiziku u Mančesteru. Eksperimenti o kojima će se govoriti obuhvataju radove na aparaturnama za merenje srednjih života pobudjenih stanja atomskih čestica.

U Mančesteru postoje tri aparature za merenje života pobudjenih stanja. Dve koje koriste elektron-foton koincidentni metod veđdaju rezultate dok je treća, foton-foton, bila u izgradnji. Elektron foton aparature su izgrađjena na isti način kao i ostali spektrometri koji se grade u Mančesteru. Elektron foton spektrometri radě sa rezolucijom 50-80 meV ili niže ukoliko to eksperiment zahteva. Elektron optika je veoma pažljivo proračunata. Delovi elektroda koje vidi elektronski snop načinjene su od molibdenskog lima a noseći delovi od ferija. Difuzione pumpe su živine, što se smatra bitnim za rad spektrometra.

Spektrometar se ne peče i radi stabilno u dužini vremenskim intervalima. Za rad sa metalnim parama konstruisana je jedna nova peć čiji opis će biti dat u seminaru.

Elektron-foton koicidentni metod meri distribuciju vremenske razlike izmedju prispeća elektrona koji je pobudio

atom i fotona koji je nastao deekscitacijom. Korišćenjem sfernog analizatora neelastično rasejani elektroni u pravcu unapred selektuju se po gubitku energije i željena grupa izdvaja se za detekciju. Kao detektor koristi se kanalni elektronski multiplikator (channeltron). Fotoni od interesa koje pobudjeni sistem emituje, izdvajaju se pomoću optičkog filtra i detektuju brzim fotomultiplikatorom. Signal koji potiče od detekcije elektrona vidi se preko ORTEC-ovog "time-pickoff"-a na "start" stranu jednog pretvarača vreme-amplituda (TAC-a), dok se signal sa fotomultiplikatora vodi takođe preko "time-pickoff"-a i linije za kašnjenje na "stop". Izlaz iz TAC-a vodi se u višekanalni analizator gde se različite amplitude svrstavaju u razne kanale memorije. Kao rezultat dobije se u memoriji akumulirana eksponencijalna kriva koja predstavlja zavisnost broja uništavanih stanja od vremena proteklog od pobudjivanja. Analizom pomoću računara dobijaju se parametri ove eksperimentalne krive.

Na elektron foton aparaturama uradjeni su sledeći eksperimenti.

- 1) Merenje života pobudjenih stanja atoma i molekula. Rad na molekulima obuhvata i merenje života pobudjenih vibracionih nivoa.
- 2) Merenje života pobudjenih stanja jona.
- 3) Merenje života pobudjenih stanja slobodnih radikala dobijenih disocijacijom poliatomskih molekula udarom elektrona.
- 4) Ispitivanje disocijacije poliatomskih molekula.
- 5) Merenje polarizacije emitovane svetlosti.

Za eksperimente pod 2,3 i 4 nije potrebna dobra rezolucija na elektronskoj strani.

U seminaru će biti dat opis ovih pet eksperimenata i pregled rezultata.

S E M I N A R

Iztek Čadež:

"O REZONANTNOJ VIBRACIONOJ EKSCITACIJI
MOLEKULA CO₂"

Ispitivana je rezonantna vibraciona ekscitacija molekula CO₂ udarom elektrona. Ovo ispitivanje je vršeno u energetskoj oblasti od 3 do 5 eV gde se nalazi najniže stanje negativnog molekularnog jona CO₂⁻.

Osnovno elektronsko stanje molekula ugljendioksida je linearno i pripada grupi D_{∞h}. Postoje tri načina oscilovanja ovakvog molekula: simetrično rastežući ($\hbar\omega_1=168$ meV), savijajući ($\hbar\omega_2=83$ meV); i asimetrično rastežući ($\hbar\omega_3=297$ meV). Rasejanje elektrona na molekulu CO₂ bilo je ispitivano od strane Bonness i Hasted-a (1966), Boness i Schulz-a (1968), Andrick i Donner-a (1970), Sanche i Schulz (1973) i drugih. U oblasti energija elektrona između 3 i 5 eV preseki za elastično rasejanje i za vibracionu ekscitaciju su veoma povećani. Tu se takođe nalazi prvi maksimum za disocijativni zahvat (formira se O⁻). Ovo ukazuje na postojanje elektronskog stanja negativnog jona CO₂⁻ u ovoj energetskoj oblasti tako da tu dolazi do rezonantnog rasejanja. Poluempirijski račun Claydon, Segal i Taylor-a (1970) je pokazao da tu postoji stanje jona CO₂⁻ $^2\Pi_u$ koje je u ravnotežnom položaju savijeno pod uglom od 134° (te se cepa na dva nivoa A₁ i B₁ grupe C_{2v}).

Eksperimentalno smo detaljnije ispitali neke karakteristike elektronskog rasejanja u oblasti pomenute rezonance. Uredjaj na kome je ovo radjeno se sastoji od dva cilindrična (127°) monohromatora. Jedan, selektor, formira monoenergetski snop elektrona, a drugi, koji u odnosu na elektronski snop može da rotira, analizira rasejane elektrone. Normalno na ravan rotacije analizatora a kroz centar prolazi molekularni snop na kome se vrši rasejanje. Energetsko razlaganje je za spektre gubitaka energije bilo 50-60 meV (odn. oko 30 meV za ekscitacione funkcije). Ispitivani su spektri rasejanih elektrona na

raznim uglovima i ekscitacione funkcije.

Na malim uglovima rasejanja (10° i 20°) najveći je doprinos elektrona koji su izvršili ekscitaciju simetrično rastežućih oscilacija. Zbog toga su na 20° snimljene ekscitacione funkcije prvih osam vibracionih nivoa (od (100) do (800)). Ovde je zapažena oscilatorna struktura u ekscitacionim funkcijama koja je sve izraženija sa višim vibracionim nivoima. Pri tome se maksimumi ove strukture pomeraju ka većim energijama.

Slično ponašanje kod dvoatomskih molekula je potpuno objašnjeno od strane Herzenberg-a (1968) - tzv. bumerang model. Zapažena struktura u CO_2 može se kvalitativno razumeti proširivanjem bumerang modela na višeatomske molekule. U ovom slučaju je nuklearno kretanje znatno komplikovanije jer se sistem negativnog jona nalazi daleko od ravnotežnog položaja gde bi uvođenje normalnih koordinata bilo razumno. Ipak, eksperimentalne činjenice upućuju na zaključak da je u kratkoživućem negativnom jonu kretanje uglavnom u simetrično rastežućem smislu te i energetska varijacija odgovarajuće komponente nuklearne talasne funkcije je sličnog tipa kao i kod dvoatomskih molekula. Ovakvo objašnjenje eksperimentalnih podataka dopunjuje sliku ove niskoenergetske rezonance time što se odnosi na početni deo života negativnog molekularnog jona.

Ovi rezultati su dobijeni na eksperimentalnom uređaju u Laboratoriji za čestičnu fiziku i optiku u Parizu tokom saradnje sa Dr. M. Tronc i Dr. R. Hall-om a biće objavljeni u vidu pisma uredništvu u J. Phys. B.

Literatura:

- Andrick D. i Danner D., 1970 (neobjavljeno)
Boness M.J.W. i Hasted J.B., 1966, Phys.Let. 21, 526-8
Boness M.J.W. i Schulz G.J., 1968, Phys.Rev.Let., 21, 1031-4
Claydon C.R., Segal G.A. i Taylor H.S., 1970, J.Chem.Phys. 52, 3387-98
Herzenberg A., 1968, J.Phys.B. 1, 548-58 (videti i Birtwistle D.T. i Herzenberg A., 1971, J.Phys.B, 4, 53-70)
Sanche L. i Schulz G.J., 1973, J.Chem.Phys., 58, 479-93.

S E M I N A R

Leposava Vušković:

MERENJE POLARIZACIJE SPORIH ELEKTRONA ELASTIČNO
RASEJANIH NA ATOMU KSENONA

Eksperiment o kome će biti reči izveden je u Fizičkom institutu Univerziteta u Münster-u, a u grupi za atomsku fiziku kojom rukovodi Prof. J. Kessler.

Snop elektrona zvaće se polarizovan ukoliko spin elektrona ima određenu (željenu) orijentaciju. U slučaju da svi elektroni imaju spinove orijentisane u istom pravcu, snop će biti totalno polarizovan. Naime, stepen polarizacije biće 100%, ili, polarizacija je jednaka jedinici. U opštem slučaju, polarizacija se definiše

$$P = \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}},$$

gde su N_{\uparrow} i N_{\downarrow} brojevi elektrona čiji je spin paralelan, naime, antiparalelan sa željenim pravcem.

Pogodan način za izdvajanje onih elektrona iz snopa koji imaju određenu orijentaciju spina, jeste rasejanje elektrona na nepolarizovanim, teškim atomskim česticama. Ovaj metod se zove Mott-rasejanje. Spin polarizacija uslovljena je spinsko zavisnom interakcijom, tj. sprezanjem spina i momenta putanje.

Elektroni rasejani na atomu u pravcu napred u određen prostorni ugao, u opštem slučaju su polarizovani iako su i atom i upadni elektron bili prethodno nepolarizovani. Ta polarizacija može grubo da se objasni na sledeći način: upadni nepolarizovani snop elektrona može da se shvati kao

da se sastoji od jednog broja elektrona suprotno usmerenih spinova. U toku procesa rasejanja elektroni su izloženi delovanju Kulonovog potencijala i spin-orbit potencijala. Pošto ovaj drugi deluje na različit način na elektrone suprotnih spinova, može se očekivati različiti broj elektrona rasejanih u određen prostorni ugao sa suprotnim spinovima. U skladu sa definicijom stepena polarizacije, različit broj elektrona suprotnih spinova znači da je snop polarizovan.

Pošto je spin orbitno sprezanje uzročnik polarizacije rasejanih elektrona, ovaj efekat je najviše izražen kod rasejača sa velikim atomskim brojem. Zato su najčešće kao mete korišćeni tanki slojevi zlata ili snopovi atoma žive.

Kriva polarizacije u funkciji ugla rasejanja je veoma komplikovana funkcija. Karakteristična osobina te krive jeste da se maksimumi polarizacije javljaju uvek blizu minimuma funkcije. To je nepogodna okolnost ako želimo da koristimo rasejane elektrone niskih energija kao izvor polarizovanih elektrona. I pored toga, pažljivom konstrukcijom mogu da se dobiju upotrebljive struje polarizovanih elektrona.

U eksperimentu o kome je reč, korišćeno je rasejanje na tankoj foliji zlata, ali ne u cilju dobijanja polarizovanog snopa elektrona, već za merenje stepena polarizacije elektrona nakon rasejanja. Ustvari, ogled se sastojao u proizvodjenju snopa elektrona u jednostavnom topu koji se rasejava na snopu ksenonovih atoma. Elektroni, elastično rasejani pod različitim uglom, odvojeni su od svih ostalih elektrona "filter-lenc" analizatorom. Dalje, električno rasejani elektroni su ubrzavani na 120 keV i sa tom energijom upućivani na zlatnu foliju. Jedan deo elektrona prolazi kroz nju i detektuje se u Faradejevom kavezu. Drugi deo elektrona se rasejava i pada pod određenim uglom na dva simetrično postavljena detektora. Razlika u broju elektrona koji padaju na bočne detektore jeste merilo stepena polarizacije upadnog snopa.

Merenja su vršena sa energijama elektrona od 150 - 1200 eV. Polarizaciju elektrona rasejanih na atomu ksenona

merio je Schakart u Mainz-u ali u energetskom intervalu od 40 - 150 eV. U našem energetskom domenu postoje proračuni sasvim skorog datuma učinjeni od strane D.W.Walker-a i M.Fink-a i A.C.Yates-a. Slaganja sa našim merenjima su zadovoljavajuća.

Rezultati merenja su upravo prijavljeni za Nemačku nacionalnu konferenciju koja se održava u martu 1974. godine.

L. Vušković

LABORATORIJA ZA ATOMSKU
I MOLEKULARNU FIZIKU

S5/1975
1.02.1974.
Beograd

S E M I N A R

Jelena Jovanović-Kurepa

"ON-LINE" KOMPJUTER PRI MERENJU EKSCITACIONIH
FUNKCIJA He

Na ovom seminaru izložiću rezultate rada sa svog specijalističkog boravka u okviru teme

"Merenje ekscitacionih funkcija He".

Tematski ovaj eksperimentalni rad je nastavak mog prethodnog istraživačkog boravka na Fizičkoj katedri Univerziteta u York-u.

Eksperimentalni uređaj za merenje ekscitacionih f-ja He sastojao se ranije od sledećih osnovnih elemenata: ultravisokog vakuuma, sfernog monohromatora elektrona sa promenljivim razlaganjem (E od 33 meV do 13 meV), ćelije sa gasometom, kolektora elektrona i multiskalera (PIP-400 Victoreen). Multiskaler je u ovom eksperimentu bio glavni deo detekcionog sistema i služio je da dobijeni fotonski signal iz ekscitacionog procesa bude u njemu registrovan. Sem ovog osnovnog zadatka - dvoparametarskog detektora (signal-br.kanala PIP-400) koristio se i za definisanje energije elektrona u toku ekscitacionog procesa.

Međutim, u toku rada sa ovakvim dvoparametarskim detektorom, uvidelo se ograničenje u njegovoj primeni, a posebno kod merenja polarizacionih krivih nekog ekscitovanog stanja. Naprimer u ovom slučaju bilo je neophodno istovremeno registrovati 4 veličine (I_{II} , I_I , B - osnovni signal, i E elektrona). Ovo se nije moglo postići na jednostavan način upotrebom multiskalera a i principijelno je bilo i nemoguće direktno dobiti traženu veličinu $P = \frac{I_{II} - I_I}{I_{II} + I_I}$ - konačan cilj eksperimentalnog rada. Stoga se prišlo u ovom eksperimentu zameni multiskalera malim - mini kompjutorom.

Uopšte uzevši mali kompjuter kao instrumenat u Fizičkoj laboratoriji, a u odnosu na standardni multiskaler, ima više-struke prednosti.

- može se načiniti n-parametarskim detektorom;
- može kontrolisati eksperimentalne uslove (rad slavina, rotatora, itd.)

- mogu se koristiti automatski njegova aritmetička svojstva sa ciljem da eksperimentator dobije već obradjene podatke eksperimenta (fit, izračunat faktor, nacrtanu krivu, itd.)

- oslobadja eksperimentatora rutinskih poslova;
- iz eksperimentalnih podataka eliminiše subjektivnu grešku, itd.

Medjutim, osnovni nedostatak pri masovnijoj primeni ovakvih univerzalnijih detektora je još uvek njihova cena i ne postojanje većeg broja stručnog kadra specijalizovanog za adaptaciju na tzv. "on-line" radni laboratorijski rešen.

U Odeljenju elektronske spektroskopije na Fizičkoj katedri Univerziteta u York-u nabavljen je mali kompjuter Engleske firme Digico Ltd. - model Micro 16. Utroškom 12 men - years (4 čoveka radila po 3 godine) on je od aritmetičke mašine dodatkom 7 različitih elektronskih jedinica - interfaza - preveden u vrlo fleksibilan uređaj koji je bio u stanju da istovremeno kontroliše 5 eksperimenata i istovremeno obavlja i sve standardne aritmetičke operacije za 1 od eksperimenata (crta grafike, usređjava rezultate, otkucava podatke, projektuje podatke na osciloskopu, itd.).

Tako je Micro 16 bio programiran da pri merenju npr. ekscitacionih f-ja He obavlja 6 radnih zadataka (ExpI), kod drugog eksperimenta (ExpII) 8 radnih zadataka (eksperiment Energy Loss-a) itd.

Ovom prilikom želim da Vam izložim sledeće:

(1) Kakve mogu biti primene "on-line" kompjutera, demonstrirano na primeru Fizičke katedre u York-u.

(2) Što je blok šema digitalnog kompjutera i kakva je veza kompjuter-interfaza-eksperimentat.

(3) Kakav je zadatak fizičara pri puštanju u rad kompjutera "on-line" kada postoje odgovarajući "hardware" i "software" elementi.

(4) Kakav je postupak puštanja u rad ExpI - kao primer komuniciranja eksperimentatora sa mašinom.

i

(5) Šta su rezultati merenja ekscitacionih f-ja u He za 7 ekscitacionih f-ja Helijuma:

$3^3S - 2^3P$

$5^3S - 2^3P$

$6^1S - 2^1P$

$3^1S - 2^1P$

$5^1S - 2^1P$

$3^3P - 2^3S$

$5^1D - 2^1P$

S E M I N A R

Aleksandar Stamatović

OSNOVI KVADRUPOLNOG MASENOG FILTRA I METODIKE
KALIBRACIJE PRI PRIMENI ZA MERENJE GASNIH ZA-
GADJENJA U ATMOSFERI

Maksimalne dozvoljene koncentracije (MDK) gasnih zagađivača slobodne (otvorene) atmosfere su uglavnom od reda veličine ppm (jedan deo na milion) do reda veličine promila. Postojećim zakonskim propisima određene su MDK za oko 300 različitih zagađivača. Ovaj broj je daleko od maksimalnog, tj. broj različitih mogućih zagađivača u praksi je znatno veći.

