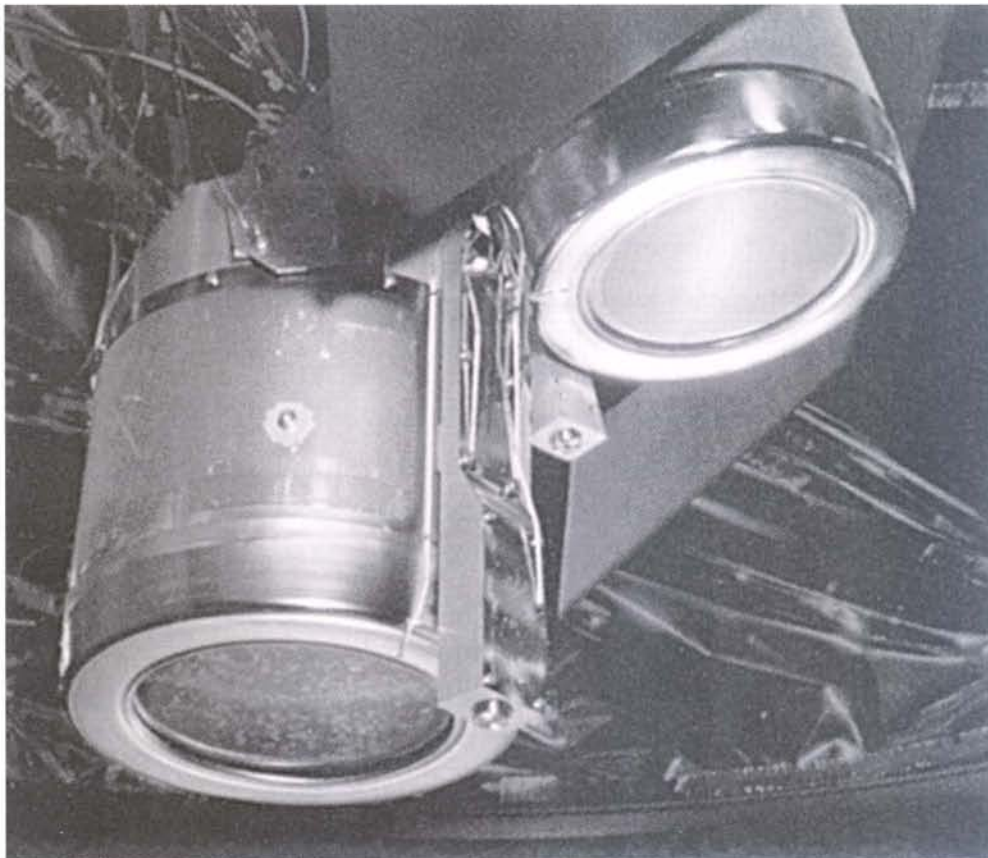


VAKUUMIST

ČASOPIS ZA VAKUUMSKO ZNANOST, TEHNIKO IN TEHNOLOGIJE, VAKUUMSKO
METALURGIJO, TANKE PLASTI, POVRŠINE IN FIZIKO PLAZME

LJUBLJANA, DECEMBER 98

LETNIK 18, ŠT. 4, 1998





SCAN d.o.o., zastopniško servisno podjetje
Breg ob Kokri 7, 4205 Preddvor, Slovenija
Tel. +386 64 451 383, Fax +386 64 451 050

balzers
Instruments

Nov standard na področju helijeve detekcije netesnosti



Omogoča enostavno in prijazno delo

- Pogon preko menujev
- Možnost prikaza na zaslonu v domačem jeziku
- Kompaktna izvedba merilnika
- Hitri in zanesljivi rezultati skupaj s protokolom
- Možnost delovanja v vakuumski ali sledilni (sniffer) izvedbi
- Optimalna zadržitev ozadja
- Hitro odkrivanje netesnosti
- Visok vhodni tlak in velika hitrost črpanja helija omogočata hitre meritve

PFEIFFER  VACUUM

Pfeiffer Vacuum Austria GmbH
Diefenbachgasse 35
A-1150 Wien
Tel. +43-1-894-1704
Fax +43-1-894-1707
Internet: <http://www.pfeifer-vacuum.de>

VSEBINA

- Metoda za oceno stopnje neravnovesnosti kisika pri nizkem tlaku (M. Mozetič, K. Požun, L.Koller, M. Bizjak)

- Ionski izviri za pogon vesoljskih plovil (P. Panjan, M. Čekada)

- Osnove liofilizacije (I. del) (B. Povh)

- Izračun koeficienta razprševanja (A. Vesel, M. Mozetič, J. Kovač)

- Optična polarizacijska mikroskopija za analizo struktur v tekočih kristalih (M. Ambrožič)

- Zgodovina raziskovanja plazme - Magnetohidrodinamika (II. del) (S. Južnič)

- NASVETI (J. Gasperič, A. Pregelj)

- DRUŠTVENE NOVICE

Slika na naslovni strani prikazuje **kсенonova ionska izvira**. Takšni izviri so alternativa klasičnim pogonskim sistemom na kemijsko gorivo, ki se uporabljajo npr. za popravljanje orbite komunikacijskih satelitov. V ta namen so jih prvi uporabili ruski znanstveniki. Primerni so tudi za vesoljske odprave, kjer potrebujemo veliko energije (npr. pot do asteroidov, kometov). Pred kratkim (novembra 1998) so Američani poslali v vesolje sondo Deep Space 1 (DS1), ki jo poganja ionski izvir. Slika na naslovni strani je iz revije "The Industrial Physicist", junij 1998. Fizikalne osnove pogonskih sistemov z ionskimi izviri so opisane v članku "Ionski izviri za pogon vesoljskih plovil", avtorjev P. Panjana in M. Čekade.

Obvestilo

Naročnike Vakuumista prosimo, da čim prej poravnate naročnino za leto 1999.

Cena štirih števil, kolikor jih bo izšlo v letu, je 2000,00 tolarjev.

SPONZORJI VAKUUMISTA:

- **Ministrstvo za znanost in tehnologijo**
- **Ministrstvo za šolstvo in šport**
- **PFEIFFER Vacuum Austria GmbH**

- VAKUUMIST
- Izdaja Društvo za vakuumsko tehniko Slovenije
- Glavni in odgovorni urednik: dr. Peter Panjan
- Uredniški odbor: mag. Andrej Demšar, dr. Jože Gasperič (urednik za področje vakuumске tehnike in sistemov), dr. Bojan Jenko, dr. Monika Jenko (urednica za področje vakuumске metalurgije), mag. Stanislav Južnič, Janez Kovač, dipl. ing., dr. Ingrid Milošev, dr. Miran Mozetič, dr. Vinko Nemanič, Marjan Olenik, dr. Boris Orel, mag. Andrej Pregelj, dr. Vasilij Prešern in dr. Anton Zalar
- Lektor: dr. Jože Gasperič
- Korektor: Miha Čekada, dipl. ing.
- Naslov: Uredništvo Vakuumista, Društvo za vakuumsko tehniko Slovenije, Teslova 30, 1000 Ljubljana, tel. (061)177 66 00
- Elektronska pošta: DVTS.group@guest.arnes.si
- Številka žiro računa: Društvo za vakuumsko tehniko Slovenije, 50101-678-52240
- Grafična obdelava teksta: Jana Strušnik
- Tisk: PLANPRINT, d.o.o. - Littera picta, Rožna dolina, c. IV/32-36, 1000 Ljubljana
- Naklada 400 izvodov

METODA ZA OCENO STOPNJE NERAVNOVESNOSTI KISIKA PRI NIZKEM TLAKU

Miran Mozetič, Inštitut za tehnologijo površin in optoelektroniko, Teslova 30, 1000 Ljubljana,
Karol Požun in Lidija Koller, Inštitut za elektroniko in vakuumsko tehniko, Teslova 30,
 1000 Ljubljana,
Martin Bizjak, Iskra – stikala, Savska Loka 4, 4000 Kranj

A method for estimation of the degree of non-equilibrium of oxygen at low pressure

POVZETEK

Opisujemo preprosto napravo za oceno stopnje neravnovesnosti kisika. Termodinamsko neravnovesno stanje plina dosežemo pri prehodu le-tega skozi šibkoionizirano kisikovo plazmo, ki jo ustvarimo v stekleni vakuumski komori z induktivno vezanim RF generatorjem. V plin namestimo nikljevo katalitično sondo in merimo časovni odvod temperature sonde po vklopu generatorja. Ob predpostavki, da se sonda ogreva predvsem zaradi rekombinacije nevtralnih kisikovih atomov na njeni površini, izračunamo stopnjo neravnovesnosti plina in temperaturo, ki bi jo imel plin s tolikšno koncentracijo vzbujenih delcev v ravnovesnem stanju. Stopnjo neravnovesnosti smo ocenili pri različnih tlakih med 4 in 200 Pa in ugotovili, da je ustrežna ravnovesna temperatura plina reda 10000 K.

ABSTRACT

A simple tool for estimation of the degree of non-equilibrium of oxygen is described. Thermodynamic non-equilibrium state of the gas is obtained by drifting the gas through a weakly ionized oxygen plasma, which is created in a glass vacuum chamber by an inductively coupled RF generator. A nickel catalytic probe is immersed in gas and its first time derivative after turning on the RF generator is measured. Assuming the probe is heated mainly due to recombination of neutral oxygen atoms on its surface, the degree of non-equilibrium is calculated. The temperature, corresponding to the concentration of excited particles in thermodynamic equilibrium, is calculated as well. The degree of non-equilibrium of gas is estimated at different pressures between 4 and 200 Pa, and the corresponding equilibrium temperature is of the order of 10000 K.

1 Uvod

V naravi se plin navadno nahaja v termodinamskem ravnovesju. To pomeni, da zanj veljajo zakoni ravnovesne termodinamike. Delež molekul, ki se nahajajo v različnih vzbujenih stanjih, je enolično odvisen od temperature plina in ga izračunamo iz Boltzmannove porazdelitve:

$$\frac{N_a}{N} = e^{-\frac{W_a}{kT}} \quad (1)$$

kjer je N_a število delcev v nekem vzbujenem stanju, N število vseh delcev, W_a aktivacijska energija, k Boltzmannova konstanta in T temperatura, izražena v kelvinih. Aktivacijska energija je odvisna od vrste vzbujenosti. Če nas na primer zanima delež molekul, ki se nahajajo v 4. vibracijskem vzbujenem stanju, je W_a energijska razlika med osnovnim in 4. vibracijskim vzbujenim stanjem, če pa nas zanima delež enkrat ioniziranih molekul, je W_a ionizacijska energija molekule. Pri izračunu stopnje disociiranosti molekul je W_a disociacijska energija in tako naprej. Značilna vrednost aktivacijske energije za vzbujanje rotacijskih stanj molekule kisika je reda velikosti 10^{-3} eV, za vibracijska stanja reda 10^{-1} eV, enoelektronsko vzbujenih stanj

nekaj eV, disociacijska energija molekule kisika je 5,12 eV, ionizacijska pa 12,07 eV /1/. Za večkratno ionizacijo je potrebna energija reda 100 eV. Pri sobni temperaturi (300 K) je povprečna energija molekul pri termičnem gibanju 0,026 eV. V ravnovesnem stanju se torej pretežni del molekul nahaja v nekem rotacijskem vzbujenem stanju, molekul v vibracijskih vzbujenih stanjih je že bolj malo, medtem ko je koncentracija disociiranih, ioniziranih in enoelektronsko vzbujenih stanj zanemarljivo majhna. Z naraščajočo temperaturo deleži različno vzbujenih molekul eksponentno naraščajo, vendar pa je še pri temperaturi 1000 K stopnja disociiranosti molekul krepko pod 10^{-10} . Stopnja disociiranosti okoli 1% dobimo šele pri plinu s temperaturo 10000 K.

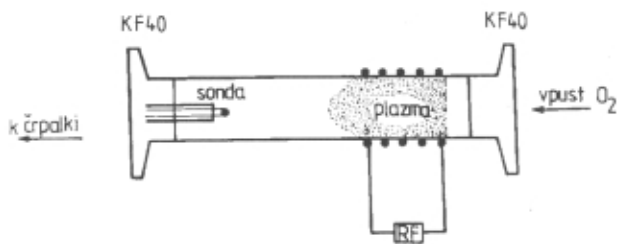
Mnogi tehnološki procesi v sodobni industriji temeljijo na sodelovanju kisikovih atomov s površino trdnih snovi /2,3/. Atomi kisika so namreč kemijsko zelo aktivni, zato jih uporabljajo na primer pri aktivaciji površin polimernih materialov /4,5/. Ker je pri termodinamsko ravnovesnem plinu stopnja disociiranosti znatna šele pri temperaturi nekaj tisoč K, je treba za tovrstno obdelavo uporabiti termodinamsko neravnovesno stanje plina. Za doseg takšnega stanja navadno uporabljamo nizkotlačne razelektritve /6/. Delež molekul v različnih vzbujenih stanjih v tem primeru ni odvisen od temperature plina, ampak od vrste razelektritve, tlaka, prostornine in snovnih lastnosti razelektritvene komore itd. Za doseg visoke stopnje ioniziranosti molekul so najprimernejši nizkotlačni oblok, razelektritev z votlo katodo, ECR mikrovalovna razelektritev, pa tudi različne razelektritve v močnem magnetnem polju. Visoko stopnjo disociiranosti molekul je najlažje doseči v visokofrekvenčnih razelektritvah, visok delež molekul v enoelektronskih vzbujenih stanjih pa lahko dobimo tudi v različnih vrstah tlivne razelektritve.

Za merjenje koncentracije delcev v različnih vzbujenih stanjih so v preteklih letih razvili različne bolj ali manj natančne metode, ki temeljijo na uporabi bolj ali manj dragih naprav. Najcenejša naprava za merjenje stopnje disociiranosti molekul je katalitična sonda. S to napravo na primer dokaj natančno izmerimo stopnjo disociiranosti vodika, o čemer smo že poročali /7/. V nadaljnjem besedilu bomo pokazali, da lahko takšno sondo uporabimo tudi za oceno disociiranosti kisika, ali bolj natančno, za določanje stopnje neravnovesnosti kisika.

2 Opis poskusa

Poskuse smo opravili v vakuumskem sistemu, ki je bil načrtovan na Inštitutu za tehnologijo površin in optoelektroniko, izdelan pa na Inštitutu za elektroniko in vakuumsko tehniko v Ljubljani. Sistem črpamo z dvo-stopenjsko rotacijsko črpalko s črpalno hitrostjo $16 \text{ m}^3/\text{h}$, tlak pa merimo s kalibriranimi Piranijevimi merilniki. Glavni del sistema je razelektritvena cev

notranjega premera 3,6 cm in dolžine 60 cm. Komora je izdelana iz stekla vrste Schott 8250, ki je na obeh straneh vezan na kovarsko cev enakega premera in dolžine 2 cm. Kovarski cevi sta na drugi strani privarjeni na prirobnici KF 40. Na eni strani cevi je nameščen kovinski sistem za doziranje plinov, drugi del pa je vezan na preostali vakuumski sistem. Na tem delu je nameščen tudi nosilec gibljive sonde. Tisti del razelektrivne komore, na katerega je nameščen sistem za doziranje plinov, smo ovili s tuljavo dolžine 15 cm, ki je priklopljena na RF generator z nazivno močjo 700 W in frekvenco 27,12 MHz. Razelektrivna komora je prikazana na sliki 1. Pri večjih tlakih je plazma omejena le na notranjost tuljave, medtem ko se pri nižjih tlakih raztegne v smeri proti sondi. Neostrota meja je pri tlaku 60 Pa.



Slika 1. Shema razelektrivne komore

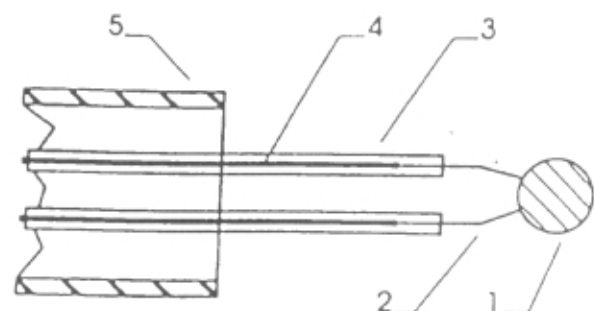
V razelektrivni komori generiramo nizkotlačno kisikovo plazmo. Pri neelastičnih trkih hitrih elektronov z molekulami kisika v plazmi nastajajo različni vzbujeni delci. Njihova gostota v plazmi je odvisna od pogostosti določenih neprožnih trkov in verjetnosti za relaksacijo. Nastale delce lokalni gradient tlaka, ki je posledica stalnega vpuščanja plina na eni strani komore in črpanja na drugi strani, potiska iz plazme proti sondi. Delež različnih vzbujenih stanj kisika na mestu sonde je v splošnem različen od vrednosti znotraj tuljave in je odvisen od njihove "življenjske dobe". Enoelektronsko vzbujeni atomi in molekule ter vibracijsko vzbujene molekule preidejo v osnovno stanje z električnim dipolnim sevanjem, tako da je njihova trajnost manj kot 10^{-5} s. Do sonde torej ne dospe praktično noben delec te vrste.

Električno nabiti delci se pri visokem tlaku lahko rekombinirajo v plinu, pri nizkem pa je verjetnost za ta proces majhna (zato pri višjem tlaku nastane plazma le znotraj tuljave, pri nižjem pa se nekoliko razširi vzdolž cevi). Električno nabiti delci se zato v glavnem rekombinirajo na steni razelektrivne komore. Rekombinacija pozitivnih atomarnih in molekularnih ionov poteka že na površini komore znotraj tuljave. Negativno nabiti ioni pa ne morejo doseči te površine, saj jim dostop preprečuje potencialna razlika med plazmo in steno komore. Negativni ioni lahko torej nadaljujejo pot proti sondi vse dotlej, dokler je absolutna vrednost produkta naboja iona in potenciala plazme večja od njihove kinetične energije. Pri visokem tlaku torej negativni ioni ne morejo prispeti do sonde, pri nizkem pa vsaj del lahko.

Tudi za nevtralne atome kisika, ki nastajajo v plazmi, velja, da se pri nizkem tlaku ne morejo rekombinirati v plinu, ampak zgolj na steni razelektrivne komore. Pri tem je verjetnost za rekombinacijo močno odvisna od lastnosti površine, najbolj od vrste materiala, pa tudi od morfologije in temperature stene. Mnoge vrste stekel

zelo slabo rekombinirajo kisikove atome, zato lahko pričakujemo, da prispe do sonde mnogo nevtralnih atomov kisika, ki nastanejo v plazmi.

Stanje plina na koncu razelektrivne komore merimo z nikljevo katalitično sondo, ki je prikazana na sliki 2. Kot smo že omenili, prispejo do sonde poleg termaliziranih molekul še nevtralni atomi kisika in nevtralne molekule ozona, ki so tudi termalizirani, pri nizkem tlaku pa tudi negativni ioni. Na površini sonde se v splošnem odvijajo različne vrste rekombinacij, ki so po definiciji eksotermni procesi. Sonda se zato ogreje preko temperature okolice. Iz meritve časovne odvisnosti temperature sonde lahko torej ocenimo stopnjo neravnovesnosti plina v njeni okolici.



Slika 2. Nikljeva katalitična sonda.

1 - nikljeva ploščica premera 2 mm in debeline 0,2 mm, 2 - žici termočlena chromel alumel premera 0,125 mm, 3 - steklena cev premera 1,5 mm in debeline stene okoli 0,1 mm, 4 - kovarski nosilec premera 1 mm, 5 - steklena cev premera 7 mm

Časovni potek temperature plina po vklopu RF generatorja smo merili v vakuumskem sistemu pri različnih tlakih med 4 in 200 Pa. Končni tlak je bil vselej 0,8 Pa. Barva plazme pri končnem tlaku je pokazala, da je večji del residualne atmosfere vodna para. Pri vsakem izbranem tlaku smo opravili po tri zaporedne meritve, da bi dobili informacijo o ponovljivosti meritev. Časovna odvisnost temperature sonde pri treh različnih tlakih je prikazana na slikah 3, 4 in 5.

3 Rezultati

Iz meritev temperature sonde prvo minuto po vklopu RF generatorja izluščimo dve pomembni veličini: ravnovesno temperaturo sonde in prvi odvod temperature sonde takoj po vklopu RF generatorja. Ravnovesna temperatura sonde v odvisnosti od tlaka je prikazana na sliki 6. Pri nizkem tlaku ravnovesna temperatura sonde narašča z naraščajočim tlakom, doseže največjo vrednost 580 K pri tlaku 80 Pa, potem pa naglo pade. Pri ravnovesni temperaturi je ogrevanje sonde enako ohlajanju. Ker so mehanizmi ohlajanja sonde znani (sevanje, toplotna prevodnost plina, odvajanje toplote po žicah termočlena), bi lahko iz ravnovesne temperature izračunali energijski tok na sondo, ki je posledica neravnovesnega stanja plina. Vendar pa je račun zapleten, vsebuje pa tudi več slabo poznanih konstant, zato se mu na tem mestu izognemo.

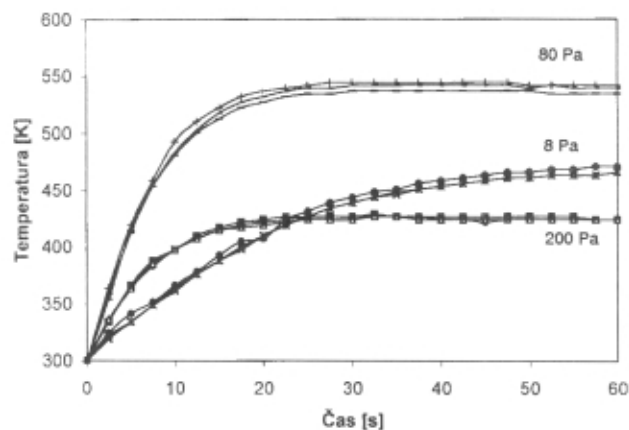
Stopnjo neravnovesnosti plina rajši ocenimo iz meritve odvoda temperature sonde po vklopu RF generatorja. Ker je prvih nekaj sekund temperaturna razlika med sondo in okolico še majhna, lahko ohlajanje zanemarimo. Ker je energijski tok na sondo konstanten, temperatura sonde spočetka narašča linearno, kar lahko opazimo tudi na sliki 3. Vrednosti odvoda temperature sonde po vklopu RF generatorja pri različnih tlakih so zbrane na sliki 5. Tudi v tem primeru je signal na sondi močno odvisen od tlaka. Pri nizkih tlakih odvod temperature sonde po času najprej narašča z naraščajočim tlakom, doseže največjo vrednost 25 K/s pri tlaku okoli 90 Pa, z nadaljnjim naraščanjem tlaka pa naglo pade.

Iz odvoda temperature sonde takoj po vklopu RF generatorja izračunamo moč, ki se sprošča na površini sonde zaradi relaksacije neravnovesnega plina v njeni okolici:

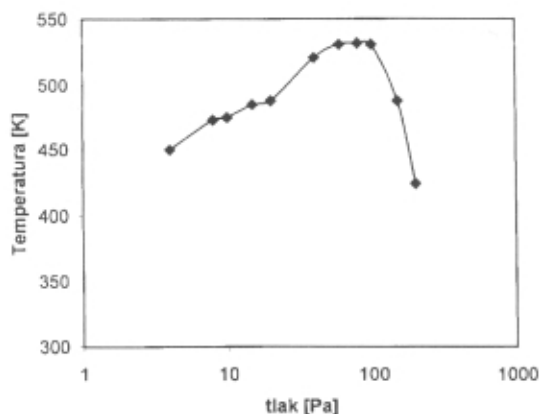
$$P = m c_p dT/dt \quad (2)$$

kjer je m masa sonde in c_p specifična toplota materiala, iz katerega je izdelana sonda. Delci, ki dosežejo površino sonde, prinašajo le tej v povprečju energijo:

$$W_x = P/(j 2\pi r^2) \quad (3)$$



Slika 3 Časovni potek temperature nikeljeve sonde pri tlakih 8, 80 in 200 Pa. Prikazane so tri zaporedne meritve.



Slika 4. Ravnotesna temperatura nikeljeve sonde pri različnih tlakih v vakuumskem sistemu

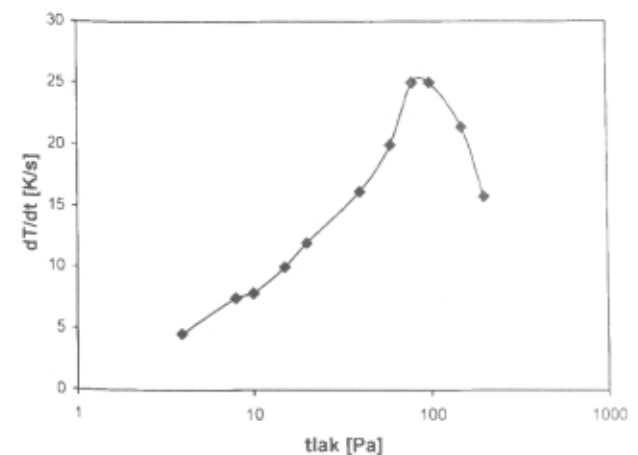
kjer je j gostota toka delcev na površino in $2\pi r^2$ površina ploščice. Če se vsak delec na površini sonde idealno relaksira, lahko stopnjo neravnovesnosti izračunamo kot

$$\eta_0 = 1 + W_x/kT \quad (4)$$

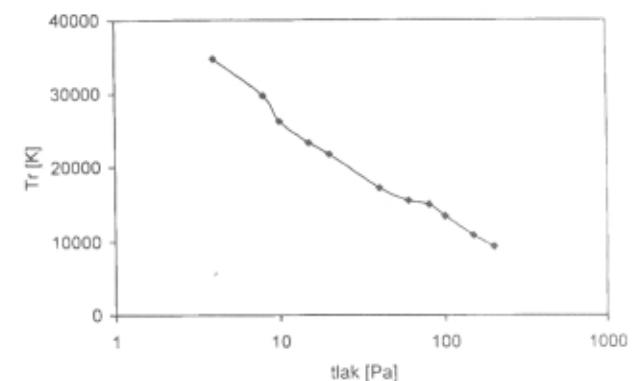
V naravi ni nič idealnega, zato se tudi delci nikoli idealno ne relaksirajo na površini sonde. Verjetnosti za površinsko relaksacijo različnih termodinamsko neravnovesnih delcev, ki lahko dosežejo sondo, v splošnem ne poznamo, prav tako pa tudi ne vemo, kolikšen je delež različnih vrst delcev. Za oceno stanja plina v okolici sonde zato v prvem približku vzamemo, da večji del energije prispeva rekombinacija nevtralnih kisikovih atomov. Proces je v literaturi dobro opisan, izmerjene pa so bile tudi vrednosti rekombinacijskega koeficienta za različne vrste materialov, posebej za površine stekel, kovin in kovinskih oksidov /8/. Za nikelj oksid, ki je prisoten na površini naše sonde, je rekombinacijski koeficient $\gamma = 0,04$ /9/.

