



Darko Androić

EKSPERIMENTALNA FIZIKA:

metode, tehnike, eksperimenti i ideje

NASLOV: EKSPERIMENTALNA FIZIKA
VERZIJA 0.8 PRELOMLJENA 2. siječnja 2026.@01:38

UREDNIK: Darko Androić

GRAFIČKA OPREMA : Vlasta Horvatić

NASLOVNICA : Vlasta Horvatić

MJESTO I GODINA OBJAVLJIVANJA: Petrinja, 2026.

VLASTITA NAKLADA: Darko Androić

ISBN: 978-953-46274-1-9

Dimenzija tiskanoga izdanja B5: 17,6cm x 25,0cm

Copyright © 2026 Darko Androić

Licensed under the Creative Commons Attribution-NonCommercial 3.0 Unported License (the “License”). You may not use this file except in compliance with the License. You may obtain a copy of the License at <http://creativecommons.org/licenses/by-nc/3.0>. Unless required by applicable law or agreed to in writing, software distributed under the License is distributed on an “AS IS” BASIS, WITHOUT WARRANTIES OR CONDITIONS OF ANY KIND, either expressed or implied. See the License for the specific language governing permissions and limitations under the License.

Naslovna slika sadržaja: [Spektar sunca](#)
Izvornik: N.A.Sharp, NOAO NSO Kitt Peak,
FTS AURA NSF
Publicirano: 30. studenog 2017.

Sadržaj

I	Spektroskopske metode	
1	Optička spektroskopija	3
2	Nuklearna magnetska rezonancija	19
3	Moessbauerov efekt	29
4	Rendgenska difrakcija	39
II	Tehnike	
5	Laseri	49
6	Holografija	61
7	Vakuum	71
8	Kriogenika	85
III	Uređaji	
9	Mikrovalovi	101

10	Radioastronomija	105
11	Fuzija	117
12	Biofizika	125
13	Snopovi molekula	137
14	SQUID	145

IV

Istraživanja

15	Egzotični atomi	151
16	Hadroni i kvarkovi	157
17	Nesačuvanje CP simetrije	165
18	Postojanje dvaju neutrina	171

V

Matematičke dopune

19	Difrakcija	181
----	------------------	-----

Popisi i bibliografija

Popis tablica	199
Popis slika	200
Kazalo	205
Bibliografija	207



Spektroskopske metode

1	Optička spektroskopija	3
2	Nuklearna magnetska rezonancija	19
3	Moessbauerov efekt	29
4	Rendgenska difrakcija	39



1. Optička spektroskopija

Spektroskopijom se proučavaju spektri mikrosustava: atoma, jezgara, molekula, iona i kemijskih spojeva. Ona se temelji na interakciji elektromagnetskog zračenja i materije. Upravo ta interakcija ostavlja trag na zračenju koji donosi informaciju o mikrosustavu. Ta informacija dobiva se razlaganjem zračenja u spektar koji prikazuje intenzitet zračenja u ovisnosti o njegovoj frekvenciji (može biti i o valnoj duljini ili energiji). Tada se u spektru vide karakteristične linije koje naznačuju prisustvo određenog mikrosustava. Iz spektara dobivenih interakcijom zračenja i uzorka mogu se dobiti, ne samo informacije o prisustvu određenih mikrosistema, već i uvid o njihovoj koncentraciji kao i temperaturi te tlaku na kojem se uzorak nalazi. Spektroskopija se koristi u mnogim područjima fizikalnih istraživanja no nadilazi potrebe fizičara, te se spektroskopske metode koriste i u drugim prirodnim znanostima, kao i u industriji.

O optičkoj spektroskopiji

S povijesnog stajališta, spektroskopija se pojavljuje u 17. stoljeću nakon poznatog eksperimenta Isaaca Newtona objavljenog 1672. kada je Newton uočio je sunčeva bijela svjetlost zapravo polikromatska, odnosno da se sastoji od više boja čije se valne duljine kreću od 380 do 780 nm... Početkom 19. stoljeća, Newtonov opseg spektra je nadopu-

njen otkrićem novih vrsta elektromagnetskih zračenja koja nisu vidljiva: infracrveno zračenje (Herschel, 1800.) te ultraljubičasto (Ritter, 1801.).