Polazeći od ovih činjenica tražio se odgovor na pitanje koja bi analitička instrumentacija bila najpogodnija za analizu što većeg broja gasnih zagađivača i to po mogućnosti "na licu mesta".

U doba donošenja odluke jedna od alternativa je bila naročito privlačna: mali (po dimenzijama) kvadrupolni maseni analizator rezidualnih gasova /1,2/. U ovom konkretnom slučaju radi se o QUAD 150 A analizatoru rezidualnih gasova, proizvod firme VARIAN, te će se u daljem navoditi kao QUAD.

U osnovi ovaj instrumenat predstavlja filter masa relativno velike moći razlaganja i transparentije. Maksimalna osetljivost odgovara parcijalnom pritisku od oko 10^{-14} torr-a. No, pri ovome treba imati u vidu da je za rad QUAD-a neophodno da totalni pritisak ne bude veći od 10^{-4} torr-a. Atmosfera koja se analizira mora da se uvodi u QUAD tako da se zadovolji gornji uslov. To se postiže posebnim ventilom kojim se može podešavati "curenje" atmosfere u vakuum sistem u kome se nalazi QUAD. Da bi se, dalje, obezbedilo uzimanje uzoraka atmosfere na određenom mestu i pod relativno istim uslovima, projektovan je sistem za uvođenje gasnih uzoraka u QUAD. Pored navedenog, ovaj sistem treba da omogući kalibra-

ciju i relativno čestu i laku proveru kalibracije QUAD-a.

Blok šema vakuum sistema i sistema za uvođenje gasa je data na slici 1. Kalibracija i provera kalibracije se vrši pomoću nekoliko balona koji su tako montirani da se mogu lako skinuti (sa zatvorenim slavinama). Pri kalibraciji se smeša gasova pravi u samom sistemu za uvođenje, tako da se ista koncentracija zagađivača nalazi i u balonima. Po završenoj pripremi izvrši se analiza na QUAD-u a rezultati se kalibrišu pomoću rezultata hemijske (reagens) analize sadržaja balona. Ponovna kalibracija se može vršiti bilo na isti način ili preko provere rezultata merenja zagađivanja atmosfere hemijskom analizom sastava sadržaja balona pri mernim uslovima.

Kombinacija QUAD-a i sistema za upuštanje gasa treba da omogući brzu i relativno tačnu analizu gasnih zagađivača atmosfere. Prednosti ovakvog sistema su:

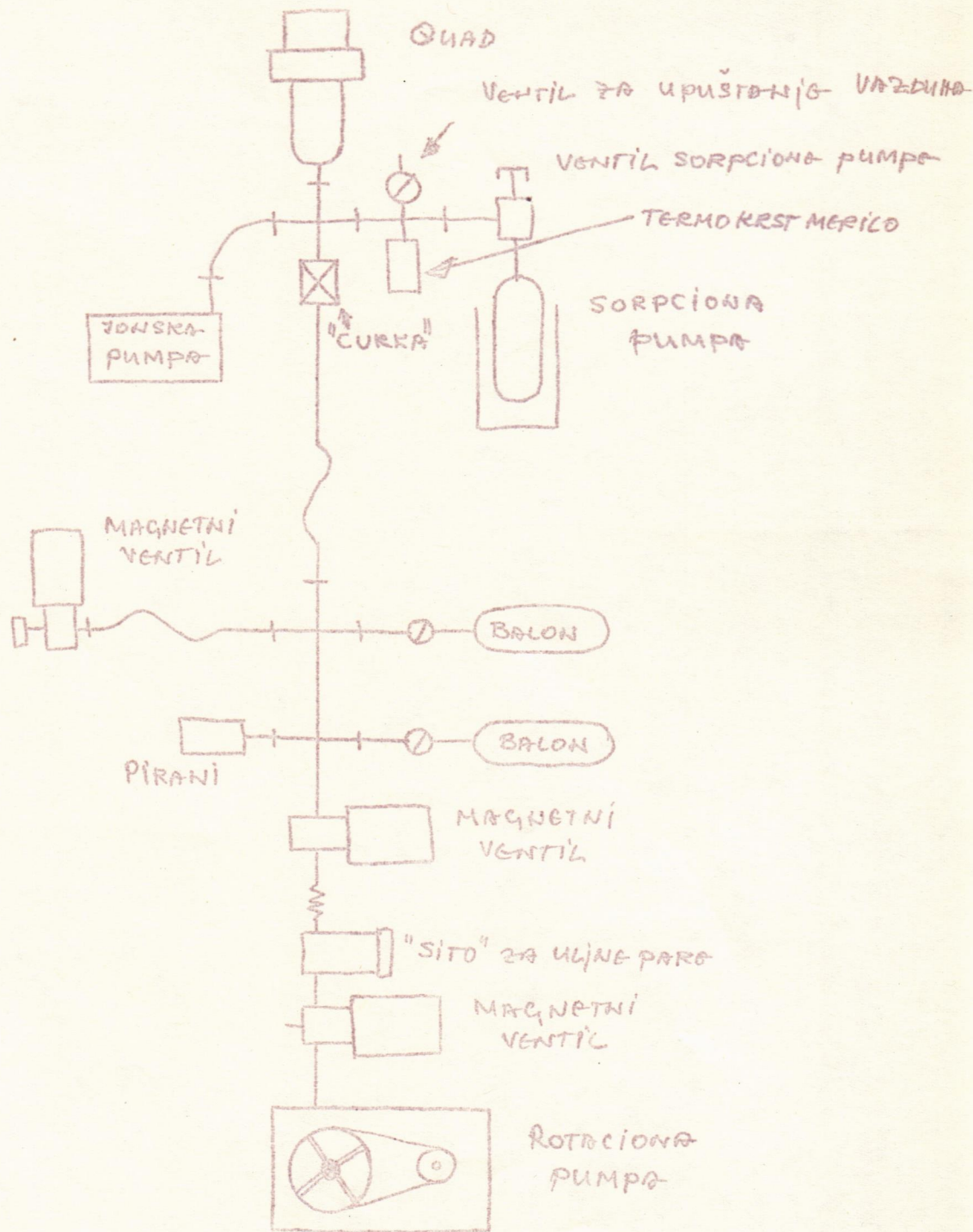
- univerzalnost u pogledu vrste zagađivača,
- brzina odgovora,
- relativna kompaktnost,
- velika osetljivost i selektivnost,

dok pored ostalih ima i sledeće mane:

- ne mogu se odredjivati koncentracije onih zagađivača koji imaju osnovni jon istog e/m kao glavni sastojci atmosfere i reziduala u vakuum sistemu,
- brzina odgovora,
- relativna komplikovanost opsluživanja.

Literatura:

1. QUAD 150 A Residual Gas Analyser, Instruction Manual
Electronic Associates Inc. Instruments Division, Palo Alto,
California
2. Jozo Jureta, Magistarska teza, PMF Beograd, 1973.



Slika 1. Blok šema vakuum sistema i sistema za upuštanje gasa.

S E M I N A R

A.R.Tančić:

ELASTIČNO RASEJANJE SPORIH ELEKTRONA NA ATOMU
(primena metode mnogih tela)

Konstruisanje teorije mnogoelektronskih atoma traži razradjivanje približnih metoda za rešavanje Šredingerove jednačine za sistem od velikog broja elektrona koji se kreću u Kulonskom polju jezgra. Dugo godina je u suštini postojao samo jedan metod-metod samousaglašenog polja Hartri-Foka (HF). Metod HF je zasnovan na tome da se elektroni u atomu kreću nezavisno jedan od drugoga u nekom srednjem polju. U okviru ovog metoda sa dosta velikom tačnošću mogu se opisati energija osnovnog stanja, srednji radijusi i niz drugih karakteristika atoma.

U aproksimaciji HF elektron-elektron interakcija se ne uračunava tačno. Deo interakcije koji se ne uračunava naziva se neposrednom ili rezidualnom. Ona dovodi do suštinskih popravki u nezavisnom jednočestičnom kretanju elektrona koje je opisano HF aproksimacijom. Ove korekcije su utoliko veće ukoliko je veći broj elektrona i nazivaju se mnogočestične ili korelacione. Jedan od pravaca u izračunavanju korelacija elektrona bazira se na primeni metoda teorije mnogih čestica.

Elastične sudare niskoenergetskih elektrona proučavao je veliki broj autora. Totalni i diferencijalni presek za ovakvu vrstu sudara kao i energetski pomeraj nivoa (biće razmatran prevashodno atom He) mi smo dobili koristeći sopstveno energetski deo jednočestične Grinove funkcije u aproksimaciji RPAE (aproksimacija slučajnih faza sa izmenom).

RPAE je prevashodno korišćena za izračunavanje određenog broja atomskih karakteristika, a može se uspešno primeniti i za izračunavanje sopstvenoenergetskog dela jednočestične Grinove funkcije. Ovo daje mogućnost da se bolje opišu procesi

rasejanja elektrona na atomima i korekcije energetske nivoa u uporedjenju sa vrednostima dobijenim u HF aproksimaciji.

Kao što je poznato, elastično rasejanje elektrona na atomu može da se na zadovoljavajući način opiše pomoću optičkog modela.

Saglasno tome, potražićemo da operator jednočestične interakcije V_{opt} zadovoljava sledeći uslov: rešenje jednačine zadatka rasejanja

$$\left(-\frac{\nabla^2}{2} + V_{opt}\right)\Psi = E\Psi$$

opisuje elastično rasejanje u razmatranom sistemu mnogih čestica. Ako se $V_{opt}^{(I)} = V_{opt} - V_{opt}^{(O)}$ može razmatrati kao mala perturbacija, a za $V_{opt}^{(O)}$ uzme potencijal HF, posle jedne parcijalne analize, može se pokazati da se fazni pomeraj (za male parcijalne faze) može predstaviti u obliku:

$$\Delta\delta_l(E) = -T \langle \Psi_{El} | \Sigma | \Psi_{El} \rangle,$$

gde su Ψ_{El} HF talasne funkcije rasejanog elektrona, a Σ je sopstveno energetski deo koji se poklapa sa V_{opt} standardne teorije rasejanja. Najbitniji doprinos u $\Delta\delta_l$ potiče od dijagrama drugog reda, što je u punom skladu sa rezultatima Kelija (1967, 1968).

Konkretni proračun je vršen na helijumu. Fazni pomeraji su izračunati za prva tri parcijalna talasa. Dobijeni rezultati za totalni i diferencijalni presek su pokazali dobro slaganje sa eksperimentalnim rezultatima.

Literatura:

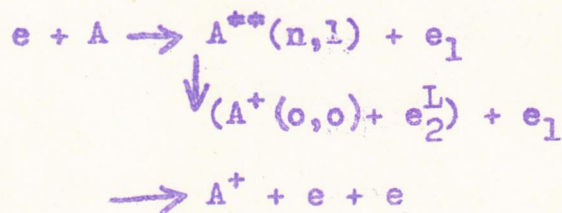
- 1.M.Ya.Amusia in VIII ICPEAC, Invited Papers, Beograd.
- 2.N.P.Kelly, Phys.Rev., 160, 44(1967), 171, 54 (1968)
- 3.M.Ya.Amusia, N.A.Cherepkov, L.V.Chernisheva, Zh.Eksp.i Teor.Fiz., 60,160 (1971).

S E M I N A R

Slobodan Cvejanović

NAJNIŽI AUTOJONIZACIONI NIVOI U He I SPECIJALNI
EFEKTI KOD NJIHOVOG POBUĐJIVANJA U BLIZINI PRAGA

Šematski prikaz reakcije:



Vreme života pobudjenog stanja u odnosu na autojonizaciju je reda veličine 10^{-14} sec, što unosi odgovarajuću širinu u njegovu energiju. Interakcija emitovanog elektrona e_2^L sa odgovarajućim iz direktne jonizacije daje rezonantni ("Fano-ov") profil tim linijama.

Doprinos autojonizacionih stanja totalnoj jonizaciji može biti vrlo veliki, i veći od direktnog procesa.

Podatke o autojonizacionim nivoima daju

1. spektri elektrona e_1 - takozvani ekscitacioni spektri. Ako je analizator podešen da prima samo elektrone "nulte" energije, menjanjem upadne energije dobija se spektar pragova. Tri takva spektra dobijena metodom "trapa", "čistača" i novom spektrometerskom metodom će biti upoređena i diskutovana.
2. Zatim, isti podaci se mogu dobiti i analizom elektrona e_2 , - iz takozvanog emisionog spektra. Upravo u takvom merenju na aparaturi za emisione spektre iz jonizacije je načinjeno otkriće dalekosežnog značaja, neophodno i za ispravniju analizu spektara pragova. Iz zapaženog pomerenja srednjih energija nekih od autojonizacionih nivoa,

obrnuto srazmernom preostaloj energiji rasejanog elektrona, zaključeno je da se ta stanja ne mogu pobuditi u sudaru sa elektronima u blizini svog praga, tj. da im je prag pomeren naviše za vrednost obrnuto srazmernu vremenu života za autojonizaciju. Ti rezultati će takodje biti prikazani.

Moguća stanja u kontinuumu su

1. moguća stanja dvoelektronske konfiguracije
2. koja nije nemoguće ekscitovati elektronskim udarom

To su:

	sa energijom (eV)
$(2s^2) 1s$	57.82
$(2s2p) 3p^0$	58,34
$(2p^2) 3p$	59.64
$(2p^2) 1d$	59.95
$(2s2p) 1p^0$	60.12
$(2p^2) 1s$	62.0

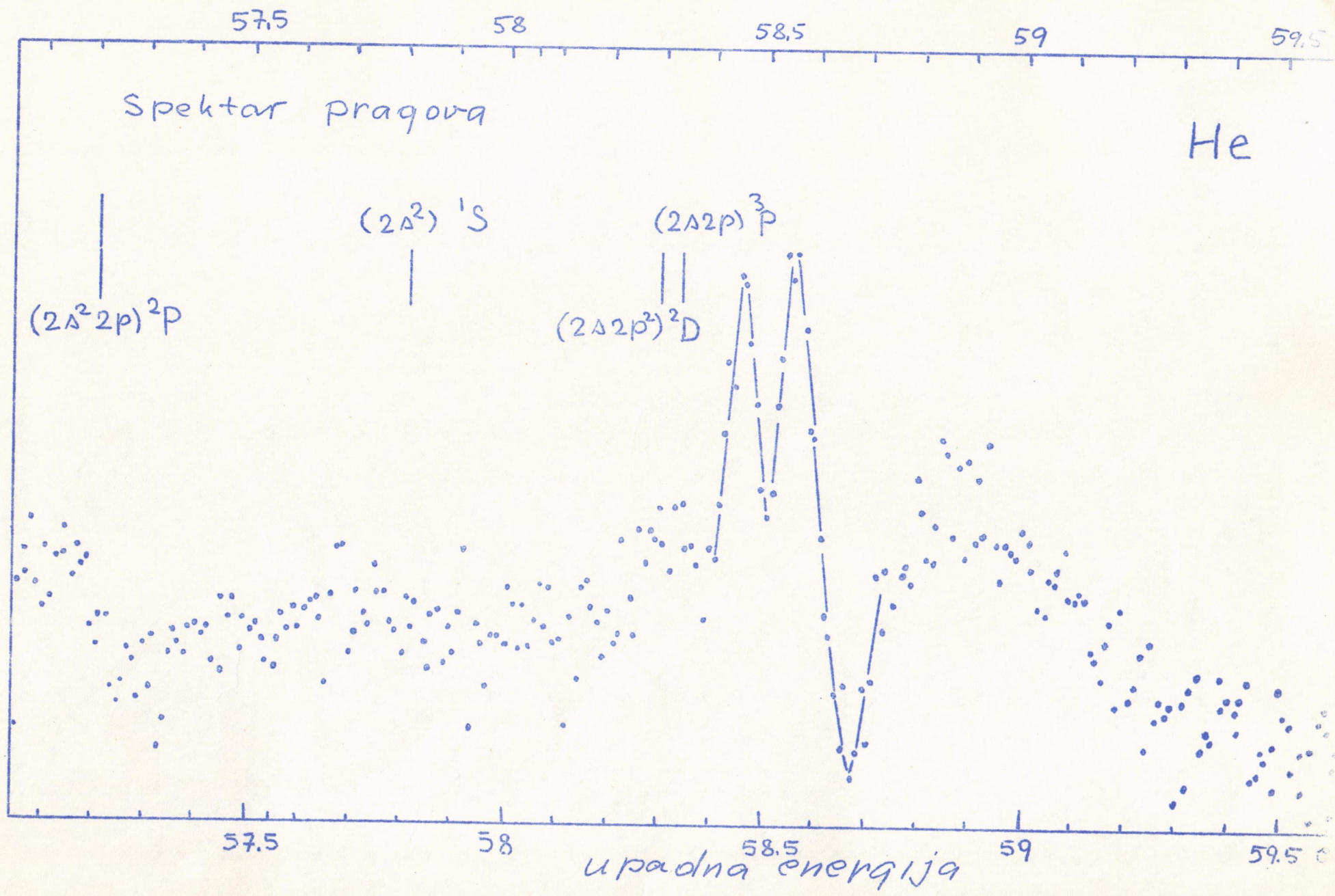
itd.

