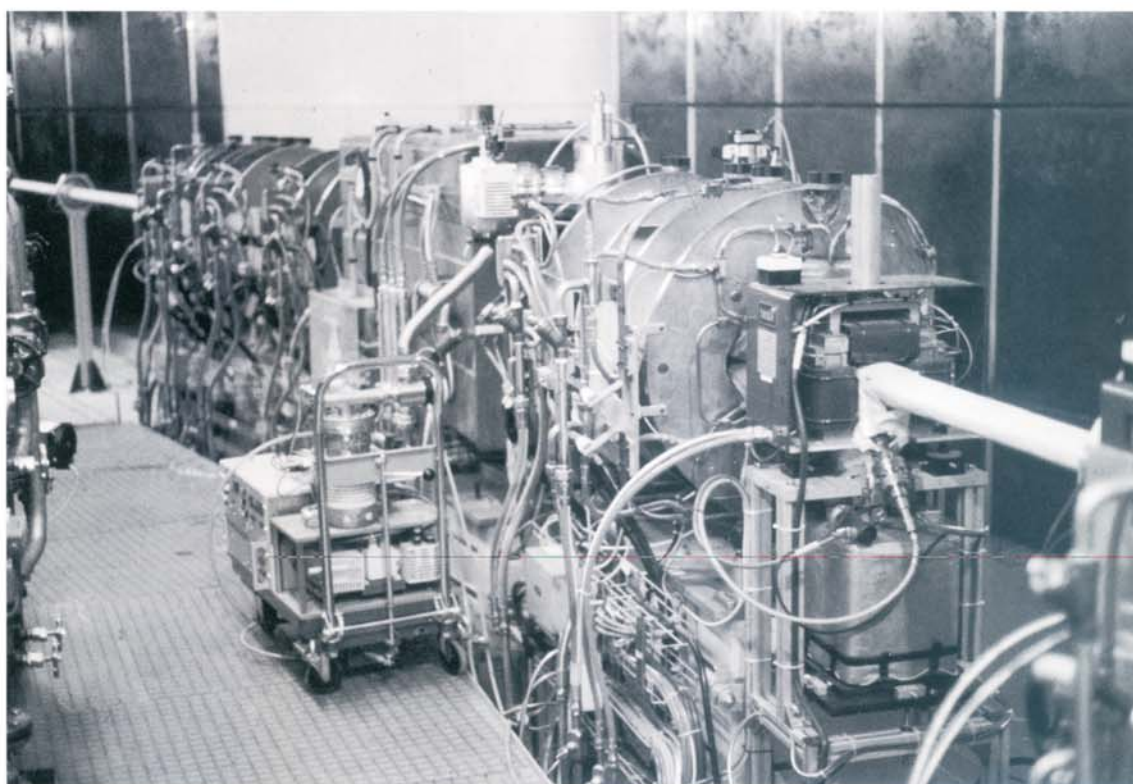


VAKUUMIST

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

LJUBLJANA, MAREC 97

LETNIK 17, ŠT. 1, 1997



VSEBINA

☐ Slovenska večnamenska rentgenska žarkovna linija pri sinhrotronu ELETTRA - Idejni načrt (I. Arčon)

☐ Osnovne značilnosti nizkotlačne šibkoionizirane plazme (M. Mozetič, M. Drobnič, A. Pregelj)

☐ Zgodovina raziskovanja luminiscentnih snovi (II. del) (Stanislav Južnič)

☐ NASVETI (J. Gasperič)

☐ DRUŠTVENE NOVICE

☐ OBVESTILA

Slika na naslovni strani prikazuje del pospeševalne cevi **sinhrotrona ELETTRA v Bazovici pri Trstu**. Sinhrotron, ki je začel delovati pred štirimi leti, je najmočnejši izvir ultravijolične in rentgenske svetlobe na svetu. Na njem trenutno deluje osem žarkovnih linij, ki omogočajo veliko število vrhunskih osnovnih, aplikativnih ter industrijsko usmerjenih raziskav. Velika želja mnogih raziskovalcev in drugih uporabnikov sinhrotronske svetlobe v Sloveniji je, da bi postavili lastno žarkovno linijo. V članku dr. Iztoka Arčona je podrobneje opisan idejni načrt takšne večnamenske rentgenske žarkovne linije.

Obvestilo

Naročnike Vakuumista prosimo, da čim prej poravnate naročnino za leto 1997.

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

SPONZORJA VAKUUMISTA:

- **Ministrstvo za šolstvo in šport Slovenije**
- **Balzers PFEIFFER GmbH, Dunaj**

☐ 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), dr. Ingrid Milošev, mag. Miran Mozetič, mag. Vinko Nemanič, Marjan Olenik, dr. Boris Orel, mag. Andrej Pregelj, dr. Vasilij Prešern in dr. Anton Zalar

☐ Lektor: dr. Jože Gasperič

☐ Korektor: Tomo Bogataj

☐ Naslov: Uredništvo Vakuumista, Društvo za vakuumsko tehniko Slovenije, Teslova 30, 1000 Ljubljana, tel. (061)123-13-41

☐ 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

SLOVENSKA VEČNAMENSKA RENTGENSKA ŽARKOVNA LINIJA PRI SINHROTRONU ELETTRA - Idejni načrt

Iztok Arčon, Fakulteta za znanosti o okolju, P.P. 301, Vipavska 13, 5001 Nova Gorica, Institut "Jožef Stefan", Jamova 39, P.P. 3000, 1001 Ljubljana

Slovenian multipurpose X-ray beamline at synchrotrone ELETTRA

ABSTRACT

Conceptual design for a multipurpose x-ray beamline at synchrotrone ELETTRA in Trieste is presented. Proposed beamline would cover most of the experimental needs of Slovenian research groups for synchrotron radiation.

POVZETEK

V članku je predstavljen idejni načrt za večnamensko rentgensko žarkovno linijo pri sinhrotronu ELETTRA v Trstu, s katero bi Slovenija pokrila veliko večino potreb slovenskih raziskovalnih skupin po sinhrotronski svetlobi.

1 UVOD

V Bazovici pri Trstu je pred štirimi leti začel delovati sinhrotron ELETTRA, ki je v svetu najsvetlejši izvir ultravijolične in mehke rentgenske svetlobe. Na njem trenutno deluje osem žarkovnih linij /1/, ki omogočajo veliko število vrhunskih osnovnih, aplikativnih ter industrijsko usmerjenih raziskav s sinhrotronsko svetlobo. Šest linij uporablja UV-svetlobo za visoko specializirane raziskave na področju trdne snovi, materialov, tankih plasti, površin ter gruč in molekul v plinih. Preostali dve žarkovni liniji izkoriščata rentgensko svetlobo iz sinhrotronskega izvira. Linija za rentgensko difrakcijo je specializirana za raziskave v kristalografiji makromolekul, medtem ko je linija za sipanje rentgenske svetlobe pod majhnimi koti namenjena raziskavam polimerov, tekočih kristalov, gelov in drugih amorfni materialov. V sklepni fazi izgradnje je rentgenska linija za radiološko diagnostiko za medicinske namene. Na sinhrotronu je prostora še za prek trideset žarkovnih linij. Zaenkrat je pripravljenih nekaj idejnih načrtov za bodoče linije, večina prostih mest pa še nima predvidene uporabe.

Raziskovalni center pri sinhrotronu ELETTRA je odprt za mednarodna sodelovanja in pomeni zaradi svoje bližine za slovenske raziskovalne ustanove in industrijo še dodaten izziv za izrabo enkratnih raziskovalnih možnosti, ki jih ti laboratoriji nudijo. Doslej je bilo sodelovanje slovenskih raziskovalcev pri ELETTRI skromno. Eden izmed pomembnejših razlogov za to je visoko specializirana in specifična ponudba obstoječih eksperimentalnih postaj, ki se slabo pokriva s potrebami slovenskih uporabnikov po sinhrotronski svetlobi.

Kakšne so te potrebe, pove anketa /2/, ki je bila izvedena v širokem krogu potencialnih uporabnikov sinhrotronske svetlobe v Sloveniji. V anketi je bilo zajetih prek petdeset raziskovalnih skupin iz različnih slovenskih raziskovalnih institutov in industrije. Vključeni so bili tisti, ki sinhrotronsko svetlobo že izkoriščajo pri različnih sinhrotronskih laboratorijih v svetu (HASYLAB v Hamburgu, LURE v Parizu, Daresbury ...), in tudi potencialni uporabniki, ki še nimajo izkušenj s sinhrotronsko svetlobo, bi jo pa lahko pri svojih raziskavah

učinkovito izrabljali. Spekter možnih uporab je zelo velik, saj pokriva osnovne in aplikativne raziskave na področjih, kot so na primer: materiali, tanke plasti, atomska fizika, fizika snovi, nekatera področja v kemiji, biokemiji, farmakologiji, ekologiji, medicini ... Rezultati ankete kažejo, da prevladuje uporaba naslednjih eksperimentalnih tehnik:

- rentgenska absorpcijska spektroskopija (XAS, EXAFS, XANES) (75% anketiranih),
- rentgenska fluorescenčna spektroskopija (XRF, fluorescenčni EXAFS, totalni odboj rentgenske svetlobe) (50% anketiranih),
- elektronska spektroskopija z UV- in rentgensko svetlobo (XPS, SEXAFS) (25% anketiranih),
- rentgenska difrakcija (30% anketiranih),
- sipanje rentgenskih žarkov pod majhnimi koti (SAXS) (15% anketiranih).

Velik delež uporabnikov je izrazil potrebo po kombinirani uporabi dveh ali več eksperimentalnih tehnik.

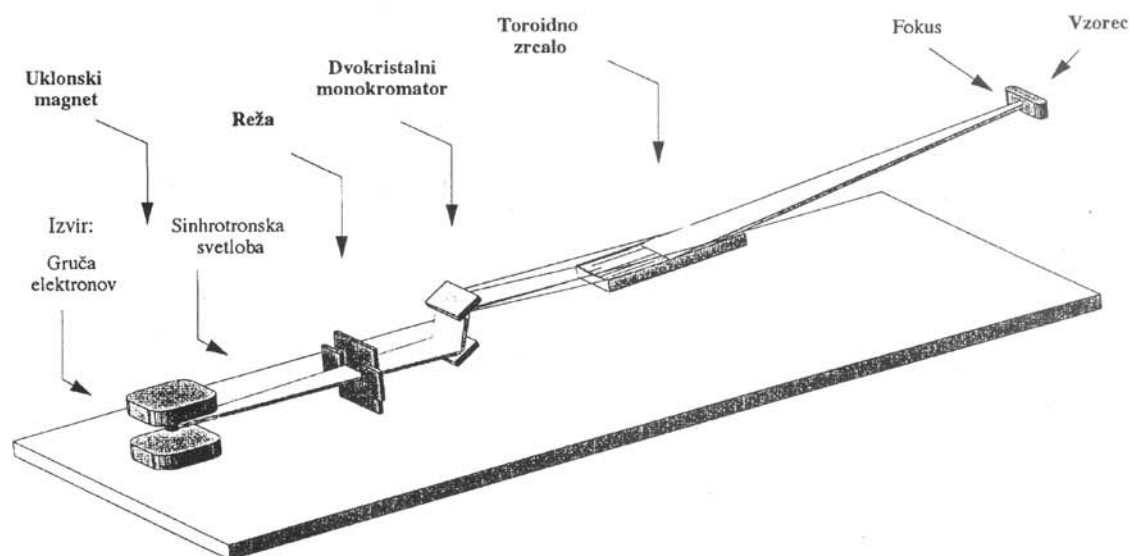
Anketa je pokazala, da velika večina potencialnih uporabnikov sinhrotronske svetlobe v Sloveniji potrebuje pri svojem delu rentgenske merilne tehnike, ki jih zaenkrat na obstoječih eksperimentalnih postajah pri sinhrotronu ELETTRA ni na razpolago. Dobljeni podatki torej kažejo, da bi slovenski uporabniki najbolj učinkovito izkoristili možnosti, ki jih nudi sinhrotron ELETTRA tako, da bi pri njem postavili lastno žarkovno linijo.

V tem članku je predstavljen idejni načrt za večnamensko visokoločljivo rentgensko žarkovno linijo, ki bi pokrila večino potreb slovenskih raziskovalnih skupin po sinhrotronski svetlobi. Predlagana linija ne podvaja že obstoječih eksperimentalnih postaj, ampak je projektirana za eksperimente, ki jih doslej pri sinhrotronu ELETTRA še ni mogoče izvajati. Načrtovana je tako, da zadošča visokim tehnološkim standardom, ki veljajo za vse žarkovne linije pri sinhrotronu ELETTRA. Upoštevane so tehnične rešitve, ki so tudi cenovno najbolj sprejemljive. Predlagani idejni načrt /3,4/ je odobril Program Advisory Committee pri sinhrotronu ELETTRA.

1.1 Osnovne karakteristike žarkovne linije

Žarkovna linija povezuje izvir sinhrotronske svetlobe z eksperimentalno postajo. Pri tem mora poskrbeti ne le za transport žarka v vakuumu od izvira do eksperimenta, temveč tudi za monokromatizacijo in fokusacijo svetlobe za potrebe eksperimentov. Vse optične komponente v žarkovni liniji morajo biti optimizirane, da se svetlost izvira pri transportu, disperziji in fokusaciji žarka čim bolj ohranja.

Pri načrtovanju žarkovne linije je pomembno vnaprej vedeti, kakšne lastnosti žarka želimo imeti pri meritvah na mestu vzorca. Univerzalne žarkovne linije, ki bi hkrati zadostila različnim potrebam vseh možnih upo-



Slika 1. Večnamenska rentgenska žarkovna linija: shema

rabnikov, ni mogoče postaviti. Že takoj na začetku se moramo odločiti, ali bomo uporabljali rentgensko ali UV-svetlobo iz sinhrotronskega izvira, kajti optične komponente za UV-svetlobo niso uporabne za rentgensko in obratno. Posamezne optične komponente morajo biti optimizirane za eksperimentalne tehnike, ki bi jih radi izvajali na žarkovni liniji. Zahtevane karakteristike žarka (gostota svetlobnega toka, divergenca, energijska ločljivost, presek) se pri posameznih tehnikah lahko bistveno razlikujejo, zato je včasih nujno najti kompromisne rešitve. Idejni načrt za predlagano žarkovno linijo je bil izdelan na podlagi zahtev slovenskih uporabnikov, zbranih v anketi.

Shematični prikaz žarkovne linije je prikazan na sliki 1. Izvir sinhrotronske svetlobe je uklonski magnet. Spekter svetlobe iz izvira je zvezen. Z dvokristalnim monokromatorjem izberemo iz zveznega spektra svetlobo z eno samo valovno dolžino. Monokromator omogoča enostavno in hitro nastavitve valovne dolžine izhodne svetlobe v intervalu od 0,6 nm do 0,1 nm, oziroma energije fotonov v izhodnem curku od 2 keV do 12 keV. Z izmenično uporabo treh parov silicijevih kristalov (Si(111), Si(311) in Si(331)) je mogoče doseči energijsko ločljivost $\Delta E/E \sim 3 \times 10^{-4}$ na celotnem energijskem intervalu. Višjo energijsko ločljivost lahko dosežemo z omejevanjem vertikalne divergence žarka z režami, postavljenimi pred monokromatorska kristala. V žarkovno linijo je vgrajeno z zlatom prevlečeno toroidno zrcalo, ki fokusira rentgenski žarek (v horizontalni in vertikalni ravnini) na mesto vzorca. Na ta način dosežemo na vzorcu maksimalno gostoto svetlobnega toka.

Osnovne karakteristike žarka, ki jih zagotavlja žarkovna linija, so:

- enobarvna svetloba, nastavljiva na energijskem intervalu od 2 keV to 12 keV (oziroma v razponu valovnih dolžin od 0,6 nm do 0,1 nm),
- energijska ločljivost, manjša od naravne širine atomskih stanj z vrzeljo v lupinah K pri atomih z vrstnim številom $Z > 14$ ($\Gamma_K/E_K \geq 2 \cdot 10^{-4}$) oziroma v podlupi-

nah L pri elementih z vrstnim številom $Z > 14$ ($\Gamma_L/E_L \geq 5 \cdot 10^{-4}$),

- fokusacija žarka na mesto vzorca; predvideni presek žarka v fokusu $\leq 1 \text{ mm}^2$,
- visok svetlobni tok na vzorcu: $\sim 10^{11}$ fotonov/s v celotnem energijskem intervalu,
- stabilna lega žarka na vzorcu,
- vertikalna divergenca žarka manjša od 0,35 mrad,
- horizontalna divergenca žarka manjša od 4 mrad.

Eksperimentalna postaja na koncu žarkovne linije predvideva tri različne eksperimentalne komore: za absorpcijsko, fluorescenčno in fotoelektronsko spektroskopijo. Posamezne eksperimentalne tehnike je mogoče uporabljati izmenoma ali v kombinaciji po dve hkrati. Eksperimentalna postaja je načrtovana tako, da omogoča uporabnikom dostop do žarka tudi z lastno eksperimentalno opremo.

2 IZVIR SVETLOBE - UKLONSKI MAGNET

Izvir sinhrotronske svetlobe so visokoenergijski elektroni, ki krožijo v shranjevalnem obroču. Elektroni v obroču niso porazdeljeni zvezno, ampak so združeni v pakete. Sinhrotronska svetloba se izseva, ko se tak paket elektronov giblje po magnetnem polju [5,6]. Nabiti delci v homogenem magnetnem polju potujejo po krožni trajektoriji, gibljejo se torej pospešeno in zato sevajo. Zaradi zelo visokih energij elektronov (2 GeV) pridejo do izraza relativistični efekti, ki povzročijo, da se tako rekoč vsa sinhrotronska svetloba izseva v ozek konus v smeri gibanja elektronov. Spekter sinhrotronske svetlobe je zvezen. Razteza se prek celotnega ultravijoličnega na rentgensko področje.

V shranjevalnem obroču ELETTRA [7] je vgrajenih 24 uklonskih magnetov (dipolnih magnetov s homogenim magnetnim poljem), ki primarno skrbijo za to, da se elektroni gibljejo po predpisani krožni poti. Vsak odkloni elektronski žarek za 15° . Uklonski magneti so hkrati tudi izviri sinhrotronske svetlobe.

Na ravni odsekih med posameznimi uklonskimi magneti so pri ELETTRI vgrajene posebne magnetne strukture - viglerji in undulatorji /8/, ki jih uporabljajo zgolj kot izvire sinhrotronske svetlobe. Ti specializirani izviri presegajo po svetlosti uklonske magnetne za nekaj velikostnih redov.

Žarkovna linija uporablja uklonski magnet kot izvir sinhrotronske svetlobe. Vzrok za tako izbiro je praktične narave. Pri predvidenih eksperimentih potrebujemo rentgensko svetlobo. Undulatorji pri ELETTRI so konstruirani kot izviri ultravijolične svetlobe, edini vgrajeni vigler, ki je sicer zelo svetel izvir rentgenske svetlobe, pa je že zaseden z dvema drugima žarkovnimi linijama.

Tabela 1. Gostota magnetnega polja (B), krivinski radij (R) elektronske trajektorije in nominalne velikosti (σ_x , σ_y) in divergence (σ'_x , σ'_y) elektronskega žarka na mestu izvira sinhrotronske svetlobe v uklonskem magnetu so podani za energije elektronov v shranjevalnem obroču $E = 1,5$ GeV oziroma $2,0$ GeV. (Prostorska in kotna porazdelitev elektronov v posameznem paketu je približno Gaussova, zato za dimenzije navajamo kar standardno deviacijo σ .)

E (GeV)	B_0 (T)	R (m)	σ_x (μm)	σ_y (μm)	σ'_x (μrad)	σ'_y (μrad)
1,5	0,891	5,5	75	20	184	5
2,0-	1,212	5,5	100	27	248	7

Nekatere bistvene karakteristike uklonskega magneta /9/ so zbrane v Tabeli 1. V tabeli 2 so navedene glavne lastnosti sinhrotronske svetlobe iz uklonskega magneta.

Celotni izsevani svetlobni tok iz uklonskega magneta je odvisen od energije elektronov v obroču E , števila elektronov oziroma toka I elektronov in od gostote magnetnega polja B v uklonskem magnetu /5/:

$$P[\text{kW}] = 26,6 \cdot E^3[\text{GeV}] \cdot B[\text{T}] \cdot I[\text{A}]$$

Spekter izsevane svetlobe karakterizira kritična energija izsevanih fotonov (ϵ_c), ki razdeli spekter izsevane moči na dva enaka dela. Spekter se premakne k višjim energijam pri višjih energijah elektronov ter pri manjših krivinskih radijih R v magnetnem polju, torej pri višjih magnetnih poljih:

$$\epsilon_c[\text{eV}] = 2218 \frac{E^3[\text{GeV}]}{R[\text{m}]}$$

V tabeli 3 so podane velikosti in divergence izvira sinhrotronske svetlobe v uklonskem magnetu /9/. Velikosti Σ_x in Σ_y so v dobrem približku kar enake dimenzijam elektronskega žarka. Vertikalno divergenco izvira Σ'_y dobimo s konvolucijo vertikalne diver-

Tabela 2. Parametri uklonskega magneta /9/ kot izvira sinhrotronske svetlobe za energije elektronov $1,5$ GeV oziroma $2,0$ GeV in pri toku 400 mA: kritična energija ϵ_c , ustrezna kritična valovna dolžina λ_c , celotna izsevana moč P ter svetlobni tok na enoto horizontalnega kota (P') oziroma na enoto prostorskega kota (P'')

E (GeV)	ϵ_c (keV)	λ_c (nm)	P (kW)	P' (W/mrad)	P'' (W/mrad ²)
1,4	1,4	0,91	32	5,2	10,0
2,0	3,2	0,32	103	16,4	42,0

gence elektronskega žarka σ'_y in vertikalnega razpona kotov, v katerega seva posamezen elektron (σ'_R):

$$\Sigma'_y = \sqrt{\sigma'^2_y + \sigma'^2_R},$$

pri čemer upoštevamo, da je kotna porazdelitev sinhrotronske svetlobe, ki jo izseva posamezen elektron, približno Gaussova s standardno deviacijo /5/:

$$\sigma_R[\text{mrad}] = \frac{556}{\gamma} \left(\frac{\epsilon_c}{\epsilon} \right)^{0,425}$$

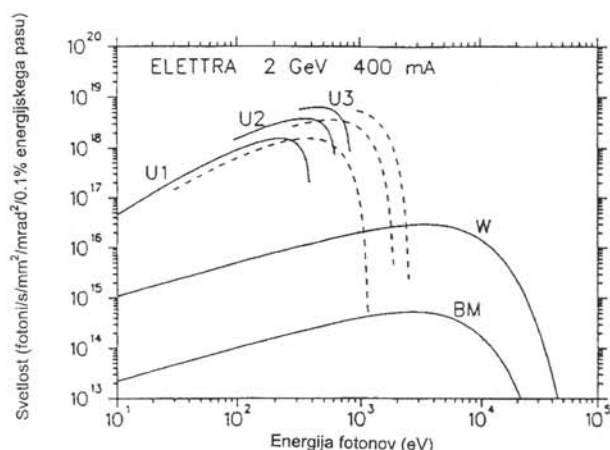
Horizontalna divergenca Σ'_x izsevane svetlobe je bistveno večja od vertikalne zaradi ukrivljene trajektorije elektronov v horizontalni ravnini. V uklonskem magnetu potujejo elektroni po krožnem loku v razponu 15° . Na celotni poti sevajo v smeri tangente na krožnico. Izsevani svetlobni tok na enoto horizontalnega kota je konstanten. Izhodno okno za sinhrotronsko svetlobo iz uklonskega magneta zajame svetlobo v razponu 65 mrad. Svetlobni snop je razdeljen na tri veje, tako da je iz enega uklonskega magneta mogoče napajati tri žarkovne linije. Vsaka veja zajame 7 mrad horizontalne divergence.