Dakle, Newton je prvi prizmom razlagao sunčanu svjetlost u različite boje. Pravi kvantitativni zahvat započinje Fraunhofer upotrijebivši mnogo bolji sustav za razlaganje svjetlosti: optičku rešetku. On u vidljivom dijelu spektra opaža diskretne linije. Do njegova otkrića činilo se da zračenje izvora ima kontinuiran spektar, tj. da se intenzitet zračenja mijenja kontinuirano kao funkcija energije, odnosno frekvencije zračenja. Optičke rešetke i danas su nezaobilazni dio spektrometara najrazličitijih namjena. Njihova je kvaliteta i tehnologija proizvodnje značajno je unaprijeđena otkrićem lasera.

Jasno je da je glavni element efikasnosti spektroskopskih uređaja (prizme, rešetke,...) njihova rezolucija, tj. mogućnost razlučivanje u frekvenciji bliskih spektralnih linija. Od samih početaka, kada su isključivo prizme bile u primjeni, postupno se poboljšava rezolucija optičkih spektrometara. Kao što je već spomenuto, prvi odmak od prizme radi Fraunhofer 1821. godine upotrebljavajući optičku rešetku. Rutherford, nadalje, radi na povećanju rezolucije same rešetke za čiju izradu koristi dijamant na komadu metala i dostiže krajnju granicu od oko 20 000 linija s razmacima od 500 do 1000 linija po milimetru. Njega je premašio Rowland

s otprilike 100 000 linija s rezolucijom od 150 000 (pet puta većom od najrazvijenije prizme).

Teorijsku moć razlaganja rešetke prvi je put prikazao Lord Rayleigh formulom $R = mn$, gdje je n ukupan broj linija, a m red spektra. Michelson je pokazao da na krajnju granicu rezolucije ne utječe niti njena blizina niti njen ukupan broj te naglašava važnost velike površine rešetke. Prikazao je svoje otkriće formulom:

$$R = \frac{l}{\lambda} (\sin(i) + \sin(\theta)) \quad (1.1)$$

gdje je l ukupna duljina zarezane površine, λ valna duljina svjetlosti, i kut upada te θ kut loma zrake. Maksimalna rezolucija rešetke se dobiva s kutevima upada i difrakcije od 90 stupnjeva što daje $R = 2l/\lambda$, što je dvostruko od broja svjetlosnih valova na ukupnoj duljini mjerene površine.

Michelson tu točno zaključuje da se ta krajnja granica rezolucije dostiže samo pod uvjetom nevjerojatnog stupnja točnosti u razmaku linija. Nekoliko metoda je bilo isprobano, ali metoda vijka se pokazala najučinkovitijom. Vijak je karakteriziran pravilnim razmakom između slojeva i malim periodičkim greškama, te je odličan za izradu zarez na rešetki. Za malene vijke, koji su pogodni za zarezivanje otprilike 5 cm^2 površine, problema u izradi gotovo da nema, ali pojavljuju se kod većih duljina vijaka. Sam Rowland je radio na rješavanju tih problema oko dvije godine.

Treba napomenuti da su se, još brže od rješavanja problema izrade same rešetke i povećavanja njene rezolucije, paralelno u znanosti počeli otkrivati fenomeni koji su zahtjevali puno veću rezoluciju od one koju je mogla dati rešetka tog vremena. Znanstvenici su zato redovito odbacivali rešetke i koristili, primjerice, interferometre i plan-paralelne ploče, koji su doista imali visoku rezolucijsku moć, ali su funkcionirali uz značajnu otegnutu okolnost da su se spektri tokom mjerenja preklapali što je otežavalo interpretaciju rezultata s velikom točnošću. Sve ovo je usmjerilo trud znanstvenika da poboljšaju samu izradu optičkih rešetki.