Jedino je elektronska ekscitacija stanja $(2p^2) 3p$ nepodesne parnosti, i ono se ne pojavljuje u spektrima pobudjenim elektronskim udarom. Slično se pokazuje da su moguće rezonance u ovoj oblasti, navedene prema rastućim energijama:

$(2s^2 2p) 2p$	57.2
$(2s2p^2) 2d$	58.3
$(2s2p^2) 2s$	
$(2p^3) 2p$	

Rezonanca $2s$ bi trebala da se nadje iznad stanja $(2s2p) 3p$, svog najnižeg roditelja, i očekuje se da je zbog toga suviše kratkog života (velike širine) da bi se mogla opaziti.

Na slici (1) je prikazan spektar pragova u autojonizacionoj oblasti, načinjen februara 1972. u Mančesteru. Energetska skala je kalibrisana u odnosu na prve ekscitacione nivoe $(1s2s) 3s$, $1s$ na 19.82 i 20.62 eV. Dok se energije rezonanci dobro poklapaju, ostale strukture se ne mogu automatski pripisati autojonizacionim nivoima, čiji nivoi su označeni, i kompleksniji su nego što se to moglo očekivati. Postupak njihove identifikacije će biti izložen na seminaru.



S E M I N A R

Milan Kurepa

APSOLUTNO ODREĐJIVANJE PRITISKA GASA
U OGLEDIMA ZA MERENJE PRESEKA

Pri određivanjima preseka za interakcije između atomskih čestica jedan od parametara jeste i koncentracija čestica mete. Ona se najčešće izražava i meri preko pritiska gasa. Nažalost, određivanje vrednosti pritiska gasa, iako na izgled trivijalan zadatak, za sada nije rešeno na zadovoljavajući način.

Do nedavno pritisak gasa bio je u ogledima određivan korišćenjem kompresionog živinog manometra (McLeod), ili jonizacionog merača. No, detaljnija izučavanja pokazala su da ta dva merila ne zadovoljavaju neke od osnovnih uslova za ovakvu vrstu merenja. Svaki merač, koji pretenduje na apsolutno određivanje pritiska gasa treba da zadovolji sledeće uslove:

- da se merenje svodi na utvrđivanje vrednosti osnovnih fizičkih veličina (dužina, vreme, masa, jačina struje)
- da merni uređjaj ne menja sastav merenog sistema unošenjem dodatnih gasnih sastojaka
- da merni sistem ne menja temperaturu i pritisak pod kojima se gas nalazi.

Poznato je da postoje tri metode merenja pritiska koje navedene uslove zadovoljavaju. To su:

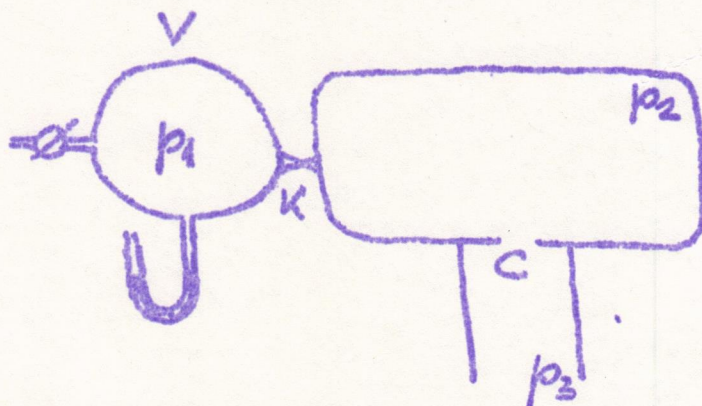
- metoda ekspanzije gasa,
- metoda konstantnog protoka gasa, i
- metoda viskoznog trenja gasa.

Metoda ekspanzije gasa bila je ispitivana na nekoliko mesta, a i u nas. Pokazalo se da ima izvesnih nedostataka

koji je čine nepogodnom za brza, kontinualna i pouzdana merenja pritiska naročito nižih od 10^{-3} tora. Metoda viskoznog trenja za sada je razvijena u laboratorijama biroa za standarde u Francuskoj, a u Odeljenju 01.02 naše Laboratorije upravo se radi na postavljanju te metode.

Metoda konstantnog protoka bila je ispitivana u protekloj godini u našoj Laboratoriji. Pokazalo se da ima niz prednosti, koji je čine najozbiljnijim kandidatom za direktno povezivanje za svaki uređaj za merenje preseka u cilju apsolutnog određivanja pritiska gasa.

Šematski je metoda prikazana na Slici 1. Uređaj se sastoji od dva vakuumska suda povezana međusobno samo poroznim čepom od scinterovanog materijala (u žargonu - CURKA).



Slika 1.

U prostoru sa pritiskom p_2 nalazi se ogled za čije je izvodjenje potrebno poznavati vrednost pritiska gasa. U taj prostor gas dospeva kroz porozni čep iz posude sa pritiskom p_1 , a za njega odlazi kroz otvor poznate površine ka vakuum pumpi gde vlada pritisak p_3 . U stacionarnom stanju količina gasa koja u komoru ogleda utiče jednaka je količini gasa koja iz nje ističe, što se daje prikazati sa

$$K(p_1 - p_2) = C(p_2 - p_3) = p_2(1 - p_3/p_2)C \quad (1)$$

gde su K i C provodnost curke, odnosno standardnog otvora iznad pumpe. Rešavanjem po vrednosti pritiska p_2 dobija se

$$p_2 = \frac{K}{K + C(1 - p_3/p_2)} p_1$$

Pošto je pritisak p_2 bar za dva reda veličine manji od pritiska p_1 , drugi sabirak na levoj strani jednačine (1) može da se zanemari u poredjenju sa prvim, te se (2) pojednostavljuje u

$$p_2 = (K/C) \cdot \left[1/(1 - p_3/p_2) \right] \cdot p_1 \quad (3)$$

tj. pritisak gasa u eksperimentalnom prostoru zavisi od količnika provodnosti curke i standardnog otvora.

Provodnost curke K određuje se eksperimentalno na licu mesta, i to za svaki gas ponaosob. Odredjivanje se sastoji u tome da balon poznate zapremine V napuni gasom do određene vrednosti pritiska p_1 , i pusti da iz njega ističe ka posudi sa ogledom, te posmatra smanjenje pritiska sa vremenom. Pritisak se menja u skladu sa

$$\ln(p_{1t}/p_{10}) = -\frac{a}{V} (h_{10} - h_{1t}) = -\frac{K}{V} t \quad (4)$$

gde su a - površina preseka cevi U manometra kojim se pritisak p_1 određuje, a h_1 visinske razlike nivoa žive u manometru.

Provodnost standardnog otvora između eksperimentalnog prostora i pumpnog sistema, načinjenog u tankoj metalnoj ploči, određuje se iz

$$C = (D A)/(1 - A/A_0) \quad (5)$$

gde je D konstanta, a A i A_0 površine otvora na ploči, odnosno cevi iza i ispred otvora.

Prednosti neposrednog vezivanja metode standardnog protoka za eksperimentalni uređaj jesu:

1. Kalibracija protoka curke, a time i pritiska, za svaki gas izvodi se kao deo ogleda;
2. Nije potrebno koristiti pri tačnim merenjima jonizacioni merač, čime se izbegavaju neizvesnosti u vrednosti temperature eksperimentalnog uređaja

3. Uz podobno korišćenje trapa sa tečnim azotom pare žive, ili ulja iz U manometra ne prodiru ka sistemu, te se radi sa gasom poznatog sastava koga merni uređjaj ne menja.

Nedostaci metode standardnog protoka jesu:

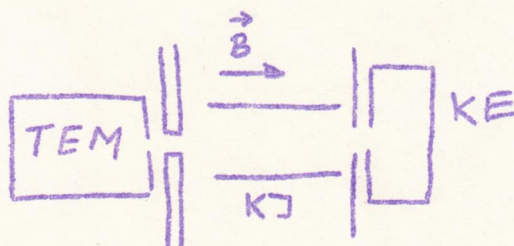
1. Merenje pritiska nije kontinuirano, i za svako određivanje njegove vrednosti potrebno je izvesti dosta veliki broj radnji i proračunavanja
2. Izrada standardnog U manometra dosta je skupa, a taj se uređjaj ne može komercijalno kupiti (cena mu je ipak uporedljiva sa cenom boljeg jonizacionog merača)
3. Za uklanjanje para mernog fluida iz eksperimentalnog sistema potrebno je koristiti tečan azot između U manometra u curke.

S E M I N A R

I.Čadež, V.Pejčev, M.Kurepa

O STANJU I MOGUĆNOSTIMA UREDJAJA "ZAGA"
I PLAN RADA SA NJIM

Uredjaj ZAGA (zahvat u gasovima) je napravljen da bi se apsolutno merili totalni preseći za jonizaciju i disocijativni zahvat pri sudaru elektrona sa neutralnim atomskim česticama metodom Tejt (Tate) i Smita (Smith). Šematski je sistem elektroda prikazan na sl. 1. Izvor elektronskog snopa je trohoidni elektronski monohromator (TEM). Elektronski snop prolazi kroz interakcionu komoru i zatim se sakuplja u elektronskom kolektoru (KE). Joni stvoreni u interakcionoj komori sakupljaju se na ploči ravnog kondenzatora (KJ). Magnetno polje (\vec{B}) je bitno za rad TEM-a i za sprečavanje elektrona iz snopa da budu kolektovani na jonskom kolektoru.



Slika 1.

Navešćemo nekoliko najvažnijih dobrih i loših osobina uredjaja ZAGA čije poznavanje je neophodno kada se govori o njegovim mogućnostima

dobre osobine

- a) monohromatski snop elektrona
- b) razradjena kalibracija pritiska

loše osobine

- a) nekontrolisana kontaktna razlika potencijala
- b) nepotpun vakuumski sistem

- | | |
|---------------------------------------|--|
| c) mogućnost rada sa malim energijama | c) Nemogućnost razlaganja jona po e/M |
| d) mogućnost pečenja aparature | d) uticaj napona za kolekciju jona na energetska raspodelu elektrona |
| e) diferencijalno pumpanje | |

Do sada su na uređaju ZAGA ispitivani preseki za jonizaciju i zahvat pri sudarima elektrona sa molekulima O_2 , CO_2 , SO_2 , BF_3 i CCl_2F_2 . Tokom ovog rada dobro su sagledane mogućnosti i karakteristike mernog uređaja. Konačne apsolutne vrednosti ispitivanih preseka još nisu dobijene zbog problema sa određivanjem tačne koncentracije čestica mete.

Bez znatnijih ulaganja i prepravki aparatura ZAGA omogućava da se nadalje ispituju atomski sistemi elektronskim udarom na više načina:

- promenom molekula mete moguće je već uhodanim procesom ispitivati nove sisteme,
- moguće je proširiti energetska opseg,
- postoje svi uslovi za ispitivanje neelastičnog raseljanja u blizini praga metodom "trapa",
- omogućiti da do punog izraza dođe monohromatičnost snopa elektrona. Ovo do sada nije bio slučaj pošto je električno polje za kolekciju jona uvek kvarilo energetska rezoluciju. Taj nedostatak bi se mogao otkloniti na dva načina: prekidanjem elektronskog snopa kada se kolektuju joni ili ubacivanjem zaštitnih rešetki,
- sa manjim dopunama bilo bi moguće ispitivati strukture u energetska zavisnosti preseka za jonizaciju,
- sa manjim promenama moguće je ispitivati temperaturska zavisnost preseka za disocijativni zahvat,
- moguće je dodati sistem za razlaganje jona po e/M što bi omogućilo merenje preseka za formiranje pojedinih vrsta jona.

Za naredni kraći period predviđeno je da se radi sledeće:

- a) da se dovrši kalibracija ranije merenih preseka. Kada se ovo dovrši da se pređe na
- b) iskorišćenje prednosti monohromatskog snopa elektrona

- seckanjem snopa
- merenje "trahiranih" elektrona
- ubacivanjem zaštitnih rešetki.

Eventualna ulaganja koja bi omogućila kvalitetniji rad na ovoj aparaturi su:

- "trapovi" za tečni azot za difuzione pumpe
- novi magnet koji bi davao homogenije polje
- sistem za pojedinačno brojanje elektrona odnosno jona
- višekanalni analizator.

S E M I N A R

Dr Vladeta Urošević
Ljubiša Zeković

EKSPERIMENTI SA ROJEM ELEKTRONA

U I delu seminara izlaže se opšta koncepcija eksperimenata sa rojem elektrona (swarm experiments).

Sudari roja elektrona, koji nastoje u uslovima nesamostalnog gasnog pražnjenja, sa gasnim molekulima predstavljaju najprostiji slučaj kolektivnih fenomena u jonizovanim gasovima.

Veza između mikroskopskih veličina koje karakterišu binarne sudare (efikasni preseki) i makroskopskih veličina koje opisuju sudare sa rojem (koeficijenti) data je pomoću funkcije raspodele brzine elektrona u roju. Teškoće u teorijskoj interpretaciji merenih koeficijenata su dvojake: a) nepoznavanje tačne funkcije raspodele; b) postojanje sekundarnih procesa u gasu i na elektrodama, koji nisu obuhvaćeni elementarnom teorijom. Koeficijenti dobijeni merenjem, s jedne strane, omogućavaju usavršavanje teorije gasnog pražnjenja, a s druge strane, neposredno se koriste u fizici plazme.

Zaključak je da su eksperimenti sa rojem elektrona neophodna međustepenica u fizici jonizovanog gasa, iako je krajnji cilj da se ponašanje celog ansambla čestica izvede iz preseka za elementarne sudarne procese.

U drugom delu ovog seminara biće prezentirani rezultati merenja prvog jonizacionog koeficijenta α/p azota, kao i radijacionih koeficijenata $\int_{0,\lambda} / p$ (svedenog na "nultu" koncentraciju) za tri azotove trake drugog pozitivnog sistema $C^3\Pi_u - B^3\Pi_g$ 0-0 ($\lambda = 3370 \text{ \AA}$); 0-1 ($\lambda = 3576 \text{ \AA}$) i 1-3 ($\lambda = 3757 \text{ \AA}$).

Merenja su obavljena u nesamostalnom Townsendovom pražnjenju u homogenom električnom polju za E/p vrednosti od 55-105 V/cm Torr. Izvor inicijalne struje je u prvom delu eksperimenta bila UV živina lampa (fotoefekat) dok se pri snižavanju spektra molekula azota koristila oksidna sinterovana katoda.

Prvi jonizacioni koeficijent α/p je odredjen Townsendovom metodom (koristeći optička i električna merenja) za polupritisak gašenja $P_{1/2}$ iz Stern-Vollrnerove relacije

$$\delta_x = \frac{\delta_0}{1 + p/p_{1/2}} \quad (1)$$

Radijacioni koeficijent δ_x/α odredjivan je preko radne formule

$$\delta_x/\alpha = 3,57 \cdot 10^{-3} \frac{N_s \text{ i/s}}{Q(\) \text{ i pA}} \quad (2)$$

za razne odnose
E/p i razne
pritiske p.

Sa $Q(\)$ je u (2) označen faktor efikasnosti koji je odredjivan pomoću etalonskog svetlosnog izvora (volframova lampa) u posebnom kontrolnom eksperimentu.

Rezultati eksperimenta (α/p , δ_x/p , δ_x/α , $P_{1/2}$) su potom poredjeni sa dosad izmerenim vrednostima za neke koeficijente (α/p , δ_x/α) globalno za čitavu II pozitivnu grupu, $P_{1/2}$ za čitavu II pozitivnu grupu, Ajnštajnovi koeficijenti).

Naši rezultati za α/p se vrlo dobro slažu sa najnovijim merenjima A.E.D. Heylena kao i sa Masshovim rezultatima. Razlog neslaganja sa ranijim merenjima bi mogla biti različita koncentracija nečistoća u azotu.