Tabela 3. Velikost (Σ_x , Σ_y) in divergence (Σ'_x , Σ'_y) svetlobnega izvira v uklonskem magnetu pri energiji elektronov $1,5$ GeV oziroma $2,0$ GeV. (Ploskovna in kotna porazdelitev fotonov po preseku žarka je približno Gaussova, zato za dimenzije navajamo standardno deviacijo σ , kot pri elektronskem žarku.)

E (GeV)	Σ_x (μm)	Σ_y (μm)	Σ'_x (μrad)	Σ'_y (μrad)
1,5	192	20	7000	171
2,0	203	27	7000	172

Spekter svetlosti sinhrotronske svetlobe iz uklonskega magneta pri ELETTRI je prikazan na sliki 2. Za primerjavo so podane tudi svetlosti posebnih izvirov sinhro-

tronske svetlobe (vigler, undulator) pri istem sinhrotronu.



Slika 2. Spektralna svetlost različnih izvirov pri ELETTRA pri energiji elektronov 2 GeV. BM - uklonski magnet; W - vigler; U - undulator

3 ŽARKOVNA LINIJA

Sinhrotronska svetloba je speljana po žarkovni liniji od izvira do eksperimentalne postaje. Žarkovno linijo lahko razdelimo na šest odsekov: Žarkovni izhod (front end), filter, monokromator, zrcalo in eksperimentalno komoro. Posamezni odseki so med sabo ločeni z elektropnevmatskimi ventili, tako da jih lahko s stališča vakuuma obravnavamo ločeno. Podroben opis posameznih odsekov je podan v nadaljevanju. Shema žarkovne linije je prikazana na slikah 3a-c. Seznam vseh komponent je podan v tabeli 4.

3.1 Žarkovni izhod

Prvi odsek žarkovne linije, ki je v uklonskem magnetu povezan s shranjevalnim obročem in se sklene na zunanji strani zaščitnega zidu pospeševalnika, imenujemo žarkovni izhod. Vanj je vgrajenih več komponent, ki skrbijo za zaščito osebja pred sevanjem ter za zaščito ultravisokega vakuuma v shranjevalnem obroču pred morebitnim vdorom zraka. Glavne funkcije svetlobnega izhoda so:

Tabela 4. Seznam komponent žarkovne linije in njihovih dolžin

št.	KOMPONENTA SVETLOBNEGA IZHODA	L (mm)
F1	Vakuumska cev NW 150	2000
F1a	Vakuumski senzor	
F2	Elektropnevmatski ventil	97,5
F3	Vakuumska cev NW150/nW200	300

F4	Meh CF200 CF200/250	275
F5	Komora svetlobnega zaklopa nW250	500
F5a	NEG	
F5b	Ionska črpalka	
F5c	Vakuumski senzor	
F5d	Pirani vakuummeter	
F5e	Ventil za predčrpavanje	
F6	Razdelilnik žarka NW250/2 NW38	160
	BMFE3	9333
F7	Meh CF45	90
F8	Ventil VAT 48 CF-F DN40	72
F9	Vakuumska cev NW38	150
F10	Hitri vakuum. ventil VAT 77 DN 40	80
F11	Vakuumska cev NW38/NW63	120
F12	Vakuumska cev NW63	800
F13	Meh NW63	120
F14	Absorber žarkov gama NW63	315
F15	Vakuumska komora NW63	315
F15a	Ionska črpalka	
F15b	Vakuumski senzor	
F15c	Pirani vakuummeter	
F15d	Ventil za predčrpavanje	
F16	Ventil VAT 48 CF-F DN63	75
F17	Meh CF63	120
F18	Vakuumska cev NW63/NW100	850
F19	Vakuumska cev NW100	1225
F20	Meh CF100	120
F21	Vakuumska cev NW100	3111
F22	Meh CF100	120
F23	Vakuumska komora	330
F23a	Ionska črpalka	
F23b	Vakuumski senzor	
F23c	Pirani vakuummeter	
F23d	Ventil za predčrpavanje	
F23e	Hitri vakuumski senzor	
F23f	Analizator preostalih plinov	
F24	Ventil VAT 48 CF-F DN 100	85
	CELOTNA DOLŽINA (od izvira)	1143 0,5

št.	KOMPONENTE ŽARKOVNE LINIJE	L(mm)
1	Meh CF 100	125
2	Vodno hlajene nepremične reže	500
2a	Ionska črpalka	
2b	NEG	
2c	Vakuumski senzor	
2d	Pirani Penning vakuummeter	
3	Komora za grafitni filter	500
3a	Ionska črpalka	
3b	NEG	
3c	Ventil za predčrpavanje	
4	Berilijevo okno	85
5	Merilnik položaja žarka	350
6	Meh CF 100	125
7	Elektropnevmatski ventil (viton)	85
8	Vakuumska cev CF 100	1174,5
9	Meh CF 100	125
10	Vodno hlajene nastavljive reže	500
10a	Ionska črpalka	
11	Komora za monokromator	10000
11a	Ionska črpalka	
11b	Vakuumski senzor	
11c	Pirani Penning vakuummeter	
11d	Ventil za predčrpavanje	
12	Merilnik svetlobnega toka	100
13	Meh CF 100	125
14	Elektropnevmatski ventil (viton)	85
15	Vakuumska cev CF 100	1065
16	Meh CF 100	125
17	Komora za zrcalo (z zrcalom)	2000
17a	Ionska črpalka	
17b	Vakuumski senzor	
17c	Pirani Penning vakuummeter	
17d	Ventil za predčrpavanje	
18	Reže	500
19	Meh Cf 100	125
20	Elektropnevmatski ventil (viton)	85
21	Svetlobni zaklop	300
21a	Ionska črpalka	
21b	Vakuumski senzor	

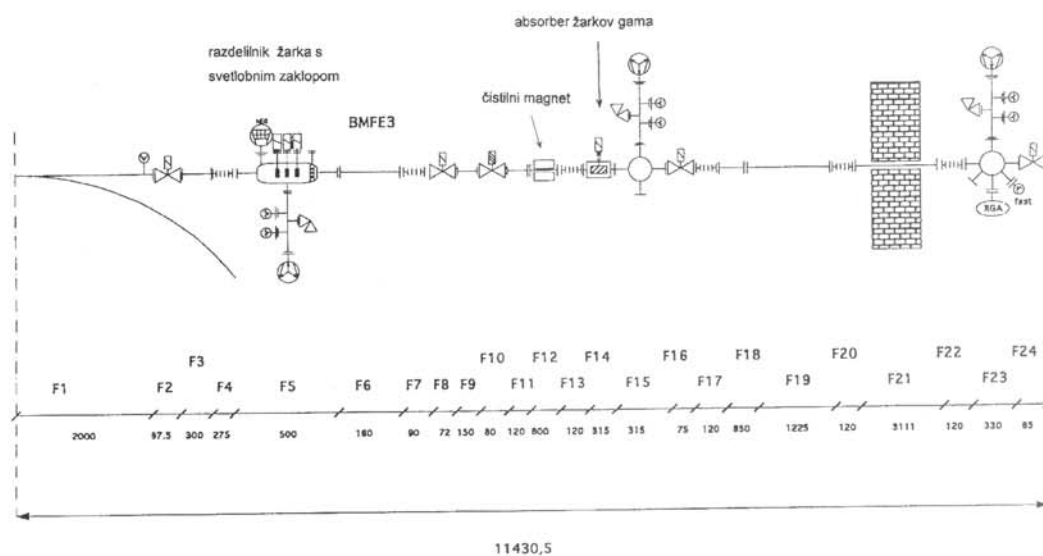
21c	Pirani Penning vakuummeter	
21d	Ventil za predčrpavanje	
22	Meh CF 100	125
23	Vakuumska cev CF 100	11900
24	Reže	500
24a	Ionska črpalka	
24b	Vakuumski senzor	
24c	Pirani Penning vakuummeter	
24d	Ventil za predčrpavanje	
25	Kaptonsko okno	85
26	Meh CF 100	125
27	Elektropnevmatski ventil (viton)	85
28	Meh CF 100	125
29	Vakuumska cev CF 100	3000
30	Merilnik svetlobnega toka	100
31	Elektropnevmatski ventil (viton)	85
32	Eksperimentalna komora	1000
32a	Ionska črpalka	
32b	Vakuumski senzor	
32c	Pirani Penning vakuummeter	
32d	Ventil za predčrpavanje	
33	Merilnik svetlobnega toka	200
	DOLŽINA (od svetlobnega izhoda)	25709,5
	CELOTNA DOLŽINA (izvir-fokus)	37140,0

- oblikovanje žarka,
- absorpcija sinhrotronske svetlobe in zavornega sevanja iz shranjevalnega obroča, ko žarkovna linija ne deluje,
- merjenje in vzdrževanje ultravisokega vakuumu.

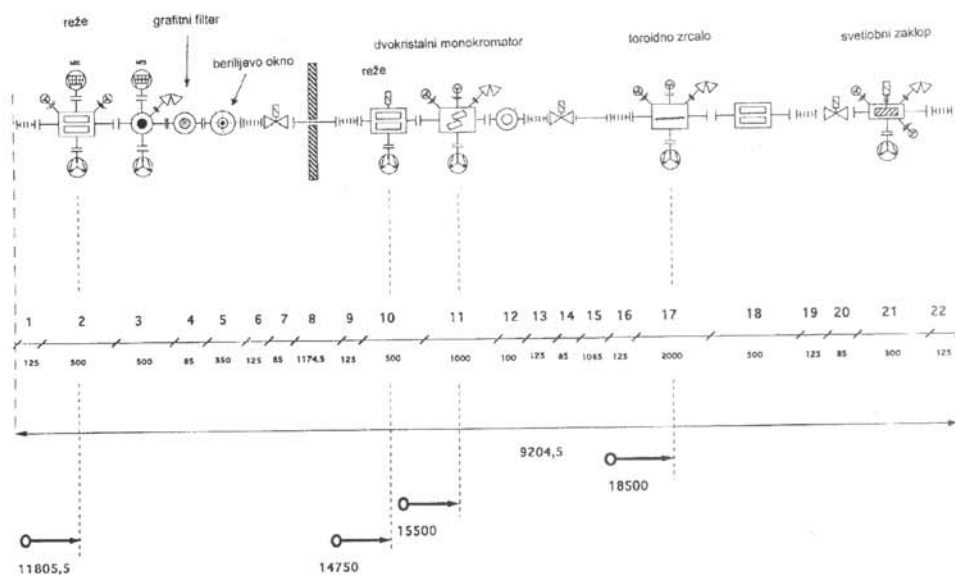
Žarkovni izhodi na uklonskih magnetih ELETRE so standardizirani. Načrti zanje so že izdelani. Postavlja jih sama družba Sincrotrone Trieste, ki je tudi zgradila pospeševalnik. Predlagana žarkovna linija bo uporabljala žarkovni izhod BMFE3, opisan v referenci 10. Nobenih sprememb v konstrukciji ni predvidenih za potrebe linije.

Shematični prikaz žarkovnega izhoda z dolžinami posameznih komponent je prikazan na sliki 3a. Najpomembnejše komponente so opisane v nadaljevanju.

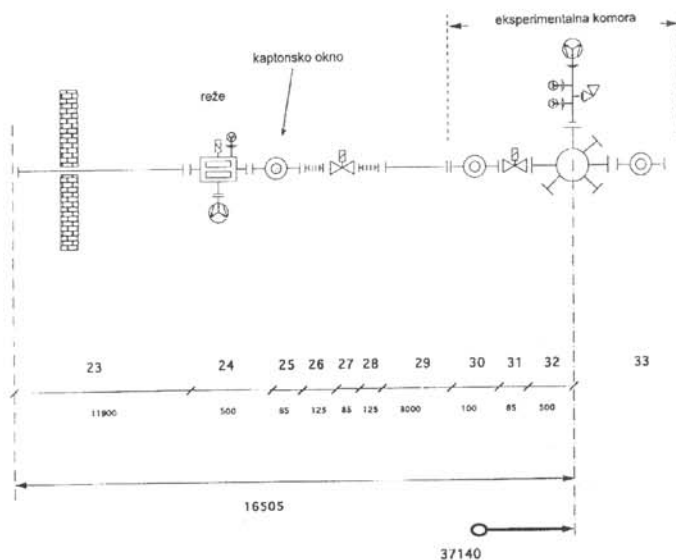
Razdelilnik žarka (F6) razdeli snop sinhrotronske svetlobe v vodoravni ravnini (ravnini pospeševalnika) v tri veje. Od celotnega kotnega razpona v vodoravni



Slika 3a. Shematični načrt svetlobnega izhoda: veja BMFE3



Slika 3b. Shematični načrt osrednjega dela žarkovne linije



Slika 3c. Shematični načrt zadnjega dela žarkovne linije: eksperimentalna postaja

ravnini (65 mrad), ki je na razpolago za zajemanje svetlobe iz uklonskega magneteta, vsaka od treh vej 7 mrad. Na ta način lahko isti izvir oskrbuje hkrati tri žarkovne linije.

Za oblikovanje žarka je uporabljena vodno hlajena bakrena membrana, ki je vgrajena v komoro svetlobnega zaklopa (F5) na razdalji 3052,5 mm od izvira. V membrani so tri krožne izvrtine premera 21 mm, razmaknjene 88,5 mm. Osi obeh stranskih žarkov (prepuščenih skozi stranski odprtini) oklepata kot 29,0 mrad (1,662°) z osjo centralnega žarka. Divergenca žarka v posamezni veji je 7 mrad v horizontalni in 7 mrad v vertikalni ravnini.

Žarkovna linija uporablja tretjo vejo BMFE3. Celotna dolžina veje je 9333 mm. Konec veje je od izvira oddaljen 11430,5 mm. Najpomembnejše komponente so:

Svetlobni zaklop (F5): Vodno hlajeni svetlobni zaklop zapira vhod v posamezno vejo svetlobnega izhoda. Vsaka veja ima svoj zaklop, ki je postavljen pred odprtino membrane. Ko je zaklop zaprt, ščiti ostale komponente (ventile, absorber ..) pred pregrevanjem zaradi velike gostote svetlobnega toka sinhrotronske svetlobe. Zaklop je hlajen tako, da vzdrži gostoto vpadnega svetlobnega toka do 8 W/mm². Vakuumska črpalka NEG (F5 a) poskrbi za izčrpavanje relativno velike količine desorbiranih plinov, ki se pojavijo v komori, ko je zaklop postavljen v žarek.

Elektropnevmatski ventili (F2, F8, F16, F24) ločujejo posamezne dele svetlobnega izhoda. Vsak del je opremljen z ionsko vakuumsko črpalko in merilniki tlaka za vzdrževanje oziroma kontrolo vakuumu ter z ventilom za predčrpavanje.

Hitri ventil (F10) ščiti shranjevalni obroč pred nenadnim vdorom zraka. Proži ga hitri vakuumski senzor (F23 e). Ventil se zapre v prej kot 10 ms. Čeprav tak ventil ne tesni zanesljivo, lahko zaradi velike impedance zadrži pretok plinov, dokler se avtomatično ne zapro elektropnevmatski ventili (v približno 1 s).

Čistilni magnet je trajni magnet, ki iz žarkovne linije odklanja morebitne visokoenergijske elektrone iz obroča.

Absorber žarkov gama (F14) vsebuje masiven blok iz volframa, s katerim je mogoče zasloniti žarkovno linijo. Namenjen je predvsem zaščiti oseba pred žarki gama, ki so posledica zavornega sevanja visokoenergijskih elektronov v obroču.

Vakuumska komora (F23) na koncu svetlobnega izhoda je namenjena kontroli vakuumu.

3.2 Filter

Drugi odsek se začne in konča z elektropnevmatskim ventilom ((F24), (7)) in vsebuje naslednje komponente:

Nepremične reže (2) definirajo maksimalne dimenzije žarka v horizontalni in vertikalni ravnini. Sestavljene so iz štirih vodno hlajenih nepremičnih plošč, ki odrežejo tisti del žarka, ki ga zrcalo ne more fokusirati. Na ta način zaščitimo nadaljnje komponente žarkovne linije pred nepotrebnim dodatnim pregrevanjem. Razmik plošč v horizontalni smeri je 47,2 mm, v vertikalni pa 4

mm. S tem je omejena maksimalna horizontalna divergenca žarka na 4,0 mrad, vertikalna pa na 0,344 mrad.

Grafitni filter (3) dodatno ščiti komponente žarkovne linije pred pregrevanjem zaradi sinhrotronskega sevanja. Z njim izrežemo iz zveznega spektra sinhrotronske svetlobe fotone z energijo, manjšo od 2 keV, ki jih po rentgenski žarkovni liniji ne moremo prenašati. Absorbirana gostota svetlobnega toka v filtru optimalne debeline 5 μm je 0,1 W/mm², zato mora biti filter ustrezno hlajen.

Berilijevo okno (4) ločuje preostali del žarkovne linije od ultraviokega vakuumu v shranjevalnem obroču (10⁻¹⁰ mbar). Za vse nadaljnje komponente zadostuje, da vzdržujejo vakuum reda velikosti 10⁻⁶ mbar, kar bistveno olajša in poceni konstrukcijo optičnih komponent. Predvidena je vgradnja 50 mikrometrskih vodno hlajenih berilijeve folije.

Merilnik položaja žarka (5) kontrolira položaj žarka pred vstopom v monokromator.

3.3 Monokromator

Odsek zapirata vakuumski ventila (7) in (14). Glavni elementi v tem odseku:

Premične reže (10) so sestavljene iz štirih vodno hlajenih plošč. Dve omejujeta vertikalno divergenco žarka. Njunjo medsebojno razdaljo je mogoče nastaviti z natančnostjo 0,01 mm v intervalu od 0 do 5,0 mm (vertikalna divergenca žarka od 0 do 0,344 mrad), preko računalniško vodenega kontrolnega sistema. Preostali dve plošči omejujeta horizontalno divergenco. Razmik je nastavljen preko istega kontrolnega sistema v razponu od 0 do 60,0 mm (horizontalna divergenca od 0 do 4 mrad) z natančnostjo 0,05 mm. Od nastavitve divergence žarka (predvsem vertikalne) je odvisna energijska ločljivost monokromatorja.

Komora za monokromator (11) vsebuje dvokristalni monokromator s konstantnim vertikalnim zamikom žarka. Predvidena je izmenična uporaba treh različnih kristalnih parov Si (111), Si(311) in Si(331) v paralelni postavitvi. Izbiro kristalov pogojujejo zahteve konkretnega eksperimenta po energijskem območju in energijski ločljivosti, zato mora komora omogočati enostaven in hiter dostop do monokromatorja ob zamenjavi kristalov.

Prvi kristal v monokromatorju je potrebno učinkovito hladiti, v nasprotnem primeru se kristal segreva in deformira zaradi velike absorpcije vpadne svetlobe. V komoro je vgrajen pretočni sistem za vodno hlajenje kristala.

Merilnik svetlobnega toka (12) meri intenziteto izhodnega curka iz monokromatorja. Signal je povezan po povratni zanki s piezoelektričnimi translatorji, ki uravnavajo položaj kristalov tako, da je svetlobni tok na izhodu monokromatorja konstanten.

3.4 Zrcalo

Odsek z zrcalom zapirata ventila (14) in (20).

Komora za zrcalo (17) vsebuje z zlatom prevlečeno toroidno zrcalo (1000 mm dolgo in 70 mm široko) ter računalniško precizno vodeno mehaniko za pozicioniranje zrcala.

Reže (18) na izhodu iz komore za zrcalo zmanjšujejo delež nekoherentno sipane svetlobe na zrcalu.

3.5 Svetlobni zaklop

Odsek se začne in konča z elektropnevmatskim ventilom (20) oziroma (27).

Svetlobni zaklop (21) je najpomembnejši element v odseku. Namenjen je zaščititi osebo pred sinhrotron-skim sevanjem. Ko je zaklop zaprt, je možen vstop v eksperimentalno postajo na koncu žarkovne linije, ne da bi zaprli svetlobni zaklop (F5) in absorber žarkov gama (F14) v žarkovnem izhodu.

Svetlobnega zaklopa ni potrebno hladiti, ker zaustavlja monokromatiziran curek svetlobe z relativno majhno gostoto svetlobnega toka.

Reže (24) so namenjene natančni definiciji žarka na mestu vzorca.

Kaptonsko okno (25) ločuje vakuum v žarkovni liniji od vakuumu v eksperimentalni komori. Namen okna je preprečevanje onesnaženja žarkovne linije in optičnih komponent z morebitnimi parami iz vzorcev, ki jih bodo uporabniki vnašali v eksperimentalno komoro. Da bi se izognili nezaželeni absorpciji v oknu, je predvidena uporaba čim tanjše kaptonske folije ($10 \mu\text{m}$). Zaradi radiacijskih poškodb ima kaptonsko okno omejeno trajnost. Morebitno puščanje okna meri vakuumski senzor (24 b). V primeru vdora zraka ali plinov iz eksperimentalne komore sproži detektor puščanja kontrolni sistem in zapre vse elektropnevmatske ventile v žarkovni liniji.