Ob predpostavki, da je verjetnost za relaksacijo katerihkoli neravnovesnih delcev na površini sonde približno enaka verjetnosti za rekombinacijo nevtralnih kisikovih atomov na njej, je torej stopnja neravnovesnosti plina v okolici sonde:

$$\eta = \eta_0 \gamma \quad (5)$$



Slika 5. Časovni odvod temperature nikeljeve sonde takoj po vklopu RF generatorja



Slika 6. Notranja temperatura plina v okolici sonde pri različnih tlakih

Iz zgornjih enačb izpeljemo končni izraz za stopnjo neravnovesnosti:

$$\eta = \gamma \left(1 + \frac{2mc_p}{v\pi r^2} \right) \left(\frac{dT}{p} \right) \quad (6)$$

Na sliki 6 prikazujemo odvisnost temperature, ki bi jo imel takšen plin v ravnovesnem stanju, od tlaka v vakuumskem sistemu.

4 Diskusija rezultatov

Podatki za stanje kisika po prehodu skozi plazmo, ki jo generiramo v stekleni razelektrivni komori, pokažejo, da se plin v okolici sonde nahaja v termodinamsko izredno neravnovesnem stanju, saj je delež vzbujenih stanj plinskih delcev za dva velikostna reda večji kot bi bil v ravnovesnem. Dejanska temperatura plina je sicer natanko enaka sobni (300 K), temperatura, ki smo jo izračunali iz vedenja sonde, pa je reda velikosti 10000 K. Pri tem se pojavi vprašanje smiselnosti uvajanja dveh temperatur. V ravnovesni termodinamiki je temperatura ena sama in je določena z Boltzmannovo enačbo. V neravnovesnem stanju pa temperatura načelno ni dobro določena veličina. Da bi se izognili zagati, so nekateri avtorji vpeljali dve vrsti temperatur: kinetično in notranjo temperaturo plina. Kinetična je tista, ki jo izračunajo iz povprečne kinetične energije delcev, ki jo imajo zaradi termičnega gibanja, notranja pa tista, ki jo imajo delci zaradi tega, ker se nahajajo v različnih vzbujenih stanjih. Obe temperaturi se lahko med seboj močno razlikujeta, pač odvisno od stopnje neravnovesnosti plina. V limitnem primeru, ko gre stopnja neravnovesnosti proti 1, gre razlika obeh temperatur proti 0. V termodinamskem ravnovesju sta obe temperaturi seveda enaki.

Poseben komentar si zasluži enačba (6). Za verjetnost za relaksacijo delcev na površini sonde smo vzeli kar podatek za rekombinacijski koeficient atomov kisika na oksidirani površini niklja. Če imamo v okolici sonde res samo termodinamsko ravnovesne molekule in dobro termalizirane atome, enačba dobro opisuje dejansko stopnjo neravnovesnosti. Vendar pa moramo v splošnem upoštevati, da imamo lahko v okolici sonde tudi druge vrste delcev. Poskusimo vsaj kvalitativno upoštevati še njihov prispevek k ogrevanju sonde.

Na stenah razelektrivne komore se tvorijo tudi molekule ozona O_3 . Le-te dosežejo tudi površino sonde, kjer lahko reagirajo z atomi kisika: $O_3 + O \rightarrow 2 O_2$. Tudi ta reakcija je eksotermna, vendar pa ne poznamo verjetnosti za tovrstno rekombinacijo na oksidirani površini niklja. Ozon pa tudi nastaja na površini sonde: $O_2 + O \rightarrow O_3$. Tudi verjetnost za ta proces nam ni poznana. Vsekakor obe reakciji prispevata k ogrevanju sonde. Kolikšno napako smo s tem zagrešili pri oceni stopnje neravnovesnosti plina, bi lahko ocenili le, če bi poznali verjetnosti za obe reakciji.

Pri nizkem tlaku se šibko ionizirana plazma razširi vse do sonde. V tem primeru moramo upoštevati dodatne mehanizme ogrevanja sonde, ki so posledica reakcij

sicer kratkoživih plazemskih delcev na površini sonde. Najpomembnejša je rekombinacija pozitivnih ionov in elektronov. Pri tem lahko sonda prevzame celotno ionizacijsko energijo, verjetnost za rekombinacijo pa je v vsakem primeru velika. Ogrevanje sonde zaradi rekombinacije te vrste bi lahko ocenili, če bi poznali gostoto molekularnih in atomarnih pozitivnih ionov in elektronov. Žal obstoječa eksperimentalna naprava teh meritev ne omogoča.

Znaten prispevek k ogrevanju sonde lahko prispevajo tudi drugi plini v razelektrivni komori. Končni tlak v sistemu je le 0,8 Pa, residualna atmosfera pa vsebuje pretežno molekule vode, pa tudi drugih plinov. Tudi te molekule v plazmi razpadejo in prispevajo k neravnovesnosti plina. Prispevek k ogrevanju sonde zaradi površinske relaksacije teh delcev je očitno največji pri najnižjem tlaku.

5 Sklep

Ocenili smo stopnjo neravnovesnosti kisika v okolici nikljeve katalitične sonde, ki je nameščena na koncu steklene razelektrivne komore. Ugotovili smo, da se plin, ki ga črpamo skozi plazmo, vselej nahaja v termodinamsko neravnovesnem stanju. Njegova notranja temperatura je za okoli dva velikostna reda višja, kot jo ima plin v termodinamskem ravnovesju. Odvisnost notranje temperature plina od tlaka smo ugotovili iz meritev časovnega odvoda temperature sonde takoj po vklopu RF generatorja, s katerim smo vzbujali plazmo. Notranja temperatura je bila izračunana ob predpostavki, da je verjetnost za relaksacijo različnih delcev na površini sonde enaka rekombinacijskemu koeficientu za atome kisika na površini nikljevega oksida. Zaradi nepoznavanja vseh drugih mehanizmov relaksacije, je opisana metoda uporabna le za grobo oceno stopnje neravnovesnosti plina. Natančnost rezultatov narašča z naraščajočim tlakom v sistemu, ker se z zviševanjem tlaka manjša relativni prispevek nam nepoznatih mehanizmov relaksacije.

Zahvala

Opisane raziskave je financiralo Ministrstvo za znanost in tehnologijo RS v okviru nacionalnega raziskovalnega programa.

6 Literatura

- /1/ P. K. Huber, G. Herzberg, Constants of diatomic molecules, Van Nostrand Reinhold Co., New York, 1979
- /2/ I. Šorli, W. Petasch, B. Kegel, H. Schmidt, G. Liebel, Inform. Midem 26, 1996, 35
- /3/ L. I. Belič, M. Mozetič, K. Požun, Fizika A5, 1996, 79
- /4/ I. Šorli, W. Petasch, B. Kegel, H. Schmidt, G. Liebel, G. Reis, Inform. Midem, 26, 1996, 113
- /5/ L. Koller, M. Mozetič, K. Požun, M. Bizjak, S. Vrhovec, Kovine, zlitine, tehnologije, 32, 1998, 255
- /6/ M. Mozetič, M. Drobnič, A. Pregelj, Vakuumist 17, 1, 1997, 17
- /7/ M. Mozetič, M. Drobnič, A. Pregelj, K. Zupan, Vacuum 47, 1996, 943
- /8/ H. Wise; B. J. Wood, Gas and surface reaction collisions, in Advances in atomic and molecular physics, ed. by D. R. Bates and I. Estermann, Academic Press, New York, 1967
- /9/ R. A. Hartunian, W. P. Thompson, S. Safron, J. Chem. Phys 43, 1965, 4003

IONSKI IZVIRI ZA POGON VESOLJSKIH PLOVIL

Peter Panjan, Miha Čekada, Institut "Jožef Stefan", Jamova 39, 1000 Ljubljana

Ion propulsion systems for spacecraft

ABSTRACT

Recently, NASA launched the Deep Space 1 spacecraft equipped with a high-performance ion-propulsion system. However, this is not the first spacecraft to use an ion source as the primary propulsion system. For some time they have been used for orbit correction of geosynchronous satellites. The engine provides 10 times the specific impulse of chemical propulsion. Therefore ion propulsion systems reduce the weight and cost of carrying propellant. In this paper the physical basics of such systems are described.

POVZETEK

Pred kratkim je ameriška vesoljska agencija NASA poslala v vesolje sondo Deep Space 1, ki jo poganja ionski izvir. To pa ni prvi primer uporabe ionskih izvirov za pogon vesoljskih plovil. Že dlje časa jih uporabljajo tudi za korekcijo orbite geostacionarnih satelitov. Ionski izviri dajejo specifične impulze, ki so 10-krat večji od tistih, ki jih dobimo s pogonskimi sistemi na osnovi kemijskih goriv. Zato tak način pogona vesoljskih plovil zmanjšuje maso in ceno potrebnega goriva. V prispevku opisujemo osnovne fizikalne zakonitosti, na katerih temelji delovanje ionskih izvirov za pogon vesoljskih plovil.

1 Uvod

Pred kratkim se je na internetu /1/ in v časopisih /2/ pojavila vest, da so Američani poslali v vesolje satelita in sondo, ki so jih namesto s klasičnimi pogonskimi motorji na kemično gorivo opremili z **ionskimi izviri s širokim curkom**. Na internetu si lahko ogledate celo kratek video posnetek delovanja takšnega pogonskega motorja. Zamisel ni nova. Že v šestdesetih letih, ko so raziskovalci začeli razvijati ionske izvire s širokim curkom, so ugotovili, da bi bili takšni izviri primerni za pogon vesoljskih plovil /3/. V laboratorijih raziskovalnega centra Lewis pri NASA so že leta 1960 eksperimentalno potrdili takšno možnost pogona plovil. Zelo aktivni so na tem področju tudi ruski raziskovalci. Grigoryan navaja /4/, da se na ruskih komunikacijskih satelitih ionski pogonski sistemi uporabljajo že od začetka osemdesetih let.

Ob tem se nam samo po sebi postavlja vprašanje, kako to, da je do praktične uporabe ionskih izvirov za pogon vesoljskih plovil prišlo šele po nekaj desetletjih. Razlogov za to je več. Prvi ionski izviri so za pogon uporabljali zelo reaktiven cezij in pare živega srebra, ki so zelo toksične. Drugi razlog je bila nezadostna oskrba plovil z električno energijo. Sončne celice, ki so jih poznali v tistem času, niso dajale dovolj električne energije za pogon ionskih izvirov. V strahu, da draga vesoljska odprava ne bi uspela in da ne bi izgubili dragocenih znanstvenih podatkov, so se vodilni pri vesoljskih agencijah dolgo časa upirali uporabi nepreizkušene tehnologije.

Izvire s širokim curkom so raziskovalci med tem časom še naprej izpopolnjevali. Danes se uporabljajo tudi na številnih področjih sodobne industrije (npr. za čiščenje podlag z ionskim jedkanjem, za modifikacijo površin z ioni, za naprševanje tankih plasti). Napredek je bil tolikšen, da je omogočil uspešno uporabo takšnih izvirov tudi v aeronautiki. Prototip ksenonovega ionskega motorja so prvič uspešno preizkusili na kalifornijskem

tehnološkem institutu v "Jet Propulsion Laboratory" septembra 1997. Preizkus je potekal v posebni vakuumski posodi. Preizkušali so predvsem vzdržljivost takšnega izvira pri nekajdnevni polni obremenitvi. Temu je sledilo ciklično vklopjanje in izklopjanje izvira.

Preizkusi so bili uspešni, zato so takšen pogonski sistem vgradili v vesoljsko plovilo **DS1** (Deep Space 1), ki so ga 24. novembra 1998 poslali v vesolje. DS1 je prva sonda iz programa "Deep Space", v katerem bodo preizkusili serijo novih tehnologij, ki jih nameravajo uporabiti pri znanstvenih odpravah na začetku 21. stoletja. V misiji DS1 bodo poleg ionskega motorja preizkusili tudi navigacijski sistem in sistem za oskrbo z energijo. Sonda bo obiskala asteroid 1992KD in po možnosti kometa Wilson-Hamington in Barrely.

To pa ni bil prvi primer uporabe ionskih pogonskih motorjev v aeronautiki. Rusi jih že od začetka osemdesetih let uporabljajo na komunikacijskih satelitih za korekcijo njihovega položaja. Leta 1997 je tudi ameriška vesoljska in telekomunikacijska družba Hughes lansirala dva komercialna komunikacijska satelita, opremljena s ksenonovimi ionskimi izviri. Problem geostacionarnih satelitov je v tem, da se jim zaradi gravitacijskih motenj Sonca in Lune spreminja naklon orbite glede na ravnino zemeljskega ekvatorja. Zaradi sploščenosti Zemlje se sateliti premikajo tudi v smeri vzhod-zahod. Zaradi tlaka sončnega vetra pa izgubljajo višino. Zato je treba položaj satelitov občasno popravljati. V ta namen so obstoječi sateliti opremljeni z motorji na kemijsko gorivo, ki jih vključijo periodično (približno enkrat na štirinajst dni). Problem motorjev na kemijski pogon pa je relativno majhen specifični impulz, zato porabijo veliko goriva. Tako nosijo sateliti s seboj od 450 do 600 kg goriva, ki zadošča za približno 15 let. Pogonski sistemi z ionskim izvirom imajo 10-krat večji specifični impulz od obstoječih motorjev na kemijsko gorivo, zato porabijo znatno manj goriva, kar bistveno poceni izstrelitev satelita.

2 Raketni motorji s kemijskim izgorevanjem

Osnovna enačba, ki opisuje gibanje rakete, temelji na izreku o ohranitvi gibalne količine, ki pravi, da je sprememba gibalne količine rakete enaka sunku sile izhodnega plina:

$$m_r \Delta v_r = F \Delta t = dm/dt v_p \Delta t$$

m_r je masa rakete in Δv_r sprememba njene hitrosti v časovnem intervalu Δt , dm/dt je masni tok plina, ki leti iz izpušne šobe s hitrostjo v_p . Produkt masnega toka in hitrosti plina imenujemo **potisna sila** (F) raketnega motorja. Celotni izraz na desni, ki je enak sunku sile raketnega motorja, imenujemo **totalni impulz**. Bistveni podatek za učinkovitost raketnega motorja pa je njegov **specifični impulz**, ki je definiran kot totalni impulz na enoto mase goriva ($F \Delta t / m$). V tehnični literaturi se spe-

cifični impulz ponavadi podaja v sekundah, in sicer nas zanima, koliko časa bo 1 kg goriva dajal potisno silo 1 kp (=9,8N). Čim dlje časa bo dana količina goriva dajala zahtevano potisno silo, tem manjša bo poraba goriva.

Današnji raketni motorji uporabljajo za pospeševanje atomov oziroma molekul plina kemijske reakcije med gorivom in oksidantom. Kinetična energija izstopajočih atomov oz. molekul plina je okvirno 0,2 eV, kar ustreza njihovi termični energiji. Hitrost izstopajočih molekul reakcijskih produktov je torej sorazmerna kvadratnemu korenu razmerja med njihovo temperaturo in molekulska masa. Obe količini imata omejeni vrednosti, zato hitrost izstopajočih delcev ne more preseči 5000 m/s.

Klasične raketne motorje delimo v dve veliki skupini, in sicer na motorje na trdo gorivo in motorje na tekoče gorivo. Pri raketnih motorjih na trdo gorivo se tako gorivo kot oksidant nahajata v izgorevalni komori in ob vžigu začne gorivo kontrolirano izgorevati. Slaba stran raketnih motorjev na trdo gorivo je, da se ne da uravnati moči in da jih ne moremo izklopiti. Kljub temu se pogosto uporabljajo - od novoletnih raket do prve stopnje raketoplana Space Shuttle. Značilna kombinacija gorivo/oksidant je aluminijev prah/amonijev perklorat.

Raketni motorji na tekoče gorivo, ki se v vesoljski tehnologiji pogosto uporabljajo, imajo dva ločena rezervoarja za gorivo in oksidant, ki jih s črpalkami vbrizgavamo v izgorevalno komoro. Uporabiti moramo tako kombinacijo gorivo/oksidant, da dobimo čim večjo hitrost izstopnih plinov. To pomeni, da mora biti temperatura kemijske reakcije čim višja in molekulska masa izstopajočega plina čim manjša. Kot oksidant se ponavadi uporablja tekoči kisik, kadar pa je njegovo skladiščenje (vrelišče -183°C) težavno, pa dušikovo kislino HNO₃ ali dušikov tetraoksid N₂O₄. Za gorivo je primeren tekoči vodik, kerozin (mešanica ogljikovodikov) ter hidrazin (N₂H₄) in njegovi derivati.

Nasprotno od opisanih raketnih motorjev na tekoče gorivo pa posebne vrste le-teh ne izkoriščajo oksidacije goriva, ampak dekompozicijo hidrazina ob navzočnosti katalizatorja, kar je eksotermna reakcija. Te motorje imenujemo tudi enokomponentne, nasprotno od običajnih, dvokomponentnih motorjev na tekoče gorivo. Specifični impulz je sicer manjši, je pa sistem veliko enostavnejši in ga uporabljajo za majhne korekcije smeri (Tabela 1).

Poznamo še več alternativnih metod pospeševanja izstopnih molekul. Pri elektrotermičnih motorjih segrevamo delovni plin z mikrovalovi, elektronskim lokom ali uporovnim grelnikom namesto s kemijsko reakcijo. Drugi način pa je elektrostatsko pospeševanje nabitih delcev, ki ga bomo v nadaljevanju podrobneje opisali.

3 Raketni motorji z ionskim izviro

O ionskih izviroh s širokim curkom smo v Vakuumistu že pisali /3/, kjer smo podrobneje opisali t.i. Kaufmanov ionski izvir. Takšen izvir smo pred več kot desetimi leti konstruirali in izdelali tudi na Institutu "Jožef Stefan", v Odseku za tanke plasti in površine /4/.

Za pogon vesoljskih plovil je primernih cela vrsta ionskih izvirov. Nekoliko podrobneje bomo opisali le tistega, ki poganja DS1 (slika 1). Ionski izvir na sondi DS1 uporablja ksenon, ki je pod pritiskom približno 100 atm shranjen v posebnem rezervoarju (na sondi DS1 je 81,5 kg ksenona, kar zadostuje za približno 20 mesecev neprekinjenega delovanja izvira). Za delovni plin ionskih izvirov uporabimo težke pline, saj je potisna sila sorazmerna s kvadratnim korenom iz atomske mase izstopnega plina.

V ionizacijski komori s posebnim izvirov elektronov (termoionska votla katoda) ioniziramo atome ksenona. Katoda je v bistvu cevka iz kovine z visokim tališčem, ki ima drobno odprtino, pred katero je porozen volframov cilindar, impregniran z barijevim oksidom. Ta omogoča delovanje izvira že pri relativno nizkih temperaturah katode. Gostota toka elektronov je približno 1A/cm². Večina teh elektronov nadaljuje pot proti anodi. Magnetno polje, ki ga ustvarjajo permanentni magneti, podaljša pot elektronov in s tem poveča verjetnost za ionizacijo. Gostota plazme v ionizacijski celici je relativno majhna: 10¹¹ ionov in elektronov na cm³, medtem ko je gostota atomov ksenona približno 10¹²/cm³. Izkoristek takšne ionizacijske celice pa je dokaj velik, saj se skoraj 70% dovedene energije porabi za formiranje in pospeševanje ionov.

Z dvema perforiranimi molibdenovima elektrodama, med katerima je približno 1000 V električne napetosti, potegnemo ione iz plazme in jih pospešimo do zelene energije. V vsaki elektrodi je več tisoč luknjic. Luknjice posameznih elektrod se medsebojno natančno prekrivajo. Notranja elektroda je na potencialu, ki je več sto voltov višji od potenciala vesoljskega plovila. Ioni, ki

Tabela 1 Tipi raketnih motorjev in njihove glavne značilnosti /8/

| tip raketnega motorja | specifični impulz [s] | čas obratovanja | sedanje stanje |
|---|-----------------------|-----------------------------|-------------------|
| kemični na trdo gorivo | 180-300 | nekaj sekund do nekaj minut | v uporabi |
| kemični na tekoče gorivo (dvokomponentni) | 200-460 | nekaj sekund do nekaj minut | v uporabi |
| kemični na tekoče gorivo (enokomponentni) | 150-235 | nekaj sekund do nekaj minut | v uporabi |
| elektrotermični (lok) | 300-2000 | nekaj dni | razvoj ustavljen |
| ionski (elektrostatski) | 1000-25000 | nekaj mesecev | uporaba se začena |

prispejo do notranje elektrode, so pospešeni z negativnim potencialom na zunanji elektrodi. Napetost na tej elektrodi je približno 20% napetosti na pozitivni elektrodi. S to elektrodo fokusiramo ione, ki potujejo skozi luknjice. Negativna napetost pospeši ione, hkrati pa prepreči pot elektronom skozi luknjice. Zunanja elektroda je na negativni napetosti nekaj voltov. Ione v curku nevtralizirajo z elektroni iz izvira z votlo katodo. Z nevtralizacijo ionov preprečijo, da bi se plovilo naelektrilo negativno.

Sonda DS1 je opremljena z ionskim izviro s 30 cm širokim curkom ksenonovih atomov. Električno napajanje izvira zagotavljajo sončne celice, ki proizvajajo 2000W moči. Energija ionov je okrog 1000 eV, torej okrog 10000-krat več, kot je energija molekul, ki izhajajo skozi šobe klasičnih raketnih motorjev. Odgovarajoča hitrost atomov je 30 km/s. Masa vseh ionov, ki zapustijo ionski izvir, pa je še vedno izjemno majhna. Sila je pri maksimalni moči izvira (2000W) le okrog 90 mN, kar je 10000-krat manj od potisne sile raketnih motorjev s klasičnim pogonom, in ustreza pritisku lista papirja na dlan roke. Vendar pa se hitrost plovila tudi pri majhni moči motorja zelo poveča, če je le čas delovanja dovolj dolg. Ionski pogonski sistem na sondi DS1 bo povečal hitrost le-te na 3,6 km/s. Uporaba ionskega motorja je zato smiselna pri spremembi trajektorije vesoljske sonde med medplanetarnimi poletmi, pri pospeševanju sond v zunanji del Osončja in pri drugih nalogah v vesolju, kjer lahko pospeševanje traja dalj časa (tudi po več mesecev).

Da bi si pridobili potrebne izkušnje za prihodnje vesoljske polete, so sondo DS1 opremili s številnimi diagnostičnimi napravami: dvema Langmuirjevima sondama, magnetometri, senzorji plazemskih valov,

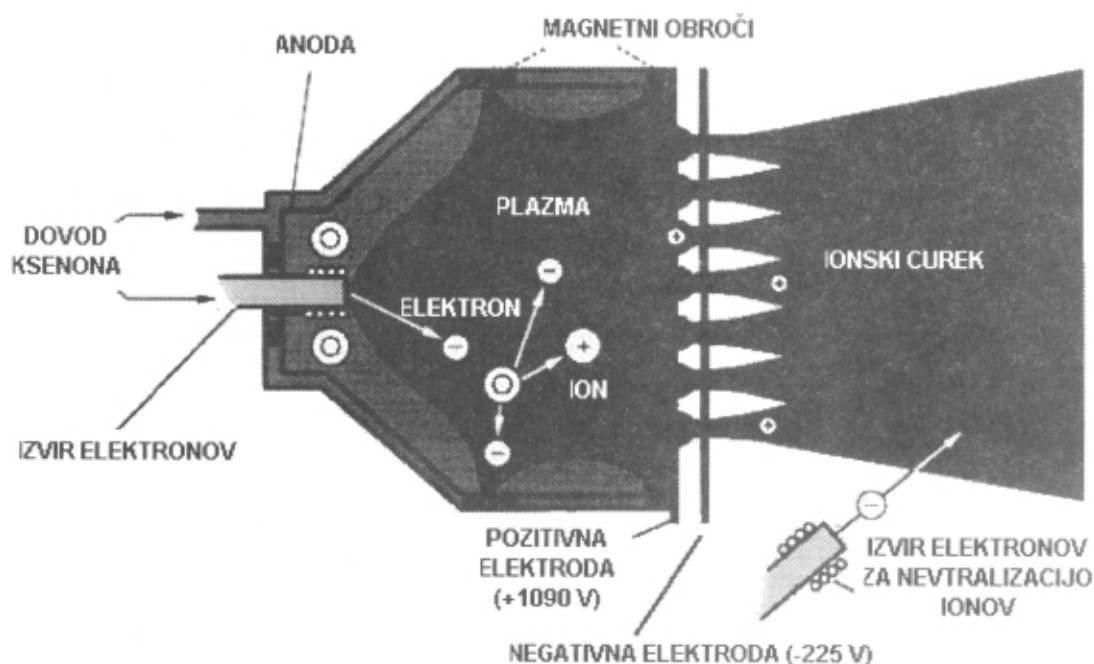
dvema kremenovima mikrotehnicama, kalorimetrom itd. Z omenjenimi napravami merijo v bližini vesoljskega plovila kontaminacijo s ksenonovimi atomi, spremljajo razprševanje molibdenovih elektrod, gostoto elektronov in ionov v bližini plovila, električno in magnetno polje itd.