Kako koeficijenti $\delta_{0\lambda}/\alpha$ za pojedine azotove trake predstavljaju jedina dosad izvršena merenja, to se poredjenja mogu izvršiti samo posredno. Leglerova merenja $\delta_{0\lambda}/\alpha$ za čitavu II pozitivnu traku su nešto viša od sumarne krive $(\delta_{0\lambda}/\alpha)_u$ i naših eksperimentalnih rezultata. Vrednost $(\delta_{0\lambda}/\alpha)_u$ je dobijena sumiranjem izmerenih $\delta_{0\lambda}/\alpha$ vrednosti pri odredjenim E/p (trake (0,0), (0-1) i (1-3)) sa proračunatim tokom krivih $\delta_{0\lambda}/\alpha$ za ostale trake koje potiču sa prelaza 0 i 1. Dobijeno je

dobro slaganje. Naime, viši Leglerovi rezultati proizilaze iz činjenice da u njegove vrednosti d_0/α ulaze i prelazi sa viših vibracionih nivoa.

Naše vrednosti za polupritisak gašenja pojedinih traka se bitno razlikuju od Leglerove sumarne vrednosti

(naše za prelaze koji polaze sa nivoa

0	$p_{1/2} =$	12 Torr-a
1	$p_{1/2}$	4 Torr-a

dok Leglerov sumarni $p_{1/2} = 60$ Torr-a. Razlog ovom neslaganju bi mogao biti to što je Legler merio sumarni polupritisak te je moguće da su neki nivoi sa znatno manjim presekom za gašenje doprinosa ukupnom efektu.

Relativno poredjenje naših rezultata i rezultata Šemanskog za Ajnštajnovе koeficijente daje izvrsno slaganje.

Konačno, vršeni su pokušaji fitovanja funkcije raspodele elektrona po energijama na Maksvelovu raspodelu, koristeći naše eksperimentalne podatke za d/p .

S E M I N A R

dr Milan Kurepa

O PROCESIMA VIŠESTRUKKE JONIZACIJE ATOMA ARGONA

Proučavanje višestrukih prelaza u atomima izazvanih apsorpcijom fotona ili udarom brzih elektrona omogućava bliži uvid u subtilnije procese interakcije između atomskih elektrona. Ti procesi obično ostaju nerazlučeni u slučaju pobuđivanja pojedinačnih elektrona.

Do nedavno korišćene eksperimentalne metode zasnivale su se na analizi i detekciji jona nastalih u procesu fotoapsorpcije ili udara elektrona po specifičnom naelektrisanje, i to u funkciji energije upadne čestice. Kod elektrona kao projektila rezultati ovakvih oglada poznati su pod nazivom parcijalni preseki za jonizaciju čestice mete u određeno jonsko stanje. Podaci ovakve vrste dragoceni su, pogotovo sa stanovišta masene spektrometrije, ali ne daju mnogo podataka o procesima u atomu pri prenosu energije na njega od čestice projektila. Čak i najbolja merenja ove vrste dala su samo nagoveštaj o postojanje više od jednog procesa pri stvaranja n -to struko naelektrisanih jona.

Kada se fotoni koriste kao projektili ogledi se teže izvode, i to iz osnovnog razloga što je teško dobiti snopove fotona energija između 10 - 500 eV. Zračenja ovih energija dabičaju se iz sinhrotrona, filtriranjem zakočnog zračenja, iz kapilarnog luka, ili iz spektra X zraka (karakteristične linije). Sve te metode su komplikovane u zahtevaju mnogo sredstava. Sem toga retko kada se njima mogu da dobiju fotoni u velikom opsegu energija. Rezultati ovih sudara ponovo se dobijaju masenospektrometrijskim ispitivanjem konačnih produkata reakcija, bez mnogo uvida u tok procesa u atomu.

Drugu veliku grupu eksperimentalnih metoda sačinjava elektronska spektrometrija. Kod oglada ove vrste rezultat interakcije fotona sli elektrona ispituje se preko analize energije elektrona

koji napuštaju atomski sistem posle celog niza promena u njemu samome. Ispitivanja ove vrste dala su brojne nove podatke o procesima u atomima, ali još uvek ne i neku celovitu sliku.

Potpuno nov prilaz izučavanju procesa u atomima pretatavlja koincidentna detekcija jona nastalog u procesu sudara elektrona sa atomom, i elektrona koji je taj proces izazvao izgubivši tačno određen iznos energije. Ovakav prilaz ispitan je prvo na He, Ne i Ar. Na seminaru će biti izneseni detaljni podaci o procesima u atomu argona, kada se jonizuje brzim elektronima, energije 10 KeV.

Analiza koincidentnih signala omogućava da se tačno odredi primarni proces u atomu pri sudaru sa elektronom, pošto je svaki takav primaran proces vezan sa prenosom određenog iznosa energije sa elektrona na atom argona. Taj podatak dolazi iz detekcionog kanala u kome se rasejani elektroni analiziraju po energijama pa potom detektuju. Podaci pak o krajnjem stanju atoma, posle niza internih transformacija dobijaju se na osnovu masenospektrometrijske analize jona, u drugom detekcinom kanalu.

Koincidentna analiza izvedena je u dvema oblastima gubitaka energija elektrona, i to u oblasti gde se energija prenosi na M nivo elektrona atoma argona, te u oblasti gde se energija prenosi na L nivo elektrona. Analiza po masama izvođena je za jona Ar^+ , Ar^{2+} , Ar^{3+} i Ar^{4+} .

Rezultati pokazuju da se u oblasti gubitaka energije dovoljnih da se izazovu promene samo u M nivou elektrona atoma argona javljaju procesi jednostruke, dvostruke i trostruke jonizacije sa istovremenim izbacivanjem 3 elektrona iz nivoa sa $n=3$.

Analiza u oblasti gubitaka energije dovoljnih da se promene izazovu u L nivou elektrona atoma argona pokazuje da se stvaranje jona, čak i jednostruko naelektrisanih dešava preko niza međuprocasa. Ti primarni procesi mogu da se sastoje u izbacivanju jednog od elektrona iz L nivoa, od izbacivanja jednog elektrona iz L nivoa i jednog iz M nivoa, ili pobuđivanju jednog od L elektrona u vezano stanje, pa čak i prebacivanju jednog L elektrona i jednog M elektrona u vezana stanja. Takva vezana stanja, sa jednim nepunjenim mestom u unutarnjem nivou elektrona raspadaju se internom konverzijom energije preko procesa autojonizacije, s tim što za neke od njih postoji mogućnost stvaranja jona različitih stepni naelektrisanja.

L. Vušković, M. Kurepa i S. Kalezić

STANJE I MOGUĆNOSTI UREĐAJA D I F R A

Postojeći uređaj DIFRA koristi se za merenje ugaone raspodele elektrona rasejanih na atomskim česticama.

Elektroni proizvedeni u troelektrodnom topu ulaze u interakcionu komoru bez prethodne monoenergetizacije. Pre merenja struje elektrona rasejanih pod određenim uglom, vrši se njihovo odabiranje metodom zaprečnog električnog polja. Srazmerno grub način dobijanja i detekcije elektrona ograničavaju mogućnosti eksperimenta na merenje elastično rasejanih elektrona, i to samo na atomskim česticama kod kojih je prvi neelastični proces na oko desetak eV od osnovnog stanja.

Dosadašnja merenja su izvođena na energijama elektrona od 60 - 200 eV. Postoji mogućnost proširenja energetskog intervala na nekoliko stotina elektronvolti, bez ikakvih dodatnih investicija. Svi prilazi u teorijskom proučavanju preseka za elastično rasejanje su uglavnom takvi da su primenjiviji na energijama elektrona od više stotina elektronvolti. Poređenja radi merenja na tim energijama bila bi poželjna, tim pre što postoje još samo 2 - 3 grupe koje sada vrše merenja toga tipa.

Upravo je kompletiran detekcioni sistem za merenje rasejanih elektrona putem pojedinačnog brojanja. To omogućava pažljivu proveru oblika krivih ugaonog rasejanja, pogotovo za slučajeve kada postoje oštri minimumi, sa signalima intenziteta 10^{-14} A i manjim.

Računajući da mogućnost provere faktora jonizacionog merila na uređaju ZAGA, merenja apsolutnih preseka za ugaono rasejanje elektrona u elastičnim procesima bila bi potpuna.

Sledeća logična etapa razvoja ovog uređaja bilo bi ugrađivanje monoenergetizatora i energetskog analizatora, čije pečenje treba izvoditi lokalno. Razlog za to jeste činjenica da su svi zaptivači na uređaju gumeni, te on kao celina ne može da bude pečen. Time bi se mogućnosti uređaja proširile na merenje neelas-

tičnih procesa u inertnim gasovima kao i na elastične i neelastične procese drugih atoma i molekula.

Uređaj DIFRA može da se koristi za merenje totalnog preseka za ugaono rasejanje elektrona. Promena u odnosu na sadašnji uređaj minimalna je. Treba samo ukloniti zaprečno električno polje i meriti sve elektrone koji se raseju pod određenim uglom. Rezultati ovoga tipa poželjni su za proučavanje plazme, a omogućavaju i određivanje totalnog preseka za sve procese interakcije.

Sledeća mogućnost uređaja jeste ugaona analiza pozitivnih i negativnih jona nastalih u procesima jonizacije ili zahvata. Za ovu vrstu ogleđa potrebno je umesto komore analizatora postaviti kvadrupolni maseni filter. Materijalne investicije su malene ukoliko QUAD ostane u odeljenju.

U principu je moguće izvoditi i ugaonu analizu fotona iz procesa deekscitacije čestice mete. Za to bi bilo potrebno postaviti optički monohromator umesto komore analizatora, sa odgovarajućom instrumentacijom za detekciju fotona.

Ne menšajući sadašnji izgled uređaja moguće je meriti polarizaciju elektrona posle elastičnog rasejanja. Investicije za ove su prilično velike. Potrebno bi bilo kompletirati Mott detektor, i još jedan detekcioni sistem putem brojanja. Merenja ove vrste su ograničena na ugaoni interval do 70° , jer su na uređaju DIFRA veći negativni uglovi zaklonjeni komorom monoenergetizatora. Teorijski proračuni i postojeća merenja pokazuju da su polarizacioni efekti ulavnom izraženiji na većim uglovima rasejanja. Proširenje mogućnosti uređaja na veće uglove značilo bi preradu komore izvora elektrona.

Još jedna od mogućnosti uređaja bilo bi merenje rasejanja niskoenergetskih jona na atomima i molekulima. Jonski izvor Nier-ova tipa već je izrađen i ispitan u radu. Preostalo bi njegovo ugrađivanje i uhođavanje u kompletnom ogleđu. Detekcija jona u nekim domenima energija mogla bi da ide preko zaprečne analize i merenja jačine struje, dok bi potpunija analiza morala da uključuje i masenu analizu rasejanih jona, spajanjem na uređaj DIFRA masenog filtra QUAD.

S E M I N A R

Nada Durić-Preger

Dekonvolucija i usrednjavanje rezultata

Pri eksperimentalnim merenjima često se sreću rezultati koji su sistematski deformisani od strane aparata, pri čemu se ova deformacija opisuje konvolucionim integralom. To znači, ako je $f(x)$ neka fizička zavisnost koju je potrebno odrediti eksperimentalno, pomoću odgovarajućeg aparata se dobija eksperimentalna kriva $F(x)$ koja je više ili manje deformisana. Do deformacije dolazi delom zbog postojanja šuma (slučajne prirode) a delom usled samog aparata. Čak i onda kada se šum u potpunosti ukloni, javlja se deformacija krive $f(x)$ koja se opisuje pomoću aparaturne (deformacione) funkcije $g(x)$.

Osnovna jednačina koja opisuje deformaciju stvarne funkcije $f(x)$ jeste:

$$F(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(u)g(x-u) du = f * g$$

$F(x)$ je rezultat procesa merenja a $f(u)$ je funkcija koja opisuje ispitivani fizički proces, dok je $g(x-u)$ normalizovana aparaturna funkcija.

$$\int_{-\infty}^{+\infty} g(x) \cdot dx = 1$$

Medjutim u stvarnom merenju su uvek prisutne i slučajne greške. U ovom slučaju se na deformisanje stvarne funkcije od strane aparata nadovezuju i slučajne greške merenja $S(x)$, tako da je eksperimentalna kriva njihova superpozicija:

$$F(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(u)g(x-u) \cdot du + S(x)$$

Ovo je najopštiji i stoga najteži slučaj za razmatranje. Obično se uvodi pretpostavka da $S(x) \rightarrow 0$, što je slučaj apsolutno tačnih merenja.

Cilj svakog eksperimenta je odredjivanje stvarne funkcije $f(x)$. Postupak dobijanja $f(x)$ iz poznatih $F(x)$ i $g(x)$ naziva se dekonvolucija eksperimentalne krive.

Ukoliko nije tačno poznata aparaturna funkcija, odredjivanje $f(x)$ se vrši primenom metoda prilišne dekonvolucije: EDD Morrison metoda, 1953, Lloyd-ova rekonstrukciona metoda usrednjenih podataka, 1969, Guyon-Berkowitz-ova metoda, 1971.

Ako je analitički izraz aparaturne funkcije poznat ili se oblik može precizno izmeriti, moguće je dobiti $f(x)$ primenom jedne od sledećih metoda:

- Dekonvoluciona metoda zasnovana na Fourier-ovim transformacijama.
- Iteraciona metoda.

U slučaju prve metode funkcija $f(x)$ se razlaže na zbir (tačnije integral) standardnih funkcija. Zatim se razmatra deformacija ovih standardnih funkcija od strane aparata i onda se ovako deformisane funkcije sabiraju i daju deformisano $f(x)$ odnosno eksperimentalnu krivu $F(x)$.

Fourier-ova transformacija funkcije $f(x)$ je:

$$\bar{f}(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x) \exp(-itx) dx$$

a transformacija funkcije $g(x-u)$ je

$$\bar{g}(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} g(x-u) \exp(-itx) dx$$

Funkcija $F(x)$ u transformacionoj reprezentaciji $F(t)$ je data sa:

$$\bar{F}(t) = \bar{f}(t) \bar{g}(t)$$

Prelaz na funkciju $f(x)$ je definisan sa:

$$f(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\bar{F}(t)}{\bar{g}(t)} \exp(itx) dt$$

Mada ova relacija omogućava tačnu dekonvoluciju, tačnost u odredjivanju $F(x)$ i $g(x-u)$ ograničava i tačnost u odredjivanju $f(x)$

S druge strane obično su funkcije $F(x)$ i $g(x)$ zadane u konačnom intervalu, tako da je potrebno odrediti nove granice konvolucionog integrala.

ITERACIONA METODA

U prvom koraku se stvarna kriva $f(x)$ aproksimira eksperimentalnom krivom:

$$f_0(x) = F(x)$$

$$F_0(x) = f_0 * g$$

Dalje se $f_1(x)$ dobija iz uslova jednakosti razlika:

$$f_1(x) - f_0(x) = F(x) - F_0(x)$$

U $n+1$ koraku

$$f_{n+1}(x) = f_n(x) + F(x) - f_n(x) * g(x)$$

Ako je $F(x)$ dato u intervalu (a, b) u nizu tačaka i $g(x)$ u intervalu (c, d) takodje u nizu tačaka.

$$F_0(x) = f_0 * g = F * g$$

odnosno

$$F_0(x) \approx h \sum_k F(hk) g(x-hk)$$

pri čemu je:

$$a \leq hk \leq b \quad \text{i} \quad a+d \leq x_i \leq b+c \quad d > 0, \quad c < 0$$

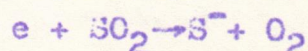
Konvolucijom se dobija niz tačaka eksperimentalne krive $F_0(x_i)$ ali u intervalu koji je uži od početnog. Da se ovaj interval ne bi sve više sužavao u svakoj sledećoj iteraciji, to se stavlja da je:

$$f_1(x) = F(x_i) \quad \text{za} \quad a \leq x_i \leq a+d \quad \text{i} \quad b+c \leq x_i \leq b$$

dok je
za

$$f_1(x_i) = f_0(x_i) + F(x_i) - h \sum_k F(hk)g(x-hk)$$
$$a+d < x_i < b+c$$

Iteraciona metoda je iskorišćena za dekonvoluciju eksperimentalne krive jonizacione efikasnosti za proces:



jer i pored korišćenja monohromatora, energija elektrona ima određenu raspodelu.

Usrednjavanje (smoothing)

Umesto da se eksperimentalna kriva aproksimira jednim jednim polinomom n-tog stepena metodom najmanjih kvadrata, duž celog opsega u ovom slučaju se aproksimacija polinomom n-tog stepena odnosi samo na podintervale zadanog opsega.

Primenom subroutin-a iz sistema IBM 360/44 (SE 13, SE 15 i SE 35) izvršena su usrednjavanja rezultata, pri čemu se u subroutin-i SE13 i SE15 polinom prvog stepena primenjuje na tri odnosno pet ekvidistantnih tačaka a u subroutin-i SE35 polinom trećeg stepena se primenjuje na pet ekvidistantnih tačaka.