3.6 Eksperimentalna komora

Tri različne eksperimentalne komore so predvidene kot stalna oprema žarkovne linije: za absorpcijsko spektroskopijo (32), za fluorescenčno spektroskopijo in za fotoelektronsko spektroskopijo. Komore bo mogoče uporabljati izmenoma ali v kombinaciji, absorpcijsko hkrati z eno od preostalih dveh. Uporabniki bodo imeli tudi možnost dostopa do monokromatiziranega žarka direktno z lastno eksperimentalno opremo.

Na koncu žarkovne linije, pred eksperimentalno komoro, je predviden dodaten prostor (vakuumska cev (29)), ki bo omogočil uporabnikom večjo fleksibilnost pri konstrukciji lastnih eksperimentalnih komor za specifične potrebe posameznih eksperimentov.

4 DVOKRISTALNI MONOKROMATOR

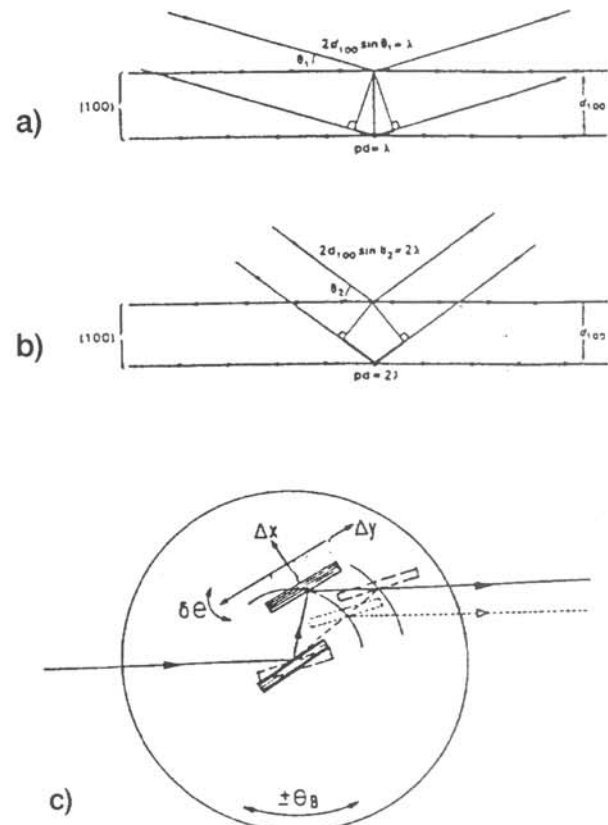
4.1 Energijska ločljivost

Oglejmo si najprej značilnosti enokristalnega monokromatorja za rentgensko svetlobo. Če na kristal vpadne paralelen snop bele rentgenske svetlobe, dobimo v sipanem curku samo svetlobo z valovno dolžino λ , za katero je izpolnjen Braggov pogoj /11/:

$$n\lambda = 2d \sin(\theta) \quad (4.1)$$

Pri tem je d razmik kristalnih ravnin in θ Braggov kot (slika 4a). V izbrano smer se siplje tudi svetloba z valovno dolžino, ki je večkratnik osnovne ($n\lambda$) (slika

4b), vendar intenziteta sipane svetlobe z naraščajočimi redi izrazito pada. Pri nekaterih kristalnih mrežah so posamezni višji redi prepovedani. Tak primer je diamantna struktura, ki je značilna za čiste silicijeve in germanijeve kristale. Pri sipanju na kristalni ravnini (111) so prepovedani vsi sodni redi, kar je za monokromator zelo ugodno, saj se zmanjša nezaželen delež višjih redov v sipanem curku.



Slika 4. a) Braggov odboj v prvem redu je izpolnjen, ko je razlika poti (pd) žarkov, sipanih na sosednjih ravninah, enaka valovni dolžini λ . **b)** Braggov odboj v drugem redu: razlika poti je 2λ . **c)** Shema dvokristalnega monokromatorja. Konstantno višino izhodnega curka dosežemo s sinhronizirano translacijo (ΔX , ΔY) drugega kristala ob rotaciji θ_B obeh kristalov.

Energijsko ločljivost enokristalnega monokromatorja določajo trije prispevki /12/:

$$\frac{\Delta E}{E} = \sqrt{\left(\frac{\Delta E}{E}\right)_{\text{intr.}}^2 + \left(\frac{\Delta E}{E}\right)_{\text{hor.}}^2 + \left(\frac{\Delta E}{E}\right)_{\text{ver.}}^2} \quad (4.2)$$

- $(\Delta E/E)_{\text{intr.}}$ je lastna ločljivost kristala, ki jo dobimo, ko je vpadni snop svetlobe popolnoma paralelen,
- $(\Delta E/E)_{\text{ver.}}$ je energijska razmazanost sipanega curka, ki je posledica divergence vpadnega curka v ravnini sipanja,

- $(\Delta E/E)_{\text{hor}}$ je energijska razmazanost sipanega curka, zaradi divergence vpadnega curka v ravnini, pravokotni na sipalno ravnino.

Upoštevajmo zvezo med valovno dolžino svetlobe in energijo fotonov:

$$\lambda = hc/E, \quad (4.3)$$

kjer je h Planckova konstanta, c pa hitrost svetlobe, in prepišimo Braggovo enačbo (4.1) v energijsko obliko:

$$E = n \frac{hc}{2d \sin(\theta)} \quad (4.4)$$

Z odvajanjem Braggove enačbe lahko izrazimo vsako od komponent v (4.2) z Braggovim kotom θ :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta \theta}{\tan(\theta)}. \quad (4.5)$$

Za horizontalno in vertikalno komponento lahko $\Delta \theta$ izrazimo z vertikalno in horizontalno divergenco vpadnega curka sinhrotronske svetlobe (Σ'_x , Σ'_y). Običajno postavimo rotacijsko os monokromatorskega kristala v horizontalno ravnino, torej v ravnino, v kateri krožijo elektroni v pospeševalniku, tako da se svetloba Braggovo siplje v navpični smeri. Tedaj velja, da je $\Delta \theta$ za vertikalno komponento kar enak vertikalni divergenci vpadnega curka:

$$\Delta \theta_{\text{ver.}} = \Sigma'_y \quad (4.6)$$

Za horizontalno komponento je ta zveza nekoliko bolj zapletena:

$$\Delta \theta_{\text{hor.}} = \Sigma'_x \cdot \frac{\tan(\theta)}{8} \quad (4.7)$$

Pove pa nam, za koliko se spremeni Braggov kot, če spremenimo smer vpadnega curka za $\pm \Sigma'_x$ v horizontalni ravnini.

Pri lastni energijski ločljivosti kristala je $\Delta \theta$ enak Darwinovi širini ω_D /11/ Braggovega odboja na izbrani kristalni ravnini.

Energijsko ločljivost enokristalnega monokromatorja tedaj lahko zapišemo:

$$\frac{\Delta E}{E} = \sqrt{\omega_D^2 \cot^2(\theta) + \Sigma_y'^2 \cot^2(\theta) + (\Sigma_x'^2/8)^2} \quad (4.8)$$

Kot vidimo, je mogoče doseči maksimalno ločljivost le pri velikih Braggovih kotih θ , to je pri nizkih energijah fotonov. Ločljivost na celotnem energijskem območju

lahko sicer izboljšamo, tako da postavimo pred monokromator reže, ki zmanjšajo divergenco vpadnega curka. Vendar pa to plačamo z zmanjšanjem svetlobnega toka.

Pri dvokristalnem monokromatorju s kristaloma v paralelni postavitvi je energijska ločljivost enaka kot pri enokristalnem. Prednost takega dvokristalnega monokromatorja je v tem, da je izhodni curek paralelen z vpadnim (slika 4c).

4.2 Monokromatorski kristali

Za monokromatorski kristal so bistvene naslednje lastnosti:

- primerna mrežna razdalja, ki omogoča izbiro energij na celotnem energijskem intervalu, ki nas zanima,
- visoka energijska ločljivost,
- visoka odbojnost,
- visoka odpornost na radiacijske poškodbe,
- visoka toplotna prevodnost in visoko tališče,
- nizek temperaturni koeficient raztezka,
- monokristali morajo biti dovolj veliki.

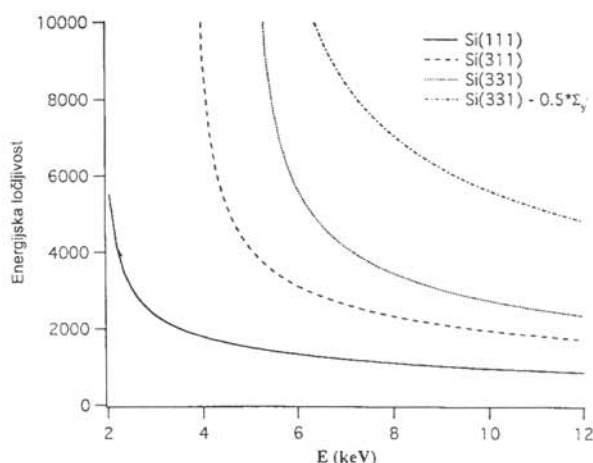
Najboljše karakteristike nudijo idealni silicijevi kristali /13,14/. Material ima visoko odpornost pri toplotnih in radiacijskih obremenitvah, pa tudi dovolj velike idealne monokristale je mogoče vzgajati. Bistvene optične karakteristike silicijevega kristala za Braggovo sipanje rentgenske svetlobe na glavnih kristalnih ravninah so podane v tabeli 5.

Tabela 5. Razmik $2d$, Darwinova širina Braggovega odboja ω_D , lastna energijska ločljivost $(\Delta E/E)_{\text{intr}}$ in odbojnost I nekaterih kristalnih ravnin pri Braggovem sipanju rentgenske svetlobe z valovno dolžino $\lambda=0,154$ nm ($E=8051$ eV) na idealnih silicijevih kristalih /15,16/. Naveden je tudi delež višjih harmonskih komponent z valovno dolžino $n\lambda$ ($n=2,3,4$) v Braggovo sipanem curku na posameznih ravninah.

Si (hkl)	$2d$ (nm)	ω_D (μrad)	$(\Delta E/E)_{\text{intr}}$ ($\times 10^{-4}$)	I ($\times 10^{-6}$)	I_2/I_1 (%)	I_3/I_1 (%)	I_4/I_1 (%)
111	0,6271	36	1,41	39,9	0	6,7	3,8
220	0,3840	26	0,60	29,7	16,3	4,1	1,2
311	0,3275	16	0,29	16,5	0	3,1	1,3
400	0,2715	18	0,53	19,3	11,9	2,2	
331	0,2492	11	0,14	11,8	0	1,8	0,7
422	0,2217	14	0,15	15,5	9,1	1,4	

Pri eksperimentih potrebujemo energijsko ločljivost $\Delta E/E \leq 3 \cdot 10^{-4}$ na celotnem energijskem območju od 2 keV do 12 keV, zato smo prisiljeni omejiti vertikalno divergenco žarka. Pri tem seveda izgublamo svetlobni tok. Kot bomo videli v naslednjem razdelku, smo zaradi zrcala prisiljeni omejiti vertikalno divergenco na interval, širok $2 \Sigma'_y$, to je 0,344 mrad. To pomeni, da približno

36% vpadnega svetlobnega toka zrcalo ne more zajeti. Da ne bi zavrgli še več svetlobnega toka zaradi energijske ločljivosti, bomo pri eksperimentih izmenoma uporabljali tri pare silicijevih kristalov v različnih rezih: Si(111), Si(311) ali Si(331). Na sliki 5 je prikazana energijska ločljivost ($E/\Delta E$), ki jo lahko dosežemo na posamezni kristalni ravnini pri vertikalni divergenci 0,344 mrad. Za ilustracijo je prikazano povečanje energijske ločljivosti na kristalni ravnini Si(331), če razpon verikalne divergencije razpolovimo (pri tem seveda zmanjšamo prepuščen svetlobni tok skoraj za faktor dva).



Slika 5. Energijska ločljivost monokromatorja ($E/\Delta E$) pri horizontalni divergenci žarka 4 mrad in vertikalni divergenci 0,344 mrad s: Si(111) kristaloma (polna črta), Si(311) kristaloma (črtkana črta), Si(331) kristaloma (pikčasta črta) in ponovno s Si(331) kristaloma pri polovični vertikalni divergenci (črta-pika-črta)

Zaradi velike mrežne konstante d je kristalna ravnina (111) edina uporabna pri energijah fotonov med 2 keV in 4,5 keV. Kot lahko razberemo iz tabele 6, je ta ravnina tudi "najsvetlejša", vendar pa energijska ločljivost izrazito pade pri višjih energijah, zato jo nadomestimo z eno od "manj svetlih" ravnin (311) ali (331). Pri teh kristalnih ravninah je drugi red Braggovega odboja prepovedan, torej je delež višjih harmoničnih komponent v sipanem curku bistveno zmanjšan. Kristalnih ravnin s sodimi indeksi se po možnosti izogibamo, ker pri njih te ugodnosti ni.

4.3 Vodenje monokromatorja

Energijo fotonov v izhodnem curku izberemo s paralelno rotacijo obeh kristalov. Ko oba kristala sučemo okoli osi, ki leži v ravnini prvega kristala, se pri večjih vpadnih kotih θ večja tudi višina izhodnega curka. Pri eksperimentih je zelo pomembno, da se žarek ne premika po vzorcu. Konstantno višino žarka na izhodu iz monokromatorja dosežemo tako, da ob rotaciji poskrbimo za sinhronizirano translacijo, drugega kristala /17,18,19/ (slika 4c). Oba premika, tako rotacijo kot translacijo, vodimo računalniško preko koračnih motorjev.

Svetlobo, ki se na kristalih Braggovo siplje v višjih redih in se pojavi v izhodnem curku iz monokromatorja kot nezaželena primes, odstranimo z rahlim premikom drugega kristala za nekaj kotnih sekund iz paralelne lege. Pri tem sicer izgubimo 30 do 40 % sipane svetlobe v prvem redu, delež višjih redov pa lahko na ta način zmanjšamo pod $10^{-3}/20$.

Paralelnost drugega kristala nastavljamo s piezoelektričnimi translatorji. Z njihovo pomočjo vzdržujemo tudi konstanten svetlobni tok iz monokromatorja /18/. Ta postopek izvajamo dinamično: piezoelektrične translatorje povežemo preko povratne zanke z detektorjem, ki meri intenziteto svetlobnega toka na izhodu iz monokromatorja. Svetlobni tok je maksimalen, če sta kristala paralelna. Ko drugi kristal rahlo izmaknemo iz paralelne lege, intenziteta sipanega curka pade sorazmerno z odmikom. Povratna zanka uravnava odmik drugega kristala iz ravnovesne lege tako, da kompenzira spremembe v intenziteti vpadnega curka.

5. ZRCALO

Eksperimentalna komora je postavljena približno 37 m stran od izvira. Dimenzije nefokusiranega žarka na tej razdalji bi bile približno 260 mm vodoravno (pri 7 mrad vodoravne divergencije) in 13 mm vertikalno (pri vertikalni divergenci $2 \Sigma'_y = 0,344$ mrad). Velikosti vzorcev so reda velikosti 1 mm², zato je potrebno žarek fokusirati v vodoravni in vertikalni ravnini.

Fokusacijo lahko dosežemo s toroidnim zrcalom. Pri zrcaljenju rentgenskih žarkov izkoriščamo totalni odboj rentgenske svetlobe na gladki površini zrcala. Težava je v tem, da so vpadni koti, pri katerih pride do totalnega odboja, zelo majhni, značilno le nekaj miliradianov. Natančen račun pa pokaže, da mora biti vpadni kot θ manjši od kritičnega kota θ_c , ki ga podaja naslednji izraz /16,21/:

$$\theta_c = 2.324 \cdot 10^{-3} \sqrt{\frac{Z}{A} \rho(g/cm^3) \cdot \lambda(nm)}$$

kjer so Z , A in ρ atomsko vrstno število, atomska masa in gostota materiala na površini zrcala, λ pa valovna dolžina vpadne svetlobe. Pri zrcalnih, ki imajo površino prevlečeno s težjimi elementi (zlato, platina), so kritični koti večji kot pri lahkih elementih (Si, Al). Kot vidimo, je kritični kot manjši pri krajših valovnih dolžinah, torej pri fotonih z večjo energijo.

Vpadni kot neposredno omejuje akceptanco zrcala. Če bi na primer hoteli fokusirati celoten žarek z vertikalno divergenco $4 \Sigma'_y \sim 0,7$ mrad pri vpadnem kotu 6 mrad z zrcalom na razdalji 18 m od izvira, bi potrebovali približno 2 m dolgo zrcalo. Izdelava toroidnih zrcal, daljših od 1 m, je tehnološko izredno zahtevna, s tem pa tudi cena takih zrcal drastično naraste. Z zrcalom, dolgim 1 m, lahko v najboljšem primeru izkoristimo le približno pol razpoložljive vertikalne divergencije, to je $2 \Sigma'_y = 0,344$ mrad.

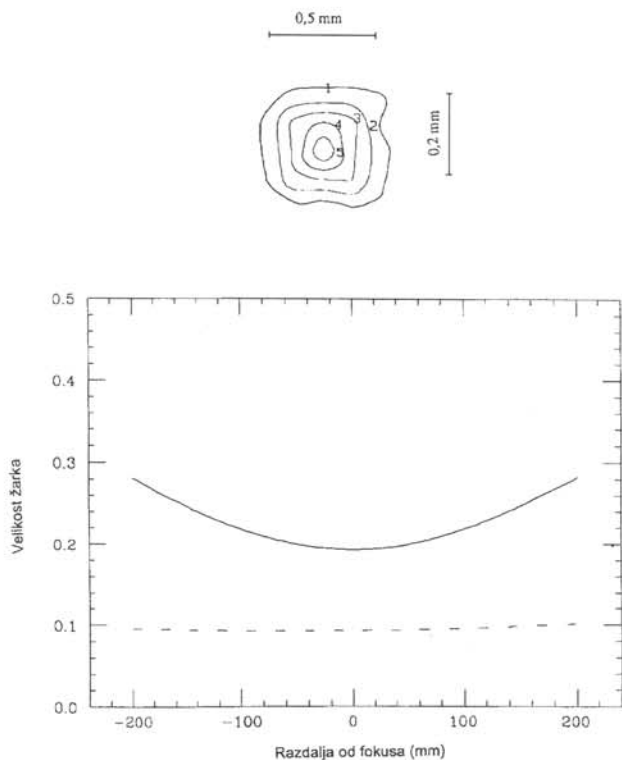
Pri izbiri materiala za prevleko zrcala je kritični kot, ki ga lahko dosežemo, zagotovo eden od odločilnih parametrov. Drugi podatek, ki ga moramo upoštevati, pa je odbojnost. Ta se z energijo vpadnih fotonov spreminja. Za večino materialov je odbojnost pri kotih, manjših od kritičnega, med 80 in 90 %, izrazito pa pade pri energiji

jah fotonov, ki se ujemajo z rentgenskimi absorpcijskimi robovi atomov v prevleki. V bližini absorpcijskih robov se absorpcija v prevleki izrazito poveča in odbojnost pade tudi za faktor dva ali več.

Z upoštevanjem vseh navedenih omejitev pri konstrukciji zrcala in ob dejstvu, da svetlost sinhrotronskega izvira izrazito pada pri energijah nad 10 keV, je optimalna izbira za zrcalo naslednja:

- Površina zrcala prevlečena z zlatom. Na ta način dosežemo največje možne vpadne kote in s tem maksimalno akceptanco zrcala.
- Vpadni kot svetlobnega snopa na zrcalo: 6 mrad.
- Maksimalna energija fotonov, ki jih zrcalo še odbija pri izbranem vpadnem kotu, je 12 keV. Pri višjih energijah odbojnost zrcala izrazito pade zaradi absorpcijskih robov L zlata (rob Au L₃ je pri energiji 11919 eV).
- Dolžina zrcala: 1000 mm, širina 70 mm. Pri teh dimenzijah lahko zrcalo zajame $2\sigma_y$ (0,344 mrad) vertikalne in 4 mrad horizontalne divergence žarka.
- Izbrana je preslikava 1:1, pri kateri so optične aberacije minimalne.

Zrcalo je od izvira oddaljeno 18500 mm. Numerične analize, narejene s programom SHADOW za modeliranje optičnih sistemov, so pokazale, da z izbrano optiko lahko dosežemo zahtevane dimenzije žarka na vzorcu pod 1 mm². Ocenjene dimenzije žarka v okolici fokusa 37140 mm od izvira so prikazane na sliki 6. Ocenjeni presek žarka v gorišču je 0,8 mm x 0,5 mm. Zrcalo lahko fokusira 43% razpoložljivih fotonov iz monokromatorja.



Slika 6. Ocenjene dimenzije žarka v bližini fokusa 37140 mm od izvira. Zgoraj: prerez žarka v fokusu, spodaj: (črtkana črta) - vertikalna velikost žarka (Σ_y); (polna črta) - horizontalna velikost žarka (Σ_x)

Zrcala ni potrebno hladiti, ker je postavljeno za monokromator. Na površino zrcala vпада enobarvna svetloba relativno majhne intenzitete, ki se v zrcalu minimalno absorbira.

6 SVETLOBNI TOK IN TOPLOTNE OBREMITVE

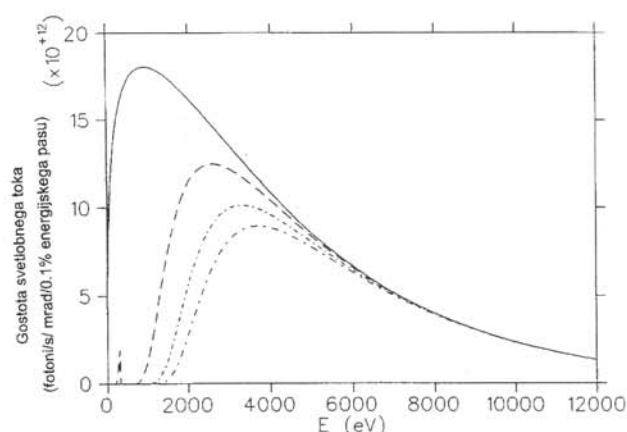
Uklonski magnet je zelo svetel izvir UV- in rentgenske svetlobe v primerjavi s klasičnimi izviri, saj je celotna izsevana moč 103 kW (tabela 2). Gostota svetlobnega toka, ki vstopa v žarkovno linijo dosega 16,4 W na enoto horizontalnega kota pri vertikalni divergenci 0,344 mrad, kar predstavlja zelo velike toplotne obremenitve za optične komponente. Najbolj sta obremenjeni prvi dve: berilijevo okno in prvi kristal monokromatorja. Obe komponenti moramo učinkovito hladiti.