Početkom 20. stoljeća napravljen je stroj za zarezivanje rešetki koji se postupno poboljšavao kako bi se postigli što bolji rezultati. Početna namjera je bila zarezivanje rešetki duljine do 30 cm, za što je bio potreban vijak od otprilike 25 cm. Velika se pažnja posvetila samoj proizvodnji vijka kako bi se razmak susjednih slojeva izveo s maksimalnom točnošću. Najveća inovacija kod izrade samih rešetki je bila upotreba metode interferencije za mjerenje i korekciju rezidualnih pogrešaka nastalih u izradi samih vijaka. Konačne pogreške ove metode - dodatne korekcije grešaka posebno izrađenih vijaka metodom interferencije te zatim ponovna upotreba interferencije kako bi se smanjile pogreške sustava koji rotira sam vijak - svedene su gotovo na minimum i znanstvenici su se uspjeli približiti teorijskoj efikasnosti.

Upravo ta metoda proizvodnje rešetki, koja je sustavno usavršavana tokom godina, bila je primarna do otkrića samih lasera, kada se jednostavnom interferencijom svjetlosti moglo označiti mjesto zarez rešetke i samim time postići veću rezoluciju.

Spektar elektromagnetskog zračenja

Da bi se razumjeli spektar i pojava karakterističnih linija potrebno je ući u kvantni svijet i uvesti kvantizaciju energije. U Bohrovom modelu atoma energetska stanja su kvantizirana. To znači da određeni atom može biti samo u određenim diskretnim energijskim stanjima. Isto vrijedi za molekule i ione, tj. ostale mikrosustave. Prijelazom između tih diskretnih stanja mikrosustavi emitiraju ili apsorbiraju zračenje energije koja odgovara razlici energija tih stanja.

$$\Delta E_{n,m} = E_n - E_m$$

Valja napomenuti da su uvjeti kvantizacije karakteristični za svaki mikrosustav, pa su time i razlike energija specifične za svaki mikrosustav što uvjetuje da i zračenje koje se emitira ili apsorbira na nekom mikrosustavu bude specifično za njega, tj. određene energije. Preko Einsteinove relacije možemo povezati energiju tog zračenja s frekvenci-

jom:

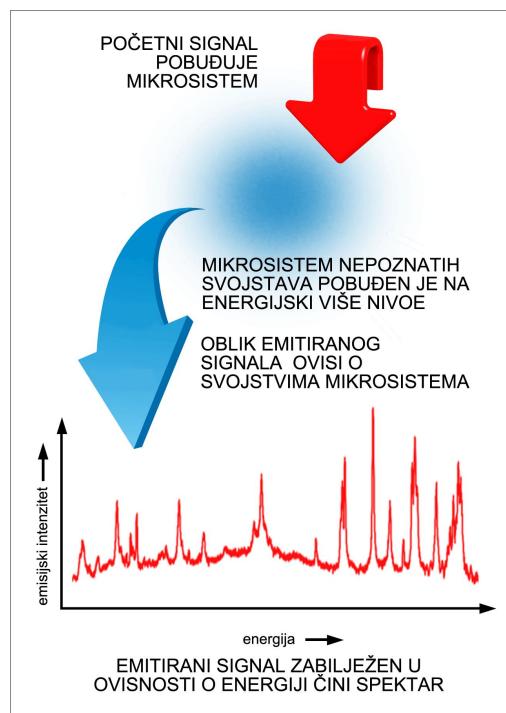
$$\Delta E = h\nu,$$

gdje je h Planckova konstanta, a nije frekvencija zračenja. Jasno je da je onda frekvencije elektromagnetskog zračenja lako povezati s energijama stanja mikrosustava:

$$\nu = \frac{E_n - E_m}{h}$$

Kako je navedeno da je kvantizacija specifična za svaki mikrosistem, ovdje se vidi da će onda i zračenje apsorbirano ili emitirano biti specifične frekvencije te nam upravo to daje karakteristične linije u spektru.

Kvalitativno spektri se dijele na emisijske i apsorpcijske. Emisijski spektri nastaju na način opisan uz sliku 1.1. Kod apsorpcijskog



Slika 1.1: Shematski prikaz spektroskopskog postupka. Na mikrosustav se šalje pobuda. Mikrosustav zatira frekvencijama koje su određene specifičnim svojstvima sustava. Zračenje koje zatim iz njega izlazi sadrži za taj mikrosustav karakteristične frekvencije.

spektra mikrosustav upija iz dolaznog (najčešće kontinuiranog uzbuđenog spektra) foton određene frekvencije i to se manifestira kao zatamnjenje linije odgovarajuće frekvencije.