Proces usrednjavanja je ponavljan više puta, i rezultati dobijeni primenom SE13 i SE15 posle trećeg uzastopnog postupka se neznatno razlikuju. Kod primene SE35 javljaju se maksimumi kojima je posvećena posebna pažnja. Izvršena su posebna usrednjavanja sa specijalno odabranim modelima koji uključuju karakter slučajeva za pomenute probleme. Utvrđeno je da je uticaj usrednjavanja u toku nekoliko procesa zanemarljiv na položaj maksimuma, a "lažni" maksimumi se lako raspoznaju jer imaju vreme porasta i opadanja vidno kraće od realnih.

Literatura

- Ergun, S., J. Appl. Crystallogr. 1 (1968) 19
Mendaš, I., Diplomski rad IF, Beograd, 1973
Jones, A.F., J. Phys. A: Gen. Phys. 3 (1970) 462
Misell, D.L., Proc. Phys. Soc. 79 (1962) 87
Higgs, L.A.,
Hildebrand, B.F., Methods of Applied Mathematics, Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, New Jersey, 1965.
Hamming, W.R., Numerical Methods for Scientists and Engineers McGraw-Hill Book Company Inc., New York, 1962.

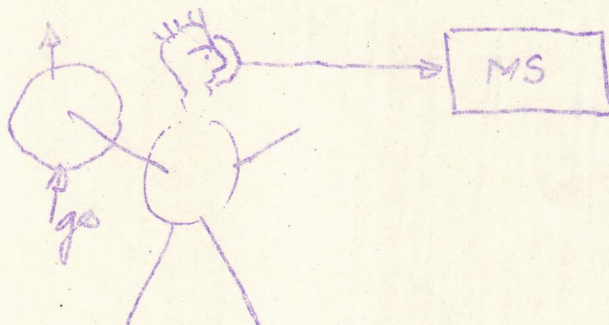
S E M I N A R

Milan Kurepa

Masenospektrometrijsko određivanje difuzije gasova kroz ljudsku kožu

Izloženi su rezultati oglada izvedenog u Institutu FOM u Amsterdamu na određivanju difuzije gasova kroz ljudsku kožu.

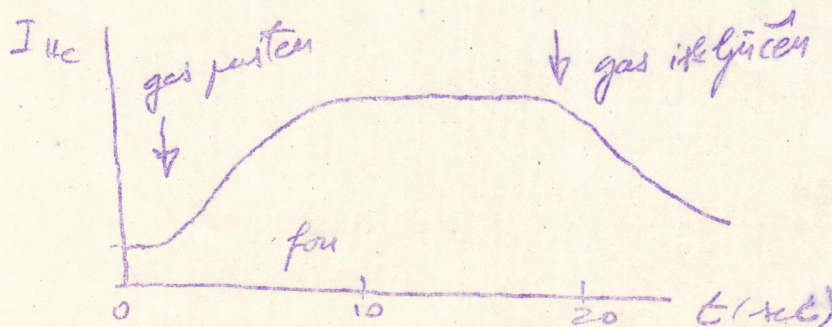
Šema korišćenog oglada pokazana je na Slici 1. U ogledu je šaka, cela ruka ili cela osoba bila zatvorena u zapreminu koja je mogla da bude napunjena nekim inertnim gasom. Na lice osobe bila



Slika 1

postavljena gas maska, pre svega za dovoz gasa iz dela atmosfere gde ispitivanog gasa nije bilo, i drugo da se izduvna cev poveže neposredno za ulaz u jonski izvor masenog spektrometra.

Primer rezultata oglada pokazan je na Slici 2. Svega nekoliko minuta posle upuštanja inertnog gasa u zapreminu u kojoj se nalazi recimo ruka, u gasovima izbačenim iz pluća pojavljuje se taj gas kao sastojak. Posle desetak minuta koncentracija ispitivanog gasa dostiže saturacionu vrednost. Kod helijuma ta vrednost premašuje koncentraciju helijuma u atmosferi na faktor 5. Identične zavisnosti dobijene su i za kripton i ksenon kao ispitivane gasove.



Slika 2.

Sa stanovišta da u Laboratoriji postoji pokretni maseni spektrometar (QUAD) ogledi ovakve vrste bili bi od interesa za rešavanje sledećih problema;

1. Određivanje difuzije štetnih gasova kroz kožu u ljudski organizam, a potom izbacivani kroz pluća. U ovu kategoriju spadaju gasni sastojci vazduha nastali u urbanim sredinama iz raznih razloga, zatim i difuzija veoma toksičnih supstancija, kao što su neke hemikalije u industrijskim pogonima posebne vrste, te konačno i prodor bojnih otrova.

2. Određivanje difuzije gasova iz mineralnih voda u lekovitim banjama pri kupkama pacijenata kroz kožu i izbacivanje kroz pluća. Ovakvi ogledi mogli da dadu izvesne nove informacije za medicinu a posebno balneologiju, gde se mehanizmi lečenja kupkama u lekovitim vodama još uvek ne poznaju. Čini se da bi za ovakvu vrstu analize bilo nužno početi od neke od banja sa sumpornim jedinjenjima, posebno sa vodoniksulfidom, jer bi sa njime bilo najmanje problema oko detekcije masenim spektrometrom. Radi što boljeg i neposrednijeg prilaza ovih ogledima bilo bi potrebno naći interesente među lekarima jer bi ogledi bez njihove pomoći mogli da budu i štetni za ispitanika.

S E M I N A R

Vladimir Pejčev

APSOLUTNI PRESECI ZA JONIZACIJU I ZAHVAT PRI
SUDARU ELEKTRONA SA NEKIM ATOMSKIM ČESTICAMA

Mereni su preseci za jonizaciju argona (Ar) i preseci za jonizaciju i zahvat sumpor dioksida (SO_2), bor trifluorida (BF_3) i freona (CCl_2F_2).

Za merenje ovih preseka korišćena je aparatura "Zaga" koja predstavlja tip aparature Tate i Smith-a (Tate, Smith, 1932). Kod ovog tipa aparature elektronski snop kolimisan magnetnim poljem, interaguje sa homogeno rasporedjenom gasovitom metodom u prostoru interakcije. Kao elektronski monoenergetizator korišćen je trohoidni elektronski monohromator - TEM (Stamatović, 1969). U ovim merenjima korišćen je snop energetske širine od 100-300 meV. Interakciona komora se sastojala od tri para elektroda (kolektor jona) i Faraday-evog kaveza (kolektor elektrona).

Vakuumski sistem se sastoji iz dva dela: visokovakuumskog i niskovakuumskog. Ovi delovi su razdvojeni poroznim čepom. U sastavu vakuumskog sistema je sistem za kalibraciju pritiska metodom konstantnog protoka gasa.

Presek za jonizaciju (zahvat) određivan je iz sledeće relacije:

$$\sigma = \frac{J_j}{J_e} \frac{T}{273} \frac{1}{3,535 \cdot 10^{-16}} \frac{1}{p \cdot L} \text{ /cm}^2\text{/}$$

gde je

- T - apsolutna temperatura gasa u interakcionoj komori
- J_j - struja stvorenih jona u A
- J_e - struja elektrona koji izazivaju reakciju u A
- p - pritisak gasa u mmHg
- L - dužina kolektorske elektrode

Za apsolutno određivanje vrednosti za presek neophodno je da budu kolektovani svi elektroni koji izazivaju reakciju i svi joni koji nastaju kao rezultat reakcije. Podaci o kolekciji elektrona i jona dobijaju se snimanjem odgovarajućih saturacionih kriva.

Pritisak je meren metodom konstantnog protoka gasa koja je bila razmatrana na jednom od ranijih seminara (S9).

Za temperaturu gasa uzeta je sobna temperatura uz odgovarajuće preuslove i prethodnu analizu temperature u interakcionoj komori.

Energija elektrona nije određivana apsolutno, već su korišćene poznate vrednosti praga za jonizaciju (kod pozitivnih jona), ili poznata vrednost energije za maksimum preseka za zahvat za O_2 koji je upuštan zajedno sa ispitivanim gasom.

Presek za jonizaciju argona meren je od praga za jonizaciju od 200 eV. Dobijeni rezultati se izvanredno slažu sa rezultatima ranijih autora (Rapp, Englander-Golden, 1965) i Fletcher, Cowling, 1973).

Preseci za jonizaciju za SO_2 , BF_3 i CCl_2F_2 mereni su od praga za jonizaciju do 250 eV. Prema podacima iz literature ovi preseci nisu do sad mereni.

Za SO_2 , BF_3 i CCl_2F_2 mereni su i preseci za zahvat. Rezultati merenja za SO_2 i BF_3 su upoređivani sa rezultatima drugih autora dobivenih masenom analizom. Rezultati merenja za CCl_2F_2 u poredjivani su sa rezultatima Bučelnikove (1958) i Christophorou-a i Stockdale (1968).

Maksimalna relativna greška merenja preseka iznosila je između 5 i 10% u zavisnosti od merenog gasa.

Literatura:

- Tate J.T., Smith P.T., Phys. Rev., 39, 270, 1932
Stamatović A, Doktorska disertacija, Univerzitet u Beogradu, 1969.
Rapp D., Englander-Golden P, J.Chem. Phys. 43, 1464, 1965
Fletcher J., Cowling I.R., J.Phys. B: Molec. Phys. 6, 665, 1973
Bučelnikova S, ŽETF, 35, 1119, 1958
Christophorou L.G., Stockdale J.A.D., J.Chem.Phys., 48, 1956, 1968
Pejčev V.M., Magistarski rad, Univerzitet u Beogradu, 1974.

S E M I N A R

S.Kalezić, M. Kurepa, L.Vušković

PRIMENLJIVOST SIN APROKSIMACIJE NA ODREĐIVANJE
GEOMETRIJSKIH FAKTORA PRI UGAONOM RASEJANJU

Diferencijalni preseki elastično rasejanih čestica na gasnoj meti mogu se odrediti koristeći relaciju:

$$\tau(\theta) = \frac{kT}{133,3} \times \frac{1}{(L\Delta\Omega)_{ef}} \times \frac{J_s}{J_0 p} \text{ (m}^2/\text{sr)} \quad (1)$$

gde je J_s - jačina struje čestica rasejanih pod uglom θ ;
 J_0 - jačina struje upadnog snopa čestica, a p - pritisak gasne mete izražen u Torr-ima.

Veza izmedju merenih veličina (J_s , J_0 i p) i odredjivanog preseka jeste G ,

$$G = (L\Delta\Omega)_{ef} \quad (2)$$

koji zavisi od geometrijskih uslova eksperimenta. Deo detektora rasejanih čestica (Sl.1) od koga zavisi geometrija sastoji se od dva otvora čije su ravni medjusobno paralelne. Prvi otvor detektora je beskonačne visine. Rastojanje drugog otvora detektora od centra rasejanja je R_0 i nalazi se pod uglom θ u odnosu na osu upadnog snopa.

Geometrijski faktor se može uzeti kao:

$$G_1 = L_{ef} \Delta\Omega_{ef} \quad (3)$$

gde je: L_{ef} - dužina snopa upasnih čestica koju vidi centar detektora rasejanih čestica za dati ugao rasejanja θ , a $\Delta\Omega_{ef}$ je prostorni ugao otvora detektora vidjenog iz centra za rasejanje.

Prema proračunima Silverstein-a (1), uzimajući u obzir korekciju prvog reda G faktor je definisan kao

$$G_2 = (L_{90} \Delta\Omega_{90}) / \sin \theta \quad (4)$$

gde su L_{90} i $\Delta\Omega_{90}$ efektivna dužina i prostorni ugao otvora detektora za ugao rasejanja $\theta = 90^\circ$. U radovima drugih autora (1)(2)(3)(4)(5)(6)(7)(8) dati su proračuni G faktora za površine otvora detektora različitog oblika (kružni, pravougaoni) kao i za paralelan i divergentan snop upadnih čestica.

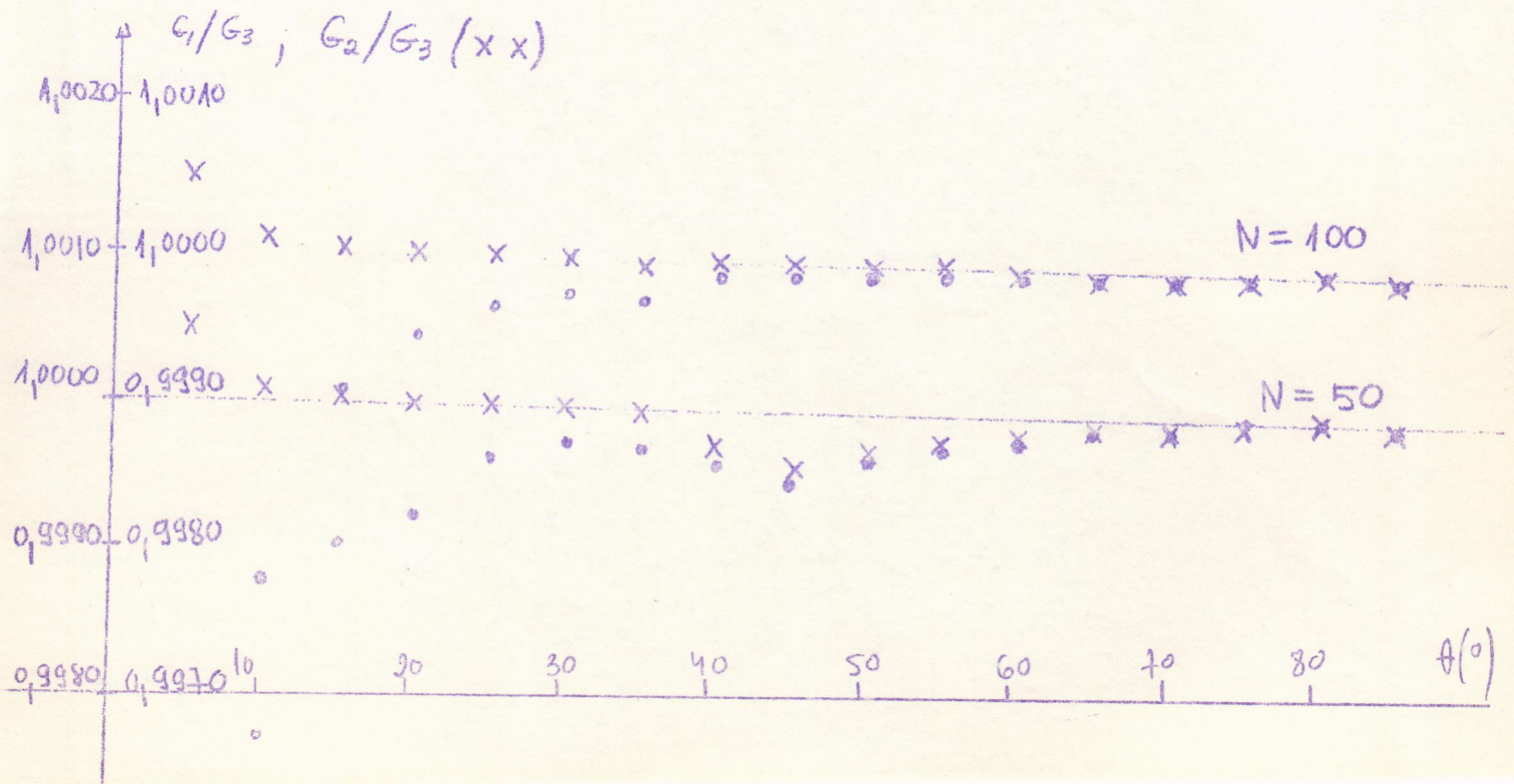
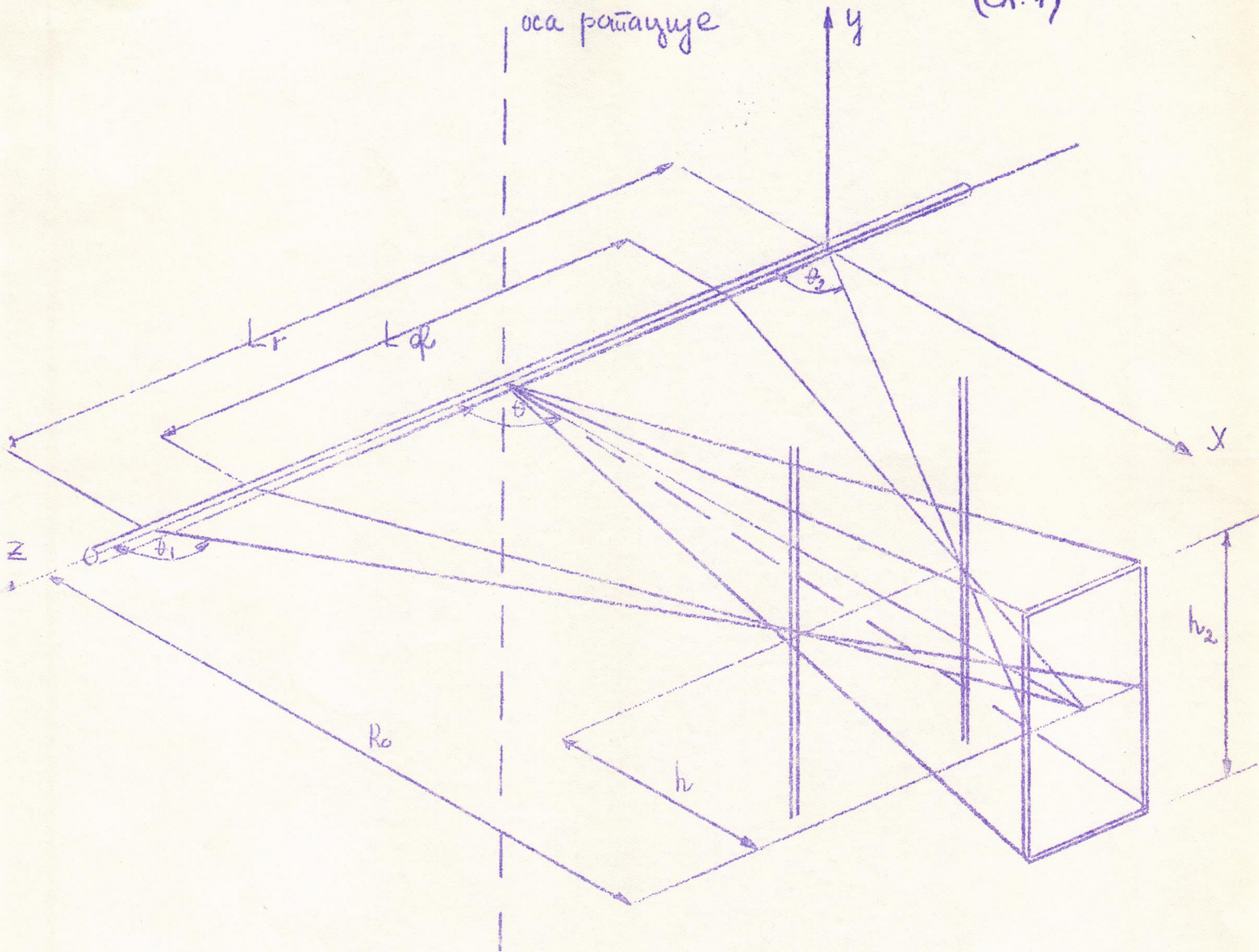
Učinjena je provera da li jed. (4) dovoljno dobro reprezentuje stvarno stanje. Ako je čestica rasejana u nekoj tački na dužini L_r (sl.1) (stvarna dužina) ona može dospeti u detektor iako se ugao pod kojim se ona rasejala nešto razlikuje od ugla θ . Za tačke na dužini L_r ugao rasejanja se menja od θ_1 do θ_2 . Deleći dužinu L_r na N jednakih delova i pridružujući svakom tom segmentu odgovarajući prostorni ugao ($\Delta\Omega_k$) moguće naći:

$$G_3 = \sum_{k=0}^{N-1} \frac{L_r}{N} \Delta\Omega_k \quad (5)$$

što odgovara realnoj reprezentaciji događaja. Prostorni ugao ($\Delta\Omega_k$) date tačke na Z osi (poklapa se sa pravcem prostiranja), zavisi od dela površine drugog otvora detektora koju vidi rasejana čestica i kvadrata normalnog rastojanja date tačke od vidjene površine. Prostorni ugao se menja duž Z ose snopa. Proračun sume date jed. (5) je urađen za podelu $N = 50$ i 100 , a za uglove rasejanja od 5° do 90° menjajući θ za $\Delta\theta = 5^\circ$. Ceo proračun je simetričan oko ugla $\theta = 90^\circ$. Rezultati su prikazani na (sl.2) gde je dato G_1/G_3 i G_2/G_3 kao funkcija ugla rasejanja θ . Relativna greška G_1 se kreće u granicama od $0,89\%$ za $\theta = 5^\circ$ do $0,00346\%$ za $\theta = 75^\circ$, a relativna greška G_2 od $0,515\%$ za $\theta = 5^\circ$ do $0,00346\%$ za $\theta = 75^\circ$.

Najveća greška sin aproksimacije na uglovima oko 5° je manja od 1% , što ukazuje na pogodnost njene primenljivosti pri nalaženju diferencijalnog preseka, jer je najjednostavnija za proračun.

(стр. 1)



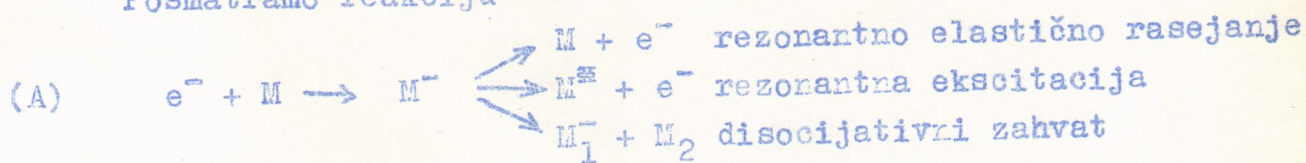
S E M I N A R

Iztok Čadež :

UGAONE RASPODELE ELEKTRONA I FRAGMENTATA
DISOCIJACIJE NAKON REZONANTNOG UDARA
ELEKTRONA NA MOLEKUL

Problem određivanja ugaonih raspodela elektrona nakon rezonantnog rasejanja na molekulu i ugaonih raspodela negativnih jona nastalih procesom disocijativnog zahvata je u zadnje vreme aktuelan. Pri tome je na prvom od ova dva problema do sada bilo više rađeno, i teorijski i eksperimentalno, nego na drugom. Cilj ovog seminara je upoznavanje sa ovim problemima.

Posmatramo reakciju



pri čemu je sa e^- označen elektron, M molekul mete, M^- kratko-živeći negativni jon i M_1^- i M_2 fragmenti disocijacije negativnog jona. Rezonantno rasejanje elektrona na molekulu je dvostepena reakcija u tom smislu što su ulazni i izlazni kanal nezavisni.

Stanja molekula M i negativnog jona M^- su opisana funkcijama stanja koje su rešenja potpune Šredingerove jednačine za molekul odnosno negativni jon (hamiltonijan sadrži sve članove koji opisuju nuklearno i elektronsko kretanje). Ove funkcije stanja imaju određena svojstva pri simetričnim transformacijama za datu geometriju molekula odn. jona. Ta svojstva se koriste pri klasifikaciji stanja i od bitnog su značaja za određivanje ugaonih raspodeļa. Naime, ako je interakcija između elektrona i molekula simetrična u odnosu na simetrične transformacije onda se svojstva simetrije ukupnog sistema ($e^- + M$ odn. M^-) održavaju u vremenu

Ova činjenica ima za posledicu ugaonu zavisnost verovatnoće zahvata, ulaznog kanala reakcije (A). Naime, ravan talas koji opisuje slobodni elektron mora da se razvije po funkcijama koje imaju odgovarajuća svojstva pri transformacijama simetrije sistema. Samo određene komponente ovakvog razvoja mogu da budu "apsorbovane" u metu M da bi gradile jon M^+ . Koje su te komponente zavisi od simetrija odgovarajućih stanja.

Za prve dve mogućnosti izlaznog kanala reakcije (A) ugaona zavisnost verovatnoće raspada se određuje na isti način kao za ulazni kanal. Praktična teškoća se javlja pri određivanju diferencijalnog preseka za elastično rasejanje (prva mogućnost) zbog interferencije rezonantnog i direktnog rasejanja. Ovo često nije problem kod neelastičnog rezonantnog rasejanja jer je često presek za direktnu ekscitaciju daleko manji od onog za rezonantnu. Slučaj disocijativnog zahvata (treća mogućnost za izlazni kanal reakcije (A)) zahteva poznavanje procesa disocijacije i osim za dvoatomske molekule dosta je komplikovaniji i na njemu tek počinje da se radi.

Eksperimentalno dostupna ugaona raspodela se teorijski može dobiti ako se ugaone raspodele o kojima je ranije bilo reči, a određuju se u koordinatnom sistemu vezanom za molekul, usrednje po svim orijentacijama molekula u prostoru.

Do sada je eksperimentalno rađeno na ispitivanju ugaonih raspodela elektrona nakon rezonantnog rasejanja na mnogim dvoatomskim molekulima i na par višeatomskih. Ugaona raspodela negativnih jona iz disocijativnog zahvata merena je samo za slučaj O^-/O_2 i sasvim nedavno H^-/H_2O . Ova ispitivanja za višeatomske molekule tek slede i obećavaju interesantne rezultate u bliskoj budućnosti.

S E M I N A R

S. Gvejanović

"NAKNADNA KULENOVSKA INTERAKCIJA KOD
ATOMSKIH SUDARA"

U nekim novijim merenjima (1 - 4) zapaženi su izraženi efekti kulonovske interakcije medju naelektrisanim fragmentima nakon neelastičnih sudara elektrona ili jona sa atomima. Da bi posledice ove "klasične" interakcije bile merljive, neophodan uslov je da je energija interakcije relativno velika u odnosu na kinetičku energiju čestice u beskonačnosti. Ukoliko se raspad na naelektrisane fragmente ne dešava trenutno, kao kod direktne jonizacije, on mora da se dogodi u uskom vremenskom intervalu nakon sudara, dok preostala kinetička energija ekscitacionog elektrona ili jona treba da je vrlo mala (ekscitacija u blizini praga).

Prva klasa takvih procesa je jonizacija udarom elektrona u blizini praga:



gde se usled dugotrajne kulonovske interakcije izmedju dva ravnopravna elektrona na njihovom putu do granice kulonovske zone, koji dostižu s praktično nultim brzinama, javlja specifičan zakon praga ($\delta_{jon} \sim E^{1.127}$), i uska ugaona korelacija izmedju elektrona ($\theta_{12} \sim \pi$). Ovi efekti su predviđeni teorijski (5, 6) i potvrđeni eksperimentalno (7).

Druga klasa takvih događaja nastaje nakon ekscitacije onih autojonizacionih nivoa atoma ili molekula koji imaju vrlo kratko vreme života. Ovde je proces dvostepen:



Kada se ekscitacija novca He^{XX} vrši u neposrednoj blizini praga, vrlo spori elektron stvoren u prvom stepenu procesa se još nalazi u znatnoj blizini ekscitovanog atoma kada se ovaj raspadne na jon + elektron, i u tom trenutku dolazi do kulonovske interakcije.

O prirodi i veličini interakcije najbolje govore neki brojni podaci.

Ako je srednje vreme života stanja $\tau = 5 \cdot 10^{-15}$ sec, za višak energije nakon sudara od $E_u - E^{XX} = 1eV$, predjeni put tog elektrona do momenta autojonizacije atoma je $l = v \cdot \tau = 30 \text{ \AA}$, a kulonovska potencijalna energija između 2 elektrona na tom rastojanju je $\sim \frac{1}{r}$ i iznosi 0,5 eV.

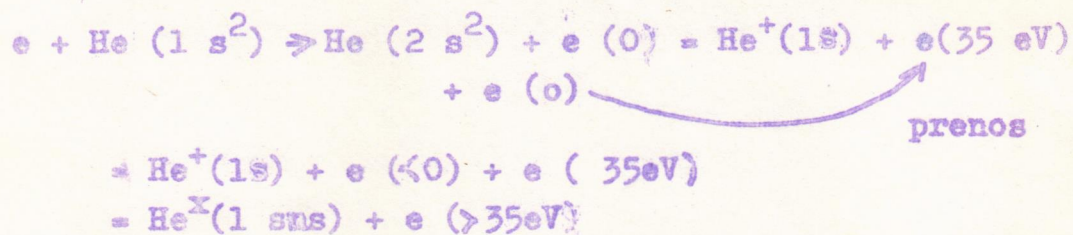
Osnovna osobina autojonizacionih procesa je neravnopravnost elektrona. Prvostepeni (ekscitacioni) elektron ima vrlo malu brzinu, dok drugostepeni (izbačeni) elektron ima energiju od oko 35 eV. U tom kratkom trenutku u tome izbačeni elektron prelazi atomska rastojanja može se zamisliti da se elektostatičko polje elektrona sabire sa privlačnim poljem jezgra, tako da je potencijalna barijera koju izbačeni elektron mora da savlada umanjena za iznos energije kulonovske interakcije. Dolazi do pretapanja energije sa sporog elektrona na brzi, uz posredstvo pozitivnog jona; ionako mala energija ekscitacionog elektrona se još umanjuje za isti iznos za koji se energija izbačenog elektrona uvećala.

Ovaj proces su eksperimentalno utvrdili Hicks i dr. (3), a ekvivalentan proces pri sudaru pozitivnog jona sa atomima He Barker i Berry (1).

Kod prenošenja energije preko kulonovske interakcije granična tačka se dostiže kada je predana energija

Jednaka prvobitnom višku energije iznad praga (E_S^0), rasejani elektron treba da ima multu energiju i detektuje se znači u spektru pragova, ali na energiju koja je za E_S^0 veća od nominalne energije praga. Ovaj efekat je takođe utvrđen i dobijena je maksimalna energija pomeranja od 0.8 eV za $(2s^2) 1S$ prag u helijumu.

Medjutim, moguće je i veći prenos energije. U tom slučaju se dešava kvalitativna promena; rasejani elektron s negativnom energijom se zahvata u jonu i na taj način dolazi do izmenske ekscitacije.



Izmene ekscitacione funkcije za stanja $n = 4, 5$ i 8 su pokazale (4) neobične strukture čije postojanje, energetski položaj i uočljiva zavisnost tog položaja od energije izlaznog kanala (η) ukazuju na kontinuiranost mehanizma izmene energije u svim oblastima konačne energije ekscitacionog elektrona. Istovremeno, ovi rezultati predstavljaju otkriće novog procesa za populaciju ekscitacionih stanja, pored dosada poznate direktne ekscitacije i rezonantne ekscitacije (preko privremenog formiranja negativnog jona).

Literatura:

1. Barker R.B. and Berry H.W., 1966, Phys.Rev 151, 14-19.
2. Gerber G., Morenstern R. and Niehaus A., 1973. J.Phys.B: 6, 493-510.
3. Hichs P.J., Cvejanović S., Comer J., Read F.H and Sharp J.M., 1974. Vacuum, in press.
4. Smith A.J., Hichs P.J., Read F.H., Cvejanović S., King G.C.M., Comer J. Sharp J.M, 1974., J.Phys.B, submitted.

5. Wannier G.H., 1953, Phys.Rev. 90 817.
6. Ran ARP, 1971, Phys.Rev. A4, 207.
7. Cvejanović S. Read F.H., 1974., J.Phys.B, u štampi.

S E M I N A R

V. Radojević

"UTICAJ ELEKTRONSKIH KORELACIJA NA
FOTOPOBUDJENJE (NEKIH) LAKIH ATOMA"

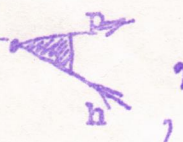
M.Ja. Amueja, N.A. Čerepkov, L.V. Černiševa,
I. Pavlin, V. Radojević, Dj. Živanović

Hartri-Fokova (HF) aproksimacija (model) nezavisnih čestica je bila veoma zadovoljavajuća za razmatranje osnovnog i niskopobudjenih stanja u atomu. Prema ovom modelu svaki elektron se nezavisno kreće u jedno-čestičnom HF potencijalu (samo-saglašenom polu) koji se dobija usrednjavanjem interakcije sa svim ostalim elektronima. Pri tom jedan deo stvarne interakcije elektrona, koji koreliše njihovo kretanje, nije uključen u samo-saglašeno polje. Ovaj deo, koji je razlika između interakcije i jedno-čestičnog HF potencijala, naziva se rezidualna ili korelaciona interakcija, ili više-elektronske korelacije.

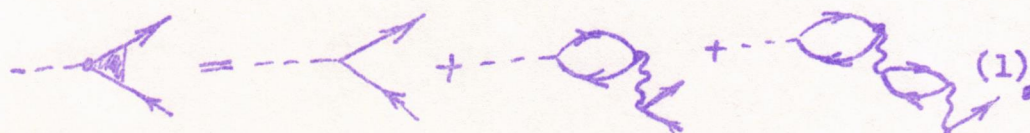
Postoje dve osnovne klase metoda uzimanja u obzir korelacija. Prva je mešanje konfiguracija, prema kome se stanje atoma predstavlja kao superpozicija više različitih elektronskih konfiguracija, i pri čemu razni metodi ove klase razlikuju u načinu određivanja konkretne superpozicije. Druga klasa se sastoji u razvoju po stepenima korelacione interakcije (perturbacioni metodi), pri čemu se u račun može uzeti samo konačan broj članova

pertubacionog razvoja (perturbacioni metodi u užem smislu) ili izdvojiti jedan beskonačan podniz koji dobro opisuje datu fizičku situaciju i koji se može na pogodan način sumirati, recimo rešavanjem neke jednačine (obično integralne) ili svodjenjem na neki red čiji zbir znamo (n.pr. geometrijska progresija).