Kristalni monokromator lahko prepušča samo fotone nad 2 keV. Nižjeenergjskega dela spektra sinhrotronske svetlobe iz izvira torej ne moremo uporabljati, zato je ugodno, da ga z visokopasovnim filtrom odstranimo. Na ta način zmanjšamo toplotne obremenitve v optičnih komponentah linije skoraj za tretjino. (Polovico izsevane moči iz izvira odnesejo fotoni z energijo pod 3,2 keV.) Kot filter uporabimo 5 μ m debelo grafitno folijo /22/. Absorpcijski koeficient grafita v energijskem področju okoli 2 keV je podan v tabeli 6. Spekter prepuščenega svetlobnega toka skozi grafitni filter je predstavljen na sliki 7. Celotna absorbirana moč v filtru je 19,2 W (0,09 W/mm²) (tabela 7).

Berilijevo okno, ki je namenjeno za vakuumsko izolacijo linije, mora biti po eni strani čim tanjše, saj absorpcija rentgenske svetlobe v beriliju pri energijah pod 3 keV ni zanemarljiva (tabela 6). Po drugi strani berilijevo okno ne sme biti pretanko, saj bi lahko počilo zaradi termičnih napetosti ob absorpciji svetlobe v beriliju /23,24/. Predvideno je 50 mikrometrsko vodno hlajeno berilijevo okno. Tako okno lahko učinkovito hladimo, hkrati pa izgube intenzitete zaradi absorpcije v beriliju niso previsoke (slika 7). Celotna absorbirana moč je v oknu 7,2 W (0,03 W/mm²), pri čemer je že upoštevana zaščita s 5-mikronskim grafitnim filtrom (tabela 7).

Tabela 6. Absorpcijski koeficient berilija ($\rho = 1,845$ g/cm³), grafita ($\rho = 2,26$ g/cm³) in kaptona ($\rho = 1,42$ g/cm³) v energijskem področju okoli 2 keV

ϵ (keV)	μ_C (mm ⁻¹)	μ_{Be} (mm ⁻¹)	μ_{Kapton} (mm ⁻¹)
1,740	102,83	21,03	80,97
2,042	64,18	12,90	51,10
2,293	45,65	9,00	36,52
1,662	30,51	5,94	24,63
2,984	20,77	3,97	16,85
3,691	10,89	2,03	8,91
4,511	5,88	1,07	4,84



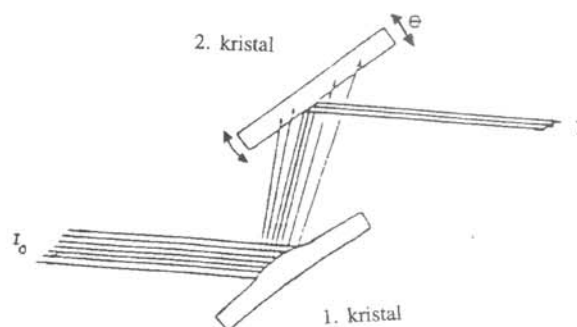
Slika 7. Spekter vpadnega in prepuščenega svetlobnega toka na grafitnem filtru in berilijevem oknu pri energije elektronov v obroču 2,0 GeV in pri toku 400 mA. Gostota svetlobnega toka: (polna črta) - iz uklonskega magnet; (črtkana črta) - prepuščena skozi 5 μm C-filtr; (črta-pika-črta, kratki znaki) - prepuščeno skozi 5 μm C-filtr in 50 μm berilijevo okno; (črta-pika-črta, dolgi znaki) - prepuščeno skozi 5 μm C-filtr in 100 μm berilijevo okno.

Visokim toplotnim obremenitvam (do 0,1W/mm²) je izpostavljen tudi prvi kristal v monokromatorju. Termične deformacije bistveno poslabšajo optične lastnosti kristala /25/. Zaradi velikega temperaturnega gradienta v kristalu se površina kristala izboči, poleg tega se pri povišani temperaturi spremeni mrežna konstanta kristala. Oboje privede do zmanjšanja intenzitete prepuščene svetlobe iz monokromatorja, saj večina svetlobe, ki se Braggovo siplje na prvem, deformiranem kristalu, ne izpolnjuje Braggovega pogoja za sipanje na drugem, termično neobremenjenem kristalu (slika 8). Zaradi deformacij prvega kristala se poslabša tudi energijska ločljivost monokromatorja.

Učinke pregrevanja lahko učinkovito zmanjšamo z vodnim hlajenjem prvega kristala. Kristal bo tesno pripet na debel bakren podstavek, v katerem so tik pod površino speljani kanali, po katerih kroži mrzla voda.

Tabela 7. Absorbirana in prepuščena gostota svetlobnega toka na enoto horizontalnega kota pri vertikalni divergenci 0,344 mrad za različne debeline grafitnega filtra in berilijevega okna. Osvetljena površina na grafitnem filtru je 49,2 x 4,2 mm², na berilijevem oknu pa 50,4 x 4,3 mm².

C-filtr			Be(50 μm)		Be(50 μm)	
d (μm)	P _{abs.} (W/ mrad)	P _{pre.} (W/ mrad)	P _{abs.} (W/ mrad)	P _{pre.} (W/ mrad)	P _{abs.} (W/ mrad)	P _{pre.} (W/ mrad)
0	0	16,4	5,9	10,5	7,1	9,3
2	3,4	13,0	2,8	10,2	3,9	9,1
5	4,8	11,6	1,8	9,8	2,8	8,8
10	5,9	10,5	1,3	9,2	2,0	8,5



Slika 8. Termične deformacije prvega kristala privedejo do zmanjšane intenzitete prepuščene svetlobe iz monokromatorja.

7 VAKUUM

S stališča vakuum je žarkovna linija razdeljena na dva dela. Žarkovni izhod (front end) bo direktno priključen na ultravisoki vakuum (10⁻¹⁰ mbar) v shranjevalnem obroču. Vakuumsko tesno berilijevo okno ločuje preostali del žarkovne linije od ultravisokega vakuum, tako da bodo lahko preostali deli linije v vakuumu reda velikosti 10⁻⁶ mbar, kar bistveno olajša in poceni konstrukcijo optičnih komponent.

Eksperimentalna komora bo od žarkovne linije ločena z 10 μm debelo vakuumsko tesno kaptonsko folijo. Na ta način bomo preprečili morebitno onesnaženje žarkovne linije s parami ali plini iz vzorcev, ki jih bomo vnašali v eksperimentalno komoro. Folija mora biti čim tanjša, da zmanjšamo izgube zaradi absorpcije v kaptonu (tabela 6). Elektropnevmatski ventil (27), ki je postavljen med kaptonsko okno in eksperimentalno komoro, skrbi, da okno ni nikoli direktno izpostavljeno zunanemu zračnemu tlaku, saj ne bi vzdržalo tako velike tlačne razlike. Ob menjavi vzorcev, ko v komoro spustimo zrak, je ventil zaprt. Odpremo ga lahko šele, ko komoro popolnoma izčrpamo. Zaradi radiacijskih poškodb ima kaptonsko okno omejeno trajnost. Morebitno puščanje okna meri vakuumski senzor (24 b). V primeru vdora zraka ali plinov iz eksperimentalne komore, detektor puščanja sproži kontrolni sistem in zapre vse elektropnevmatske ventile v žarkovni liniji.

Za varno delovanje vakuumskega sistema v celotni žarkovni liniji skrbi računalniško vodeni kontrolni sistem, ki stalno kontrolira tlak v vsakem odseku linije. Če tlak v katerem od odsekov naraste preko vnaprej določene meje, sistem avtomatično zapre elektropnevmatske ventile, ki ločujejo posamezne odseke, ali pa prepreči njihovo odpiranje.

Posebej bo poskrbljeno za zaščito shranjevalnega oboča pred nenadnim vdorom zraka v primeru poškodbe vakuumskega sistema v žarkovni liniji ali v eksperimentalni komori. Ob nenadnem povišanju tlaka v liniji lahko udarni val razbije berilijevo okno, zato je v žarkovni izhod vgrajen hitri varnostni ventil (F10), ki se lahko zapre v manj kot 10 ms. Varnostni ventil prožita dva hitra vakuumska senzorja. Prvi (F23e) je vgrajen neposredno pred berilijevim oknom, drugi (24e) pa pred kaptonskim oknom na koncu linije.

8 ZAŠČITA PRED SEVANJEM

Žarkovna linija bo vsebovala elemente za zaščito uporabnikov pred tremi vrstami ioniziranega sevanja. Poskrbljeno bo za zaščito pred visokoenergijskimi elektroni in pred zavornim sevanjem iz shranjevalnega obroča ter pred sinhrotronskim sevanjem iz uklonskega magneta.

Permanentni magnet, vgrajen v žarkovni izhod, odkloni vse visokoenergijske elektrone, ki po naključju zaidejo v žarkovno linijo iz shranjevalnega obroča.

V shranjevalnem obroču pride do izsevanja visokoenergijskih žarkov gama, ki so posledica zavornega sevanja elektronov na posameznih molekulah preostalega plina v vakuumski cevi shranjevalnega obroča. Kljub temu, da je v obroču ultravisok vakuum, je količina tega sevanja nezanemarljiva.

Žarki gama se izsevajo v ozek stožec v smeri gibanja elektronov in so omejeni v kotnem razponu $1/\gamma$ (~ 3 mrad). To pomeni, da je sevanje gama, ki se tvori na področju uklonskega magneta kolinearno z izsevano sinhrotronsko svetlobo in skupaj z njo potuje vzdolž žarkovne linije. Ko je žarkovna linija zaprta, poskrbi za zaščito pred nevarnim sevanjem absorber žarkov gama (F14) v svetlobnem izhodu, ki vsebuje masiven blok iz volframa, s katerim zaslonimo linijo. Ko pa je linija odprta, se sevanje gama zaustavi v svinčeni zaščiti za monokromatorjem in za zrcalom. Sinhrotronski žarek se v monokromatorju premakne v vertikalni smeri za 3 cm, na zrcalu pa se še dodatno odkloni za 12 mrad v vertikalni smeri, tako da se od zrcala naprej propagira v smeri sinhrotronskega žarka le še zanemarljivo majhen delež žarkov gama iz obroča. Na koncu linije bo postavljen detektor sevanja gama, ki bo stalno nadziral nivo sevanja gama. Ob morebitni prekoračitvi dovoljene meje sevanja se bo avtomatično zaprl absorber žarkov gama v svetlobnem izhodu.

Sinhrotronsko sevanje, ki ga transportiramo po žarkovni liniji, je zdravju škodljivo in lahko celo smrtno nevarno za uporabnike. Zato je predvidenih več varnostnih ukrepov, ki preprečujejo kakršnokoli možnost, da bi bili uporabniki ali drugo osebje izpostavljeni temu sevanju med eksperimenti.

V žarkovno linijo sta vgrajena dva svetlobna zaklopa, s katerima lahko popolnoma zaustavimo sinhrotronsko sevanje iz izvira. Prvi (F5) je vgrajen v žarkovni izhod. Ko je ta zaprt (skupaj z absorberjem žarkov gama - F14) je možen varen dostop do vseh odsekov linije zunaj zaščitnega zidu pospeševalnika. Drugi (21), ki stoji za zrcalom, bo omogočal varen dostop do eksperimentalne komore, ne da bi zaprli prvi zaklop v žarkovnem izhodu. Na ta način ne zmotimo temperaturnega ravnovesja na optičnih komponentah ob menjavi vzorcev, ker ostanejo optične komponente (monokromatorski kristali, zrcalo) ves čas osvetljene s sinhrotronskim žarkom.

Celotna linija, vključno z eksperimentalno postajo, je zaprta v svinčeno uto z 1 mm debelimi svinčeni stenami. Uta je razdeljena na tri sobe. Prva se razteza od zaščitnega zidu shranjevalnega obroča do konca odseka s filtrom. Druga zajema naslednje tri odseke žarkovne linije: monokromator, zrcalo in svetlobni zaklop. Tretja obdaja prostor za eksperimente z eksperimentalno komoro.

Dostop do posameznih sob zaščitne ute nadzoruje računalniško vodeni kontrolni sistem. Vstopanje v prvi dve sobi je možno, samo če sta zaprta svetlobni zaklop in absorber žarkov gama v žarkovnem izhodu. Za vstop v eksperimentalno komoro zadostuje, da je zaprt drugi svetlobni zaklop. Če poskušamo odpreti vrata v katero od sob zaščitne ute, ko so svetlobni zaklopi odprti, se le-ti avtomatično zaprejo. Hkrati se avtomatično zaustavi tudi elektronski žarek v shranjevalnem obroču.

Predpisan je tudi poseben postopek za odpiranje svetlobnih zaklopov. Odpirajo jih lahko samo poblašcene osebe na žarkovni liniji. Pred vsakim odpiranjem je potrebno preveriti, ali so vse osebe zapustile posamezne prostore zaščitne ute.

9 LITERATURA

- /1/ Informacije o sinhrotronu ELETTRA in njegovih žarkovnih linijah so dostopne na internetu: www.elettra.trieste.it
- /2/ D. Abramič et al., A Multipurpose X-ray Beamline at ELETTRA: Scientific Case, Delovno poročilo Instituta "Jožef Stefan", IJS DP-7083
- /3/ I. Arčon, S. Bernstorff, Multipurpose X-Ray Beamline at ELETTRA, Conceptual Design, T/S-R-94/40, Trieste, Sincrotrone (1994)
- /4/ I. Arčon, Delovno poročilo Instituta "Jožef Stefan", IJS DP-7390 (1996)
- /5/ Handbook on Synchrotron Radiation Vol. 1a, edited by E. Koch, North Holland Publishing Company (1983)
- /6/ H. Winnick, Sci. Am., Nov (1987) 72
- /7/ R. P. Walker, Radiation sources - Conceptual design for Elettra, Sincrotrone Trieste, 1989
- /8/ G. Brown, K. Halbach, J. Harris: Phys. Today, May (1981) 50
- /9/ M. Pleško, Electron Beam Sizes and Divergences in the Bending Magnet at ELETTRA, IJS DP-6833 (1993)
- /10/ L. Olivi et al., Specifications of bending magnet front ends, Internal report, Sincrotrone Trieste, Scientific division, April 1992
- /11/ R.W. James, The Optical Principles of X-ray Diffraction, Oxford Press, Woodbridge, Connecticut (1948), ISBN 0-918024-23-4
- /12/ S. Bernstorff, M. Colapietro, A. Savoia, Beamline for Diffraction: Conceptual Design and Technical Specifications, Sincrotrone Trieste, Internal report ST/S-R-90/3 (1990)
- /13/ S. Bernstorff, Heat Load and Monochromator Crystals: what can be done?, Sincrotrone Trieste, Internal Report ST/S-TN-92/10 (1992)
- /14/ A. K. Freund, X-ray Optics, ESRF internal report (July 1987)
- /15/ R. Caciuffo, S. Melone, F. Rustichelli, A. Boeuf, Monochromators for X-ray Synchrotron Radiation, Phys. Rep. 152 (1987)1
- /16/ T. Matsushita, H. Hashizume, X-ray Monochromators, Handbook on Synchrotron Radiation Vol. 1a, edited by E. Koch, North Holland Publishing Company (1983)
- /17/ D.M. Mills, M.T. King, Nuc. Inst. and Meth. 208 (1983) 341-347
- /18/ A. Krolzig, G. Materlik, M. Swars, J. Zegenhagen, Nuc. Inst. and Meth. 219 (1984) 430-434
- /19/ J. K. Kirkland, Nuc. Inst. and Meth. A291 (1990) 185
- /20/ M. Hart, A.R.D. Rodrigues, J. Appl. Cryst. 11 (1978) 248-253
- /21/ M. Kirsch, Focusing crystal optics, ESRF internal report (December 1988)
- /22/ S. Bernstorff, E. Busseto, A. Lausi Mechanical Specifications of a Multifoil Carbon Filter for the Diffraction Beamline, Sincrotrone Trieste, Internal Report ST/S-TN-93/35 (1993)
- /23/ A. Allemandi, C. Fava, A. Gambitta, F. Mazzolini, G. Sandrini, A. Savoia, F. Zanini, Beryllium Windows for the X-ray Diffraction Beamline at ELETTRA, Sincrotrone Trieste, Internal Report ST/S-TN-93/59 (1993)
- /24/ A. Gambitta and F. Zanini, Thermal Behaviour of Beryllium Filters under Intense Heat Loads, Sincrotrone Trieste, Internal Report ST/S-TN-92/33 (1992)
- /25/ C. Lenardi, Reality: Tangential errors and Thermal Loads, Second School on the use of SR in Science and Technology: John Fuggle Memorial, Miramare Trieste 25 oktober - 19 november (1993)

OSNOVNE ZNAČILNOSTI NIZKOTLAČNE ŠIBKOIONIZIRANE PLAZME

Miran Mozetič, Inštitut za tehnologijo površin in optoelektroniko, Teslova 30, 1000 Ljubljana, Slovenija, **Matija Drobnič**, Institut Jožef Stefan, Jamova 39, 1000 Ljubljana, Slovenija, **Andrej Pregelj**, Inštitut za elektroniko in vakuumsko tehniko, Teslova 30, 1000 Ljubljana, Slovenija

Basic characteristics of low pressure weakly ionized plasma

POVZETEK

Opisujemo osnovne značilnosti nizkotlačne šibkoionizirane plazme, ki se pogosto uporablja pri različnih obdelavah površin trdnih snovi. S preprostim fizikalnim razmislekom ocenimo vlogo elektronov, ionov in drugih težkih delcev v plazmi in razložimo, zakaj lahko v takšni plazmi v isti komori obstajajo delci z bistveno različnimi temperaturami.

ABSTRACT

Basic characteristics of low pressure weakly ionized plasma used for processing of solid surfaces are described. Simple physical considerations are applied to estimate the role the electrons, ions and other heavy particles play in plasma. The phenomenon of coexistence of particles with substantially different temperature in the same vessel is described.

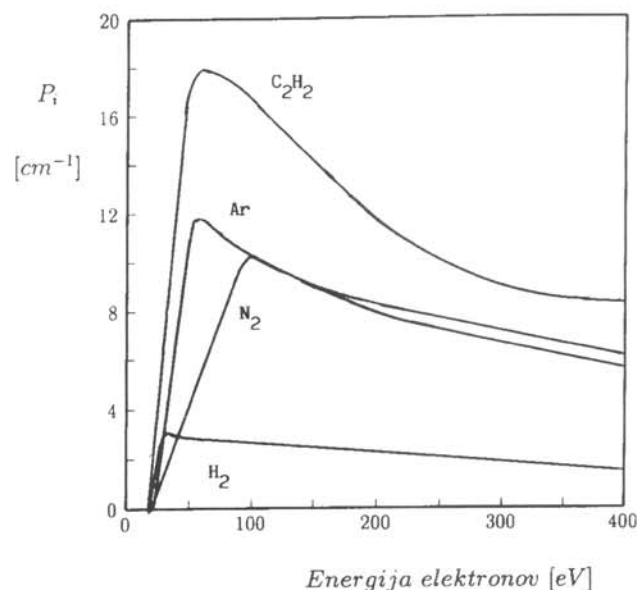
1 Uvod

Tehnološki razvoj v zadnjih desetletjih v veliki meri temelji na razvoju in široki uporabi dobro definiranih površin in kakovostnih tankih prevlek. Tovrstna priprava površin je nepogrešljiva v mnogih vejah industrije, kot so mikroelektronika, metalurgija, elektro in avtomobilska industrija. Med najpomembnejšimi tehnološkimi procesi omenimo različne vrste nanosov tankih plasti (npr. naprševanje, ionsko naparevanje, polimerizacija), jedkanje in sežiganje materialov, čiščenje kovinskih in nekovinskih predmetov in aktivacijo površin plastičnih materialov. Čeprav smo omenili zelo različne tehnologije, pri mnogih velja, da za doseg želenih učinkov uporabimo plazmo s podobnimi lastnostmi. V literaturi se je za tovrstno plazmo udomačil izraz nizkotlačna šibkoionizirana, pri čemer nizkotlačna navadno pomeni tlak plina med 0,1 in 100 Pa, šibkoionizirana pa gostoto elektronov med 10^{14} in 10^{18} m⁻³. V nadaljnjem besedilu bomo razložili osnovne značilnosti takšne plazme. Pri tem se bomo omejili na plazmo, ki jo generiramo v čistem plinu in brez prisotnosti magnetnega polja. Že sedaj poudarimo, da so karakteristike plazme v mešanicah plinov ali v magnetnem polju lahko popolnoma drugačne. Namesto dolgega izraza nizkotlačna šibkoionizirana plazma bomo v nadaljnjem besedilu uporabili kar izraz plazma.

2 Neravnovesno stanje plina

Nizkotlačna plazma je termodinamsko neravnovesno stanje plina, ki ga dobimo tako, da molekule obstreljujemo z elektroni. Če je kinetična energija elektronov dovolj velika, lahko pride pri neprožnem trku z nevtralno molekulo do vzbuditve, disociacije ali ionizacije le-te. Pri dvo- ali večatomnih molekulah lahko vzbujamo rotacijska, vibracijska in enoelektronska stanja. V grobem lahko rotacijo opišemo s kroženjem

atomov v molekuli, vibracijo z nihanjem atomov v molekuli, enoelektronska stanja pa s preskokom elektrona iz zasedene v višjo nezasedeno podlupino v atomu. Verjetnost za določeno reakcijo je odvisna od kinetične energije elektronov. Kinetična energija elektrona mora biti vsaj enaka pragu za določeno reakcijo. Najnižji je energijski prag za vzbujanje rotacijskih stanj - reda 0,01 eV. Sledijo vibracijska stanja, za njihovo vzbujanje je potrebno dovesti molekuli energijo reda 0,1 eV. Za vzbujanje enoelektronskih stanj je potrebno dovesti atomu ali molekuli energijo več eV, kar je tudi značilna disociacijska energija molekule. Za ionizacijo molekule potrebujemo energijo reda 10 eV, za dvojno ionizacijo pa še več. Za vse našteje reakcije velja, da pri majhni energiji elektrona verjetnost za reakcijo narašča, doseže maksimum, pri veliki pa pada. Verjetnost za ionizacijo različnih plinov v odvisnosti od kinetične energije elektrona je prikazana na sliki 1, na sliki 2 pa prikazujemo verjetnost za vzbujanje molekule vodika v vibracijska stanja. Pri nekaterih reakcijah je verjetnost za neprožni trk preprosta funkcija energije vpadnih elektronov (slika 1 in 2), pri nekaterih drugih, neprožnih trkih pa lahko opazimo izrazite vrhove verjetnosti pri določenih elektronskih energijah, kar je znamenje, da gre za resonančni pojav. V primeru disociacije vibracijsko vzbujenih molekul vodika, npr. nastane vmesni delec H₂⁺, ki je sicer kratkoživ, povzroči pa izrazit vrh v sipalnem preseku [3]. Največja verjetnost za reakcijo je odvisna od vrste neprožnega trka. Celotna verjetnost za vse vrste neprožnih trkov je v splošnem zapletena funkcija energije, pogosto pa velja, da je največja pri energiji elektrona med 10 in 100 eV.