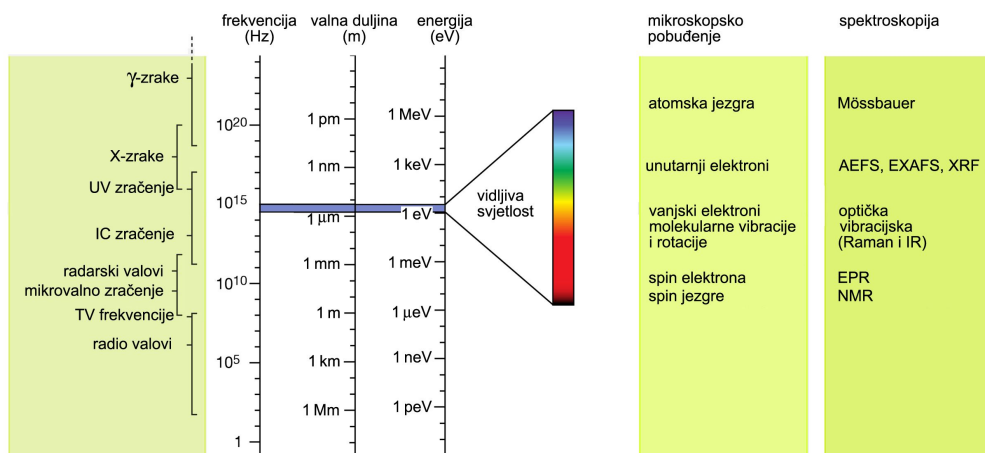
Spektar frekvencija emitiranog zračenja omogućuje da se prethodnom relacijom rekonstruiraju moguća energijska stanja mikrosustava. To razmatranje temelj je svih vrsta spektroskopija. Dakle, mjerenje frekvencijskog (energijskog) spektra mikrosustava omogućava rekonstrukciju energijskih nivoa tog mikrosustava.

Elektromagnetski spektar je tradicionalno podijeljen u sedam spektralnih regija: radiovalovi, mikrovalovi, infracrvena, vidljiva i ultraljubičasta svjetlost, X-zrake (ili rendgenske zrake) te γ -zrake. Svim ovim vrstama zračenja zajedničko je to što propagiraju kroz prostor kao transverzalni elektromagnetski valovi te s istom brzinom $c = 3 \times 10^8$ m/s u vakuumu. Različite regije elektromagnetskog spektra razlikuju se po valnoj duljini i frekvenciji, što dovodi do značajnih razlika u njihovom stvaranju, detekciji i interakciji s tvari. Granice različitih regija su određene više konvencijom nego ostrim diskontinuitetima svojstvenih fizičkih fenomena. Svaki tip monokromatskog elektromagnetskog zračenja je uobičajeno označen svojom frekvencijom ν , valnom duljinom λ , energijom fotona E , te valnim brojem k . Na slici 1.2 prikazan je njihov odnos.

Osnovni dijelovi mjernog uređaja

Uobičajen naziv instrumenta za dobivanje optičkog spektra jest spektroskop. Spektrograf, pak, trajno bilježi sliku tog spektra. Vizualni spektroskop služi za izravno opažanje spektra okom, a spektrometar ima uz izmjereni spektar i mjernu skalu, pa njime mogu očitavati valne duljine u spektru. Bitni dijelovi spektroskopa su:

- ulazna pukotina (služi za geometrijsku definiciju izvora svjetlosti u spektroskopu)
- sustav za razlaganje spektra u komponente (prizme ili rešetke)
- sustav koji za svaku frekvencijsku komponentu spektra formira posebnu sliku



Slika 1.2: Shematski prikaz spektralnih regija. Izvornik: *Encyclopedija Britannica*