4 Sklep

Pogonski sistemi z ionskimi izviri niso primerni za tista vesoljska plovila, od katerih se zahtevajo veliki pospeški, pa tudi ne za kratke odprave (npr. na Luno). V teh primerih se bodo še naprej uporabljali konvencionalni pogonski sistemi na kemijsko gorivo. Pač pa so takšni pogonski sistemi primerni za odprave, kjer potrebujemo veliko energije v daljšem časovnem obdobju, npr. za pot vesoljskih plovil do asteroidov, kometov in do zunanjih delov Osončja.

5 Literatura

- /1/ <http://nmp.jpl.nasa.gov/ds1/>
- /2/ J.R. Beattie, The Industrial Physicist, June 1998, 24-26
- /3/ V. Ribarič, Cilj vesolje, Cankarjeva založba, Ljubljana, 1961, 116
- /4/ V.G. Grigoryan, Rev. Sci. Instrum. 67 (3), marec 1996, 1126-1131
- /5/ P. Panjan, A. Žabkar, B. Navinšek, Vakuumist, 13, 1, 1993, 14-17
- /6/ A. Žabkar, P. Panjan, B. Navinšek, Bilten JUVAK št. 22, 1986, 76
- /7/ Thin Film Processes II, Ed. J.L. Vossen in W. Kern, Academic Press, Inc., Boston, 1991, 63-68
- /8/ The 1995 Grolier Multimedia Encyclopedia, Grolier Electronic Pub. Inc., 1995, geslo: rockets and missiles



Slika 1 Shema ionskega izvira za pogon vesoljskih plovil /1/

OSNOVE LIOFILIZACIJE (I del)

Bojan Povh¹, Inštitut za elektroniko in vakuumsko tehniko, Teslova 30, 1000 Ljubljana

Basics of freeze drying (Part I)

ABSTRACT

Freeze drying removes water from biological and organic materials which heat would damage, but preserves structure and composition. It is a slow process consuming about 3 times more energy than conventional drying so it is used mainly for delicate, relatively high value materials. In this paper the overall view of the physical and technical processes that take place during freeze drying is presented.

POVZETEK

Liofilizacija je postopek, s katerim odstranimo vodo iz bioloških in organskih snovi, ki bi jih s segrevanjem poškodovali, hkrati pa ohranimo njihovo strukturo in sestavo. Postopek je počasen in porabi 3-krat več energije kot konvencionalno sušenje, zato ga uporabljamo le za občutljive in drage produkte. V prispevku podajam splošen pregled fizikalnih in tehničnih osnov liofilizacije.

1 Uvod

Večina produktov biološkega izvora, še posebej tistih, ki so namenjeni za medicinske in farmacevtske aplikacije, je zelo pokvarljiva, če jim ne odtegnemo ali imobiliziramo vode. Ze dolgo je znana možnost neomejenega konzerviranja z globokim zamrznjenjem, vendar je ta metoda za dolgotrajno skladiščenje, transport in distribucijo zelo neprikladna. Popolnoma nesprejemljiva je npr. za vaccine, antibiotike in krvne frakcije, ki se pošiljajo po vsem svetu. Prastaro je tudi sušenje živil na zraku z eventualnim ogrevanjem, ki pa produkte precej spremeni, jim zmanjša biološko vrednost in odvzame naravni videz.

Tehnika liofilizacije združuje prednosti obeh navedenih postopkov in omogoča skoraj neomejeno hranjenje kar najbolj spremenljivih snovi (kot so: vaccine, hormoni, tkivni ekstrakti, naravni organski sokovi, mikroorganizmi, živalska in človeška tkiva) pri normalnih temperaturah okolice /1-7/. Treba jih je le dovolj zaščititi pred vlago in kisikom iz zraka ter pred svetlobo. Bistvo procesa je, da v prvi fazi produkt s primerno hitrostjo ohlajanja globoko zamrznemo, da se voda izloči v obliki drobnih lednih kristalov, v drugi pa pustimo led sublimirati pod znižanim tlakom v vakuumu. Na mestu lednih kristalov ostanejo le še pore. Zato pravilno liofilizirana snov pri ponovnem dodatku vode (pred uporabo) le-to hlastno sprejme ali se v vodi hitro raztopi. Odtod izraz "lioilizirati", skovanka grškega izvora, ki pomeni spraviti snov v stanje, da se rada razpusti (v vodi). Drugi nazivi postopka, ki označujejo metodo, ne rezultata, so cryodessiccation, freeze drying ter Gefriertrocknung.

Liofilizacijo so začeli uporabljati v laboratoriju že pred 1. svetovno vojno, in sicer za konzerviranje serumov, virusa stekline, bakterij in podobno. V večjem merilu sta jo prva uporabila Flosdorf in Mudd okrog 1935 za sušenje človeške krvne plazme, ki se je industrijsko razmahnilo med 2. svetovno vojno. Tedaj so začeli uporabljati liofilizacijo tudi za izdelavo antibiotikov in po

vojni je bila ta tehnika že dokaj razširjena v industriji za medicinsko, veterinarsko in farmacevtsko področje. Sušili so tudi že hormone, vaccine, humano mleko za občutljive otroke. V naslednjih letih se je postopno uveljavila za konzerviranje najrazličnejših snovi in bakterijskih kultur ter prodrla tudi na številna druga področja, npr. v prehrabno industrijo, kemično industrijo in celo nuklearno tehniko. Na osnovi izkušenj z drugimi vakuumskimi tehnologijami, posebno v metalurgiji, so začeli graditi velike tovarne za liofilizacijo živil. Ta je lahko rentabilna le pri dovolj velikih napravah, v poštev pa pride predvsem za dražja hranila ali za specifične potrebe (vojska, kampi). Obdelavni volumni so se tako kmalu povečali od nekaj cm³ na več deset m³. Vzporedno se je povečala kompleksnost instalacij in začeli so graditi tudi popolnoma avtomatske naprave, delujoče v zveznem režimu.

Obdelava transplantacijskih tkiv, plazme, vaksin, bakterijskih kultur in antibiotikov pa se še vedno izvaja v majhnih šaržah, sušenje je zaradi večje previdnosti bolj dolgotrajno. Tu gre predvsem za kvaliteto in zanesljivost, ne pa za znižanje energijskih stroškov ali trajanja cikla. Važno pa je natančno poznanje optimalnih razmer pri sušenju in tehnična izpopolnjenost naprav, da lahko brez napak zagotovimo zahtevane parametre.



Slika 1: Naprava za liofilizacijo

¹ Mag. Povh je upokojeni sodelavec Inštituta za elektroniko in vakuumsko tehniko iz Ljubljane, ki je pred leti v okviru raziskovalne naloge obdelal to področje. Tekst je za objavo priredil urednik Vakuumista.

Ves proces liofilizacije obsega naslednje stopnje: priprava produkta za sušenje, zamrzovanje, primarno sušenje - sublimacija ledu v recipientu pod znižanim tlakom, sekundarno sušenje desorpcija preostale vlage; hermetično pakiranje; k temu lahko dodamo še rekonstitucijo snovi pred uporabo z dodajanjem ustrezne količine vode. Postopki so kritično odvisni od produkta. Zato je treba prej določiti osnovno sestavo začetne raztopine, ustrezno hitrost zamrzovanja in minimalno temperaturo pri njem, strukturo in temperaturo produkta med sublimacijo, potrebno trajanje sekundarnega sušenja in procent residualne vlage, ki ga je treba doseči, ter potrebno kvaliteto končnega pakiranja.

Nekaj osnovnih razlogov za sušenje iz zmrznjenega stanja:

1. Če sušimo pod znižanim tlakom iz tekoče raztopine, bo trdne sestavine odnašal s seboj parni tok (višji parni tlak - močnejši tok).
2. Če sušimo iz nezamrznjenega (ali nepopolno zamrznjenega) stanja, se bo fizična struktura produkta razrušila zaradi krčenja, ki je posledica delovanja površinske napetosti preostale raztopine; to pokvari videz in onemogoči rehidracijo in rekonstitucijo v originalno obliko.
3. Pri izhlapevanju iz nezamrznjenega stanja postaja koncentracija raztopljenih snovi v preostali vodi vse večja, pri tem so pa občutljive organske molekule in celične sestavine podvržene neobrnljivim spremembam. Ko sušimo iz zamrznjenega stanja, do tega ne more priti; samo zamrzovanje je lahko veliko hitrejše, torej je manj časa za spremembe, ki pri nizkih temperaturah tudi počasneje potekajo.

Pri takem sušenju se npr. v hranilih ohranja notranja zgradba in videz, v veliki meri ostanejo v produktu tudi hlapne komponente oz. arome (zaradi adsorpcije na ogromni notranji površini, a tudi zaradi uporabe nizke temperature). Vitamini in esencialne maščobne kisline se ohranijo v originalnem stanju, proteini se ne denaturirajo, kot bi se sicer. Tako se optimalno ohranijo začetne lastnosti preparata, npr. aktivnost fermentov ali pri bakterijah zmožnost razmnoževanja.

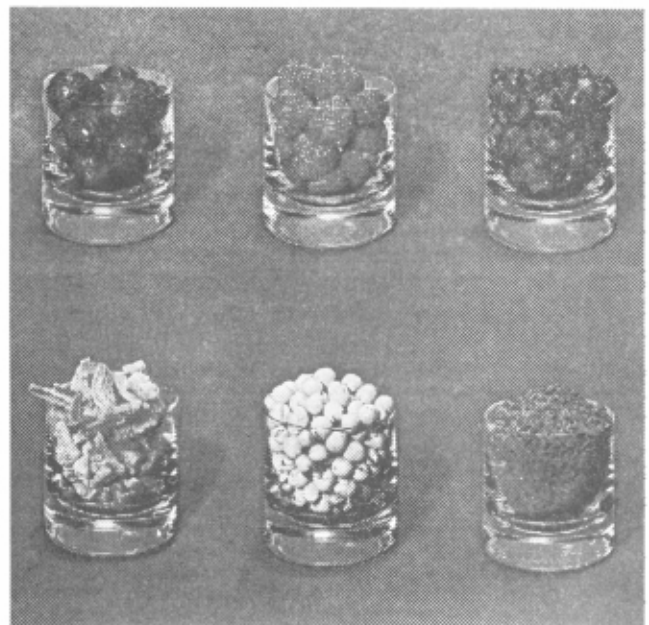
Prednost liofiliziranih produktov je tudi, da prenašajo velike spremembe temperature pri transportu, hranimo jih pa lahko pri temperaturi okolice tudi v tropskih krajih. So veliko lažji od originalnega produkta, praški pa zavzemajo tudi manjšo prostornino.

2 Možnosti uporabe liofilizacije

Liofilizacija je v prvi vrsti potrebna za konzerviranje temperaturno občutljivih produktov, katerih bistvene in želene lastnosti se izgubijo, če jih obdelamo na drug način. Glavna področja so torej farmacija, biologija in medicina, vendar pridejo naprave za liofilizacijo v poštev tudi drugje /8/. Uporabne so npr. na geoloških inštitutih za sušenje vzorcev zemlje in mulja; na botaničnih inštitutih za mikroskopske preiskave nestabilnih sestavin rastlin, za raziskave fermentov, kloroplaste, rastlinska semena, rastlinske viruse, zelišča in gobe za demonstracijske namene. V kemijskih inštitutih se liofilizacija uporablja za sušenje občutljivih spojin, ohranjanje radikalov, sušenje v odsotnosti kisika, proizvodnjo snovi z veliko notranjo površino.

V laboratorijskem okviru so poskušali uporabiti liofilizacijo za snovi, pri katerih igra bistveno vlogo velikost površine ali površinska aktivnost /9/. Pri barvilih, katalizatorjih in adsorbentih lahko s tem preprečimo aglomeracijo, zlivanje in sintranje. Sem spada tudi liofilizacija vzorcev blata in usedlin, pri katerih želimo preprečiti aglomeracijo med sušenjem (istočasno konzerviramo eventualne vključke bioloških snovi). Nekatere gume in sintetični geli se po liofilizaciji hitro raztopijo v vodi in tako se izognemo daljšemu času rehidracije pred uporabo. Za radioaktivne snovi ima liofilizacija prednost pred navadnim sušenjem, da pri vrenju ne pokajo mehurji in para ne odnaša s seboj toliko snovi; še za več dekad to zmanjšamo, če dodamo nekaj velikomolekularne, površinsko zelo aktivne snovi, ki utrdi strukturo suhe snovi.

V industriji se je močno uveljavilo liofiliziranje živil za posebne potrebe ali na komercialni osnovi. Tu obratujejo tudi največje instalacije. Sušijo tekoče produkte (napitki), pastaste (makaroni, sir ipd.) ali v kosih (zrezki, sadje, povrtnina). Cena je sprejemljivejša za posebna hranila, kot instant kava in čaj, začimbe, gobe, koncentrirani sadni sokovi. V poštev pridejo tudi suhe juhe, otroška in dietna prehrana. Sušijo še meso, ribe in drugo hrano iz morja, sadje, listnato zelenjavo, perutnino, mlečne proizvode in druge rastlinske in živalske surovine. Cena proizvodnih stroškov tu omejuje širšo uporabo. Hrana, ki vsebuje veliko maščob ali sladkorja, se pa da le redko dobro liofilizirati.



Slika 2: Liofilizirani produkti

V tovarnah mlečnih izdelkov izdelujejo mleko v prahu, mlečne produkte, sušijo jogurt in skuto, poleg tega izdelujejo bakterijske preparate, sušijo mlečnokislinske bakterije. Liofilizacijo uporabljajo v centrih za zbiranje humanega mleka. Ta uporaba je že sorodna farmaceutski, kjer cena ne igra tako omejujoče vloge.

V farmacevtski proizvodnji se je aplikacija liofilizacije močno uveljavila. V poštev pride za mnoge preparate, ki so nestabilni v raztopini. Konzervirajo razne občutljive produkte kot antibiotike (npr. streptomycin, penicilin, ampicilin), vitamine, hormone, encime,

rastlinske ekstrakte, jetrne ekstrakte za parenteralno rabo, beljakovinske preparate. Z liofilizacijo rešujejo mnoge probleme farmacevtske tehnologije. Tako je bila včasih težavna priprava injekcij kloramfenikola zaradi zelo slabe topljivosti v vodi, z liofilizacijo pa so dosegli hkrati topljivost in stabilnost. Če raztopina vsebuje zelo malo zdravila, je treba dodati nevtralno snov, ki rabi kot polnilo ali opora (npr. glikokol, laktoza, sledove beljakovin). Tako je uspelo posušiti celo oljne emulzije v vodi, produkt se pa pri dodatku vode takoj regenerira v originalno emulzijo.

Med preparati biološkega porekla sta pomembni dve skupini: neživi materiali in preparati, v katerih so imunogeni in terapevtski agensi živi mikroorganizmi. V prvo spada krvna plazma in serum, ki ju lahko hitro sušimo, brez posebne nevarnosti pregretja. To velja bolj ali manj tudi za antigene, toksioide ali anatoksinne za izdelavo nekaterih vakcin, antitoksinne (npr. proti davici) in drugo.

Pri drugi skupini je treba paziti, da postopek preživi čim večji odstotek celic. Tako liofilizacijo uporabljajo, recimo, na mikrobioloških, bakterioloških in viroloških inštitutih za konzerviranje laboratorijskih kultur mikroorganizmov, skladiščenje določenih sevov bakterij, virusov, bakteriofagov praživali, gliv, sestavin gojišč za mikroorganizme, celic toplokrvnih živali, eritrocitov, spermatozoidov, celičnih kultur, človeških ledvičnih celic. Na tej osnovi tudi industrijsko pripravljajo oslabiljene vakcine ali terapevtske preparate, v katerih je določeno število živih mikroorganizmov sestavni del njihove biološke aktivnosti (npr. *Lactobacillus bifidus*, namenjen za enteralno uporabo pri črevesnih infekcijah).

Nadaljnji podobni pripravki za humano medicino so cepiva proti kozam, influenci, rumeni mrzlici in koleri /8/. Članek poroča o uspešni stabilizaciji vakcine BCG z liofilizacijo, ki zdrži več tednov pri temperaturi do +37°C in ima prednost pred tekočo suspenzijo med drugim tudi zato, ker je omogočena standardizacija. Tudi pri nas so že pred leti začeli izdelovati suho živo vakcino iz oslabiljene kulture virusa ošpic; aktivnost za uporabo pripravljenih suspenzij se ni bistveno razlikovala od tistih iz zamrznjenih kontrolnih vzorcev. Sicer pa farmacevtska industrija izdeluje tudi za veterino razna cepiva na osnovi liofiliziranih virusov in bakterij.

Krvne banke liofilizirajo poleg same plazme razne plazemske frakcije, kot so fibrinogen, antihemofili, albumin, gamaglobulin, anti-D-imunoglobulin, protitelesa. Pri tem ima liofilizacija pomen tako za terapevtske namene kot tudi za diagnostične, saj lahko serume, plazmo in njene frakcije uskladiščimo za referenčne namene. Z liofilizacijo lahko uspešno pripravljajo biološke standarde.

Liofilizacija se uporablja tudi v sodni medicini, nadalje v inštitutih za patologijo in anatomijo in sicer na področju histologije, histokemije, imunohistologije, za tkivne kulture, raziskave raka, elektronsko mikroskopijo, mikroradiografijo in mikrofiziologijo. Tako pripravljajo vzorce bioloških tkiv za citološke in citokemične preiskave; po hitri ohladitvi in osušitvi jih npr. zalijejo s parafinom. Za svetlobno in elektronsko mikroskopijo živalskih celic in tkiv je potrebna zelo hitra in globoka

zamrznitev, po osušitvi pa jih impregnirajo, fiksirajo ali barvajo in zalivajo pod vakuumom v parafin ali umetno snov; pred samo preiskavo jih šele režejo z ultramikrotomom. Za te namene obstajajo univerzalne laboratorijske naprave /8/, v katerih je možno poleg hlajenja in sušenja tudi ionsko jedkanje, naprevanje kovin ali ogljika, naprševanje, rezanje majhnih objektov, ki se nato raziskujejo v presevnem ali vrstičnem elektronskem mikroskopu, z mikrosondo ali avtoradiografsko.

Pomembno področje uporabe liofilizacije je na kirurških klinikah za konzerviranje transplantacijskega materiala (npr. arterij, kosti, živčnega tkiva, kože, mišičnih ovojnic in ovojnic centralnega živčevja). Na oftalmoloških klinikah pride v poštev liofilizacija očesne steklovine ali roženice. Kirurški transplantacijski material liofilizirajo in hranijo tudi posebne tkivne banke, ki lahko predelujejo tudi embrionalni ekstrakt in frakcije plazme /8/. Sušenje posameznih tkiv, ki je danes že v rabi, kaže na možnost, da se bodo nekoč dali konzervirati tudi celi organi v suhem stanju /9/. Mogoče bi s tem celo zmanjšali specifične reakcije zavračanja tujih beljakovin.

Nadaljnje širjenje uporabe liofilizacije je pričakovati z nadaljnjim razvojem samih produktov, a tudi razvoj postopkov še ni končan. Tako obstaja vrsta farmacevtsko in kemično zanimivih produktov, ki v vodi niso topni ali pa so zelo slabo. Liofilizacija z odstranjevanjem anorganskih ali organskih nevodnih snovi utegne dobiti velik pomen /9/. Zmrzišče ustreznih topil je precej nižje v primerjavi z vodo, tlaki višji, nekatera topila pa so eksplozivna ali močnega vonja (NH₃). Možna uporaba je npr. sublimacijsko sušenje v vodi netopnih maščob ali lipoidov, snovi za okus in dišav ali farmacevtsko biološko aktivnih snovi.

3 Sklep

Sušenje iz zamrznjenega stanja je potrebno predvsem tam, kjer želimo za daljšo dobo konzervirati občutljive snovi biološkega izvora ali celo žive mikroorganizme, celice in tkiva. Tako se izognemo neprikladnemu in včasih nemogočemu hranjenju pri zelo nizkih temperaturah ali pa drugačnim obdelavam, ki bi preparate uničile ali jim odvzele bistvene lastnosti. Tako sušenje je sicer potrebno tudi, kadar želimo ohraniti strukturo trdnega ogrodja snovi ali kadar se zahteva, da pri sušenju izgubljammo kar najmanjše sledove suhe snovi.

4 Literatura

- /1/ M. Heldner, *Vakuum in Forschung und Praxis*, 4 (1997) 281-288
- /2/ L. Rey, *Le Vide*, 98, 1962, 134
- /3/ L. Rey, *Le Vide*, 101, 1962, 428
- /4/ R.V. Hughson, *Chem. Eng.*, 20, 1964, 155
- /5/ J.F. Maguire, *Vacuum*, 17, 1967, 631
- /6/ J.N. Dalglish, *Food Manufacture*, April 1962, 148
- /7/ Katalog firme Edwards, 1997-1998, 267-268
- /8/ Prospektni material forme Lybold
- /9/ H. Willemer, *Sonstige Anwendung und die künftige Entwicklung der Gefriertrocknung* Lehrgangshandbuch Gefriertrocknung, DAG Vakuum, Düsseldorf, 1972
- /10/ J. Ungar et al, *Brit. Med. J.*, Oct. 27, 1962, 1086

IZRAČUN KOEFICIENTA RAZPRŠEVANJA

Alenka Vesel, Fakulteta za matematiko in fiziko, Jadranska 19, Ljubljana

Miran Mozetič, Janez Kovač, Inštitut za tehnologijo površin in optoelektroniko, Teslova 30, Ljubljana, Slovenija

Calculation of Sputtering Yield

ABSTRACT

If a surface is subjected to bombardment by energetic particles it is eroded and surface atoms are removed. This process is known as sputtering. Sputtering is caused by collisions of the incoming ions with the surface atoms and also by collisions between the atoms themselves in a solid (collision cascades). The collision cascades are spreading in all directions. If a cascade leads to the surface, one or more atoms can leave the surface layer of a solid. This happens if the kinetic energy of the atom is larger than its surface binding energy. The erosion in sputtering is determined by the sputtering yield defined as the mean number of atoms removed per incident ion. The sputtering yield can be experimentally measured or theoretically evaluated. It can be also calculated with a computer simulation of collision cascades. In this paper the Sigmund multiple collision theory is described and IBM's program SRIM presented, which is used for simulating the formation of collision cascades.

POVZETEK

Obstreljevanje površine z energijskimi ioni povzroči razprševanje atomov, to je odnašanje (erozija) površine trdne snovi. Razprševanje povzročajo tako trki vpadnih ionov z atomi na površini trdne snovi kot tudi medsebojni trki atomov trdne snovi (trkovne kaskade). Trkovne kaskade se razširjajo v vseh smereh. Če doseže kaskada površino snovi, lahko le-to zapusti eden ali več atomov. To se seveda zgodi le v primeru, če je njegova kinetična energija večja od površinske vezavne energije. Velikost erozije pri razprševanju nam pove koeficient razprševanja, ki je definiran kot število atomov, ki jih izbije vpadni ion. Koeficient razprševanja lahko eksperimentalno izmerimo, lahko ga ocenimo teoretično, lahko pa ga dobimo tudi z računalniško simulacijo kaskade trkov. V članku najprej opisujemo Sigmundovo teorijo razprševanja, nato pa predstavljamo IBM-ov program SRIM, s katerim simuliramo nastanek trkovnih kaskad.

1 Uvod

Obstreljevanje površine trdnih snovi z energijskimi ioni se je v zadnjih desetletjih uveljavilo v mnogih vejah vakuumskih tehnologij. Primer uporabe je npr. obdelava površine trdnih snovi z ionskimi curki. Tako dopiramo površine trdnih snovi z želenimi atomi (ionska implantacija), jih jedkamo (ionsko čiščenje) in spreminjamo površinske lastnosti različnih materialov, tako neorganskih kot organskih. Ionsko obstreljevanje je bistvo postopka nanašanja tankih plasti (naprševanja).

Na osnovi interakcij ionov s površino trdnih snovi so bile v preteklosti razvite različne analitske metode za karakterizacijo površin in tankih plasti, kot na primer masna spektroskopija sekundarnih ionov (SIMS), Rutherfordovo povratno sipanje (RBS), spektroskopija rentgenskih žarkov, vzbujanih z energijskimi ioni (PIXE), spektrometrija odrinjenih jeder (ERDA). Jedkanje vzorcev z nizkoenergijskimi ioni je najpomembnejše orodje pri kakovostnih meritvah globinskih profilov, na primer pri analizah Augerjevih elektronov (AES) in fotoelektronov (XPS). Ionski curki se uporabljajo tudi za črpanje vakuumskih sistemov v področju visokega in ultravisokega vakuumu. Na osnovi interakcije ionov s površinami trdnih snovi delujejo naslednje črpalke: naprševalne ionske, plazemske, orbitronske in obločne. Ionizacija plinskih molekul in de-

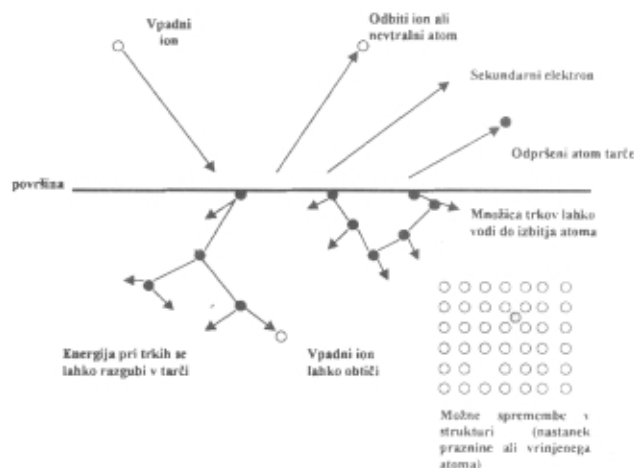
tekcija ali analiza ionov sta bistvena pojava, ki jih za merjenje tlaka izkoriščajo različne vrste merilnikov, kot so Bayard-Alpertova trioda, spektrometrijski merilnik, masni spektrometer, Penningov vakuummeter in vakuummeter s hladno katodo.