Slika 1: Verjetnost za ionizacijo (P_i) za različne pline pri tlaku 132 Pa in temperaturi 0°C [1]

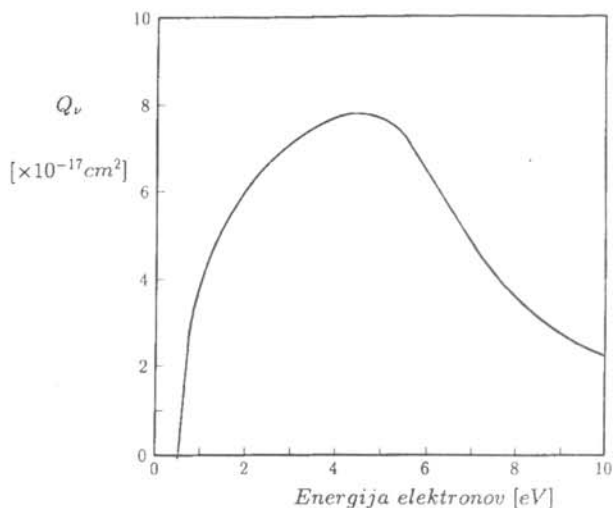
Pri neprožnih trkih elektronov z molekulami torej pridobimo različne delce. V tabeli 1 so navedeni najpogostejši delci, ki jih pridobimo v vodikovi, kisikovi, dušikovi in argonski plazmi.

Tabela 1: Delci v plazmah

Vrsta delca	vodikova plazma	kisikova plazma	dušikova plazma	argonska plazma
molekula v osnovnem stanju	H ₂	O ₂	N ₂	
pozitivno nabita molekula	H ₂ ⁺	O ₂ ⁺	N ₂ ⁺	
negativno nabita molekula	H ₂ ⁻	O ₂ ⁻	N ₂ ⁻	
enoelektronsko vzbujena molekula	H ₂ [*]	O ₂ [*]	N ₂ [*]	
rot. vibracijsko vzbujena molekula	^v H ₂	^v O ₂	^v N ₂	
atom v osnovnem stanju	H	O	N	Ar
pozitivno nabit atom	H ⁺	O ⁺	N ⁺	Ar ⁺
dvakrat nabit atom		O ²⁺	N ²⁺	Ar ²⁺
negativno nabit atom	H ⁻	O ⁻	N ⁻	Ar ⁻
vzbujen atom	H [*]	O [*]	N [*]	Ar [*]
ozon v osnovnem stanju		O ₃		
ozon v vzbujenem stanju		^v O ₃		
prosti elektron	e ⁻	e ⁻	e ⁺	e ⁺

Kolikšna je gostota različnih delcev v plazmi, ni odvisno le od verjetnosti za njihov nastanek, ampak tudi od verjetnosti za relaksacijo. Vzbujena stanja molekul in atomov se navadno relaksirajo z električnim dipolnim sevanjem. Atom ali molekula preide v nižje vzbujeno stanje ali osnovno stanje tako, da izseva svetlobni kvant. Karakteristična obstojnost enoelektronskih stanj je reda 10⁻⁶ s, tako da ta stanja razpadejo že kmalu po nastanku /4/. Izjema so metastabilna vzbujena stanja, kjer mora atom za relaksacijo počakati na trk z drugim delcem ali s steno razelektrivene komore.

Atomi, ki so v termodinamskem ravnovesnem plinu pri sobni temperaturi vezani v molekule, se rekombinirajo v plinu ali na površini razelektrivene komore. Zaradi



Slika 2: Siplni presek (Q_v) za vzbujanje vibracijskih stanj molekul vodika [2]

zakona o ohranitvi energije in gibalne količine je rekombinacija v plinu možna le pri hkratnem trku treh teles. Pri nizkem tlaku je verjetnost za to majhna, zato poteka rekombinacija dveh atomov v molekulo najbolj na površini komore. Ker je na voljo dovolj energije (v dobrem približku kar disociacijska energija molekule), lahko tako nastale molekule zapustijo površino v vibracijsko vzbujenih stanjih.

Tudi nabiti delci se v glavnem rekombinirajo na površini razelektrivene komore. Pri rekombinaciji pozitivnega iona in elektrona je na voljo ionizacijska energija molekule. Rekombinacija molekularnega iona in elektrona zato pogosto poteka prek disociacije molekule, npr. $\text{N}_2^+ + \text{e}^- \rightarrow \text{N} + \text{N}$ ali $\text{H}_2^+ + \text{e}^- \rightarrow \text{H} + \text{H}$. Pri vseh načinih rekombinacije na površini velja, da presežno energijo prevzame trdna snov v obliki povečane notranje energije.

V poglavju 4 bomo pokazali, da se negativni ioni redko rekombinirajo na površini razelektrivene komore. V plinu lahko poteka rekombinacija negativnega in pozitivnega iona na različne načine. V kisikovi plazmi so možne naslednje reakcije: $\text{O}_2^- + \text{O}_2^+ \rightarrow 2\text{O}_2$, $\text{O}_2^- + \text{O}_2^+ \rightarrow \text{O}_2 + 2\text{O}$, $\text{O}_2^- + \text{O}_2^+ \rightarrow \text{O}_3 + \text{O}$, pri čemer so lahko molekule še vibracijsko vzbujene.

3 Potencial plazme in Debyeja dolžina

Plazma je torej mešanica različnih delcev. Osredotočimo se na nabite delce. V plazmi so prisotni prosti elektroni ter pozitivni in negativni ioni. Koncentracija negativnih ionov je v večini primerov majhna v primerjavi s koncentracijo pozitivnih ionov. Izjema so elektronegativni plini, npr. kisik /5/.

V nizkotlačni plazmi je povprečna kinetična energija elektronov precej večja od povprečne kinetične energije pozitivnih ionov. Elektroni zato hitro difundirajo na stene razelektrivene komore in pustijo v plazmi počasne pozitivne ione. Plazma se zato nabije pozitivno proti steni razelektrivene komore. Če naj bo

plazma stabilna, mora biti potencialna razlika med plazmo in steno razelektritvene komore tolikšna, da je električni tok med plazmo in steno enak nič, kar pomeni, da je tok elektronov na steno komore enak toku pozitivnih ionov. Potencialna razlika med plazmo in steno je torej odvisna od hitrosti elektronov v plazmi. V grobem približku izračunamo potencial plazme iz enačbe /6/:

$$V_s - V_t = \frac{kT_e}{2e_0} \ln \left(\frac{m_+}{2\pi m_e} \right) \quad (1)$$

kjer je V_s potencial znotraj razelektritvene komore (space potential), V_t potencial na površini komore (floating potential), k Boltzmannova konstanta, T_e temperatura elektronov v plazmi, e_0 osnovni naboj, m_+ in m_e pa masi pozitivnega iona in elektrona. Enačba je bila izpeljana ob predpostavki, da je plazma stabilna, homogena in izotropna, energijska porazdelitev elektronov v plazmi maxwellska, temperatura pozitivnih ionov 0 K, delež molekularnih in atomarnih ionov znan itd, tako da je res zgolj grob približek.

Potencial plazme je torej večji od potenciala na površini razelektritvene komore. Vendar pa je plazma znotraj komore v povprečju električno nevtralna. Potencial zato pade od V_s na V_t v razmeroma tanki plasti ob površini. Debelina te plasti je reda velikosti Debyejeve dolžine /6/:

$$\lambda_o = \sqrt{\frac{kT_e \epsilon_0}{e_0^2 N}}, \quad (2)$$

kjer je ϵ_0 influenčna konstanta, N pa gostota elektronov. Natančno je definirana Debyejeva dolžina kot razdalja, na kateri pade potencial v okolici drobne, pozitivno nabite elektrode, ki je potopljena v homogeno plazmo, na $1/e$ začetne vrednosti in velja ob predpostavki, da je energijska porazdelitev elektronov maxwellska itd. Pogosto je boljši približek za debelino plasti, na kateri pade potencial od V_s na V_t za velikostni red več kot Debyejeva dolžina.

4 Generiranje nizkotlačne šibkoionizirane plazme

Kot smo omenili v poglavju 2, preide plin v stanje plazme zaradi obstreljevanja molekul plina z elektroni. Za generiranje plazme torej potrebujemo izvir elektronov s primerno gostoto in energijo. Najustreznejši izvir takih elektronov je nizkotlačna razelektritev. Uporabimo lahko enosmerno ali visokofrekvenčno razelektritev.

4.1 Enosmerna razelektritev

4.1.1 Tleča razelektritev

Najstarejši način generiranja plazme je tleča razelektritev /7/. Plin pri znižanem tlaku zapremo v stekleno cev, ki je na obeh straneh omejena s kovinskima elektrodama. Med elektrodi pritismo enosmerno napetost reda velikosti 1000 V. Zaporedno s plazmo vežemo upor za omejitev toka.

Pri tleči razelektritvi je glavni vir primarnih elektronov ob katodi emisija, ki je posledica izbijanja elektronov iz

katode zaradi bombardiranja površine katode z energetskimi ioni. Nastali elektroni se v močnem električnem polju ob katodi pospešijo in pomnožijo ob trkih z nevtralnimi atomi plina. Razelektritev je stabilna, če je produkcija prostih elektronov ob katodi enaka izgubi elektronov na anodi in v plazmi (rekombinacija nabitih delcev v plinu in na stenah razelektritvene cevi).

4.1.2 Enosmerna razelektritev z vročo katodo

Za raziskave bazičnih procesov v plazmi se precej uporablja enosmerna razelektritev z vročo katodo /8/. Tovrstna razelektritev ima namreč vrsto prednosti pred tlečo, najpomembnejši pa sta zagotovo izredna stabilnost razelektritve in nizka napetost, ki je potrebna za vzdrževanje plazme. Plazmo generiramo v vakuumski komori, ki je pogosto narejena iz nerjavnega jekla. Komora je ozemljena in pomeni anodo, namesto katode pa imamo vrsto tankih žic ali tuljavo iz toriranega volframa. Napetost med katodo in anodo je nekaj 10 V. Izvir primarnih elektronov ob katodi je termična emisija. Zaradi visoke temperature, ki je potrebna za znatno emisivnost katode, je tovrstni način generiranja plazme primeren le za inertne in reduktivne pline (žlahtni plini, dušik, vodik). Kisik vsebujoči plini na površini katode namreč kemijsko reagirajo z volframom in tvorijo volframov oksid, ki pa odpari že pri temperaturi 800 K.

Preprosta enosmerna razelektritev se v tehnoloških procesih redko uporablja. Pogosteje uporabimo bolj komplicirane vrste enosmernih razelektritev, npr. razelektritev na votlo katodo, nizkotlačni oblok ali pa enosmerno razelektritev v magnetnem polju.

4.1.3 Ogrevanje nabitih delcev v enosmerni razelektritvi

Kakršnakoli že je enosmerna razelektritev, je padec potenciala v plazmi majhen. Skladno z razmislekom iz poglavja 3 imamo padec potenciala v tanki plasti ob steni razelektritvene komore, predvsem ob katodi. V tej plasti se elektroni pospešijo do precejšnje energije. Ko enkrat vstopijo v plazmo, se očitno ne pospešujejo več, saj je padec potenciala v plazmi majhen. Hitri elektroni doživljajo neprožne trke s težkimi delci. Kot smo že omenili, je verjetnost za neprožni trk odvisna od njihove energije (slika 1). Ko se upočasni pod maksimum verjetnosti za neprožni trk, postanejo vse manj aktivni in se pri elastičnih trkih z drugimi elektroni termalizirajo. To pomeni, da je njihova energijska porazdelitev približno maxwellska, in definiramo temperaturo elektronov kot:

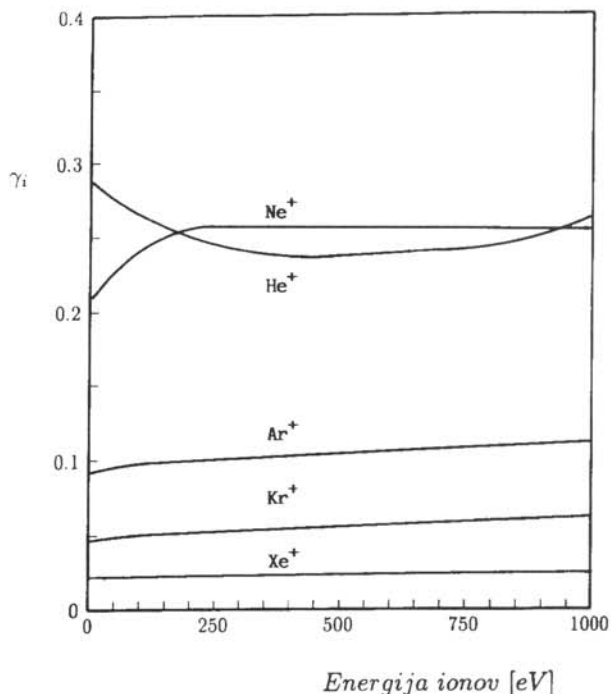
$$T_e = k W_e \quad (3)$$

kjer je W_e povprečna energija elektronov in k Boltzmannova konstanta. Za nizkotlačno plazmo je temperatura elektronov kT_e pogosto 3 - 10 eV.

Ocenimo še temperaturo pozitivnih ionov. Pozitivni ioni se pospešijo v plasti potencialnega padca. Vendar pa jih potencial plazme pospeši proti steni razelektritvene komore. Če je prosta pot ionov precej večja od Debyejeve dolžine, le-ti na poti skozi potencialni padec ne izgubijo svoje energije in očitno bombardirajo površino z energijo $e_0 (V_s - V_t)$. Pri tem iz stene izbijajo elektrone. Število izbitih elektronov je odvisno od vrste

bombardiranje ionov skrbi za dodatno črpanje prostih elektronov v plazmo. Pri tleči razelektritvi pa je to tudi glavni vir prostih elektronov.

Glavni funkciji pozitivnih ionov sta torej ustvarjanje oblaka naboja v plazmi in bombardiranje površine.



Slika 3: Verjetnost za sekundarno emisijo elektrona pri obstreljevanju volframske elektrode z ioni [9]

Kolikšna je njihova temperatura v plazmi, pa ocenimo v nadaljnjem besedilu. Že prej smo omenili, da je padec potenciala v plazmi majhen. Pogosto je jakost polja v plazmi reda 10 V/m. V plazmi se torej ioni malenkostno pospešujejo. Drugi vir ogrevanja težkih delcev v plazmi izvira iz disociacije molekul. Pri neprožnem trku hitrega elektrona, ki vodi k disociaciji molekule, lahko atoma odletita vsaksebi s precejšnjo kinetično energijo. Hitri atomi se pri prožnih trkih z ostalimi težkimi delci počasi termalizirajo. Njihova energija se pri zaporednih trkih manjša, temperatura drugih delcev pa večja. Interakcija hitrih atomov z drugimi delci je pogosto prevladujoč način ogrevanja plina v plazmi. Vendar pa pogosto velja, da je temperatura težkih delcev približno enaka temperaturi površine komore, saj se večina težkih delcev na steni dobro termično akomodira. Skoraj v vseh primerih pa velja, da je njihova porazdelitev maxwellska in zato lahko definiramo njihovo temperaturo.

Pri zgornjem razmisleku smo zanemarili vpliv elektronov, katerih temperaturo smo malo prej ocenili na več desetstično stopinj (nekaj eV)! Plazma je pač termodinamsko neravnovesna. Dve vrsti delcev s tako veliko razliko v temperaturi lahko obstajata v isti komori zato, ker je izmenjava kinetične energije pri trku elektrona s težkim delcem zanemarljivo majhna. Osnove fizike nas poučijo, da je pri trku hitre lahke kroglice in težke mirujoče krogle odvisna od sipalnega kota in razmerja mas m_1/m_2 . Masa težkih delcev je vsaj tri

velikostne rede večja od mase elektronov, tako da elektron pri prožnem trku izgubi kvečjemu tisočinko svoje gibalne količine. Zato lahko ogrevanje težkih delcev zaradi prožnih trkov z elektroni mirno zanemarimo.

4.2 Visokofrekvenčna (RF) razelektritev

Bistvena pomanjkljivost enosmernih razelektritev je v tem, da za vzdrževanje plazme zahtevajo primarni vir prostih elektronov ob katodi (pri tleči razelektritvi je to elektronska emisija zaradi bombardiranja katode z energijskimi ioni, pri plazmi z vročo katodo pa termična emisija). Tej zahtevi se izognemo z uporabo visokofrekvenčnih generatorjev za vzbujanje plazme. Če je frekvenca nihanja električnega polja več kot ~ 1 MHz, v razelektritveni komori sploh ne potrebujemo elektrod. Plin pri znižanem tlaku zapremo v vakuumsko komoro in priključimo VF generator. Pri tem lahko vezemo generator kapacitivno ali induktivno. V prvem primeru se nabiti delci pospešujejo v električnem polju med ploščama kondenzatorja, v drugem pa v induciranim električnem polju znotraj tuljave. Oglejmo si nekatere značilnosti takšne plazme.

Vzemimo najprej, da vzbujamo plazmo z električnim poljem z amplitudo E_0 in frekvenco ω . Jakost električnega polja je:

$$E = E_0 \cos(\omega t). \quad (4)$$

Enačba gibanja za nabiti delec, ki se giblje v smeri električnega polja, je:

$$m\ddot{x} = eE_0 \cos(\omega t), \quad (5)$$

kjer je m masa in e naboj delca. Hitrost in amplitudo delca izračunamo z zaporednima integracijama enačbe (5):

$$\dot{x} = -\frac{eE_0}{m\omega} \sin(\omega t), \quad (6)$$

$$x = -\frac{eE_0}{m\omega^2} \cos(\omega t). \quad (7)$$

Kinetična energija delca je $1/2 m \dot{x}^2$. V tabelah 2 in 3 prikazujemo amplitudo, največjo hitrost in največjo energijo elektronov in protonov (ioniziranih vodikovih atomov) pri različnih jakostih VF polja s frekvenco 27,12 MHz (kotno frekvenco 170,3 MHz), ki smo jih izračunali z enačbama (5) in (7).

Rezultati preprostih izračunov, ki so zbrani v tabeli 3, nam dajo pomemben podatek: v VF plazmah pozitivni ioni praktično ne čutijo vpliva električnega polja. Amplituda nihanja ionov v VF polju je navadno precej manjša od njihove povprečne proste poti. Njihova hitrost je še pri jakosti polja 10 V/cm manjša od povprečne hitrosti termičnega gibanja pri sobni temperaturi. Tudi kinetična energija, ki jo pridobijo v VF polju, je manjša od povprečne energije termičnega gibanja.

Tabela 2. Amplituda nihanja elektronov v VF polju s frekvenco 27,12 MHz, njihova največja hitrost in energija pri izbranih vrednostih jakosti električnega polja

Jakost polja [V/m]	Amplituda nihanja [m]	Največja hitrost [m/s]	Največja kinetična energija [eV]
10	0,000061	$1,0 \cdot 10^4$	$3,0 \cdot 10^{-4}$
100	0,00061	$1,0 \cdot 10^5$	$3,0 \cdot 10^{-2}$
1000	0,0061	$1,0 \cdot 10^6$	3,0
10000	0,061	$1,0 \cdot 10^7$	$3,0 \cdot 10^2$

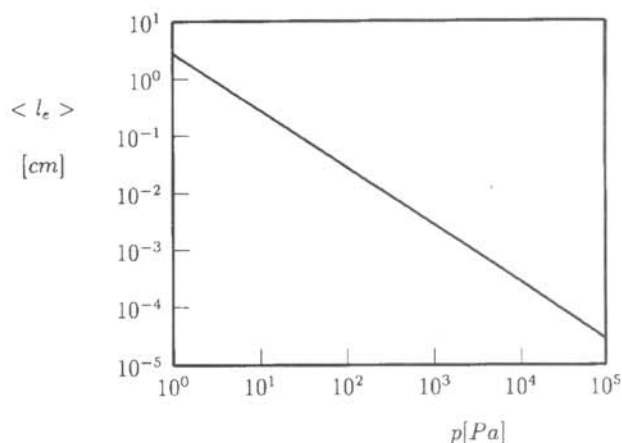
Tabela 3. Amplituda nihanja elektronov v VF polju s frekvenco 27,12 MHz, njihova največja hitrost in energija pri izbranih vrednostih jakosti električnega polja. Pri izračunu nismo upoštevali hitrosti zaradi termičnega gibanja.

Jakost polja [V/m]	Amplituda nihanja [m]	Največja hitrost [m/s]	Največja kinetična energija [eV]
10	$3,3 \cdot 10^{-8}$	5,6	$1,7 \cdot 10^{-7}$
100	$3,3 \cdot 10^{-7}$	56	$1,7 \cdot 10^{-5}$
1000	$3,3 \cdot 10^{-6}$	560	$1,7 \cdot 10^{-3}$
10000	$3,3 \cdot 10^{-5}$	5600	$1,7 \cdot 10^{-1}$

V nizkotlačnih VF plazmah ustvarijo pozitivni ioni oblak pozitivnega naboja, ki s svojim potencialom preprečuje difuzijo elektronov proti stenam razelektritvene cevi in s tem izdatno rekombinacijo na površinah. Difuzija pozitivnih ionov na stene razelektritvene komore je zaradi majhne kinetične energije počasen proces. Zato lahko z visokofrekvenčnim poljem vzbujamo plazmo tudi pri zelo nizkih tlakih, kjer je prosta pot elektronov istega velikostnega reda kot dimenzije razelektritvene komore.