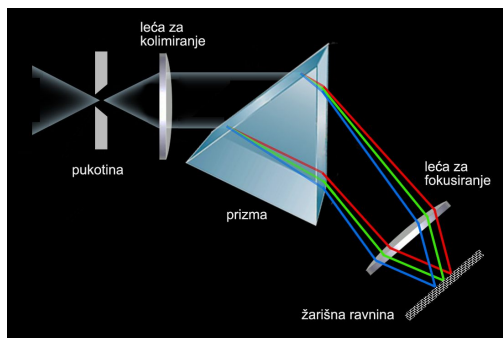
ulazne pukotine

Načelo rada spektroskopa s prizmom

Na slici 1.3 shematiziran je spektroskop s prizmom. Kroz otvor ulazi svjetlost čiji se spektar ispituje. Leća L_1 smještena je tako da joj je točka O (otvor) u žarištu. Time se postiže da sve zrake putuju paralelno. Poznato je svojstvo prizme da različito lomi svjetlost različitih valnih duljina. Jednobojna svjetlost izlazi iz prizme pod jedinstvenim kutem, čija veličina ovisi samo o valnoj duljini svjetlosti. Leća L_2 fokusira svaki od paralelnih snopova za različite svjetlosne boje. Poznato je svojstvo leće da fokusira paralelni snop u jednoj točki. Pozicija te točke ovisi o kutu pod kojim paralelni snop pada na leću. Već je spomenuto da taj kut ovisi o frekvenciji. Konačni je rezultat, dakle, da su se različite komponente ulazne svjetlosti fokusirale na različitim mjestima na zastoru. Međutim, ako postoji interes za kvantitativnu analizu spektra, tada treba mjeriti intenzitet zračenja kao funkciju koordinate u žarišnoj ravni leće L_2 .

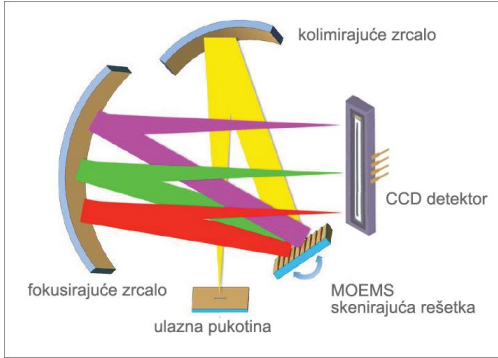
Spektroskop s rešetkom

U spektroskopu s rešetkom proces razlaganja svjetlosti na komponente se, umjesto u prizmi, odvija u rešetci. Na slici 1.4 prikazan je spektroskop s ravnom difrakcijskom



Slika 1.3: Svjetlost koju se analizira ulazi kroz otvor O smješten u žarištu leće L_1 . Na prizmu pada paralelan snop bijele svjetlosti. Snopovi različitih svjetlosnih boja izlaze iz prizme pod kutovima koji karakteriziraju tu svjetlosnu boju. Leća L_2 fokusira snopove koji na nju padaju pod različitim kutovima na različite x -koordinate u svojoj žarišnoj ravni.

rešetkom. Posebno svojstvo te konfiguracije uređaja jest dvostruko korištenje leće L . Ona najprije služi za formiranje paralelnog snopa svjetlosti, a zatim za fokusiranje svakog paralelnog snopa svjetlosti na određeno mjesto na zastoru, budući da je rešetka kutno razložila svjetlost na komponente.



Slika 1.4: Shematski prikaz suvremenog kompaktnog spektrometra sa zrcalima i detektorskim čipom (CCD) u skrižanoj Czerny-Turner geometriji.

Optička rešetka

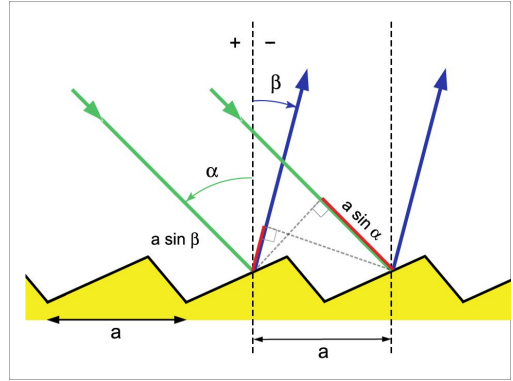
Optička rešetka je optički element koji u spektroskopiji služi za razlaganje svjetlosti difrakcijom te je stoga ključan element jer rezultati mjerenja, kao i njihova upotrebljivost, uvelike ovise o njenoj kvaliteti, efektivnosti i moći razlučivanja. Radi se o površini koja je ispresjecana ekvidistantnim i jednakim utorima, tj. zarezima na reflektirajućoj pozadini, npr. zarezivanje tankog sloja aluminijske nanosenog na staklo. Opisana rešetka se naziva reflektirajućom. Postoje i rešetke koje umjesto utora imaju pukotine koje propuštaju svjetlost i sukladno tome nazivaju se propusnim rešetkama, no one imaju veće gubitke te se rijede upotrebljavaju. Za daljnje razmatranje koristit će se reflektirajuća rešetka, ali rezultati koji slijede su općeniti.