2 Interakcija energijskih ionov s površino trdne snovi

Pri razumevanju fizikalnih pojavov nas zanima, kaj se dogaja pri interakciji ionov s kristalno mrežo, kakšna je usoda vpadnega iona in kakšni sekundarni procesi nastajajo ob upočasnjevanju iona v materialu.

Pri trku delca (npr. iona) s površino trdne snovi lahko pride do enega izmed naslednjih procesov /1/ (slika 1):

- (1) Ion se od površine odbije. Pri tem se lahko odbije kot ion ali pa kot nevtralen delec. Odbitje nevtralnega delca je najverjetnejše pri nizkih energijah. Do nevtralizacije pride navadno preko emisije Augerjevega elektrona iz tarče.
- (2) Ion lahko prodre v tarčo in v njej obtiči. Ta pojav je znan kot ionska implantacija, ki se uporablja v tehnologiji integriranih vezij za dopiranje silicija.
- (3) Trk iona lahko povzroči izbitje enega ali več sekundarnih elektronov iz tarče.
- (4) Ion lahko povzroči spremembe v strukturi tarče. S tem mislimo na spremembe leg atomov. Atom lahko zasede vmesno (intersticijsko) mesto v kristalni mreži, na prejšnjem mestu pa ostane praznina. Pravimo, da nastanejo radiacijske poškodbe (ionsko mešanje).
- (5) Ion lahko povzroči vrsto trkov med atomi tarče, kar lahko vodi do izbitja atomov s površine tarče oziroma do spremembe njene strukture.



Slika 1. Interakcije ionov s površino

- (6) Vpadni ion lahko izbije enega ali več atomov iz katode. To odnašanje (erozijo) atomov s površine trdne snovi, kot posledico obstreljevanja površine z energijskimi ioni, imenujemo razprševanje (sputtering). Le-to povzročajo tako neposredni trki vpadnih ionov z atomi trdne snovi, kot tudi trki atomov trdne snovi med seboj - trkovne kaskade.

3 Razprševanje

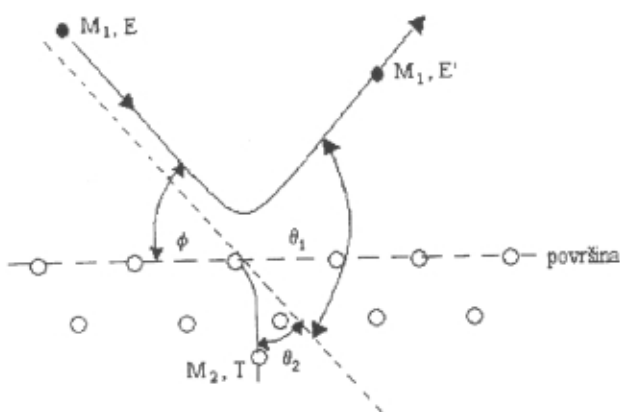
3.1 Mehanizem in kinematika razprševanja

Osnova za opis razprševanja in izračun koeficienta razprševanja je nastanek in razširjanje trkovnih kaskad. Atom, v katerega trči ion, povzroči vrsto zaporednih trkov, ki ji pravimo kaskada trkov. Pri trkih se prenaša energija iz enega atoma na drugega. Kaskada trkov lahko vodi v notranjost tarče, lahko pa tudi nazaj do površine, kar lahko povzroči izbitje atoma na površini tarče.

Interakcijo vpadnega iona z atomom tarče lahko interpretiramo kot trk dveh delcev /4/. Iz kinematike trkov (ohranitve energije in gibalne količine) sledi, da je po sipanju vpadnega iona z začetno energijo (E) in maso (M₁) na atomu tarče z maso (M₂) njegova energija enaka:

$$E' = \frac{1}{(1 + M_2 / M_1)^2} \left[\cos \theta_1 \pm \left((M_2 / M_1)^2 - \sin^2 \theta_1 \right)^{1/2} \right]^2 E \quad (1)$$

pri čemer je θ_1 kot, za katerega se odkloni ion v laboratorijskem sistemu (slika 2).



Slika 2. Sipanje iona na površinskem atomu.

Atom tarče, ki je na začetku miroval, dobi pri trku energijo:

$$T = \frac{4(M_2 / M_1)}{(1 + M_2 / M_1)^2} \cos^2 \theta_2 E = \gamma E \cos^2 \theta_2 \quad (2)$$

ki je v posebnem primeru, če je $\cos^2 \theta_2 = 1$, enaka:

$$T_m = \frac{4M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2} = \gamma E \quad (3)$$

Tedaj je prenos energije (T_m) največji.

Izbitje atoma je odvisno od energije, ki jo dobi atom na površini pri trku. Če je energija višja od površinske vezavne energije U₀, atom zapusti svoje mesto. Količino razpršenega materiala določa koeficient razprševanja S, ki je definiran kot število atomov tarče, ki jih razprši en vpadni ion. Iz našega modela binarnih trkov sklepamo, da bo ta koeficient odvisen od mase vpadnega iona (M₁) in atoma tarče (M₂), od energije vpadnega iona (E), vpadnega kota α ter od atomskih značilnosti (Z₁, Z₂). Upoštevati pa moramo tudi verjetnostno porazdelitev odbitih delcev po prenosu energije T, ki jo dobimo iz sipalnega preseka $d\sigma(E, T)$. Le-ta je odvisen od interakcijskega potenciala med delcema. Problem pa se pojavi pri izbiri ustreznega potenciala.

Trke ionov in atomov opisujemo bistveno drugače pri nizkih energijah kot pri visokih. Razlika je v stopnji zasenčenosti atoma z elektronskim oblakom. Pri visokoenergijskih trkih je senčenje majhno, zato je sipanje coulombsko, sipalni presek pa izračunamo po znani Rutherfordovi formuli. Pri nizkoenergijskih trkih je senčenje veliko in trk lahko opišemo s preprostim modelom dveh togih krogel. V srednjem energijskem področju ni trk niti čisti coulombski niti ne trk dveh krogel. Splošen interakcijski potencial za opisovanje atomskih trkov je z elektronskim oblakom zasenčen coulombski potencial jedra, to je Thomas-Fermijev potencial. Zato pri računanju verjetnostne porazdelitve uporabimo Thomas-Fermijev sipalni presek /2/:

$$d\sigma = C_m E^m T^{-1-m} dT \quad (4)$$

C_m je konstanta, ki je:

$$C_m = \frac{\pi}{2} \lambda_m a^2 \left(\frac{M_1}{M_2} \right)^m \left(\frac{2Z_1 Z_2 e^2}{a} \right)^{2m} \quad (5)$$

pri čemer je a Thomas-Fermijev radij senčenja in λ_m brezdimenzijska konstanta. m je število med 0 in 1. Izbira m je odvisna od energije. Če je m=1, dobimo Rutherfordovo sipanje pri visokih energijah. V področju nizkih energij se izkaže, da je primernejši Born-Mayerjev potencial:

$$V(r) = A e^{-r/a} \quad (6)$$

toda tudi v tem primeru je enačba (4) še vedno dobra, le da moramo vzeti vrednost m=0. Za srednje energije (reda -keV) pa vzamemo vrednost m = 1/2.

Najbolj znan model za izračun koeficienta razprševanja je Sigmundov /2/. Ker lahko zapuščajo trdno snov le atomi na površini snovi, je koeficient razprševanja odvisen od deleža energije, ki se pri kaskadah prenese v površinsko plast. Prostorsko in energijsko porazdelitev trkovnih kaskad je dobil na osnovi transportne teorije, pri čemer je privzel naslednje:

- opraviti imamo samo z dvodelčnimi trki
- trkovne kaskade se razširjajo v vseh smereh
- porazdelitev energije pri trkovnih kaskadah opišemo s porazdelitveno funkcijo, ki jo izračunamo z Boltzmannovo transportno enačbo
- ločimo visoko- in nizkoenergijske trke.

Na osnovi tega je dobil naslednji rezultat za koeficient razprševanja /2/:

$$S(E) = \Lambda F(x, E) \quad (7)$$

kjer je $F(x, E)$ funkcija, ki pove, koliko energije se sprosti v globini x pod površino. Nas seveda zanima vrednost funkcije $F(x, E)$ na površini, torej na mestu $x=0$, ki je enaka:

$$F(0, E) = \alpha N S_n(E) \quad (8)$$

pri čemer je N številska gostota atomov v tarči in α parameter, odvisen od razmerja M_2/M_1 . $S_n(E)$ je upočasnjevalni presek, ki nam pove, kolikšna je izguba energije pri sipanju.

Parameter Λ je:

$$\Lambda = \frac{3}{4\pi^2} \frac{1}{NC_0 U_0} \quad (9)$$

C_0 je konstanta, ki nastopa v sipalnem preseku za $m=0$.

Enačbo (7) lahko sedaj zapišemo v obliki:

$$S(E) = \frac{3}{4\pi^2} \alpha \frac{1}{C_0 U_0} S_n(E) \quad (10)$$

Končen izračun funkcije $S_n(E)$ zahteva uporabo Thomas-Fermijevega sipalnega preseka za elastično sipanje:

$$S_n(E) = \int T d\sigma = \frac{1}{1-m} C_m \gamma^{1-m} E^{1-2m} \quad (11)$$

$S_n(E)$ je pri obstreljevanju z ioni z nizko energijo ($m=0$) enak:

$$S_n(E) = C_0 \gamma E = C_0 T_m \quad (12)$$

in torej sorazmeren z maksimalnim prenosom energije T_m .

Tako dobimo za koeficient razprševanja pri nizkih energijah naslednjo vrednost:

$$S = \frac{3\alpha}{4\pi^2} \frac{T_m}{U_0} = \frac{3\alpha}{4\pi^2} \frac{4M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2} \frac{E}{U_0} \quad (13)$$

Iz izraza (13) je razvidno, da koeficient razprševanja narašča linearno z energijo. Eksperimenti kažejo, da velja to samo za nizke energije, medtem ko pri višjih postane konstanten ali pa začne celo padati.

Zato moramo pri visokih energijah upoštevati naslednji izraz za $S_n(E)$:

$$S_n(E) = 4\pi Z_1 Z_2 e^2 a \frac{M_1}{M_1 + M_2} s_n(\epsilon) \quad (14)$$

pri čemer je $s_n(\epsilon)$ funkcija, ki jo najdemo v tabelah /2/, ϵ pa je:

$$\epsilon = \frac{M_2 E}{M_1 + M_2} \frac{a}{Z_1 Z_2 e^2} \quad (15)$$

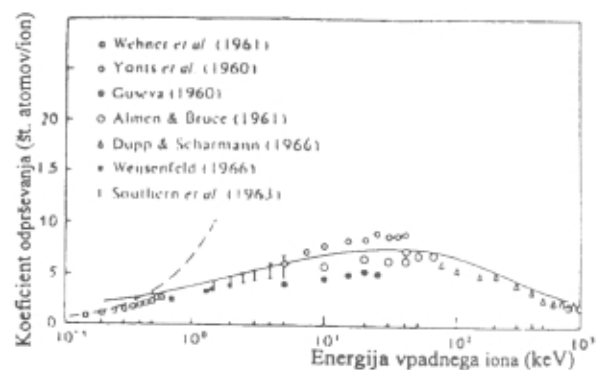
a je Thomas-Fermijev radij senčenja, ki je enak:

$$a = 0,8853 a_0 (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{-1/2} \quad (16)$$

kjer je a_0 Bohrov radij. Koeficient razprševanja pri visokih energijah se sedaj glasi:

$$S \propto \alpha \frac{Z_1 Z_2}{Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3}} \frac{M_1}{M_1 + M_2} \frac{s_n(\epsilon)}{U_0} \quad (17)$$

Z upoštevanjem izrazov za nizko in visokoenergijske trke dobimo dobro ujemanje z eksperimentalnimi podatki (slika 3).



Slika 3. Primerjava eksperimentalnih podatkov za koeficient odprševanja in teorije pri bombardiranju Cu z Ar^+ ioni, če uporabimo nizkoenergijsko (črtno) in visokoenergijsko formulo (polna črta).

Navedeni izrazi za koeficient razprševanja S veljajo samo v primeru pravokotnega vpada ionov ($\alpha=0$). Če je smer vpadnega iona nagnjena za kot α glede na normalo, je tudi globina, do katere prodrejo ioni, manjša za faktor $1/\cos\alpha$. Celotna kaskada trkov je zato koncentrirana bolj pri vrhu in koeficient razprševanja se poveča za faktor $1/\cos\alpha$. Pri zelo velikih kotih začne koeficient padati, saj se ioni sipljejo pod zelo ostrimi koti in je energija, ki jo oddajo atomi tarče, premajhna /3/.

3.2 Monte Carlo-simulacija trkovnih kaskad

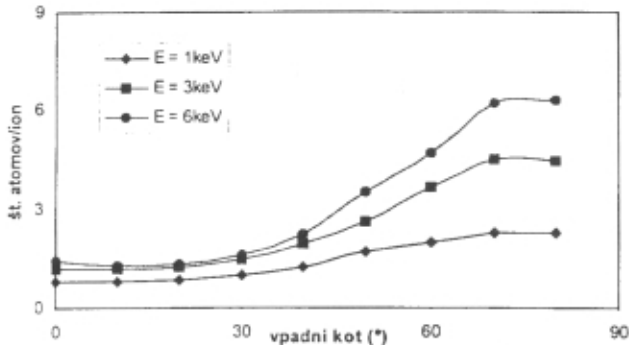
3.2.1 Predstavitve programa TRIM

Teoretičen opis trkovnih kaskad se še najbolj posreči, če z računalniškim programom korak za korakom izračunavamo količine, s katerimi opišemo razširjanje kaskade. Eden izmed takih programov je IBM-ov program SRIM /11/.

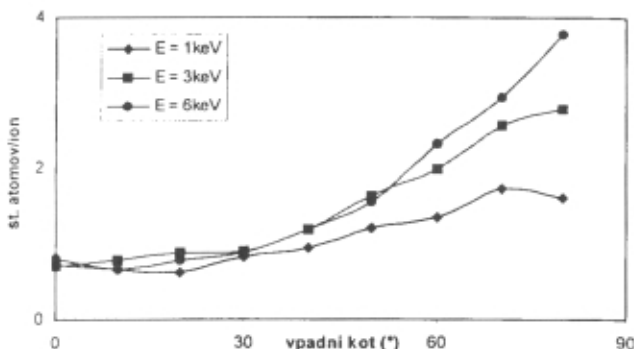
SRIM je skupina programov za računanje dosega ionov v snovi med obstreljevanjem, pri čemer lahko poljubno spreminjamo začetne parametre (energijo vpadnega iona, vpadni kot, vrsto vpadnih ionov, vrsto tarče,...). Tarča je lahko grajena tudi kompleksno; sestavljena iz več plasti različnih materialov. Trki med ioni in atomi so obravnavani kvantnomehansko z uporabo statističnih algoritmov.

Najobsežnejši sestavni del SRIM-a je program TRIM. TRIM je Monte Carlo-simulacija interakcij ionov s tarčo, ki nam omogoča tridimenzionalen prikaz gibanja ionov v snovi, informacijo o izgubi energije ionov pri sipanju, detaljne podrobnosti o vsakem trku ionov in atomov, prerazporeditev atomov v tarči ter seznam drugih spremljajočih efektov (število razpršenih atomov, kakšne spremembe nastanejo v materialu...).

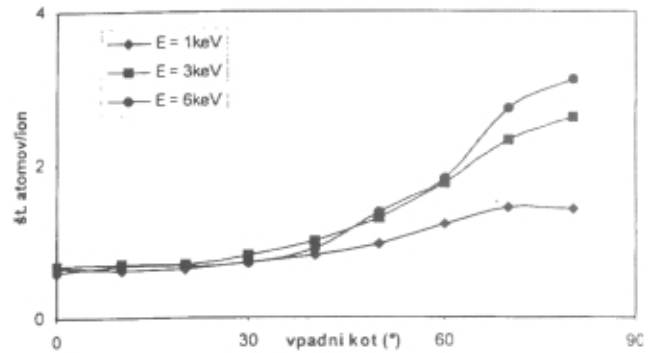
Opisani program smo uporabili za simulacijo razprševanja vzorcev titana. Titanove katode se namreč uporabljajo v naprševalnih ionskih črpalkah. Pri simulaciji smo izbrali ione Ar^+ , O_2^+ in N_2^+ . Energijo ionov smo spreminjali med 1 in 6 keV, ker so to značilne kinetične energije ionov, ki nastanejo v Penningovih celicah vakuumskih črpalk. Spreminjali smo tudi kot ionov glede na pravokotnico na površino. Tako izračunani koeficienti razprševanja so zbrani na slikah 4, 5 in 6, na sliki 7 pa prikazujemo število titanovih atomov, ki jih v povprečju izbijajo dušikovi ioni iz tarče hidrogeniranega titana. Na slikah 8, 9 in 10 je prikazana kaskada trkov, ki nastane po vpadu Ar^+ , O_2^+ in N_2^+ iona.



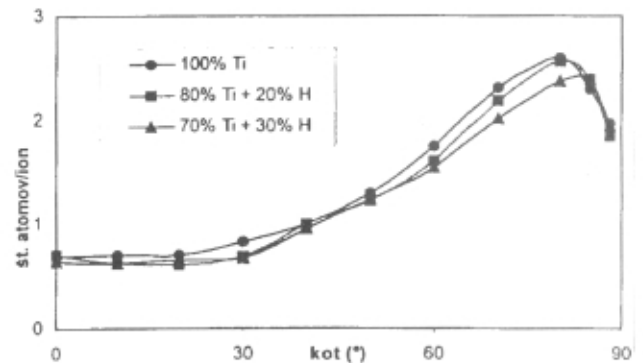
Slika 4. Odvisnost koeficienta odprševanja titana od vpadnega kota za različne energije Ar^+ ionov



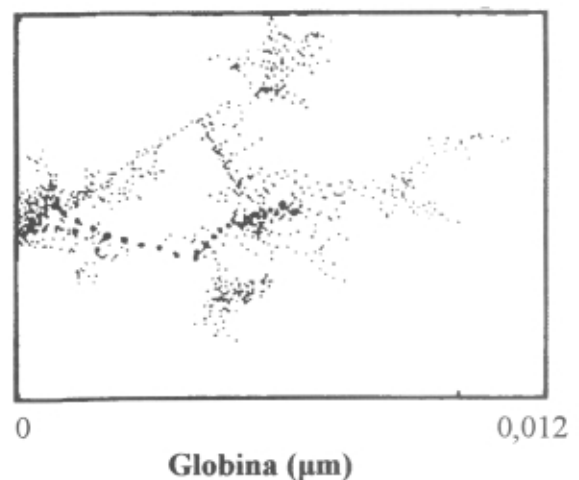
Slika 5. Odvisnost koeficienta odprševanja titana od vpadnega kota za različne energije O_2^+ ionov



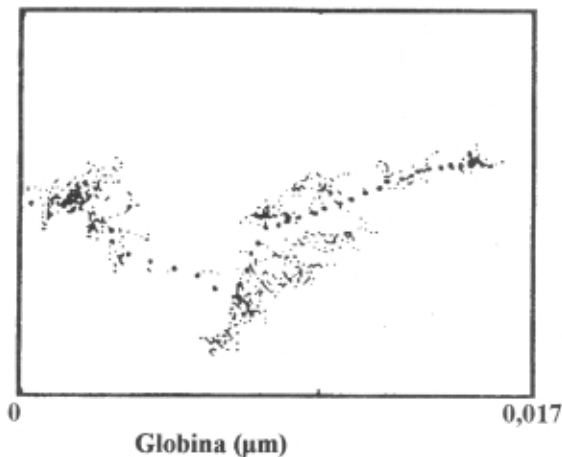
Slika 6. Odvisnost koeficienta odprševanja titana od vpadnega kota za različne energije N_2^+ ionov



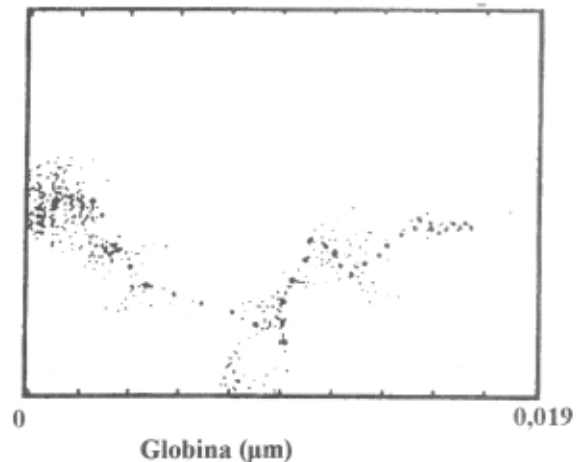
Slika 7. Primerjava koeficienta odprševanja pri bombardiranju čistega titana in titana z 20% oz. 30% deležem vodika z N_2^+ ioni z energijo 3keV



Slika 8. Računalniška simulacija trkovne kaskade za Ar^+ ion z energijo 10 keV pri pravokotnem vpadu na titanovo tarčo. Debelejše pike označujejo mesta, na katerih je prišlo do trka iona z atomi titana, manjše pikice pa označujejo nastalo kaskado trkov med titanovimi atomi.



Slika 9. Računalniška simulacija trkovne kaskade za O_2^+ ion z energijo 10keV pri pravokotnem vpadu na titanovo tarčo. Debelejše pike označujejo mesta, na katerih je prišlo do trka iona z atomi titana, manjše pikice pa označujejo nastalo kaskado trkov med titanovimi atomi.



Slika 10. Računalniška simulacija trkovne kaskade za N_2^+ ion z energijo 10keV pri pravokotnem vpadu na titanovo tarčo. Debelejše pike označujejo mesta, na katerih je prišlo do trka iona z atomi titana, manjše pikice pa označujejo nastalo kaskado trkov med titanovimi atomi.

3.2.2 Rezultati simulacij

Računalniške simulacije razprševanja titana pri jedkanju z ioni dušika, kisika in argona so pokazale, da je koeficient razprševanja pri pravokotnem vpadu ionov okoli 1. Načeloma se zelo spreminja z vrsto in kinetično energijo ionov. Z naraščajočim kotom vpadnih ionov koeficient razprševanja monotono narašča, kar je skladno s teoretičnimi napovedmi in eksperimentalnimi rezultati drugih avtorjev. Pri posebej velikih vpadnih kotih opazimo tudi močno odvisnost koeficientov razprševanja od kinetične energije vpadnih ionov. Skladno s teoretičnimi napovedmi in eksperimentalnimi podatki je največji koeficient razprševanja pri obstrlejevanju površin z argonovimi ioni. Koeficient razprševanja za kisikove ione je nekoliko večji kot za dušikove, pač zaradi večje mase molekule kisika, saj povzroči večjo kaskado trkov. Zanimivo je, da se koeficient razprševanja titana z dušikovimi ioni nekoliko zmanjša, če v titanovo tarčo predhodno implantiramo vodik.

4 Sklep

Opisali smo osnovno teorijo razprševanja in rezultate računalniške simulacije. Ugotovili smo, da računalniške simulacije s paketom SRIM dobro opisujejo proces

razprševanja. Računalniški program je zatorej primerno orodje za hitro oceno koeficienta razprševanja pri jedkanju vzorcev z različnimi ioni. Opisane rezultate bomo uporabili pri razvoju ionske črpalke.

5. Literatura

- /1/ B. Chapman, Glow discharge processes, J. Wiley & Sons, New York, (1980) 178-184
- /2/ P. Sigmund, Theory of sputtering, Phys. Rev., 184(2), (1969) 383-415
- /3/ D.P. Woodruff, T.A. Delchar, Modern Techniques of Surface Science, Cambridge University Press, (1994) 266-355
- /4/ R. Behrisch, Sputtering by Particle Bombardment I, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 1981
- /5/ P. Panjan, Diplomsko delo, Univerza v Ljubljani, FNT, 1980
- /6/ J.F. Zeigler, The Stopping and Range of Ions in Matter, IBM-Research, 1998
- /7/ G. Carter, J.S. Colligon, Ion Bombardment of Solids, Heinemann Educational Books Ltd, London, (1968)
- /8/ N.W. Ashcroft, N.D. Mermin, Solid State Physics, Holt, Rinehart and Winston, 1975
- /9/ G.L. Saksaganskii, Getter and Getter-ion Vacuum Pumps, Harwood Academic Publisher, (1994) 177-204
- /10/ H. Goldstein, Classical Mechanics, Addison-Wesley, Cambridge, Mass., 1950
- /11/ J.F. Zeigler, J.P. Biersack, U. Littmark, The Stopping and Range of Ions in Solids, Pergamon Press, New York, 1985

OPTIČNA POLARIZACIJSKA MIKROSKOPIJA ZA ANALIZO STRUKTUR V TEKOČIH KRISTALIH

Milan Ambrožič, Institut "Jožef Stefan", Jamova 39, 1000 Ljubljana

Optical Polarizing Microscopy for the Analysis of Liquid Crystal Structures

ABSTRACT

Optical polarizing microscopy is a useful tool for investigations of liquid crystal structures in confined geometry, for instance in glass thin cells or capillary tubes. Experimental microscope textures are usually compared to theoretically simulated textures. Such comparison allows checking of the agreement between the theoretically predicted liquid crystal structures and the actual structures obtained in experiments.

POVZETEK

Optična polarizacijska mikroskopija je uporabna za raziskave struktur tekočih kristalov v omejeni geometriji, na primer v tankih steklenih celicah ali v steklenih kapilah. Eksperimentalne mikroskopske slike navadno primerjamo s tistimi, ki jih izračunamo teoretično. S tako primerjavo lahko preverjamo ujemanje med teoretično napovedanimi strukturami tekočih kristalov in dejanskimi v eksperimentih.