Predno opišemo vlogo elektronov pri VF-razelektritvah, si oglejmo še sliko 1, ki prikazuje povprečno prosto pot elektronov v vodikovi plazmi v odvisnosti od tlaka. Elektroni najbolj izkoristijo VF-polje tedaj, ko je amplituda nihanja v električnem polju enaka njihovi povprečni prosti poti v plinu. To velja za velike razelektritvene komore, pri katerih je povprečna prosta pot elektronov precej manjša od značilne razsežnosti komore. Meritve parametrov plazme, ki smo jih opravili v cilindrični komori s premerom 25 cm, dejansko potrjujejo našo napoved /10/.

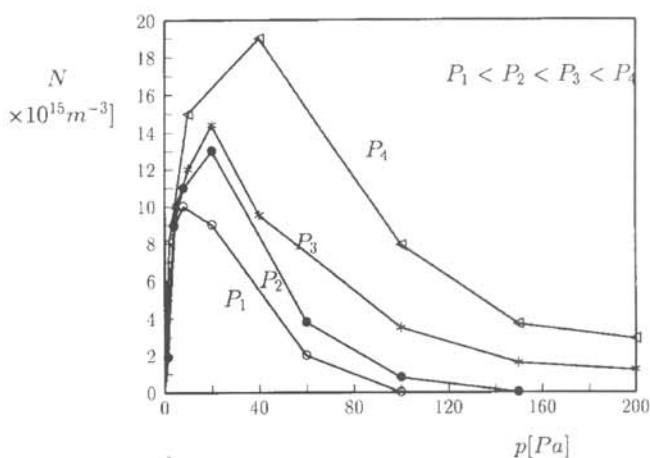
Če je karakteristična razsežnost razelektritvene komore primerljiva ali celo manjša od povprečne



Slika 4: Povprečna prosta pot elektronov v nizkotlačni vodikovi plazmi pri sobni temperaturi plina in temperaturi elektronov 1 eV /6/

proste poti elektronov, je gostota plazme odvisna predvsem od difuzije nabitih delcev proti steni komore in rekombinacije na njej. Gostota plazme je pri teh pogojih malo odvisna od moči VF generatorja. Gostoto plazme lahko povečamo samo tako, da zmanjšamo difuzijo elektronov na stene razelektritvene komore. Recept je znan: plazmo zapremo v "magnetno steklenico" /11/. Vendar pa imamo v tem primeru opravka s plazmo v magnetnem polju, pa tudi šibkoionizirana ni več.

Pri višjih tlakih je povprečna prosta pot elektronov precej manjša od razsežnosti razelektritvene cevi. V tem primeru je difuzija nabitih delcev na stene razelektritvene komore zanemarljiv proces. Gostota elektronov je odvisna predvsem od jakosti električnega polja. Meritve parametrov plazme pri razmeroma visokih tlakih to napoved potrjujejo (slika 5).



Slika 5: Gostota elektronov v plazmi, ki smo jo generirali pri štirih izhodnih močeh VF generatorja. Pri nizkih tlakih gostota plazme ni odvisna od jakosti polja, saj je ravnovesno stanje bolj odvisno od difuzije nabitih delcev na površino razelektritvene cevi /10/

5 Parametri plazme

Zgornja razmišljanja lahko združimo v kvalitativen opis nizkotlačne šibkoionizirane plazme. V plazmi so prisotni delci, ki so navedeni v tabeli 1. O elektroni smo že precej povedali. V nemoteni plazmi so termični, kar pomeni, da imajo približno maxwellsko energijsko porazdelitev z določeno temperaturo T_e , ki je reda nekaj deset tisoč K, in gostoto, ki je odvisna od vrste in tlaka plina, velikosti in materiala, iz katerega je izdelana komora, vrste in jakosti razelektritve in difuzije na stene, kjer se rekombinirajo. Difuzijo lahko bistveno zmanjšamo z uporabo magnetnega polja. Ko gostota magnetnega polja doseže približno 0,1 T (odvisno še od mnogih drugih parametrov), je difuzija že tako šibka, da plazma ni več šibkoionizirana.

V plazmi so lahko prisotni tudi curki hitrih elektronov iz določenega izvira. Izvir hitrih elektronov je pogosto votla katoda, lahko pa je tudi elektronska puška. Navadno velja, da lahko obe vrsti elektronov med seboj ločimo.

Poleg elektronov so v plazmi prisotni tudi težki delci (tabela 1). Navadno imajo vsi maxwellsko energijsko porazdelitev s temperaturo, ki je približno enaka temperaturi notranje površine razelektritvene komore. Ko pozitivni ion iz plazme prispe do mejne plasti, se v potencialu pospeši in trči v steno s kinetično energijo, ki jo podaja enačba (1). V tem opisu je stena razelektritvene komore izpostavljena curku monoenergijskih ionov z gostoto električnega toka:

$$j_+ = \frac{1}{4} e_0 N_+ v_+ \quad (8)$$

kjer je N_+ gostota ionov v plazmi, v_+ pa njihova povprečna velikost hitrosti v plazmi. Dejanske meritve pokažejo, da ioni niso monoenergijski, pa tudi gostota toka ni takšna, kot jo opisuje enačba (8). To je posledica dejstva, da plast, na kateri pade potencial od V_s na V_f , nima ostrega roba. Za tok ionov na površino pogosto uporabimo boljši približek /6/:

$$j_+ = \frac{1}{2} e_0 N_+ \sqrt{\frac{kZ_e}{m_+}} \quad (9)$$

V enačbi (9) ni opaziti temperature ionov, kot bi sicer pričakovali, ampak temperaturo elektronov. Razlog za to je obširno razložen v literaturi /6,2/. Ioni, ki padejo na površino, tudi nimajo diskretne energije, ampak je njihova energijska porazdelitev razmazana vsaj za kT_e .

Na koncu poglavja povzemimo zgornja razmišljanja. V plazmi so na voljo delci, opisani v tabeli 1. Vsi težki delci imajo maxwellsko energijsko porazdelitev in ustrezno temperaturo, ki je pogosto približno enaka temperaturi stene razelektritvene komore. Elektroni niso nikdar popolnoma maxwelski, vendar pa za termalizirane elektrone pogosto velja, da je njihova porazdelitev približno maxwellska in zato lahko definiramo njihovo temperaturo, ki je navadno nekaj deset tisoč stopinj.

Kot za vsak plin tudi za plazmo velja, da lahko stanje enolično opišemo z gostoto in temperaturo vseh vrst

delcev. Pogled na tabelo 1 pokaže, da je karakterizacija plazme naporno opravilo, saj je že v plazmi, ki jo generiramo v čistem žlahtnem plinu, na voljo vsaj 6 vrst različnih delcev, v plinih dvoatomnih molekul pa še precej več. Za merjenje parametrov plazme so zato v preteklosti razvili različne metode. Najstarejša metoda so električne sonde, ki jih je razvil Langmuir že v dvajsetih letih /13/. Z njimi lahko izmerimo gostoto in temperaturo elektronov ter potencial plazme in izračunamo Debyejevo dolžino. Za merjenje stopnje disociiranosti molekul se pogosto uporabljajo katalitične sonde /14/. Gostoto vzbujenih stanj molekul in atomov izmerimo z optično spektroskopijo /15/. Med dražje metode karakterizacije plazme prištevamo posebne vrste masnih spektrometrov.

6 Sklep

Opisali smo osnovne značilnosti nizkotlačne šibkoionizirane plazme, ki se pogosto uporablja za obdelavo površin trdnih snovi, npr. plazemsko čiščenje, suho jedkanje in aktivacijo površin. Pri opisu smo uporabili preproste in včasih tudi grobe približke. Kvalitativno smo opisali interakcijo elektronov s težkimi delci in ocenili energijsko porazdelitev nabitih in nevtralnih delcev. Zaradi preglednosti besedila smo se omejili na plazme, ki jih generiramo v čistih plinih brez prisotnosti magnetnega polja. Pri takšnih plazmah so najpomembnejši parametri gostota in temperatura elektronov, Debyejeva dolžina, potencial plazme in stopnja disociiranosti molekul, ki jih lahko izmerimo s preprostimi električnimi in katalitičnimi sondami. Način izdelave in uporabe kakovostnih električnih sond bomo opisali v eni od prihodnjih števil Vakuumista.

7 Literatura

- /1/ E. W. Mc Daniel, Collision phenomena in ionized gases, J. Wiley & Sons, New York, 1964
- /2/ B. Chapman, Glow discharge processes, J. Wiley & Sons, New York, 1980
- /3/ R. I. Hall, I. Čadež, M. Landau, F. Pichon, S. Schermann, Phys. Rev. Lett. 60 (1988), 337
- /4/ J. Strnad, Fizika 3. del, DZS, Ljubljana, 1981
- /5/ A. Ricard, Reactive plasmas, Societe Francaise du Vide, Paris, 1996
- /6/ J. D. Swift and M. J. R. Schwar, Electrical probes for plasma diagnostics, Iliffe Books, London, 1969
- /7/ J. D. Cobine, Gaseous Conductors, Dover Publications Inc, New York, 1958
- /8/ A. Y. Wong, Introduction to experimental plasma physics, Univ. of California, Los Angeles, 1977
- /9/ S. C. Brown, Basic data of plasma physics, J. Wiley & Sons, New York, 1959
- /10/ M. Mozetič, Karakterizacija nizkotlačne plazme z Langmuirjevimi sondami, magistrsko delo, Univerza v Mariboru, 1992
- /11/ D. Korzec, F. Werner, A. Brockhaus, J. Engemann, T. P. Schneider and R. J. Nemanich, J. Vac. Sci. Technol. A 13 (1995), 2074
- /12/ J. Strnad, Fizika 1. del, DZS, Ljubljana, 1977
- /13/ G. Suits, Collected works of Irving Langmuir, Macmillan, New York, 1961
- /14/ M. Mozetič, M. Kveder, M. Drobnič, A. Paulin and A. Zalar, Vacuum 45 (1994), 1095
- /15/ D. K. Otorbaev, A. J. M. Buuron, N. T. Geurassimov, J. W. A. M. Gielen, M. C. M. van den Sanden and D. C. Schram, Heat and Mass Transfer under Plasma Conditions, ed. by P. Fouchais, Begell House Inc. (1995), 135

ZGODOVINA RAZISKOVANJA LUMINISCENČNIH SNOVI (2.del)

Stanislav Južnič*

History of development of luminiscent materials (Part II)

ABSTRACT

The development of the research of the luminiscent materials is described from inventions to their use in Braun's cathode ray tube. Attention is put on the researchers and writing about luminiscence in Austria, specially in its Slovene part. The second part of the discussion begins with Stokes' law in the middle of the last century. We describe in some detail only modern research in cathodo-luminiscence and electroluminiscence.

POVZETEK

Obravnavamo raziskovanje luminiscenčnih snovi od odkritij do uporabe v Braunovi elektronki. Več pozornosti posvečamo raziskavam in pisanju o luminiscenci v tedanji Avstriji in še posebej v njenem slovenskem delu. Drugi del razprave sega od objave Stokesovega zakona sredi preteklega stoletja. Med sodobnimi raziskavami smo nekoliko podrobneje opisali le katodoluminiscenco in elektroluminiscenco.

1 UVOD

Pesnik Goethe je takole opisal fluorescenco anilina: "Raztopina divjega kostanja v vodi se v najkrajšem času obarva nebesno modro, ko svetlečo steklenko opazujemo na temnem ozadju. Ko pa jo postavimo proti svetlobi, vidimo najlepšo rumeno (barvo)" (1810; Hoh, 1867, 659). Sredi 19. stoletja pa so raziskovali predvsem fluorescenco fluorita, po kateri je Stokes pojav tudi poimenoval.

2 Raziskovanje luminiscence raztopin na Angleškem; Stokesov zakon

Na Angleškem rojeni profesor kemije in fiziologije John William Draper (1811-1882) je v New Yorku leta 1851 popisal značilnosti luminiscence fluorita, obsevanega s svetlobo električne iskre:

1. prostornina luminiforja se ne spreminja,
2. struktura luminiforja se ne spreminja,
3. površina luminiforja se spremeni, saj se v točkah sevanja spremeni kondenzacija živosrebrnih par,
4. luminifor poleg svetlobe nedvomno seva tudi toploto,
5. izoliran luminifor ne kaže naelektritve,
6. ob fosforescenci se izseva zelo malo svetlobe,
7. telo tem močnejše fosforescira, čim hladnejše je bilo ob obsevanju (Rosenberger, 1890, 472-473).

Škot Sir Brewster je leta 1833 opisal krvavo rdečo sled z lečo usmerjenega svetlobnega žarka v sicer zeleni

raztopini klorofila. Podoben pojav je opazil tudi v raztopini fluorita.

Angleški astronom Sir John Herschel (1792-1871) ni poznal Brewsterjevaga dela, saj se je v tem času ukvarjal z astronomskimi meritvami v Južni Afriki, kjer ga je junija 1936 obiskal tudi Charles Darwin (1809-1882) med popotovanjem z ladjo Beagle. Herschel je leta 1845 na zatemnjenem ozadju opazil nebesno modro barvo osvetljene površine prozorne raztopine sulfata kinina v žveplovni kislini na mestu, kjer vstopa svetloba. Razklon na prizmi je pokazal, da modra površina ne vsebuje rdečega spektra, s turmalinom pa ni zasledil polarizacije.

Herschel je napačno trdil, da "disperzivno odbita" svetloba ne more več pomodriti površine druge raztopine. Če bi uporabil svetlobo večje intenzitete ali manj koncentrirano raztopino, bi opazil modro svetlobo tudi v njeni notranjosti.

Leta 1846 je Brewster z močno lečo koncentriral svetlobo v kozarcu s fluorescentno raztopino. Opisal je "notranjo disperzijo", ki naj bi nastala zaradi domnevnega dvojnega loma na kristalih znotraj raztopine. Njen poseben primer naj bi bil Herschlov "disperzivni odboj". Luminiscenco v notranjosti fluorita so poznali že prej (Wilde, 1843, 399; Brewster, 1848, 544; Pisko, 1861, 11, 15; Stokes, 1888, 277, 279; Kayser, 1908, 851-852; Kudrjavcev, 1948, 501).

Spor je razrešil šele Stokes, najmlajši sin irskega župnika. Študiral je v Cambridgeu, kjer je 54 let, vse do smrti, obdržal tudi Lucasovo katedro za matematiko, na kateri je nekoč predaval Newton. Med letoma 1854 in 1890 je kot tajnik in nato predsednik RS močno vplival na razvoj britanske fizike v viktorijanski dobi. Stokes je pred Royal Society v Londonu maja 1852 predaval o raziskovanju luminiscence z dvema novima metodama: luminiscenco filtrirane svetlobe je opazoval skozi komplementarni filter ali pa je luminifor osvetlil z barvami, razdeljenimi v spekter, tako da je lahko opazoval razliko med absorbirano in izsevano svetlobo pri poljubni valovni dolžini. "Zanimivo je bilo videti cev, ki nenadoma zažari po potopitvi v nevidne žarke," pri katerih je, dobesedno, "tema postala vidna" (Harvey, 1957, 397).

Stokes se je zavedal pomena svojega odkritja, zato je s svojo avtoriteto zanj uveljavil tudi novo ime: "Naklonjen sem h kovanju novega pojma in ga imenujem fluorescenco, po fluoritu, analogno nazivu opalescenca, izpeljanem iz naziva minerala." Novi naziv ni bil odvisen od domnevnega poteka sevanja v Brewsterjevi ali Herschlovi teoriji (Harvey, 1957, 397; Pisko, 1861, 21). Rezultate je strnil v "Stokesov zakon": lomnost (frekvenca) fluorescenčne svetlobe je vedno manjša od lomnosti svetlobe, ki jo je povzročila. Za raziskavo je dobil Rumfordovo medaljo. 27.6.1856 je pisal Herschlu: "Vpadni valovi oceana so analogni žarkom, ki izzovejo fluorescenco, ladje delcem snovi, vpliv ladij na valove pa absorpciji vpadnih žarkov, do katere vedno pride ob fluorescenci. Valovi, ki potujejo proč od ladje, pa so podobni fluorescenčni svetlobi."

* 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.

Stokes je domneval, da je sila v enostavnem razmerju z odmikom delca snovi od ravnovesne lege. Odvisna je od sestave etra in razdalje med molekulami snovi. Amplituda nihanja je neskončno majhna v primerjavi z velikostjo molekul. Nihajni čas molekul je drugačen od nihajnega časa delcev etra, frekvenca fluorescirane svetlobe pa se zniža zaradi zmanjšanja amplitude (Sekulić, 1871, 80).

Sprva je Stokes na temelju svoje teorije etra "menil, da pri iskanju vzroka notranje disperzije lahko takoj zavržemo vse domneve o odboju ali lomu vibracij svetlobnega etra na molekulah telesa. Povsem v nasprotju z dinamičnimi principi je videti domneva, da bi bil lahko tak vzrok dovolj za nastajanje vibracij ene periode iz vibracij druge (periode)". Pozneje je mnenje spremenil, ne da bi se odrekel svojemu zakonu (Stokes, 1888, 300, 301; Wilson, 1987, 112).



Slika 5. George Gabriel Stokes

Razprave o veljavnosti Stokesovega zakona

Angstrom je leta 1853 neodvisno od Stokesa opravil podobne poskuse, vendar je prišel do nasprotnih ugotovitev. Po njem bi morali atomi etra nihati celo oktavo više in bi imela fluorescenčna svetloba zato višjo frekvenco od absorbirane (1855, 164; Sekulić, 1871, 80; Kayser, 1908, 866).

Direktor zvezdarne v Mannheimu Wilhelm Eisenlohr (1799-1872) je leta 1854 raziskoval fluorescenco v Geisslerjevi cevi in Helmholtzovo kombiniranje barv fluorescenčne svetlobe po analogiji z zvokom. Fluorescenco je opisal kot interferenco modro-vijolične in ultravijolične svetlobe (Bohn, 1867, 390).

Emsmann je s poskusi leta 1859 in 1866 raziskoval "negativno fluorescenco", pri kateri naj bi se lomnost (frekvenca) povečala. Leta 1861 je primerjal fluorescenco s histerezo železa. Obsevanje naj bi povzročilo gibanje atomov v telesu ob posebni "koercitivni sili", ki vzdržuje vsakokratno urejenost atomov. Ta koercitivna sila naj bi bila v fosforescentnih telesih močna, v fluorescentnih pa šibka (Emsmann, 1861, 654; Bohn, 1867, 386; Lommel, 1871, 40; Rosenberger, 1890, 474-475).

C.K. Akin je leta 1864 postavil fluorit na zrak, kjer je še eno do dve minuti po obsevanju s toplotnimi žarki seval v vidni svetlobi. John Tyndall (1820-1893) je istega leta samostojno opazil "negativno fluorescenco" v gorišču konkavnega zrcala, na katerega je padala le infrardeča svetloba. Akin je pojav imenoval calcescenca po analogiji s fluorescenco, Tyndall pa caloriscenca. Bohn jima je leta 1865 pripisal prioriteto in tako sprožil spor med Emsmannom (1866, 352) in Akinom (1867, 561).

Bohn je leta 1867 objavil, da pride do povišanja lomnosti (frekvence) pri "negativni fluorescenci" zaradi povišanja temperature in ne z neposrednim vplivom absorbirane infrardeče svetlobe. Tako naj ne bi bilo "negativne fluorescenc" in izjem Stokesovega zakona. Akin je trditvam ugovarjal in obenem citiral Tyndallovo trditev, da "koncept pretvorbe toplotnih žarkov v svetlobne žarke nedvomno pripada Akinu glede na prvo objavo". Danes se zdi, da sta Akin in Tyndall zgolj dokazovala, da je mogoče telo z infrardečimi žarki dovolj segreti, da seva v vidnem območju, kar pa ne zadeva luminiscence (Akin, 1867, 556; Harvey, 1957, 399-400).

Naslednje leto je Bohn objavil, da je fluorescenca odvisna od narave teles in od barve absorbirane svetlobe. Intenziteta absorbirane svetlobe ne vpliva na fluorescenco, vpliva pa na toplotno sevanje segrevanega telesa. Fluorescenco je opisal kot "nepravilen lom s spremembo frekvence" (Bohn, 1868, 173, 170).

Lommel je leta 1871 razvil Eisenlohrve ideje v Stokesovi nasprotno teorijo fluorescenc, po kateri lahko zaradi resonance med absorbirano svetlobo in lastnim nihanjem telesa frekvenca izsevane svetlobe tudi naraste. Leta 1875 in 1876 je zapisal, da "vsak temen pas absorpcijskega spektra ustreza svetlemu pasu fluorescenčnega spektra v razstopini ... Tako lahko postavimo splošno veljavno trditev, da telo fluorescira s pomočjo tistih žarkov, ki jih je absorbiralo Fosforescenca je prav tako kot fluorescenca učinek absorbirane svetlobe" (Lommel, 1871, 32, 50; Harvey, 1957, 404).

Eugen von Lommel (1837-1899) je studiral v Münchnu in habilitiral na politehniku v Zürichu. Med leti 1868 in 1886 je bil profesor na univerzi v Erlangu in se je tam poročil s hčerko slovitega filozofa Hegla (1770-1831). Na Münchenski univerzi je organiziral nov fizikalni institut in za štiri leta tja zvalil tudi prijatelja Boltzmann. Leta 1893 je izdal izjemno uspešen učbenik eksperimentalne fizike, katerega 26. (dopolnjena) izdaja je izšla 27 let pozneje. Po smrti je Lommelovo katedro v Münchnu zasedel Röntgen.

Hagenbach ni sprejel Lommelovih domnev in je podprl splošno veljavnost Stokesovega zakona (Hagenbach, 1872, 81). Domnevno "negativno fluorescenco" je povezoval z nečistočami in nehomogenostjo vpadne svetlobe.

Leta 1878 je Lommel opisal absorpcijo svetlobe kot trenje, podobno interakciji med molekulami etra in snovi. Zaradi nepoznavanja lastnosti domnevnega etra se mnogi raziskovalci še niso znali odločiti med Stokesovo in Eisenlohr-Lommelovo teorijo (Rosenberger, 1890, 479-480).

Sodobna teorija Stokesovega zakona

Stokesov zakon z možnima izjemama je pojasnil šele Einstein leta 1905, ko mu je prisodil prvo mesto med tremi primeri uporabe fotona v kvantni teoriji (Einstein, 1905, 142). Danes "negativno fluorescenco" opišemo z anti-Stokesovimi črtami in upoštevamo Lommlov popravek Stokesovega zakona, po katerem je maksimum spektra luminiscence premaknjen k nižjim frekvencam glede na maksimum absorbiranega spektra.