Na slici 1.5 prikazana je difrakcijska rešetka. Jasno je da će svjetlost koja putuje sa susjednih utora imati razliku u putu te se u nastavku izvoda pridržava konvencije da je $\beta < 0$ te je stoga negativan predznak apsorbiran u funkcijus $\sin(\beta)$.

$$\Delta = a(\sin \alpha + \sin \beta) \quad (1.2)$$

Ako je razlika optičkih puteva Δ s dva susjedna utora jednaka nekom višekratniku valne duljine, tada dolazi do konstruktivne interferencije:

$$a(\sin \alpha + \sin \beta) = k\lambda \quad (1.3)$$



Slika 1.5: Konstanta rešetke tj. razmak između dva utora je označen s duljinom a . Na rešetku upada paralelni snop svjetlosti pod kutem α naspram okomice na rešetku. Kut izlazne svjetlosti je β te će ovisiti o valnoj duljini. Plus i minus iznad okomice na rešetku označavaju jednu od konvencija za predznake kuta, tj. ako se izlazni kut nalazi na istoj strani kao i ulazni, tada dolazi s pozitivnim predznakom, a ako se nalazi na drugoj strani, s negativnim.

čime je definirana formula rešetke. Iako je ova forma učestala, bolji uvid kutnog razlaganja može se dobiti ako se iz 1.3 izrazi izlazni kut $\beta(\lambda, k)$

$$\beta(\lambda, k) = \arcsin \left(\frac{k\lambda}{a} - \sin \alpha \right) \quad (1.4)$$

Iz 1.4 se jasno vidi da, ako postoji polikromatska svjetlost koja upada pod kutem α na rešetku, izlazni kut biti će različit za različite valne duljine. Također, postoji i više spektralnih redova k za koje će ista valna duljina imati više izlaznih kuteva. Problem koji se ovdje javlja je taj da nekada dvije različite valne duljine u različitim spektralnim redovima imaju isti izlazni kut β (npr. svjetlost valne duljine λ u prvom redu $k = 1$ i valne duljine $\lambda/2$ u drugom redu $k = 2$) što dovodi do njihovog preklapanja u mjernom uređaju i stvaranja nejasnih rezultata. Dakako, za slučaj spektralnog reda nula ($k = 0$) izlazni kut je jednak za svjetlost svih valnih duljina ($\beta = -\alpha$) što znači da u nultom redu ne postoji razlučivost između diskretnih val-

nih linija već se sve preklapaju te se opaža bijela svijetlost (ako je i ulazna svjetlost bila bijela). Ovaj problem se rješava metodom bljeska.

Umjesto razlike u optičkim putevima, može se izraziti razlika u fazi dva vala sa susjednih zareza. Oni će biti u fazi (što rezultira konstruktivnom interferencijom) ako je razlika višekratnik 2π , tj. ako je omjer razlike optičkih puteva i valne duljine cijeli broj

$$\phi = \frac{2\pi\Delta}{\lambda} = \frac{2\pi a(\sin\alpha + \sin\beta)}{\lambda} \quad (1.5)$$

gdje se u zadnjem koraku koristi izraz iz (5).