1 Uvod

Pri razvoju novih generacij tekočekristalnih prikazalnikov, optičnih preklopnikov, vmesnikov med optičnimi kabli in drugih naprav na osnovi tekočih kristalov je pomembno, da vemo, kako se struktura tekočih kristalov spreminja s temperaturo, električnim in magnetnim poljem, velikostjo in obliko celic s tekočim kristalom itd. Optične lastnosti namreč niso odvisne samo od vrste tekočega kristala, ampak tudi od njegove strukture, to je notranje razporeditve leg in smeri molekul. Na primer, pri nematskih tekočih kristalih, ki jih največ uporabljamo, je najpomembnejša razporeditev smeri podolgovatih molekul. Te smeri nikoli niso popolnoma enotne, tako da bi bile vse molekule po smereh popolnoma poravnane. Pri tem sta značilna dva pojava:

1) Termične fluktuacije. Tudi če pripravimo celico s tekočim kristalom tako, da so povsod v njej dolge osi molekul v povprečju poravnane v isto smer, obstajajo majhni lokalni odmiki od povprečne smeri. Le-ti se časovno spreminjajo in so posledica osnovnih termodinamskih zakonov. Odmiki - termične fluktuacije postajajo z višanjem temperature izrazitejši. Zato je nesmiselno pričakovati, da bomo v trenutni sliki našli vse molekule poravnane, ampak raje vpeljemo nematski direktor. To je enotski vektor, vzporeden s povprečno usmerjenostjo dolgih osi molekul; ta se seveda v homogenem vzorcu s stalnimi fizikalnimi razmerami časovno in krajevno ne spreminja.

2) Lokalno spreminjanje nematskega direktorja. Če je vzorec nehomogen, se nematski direktor znotraj celice krajevno spreminja. Nehomogen vzorec dobimo npr. takrat, ko se smer električnega polja krajevno spreminja, ali če celica ni v obliki kvadra, ampak je npr. valjna ali krogelna. Nehomogenost lahko nastopi tudi zaradi kemijske sestave tekočega kristala: na primer, pri kiralnih tekočih kristalih se lokalni nematski direktor vrti okrog izbrane osi.

Z optično polarizacijsko mikroskopijo lahko posredno ugotovimo lokalno spreminjanje nematskega direktorja /1-5/. Največkrat opazujemo prehod polarizirane vidne svetlobe skozi tekočekristalno celico v obliki kvadra značilne debeline 1-100 μm . Brez težav opazujemo tudi strukturo tekočih kristalov v tankih steklenih cevkah.

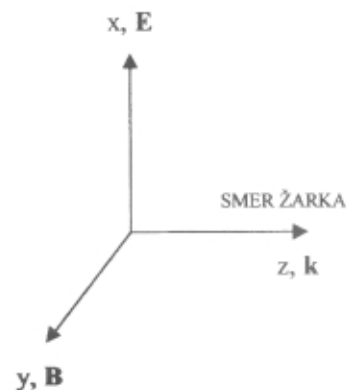
2 Opis optične polarizacijske mikroskopije

Svetlobni žarek opišemo z valovnim vektorjem \mathbf{k} , ki kaže v smeri širjenja žarka in je njegova velikost povezana z valovno dolžino svetlobe: $k=2\pi/\lambda$. Svetloba je elektromagnetno valovanje, pri katerem v prostoru nihata jakost električnega polja \mathbf{E} in gostota magnetnega polja \mathbf{B} . V vsaki točki prostora in v vsakem trenutku so vsi trije vektorji, \mathbf{E} , \mathbf{B} in \mathbf{k} pravokotni med seboj, tako da opišejo desnosučni triob. To pomeni, da če sukamo desni vijak po najkrajši poti od vektorja \mathbf{E} proti vektorju \mathbf{B} , leze vijak v smeri \mathbf{k} (sl. 1). Če se svetloba širi premo (kar je značilno za svetlobni žarek), opišemo spreminjanje polj kot ravno valovanje, na primer:

$$\mathbf{E} = (E_0 \cos(\omega t - kz), 0, 0)$$

$$\mathbf{B} = (0, B_0 \cos(\omega t - kz), 0) \quad (1)$$

$$\mathbf{k} = (0, 0, k).$$

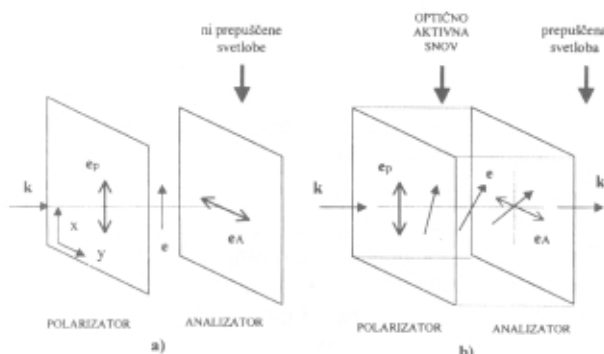


Slika 1. Smeri električnega in magnetnega polja ter valovnega vektorja

Koordinatni sistem smo izbrali tako, da je os x v smeri električnega polja, os y v smeri magnetnega, os z pa v smeri potovanja žarka. Amplitudi obeh polj sta povezani med seboj: $B_0=E_0/c$, kjer je c svetlobna hitrost. Polarizacijo (enotski vektor \mathbf{e}) opredelimo kot smer električnega polja: $\mathbf{e} = \mathbf{E}/E$. Ta ni predpisana vnaprej, vemo le, da leži \mathbf{e} v ravnini, pravokotni na valovni vektor \mathbf{k} . Ko poznamo \mathbf{k} in \mathbf{e} , pa je smer magnetnega polja z njima enolično določena. Lastnosti

svetlobnega žarka (ali pa curka) so torej določene s tremi podatki: valovnim vektorjem \mathbf{k} , polarizacijo \mathbf{e} in intenziteto I , ki je sorazmerna z E_0^2 . Glede polarizacije imamo več možnosti. Pri nepolarizirani svetlobi, kot jo sevajo navadne žarnice, se smer polarizacije v vsaki točki svetlobnega žarka spreminja popolnoma naključno. Časovno povprečje vektorja \mathbf{e} v izbrani točki je nič. Pri delno polarizirani svetlobi, ki jo na primer dobimo pri odboju nepolarizirane svetlobe od ravne površine, je povprečna polarizacija različna od nič. Pri polarizirani svetlobi lahko opišemo časovni potek polarizacije v izbrani točki. Najpomembnejši tipi polarizirane svetlobe so linearno, krožno in eliptično polarizirana svetloba. Pri linearno polarizirani svetlobi je smer \mathbf{e} stalna, na primer $\mathbf{e}=(1,0,0)$, kot v enačbah (1). Pri krožno in eliptično polarizirani svetlobi \mathbf{e} s časom enakomerno kroži. Če je kroženje tako, da bi lezel desni vijak pri istosmernem vrtenju v smeri valovnega vektorja, potem gre za desnoučno polariziranost svetlobe, v obratnem primeru pa imamo levosučno polarizacijo. Pri krožni polarizaciji se velikost električnega polja v izbrani točki ne spreminja, pri eliptični polarizaciji pa določata največjo in najmanjšo vrednost polja eliptični polosi (ki sta med seboj pravokotni in seveda tudi na valovni vektor).

Za optično polarizacijsko mikroskopijo v glavnem uporabljamo linearno polarizirano svetlobo. To je lahko laserska svetloba ali pa svetloba iz drugih svetil, ki jo polariziramo s polarizatorjem. Pri prehodu skozi polarizator se intenziteta svetlobe sicer zmanjša, ker ta prepušča le svetlobo s polarizacijo v izbrani smeri, vendar je za optične slike intenziteta še vedno dovolj velika. Vzorec damo med polarizator in analizator; analizator je polarizator, katerega prepustna smer za polarizacijo je pravokotna na prepustno smer prvega polarizatorja (slika 2). Če med polarizatorjema ni ničesar, ali pa je vmes vzorec, ki ne spreminja smeri polarizacije, potem taka celica ne prepusti nič svetlobe. Drugače je, če je med polarizatorjema optično aktivna snov: ta suka smer polarizacije. Zato svetloba, ki doseže analizator, ni več polarizirana v pravokotni smeri glede na prepustno smer analizatorja. Nekaj svetlobe pride skozi celico in jo lahko opazujemo. Zasuk polarizacije je odvisen od valovne dolžine svetlobe, optičnih lastnosti vzorca in od njegove debeline. Če ima vzorec v celici zelo raznoliko strukturo, potem je tudi optična slika na drugi strani celice precej razgibana.



Slika 2. Prehod svetlobe skozi celico med prekržnima polarizatorjema

3 Matematična opredelitev optične slike

3.1 Polarizator in analizator

Izberimo koordinatni sistem, kot smo ga imeli v enačbah (1). Svetlobni curek prihaja iz negativnega poltraka osi z . Pri vstopu skozi optično celico z vzorcem preide skozi polarizator s prepustno smerjo x . Tako je začetna polarizacija svetlobe pri prehodu skozi prozorni vzorec $\mathbf{e}_z = \mathbf{e}_P \equiv (1,0)$. Koordinate z polarizacijskega vektorja nam ni treba pisati, saj je v našem primeru vedno nič. Najprej si mislimo celico v obliki kvadra, tako da svetloba vpadna pravokotno nanjo. Pri prehodu skozi vzorec potuje izbran svetlobni žarek (pri določenih vpadnih koordinatah x in y ; slika 2) premo in se njegova polarizacija zavrti za kot δ , ko žarek doseže analizator. Končna polarizacija je tedaj $\mathbf{e}_k = (\cos\delta, \sin\delta)$. Prepustna smer analizatorja je $\mathbf{e}_A \equiv (0,1)$, kot med vektorjema \mathbf{e}_k in \mathbf{e}_A pa je $90^\circ - \delta$. Zato je intenziteta svetlobe, ki jo prepušča analizator: $I_A = I \sin^2 \delta$. Tu je I intenziteta svetlobe pred prehodom skozi analizator. Če predpostavimo, da je vzorec dovolj tanek in lahko zane-marimo absorpcijo svetlobe v njem, potem lahko izrazimo intenziteto I_A z začetno intenziteto svetlobe I_0 pred vstopom v celico. Če je vstopna svetloba nepolarizirana, potem velja:

$$I_A = I \sin^2 \delta = \frac{1}{2} I_0 \sin^2 \delta \quad (2)$$

S faktorjem $1/2$ smo upoštevali, da se del svetlobe izgubi pri vstopu skozi polarizator. Intenziteta prepuščene svetlobe je v splošnem odvisna od koordinat x in y , kjer žarek vstopi v celico, saj je lahko struktura vzorca v celici nehomogena.

3.2 Lomni količnik

Poglejmo natančneje, kaj povzroči vrtenje polarizacije svetlobe pri prehodu skozi vzorec. Za nazornejši opis pojava se omejimo na obravnavo optično enosnih snovi. Pri njih v nasprotju z izotropnimi snovmi lomni količnik ni enak za vse smeri žarkov. Lomni količnik je razmerje med svetlobno hitrostjo v vakuumu c_0 in tisto v snovi c : $n = c_0/c$. Pri tem je $c_0 = 3 \cdot 10^8$ m/s. Ker je hitrost svetlobe v snovi vedno manjša kot v vakuumu, je lomni količnik večji od 1. Za steklo je $n=1,5$, za zrak pa je n praktično enak 1. Pri enosnih snoveh je lomni količnik odvisen od valovnega vektorja, optične osi in polarizacije. V izbrani smeri, ki jo imenujemo optična os, ima lomni količnik vrednost n_i (indeks i je oznaka za "izredni"). V pravokotnih smereh (to je v ravnini, pravokotni na optično os) ima lomni količnik vrednost n_r (indeks r je oznaka za "redni"). V splošnem prehod svetlobe med dvema snovema (npr. iz zraka v optično enosno snov) ni pravokoten na mejo snovi. Tedaj se žarek lomi, in sicer dobimo zaradi različnih lomnih količnikov v snovi dva žarka: rednega in izrednega. Čeprav se ime redni (izredni) v tem primeru nanaša na smer žarka, pa je lomni količnik določen s polarizacijo. Poglejmo nekaj zgledov. V vseh vzamemo $\mathbf{k} = (0,0,k)$, to je žarek v smeri osi z .

1) Optična os $\mathbf{o} = (0,0,1)$ je vzporedna z žarkom (sl. 3a). Polarizacija je torej pravokotna na optično os, zato imamo "redni" lomni količnik n_r .

2) Optična os $\mathbf{o}=(1,0,0)$ je pravokotna na žarek. Tedaj imamo več možnosti, odvisno od polarizacije. Če je $\mathbf{e}=(0,1)$, potem gre za redni žarek: $n=n_r$ (sl. 3b). Pri polarizaciji $\mathbf{e}=(1,0)$ imamo izredni žarek: $n=n_i$ (sl. 3c). V primeru $\mathbf{e}=(\cos \alpha, \sin \alpha)$ pa razstavimo polarizacijo na pravokotni smeri (x in y) in nastopita obe komponenti: redna in izredna (sl. 3č). V skladu z dogovorom smo spet pisali polarizacijo kot vektor z dvema komponentama, x in y.

3) Smer žarka oklepa ostri kot θ z optično osjo. V tem primeru je obravnava nekoliko bolj zapletena. Naj leži optična os v ravnini (x,z): $\mathbf{o}=(\sin \theta, 0, \cos \theta)$. Za polarizacijo spet izberimo $\mathbf{e}=(\cos \alpha, \sin \alpha)$ (sl. 3d). Tedaj obravnavamo komponento y polarizacije kot redno, saj je pravokotna na optično os. Komponenta x polarizacije je izredna. Vendar njen lomni količnik ni n_i , temveč nekakšno povprečje med n_r in n_i , odvisno od kota θ :

$$\frac{1}{n_{ef}^2} = \frac{\cos^2 \theta}{n_r^2} + \frac{\sin^2 \theta}{n_i^2}$$

Ta enačba za efektivni lomni količnik n_{ef} izhaja iz dejstva, da se pri transformaciji (zasuku) koordinatnega sistema polarizacijska matrika (in ne lomni količnik!) vede kot tenzor. Polarizacijsko matriko si bomo ogledali v naslednjem razdelku. Iz gornje enačbe izrazimo efektivni lomni količnik:

$$n_{ef} = \frac{n_r n_i}{\sqrt{n_r^2 \sin^2 \theta + n_i^2 \cos^2 \theta}} \quad (3)$$

V primeru $\theta=0$ seveda dobimo $n_{ef}=n_r$ (redni lomni količnik za komponento x polarizacije) in v primeru $\theta=90^\circ$ je $n_{ef}=n_i$ (izredni lomni količnik).

4) Še težji je zgled, kjer optična os ne leži v ravnini (x,z), ampak ima tudi komponento y. Tedaj moramo pri obravnavi uporabiti zasuk koordinatnega sistema okrog osi z, tako da v novem koordinatnem sistemu optična os leži v ravnini (x,z) (sl. 3e).

3.3 Polarizacijska matrika

Kako vplivata različna lomna količnika za različne komponente polarizacije na svetlobo, ki potuje skozi optično enoosno snov? Če se spet omejimo na pravokoten vpad svetlobe iz zraka na optično celico, potem se redni žarek v snovi v celici ne lomi, izredni pa v splošnem se. Vendar se izkaže, da lahko v primeru tekočih kristalov to lomljenje zanemarimo. Bolj pomembno je to, da nastane zaradi različne fazne hitrosti za obe pravokotni komponenti polarizacije na določeni poti žarka fazna razlika med komponentama. Posledica te fazne razlike je zasuk polarizacije okrog osi, vzporedne z valovnim vektorjem. Faza pri izbrani polarizaciji se spreminja časovno in krajevno: $\Phi=kz-\omega t$. Krožna frekvenca valovanja $\omega=2\pi\nu$ je neodvisna od lomnega količnika (pri vstopu svetlobe v optično celico se ne spremeni). Zato je za fazno razliko med obema komponentama polarizacije pomemben samo krajevni del faze: $\phi=kz$. Valovni vektor se namreč pri vstopu svetlobe iz zraka v snov spremeni:

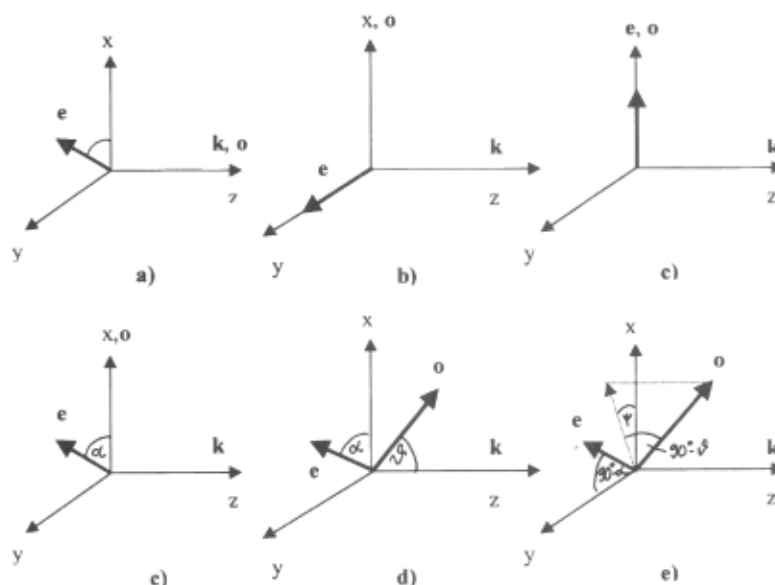
$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi\nu}{c} = \frac{2\pi\nu n}{c_0} = k_0 n \quad (4)$$

kjer je n_0 velikost valovnega vektorja svetlobe v zraku oz. vakuumu. Za redno in izredno komponento polarizacije veljata enačbi za fazo:

$$\phi_r = n_r k_0 z \quad (5)$$

$$\phi_i = n_i k_0 z \quad (6)$$

Časovno in krajevno spreminjanje električnega polja smo v (1) zapisali s kotno funkcijo kosinus, ki ima za argument fazo. Vendar za računanje raje uporabljamo eksponentno funkcijo z imaginarnim eksponentom, saj zanjo veljajo enostavnejši adicijski izreki. Tako npr. izrazimo krajevno spreminjanje izbrane komponente električnega polja takole: $E(z)=E(0)e^{i\phi}$. Nazadnje, pri izračunu intenzitete prepuščene svetlobe, moramo upoštevati, da imajo fizikalni pomen le realne količine.



Slika 3. Različne smeri polarizacije in optične osi

Vzemimo, da imamo v smeri osi x izredni lomni količnik n_{ef} , v smeri y pa rednega n_r . Optična os naj bo spet $\mathbf{o} = (\sin \theta, 0, \cos \theta)$. Začetna polarizacija v izbrani točki naj bo (e_{xz}, e_{yz}) . Polarizacija se na razdalji z (v smeri žarka, to je v smeri osi z) od te točke spremeni takole:

$$e_{xk} = e^{in_{ef}k_0z} e_{xz} \quad (7)$$

$$e_{yk} = e^{in_r k_0z} e_{yz} \quad (8)$$

Pri tem izračunamo n_{ef} z enačbo (3). Sistem teh dveh enačb zapišimo v vektorski obliki:

$$\mathbf{e}_k = \underline{P} \mathbf{e}_z, \quad (9)$$

kjer je polarizacijska matrika \underline{P} enaka:

$$\underline{P} = \begin{pmatrix} e^{in_{ef}k_0z} & 0 \\ 0 & e^{in_r k_0z} \end{pmatrix} \quad (10)$$

Razmerje med komponentama x in y polarizacije se spremeni, zato je končna polarizacija \mathbf{e}_k zasukana glede na začetno \mathbf{e}_z .

V splošnejšem primeru, ko optična os ne leži v ravnini (x,z) , moramo polarizacijsko matriko (10) transformirati, preden jo uporabimo v enačbi (9). Pri zasuku koordinatnega sistema za kot ψ okrog osi z (zasuk osi x proti osi y , tako da optična os leži v ravnini (x,z) novega koordinatnega sistema), se matrika \underline{P} transformira po enačbi:

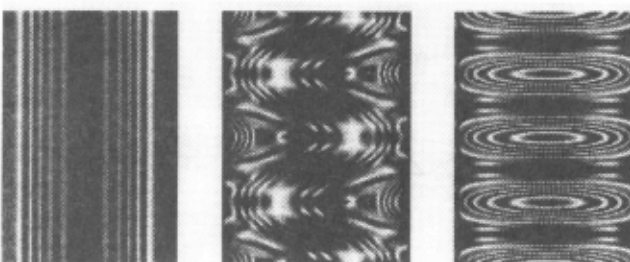
$$\underline{P} \rightarrow \underline{I} \underline{P} \underline{I}^{-1}. \quad (11)$$

Sučna matrika \underline{I} je enaka:

$$\underline{I} = \begin{pmatrix} \cos \psi & \sin \psi \\ -\sin \psi & \cos \psi \end{pmatrix} \quad (12)$$

4 Optična slika pri tekočih kristalih

Recimo, da poznamo ali pa predpostavimo krajevno odvisnost nematskega direktorja v celici s tekočim kristalom. Optična os ni enako usmerjena v vsej celici, ampak je v vsaki točki vzporedna z lokalnim nematskim direktorjem. Obravnavamo namreč le enoosne tekoče kristale in zaradi simetrije optična os sovpada z nematskim direktorjem.



Slika 4. Slike optične polarizacijske mikroskopije za različne strukture vijáčnega nematskega tekočega kristala v valju s polmerom $5 \mu\text{m}$.

skim direktorjem. Pri vstopu v celico ima svetloba polarizacijo v prepustni smeri polarizatorja, npr. $(1,0)$. Po dogovoru je os z v smeri žarka in pravokotna na celico. Poglejmo, kaj se dogaja s polarizacijo izbranega žarka, ki gre skozi celico pri koordinatah (x,y) . V splošnem se smer nematskega direktorja (od sedaj naprej bomo rekli smer optične osi \mathbf{o}) spreminja z vsemi tremi koordinatami. Zato moramo pot žarka skozi celico (po osi z) razdeliti na majhne odseke dolžine dz . Na vsakem odseku ugotovimo (po potrebi z linearno interpolacijo) smer optične osi \mathbf{o} . Na poti po odseku dz se spremeni polarizacija po enačbi (9), kjer zdaj vzamemo v eksponentu v enačbi (10) dz namesto z , ter za začetno polarizacijo trenutno polarizacijo na začetku odseka. Pri izračunu polarizacijske matrike na odseku dz pri koordinatah (x,y,z) uporabimo enačbe (3) in (10-12). Ta postopek ponavljamo, dokler žarek ne doseže analizatorja. Intenziteto prepuščene svetlobe izračunamo z enačbo (2). To naredimo za različne pare koordinat (x,y) in dobimo dvodimenzionalno optično sliko, ki jo primerjamo z eksperimentalno. Če se ujemata, potem smo pravilno predpostavili krajevno spreminjanje nematskega direktorja v celici.

Optično polarizacijsko mikroskopijo (in ustrezno teoretično simulacijo) lahko npr. uporabimo tudi za tekoče kristale v steklenih cevkah z radijem reda velikosti nekaj μm ali več. V tem primeru res pride tudi do loma svetlobe zaradi ukrivljenosti mejne površine zraketkoči kristal, vendar je vpliv loma na optične slike zanemarljiv. Tudi uklon svetlobe lahko zanemarimo. Slika 4 prikazuje slike numerično simulirane optične polarizacijske mikroskopije za različne strukture vijáčnega tekočega kristala v valju. Radij valja je $5 \mu\text{m}$, valovna dolžina svetlobe pa 435 nm (živosrebrni svetlobni izvir). Redni in izredni lomni količnik za izbran tekoči kristal (E7) in izbrano valovno dolžino sta $n_r = 1,544$ in $n_i = 1,821$. Prepustna smer polarizatorja je v smeri osi x , geometrijska os valja pa v smeri y . Žarek je usmerjen v smeri osi z , pravokotno na ravnino slike. Zavedati se moramo, da je odvisnost intenzitete prepuščene svetlobe od koordinate x odvisna tako od strukture tekočega kristala kot od poti, ki jo mora žarek prepotovati skozi valj. Ta pot je najdaljša v sredini valja, na skrajnem robu pa je nič. Nematski direktor (in z njim optična os) ne leži v smeri geometrijske osi valja, drugače ne bi bilo nič prepuščene svetlobe.

Za tekoče kristale, ograjene v geometriji z dimenzijami, veliko manjšimi od enega mikrometra, pa je optična polarizacijska mikroskopija neuporabna, ker pride do izraza valovni značaj svetlobe. Spomnimo se, da so valovne dolžine v vidni svetlobi med $0,4$ in $0,8 \mu\text{m}$, s tem je omejena tudi ločljivost pri mikroskopiji. Za preučevanje struktur, kjer se nematski direktor močno spreminja na značilnih razdaljah, precej manjših od mikrometra, uporabljamo jedrsko magnetno resonanco.

5 Viri

- 1/ F. Lequex and M. Kleman, J. Phys. (Paris) 49,(1988) 845
- 2/ G. P. Crawford, J. A. Mitcheltree, E. P. Boyko, W. Fritz, S. Žumer, and J. W. Doane, Appl. Phys. Lett. 60, (1992) 3226
- 3/ R. D. Polak, G. P. Crawford, B. C. Kostival, J. W. Doane, and S. Žumer, Phys. Rev. E 49, (1994) R978
- 4/ H. Schmiedel, R. Stannarius, G. Feller and CH. Cramer, Liq. Cryst. 17, (1994) 323
- 5/ H. S. Kitzerow, B. Liu, F. Xu, and P. P. Crooker, Phys. Rev. E 54, (1996) 568

ZGODOVINA RAZISKOVANJA PLAZME - MAGNETOHIDRODINAMIKA (II del)

Stanislav Južnič*

History of Plasma Research - Magnetohydrodynamics

ABSTRACT

The article describes the discovery of pinch effect and the development of magnetohydrodynamics, a new field of scientific research that had to push hard to get its place in scientific world.

POVZETEK

V drugem delu razprave opisujemo odkritje "pinch"- efekta in razvoj magnetohidrodinamike, nove panoge znanosti, ki si je le stežka utirala pot.