Leta 1887 so ugotovili, da sulfidi niso luminiforji v čistem stanju, temveč morajo vsebovati majhno količino aktivne kovine. Lenard je leta 1890 prvi opisal porazdelitev ionov aktivatorja v Sidotovi svetlici in drugih kristalnih gostiteljih. Ioni aktivatorja so obkroženi z ioni gostitelja in tvorijo luminiscenčna središča, kjer se odvija proces vzbujanja in sevanja. Ti centri ne smejo biti preblizu skupaj, zato je treba za visoko učinkovitost luminiforja v gostitelja vstaviti le sled aktivatorja. V letih 1917 in 1918 je objavil, da naj bi vsako skupino črt v spektru luminiforja povzročalo različno luminiscenčno središče. Dvajset let pozneje je Nikolaus Riehl s tehniške univerze v Münchnu kritiziral Lenardove domneve in skupaj z M. Schönom leta 1939 razvil temelje sodobnega kvantnomehanskega modela kristalnih luminiforjev, ki je bila že predstavljena v Vakuumistu (Mežnar, 1996, 14-15).

18.6.1903 je Lenard v Kielu objavil enačbo za intenzivnost katodoluminiscence v odvisnosti od števila in hitrosti pospeševanih elektronov. Istega leta je Arthur Wehnelt (1871-1944) opazil v Erlangnu, da enačba ne daje sprejemljivih napovedi pri nizkih pospeševalnih napetostih, saj naj bi Lenard meril s kar 10^{-7} -krat manjšo gostoto elektronov od Wehneltove (Kayser, 1908, 700-701; Fritz, 1940, 117, 121). V letih 1938 in 1939 sta F. Seitz in Mott razvila elektronski konfiguracijski diagram, na osnovi katerega je bilo mogoče razumeti Stokesov zakon.

E. Becquerel je priznaval Stokesov zakon. Ni pa razlikoval med fluorescenco in fosforescenco tako kot Stokes, ki je iskal različna mehanizma razpada za obe, a ju leta 1885 na predavanju v Aberdeenu ni znal prepričljivo razmejiti. E. Becquerel za razliko od večine sodobnikov sploh ni sprejel Stokesovega izraza fluorescenca, čes da ne zaznamuje posebne vrste pojavov. E. Wiedemann je leta 1892 pritrdil E. Becquerelu z ugotovitvijo, da je mogoče s samim spreminjanjem temperature zvezno spremeniti fosforescenco v fluorescenco. Pred tem je E. Wiedemann leta 1888 napačno domneval, da je fluorescenca značilna za kapljevine, fosforescenca pa za trdnine. Takšno mnenje je prevladovalo še 20 let pozneje, saj razen Dewarjevega opisa fosforescence tekočega kisika iz leta 1894 (skoraj) niso poznali fosforescence kapljev. Vavilov je leta 1925 z izboljšanim fosforoskopom opazoval nezvezen prehod fluorescenca v fosforescenco v trdninah in zelo gostih tekočih raztopinah in tako kronal Stokesova prizadevanja. Objavil je, da je fosforescenca "prepovedan" in zato počasnejši prehod iz vzbujenega v osnovno stanje (Harvey, 1957, 353, 355, 390, 408; Kayser, 1908, 600, 646, 1025; Vavilov, 1925, 925). V sodobnih knjigah pogosto preberemo tudi Becquerelovo trditev, da sta fluorescenca in fosforescenca enak pojav različnega trajanja.

3 Raziskovanje luminiscenčnih snovi na Francoskem: Becquerelov fosforoskop

Podobno kot Heinrich je tudi E. Becquerel raziskoval pet vzrokov za fosforescenco:

1. navadno dviganje temperature, pogosto še pod rdečim žarom,
2. mehanski vplivi,
3. elektrika (v katodnih elektronkah),
4. spontana fosforescenca pri živalih in rastlinah,
5. sončna svetloba.

Zadnji, najbolj navadni vrsti fosforescence je pripisal še posebna pravila:

1. vijolični in ultravijolični žarki so najbolj učinkoviti,
2. luminiforji se razlikujejo po širini in legi spektrov,
3. barva fosforescence je značilna za luminifor in ni odvisna od barve absorbirane svetlobe,
4. absorbirana ultravijolična svetloba povzroči fosforescenco manjše lomnosti (frekvence),
5. če postavimo luminifor v temo, se bo fosforescenca oslabila, pri povišanju temperature pa se bo povečala,
6. povišanje temperature med obsevanjem s sončno svetlobo zmanjša poznejšo fosforescenco,
7. če spekter svetlobe pade na papir, prekrit s kalcijevim sulfidom, se poveča število njegovih črt, kot je ugotovil že Herschel leta 1842.

E. Becquerel je leta 1859 opisal prvo inačico fosforoskopa, ki sta ga sestavljali dve plošči z odprtinama za vpadno svetlobo in za opazovanje, vrtljivi okoli skupne osi. Odprtini si nista bila nasprotni, temveč zamaknjeni. Plošči je postavil v zatemnjen boben. Znotraj vmesnega prostora med ploščama v smeri zveznice obeh odprtin je postavil luminifor. Ob vrtenju ročice je preko zobatih koles zavrtel tudi plošči, da je lahko meril zakasnitev fosforescence do $1/2000$ s po obsevanju s sončno svetlobo. Fosforoskop je izpopolnil E. Wiedemann, vendar tudi on ni mogel izmeriti zakasnitve pri fluorescenci (1888, 450-460; Kayser, 1908, 706-709; Harvey, 1957, 355). Z mehanskimi fosforoskopi je bilo mogoče meriti trajanje fosforescence le do 10^{-5} s, danes pa uporabljamo fotoelektrične metode.

E. Becquerel je s fosforoskopom opravil prve kvalitativne meritve. Že leta 1859 je objavil, da fosforescenca sestavljajo zelo ozki pasovi ali črte nezveznega spektra. Njegove natančne meritve luminiscenčnih spektrov so botrovale mnogim odkritjem (Kayser, 1908, 647-648).

Leta 1860 je odkril, da intenziteta fosforescence eksponentno pada s časom. Po njegovi smrti je z meritvami nadaljeval njegov sin Henri leta 1891 in 1892, vzporedno pa je tudi E. Wiedemann objavljajl nekoliko drugačne rezultate. Pomen odkrija so spoznali šele, ko je H. Becquerel med raziskovanjem fosforescence kalijevega uranovega sulfata leta 1896 odkril radioaktivnost, za katero velja enako pravilo. Poznejši raziskovalci so predlagali bolj zapletene zakone razpada,

saj se je izkazalo, da sevajo različne luminiscenčne črte z različnimi razpadnimi časi (Kayser, 1908, 717-718; Harvey, 1957, 356).

Leta 1888 je E. Wiedemann vpeljal naziv luminiscenca za vse "svetlobne pojave, ki jih ne povzroča le vihanje temperature", kar je bila že uveljavljena definicija fosforescence (Wilde, 1843, 384; Wiedemann, 1888, 446, 448).

Več generacij pariške družine Becquerelov in Wiedemannov iz Nemčije se je zelo uspešno ukvarjalo s fizikalno kemijo. Poznejši profesor fizike na konservatoriju za mere in uteži E. Becquerel, sin predsednika pariške akademije Antoina Charlesa (1788-1878), je zaslovel že leta 1839 z opisom električnega toka, ki ga svetloba povzroča v nekaterih elektrolitih. Pojav je dobrih trideset let pozneje uporabil Ernst Werner von Siemens (1816-1896) pri iznajdbi prve selenske fotocelice.

Istega leta 1839 je E. Becquerel objavil raziskovanje prehoda svetlobe iskre skozi barvast zaslon skupaj z očetom in profesorjem pariške univerze Jeanom Baptistom Biotom (1774-1862), nasprotnikom Fresnelove optike, raziskovalcem polarizacije in dobitnikom Rumfordove medalje leta 1840. Takšni podporniki so devetnajstletnemu A. E. Becquerelu omogočili, da je v naslednjih 30 letih spravljal raziskovanje luminiscence na višjo eksperimentalno raven, ne da bi se poglobljal v teorijo, ki se ji je izognil s frazo o "motnji molekulskega ravnovesja".

Eilhardt Ernst Gustav Wiedemann (1852-1928) je bil sin profesorja fizikalne kemije v Leipzigu Gustava Heinricha (1826-1899), ki mu je od leta 1879 pomagal tudi pri urejanju vodilne nemške fizikalne revije Ann. Phys. v Leipzigu. Njegova mati Clara Laura je bila leta 1827 rojena v znani družini kemikov Mitscherlichov in je prevajala Tyn-dallove knjige o fiziki in tudi o planinskih pohodih v Alpe. Tako je E. Wiedemann podobno kot Becquerel z raziskovanjem luminiscence nadaljeval družinsko tradicijo.

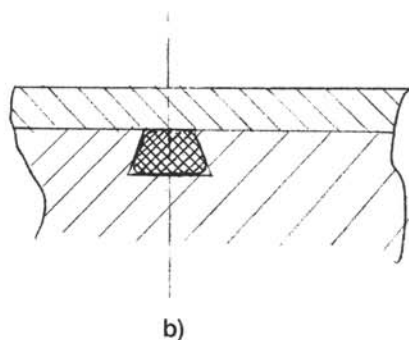
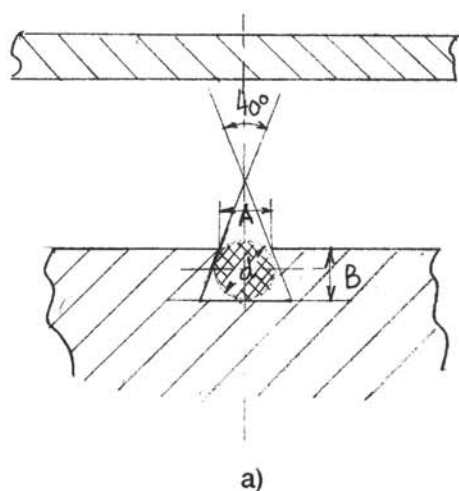
4 SKLEP

Raziskovanje luminiscence je iz pogosto skrivnostnih alkimističnih navodil "dalo fizikom oči za opazovanje nevidne svetlobe". Morda je Stokes prezgodaj umrl, da bi povsem dojel, kako prav je imel, saj je (katodo)luminiscenca ob napredku fotografije najprej botrovala odkritjem novih kemijskih elementov, med leti 1895 in 1897 odkritju rentgenskih žarkov, radioaktivnosti, elektronov in Braunove elektronke, leta 1911 pa je omogočila tudi odkritje atomskega jedra.

Sodobna fizika je bila utemeljena na opazovanjih luminiscence. Sodobna industrija zabave in računalništva pa je tudi predvsem opazovanje luminiscenc, saj je "slika boljša od tisočeri besed", kot lahko preberemo na reklamah za britanski televizijski sprejemnik Pye iz leta 1939.

LITERATURA

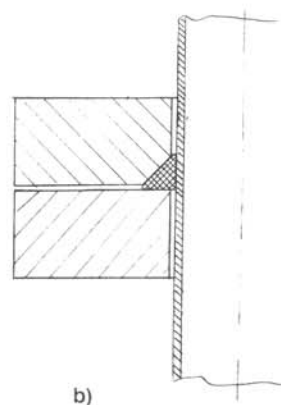
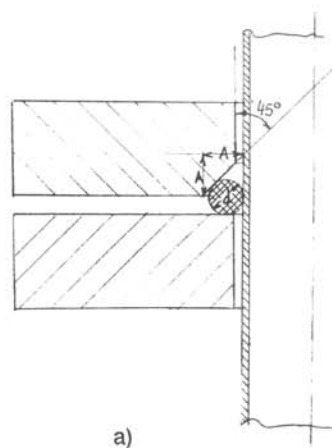
- C.K. Akin iz fizikalnega kabineta akademije znanosti v Pešti, Über Calcescenz und Fluorescenz, Ann. Phys. 131 (1867) 554-561
Erwiderung auf eine Notiz des Hrn. Emsmann, Ann. Phys. 131 (1867) 561-564
- Johann Conrad Bohn (1831-1897), profesor matematike na osrednjem gozdarskem zavodu v Aschaffenburgu, Über negative Fluorescenz und Phosphorescenz, Ann. Phys. 130 (1867) 367-392
Über negative Fluorescenz, Ann. Phys. 133 (1868) 165-174
- Sir David Brewster (1781-1868), profesor fizike na univerzi St. Andrews, Über die Zerlegung und Zerstreuung des Lichts innerhalb starrer und flüssiger Körper, Edinburgh Transactions, 16 (1846) 111, ponatis v: Ann. Phys. 73 (1848) 531-548
- Albert Einstein (1879-1955), Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt, Ann. Phys. 17 (1905) 132-148
- August Hugo Emsmann (1810-1889), profesor fizike na realki v Stettinu, Prioritätsansprüche in Betreff der negativen Fluorescenz oder Calorescenz oder Calcescenz, Ann. Phys. 129 (1866) 352
Positive und negative Fluorescenz, Phosphorescenz und Fluorescenz, Ann. Phys. 114 (1861) 651-657
Zur Geschichte der Fluorescenz, Ann. Phys. 133 (1868) 175-176
- Dipl.ing. Felix Fritz, Leuchtfarben, Geschichte, Herstellung, Eigenschaften und Anwendung, Berlin, 1940
- Jacob Eduard Hagenbach-Bischoff (r.1833), profesor fizike na univerzi v Baslu, Versuche über Fluorescenz, Ann. Phys. 146 (1872) 65-89, 232-257, 375-405, 508-
- Theodor Hoh, Zur Geschichte der Fluorescenz, Ann. Phys. 131 (1867) 658-569
- Heinrich Gustav Johannes Kayser (1853-1940), profesor fizike in direktor fizikalnega instituta na univerzi v Bonnu, Handbuch der Spectroskopie, IV Band, Leipzig, 1908. Poglavlje o fluorescenci na straneh 839-1214 je napisal Heinrich Konen, izredni profesor na univerzi v Münstru.
- Eugen Cornelius Joseph von Lommel (1837-1899), profesor fizike na univerzi v Erlagenu, Versuch einer Theorie der Fluorescenz, Ann. Phys. 117 (1862) 642-645
Über Fluorescenz, Ann. Phys. 143 (1871) 26-51
Über Fluorescenz, Ann. Phys. 159 (1876) 514-536
Theorie der Absorption und Fluorescenz, Ann. Phys. 3 (1878) 251-283
Theorie der Fluorescenz, Ann. Phys. 25 (1885) 12 strani
Beobachtung über Phosphorescenz, Ann. Phys. 30 (1887) 14 strani
Lehrbuch der Experimentalphysik, Leipzig, 1893, 26: 1920
- Lea Županc Mežnar, luminiscečne snovi (I. del), Vakuumist, 16/3 (1996) 14-19
- Franz Joseph Pisko (1827-1888), Lehrbuch der Physik für Unterreal-schulen, Brün, 1859
Die Fluorescenz des Lichtes, Izvestja dunajske realke Weiden, 1860, 40 str. Razširjena knjižna izdaja: Wien, 1861
- Dr. Ferdinand Rosenberger (r.1845), Die Geschichte der Physik in grundzügen mit synchronistischen Tabellen, III del, Braunschweig 1890
- Martin Sekulić (1833-1905), profesor na realki v Rakovcu, Fluorescencija i calcescencija, Rad Jugoslovenske akademije, Zagreb, 15 (1871) str.76-86
- Sir George Gabriel Stokes (1819-1903), Das Licht, predavanja v Aberdeenu 1883-1885, avtorizirani nemški prevod O. Dziobeka, Leipzig, 1888
- Sergej Ivanovič Vavilov (1891-1951) in Vadim Leonidovič Levšin (1896-1969) z instituta za fiziko in biofiziko v Moskvi, Die Beziehungen zwischen Fluorescenz und Phosphorescenz in festen und flüssigen Medien, Zeitschrift für Physik 35 (1926) 920-932
- Eilhardt Ernst Gustav Wiedemann (1852-1928), profesor fizike v Leipzigu in Erlangenu, Ueber Fluorescenz und Phosphorescenz, Ann. Phys. 34 (1888) 1. del, 446-463
- David B. Wilson, Kelvin and Stokes, Adam Higler, Bristol, 1987



Slika 3: Trapezasti utor za okroglo tesnilko:
a) razstavljen spoj, b) sestavljen spoj

$A = 0,9d$ in $B = \text{od } 0,75 \text{ do } 0,8d$, nagibni kot pa 40° .

Za tesnitev vakuumskih prevodnic, cevi ipd. okroglega preseka uporabljamo prav tako okrogle tesnilke, ki imajo notranji premer enak zunanemu premeru cevi. "Utor" ima obliko, kot je prikazana na sliki 4, pri čemer je dimenzija $A = 1,32d$. Površine, na katere bo nalegla tesnilka, pa morajo biti gladke (N5).



Slika 4: Tesnitev okrogle cevi: a) razstavljen spoj,
b) sestavljen spoj

Zgodi se tudi, da okroglih tesnilk z velikimi premeri (D_n nad $0,5m$) ne moremo kupiti. V takem primeru si pomagamo z "gumijasto" vrvico (različnih premerov do 12 mm), ki jo "ukrojimo" in vložimo v utor prirobnice tako, kot smo to že nekoč natančno opisali (Vakuumist, 25, 1991, 4, 21-22).

Dr. Jože Gasperič,
Institut Jožef Stefan, Ljubljana

OBVESTILA

Društvo za vakuumsko tehniko Slovenije

v sodelovanju z Ministrstvom za znanost in tehnologijo in Inštitutom za elektroniko in vakuumsko tehniko prireja

POSVETOVANJE O NETESNOSTI SISTEMOV IN NAPRAV,

ki bo predvidoma 21.-22. oktobra 1997 v Ljubljani

Vse več je izdelkov in tehnologij, kjer hermetičnost posod in cevni sistemov igra pomembno vlogo. Njihova večja ali manjša tesnost namreč zagotavlja primerno dobro vzdrževanje nadtlaka oz. podtlaka. Nevarna mesta, kjer netesnost (leak) lahko pričakujemo z veliko verjetnostjo, so navadno: spojke, tesnila, varjeni in spajkani spoji, napake v materialu itd. Zaradi vse večjih zahtev po kakovosti proizvodov (ISO 9000) se v tehniški praksi vedno pogosteje srečujemo s predpisi o preverjanju tesnosti. Pri tem je nujno poznati naslednje postopke:

- ugotavljanje netesnosti,
- določanje velikosti netesnosti oz. puščanja,
- iskanje in določitev mesta puščanja.

Obstaja več različnih metod za izvajanje teh postopkov. Med njimi ni univerzalnega, ampak so posamezni postopki primerni samo za določene velikosti puščanja oziroma uporabni le za določene tehnologije. V slovenskem prostoru pridejo omenjeni postopki v poštev pri izdelovalcih tlačnih posod, hladilnih agregatov, posod za aerosole, prehrabnih konzerv, specialnih ventilov, hermetično zaprtih elektronskih komponent, v reaktor-ski tehniki, pri uporabi nekaterih analizičnih metod v raziskovalno-razvojnih laboratorijih itd. Ker postopki določanja netesnosti (leak detekcije) niso dovolj poznani, razen v ožjem krogu strokovnjakov, vezanih

na vakuumsko znanost, vas vabimo, da se posvetovanja udeležite. Sodelovali boste lahko kot poslušalec, ali z govornim prispevkom, ali v odprti diskusiji za okroglo mizo.

TEME POSVETOVANJA

- opredeljevanje velikosti puščanja,
- metode iskanja netesnih mest,
- ugotavljanje netesnosti s helijevim masnim spektrometrom,
- vrste netesnosti in njihovo odpravljanje oz. preventiva,
- kontrola tesnosti kot osnova za kvaliteto proizvodov,
- standardi s področja netesnosti,
- poročila in problematika iz slovenske prakse.

URADNA JEZIKA POSVETOVANJA: slovenski in angleški.

NASLOV ZA PRIJAVO IN KONTAKTIRANJE: Društvo za vakuumsko tehniko Slovenije Dr. Lidija Irmančnik-Belič, mag. Andrej Pregelj, Teslova 30, Ljubljana tel.: 061-177 66 00, faks.: 061-126 45 78.

Prosimo, da javite namero o udeležbi **do sredine maja 1997** na označeni naslov.

PRIJAVNICA ZA UDELEŽBO NA POSVETOVANJU O NETESNOSTI SISTEMOV IN NAPRAV 21.-22. oktobra 1997 v Ljubljani

Priimek, ime, naziv:

Institucija:

Naslov:

Tel.: Faks: e-pošta:

Opomba: Želim sodelovati (a) kot poslušalec oz. (b) s prispevkom, ki bo imel približno naslednji naslov:

.....
.....

Datum: Podpis:

IZOBRAŽEVANJE

IZOBRAŽEVANJE O VAKUUMSKI TEHNIKI - 1997

Vse uporabnike vakuumске tehnike obveščamo, da so v letu 1997 predvideni naslednji strokovno izobraževalni tečaji:

VZDRŽEVANJE VAKUUMSKIH NAPRAV 20.-21.oktober 1997

Pod tem naslovom se obravnava predvsem tematika, ki jo srečujemo v tehniki grobega vakuum. To je: delovanje, vzdrževanje in popravila rotacijskih črpalk, pregled in uporaba različnih črpalk, ventilov in drugih elementov, meritve vakuum, hermetičnost in odkrivanje netesnosti v vakuumskih sistemih, materiali za popravila, tehnike čiščenja in spajanja, skupno 20 šolskih ur, od tega tretjina praktičnih prikazov in vaj.

Cena tečaja je 32.000 SIT. Vsak tečajnik bo prejel tudi brošuro "Osnove vakuumске tehnike za vzdrževalce naprav" in potrdilo o opravljenem tečaju.

OSNOVE VAKUUMSKE TEHNIKE 12.-14. maj ter 24.-26. november 1996

Pri tem tečaju je večji poudarek na teoretičnem razumevanju snovi. Obravnava so vsa že prej omenjena področja in poleg tega še: pomen in razvoj vakuumске tehnike, fizikalne osnove, črpalke za visoki vakuum, tankoplastne in druge vakuumске tehnologije, čisti postopki, analize površin ter doziranje, čiščenje in preiskave plinov - skupno 26 šolskih ur z vajami in ogledom inštituta.

Cena tečaja je 32.000 SIT. Udeleženci prejmejo zbornik predavanj "Osnove vakuumске tehnike" in potrdilo o opravljenem tečaju.