Aproklamacija slučajnih faza (Random Phase Approximation - RPA), koja se još naziva aproklamacijom gustog elektronskog gasa, predstavlja jedan od metoda koji spada u poslednju grupu. Prema ovom metodu amplituda prelaza za fotopobudjenje atoma, koji uzima u obzir korelacije u RPA

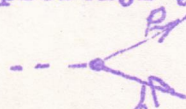
$$\langle p | D(\omega) | h \rangle = \dots$$


data je beskonačnom sumom izvesnih članova koji se predstavljaju Feynman-ovim dijagramima:

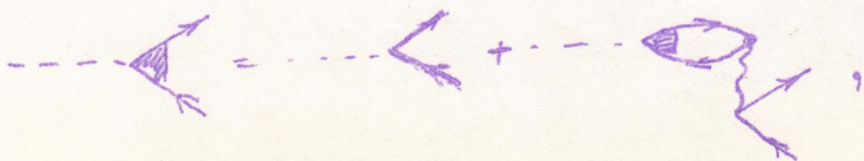
$$\text{Diagram} = \text{Diagram} + \text{Diagram} + \text{Diagram} \quad (1)$$


(---• foton, \rightarrow čestica, \leftarrow tupljina, } Coulomb -ova interakcija (antisim.)

Najprostiji jedno-čestični dijagram

$$\text{Diagram} \equiv \langle p | d | h \rangle$$


koji ne sadrži ni jednu interakciju predstavlja HF amplitudu rasejanja, dok svi ostali opisuju korelacije. Beskonačna suma na desnoj strani jedn. (1) može se izraziti pomoću same sume

$$\text{Diagram} = \text{Diagram} + \text{Diagram} \quad (2')$$


tj. amplituda prelaza zadovoljava izvesnu integralnu jednačinu koju možemo simbolički napisati kao

$$D(\omega) = d + UG(\omega)D(\omega) \quad (2'')$$

(i čiji je simbolično rešenje

$$D(\omega) = [1 - UG(\omega)]^{-1} d.)$$

Numeričkim rešavanjem jednačine (2) izračunati su (u dipolnoj aproksimaciji) presek za fotojonizaciju i jačine oscilatora za pobudjenje iz osnovnog stanja atoma He, Li, Be, N, Ne, Na, i Mg. Dva oblika računskih veličina, "legth" i "Velocity" poklapaju se u okviru računске greške (koja je manja od 5%) što je u saglasnosti sa zahtevima opšte teorije. Izračunate veličine su u dobroj saglasnosti sa raspoloživim eksperimentalnim rezultatima.

S E M I N A R

Iztek Čedež:

UGAONA RASPODELA NEGATIVNIH JONA IZ
DISOCIJATIVNOG ZAHVATA ELEKTRONA NA
MOLEKUL CO

Na jednom od prešlih seminara (S18/74) bilo je govore o ugaonim raspodelama koje se sreću pri rezonantnom rasejanju elektrona na molekulu. Cilj ovog seminara je da se iznesu rezultati rada na ovom problemu u toku jednomesečnog studijskog boravka u LPOC u Parizu. Po dogovoru trebalo je da radimo na merenju ugaonih raspodela negativnih jona iz disocijativnog zahvata, posebno na sistemu O^-/CO_2 .

Problem ugaone raspodele negativnih jona iz procesa disocijativnog zahvata elektrona na dvoatomske molekule su obradili teorijski Taylor i O'Malley (1968). Eksperimentalno su merene ovakve ugaone raspodele za O^-/O_2 (Van Brunt i Kieffer 1969.), H^-/H_2O (Trajner i Hall 1974.) i sasvim nedavno O^-/NO (Van Brunt i Kieffer još neobjavljeno). Ovaj problem sada počinje više da se izučava i još je mnogo problema, i teorijskih i eksperimentalnih, koji sigurno treba u neposrednoj budućnosti da budu rešeni, a vezani su za ugaone raspodele negativnih jona.

Aparatura na kojoj je radeno je stara aparatura za ispitivanje diferencijalnog rasejanja elektrona na atomima i molekulima. Elektroni, pošto su emitovani sa katode bivaju ubrzavani i posredno energiji selektivno pomoću elektrostatičkog 127° monokromatora nakon čega se pomoću sistema elektroda formira snop. Ovaj snop se pod pravim uglom ukršta sa gasnim snopom i nakon toga kolektuje u elektronskom kolektoru. Pod uglom θ , koji se može menjati od -5° do $+120^\circ$ stepenij u odnosu na elektronski snop, nalazi se analizator rasejanih čestica koji je, osim manjih detalje, jednak kao i selektor. Na kruznom izlazu iz analizatora čestice se detektuju pomoću kanalnog multiplikatora "čaneltrona".

Kako elektrostatički analizatori jednako deluju na čestice koje su jednako naelektrisane i imaju

Jednake kinetičke energije to se na odgovarajućim mestima u elektronskim spektrima može pojaviti i struktura koja potiče od negativnih jona. Ovo su prvi put uočili i iskoristili Trajmar i Hall u merenjima sa vodom. Srećna okolnost da se u oblasti u kojoj su se pojavljivali negativni joni nije bilo elektrona koji bi dolazili od nekog pobuđenog stanja kao i zbog ~~širine~~ veoma velikog preseka za disocijativni zahvat bilo je moguće relativno lako merenje ugaone raspodele $\text{H}^-/\text{H}_2\text{O}$. Da bi se omogućilo merenje ugaonih raspodela negativnih jona i u slučajevima gde se signal negativnih jona preklapa sa elektronskim u našoj aparaturi je nakon analizatora dodat sistem elektroda koji je trebalo da razdvaja negativne jone od elektrona. Takav prost maseni analizator se sastojao od nekoliko elektroda koje su služile za fokusiranje snopa i jednog para namotaja koji su stvarali slabo magnetno polje. Ovo polje je dovoljno skretalo elektrone da bi bili uklonjeni iz snopa dok praktično nije delovalo na negativne jone. To magnetno polje je bilo oklopljeno ni-retalom tako da njegov uticaj na ostale komponente uređaja nije bilo moguće uočiti. Intenzitet elektronskog snopa je iznosio oko 120 nA a širina na polovini visine energetske raspodele elektrona oko 170 meV. Negativni joni su detektovani u spektru gubitaka energije i raspodanje odgovarajuće strukture od mesta sa gubitkom energije jednake upadnoj energiji određuje kinetičku energiju jona.

Ispitivanja aparature su počela radom na O^-/O_2 . Rad sa ovim sistemom ima tri prednosti: i) presek za disocijativni zahvat je dosta velik - $1,3 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$, ii) negativni joni imaju značajniju kinetičku energiju od 1,5 eV u maksimumu preseka i iii) raspodela jona odgovara energetske raspodeli upadnog elektronskog snopa tj. uska je. Ova prva ispitivanja su pokazala da je aparatura dobro radi odn. magnetno polje je dobro razdvajalo elektrone od negativnih jona a snabijene ugaone raspodele za nekoliko energija pokazale su karakterna sličanja sa merenjima Van Brunta i Kieffera. Radi provere je pored kiseonika ispitani i molekul NO koji je takođe pokazao očekivano ponašanje ugaone raspodele O^- jona.

Sledeći molekul koji smo ispitivali da bi se približili ~~stvarnim~~ uslovnim rada sa sistemom O^-/CO_2 je bio ugljenmonoksid. Ovaj molekul ima znatno manji presek za disocijativni zahvat - $2 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$ a uz to kinetičke energije jona je mala. Prednost ovog sistema je samo u tome što je energetska raspodela

jona i dalje uska. Mada je rad sa CO bio dosta teži od rada sa O₂ ipak je fon rasejanih elektrona koji se pojavljuju na istom mestu gde su i negativni joni bio relativno mali. Zavisnost preseka kinetičke energije negativnih jona od energije upadnih elektrona bila je potvrda da se zaista mere negativni joni. Naime $E_{kj} = E_e - D - E_{ex} + E_a$ gde je E_{kj} ukupna kinetička energija sisa fragmenata disocijacije, E_e energija upadnog elektrona, D energija disocijacije osnovnog elektronskog stanja molekula, E_{ex} energija ekscitacije fragmenata disocijacije i E_a elektronski afinitet nastalog stabilnog negativnog jona. U slučaju disocijativnog zahvata u CO jer C⁻ ima kinetičku energiju (12/28) E_{kj} tako da je veza između kinetičke energije jona i energije elektrona linearna sa dotim koeficijentom. Ovo je prilikom provere aparature i eksperimentalno dobijeno.

Snimljena je ugaona raspodela O⁻/CO za $E_e = 10,6$ eV, 11,0 eV i 11,4 eV. Ova ugaona raspodela je za razliku od onih u kiseoniku i azotmonoksidu izuzetno asimetrična u odnosu na 90°. Dobijena raspodela je takva da daje veću verovatnoću za zahvat elektrona na molekul CO ukoliko je atom kiseonika okrenut ka upadnom elektronu nego ako je u tom pravcu atom ugljenika. Ovakva ugaona raspodela se ne očekuje na osnovu teorijskog modela Taylor-a i O'Malley-a i za sada ne postoji njeno teorijsko objašnjenje. Mogući razlozi za asimetričnost su ili nepodesnost izbora molekularnih orbitala koji se za ovakve sisteme koriste ili interferencija rezonantnih stanja negativnog jona. Ne očekuje se da bi ovakav efekat bio mogao biti prouzrokovan uticajem rotacionog kretanja.

Radom na problemu merenja ugaone raspodele O⁻/CO završen je studijski boravak u LPOC. Problem merenja ugaone raspodele O⁻/CO₂ ostaje otvoren pošto za sada još nije bilo moguće da ova merenja obave. Naime i pored relativno dobrog razdvajanja elektrona od negativnih jona ipak postoji šum elektrona koji je proporcionalan osnovnom elektronskom signalu. Ovaj šum je bio zanemarljiv pri merenjima u kiseoniku i azotmonoksidu i mali pri merenjima u ugljenmonoksidu. Medutim taj šum za sada onemogućava merenja sa CO₂ jer je ovde energetska raspodela negativnih jona znatno šira a presek za disocijativni zahvat relativno mali. Ovaj problem ostaje u planu rada Grupe za elektronske sudare u LPOC ali za njegovo rešenje je potrebno izvršiti još neke prepravke u sistemu.

M.Kurepa

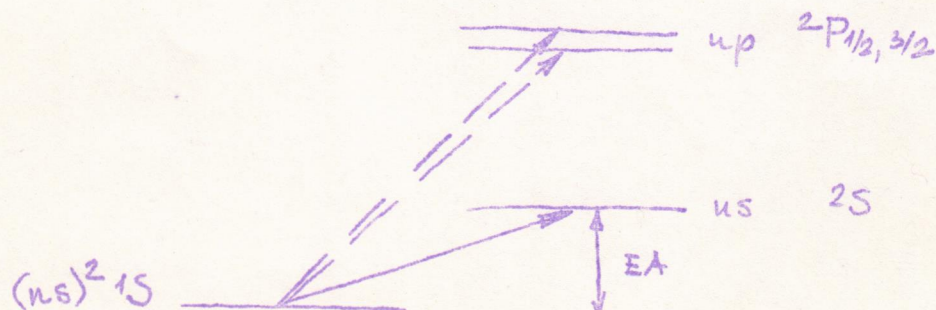
FOTOOTKIDANJE ELEKTRONA OD NEGATIVNIH JONA

Jedna od važnih fizičkih veličina potrebna za potpuno poznavanje procesa rezonantnog disocijativnog zahvata elektrona u molekule jeste elektronski afinitet atoma ili molekularnih grupa. Postoji više različitih načina za određivanje ove važne fizičke veličine. No, rezultati dobijeni tim metodama nisu se slagali međusobno, te nisu bili dovoljno pouzdani.

U poslednje vreme postavljeno je nekoliko eksperimenata za određivanje energije vezivanja elektrona u negativnom jonu interakcijom monohromatskih fotona. Ti ogledi se nazivaju jednim imenom FOTOOTKIDANJE ELEKTRONA. U ovom seminaru referišu se rezultati dobijeni u dva takva ogleda fotootkidanja.

H.J.Kaiser, E.Heinicke, R.Rachwitz and D.Feldmann
Photodetachment Measurements of Alkali Negative Ions
Z. Physik, 270 (1974) 259

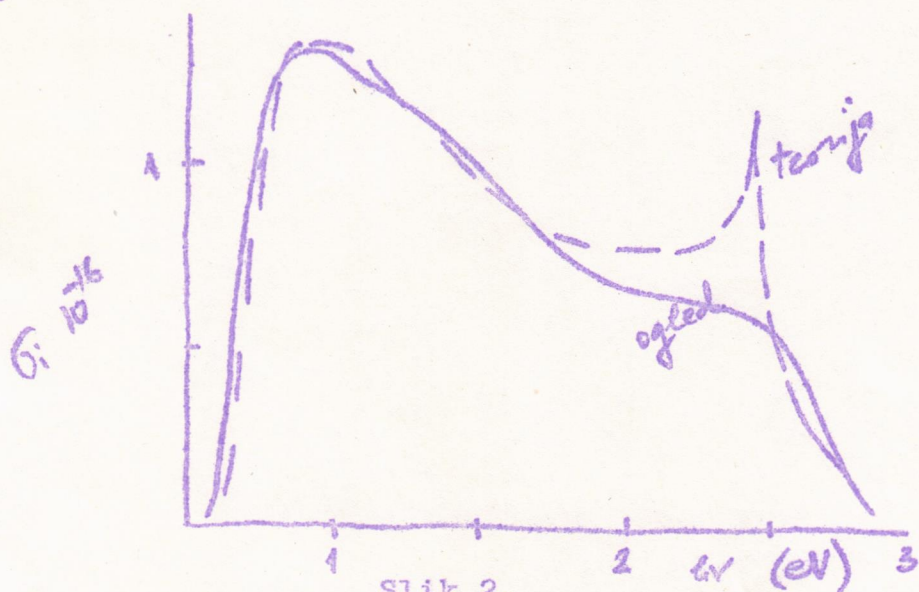
Ogled se sastojao u tome da je snop negativnih jona alkalnog metala iz Penningovog jonskog izvora bio propuštanjem kroz maseni analizator radi odvajanja jedne jonske vrste, i upućivan u interakciju sa fotonima. Snop svetlosti dobijen je iz ksenonske lampe, koja u ispitivanom domenu talasnih dužina ima gotovo kontinuiran spektar. Svetlost je monohromirana propuštanjem kroz optički monohromator. Snop negativnih jona i fotona sudarao se pod uglom od 90° . U pravcu normalnom na oba snopa postavljen je jednostavan sistem za ekstrakciju elektrona otkinutih od negativnih jona i vođen je na detekciju. Šematski dijagram energetske nivoa negativnog jona i neutralnog atoma koji nastaje u interakciji pokazan je na Slici 1.



Slika 1

Pored otkidanja elektrona iz negativnog jona uz stvaranje atoma u osnovnom energetsom stanju postoji mogućnost i da on ostane u pobuđenom energetsom stanju. Teorijski proračunu ovih procesa izvedeni su pre ogleda koji se opisuje.

Primer rezultata fotootkidanja za negativan jon litijuma pokazan je na Slici 2. Eksperimentalno dobijeni presek za foto otkidanje očigledno pokazuje tendenciju porasta u oblasti gde se očekuje proces otkidanja uz istovremeno pobuđivanje neutralnog atoma.



Slik 2.