1 Uvod

Fizika plazme je že hitro dala slutiti, da bo pomembna tako pri raziskovanju vesolja kot pri simulaciji tamkajšnjih razmer v laboratorijih. Osnovna težava ni bila ustvarjanje plazme, temveč njeno zadrževanje v omejenem prostoru. Podobno kot pri elektronskem mikroskopu v začetku tridesetih let so se tudi raziskovalci plazme odločili, da jo bodo z elektromagnetnim poljem raje zadrževali dovolj daleč od sten posode, saj ni bilo verjetno, da bi katerikoli material lahko zdržal tako visoke temperature.

2 Slovenski prispevek k raziskovanju plazme v magnetnem polju: Sirkovo raziskovanje pred prvo svetovno vojno

Boltzmannove transportne enačbe so temelj raziskovanja plazme, pri katerem pa sam Boltzmann ni več aktivno sodeloval, razen kot mentor raziskav na dunajskem fizikalnem inštitutu. Tam so za raziskovanje katodnih žarkov uporabljali ogromen elektromagnet. Tako je Boltzmann 18.3.1906 ocenil disertacijo Radakovitsa o meritvah prevodnosti ioniziranega zraka pri različnih tlakih kot "ne čisto brez znanstvenega interesa". Radakovits je opisal tudi zgodovino raziskovanja lastnosti segretega zraka in še posebej Nahrwoldovo delo /1/. Zagovora disertacije 28.4.1906 pa Boltzmann ni več dočakal.

Tlivne razelektritve je raziskoval tudi Hugo Sirk, rojen 11.3.1881 v Gradcu, poznejši univerzitetni profesor v Ljubljani. Fiziko je študiral pri Leopoldu von Pflaundlerju (1839-1920) v Gradcu, saj je bil Paul Czermak (1857-1912) izredni profesor eksperimentalne fizike na Univerzi v Gradcu le do 30.3.1898 in je odšel pred začetkom Sirkovega študija. Teoretično fiziko je Sirku predaval Anton Wassmuth (1844-1927), ki je leta 1893 po dvakratni neuspešni kandidaturi le prešel iz Prage v Gradec in je od tam bržkone prinesel tudi Pulujevo in Gintlovo zanimanje za katodne žarke. Wassmuthu je

pomagal tudi Franz Streinz (1855-1922), ki je bil obenem tudi profesor na Visoki tehniški šoli v Gradcu od leta 1892. Na teorijski katedri univerze v Gradcu sta bila tudi docent Victor Hausmaninger (1855-1907) ter izredni profesor Simon Šubic (1830-1903), ki je bil upokojen septembra 1902, sredi Sirkovih študijev.

Graški fizikalni inštitut, kjer je Sirk leta 1904 doktoriral in delal v naslednjih letih, je bil dobro opremljen za raziskovanje razelektritev v plinih, saj sta tam kmalu po odkritju snemala rentgenske fotografije tako Pflaundler kot Czermak /2/. Pflaundler je že 21.1.1896 na seji dunajske akademije objavil lastno rentgensko fotografijo igle v dlani za potrebe kirurgije z ekspozicijo 15-20 min, 8 dni za Boltzmannovim poročilom /3/.

Sirk je 29.4.1909 na Fizikalnem inštitutu v Gradcu nadaljeval Rutherfordove raziskave radioaktivnosti torija v vakuumski cevi. Z elektrolizo je raziskoval aktivnost raztopine v odvisnosti od njene koncentracije v solni kislini in dokazoval, da kemijski pojavi ne vplivajo na radioaktivnost, ki je jedrski proces /4/.

Po prehodu na novo ustanovljeni Inštitut za preučevanje radija na Dunaju je Sirk 13.3.1913 objavil razpravo o padcu tlaka tlivne razelektritve pod vplivom transverzalnega magnetnega polja. Nadaljeval je raziskovanje Eugena Goldsteina (1850-1930) /5/, ki se je edini ukvarjal tudi s prenosom delcev plina pri tlivni razelektritvi, čeprav je imel premalo natančne naprave /6/. V teorijskem delu razprave je Sirk pokazal, da je povprečna prosta pot v plinu veliko manjša od velikosti vakuumske posode, kar je po Stefanovi teoriji dokazoval že Puluj v nasprotju s Crookesom (1879) in Stokesom /7/.

Obenem z raziskovalnim delom se je Sirk uveljavljal tudi na univerzi, tako da ga je pot zanesla celo v Ljubljano. Prvi redni profesor za fiziko na Univerzi v Ljubljani je postal v juliju leta 1920. V. Rubinowicz, vendar je marca 1922 odšel na tehniko v Lvov. Tečaj teorijske fizike je za njim nadaljeval profesor na realni gimnaziji Poljane Valentin Kušar. Leta 1924 je postal redni profesor na tehniški fakulteti, kjer je že od leta 1920 vodil tečaj eksperimentalne fizike. Predavanja iz eksperimentalne fizike so bila na realni gimnaziji do spomladi 1925, ko je tehniška fakulteta dobila za svoj fizikalni in matematični inštitut visoko pritličje v vzhodnem traktu glavnega univerzitetnega poslopja. Tam je domovala nadaljnjih dvajset let. Po Kušarjevi smrti je leta 1927 honorarno predaval fiziko Julij Nardin (1877-1959) s tehniške srednje šole, med letoma 1928-1934 pa kot pogodbeni redni profesor dunajski privatni docent Sirk. Kljub slovenskemu poreklu je slovenščino obvladal le na pol. Poučeval je tudi Antona Peterlina (1908-1990) in leto dni starejšega Miroslava Adlešiča, ki sta diplomirala leta 1930. Peterlin je leta 1933 postal Sirkov asistent in je mesto obdržal tudi po Sirkovem imenovanju za docenta na dunajski univerzi leta 1934, ko je predavanja fizike na tehniški fakulteti prevzel Anton Kuhelj (1902-1980), docent za mehaniko /8/.

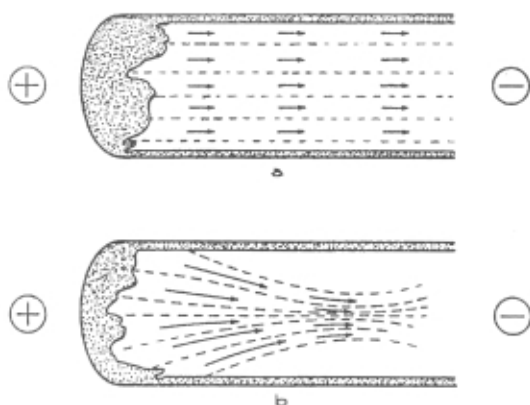
* Stanislav Južnič je profesor fizike in računalništva na srednji šoli v Kočevju. Leta 1980 je diplomiral iz tehnične fizike na Fakulteti za naravoslovje in tehnologijo, magistriral pa leta 1984 iz zgodovine fizike na Filozofski fakulteti v Ljubljani.

Sirk je leta 1940 napredoval do izrednega profesorja na Dunaju saj ni bil v posebnih sporih s fašističnim režimom, zaradi katerega je leta 1938 Erwin Schrödinger (1887-1961) zapustil univerzo v Gradcu. Leta 1952 je bil Sirk upokojen in je 15.12.1959 umrl na Dunaju.

3 "Pinch"-efekt

Američan Benett je leta 1932 domneval /9/, da preboj pri mrzli emisiji povzročajo majhni tokovi pozitivnih ionov iz plina, ki se vzdolž toka elektronov gibljejo proti hladni katodi. Vendar Benett ni znal razložiti pojava, zato je dve leti pozneje na državni univerzi Ohio raziskoval vzroke za preboj pri hladni emisiji in regulacijo plazme z magnetnimi polji in odkril "pinch"-efekt:

"Tok hitrih elektronov, ki lahko zbere dovolj pozitivnih ionov, da približno dosežejo linearno gostoto elektronov, postane magnetno samofokusirajoč, ko tok preseže vrednost, določeno z začetnimi razmerami v toku... Samofokusiranje delce približuje osi v vedno večjem delu toka elektronov... Ta vrsta procesa se lahko nadaljuje v neskončnost, če je le zadoščeno pogojem za magnetno samofokusiranje v vsakem delu toka, ki je dolg v primerjavi s svojim premerom... Opisani proces je verjetno le kratkotrajen, reda velikosti 10^{-4} ali 10^{-5} s. Pozneje tokovi prenehajo biti samofokusirajoči, ker transverzalne energije elektronov ob ostrih robovih kraterjev na katodi postanejo prevelike ali pa blizu katode gostota snovi toliko naraste, da trkov ne moremo več zanemarjati." /10/



Slika 1: Shema "pinch"-efekta

Pred Benettom so sicer raziskovali fokusiranje počasnih elektronov zaradi ostankov plina, niso pa preučevali fokusiranja zaradi magnetnega privlaka med deli toka elektronov, ki postane pomembno pri visokih napetostih.

Benett je dokazal, da preboja pri hladni katodi ne povzročijo strukturni defekti na površini katode, temveč razmere v toku plazme. Naštel je šest eksperimentalnih dejstev, opaženih ob preboju pri hladni emisiji:

- 1) Porušenje je bilo izrazitejše pri elektrodah, iz katerih so izločili pline
- 2) Poliranje površine katode ni imelo vpliva, razen na začetne majhne tokove
- 3) Če je pri razplinjnih elektrodah po preboju poljska jakost na katodi malo manjša od poljske

jakosti, pri kateri nastopa preboj, stečejo močni nenadni curki elektronov skozi elektronko (Townsendova razelektritev). Ti tokovi so podobni tokovom ob samem preboju, vendar njihova frekvenca pada s časom

- 4) Preboj lahko preprečimo ali vsaj močno zmanjšamo verjetnost za njegov nastanek z razplinjanjem elektrod ali s povečanjem upornosti zaporedno vezanega reostata, do vrednosti, ki za 10^{-3} , 10^{-4} ali manj omeji največjo vrednost toka
- 5) Pred porušenjem "pinch-efekta" je tok postal zelo nestalen
- 6) Ob porušenju je Benett opazil majhne bliske svetlobe tako na anodi kot na katodi /11/

Naštete ni bilo mogoče pojasniti z dotedanjimi idejami o trganju nečistoč ali kosov kovine iz katode s poljem, medtem ko je bila ideja o magnetnem samofokusiranju zelo ustrezna.

Willard Harrison Benett je bil rojen leta 1903 v Findleyju. Leta 1926 je končal univerzo v Wisconsinu. Med letoma 1928-1930 je delal na CalTech, nato pa do leta 1938 na univerzi Ohio. Med letoma 1946-1950 je raziskoval v Nacionalnem biroju standardov. Sledile so akademske službe: med letoma 1951-1961 je predaval na univerzi v Arkansasu, nato pa na univerzi v Severni Karolini. Odkril je "pinch"-efekt in razvil princip tandemskega pospeševalnika.

Benett je domneval, da curek nabitih delcev vodika tvori električni tok, ki lahko inducira svoje lastno magnetno polje. Ta potem tišči plazmo skupaj, tako da spravi posamezne ione k medsebojnim trkom. Čim močnejši in pogostejši so trki, torej čim večji je tlak in temperatura plina, tem večja je verjetnost, da bo prišlo do zlivanja jeder /12/.

4 Kinetika plazme

Lev Davidovič Landau (1936 in 1946) ter A.A.Vlasov (1938) sta raziskovala kinetiko plazme. Landau je odpravil Langmuirjevo in Tonksovo omejitev na ničelno temperaturo /13/. Pokazalo se je, da Langmuirjeva frekvenca ni edina frekvenca tlačnih vibracij, temveč le spodnja meja vibracijskih frekvenc, s katerimi je povezano najmanjše dušenje difuzijskega tipa. Spekter vibracij je urejen z disperzijskim zakonom, ki povezuje frekvenco in valovno število EM motnje. Kot dodatek spodnji limiti, ki jo daje Langmuirjeva frekvenca /14/, je Landau dobil tudi zgornjo mejo frekvenčnega spektra z enačenjem valovnih dolžin oscilacij z Debyevo dolžino, ki jo je Nizozemec Peter Debye (1884-1966) definiriral že leta 1912.

Landau je prvi pojasnil, da v razredčeni plazmi ni trkov, pride pa do dušenja valov. Elektroni se v plazmi gibljejo kaotično in imajo različne hitrosti. Med njimi so tudi takšni, ki se gibljejo skupaj z valovi plazme, saj imajo takšno hitrost, da ostanejo vseskozi v fronti valov. Ti elektroni se vseskozi nahajajo pod vplivom istega elek-

tričnega polja in se zato vsi enako pospešujejo in ustavljajo. Pojav so imenovali "dušenje Landaua". Vendar so bili raziskovalci desetletja prepričani, da dušenje Landaua ni praktično uporabno, saj je v vroči plazmi premalo hitrih elektronov, ki bi ustvarili dovolj toka glede na vloženo moč. Do spremembe je prišlo leta 1978 po teoretičnih raziskavah plazme v tokamak-u na MIT, tako da danes z dušenjem Landaua dodatno grejejo plazmo pri uravnavanju termojedrskih reakcij /15/.

5 Magnetohidrodinamika

Že André Marie Ampère (1775-1836) je raziskoval gibanje prevodne tekočine Hg v magnetnem polju. Delal je tudi poskuse z "moulinet électrique", kjer se je magnetna igla vrtela na gladini Hg. Vendar so bili zaradi nizke prevodnosti Hg hidromagnetni pojavi šibki in jih še celo stoletje niso opazili /16/.

Stefan je v svojih raziskavah transportnih pojavov v tekočinah uporabil enačbe hidrodinamike zvezne snovi pri problemih kinetične teorije plinov. S tem se je leta 1886 izognil določitvi sile med molekulami, katere odvisnosti od razdalje ni z gotovostjo poznal /17/. Pol stoletja pozneje je dovršena matematika klasične hidrodinamike ponovno pomagala fizikom iz zagate, ko je Alfvén leta 1942 pojasnil vrsto pojavov v kozmični plazmi z enačbami magnetohidrodinamike /18/. Objavil je njene osnovne domneve, idejo o zamrznjenosti magnetnega polja v plazmi in opisal magnetohidrodinamične valove kot novo vrsto valovnega gibanja prevodnega medija v magnetnem polju.

Šved **Hannes Olof Gösta Alfvén** se je rodil leta 1908. Študiral je v Uppsali. Med letoma 1937-1940 je delal v Nobelovem inštitutu fizike v Stockholmu, nato pa je predaval na univerzi prav tam. Kot Skandinavec je bil naravnost namenjen pojasnitvi severnega sija. Nadaljeval je raziskovanja Norvežanov Kristiana Birkelanda in Carla Störmerja s konca 19. in z začetka 20. stoletja, ki sta severni sij povezovala s "katodnimi žarki" po vzoru Aragovega opisa Davyjeve obločnice /19/. Alfvén je leta 1939 zasnoval teorijo magnetne nevihte in severnega sija, ki je temeljila na ideji "zamrznjenja" magnetnih polj v plazmi. Leta 1943 je razvil planetno kozmogonijo s Prasoncem, ki je med potovanjem skozi galaktično meglico povzročilo ionizacijo v njenem plinu. Ioni naj bi se nato po spiralah gibali okoli silnic magnetnega polja Sonca in se kasneje zgostili v planete. Tako je Alfvén zasnoval novo vedo, imenovano kozmična elektrodinamika, ki pa je potrebovala dolga leta do priznanja, tako da je moral svoje razprave sprva objavljati v drugorazrednih revijah. Leta 1970 je dobil polovico Nobelove nagrade za fiziko.

Da bi lahko opisali najenostavnejše vedenje plazme, je bilo treba uporabiti klasično transportno teorijo Boltzmannova s konca 19. stoletja. Dotedanje teorije prevodnosti so bile razvite le za delno ioniziran plin, zato so bile le približne za popolnoma ioniziran plin iz nabitih delcev v plazmi. Po koncu 2. svetovne vojne se je Spitzer vrnil na Yale in prav s tem problemom nadaljeval svoja raziskovanja medzvezdne snovi iz obdobja pred vojno. Zaradi pomanjkanja eksperimentalnih rezultatov se je Spitzerju še po prehodu na



Slika 2: Hannes Olof Gösta Alfvén (B.M. Ševarli)

univerzitetni observatorij v Princetonu razvijanje poglobljene teorije zdelo jalovo. Leta 1948 se je med Alfvénovim obiskom v ZDA seznanil s temeljni magnetohidrodinamike, ki jo je v naslednjih letih tudi sam razvijal. Leta 1950 je s sodelavci izračunal termično in električno prevodnost popolnoma ioniziranega plina z upoštevanjem vpliva posameznih elektronov na porazdelitev hitrosti kot difuzije v hitrostnem prostoru. Tri leta pozneje so objavili natančnejšo teorijo, predvsem za potrebe astrofizike /20/. Zgodaj je spoznal pomembnost določitve toplotne in električne "Spitzerjeve" prevodnosti ter mehanskih transportnih koeficientov v povsem ioniziranem plinu. Spitzerjevo pionirsko raziskovanje fizike plazme je kronala monografija "Physics of Fully Ionised Gases" leta 1956, ki so jo ponatisnili 6 let pozneje.



Slika 3: Lyman Spitzer z ameriškim astronomom in direktorjem univerze Princeton Henryjem Norrisom Russelom (1877-1957), ki je leta 1929 spektroskopsko dokazal, da je Sonce večinoma sestavljeno iz vodika

Lyman Spitzer je bil rojen leta 1914 v Toledu, Ohio. Po diplomi na Yale leta 1935 je med letoma 1935-1936 študiral na koledžu St. John's v Cambridgu, kjer je bil njegov mentor Eddington. Spitzer ga je občudoval, čeprav je bil nad osebnimi stiki z njim razočaran /21/. Študij je končal med letoma 1936-1938 pri Russelu v Princetonu in nato poučeval na univerzah Harvard, Yale in Kolumbija. Leta 1947 je nasledil Russela kot profesor astronomije in direktor observatorija v Princetonu, ki ga je vodil četrto stoletja do leta 1979. Leta 1985 je dobil Crafoordovo nagrado švedske kraljevske akademije znanosti, ki je na ravni Nobelove nagrade za tista področja, ki jih ta ne pokriva. Spitzerjeva dela pokrivajo štiri velika področja: medzvezdno snov, zvezdno dinamiko, astronomijo in fiziko plazme, ki jo je raziskoval do leta 1966.

Američan Rosenbluth in sodelavci z Radiacijskega laboratorija Kalifornijske univerze v Berkeleyju so Boltzmannovo transportno enačbo po Chandrasekharjevi ideji iz leta 1943 razvili za opis trkov dveh teles z izotropno porazdelitveno funkcijo v prostoru in v hitrostnem prostoru. Pri tem so uporabili enostavno konservativno osno simetrično enačbo Fokker-Plancka za Newtonovo silo, ki pada obratno sorazmerno s kvadratom razdalje, in dobili Chandrasekharjev in Spitzerjev način kot posebna primera. Pri numeričnem reševanju Fokker-Planckove enačbe so že 31.8.1956 predložili uporabo računalnika /22/.

Postopek je bilo mogoče izpeljati dovolj korektno v limiti nizkotlačne plazme, kjer je povprečna prosta pot dolga v primerjavi z Debyejevo dolžino. Drugače povedano, potencialna energija med delci je veliko manjša od produkta med Boltzmannovo konstanto in temperaturo. Podaljšanje do limite močnih interakcij pa je zahtevalo bolj zapleteno statistično mehaniko /23/.

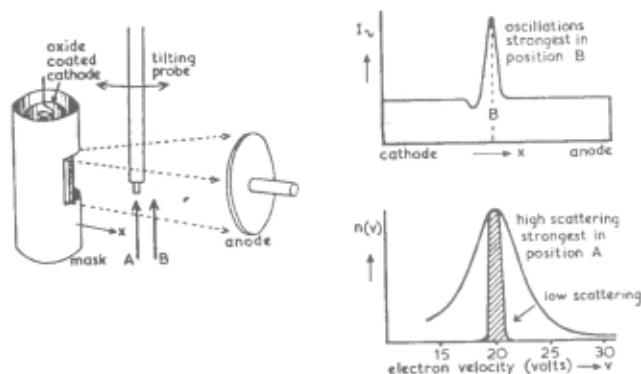
6 Nadaljevalci Langmuirjevega raziskovanja nihanja v plazmi

Nihanja plazme niso omogočila posebne praktične uporabe, razen "plazemskega oscilatorja", ki ga je opisal G. Wehner leta 1950. Preučevanje nastanka nihanja pa ima velik znanstveni pomen /24/.

Leta 1952 je Denis Gabor (1900-1979) izračunal hitrost izmenjave energije med posameznimi elektroni in celotnim spektrom oscilacij plazme v razelektrivni ob domnevi o ekvipartitiji energije med različnimi načini nihanja plazme /25/. Dobil je premajhen prenos energij, da bi lahko pojasnili pojave, zaradi katerih je bil koncept nihanja plazme sploh vpeljan. Izkazalo se je, da spremenjena teorija pojasni mnogo manj od prvotne Langmuirjeve.

Zato se je Gabor vrnil k prvotni domnevi o obstoju močnih koherentnih, skoraj enotnih frekvenčnih nihanj znotraj razelektrivne. Domnevo so Gabor, E.A. Ash in D. Dracot leta 1955 preverili s pošiljanjem curka elektronov skozi razelektritev na fluorescenčni zaslon /26/. Ugotovili so, da obstajajo presenetljivo visoka nihanja amplitude v mejni plasti, ki loči plazmo od izolirane stene. Takšnih nihanj ni v sami plazmi. Zato je bilo treba upoštevati vpliv mejne plasti na nihanje. To sta David Joseph Bohm (rojen 1917) in E.P. Gross že leta 1949 na Princetonu vključila v svojo teorijo /27/, ki je dopolnila starejše domneve Vlasova /28/.

Ena izmed napovedi Bohmove in Grossove teorije je bila, da nihanje povzroči curek elektronov, poslan skozi homogeno plazmo. Njuno domnevo so potrjevali deset let starejši poskusi H.J. Merilla in H.W. Webba /29/, ki sta z izboljšano tehniko lokalizirala nihanja v plazmi in določila zvezo med nihanjem in močnim sipanjem, kar se Langmuiru in Tonksu leta 1929 ni posrečilo. Rezultate Merilla in Webba je analiziral R.Q. Twis leta 1951. Vendar sovpadanje med poskusi in teorijo ni bilo nesporno, saj je v Merillovi in Webbovi meritvi elektronski curek prišel v plazmo skozi curek ionov. Da bi obšla dvome, sta D.H. Looney in S.C. Brown med letoma 1952-1954 eksperimentirala brez curka ionov. Nista dobila nihanj v plazmi, kar se je zdelo nasprotno teoriji Bohma in Grossa. Zato so sistematično analizirali in interpretirali disperzijske zakone, med drugim J.E. Drummond in D.B. Chang leta 1958, ki sta pokazala, da Bohmov in Grossov zakon sipanja napoveduje bolj ojačenje kot nihanje. Do enakih sklepov je že pred njima leta 1944 prišel John Robinson Pierce (rojen 1910) z drugačnimi metodami. Looney in Brown verjetno nista opazila ojačenj zaradi izgub v merilnem sistemu. V podobno zastavljenem poskusu je R. Demirkanov dobil močno interakcijo med moduliranim curkom in plazmo. Sturrock je pokazal, da je bil premer curka elektronov v poskusu Looneya in Browna veliko manjši, kot bi bila valovna dolžina v plazmi, in tako ni bilo zadoščeno pogoju Bohma in Grossa o neskončno ozkem curku. Teorijo o disperziji valov in o končnem curku v plazmi je objavil G.J. Budker leta 1956 pri CERN-u.



Slika 13: Poskusi Merilla in Webba z lokalizacijo nihanja v plazmi leta 1939

Osnovni problem fizike plazme je bila interakcija posameznih elektronov z drugimi v ioniziranem plinu. D. Bohm in P. Pines sta leta 1951 in 1952 pokazala, da lastnosti vplivajo na nihanja plazme /30/. Ta osrednji problem raziskovanja plazme pokriva tudi "pobegle" elektrone v termojedrskih napravah, kjer hitri elektroni močno reagirajo s plazmo in povzročajo visokofrekvenčne nestabilnosti: ojačenja ali nihanja.

Če je prvi problem fizike plazme interakcija oscilacij plazme s posameznimi elektroni, je drugi problem interakcija nihanja plazme s poljem EM sevanja. Ta drugi problem je skoraj prav tako star kot prvi. Nihanja plazme so predpostavili za pojasnitev nepravilnosti, povezanih z vedenjem elektronov v obločnicah. Obstoj teh nihanj je podprlo odkritje radijskih valov približno ustrezne frekvence, ki jih oddajajo obločnice. Vendar je teorija nihanja pokazala, da so ta valovanja longitu-

dinalna, torej brez sevanja. Tonks in Langmuir sta sicer predpostavila obstoj transversalnih valov v plazmi, vendar ti načini širjenja niso bili speti z drugimi načini nihanja plazme. Zato je bilo nujno upoštevati vpliv robov ali nehomogenosti, ki združijo oba tipa valov v teorijah N.G. Danisova (1954), G.B. Ferde (1956) in V.V. Zhelezmakova (1956). Drugi važni način sklapljanja energij nihanja plazme s sevalnim poljem omogoča nastanek statičnega magnetnega polja v plazmi.

7 Plazma v ionosferi: magnetohidrodinamika poveže raziskovanje plazme v astrofiziki in jedrski fiziki

Magnetohidrodinamika ali, bolje, magnetofluidodinamika obravnava gibanje prevodnih tekočin v magnetnih poljih in tako združuje elektrodinamiko in hidrodinamiko. Astrofiziki so se z magnetohidrodinamiko ukvarjali že od začetka fizike radiofrekvenčne plazme. Raziskovali so "hidrodinamiko Sonca" ter vir magnetnih polj Zemlje in Sonca.

Plazma sestavlja 90% vse snovi v zvezdah in med njimi, na Zemlji pa je redka. Strelo in iskro pri navadnem tlaku so dobro pojasnili šele sredi 20. stoletja. Prevajanje elektrike skozi razredčene pline, ki se v visokih delih atmosfere kaže kot severni sij, so začeli intenzivno raziskovati v drugi polovici 19. stoletja /31/.