Oba tečaja se pričneta ob 8.00 uri v knjižnici Inštituta za elektroniko in vakuumsko tehniko, Teslova 30, Ljubljana.

Prosimo interesente, da se informativno javijo čimprej, za dokončno potrdilo udeležbe pa velja kopija položnice o plačilu - najkasneje tri dni pred pričetkom tečaja - na naslov:

Društvo za vakuumsko tehniko Slovenije,
Teslova 30, 1111 Ljubljana
(št. žiro računa: 50101-678-52240).

Prijave sprejema organizacijski odbor (Koller, Spruk, Mozetič, Nemanič), ki daje tudi vse dodatne informacije

(tel. 061 177-66-00, 126-45-92).

V primeru premajhnega števila kandidatov tečaj odpade, interesenti bodo povabljeni na naslednji rok.

Tečaj "**Osnove vakuumске tehnike za srednješolske predavatelje**" bo predvidoma 10. in 11. novembra 1997 in bo posebej razpisan v informativnih glasilih za šolstvo. Namenjen je popestritvi pouka fizike in tehničnih znanj na srednjih in višjih šolah.

IN MEMORIAM

Rolfu Wideröeu v spomin

Oktober 1996 je prof. dr. Rolf Wideröe, ta telesno in duhovno veliki Norvežan, preminil v Švici, kjer je bil v Nussbaumnu pri Badnu v kantonu Argau njegov dom.

Kot mnogo Evropejcev, tudi iz naše dežele (Peterlin, Bas), je izumiteljska dela preživel v Nemčiji. Za svojo disertacijo je leta 1928 izdelal visokofrekvenčni linearni pospeševalnik, sestavljen iz treh zaporednih resonatorjev, s čimer je Na^+ in K^+ pospešil na 50 keV. Ta, prvi visokofrekvenčni pospeševalnik, njegov izum, je osnova vseh današnjih linearnih in krožnih pospeševalnikov.

Poleg Kerst-a in Slepian-a spada med prve graditelje betatrona, ki je osnova vseh indukcijskih pospeševalnikov. Pri betatronu je znan Wideröev ravnotežni pogoj. Njegovo ime srečamo l. 1945 med predlagatelji sinkrotrona in 1947 jake fokusacije. Po vojni se je umaknil v Švico in delal na betatronu pri BBC Baden. Ponujeno je imel mesto prvega direktorja CERN-a, a ga ni sprejel. Bil je v nadzornem odboru DESY-ja v Hamburgu. Spominjam se, kako je vsak četrtek prišel z zajetno torbo na fizikalni kolokvij na ETH Zürich, pokončen, klen in čil, in ga vedno zapustil med prvimi, da se je z vlakom (ne avtom) zapeljal domov v Nussbaumen.

Skrbel je za naravno in zdravo življenje, kolikor je danes to sploh mogoče: najel je pri kmetu kravo, jo naravno krmil, da je imel kolikor mogoče čisto mleko.

Wideröe spada med tiste velike izumitelje prve polovice dvajsetega stoletja, brez katerih naša civilizacija ne bi bila takšna kot je. Brez Zvorykina ne bi "buljili" ob večerih v televizorje, brez Wideröe-ja ne bi imeli aparatur jedrske in visokoenergijske fizike, brez Tesle bi sedeli pri petrolejkah in ne bi imeli na daljavo vodenih raket ter težav s sprejetjem v NATO. No, morda bi bil tak svet srečnejši.

Na vse te velike može naše civilizacije je odbor za dodeljevanje Nobelovih nagrad pozabil. Ali so bili pripadniki napačnih narodov ali pa so bili napačnih svetovnih nazorov?

A. Pavlin

P.S.: Zaradi časovne stiske sem pisal po spominu. Zavedam se, da manjka slika pokojnika in datumi posameznih mejnikov. Naj mi to cenjeni bralec oprusti.

**PFEIFFER****VACUUM**

Čeprav naredimo stotine Rootsovih črpalk na leto,
to ne pomeni, da jo je enostavno kupiti

Pfeiffer Vacuum Austria
Diefenbachgasse 35
A-1150 Wien
telephone ++43/1 89417 04
telefax ++43/1 894 17 04

Velikosti črpalk so lahko
od 250 do 25 000 m³/h;
izdelane so iz materialov
GG ali GGG 40.3 in
nerjavnega jekla, imajo
zaščito pred "tlačnim
valom", vgrajeni so lahko
različni materiali za
tesnjenje (viton, PTFE).
Vsako leto prodamo na
stotine zelo različnih
Rootsovih črpalk.

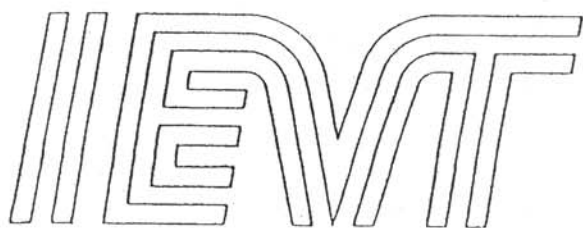
Vsem Pfeifferjevimi
vakuumskim črpalkam sta
skupni dve stvari:
visoka kakovost izdelkov
in dejstvo, da črpalke ne le
prodajamo, ampak kupcu
tudi svetujemo, za kakšno
črpalko se naj v danih
razmerah odloči. Pri nas
preučimo vaše zahteve do
podrobnosti, tako da
zanesljivo dobite takšno
črpalko, kot jo resnično
potrebujete.

Na voljo so vam naše
izkušnje in nasveti pri:

- dograditvi črpalnih sistemov
- izbiri predčrpalk
- regulaciji tlaka in
- zaščiti okolja.



Pfeiffer Vacuum Austria GmbH
Diefenbachgasse 35
1150 Wien
Tel. 01 8941 704
Fax 01 8941 707
Internet: <http://www.pfeiffer-vacuum.de>



- VAKUUMSKI SISTEMI
- VAKUUMSKE KOMPONENTE

IIEVT-VSC - oddelek za razvoj vakuumskih komponent in sistemov

Imamo več kot 30-letne izkušnje z načrtovanjem in izdelavo vakuumskih sistemov ter pri razvoju visokih tehnologij. Naši izdelki so standardni ali izdelani po naročilu in so 100% preskušeni na tesnost. Uvajanje standarda ISO-9000, uporaba kvalitetnih materialov (nerjavno jeklo, Al itd.) in modernih tehnoloških postopkov (specialna varjenja, leak detekcija, analiza materialov itd.) nam omogočajo doseganje kvalitete, ki je na področju tehnike visokega vakuumu nujno potrebna.

Sistemi:

- za grobi, srednji, visoki in ultravisoki vakuum
- ročni, računalniško krmiljeni
- aboratorijski, proizvodno tehnološki (prijemalne naprave, impregnacija, sušenje, polnjenje elementov, napajanje,...)

Komponente:

- spojke in prirobnice: ISO-KF, ISO-CF, ISO-K
- prevodnice: električne, za prehod plinov in tekočin ter za prenos gibanja
- spojni cevni kosi: reducirni ter oblike I, L, T, X
- ventili:: ročni, elektropnevmatski, za različna področja vakuumu in uporabe (ravni, kotni, ploščni, dvopotni, igelni itd...)
- črpalke: membranske, rotacijske, difuzijske
- merilniki s senzorskimi glavami (Pirani, Penning, Bayard-Alpert), merilniki grobega vakuumu
- adsorpcijske pasti, filtri, okna, stekleni deli
- komore in zvonovi s standardnimi in specialnimi priključki, s hlajenjem oz. z ogrevanjem itd.
- prehodni kosi, kovinski mehovi, spoji steklo-kovina

Storitve:

- testiranje tesnosti in odkrivanje netesnih mest s helijevim leak detektorjem
- hermetični spoji: kovina-keramika, kovina-steklo, kovina-kovina (TIG, laser, mikroplazma, spajkanje v vakuumu in v kontrolirani atmosferi, lepljenje)
- W in UW inženiring ter svetovanje
- servis, meritve, priklop in zagon naprav ter vzdrževalna dela
- razvoj in postavitev vakuumskih tehnoloških postopkov
- izobraževanje kadrov (v sklopu z Društvom za vakuumsko tehniko Slovenije)
- nanos tankih plasti (napajanje, napršenje)
- toplotna obdelava manjših predmetov v vakuumu in v inertni atmosferi

Za vse standardne komponente so na voljo tudi posamezni prospekti s tehničnimi podatki. Podrobnejše informacije dobite na oddelku Vakuumski sistemi in komponente.



**INŠTITUT
ZA ELEKTRONIKO
IN VAKUUMSKO
TEHNIKO**

TESLOVA ULICA 30, POB 2959, 1111 LJUBLJANA
SLOVENIJA
TEL.: (+386 61) 177 66 00 N.C.,
FAX: (+386 61) 126 45 78

MEDIVAK

MEDIVAK, d.o.o.
Šolska ulica 21
SLO - 1230 Domžale

tel. fax : 00386 61 713060
mobitel : 0609 615 455
žiro račun : 50120-601-114647

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

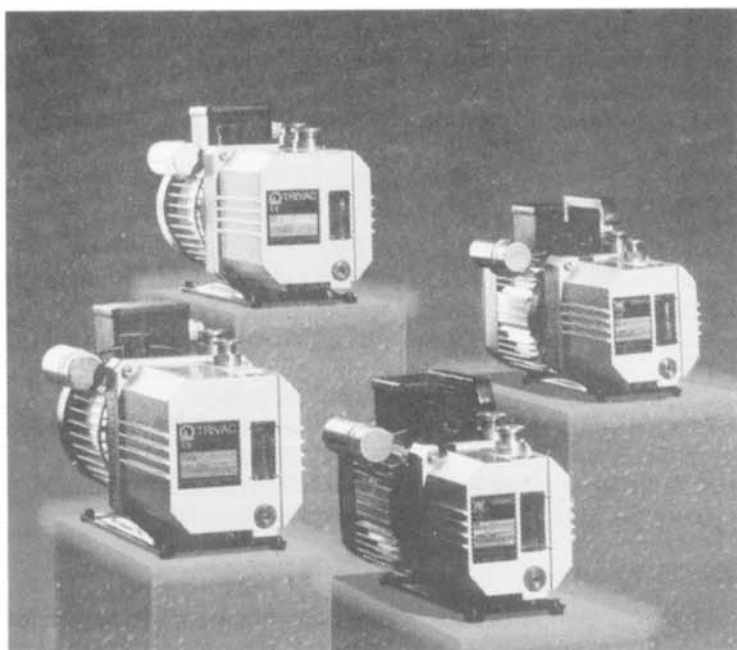
- za kemijsko in drugo industrijo

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 vakuumu 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



Izšel je nov prodajni katalog Leybolda,
ki ga lahko naročite pri nas.



MEDIVAK

MEDIVAK, d.o.o.
Šolska ulica 21
SLO - 1230 Domžale

tel. fax : 00386 61 713060
mobitel : 0609 615 455
žiro račun : 50120-601-114647

HITRA POMOČ V TEŽAVAH

ODKRIVANJE NETESNOSTI

Helijski masni spektrometer UL 200

- vakuumski sistemi
- vakuumski agregati
- nizko- in visokotlačne posode
- ventili, spoji
- energijske postaje



IZPOSOJA VAKUUMSKIH ČRPALK LEYBOLD

24 URNI SERVIS



- vakuumskih črpalk
- analiznih aparatov
- odkrivanje netesnosti

IZOBRAŽEVANJE

S področja

**ODKRIVANJE NETESNOSTI
POPRAVILA ČRPALK**

Tečaje organiziramo na sedežu firme v Domžalah, če se prijavi najmanj 6 oseb.



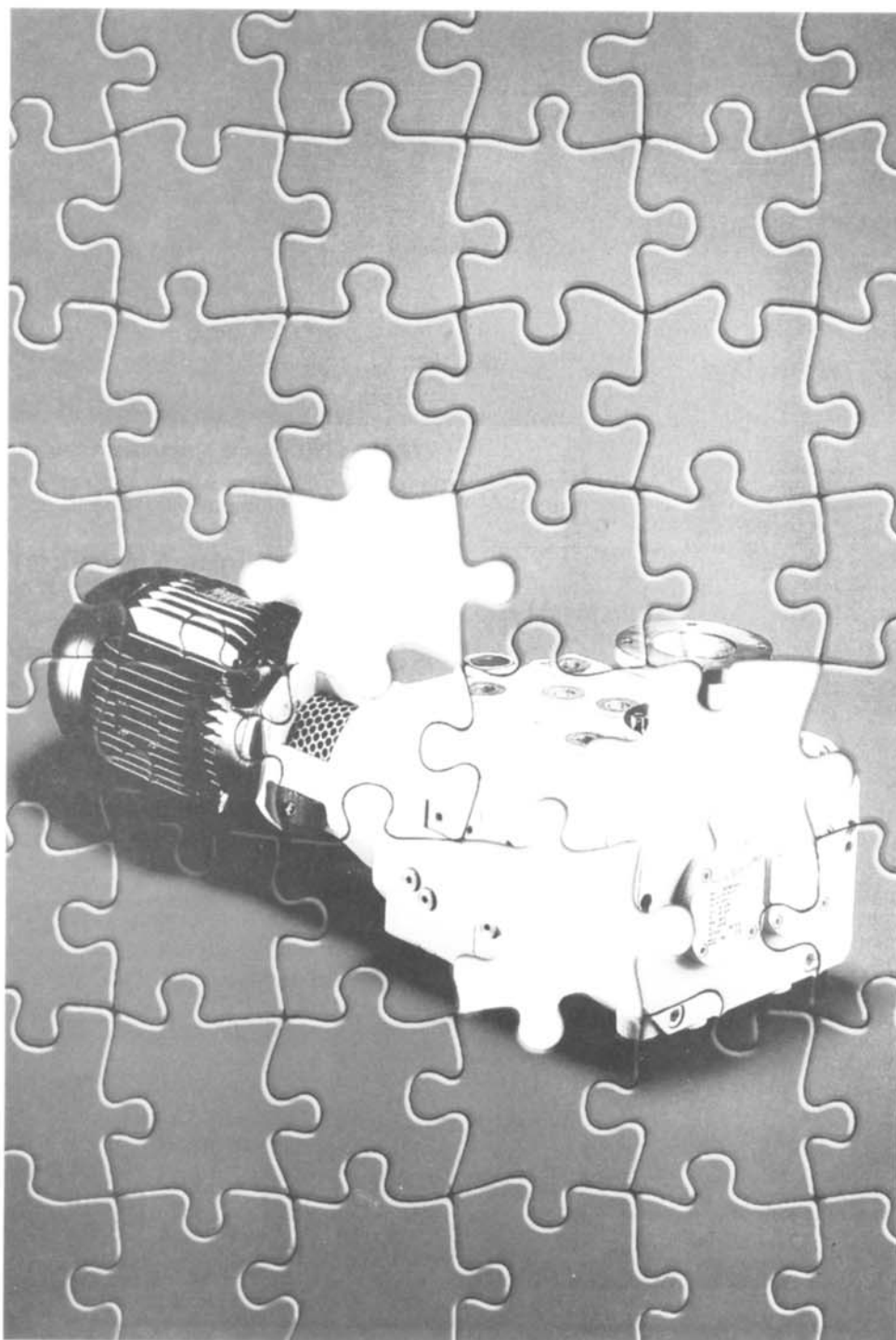
PFEIFFER



VACUUM

Čeprav je UniDry nova serijska črpalka, vam je ne moremo pokazati, ampak jo lahko le na kratko opišemo

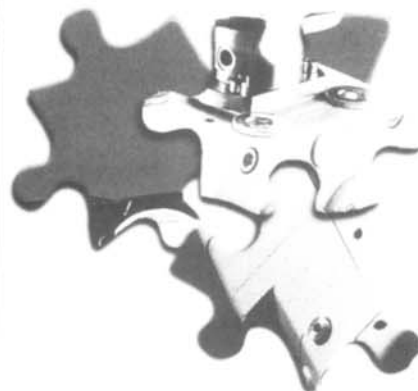
Pfeiffer Vacuum Austria
Diefenbachgasse 35
A-1150 Wien
telephone ++43/1 894 17 04
telefax ++43/1 894 17 04



UniDry™ je serijska črpalka, ki je v bistvu tristopenjska, kompaktna in suho tesnjena. To univerzalno vgradljivo "sistemsko jedro" lahko sistematično dogradite z več dodatki za različne možnosti.

Zdaj razumete, zakaj vam tukaj UniDry™ sistema ne moremo pokazati. Raje nas pokličite.

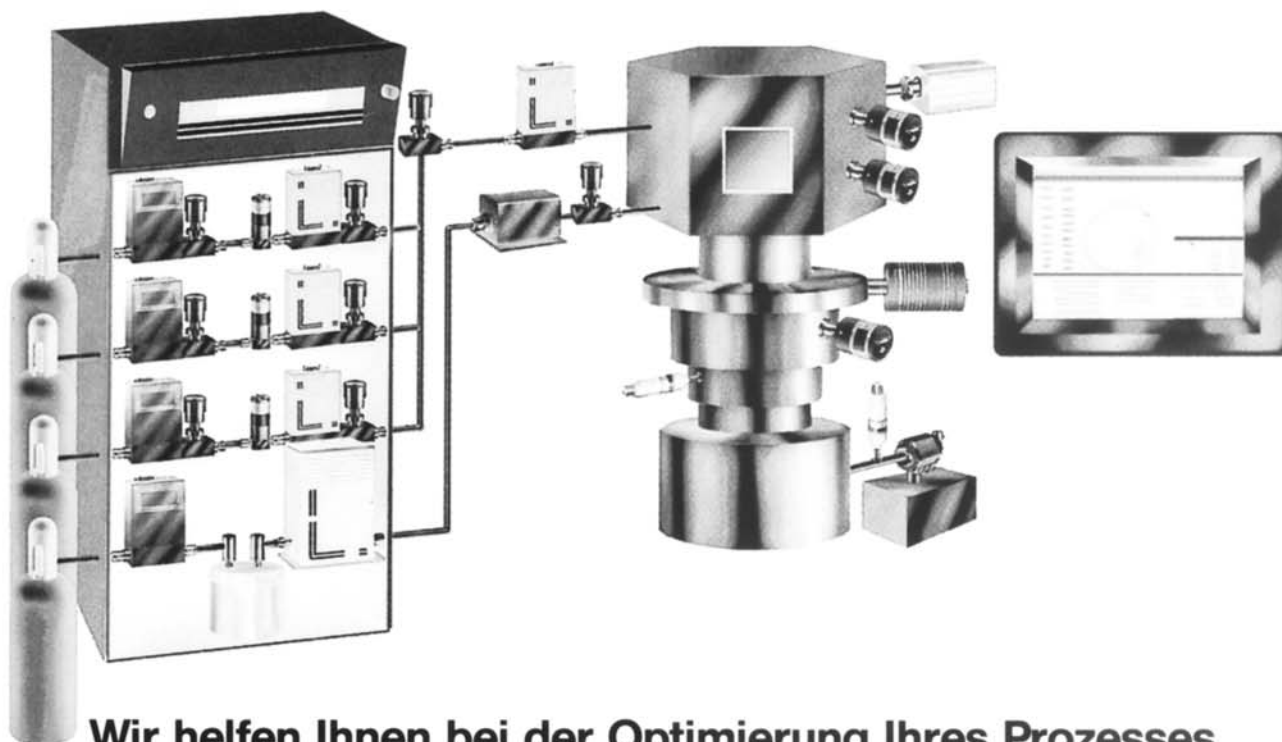
Razložili vam bomo vse prednosti in vam tudi pokazali, kako naj bi vaša specialna UniDry™ črpalka izgledala.



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



MKS Around the World... Around the Process.



Wir helfen Ihnen bei der Optimierung Ihres Prozesses

Druckmessung

Gasartunabhängige, korrosionsfeste Kapazitätsmanometer höchster Genauigkeit und Zuverlässigkeit für Vakuum und Überdruck.

Druckregelung

Mikroprozessorgesteuerte, automatische Prozeßdruckregelung mittels motor-gesteuerter Drosselventile oder elektromagnetischer Gaseinlaßventile.

Service und Kalibrierdienst

Weltweit vernetzte Service- und Kalibrierstationen mit hochqualifizierten Mitarbeitern garantieren optimale Unterstützung.

Gasversorgung

Digitale und analoge Gasflußregler. Auch Ganz-Metall-gedichtete für ultra-clean-Anwendungen, Gasmischsysteme, Massenflußregler für Dämpfe, Flüssigkeiten und unter Normalbedingungen feste Materialien.

Gasanalyse

Restgasanalyse mit PC-gesteuertem Kompakt-Massenspektrometer

Kalibriersysteme

Tragbare, fahrbare und stationäre Kalibriersysteme für Vakuum-, Überdruck- und Gasflußmeßgeräte. Kunden- bzw. applikationsspezifische Lösungen.



MKS Instruments Deutschland GmbH, Schatzbogen 43, D-81829 München

Tel. (089) 42 00 08-0 · Fax (089) 42 41 06

**ZASTOPSTVO
SERVIS
SVETOVANJE**

MEDIVAK

MEDIVAK, d.o.o.
Šolska ulica 21
SLO - 1230 Domžale

tel. fax : 00386 61 713060
mobitel : 0609 615 455
žiro račun : 50120-601-114647



MILESTONE - bodočnost v laboratorijski mikrovalovni tehnologiji

Ne **URE - MINUTE** so potrebne za popolno pripravo vzorcev z mikrovalovnim sistemom **MILESTONE**.

mikrovalovna enota MLS-1200 mega + dodatki =

1. razklop s kislinami
2. določanje vlage
3. koncentriranje
4. sušenje
5. ekstrakcija
6. hidroliza proteinov
7. sterilizacija

Mikrovalovni sistem za suhi sežig - **MLS 1200 PYRO**

Mikrovalovni + vakuumski sistem = **microFAST** sistem za

HITRO + NATANČNO + TOČNO določanje vlage

ultraCLAVE - edinstven mikrovalovni sistem za organske sinteze

duoPUR - sistem za pridobivanje ultra čistih kislin

GRASEBY
SPECAC

IR spektrometrija

DANI

Plinska kromatografija

Podrobnejše informacije dobite v podjetju



družba z omejeno odgovornostjo
proizvodnja, zastopstvo, tehnična podpora in svetovanje
Štrekljeva 3, Ljubljana
tel.: 061/125-11-05, 125-03-15, fax: 061/125 11 10