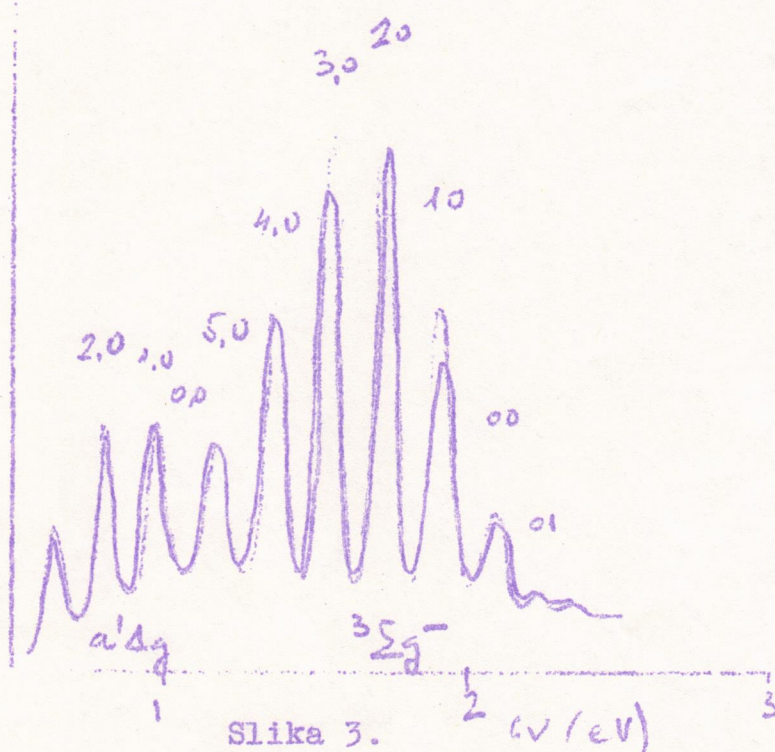
Prag na kome proces počinje određuje energiju vezivanja elektrona za negativni jon, tj. elektronski afinitet. Rezultati određivanja elektronskog afiniteta za alkalne metale dati su u Tabeli I

Tabela I

Atom	Elektr. af. (eV)
Li	0.611 ± 0.020
Na	0.539 ± 0.020
K	0.497 ± 0.020
Rb	0.490 ± 0.020
Cs	0.470 ± 0.020

R.J.Celotta, R.A.Bennett, J.H.Hall, M.W.Siegel and J. Levine
Molecular Photodetachment Spectroscopy: II The Electron Affinity
of O_2 and the structure of O_2^-
Phys.Rev., 6 (1972) 631

U ovom ogledu snop svetlosti dolazio je iz lasera, sudario se sa maseno analiziranim snopom negativnih jona molekula kiseonika. Otkinuti elektroni upućivani su u energetski analizator sa svernim električnim poljem i detektovani korišćenjem kašnjenog elektronskog multiplikatora. Rezultat jedne takve analize pokazan je na Slici 3.



Slika 3.

Detektovan je veliki broj energetskih grupa elektrona. Analiza porekla tih grupa izvedena je na osnovu postojećih podataka o energijama osnovnog stanja molekula kiseonika i prvog pobuđenog elektronskog stanja. Zaključak analize je da se joni molekula kiseonika od kojih se elektron otkida svi nalaze u osnovnom energetskom stanju, da se prilikom otkidanja molekula kiseonika prevodi u jedno od vibracionih stanja dvaju elektronskih nivoa, osnovnog i prvog pobuđenog.

Analizom je izvedena i vrednost elektronskog afiniteta negativnog molekularnog jona kiseonika, i ona iznosi 0.440 ± 0.08 eV

Primenom Morse potencijala određuje se oblik krive potencijalne energije molekularnog jona O_2^- , i određen položaj minimuma krive na $r = 1,341 \pm 0.010$ Å.

S E M I N A R

Dušan M. Filipović:

EFEKAT SVETLOSTI NA POLIRANOJ KONVEKSNOJ REFLEKTUJUĆOJ
POVRŠINI

Osvetlimo li poliranu reflektujuću kuglicu dijametra $a \approx 1$ cm snopom paralelnih zraka zapazićemo, na proizvoljnoj daljini jasnog vida, na njoj zrakastu mrlju - lik izvora na neidealnom, jako konveksnom ogledalu.

Postavimo kuglicu bliže oku no što je granica jasnog vida. Mrlja će preći u kružić sa jasnim granicama i karakterističnim, obojenim prugama i krugovima koji se mogu delimično da preklapaju (v. fotografiju 1 i činjenicu 2).

Posmatranja su vršena delom na analogonu oka, a delom direktno okom. Fotografije su načinjene pomoću analogona (v. crtež 1).

Metode: subjektivna procena, anketa, fotografija.

Činjenice utvrđene posmatranjem su sledeće:

1. Slika je informacija o površini kuglice tj. efekat je površinski.
2. Na površinama malog radijusa krivine česta je pojava svetlih prstenova i pruga koji se mogu delimično međusobno i da prekrivaju (v. fot.1).
3. Osnovni činioci efekta su:
 - a/ Refleksiona difrakcija na zrnima prašine i neravninama na R-površini (čit.:reflektujuća površina)
 - b/ Interferencija na tankim slojevima masnoće na R-površini.
 - v/ Hromatska aberacija kada je izvor svetlosti polihromatski.
4. Može se zanemariti uticaj sferne aberacije i difrakcije na zenici oka.

5. Slika može da se "izdigne" iznad površine kuglice. Pri tome se ne deformiše i postaje prozračna.

6. Na sliku površine superponira se slabo primetna koprena sa slučajnim, bledim, difrakcionim kružićima.

7. Evidentna je optička iluzija perspektive. Posledica je: utisak mnogostrukog uvećanja.

8. Slika je izvrnuta.

Pre nego što predjem na tumačenje činjenica potrebno je da kažem da sam se ograničio na one kvalitativne prirode.

Tako sam dobio na slobodi hipoteze ono što sam izgubio na strogom eksperimentu (za koji nije dovoljan entuzijazam).

U tom svetlu treba gledati ovaj rad, jer: "Nauka načinaetsja tam gde načinajutsj izmerenija" - Lomonosov.

Objašnjenja činjenica⁺ :

/1/ Tragovi korozije kristalom načinjeni zarezima i slični detalji uočljivi golim okom ili pomoću lupe, prisutni su na slici i pri tome zadržavaju svoju prvobitnu formu. Različiti materijali ne daju bitno različitu sliku, sem što reflektuju različite delove spektra. Ispitivani su: gvoždje, bakar, srebro i staklo. Dakle, efekat je površinski.

/2/ Kaustička površ (dalje: K-površ), koja se dobija produžavanjem reflektovanih zraka iza R-površine predstavlja, kao što je poznato, položaje žiža pri raznim uglovima upadnih zraka u odnosu na R-površinu. Konstrukcijom, prema zakonima geometrijske optike, dobija se oblik K-površi, za naš slučaj kao na crtežu 2.

Odgovarajuću tačku K-površi, za dati ugao upadnih zraka, možemo smatrati novim izvorom svetlosti. Pošto je radijus krivine R-površi mali ovaj latentni izvor je vrlo blizu nje pa i svega na njoj. Sem toga možemo sa velikom tačnošću da pretpostavimo da je novi izvor tačkast i da su reflektovani zraci koherentni. (Uporedi fot.1 i hologram sl. 11. [2]). Na zrcima prašine i zarezima na R-površi dolazi do difrakcije svetlosti.

⁺/- Simbolom /X/ označeno je objašnjenje X-te činjenice.

Difrakcija je očevidno fresnelova, jer u njoj učestvuju mali delovi talasne površi. Raspodela intenziteta za monohromatsku svetlost data je formulom 60,9 [3].

Da interferencija na tankim slojevima postoji na slici vidi se sa fot. 2. snimljenom pri monohromatskom svetlu. Efekat tankih slojeva je ovde registrovan slučajno. Ako se R-površ premaže slojem na pr. nafte, efekat je naročito upečatljiv.

/4/ Ako bi sferna aberacija imala bitnog uticaja na efekat, upotreba analogona sa sočivom prečnika oko 6 cm znatno bi ga pojačala. Isto važi i za difrakciju na zenici oka, za koju je eksperimentalno utvrđeno [1] da se javlja pri prečnicima zenice manjim od 0,12 cm.

Interesantno je da unošenje bilo kakvog sočiva od stakla (sočivo analogona oka, objektiv fotoaparata) u velikoj meri čini sliku nejasnijom u odnosu na onu koju vidimo golim okom. Na slične teškoće je nailazio i autor [1] koristeći preparirano kavalje oko. Očevidno, živo oko se neprekidno akomodira, već prema momentalnim uslovima. Teškoća fotografisanja je još i mali intenzitet reflektovane svetlosti što zahteva dugu ekspoziciju (oko 20 sek.), no najteže je da se pri tako malom intenzitetu odrede optimalni uslovi snimanja.

/5/ "Izdizanje" slike iznad kuglice posledica je talasne prirode svetlosti - difrakcije. Ovaj fenomen se može lepo objasniti i geometrijskom optikom. Dovoljno je setiti se crteža K površi (crt.2). Ona delimično prelazi u prostor van R-površi i u tim slučajevima slika će "napustiti" R-površ. Iako iz istog pravca mogu doći i drugi zraci, nekoherentni sa prvim, neće doći do interakcije i imaće se uticak prozračnosti.

/6/ Bleda koprena sa slučajnim difrakcionim kružićima prati kretanje oka. Posledica je difrakcije na telašcima palim na rožnjaču odnosno na nehomogenostima samog oka. Koprena ima formu mrežice i tek bi trebalo ispitati da li se tu radi o krvnim kapilarnim sudovima koje je primetio na pr. Pokrovskij [4] ili su to nehomogenosti druge prirode.

/7/ Prostorni ugao u kome sliku zapažamo je veliki zbog male udaljenosti od oka. Primera radi, gledajući jedan zarez na

površini kuglice mikroskopom sa uvećanjem 100 puta i u uslovima u kojima se efekat javlja, imao sam utisak da efekat daje veće uvećanje.

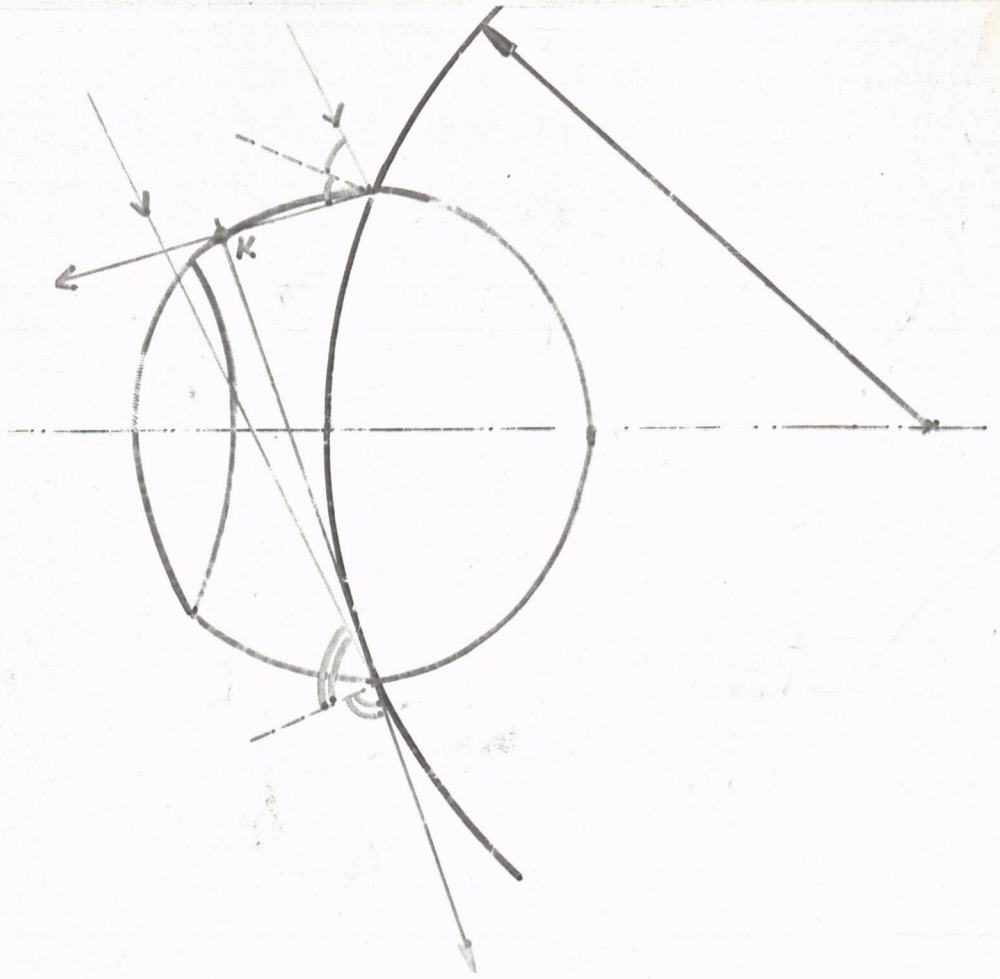
Nefokusiranost ostavlja na slici značajan "optički fon" i to je jedan od uzroka da se deo R-površni vidi kao relativno veliki iako mu je prečnik reda desetine mikrona. Prečnik dela R-površni koji daje sliku lako se izračunava deljenjem obima velikog kruga kuglice sa brojem diskretnih slika na tom obimu.

/8/ Za sada nemam objašnjenje za ovu činjenicu. Izvrnutost slike se potvrđuje kretanjem detalja sa slike u suprotnom smeru od smera kretanja R-površni. Sem toga, zaklanjamo li vidno polje nekim zasterom, napr. počev s desna na levo, gubićemo detalje slike s leva u desno.

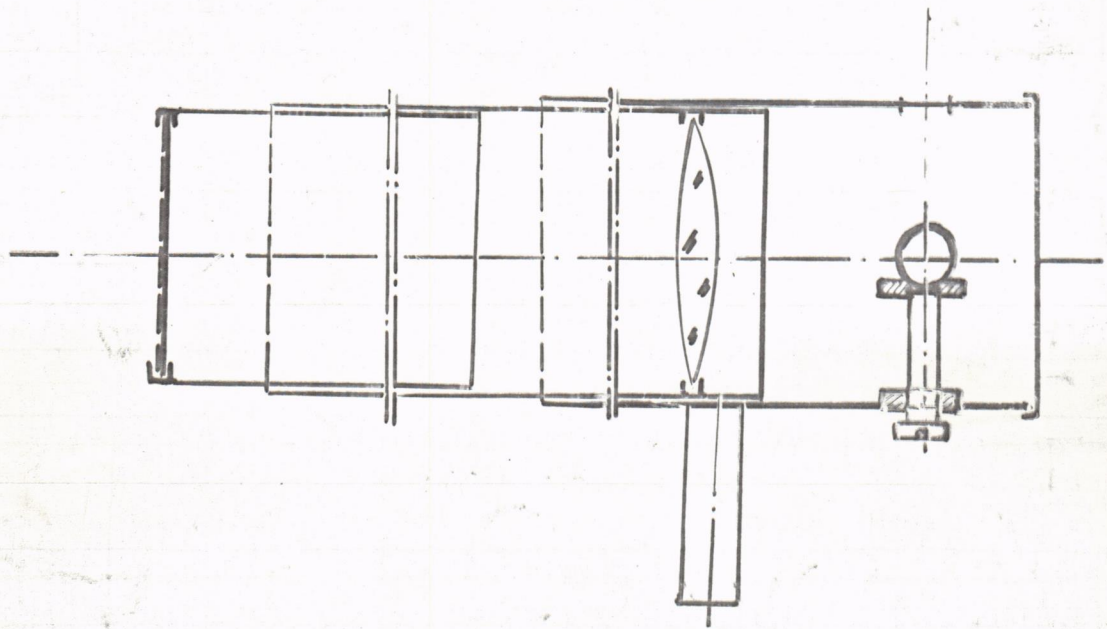
Dušan M. Filipović

Literatura:

1. G.K.Gurtovoj: "Kačestvo izobraženija v glaze i ego optičeskie pričini", Problemi fiziologičeskoj optiki, Tom VI - 1948.
2. Ju.I.Ostrovskij: "Golografija i ee primenenie", Leningrad, 1973.
3. L.D.Landau, E.M.Lifšic: "Teorija polja", Moskva 1973.
4. G.J.Pokrovski Z s.f.Phys., Bd.35, H. 10, 1929.



CRTE 2.



CRTE 1.

LABORATORIJA ZA ATOMSKU
LABORATORIJA ZA ATOMSKU
I MOLEKULARNU FIZIKU

S 26/74
20.12.1974.

S E M I N A R

L. Vušković :

IZVEŠTAJ SA STUDIJSKOG BORAVKA
U SAD

Četrdesetodnevni boravak u SAD odvijao se u različitim gradovima Kalifornije.

Na seminaru će biti reči o:

- načinu školovanja
- laboratorijama za fiziku
- problematici zagađenja

Fakultetsko obrazovanje se stiče na tri vrste visokoškolskih ustanova: državni univerzitet, državni koledž i privatni univerzitet. Nastava se odvija po semestrima ili "kvoterima".

Medju istraživačkim centrima biće reči o grupi prof. Arona Kuppermanna, iz Kalifornijskog instituta u Pasadeni, prof. Don Villarejo-a sa Kalifornijskog univerziteta u Los Andjelosu, grupi prof. Fellixa Smita iz Istraživačkog instituta "Stanford" kao i nekim drugim.

Problematici zagađenja vazduha je posvećena pažnja utoliko što su prikupljeni podaci svih publikacija u toku poslednje dve godine. Isto tako je obraćena pažnja na način merenja, obradu i prezentiranje podataka o zagađenju vazduha u oblasti Los Andjelosa.