Že Newton je določil višino severnega sija med 33 in 281 angleških milj. Večina raziskovalcev je soglašala, da severni sij povzročajo dvigajoči se električni naboji, vendar so ponujali različne modele. Severni sij je vzbujal zanimanje tudi med Slovenci, čeprav je bil na naših zemljepisnih širinah viden bolj redko, konec preteklega stoletja 24. in 25.10.1870 ter 14.2.1892 /32/.

Faraday je leta 1850 obravnaval odvisnost severnega sija od magnetnih lastnosti atmosfere in objavil veliko meritev svojih sodelavcev /33/. "Magnetna sestava kisika in magnetno stanje atmosfere" ter njene letne in dnevne spremembe so se Faradayju zdele posebno pomembne. Čeprav majhne, naj bi gotovo vplivale tudi na magnetizem Zemlje, kot je sočasno leta 1850 domneval tudi A.E. Becquerel (1820-1891) v Parizu /34/.

Vpliv atmosferskih nabojev na kazalec kompasa je še posebno zanimala britanske pomorščake viktorijanske dobe, zato so njihovi rojaki razvili Faradayjeve ideje. V času burnih razprav o Crookesovem 4. agregatnem stanju je Stewart leta 1878 in 1882 objavil, da vodoravni električni tokovi visoko v atmosferi povzročajo dnevne spremembe smeri in jakosti magnetnega polja Zemlje reda 10^{-8} T. Podobno domnevo je leta 1887 objavil njegov nekdanji študent Schuster, vendar se je ideja v tistem času zdela pretirana. Veliko problemov še ni bilo pravilno zastavljenih, tako da se je leta 1888 med nemškimi raziskovalci vnela razprava o tem, ali je atmosferski zrak sploh lahko statično naelektrjen /35/.

Zanimanje za Stewartove električne naboje v ozračju je naraslo po 12.12.1901, ko se je Guglielmu Marconiju (1874-1937) in sodelavcem posrečilo poslati radijski signal iz Cornwalla v Angliji v Newfoundland v Ameriki. Večina raziskovalcev je po Ircu Georgu Francisu FitzGerald (1851-1901) menila, da uklon valov ob okroglini Zemlje omogoča širjenje čez Atlantik. To ni bila edina možnost, saj sta že leta 1902 dva angleška

inženirja z matematično žilico pojasnila Marconijev uspeh s staro Stewartovo hipotezo. To sta bila v Bombayju rojeni Anglež Arthur Edwin Kennelly (1861-1939) v ZDA in nekaj mesecev pozneje junija 1902 neodvisno njegov rojak Oliver Heaviside (1850-1925) /36/. Kennelly je bil sprva telegrafist, podobno kot Edison, in je med letoma 1877-1894 delal kot njegov asistent, a se je pozneje osamosvojil kot inženir svetovalec.

Škot Balfour Stewart (1828-1887) se je po študiju v Dundeeju in Edinburghu zaposlil na observatoriju Kew. Leta 1858 je pri RS v Edinburghu, leto dni pred Gustavom Robertom Kirchhoffom (1824-1887), objavil poskuse s toplotnim sevanjem in absorpcijo na steklu in sljudi. Ugotovil je, da je "za vse vrste toplotnih žarkov absorpcija plošče enaka njenemu sevanju". Leta 1859 je postal direktor v Kewu. Pri astronomskih raziskovanjih je sodeloval z Angležem Warrenom De la Ruejem (1815-1889). Leta 1870 je odšel na Owens College v Manchesteru, kjer je med drugimi poučeval tudi Nemca Arthurja Schusterja (1851-1934) in J.J. Thomsona (1856-1940). Schuster je leta 1873 doktoriral pri Kirchhoffu in Bunsenu v Heidelbergu, leta 1875 je dobil britansko državljanstvo in pozneje prevzel Stewartovo katedro v Manchesteru.

Heaviside je zapisal junija 1902 v kratki opombi ob prispevku o "teoriji električne telegrafije" za Britansko enciklopedijo: "Nekaj podobnega nastane pri "telegrafiji brez vodnikov". Morska voda, čeprav prozorna za vidno svetlobo, je povsem dovolj prevodna, da prevaja Hertzove valove. Prevodna je tudi Zemlja, čeprav slabo. Zato Hertzovi valovi sledijo prevodnejši površini morja. Brez dvoma nepravilnosti ovirajo širjenje valov, vendar glavni valovi sledijo ukivljenosti Zemlje in ne prehajajo vanjo. Je pa tudi druga pot, saj morda obstaja dovolj prevodna plast v zgornjem delu atmosfere. Če to drži, bodo valovi, tako rekoč, bolj ali manj zajeti v tej plasti. Tako po eni strani valove prevaja morje, po drugi pa vrhnja plast atmosfere" /37/. Heaviside je tudi pravilno domneval, da je prevodnost plasti posledica ionizirajočega sevanja Sonca /38/.

Računi uklona radijskih valov v ozračju so bili dovolj zapleteni, da se je bilo težko odločiti med obema domnevama, dokler ni nizozemski radiofizik B. van der Paul dal prednost Heavisidu pred FitzGerald. Heavisidovo hipotezo so podrobneje razvili leta 1912 /39/. Ionosfero sestavlja nekaj Heaviside-Kennellyjevih plasti različne sestave in stopenj ionizacije, ki niso v stalni medsebojni legi. Njihovo število in medsebojna oddaljenost se med vrtenjem Zemlje spreminja z jakostjo ultravijoličnega sevanja.

Decembra 1924, poldrugi mesec pred Heavisidovo smrtjo, sta Heaviside-Kennellyjeve plasti prva izmerila Anglež Appleton s Cambridga in 19 let starejši Američan Samuel Jackson Barnett s Tehnološkega inštituta Carnegie, Washington.

Rezultate Barnettovih meritev odboja elektromagnetnih valov od ionosfere sta leta 1926 potrdila njegova naslednika na Tehnološkem inštitutu Carnegie Gregory Breit (rojen 1899) in dve leti mlajši Merle Anthony Tuve z oddelka za magnetizem Zemlje. Naziv ionosfera se je udomačil namesto "Heavisidovih plasti" po predlogu Škota Roberta Wattsona-Watta, rojenega leta 1892.

Edward Victor Appleton (1892-1965) je do leta 1913 študiral pri J.J.Thomsonu in Rutherfordu v Cambridgu. K izbiri raziskovalne usmeritve ga je gotovo usmeril vojni čas, ko je služil kot radijski oficir. Med letoma 1920-1924 je bil asistent demonstrator v Cambridgu, nato pa do leta 1936 profesor fizike na univerzi v Londonu. Po začetkih komercialnih radijskih postaj v Veliki Britaniji leta 1922 je imel možnost preučevati mnogo radijskih signalov. Leta 1924 je eksperimentalno razdalji med sprejemnikom in oddajnikom okoli 70 milj z različnimi valovnimi dolžinami. Ponoči je zaznal interferenco med direktnim valom in odbojem od Heaviside-Kennellyjeve plasti na višini okoli 90 km, po zori pa je pojav oslabil. Dve leti pozneje je Appleton opazil še nabitost plast, ki je podnevi odbijala valove z višine okoli 200 km in jo včasih imenujemo po njem. Leta 1927 je razvil magnetno-ionsko teorijo visokih plasti atmosfere. Tam ioni nastajajo pod vplivom sončne svetlobe in kozmičnih žarkov /40/ ter močno vplivajo na magnetno polje Zemlje. Leta 1947 so mu raziskovanja ionosfere prinesla Nobelovo nagrado za fiziko.

Leta 1926 je petintridesetletni Harold Jeffreys s Cambridgeja iz opazovanja potresov domneval, da je "kovinska sredica Zemlje v resnici kapljevina". Skozi sredico so namreč z zelo majhnim dušenjem prehajali longitudinalni valovi, transverzalni pa ne. Leta 1928 sta G. Angenheiser in J. Bartles pokazala, da večina magnetnega polja Zemlje nastane zaradi električnih polj, ki segajo skozi sredico Zemlje. Vendar so raziskovanja z raketami in sateliti v začetku šestdesetih let pokazala tudi vpliv tokov okoli Zemlje. Dva tokova so zaznali na območju magnetnega ekvatorja na višini okoli 100 km s tokom od zahoda proti vzhodu ter od severa proti jugu. Druge tokove pa so rakete križale na višini 22.000 km. Pasove naelektrjenih delcev kozmičnega izvira, ujetih v nehomogeno magnetno polje Zemlje, je skupina Jamesa Alfreda Van Allena z univerze Iowa, rojenega leta 1914, odkrila s sateliti Explorer I, III in IV, izstreljenimi januarja, marca in julija leta 1958 /41/. V zadnji četrtini stoletja jih intenzivno raziskujejo v zvezi s kozmičnimi poleti in izboljšavami radiokomunikacije.

Obnavna tokov skozi sredico Zemlje se je razvila v raziskovanje gibanja nestisljivega prevodnega polja v magnetnem polju, ki je postalo osnovni problem magnetohidrodinamike. J.Hartmann je 20.11.1931 opisal zanimivo interakcijo med povsem nepraktično astrofizikalno magnetohidrodinamiko in zelo praktičnimi problemi, kot je "vrtenje curka živega srebra". Druga praktična uporaba magnetohidrodinamike so bili "magnetni samo-fokusirajoči sistemi", ki jih je, kot smo že opisali, raziskoval Bennett leta 1934 in je danes temelj delovanja fuzijskih reaktorjev.

8 Sklep

Tako kot večina odkritij v fiziki 20. stoletja se je tudi fizika plazme razvila iz raziskovanja električne razelektritve v vakuumu. Kmalu se je pokazalo, da njena odkritja zadevajo predvsem snov v vesolju in je zato posebno zanimiva za astrofiziko, ki jih dotlej raziskovanje katodnih elektronov ni izrecno zanimalo. Tako se odkritja fizike plazme dotikajo samih temeljev spoznanj o svetu, ki nas obdaja. Z uporabo v reaktorjih na zlivanje jeder, ki jih bomo opisali v nadaljevanju, pa fizika plazme obeta praktično rešitev energijske krize in obenem zmanjšanje onesnaževanja okolja.

- 1 Johann Radakovits, Ionisierung der Gasé durch Galvanisch glühend Drähte, Wien. Ber. Ila 114 (11.9.1905) str.759-768; Nahrwold, Ueber die Elektrizitätsentwicklung an einen glühenden Platindrähte, Ann.Phys. 35 (1888) str.107-121; Höflechner, n.d., 1994, I, str.238
- 2 S. Šubic, Fotografiranje nevidnih stvari, Dom in Svet, 1896, str.187
- 3 Otto Glasser, Wilhelm Conrad Röntgen, Springer-Verlag, 1959, str.186
- 4 Versuche über die kathodische Ausfällung der Thoriuminduktion aus ihren salzsauren Lösungen, Wien. Ber. 118 (29.4.1909) str.363-371
- 5 Ann. Phys. 12 (1881) str.262
- 6 Sirk, Ein Druckgefälle im Glimmstrom bei Einwirkung eines transversalen Magnetfeldes, Wien. Ber. 122 (13.3.1913) str. 417
- 7 Puluj, prevod 1889; Wilson, 1987, str. 201
- 8 Marion, 1991, str. 285
- 9 Phys.Rev. 40 (1932) str. 416 in 1934, str. 896
- 10 Benett, Magnetically Self-Focussing Streams, Phys. Rev. 45 (1934) str. 890 in 896
- 11 Benett, n.d., str. 896-897
- 12 angleško: pinch
- 13 J.Phys. (U.S.S.R.) 10 (1946) 25
- 14 Langmuir in Tonks, Phys. Rev., 33 (1929) str. 198
- 15 Marija Bessarab, Stranice žizni Landau, Moskovskij raboti, 1971, str. 58-59; Phys.Today (marec 1992) str. 20
- 16 Ampère v razpravah, prebranih pred akademijo v Parizu 10.6.1822, 24.6.1822 in 16.9.1822. Ponatis v Collection des mémoires relatifs la physique publiés par la Societé française de physique, Tome II, Gauthier-Villars, Paris, 1885, str. 289, 291 in 330; Faraday, Experimental researches, n.d., 1952, 1581 in str. 810-811; Alfvén, n.d., 1963, str. 106-107
- 17 Bernard Pourprix in Robert Locqueneux, Josef Stefan (1835-1893) et les phénomènes de transport dans les fluides: la jonction entre l'Hydrodynamique continuiste et la théorie cinétique des gaz, Archives internationales d'histoire des sciences, 38 (1988) str. 110.
- 18 T.G. Cowling je predložil naziv Magnetohydrodynamics (Interscience publishers, New York, 1957), ki ga je sprejel tudi Spitzer (n.d., 1956, str.vi)
- 19 François Arago (1786-1853), 1820, ponatis v Collection, n.d., 1885, str.61; Alfvén, 1963, n.d., str. 18; Janez Strnad, Polarni sij, Proteus 56 (1993-1994) str. 51
- 20 Spitzer, n.d., 1997, str. 409; Spitzer in R. Härm, Transport Phenomena in a Completely Ionised Gas, Phys. Rev. 89 (1953) str. 977 in 981, ponatis s komentarjem v Spitzer, n.d., 1997, str. 434-443
- 21 Spitzer, n.d., 1997, str. 3 in 505
- 22 Marshall Nicolas Rosenbluth (rojen 1927), MacDonald in Judd, Fokker-Planck Equation for an Inverse-Square Force, Phys. Rev. 107 (1957) str. 1, 2 in 5. Rosenbluth je pozneje, leta 1965, vodil program fizike plazme na International Centre for Theoretical Physics v Trstu, po prvi odmevnejši dejavnosti ICTP, mednarodnem seminarju o fiziki plazme med 5. in 31.10.1964.
- 23 S. Ichimaru, S. Tanaka in H. Iyetomi, Screening Potential and Enhancement of the Thermonuclear Reaction Rate in Dense Plasmas, Phys. Rev. A 29 (1984) str. 2033-2035
H.Henry Stroke (urednik), The Physical Review. The First Hundred Years, American Institute of Physics Press, New York Maryland, Plasma physics str. 723
- 24 Gabor, n.d., 1950, str. 209
- 25 Proc. Roy. Soc. (London) A213 (1952) str. 73
- 26 Nature 176 (1955) str. 916
- 27 Phys. Rev. 75 (1949) str. 1851 in 1864; 79 (1950) str. 992
- 28 Gabor, n.d., 1951, str. 216
- 29 Phys. Rev. 55 (1939) str. 1191
- 30 Phys. Rev. 82 (1951) str. 625; Phys. Rev. 85 (1952) str. 338
- 31 F.M. Penning, Electrical discharges in gases, Philips technical library, 1957, str. 1
- 32 Josip Križan (1841-1924), Severni sij, Letopis SM, str. 360; Simon Šubic, Temelji vremenoznanstva, Zbornik SM, 1900, str. 70; Strnad, n.d., 1993-1994, str.51
- 33 Faraday, Experimental researches, n.d., 2796 (2.8.1850) in 2957 (14.9.1850)

- 34 Faraday, Experimental researches, n.d., 2442, 2847 in 2968 (14.9.1850); Hannes Alfvén in Carl-Gunne Fälthammar, Cosmical electrodynamics, Oxford University Press, 1963, str.207
- 35 R. Nahrwold, Ueber Luftelektricität, Ann. Phys. 31 (marec 1887) 448-474; Bemerkungen zu der Abhandlung des Hrn. F. Narr: "Über die Leitung der Elektricität durch Gase", Ann. Phys. 34 (1888) str.170-171; W. Giese, Ann. Phys. 37 (1889). Prevod v Abraham (ur.), n.d., 1905, str. 238
- 36 Podobno hipotezo je v patentnem spisu 24.6.1899 in v The Century Magazine junija 1900 opisal tudi Nikola Tesla (Slavko Bokšan, Nikola Tesla, Wien, 1932, str. 243 in 264; Nikola Tesla, Moji pronalasci, ŠK, Zagreb, 1981, str.75 in 97)
- 37 B.M. Bolomovskij, Oliver Heavyside, Moskva, Nauka, 1985, str.172 in 250-251
- 38 E.J. Hellund, The plasma state, Reinhold Publishing Company, New York,1961, str. 4
- 39 Bolomovskij, n.d., 1985, str. 176
- 40 Odkril jih je leta 1911 dunajski fizik Viktor Franz Hess (1883-1964) in za odkritje leta 1936 dobil Nobelovo nagrado
- 41 Allan A. Needell, Preparing for the space age: University-based research, 1946-1957, HSPS 18/1 (1987) str. 106

Poročilo predsednika o delovanju DVTS in o delu I.O. društva za obdobje med občinama zboroma 11.12. 97 in 17.12.98

V obdobju med občinama zboroma so bile aktivnosti DVTS naslednje:

- izdali smo štiri številke revije Vakuumist
- izvedli oz. soorganizirali smo naslednje konference:
 - 5. srečanje s hrvaškimi kolegi 20. maja v Zagrebu
 - 6. posvetovanje o materialih in tehnologijah, 3.-4. nov. v Portorožu.
 V tem okviru je bilo tudi naše 18. slovensko vakuumsko posvetovanje
- izdali smo knjigo "Netesnost sistemov in naprav"
- januarja je bilo naše društvo vpisano v register RS - Upravna enota Ljubljana pod št. 836
- jeseni je DVTS pridobilo status ustanove, ki deluje v javnem interesu na področju znanosti in tehnologije
- izvedli smo tečaj iz retorike za naše člane, ker se zavedamo, da je za skupno dobro pomembno poleg stroke obvladati tudi govorne sposobnosti. Udeležilo se ga je 19 naših članov
- izdelana in urejevana je bila domača stran DVTS na internetu
- oddani so bili podatki o DVTS za domačo stran Mednarodne zveze za vakuumsko znanost, tehniko in uporabo (IUVSTA)
- popolnili smo seznam naslovov članstva DVTS s podrobnejšimi podatki (elektr. pošta)
- organizirali smo dva tečaja (tečaj za vzdrževalce v Trati-Danfoss, Ljubljana Stegne (14 udel.) in standardni tečaj Osnove vakuumske tehnike na IEVT (11 udel.))
- naši člani so aktivno sodelovali na večih znanstvenih konferencah v tujini
- nadaljevali smo sodelovanje z IUVSTA (v mednarodni zvezi je naša predstavica M. Jenko aktivno delovala predvsem v odboru za napredek vak. tehnike v manj razvitih deželah)
- organizirali smo strokovno ekskurzijo v Bazovico pri Trstu, kjer smo si ogledali sinhrotron.

Še nekaj misli o naših prizadevanjih in smernicah za naprej. Zelo pomembna izkaznica za našo stroko v slovenski znanstveno-tehniški sferi je revija Vakuumist, ki povezuje naša strokovna področja in nas razveseli vsake 3 mesece. V podporo nam zelo prav prideta dotaciji MZT in MŠŠ, s katerima pa le delno pokrivamo stroške izdajanja. V bodoče želimo njen nivo še dvigniti. Zaželeno je, da bi aktivnejše sodelovalo več strokovnjakov pri pisanju člankov za promocijo vakuumske znanosti in tehnike.

Zaželena je vsaka pobuda ali predlog, ki bi pripomogel k nadaljnjemu razvoju naše panoge in k dvigu splošnega ali specialnega vakuumskega znanja v Sloveniji.

Da čas teče neusmiljeno nas občasno spomnijo tudi smrti bivših sodelavcev - v letošnjem letu: dr. Franceta Laha in Lojzeta Viranta. Število tečajev je v zadnjih letih zelo padlo, in za DVTS skoraj ni več dotoka sredstev iz tega naslova, kar je bilo še običajno pred 10-15 leti. Zato smo se usmerili na pridobivanje reklam in sponzorjev. Tudi tu so ideje in napotki zaželeni, saj je jasno, da na obseg dejavnosti lahko finance bistveno vplivajo.

In kakšni so načrti? Na sejah IO si stalno postavljamo najrazličnejše cilje v smislu izboljšanja naše dejavnosti in seveda tudi preverjamo, kaj še ni izvršeno. Tako ni težave sestaviti načrta za naslednje obdobje.

V letu 1999 poteka 40 let od ustanovitve našega društva. Bilo bi prav, da bi se vsi potrudili, da bi ta jubilej dostojno proslavili.

Za leto 1999 predlagamo naslednji načrt dejavnosti DVTS (na občnem zboru 17.12.98)

- izdali bomo štiri številke Vakuumista
- organizirali bomo naslednje tečaje (vsakega bomo razpisali 2-krat letno):
 - osnove vakuumske tehnike (OVT)
 - OVT za vzdrževalce
 - OVT za srednješolske predavatelje
 - netesnost sistemov in naprav
- izvedli bomo posebne tečaje v delovnih organizacijah
- pripravili bomo nove tečaje (npr.: o postopkih za analizo površin, o čistoči površin, čistih prostorih, tehnologijah in vakuumski higieni, o konstruiranju vakuumskih sistemov)
- natisnili bomo novo knjigo "Osnove vakuumske tehnike"
- zbrali material za učbenik o tankih plasteh
- sodelovali v organizaciji IUVSTA
- sodelovali z vakuumskimi društvi sosednjih držav
- nadaljevali urejanje laboratorija za vaje
- proslavili 40. obletnico ustanovitve DVTS
- organizirali 19. slovensko vakuumsko posvetovanje jeseni 1999 v Portorožu (v okviru 7. posvetovanja o materialih in tehnologijah, podobno kot v preteklih letih)
- organizirali 6. slovensko-hrvaško srečanje (verjetno združeno s konferenco v Portorožu)
- podpirali udeležbo članstva še na drugih konferencah
- organizirali strokovno ekskurzijo (možne ekskurzije so: Tungsram Madžarska, MG-Ruše, ACRONI-Jesenice, NE Krško, Bush-ZRN itd.)
- organizirali vsaj eno poljudno strokovno javno predavanje
- nadaljevali stike s fakultetami (ERI v Mariboru ter NFT, strojna in elektro fakulteta v Ljubljani)
- izdali prospekt in nov plakat oz. pano o društvu
- pripravili in sprejeli pravilnike o:
 - Kanskyjevi nagradi za mlade raziskovalce
 - uredniškem odboru Vakuumista in drugih publikacij
 - častnih in zaslužnih članih
- podpora aktivnostim za standardizacijo in ustanovitvi nacionalnega merilnega laboratorija za nizke tlake
- prizadevali si bomo pridobiti nove sponzorje in oglaševalce v Vakuumistu
- razširili zamenjavo Vakuumista za druge revije
- pritegnili mlajše in nove sodelavce v aktivnosti DVTS
- sodelovali pri pripravi razstave o zgodovini vakuumske tehnike, skupaj s Tehničnim muzejem Slovenije.

Na koncu se zahvaljujem za trud in sodelovanje vsem članom IO, pa tudi drugim, ki niso pomišljali spoprijeti se s pogosto suhoparnimi opravili in so za naše akcije žrtvovali marsikatero svojo prosto uro.

mag. Andrej Pregelj, predsednik DVTS

NASVETI

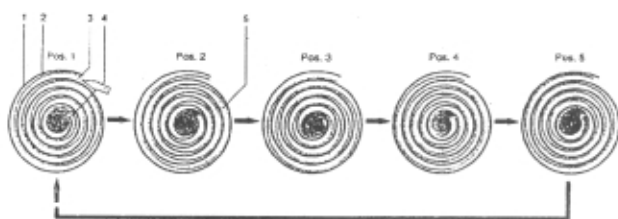
SUHE VAKUUMSKE ROTACIJSKE ČRPALKE

Suhe vakuumske črpalke, ki jih že dolgo poznamo, so npr. membranske, batne, Rootsve in tudi turbomolekularne. V zadnjih letih je vse bolj poudarjeno varovanje okolja, pa tudi vakuumske tehnologije postajajo čedalje bolj zahtevne in ne dovoljujejo onesnaženja vakuumskih posod, v katerih se odvija tehnološki proces, z oljnimi parami oz. ogljikovodiki. Oboje je pospešilo razvoj novih "brezoljnih" rotacijskih črpalk. Če smo nekoliko bolj natančni, moramo razlikovati med njimi tiste, ki sicer nimajo v vakuumskem prostoru nobene tekočine (olja, vode), ki bi lahko onesnaževala vakuumsko okolje, imajo pa znotraj tega prostora, ločeno, npr. mazanje ležajev ali hlajenje črpalke. Imamo pa tudi take suhe rotacijske črpalke, ki nimajo mazanja, niti hlajenja in so torej zares popolnoma suhe. Proizvajalci prvih navedenih črpalk zelo radi prikrijejo ta dejstva, ali pa skušajo zmanjšati njihov pomen, ki je povezan z ekologijo, ne pa z vakuumskim tehnološkim procesom.

Kljub temu je danes še vedno v uporabi največ "oljnih" rotacijskih črpalk, pri katerih nam olje rabi za mazanje vrtečih se ali drsečih delov (npr. rotor in lopatice z ohišjem oz. statorjem) in vakuumsko tesnjenje.

Pri nekaterih procesih, predvsem v kemijski in farmacevtski industriji, pa se sproščajo plini in pare, ki so korozivni in "načenjajo" tako kovino (notranje dele črpalke) kot tudi mazalna oz. tesnilna olja. Problem korozije je mogoče rešiti v nekaterih primerih npr. z nerjavnim jeklom ali grafitom (lopatice!) ali keramiko. Suhe rotacijske črpalke za grobi in srednji vakuum pa so med delovanjem vroče in se na njihovih notranjih stenah ne morejo kondenzirati korozivne pare. Suho črpanje je torej najboljša rešitev, tako za vakuumske izdelke oz. procese, kot za varovanje okolja, če je poskrbljeno, da ne pridejo v ozračje. Prednosti so torej: ni odpadnega olja, oljnih filtrov, ki bi jih bilo treba zamenjati ali čistiti, ni umazanih usedlin, ni obrabljanja lopatic itd.

V nadaljevanju bomo kratko predstavili nekaj najnovejših izvedb suhih vakuumskih črpalk, ki pa jih še nismo preskusili ali pregledali (servisirali), zato se moramo pač zanesti na podatke in opise proizvajalcev,



Slika 1. Nekaj faz delovanja spiralne rotacijske črpalke (1 - mirujoča spirala, 2 - rotirajoča spirala, 3 - sesalna odprtina, 4 - izpušna odprtina, 5 - reža)

ki pa so (razumljivo!) "navdušujoči". Obravnavali bomo spiralne (scroll), vijačne in kavljaste suhe rotacijske črpalke.

Spiralne črpalke (Scroll pumps)

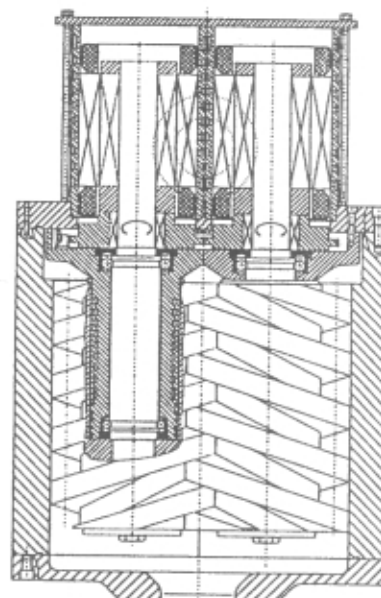
Uporabljajo se pri čistih, suhih vakuumskih procesih. Niso primerne za črpanje eksplozivnih, vnetljivih, strupenih ali korozivnih snovi oz. tistih, ki vsebujejo prah, večje delce ali pare.

V ohišju črpalke je stacionarna (fiksna) spirala, v njej pa orbitalna (obtočna) spirala. Slednjo poganja elektromotor preko ekscentra. Gibanje orbitalne spirale, ki je "ujeta" v stacionarni, tvori zapovrstno naraščajoče prostornine, neke vrste žepkov (slika). Gibanje orbitalne spirale stiska te žepke in s tem plin, ki je vstopil skozi sesalno odprtino, tako da potuje proti središču stacionarne spirale in ga, komprimiranega, končno iztisne skozi izpuh, ki je blizu središča črpalke.

Končni tlak spiralnih črpalk je okoli $1 \cdot 10^{-2}$ mbar, črpalna hitrost dosedaj največjih črpalk je $30 \text{ m}^3/\text{h}$ (od atmosferskega tlaka do 10 mbar, nato pa enakomerno pada do končnega tlaka), glasnost nižja od 60 dB. Materiali, ki so v stiku z vakuumom: s PTFE (politetrafluoretilen) impregniran aluminij, nerjavno jeklo, jekleni ležaji, PFPE (perfluoropolietil) - mast, fluoroelastomerna tesnila. Servisiranje po enem letu delovanja.

Vijačne črpalke

Vijačne črpalke so najnovejša vrsta suhih vakuumskih črpalk. Razvile so se iz enako imenovanih kompresor-

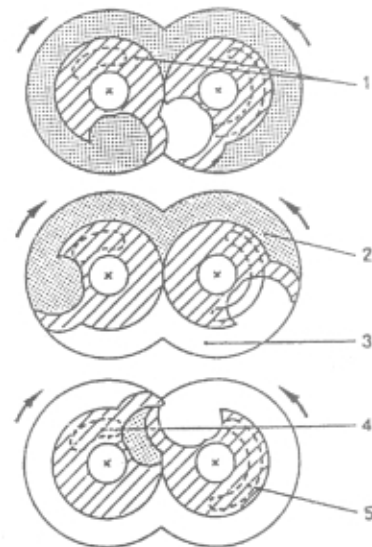


Slika 2. Presek vijačne rotacijske črpalke

jev, ki v tehniki stiskanja večjih količin zraka že več kot desetletje veljajo za najuspešnejše tovrstne naprave. To so hitro se vrteči dvorotorski stroji, ki s parom specialno oblikovanih paralelno vleženih vijakov v primernem ohišju na eni strani sesajo (doseči je možno področje 10^{-3} mbar) in nato izohorno (plin ima konstantno prostornino!) transportirajo plin proti atmosferi. Nova izvedba firme Sihi deluje "inteligentno", ker elektronsko sinhronizira vrtenje obeh vijakov tako, da je dotikanja (in obrabe) čim manj. Vgrajeni senzori skupno z dodatno elektroniko skrbijo za samokontrolo ves čas delovanja, še posebej pa pri zagonu in ustavljanju. Vijačne črpalke se močno segrevajo (-250°C in več); zato so rotorji in stene ohišja izvotlene in hlajene. V kritičnih situacijah je možno v delovni prostor vpuščati, sicer na škodo končnega tlaka, tudi hladilni plin. Mazani so samo ležaji, ki se nahajajo izven vakuumskega predela stroja. Črpalke se da lepo krmiliti, tako da s sprotnim prilagajanjem potrebi v tehnološkem procesu ni težav.

Kavljaste črpalke

Kavljaste črpalke je prva razvila firma Edwards (claw=kavelj). Tudi te črpalke so dvorotorske, izvajajo pa kompresijo črpanega plina v štirih stopnjah. Vrteči se segmenti so oblikovani tako, da med vrtenjem stiskajo vsesani zrak in ga vsak par potiska proti izstopni odprtini, ki je povezana z vstopom v naslednjo stopnjo. Reže med relativno gibajočimi deli so minimalne, deli pa so iz materialov, ki dopuščajo blago drsenje brez mazanja. Odlika črpalke je, da se skozi dodatne ventile v drugo, tretjo in četrto stopnjo lahko uvaja izpiralni plin, s katerim zmanjšujemo koncentracijo črpanih plinov, sproščajočih se v atmosfero. Kavljaste črpalke so za zdaj le velikih zmogljivosti (okoli



Slika 3. Delovanje kavljaste rotacijske črpalke (1 - rotor, 2 - zajeti volumen plina, ki se pomika proti izhodu, 3 - sesalni volumen, 4 - izpušna odprtina, 5 - sesalna odprtina)

$100\text{ m}^3/\text{h}$), dosežejo pa končne tlake v področju 10^{-2} mbar. Proizvajalcev je sedaj že kar precej; poleg Edwardsa še Leybold, Stokes in Pfeiffer.

Dr. Jože Gasperič
Institut Jožef Stefan
Jamova 39, 1000 Ljubljana

Mag. Andrej Pregelj
Inštitut za elektroniko in vakuumsko tehniko
Teslova 30, 1000 Ljubljana

Obisk tovarne Saturnus Avtooprema, d.d.

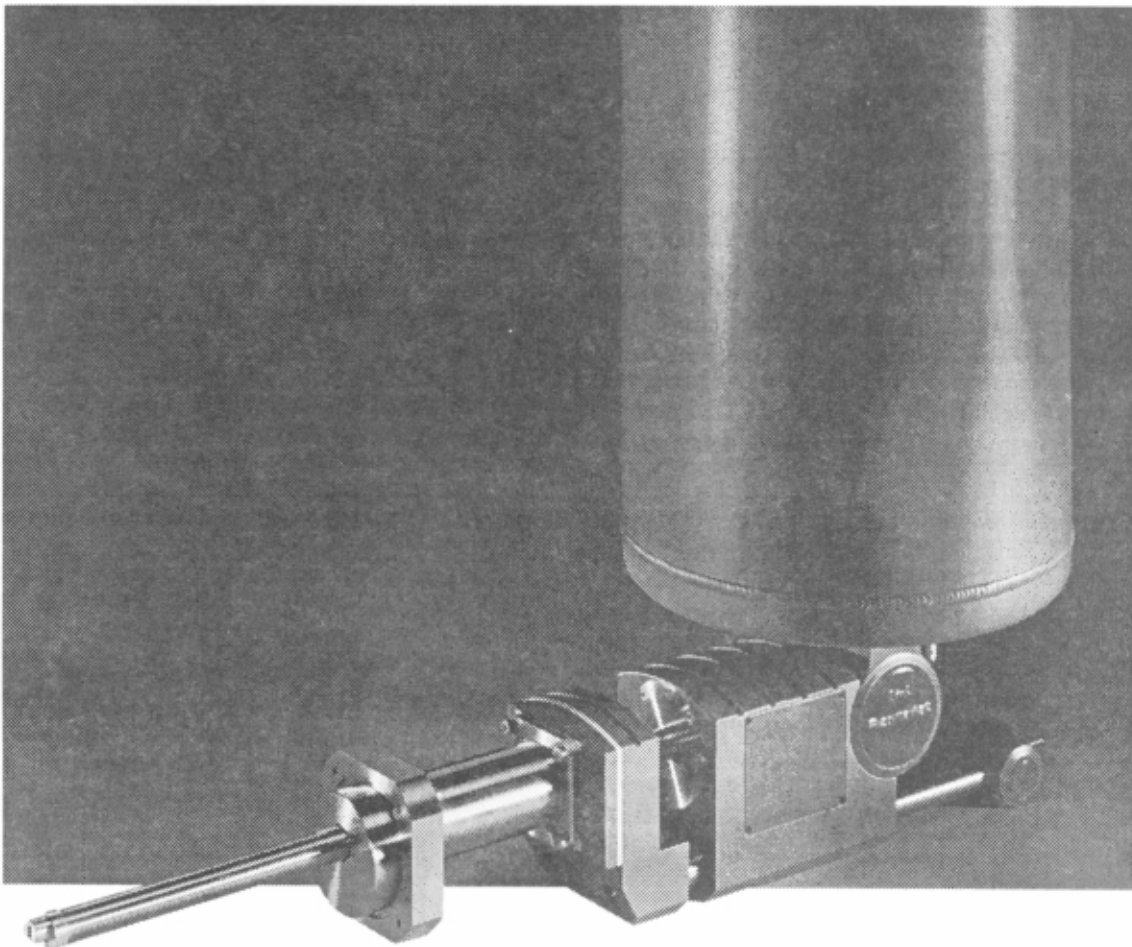
DVTS je 17. decembra 1998 organiziralo obisk tovarne Saturnus Avtooprema, d.d., v Ljubljani. Ogljedali smo si novo proizvodnjo žarometov za avtomobile znamke Opel Astra. Celotno tehnologijo za to proizvodnjo je financiral nemško podjetje Hella, ki je na tak način postalo večinski lastnik podjetja Saturnus Avtooprema. Pred ogledom proizvodne hale nam je dr. Teodor Kralj podrobneje razložil vse faze izdelave reflektorjev oz. žarometov. Še prej nas je pozdravil direktor podjetja g. Andrej Lazar in nam predstavil strategijo razvoja podjetja. Sledilo je predavanje dr. Mirana Mozetiča (Inštitut za tehnologijo površin in optoelektroniko), ki je govoril o fizikalnih osnovah nizekotlačne plazme. Po predavanju je potekal občni zbor DVTS, po njem pa smo si ogledali proizvodnjo žarometov od blizu. Prvi korak izdelave je brizganje in toplotna obdelava plastičnih reflektorjev iz surovine BMC, ki vsebuje nenasičene poliestrske smole, termoplastične smole, termoiniciator, inhibitor, polnila, steklena vlakna in ločilec. Površino reflektorjev nato zgladijo (t.j. povečajo odbojnost) tako, da jih lakirajo. Pred lakiranjem morajo

površino plazemsko očistiti (odstraniti ločilec, ki je nepolaren) in aktivirati, da povečajo površinsko energijo in tako omogočijo razlitje laka. Lak po nanosu toplotno obdelajo tako, da se razlije in zamreži. Sledi nanos odbojnih plasti Al z naparevanjem in nanos zaščitnih plasti heksametil disiloksana (plasil) in SiO_2 v isti napravi. Plasil nanašajo s postopkom plazemske polimerizacije, SiO_2 pa z naparevanjem. Zadnja faza proizvodnje je montaža in kontrola optičnih lastnosti žarometov.

Udeleženci ekskurzije smo bili navdušeni nad tehnološkim nivojem proizvodnje žarometov. Vodstvu tovarne se zahvaljujemo, ker nam je omogočilo izvedbo strokovnega predavanja, občnega zbora društva in ogled proizvodnje, dr. Kralju in njegovim sodelavcem pa za organizacijo obiska, prijazen sprejem in gostoljubje.

dr. Peter Panjan

Link Pentafet Plus



Oxford instruments je v svetu vodilno podjetje na področju tehnologije x-žarkovnih detektorjev ter mikroanalitskih sistemov za elektronsko mikroskopijo. Zaradi nenehnega vlaganja v razvoj in raziskave ter odličnosti proizvodnje **Oxford instruments** pošilja na trg novo generacijo Si(Li) detektorjev, ki v celoti zadoščajo potrebam današnje analize. **LINK PENTAFET PLUS** generacija detektorjev združuje visoko resolucijo in občutljivost ter optimalno geometrijo. Vsi detektorji so proizvedeni v posebej za to prirejenih čistih sobah, kar zagotavlja optimalno delovanje ter dolgotrajno zanesljivost. **Oxford instruments** je tudi nosilec certifikata **ISO 9001**.

OXFORD

SCAN

Scan, d.o.o.
Breg ob Kokri 7, 4205 PREDDVOR
Tel.: 064-458-020, Fax: 064-458-0240,
elektronska pošta: scan@siol.net
<http://www.scan.si>

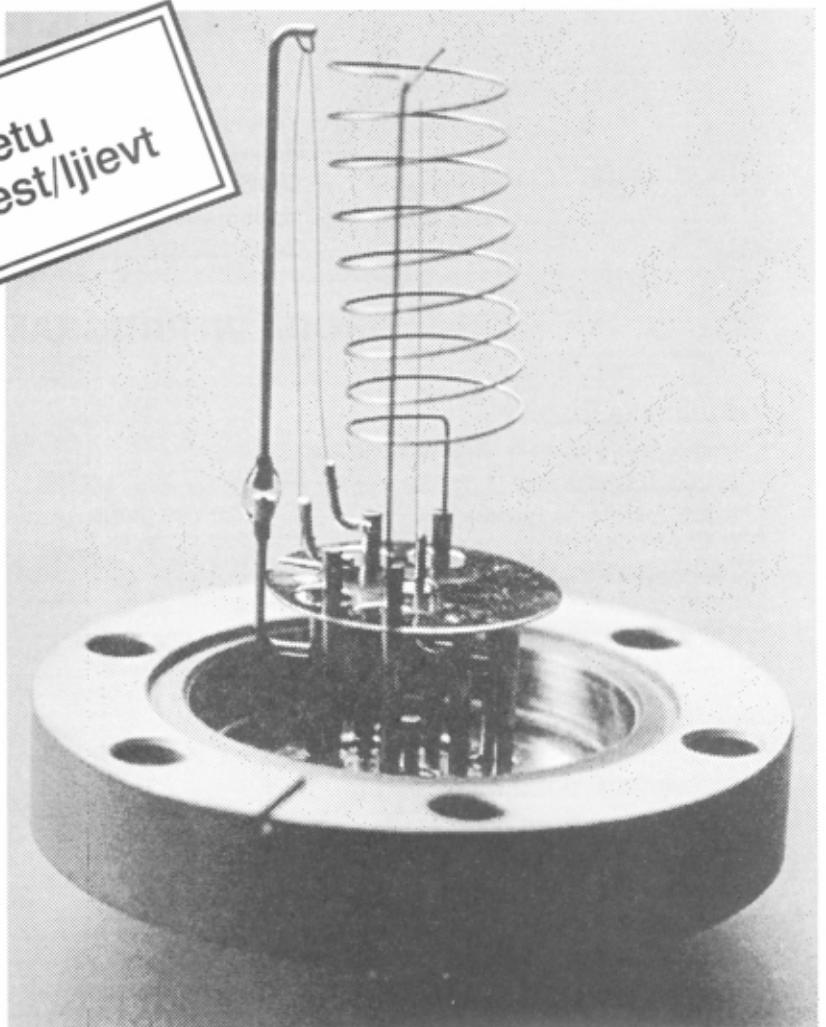
IEVT

INŠTITUT ZA ELEKTRONIKO IN VAKUUMSKO TEHNIKO

- VAKUUMSKI SISTEMI
- VAKUUMSKE KOMPONENTE

Odslej tudi na Internetu
<http://www2.arnes.si/guest/ljiev>

**Vaš partner
za visoke
tehnologije**



Naša znanja in storitve:

- specialno varjenje (TIG, mikroplazma, lasersko in točkovno) različnih kovin, tudi zelo majhnih debelin, do 0,1 mm
- konstruiranje in izdelava zahtevnih elementov iz nerjavnega jekla
- odkrivanje netesnosti in atestiranje hermetičnosti
- obdelava kovinskih elementov in zvarov po varjenju (peskanje s steklenimi kroglicami, UZ-čiščenje, razmaščevanje, elektropoliranje, ...)
- strokovno svetovanje pri nakupih in pri načrtovanju tehnoloških procesov, ki vključujejo vakuumske elemente
- projektiranje in izdelava ročno vodenih in računalniško krmiljenih vakuumskih sistemov po željah naročnika
- postavitev tehnoloških postopkov in priklop naprav
- hiter servis ter vzdrževanje vakuumskih sistemov in naprav
- dodatno izobraževanje vaših sodelavcev v organizaciji Društva za vakuumsko tehniko Slovenije

IEVT

INŠTITUT
ZA ELEKTRONIKO
IN VAKUUMSKO
TEHNIKO, d. d.

Teslova ulica 30, POB 59, 1001 Ljubljana, Slovenija
 Tel.: (+386 61) 177 66 00, Faks: (+386 61)126 45 78
 Internet: <http://www2.arnes.si/guest/ljiev>
 e-mail: IEVT.group@guest.arnes.si

MEDIVAK

| | | |
|--------------------|------------|--------------------|
| MEDIVAK, d.o.o. | tel. fax | : 00386 61 720450 |
| Šolska ulica 21 | GSM | : 041 615 455 |
| SLO - 1230 Domžale | žiro račun | : 50120-601-114647 |

| | | |
|------------------------|------|--------------------|
| Poslovalnica: | tel. | : 00386 61 372 659 |
| Dolsko 11 | GSM | : 041 615 455 |
| 1262 Dol pri Ljubljani | fax | : 00386 61 372 382 |

LEYBOLD**ZASTOPSTVO
SERVIS
SVETOVANJE**

- Vakuumske komponente in naprave
- Vakuumske tehnologije, trde in tanke plasti, analitika
- Kontrola vakuumskih naprav in sistemov
- Odkrivanje netesnosti
- Izposoja vakuumskih komponent
- 24 urni servis

PRODAJNI PROGRAM "LEYBOLD"**Vakuumske črpalke**

- Rotacijske vakuumske črpalke s priborom
- Eno in dvostopenjske (1 do 1200 m³/h)
- Roots vakuumske črpalke - RUVAC (150 do 13000 m³/h)
- Membranske in ejektorske vakuumske črpalke - DIVAC 2,4 L
- Difuzijske črpalke (40 do 50.000 l/s)
- Turbomolekularne črpalke (50 do 4500 l/s)
- Sorpcijske črpalke, kriočrpalke, ionsko-getrske in sublimacijske titanske črpalke

Vakuumski črpalni sistemi

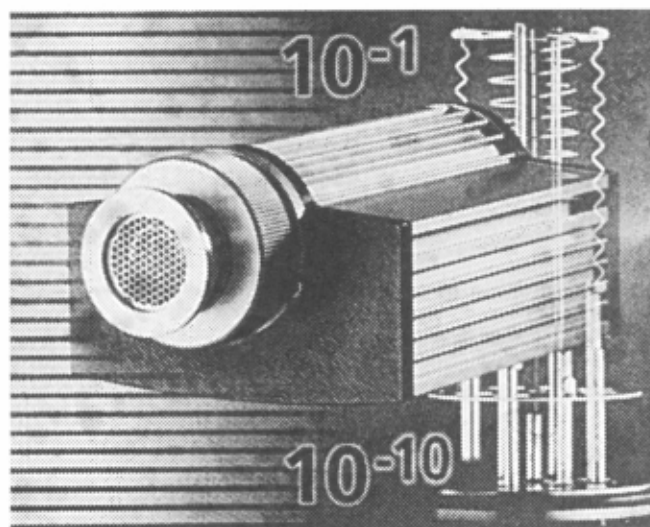
- za kemijsko in drugo industrijo

Vakuumski ventili

- Varnostni, dozirni
- Kroglični, loputni in UVV
- Prehodni in kotni KF, ISO-K, ISO-F

Vakuumski elementi in prirobnice

- Serije KF, ISO-K, ISO-F in UHF

**Mehanske in električne prevodnice
Merilniki vakuuma in kontrolni instr.**

- Absolutni medtlaki in merilec delnih tlakov (od 1.10⁻¹² do 2000 mbar)

**Procesni regulatorji
Detektorji netesnosti (puščanja)**

- Helijski in freonski detektorji

**Masni spektrometri s priborom
Vakuumska olja, masti, rezervni deli**

Vakuum

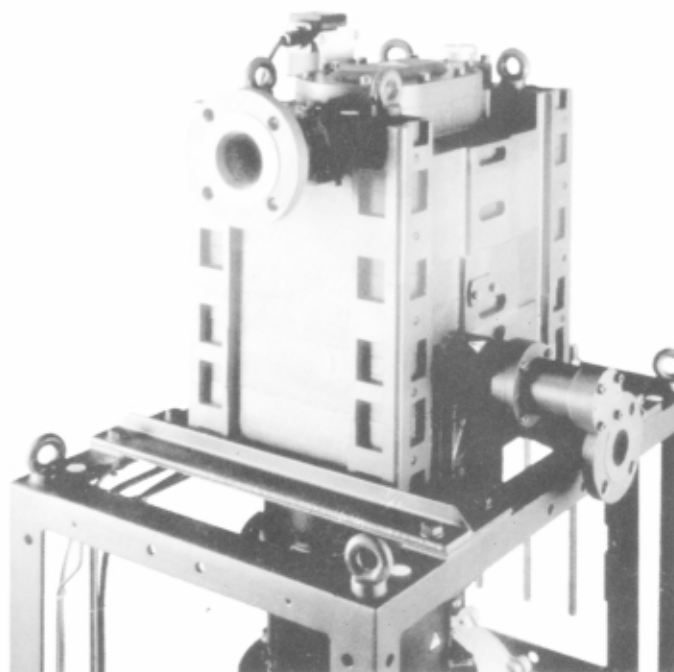
čiste, suhe črpalke

EKOLOŠKE
VAKUUMSKE
TEHNOLOGIJE
V
KEMIČNI
INDUSTRIJI



EDWARDS High Vacuum International je vodilni svetovni proizvajalec vakuumskih suhih rotacijskih črpalk. Te vrste črpalk so vgrajene v več kot 40.000 vakuumskih naprav, ki delujejo po vsem svetu.

EDWARDS je tudi svetovni proizvajalec drugih vakuumskih črpalk in sestavnih delov.



 **EDWARDS**

Zastopnik: **TERVAK**
Slavko Sulčić

R. Manna 20, 34134 Trst, Italija
Tel: 0039 336 442 780
e-mail: slavko.sulcic@siol.net

Dutovlje 37/B
6221 Dutovlje, Slovenija
fax: 386 (0)67 645 12

Vsestranska linija mikrovalovnih naprav za raziskave in kontrolo kvalitete

MIKROVALOVNI RAZKLOP / EKSTRAKCIJA

MEGA

Mikrovalovna laboratorijska enota za vsestransko pripravo vzorcev za AA, ICP, ICP-MC

- vakuumsko sušenje
- kislinski razklop
- vakuumsko odparevanje kislin po končanem razklopu



MIKROVALOVNI SEŽIG

PYRO

Čas sežiga se skrajša iz ur na minute

PYRO SA

Hiter sežig organskih in anorganskih snovi z žveplovo (VI) kislino

PYRO FLOW

Hiter sežig raznih polimernih materialov



MIKROVALOVNO DOLOČANJE VODE/SUHE SNOVI

micro FAST

Mikrovalovni vakuumski sistem za določanje vode/suhe snovi

3-6 vzorcev
v 6 minutah



MIKROVALOVI V ORGANSKI KEMIJI

ETHOS MR 2.5

Mikrovalovni reaktor

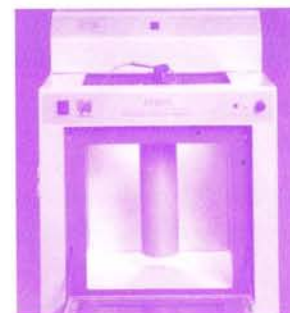
Delovni volumen: 420 ml
Tlak: 2,5 bar (35 psig)
Temperatura: 250°C



ETHOS MR 30

Mikrovalovni reaktor za reakcije pri visokih tlakih

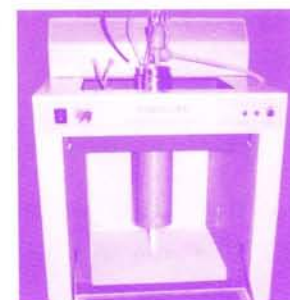
Delovni volumen: 375 ml
Tlak: 30,0 bar (427 psig)
Temperatura: 240°C



ETHOS CFR

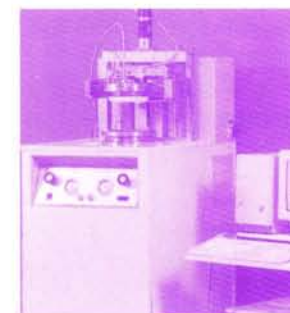
Mikrovalovni reaktor s kontinuirnim pretokom

Pretok: 10-50 ml
Tlak: 40 bar (570 psig)
Temperatura: 220°C



ultra CLAVE

Mikrovalovni avtoklav za reakcije pri visokih tlakih do 200 bar (2900 psig) in temperaturi 30°C



... PRIHAJAJO ŠE NOVE INOVACIJE



PODROBNEJŠE INFORMACIJE BOSTE DOBILI V PODJETJU

DR. NEMO, d.o.o.

proizvodnja, zastopstvo, tehnična podpora in svetovanje
Štrekljeva 3, Ljubljana
tel.: 061/125-11-05, fax: 061/125-11-10
elektronska pošta: dr-nemo@dr-nemo.si