Do sada se promatrao utjecaj susjednih zareza, ali na optičkoj rešetci ih ima mnogo i svjetlost sa svakog interferira te moramo prosumirati doprinose svih zareza. U ovom trenu se ignoriraju konačne dimenzije zareza i smatraju se točkastim reflektorima. Zbog ekvidistantnog razmaka, razlika u fazi (8) će za drugog susjeda udaljenog za $2a$ očito biti 2ϕ , za onog udaljenog $3a$ biti će 3ϕ , itd.

$$A = \sum_{n=1}^N A_0 e^{-in\phi} = A_0 \sum_{n=1}^N \left(e^{-i\phi}\right)^n = A_0 \frac{1 - e^{-iN\phi}}{1 - e^{-i\phi}} \quad (1.6)$$

U zadnjem koraku prepoznali smo geometrijski red te ako eksponencijalne funkcije izrazimo preko sinusa konačno dobivamo

$$A = A_0 \frac{\sin\left(\frac{N\phi}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\phi}{2}\right)} \quad (1.7)$$

Intenzitet je proporcionalan kvadratu amplitude, stoga

$$I = A_0^2 \frac{\sin^2\left(\frac{N\phi}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\phi}{2}\right)} \quad (1.8)$$

$$I(\alpha, \beta, \lambda) = I_0 \frac{\sin^2\left(\frac{(w\pi(\sin\alpha + \sin\beta))}{\lambda}\right)}{\sin^2\left(\frac{(a\pi(\sin\alpha + \sin\beta))}{\lambda}\right)} \quad (1.9)$$

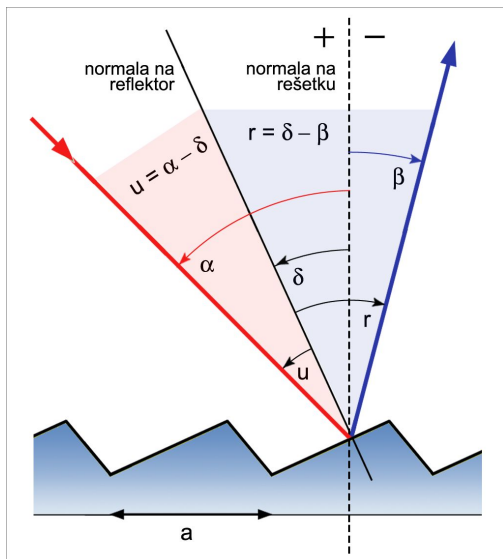
gdje je $w = Na$ širina rešetke. Formula (12) daje kutnu raspodjelu intenziteta svjetlosti za određenu valnu duljinu kojom dopirine

svi zarezi, no mora se uračunati i efekt varijacije faze unutar jednog zareza. Dakle, sada se gleda jedan zarez duljine b . Po Hygensovom principu svaka točka zareza izvor je sfernog vala. Točaka koje ispunjavaju duljinu b ima beskonačno. No kreće se prvo od neke konačne podjele pukotine na puno (N) jednakih malih komadića duljine (l), a u sredini svake neka je točkasti izvor sfernog vala. Tada su ti izvori ekvidistantni i može se primjeniti prethodne rezultate. U ovom slučaju umjesto duljine rešetke w koristi se duljina zareza $b = Nl$, a razmak između točkastih izvora je sada l . Povećava se N (broj izvora), tj. pukotine se dijele na sve više komadića sve manjih duljina l , ali tako da njihov umnožak ostaje jednak ukupnoj duljini zareza b . Ako se promotri (12) vidimo da taj postupak ne mijenja brojnik s obzirom da tamo postoji upravo umnožak $Nl = b$ koji je konstantan, no u nazivniku se nalazi duljina $l = b/N$ ($N \gg 1$) te se koristi aproksimacija sinusa malog kuta $\sin(\phi) \approx \phi$ ($\phi \ll 1$). Konačni izraz za intenzitet dobiva se umnoškom intenziteta dobivenih sa različitim zareza te varijacije intenziteta unutar jednog zareza.

$$I(\alpha, \beta, \lambda) = I_0 \times \frac{\sin^2\left(\frac{(w\pi(\sin\alpha + \sin\beta))}{\lambda}\right)}{\sin^2\left(\frac{(a\pi(\sin\alpha + \sin\beta))}{\lambda}\right)} \times \frac{\sin^2\left(\frac{b\pi(\sin\alpha + \sin\beta)}{\lambda}\right)}{\frac{b\pi(\sin\alpha + \sin\beta)}{\lambda}} \quad (1.10)$$

Ovim umnoškom pretpostavlja se jednu bitnu stvar, a to je da se očekuje da će varijacije na zareza biti identične, što znači da smo pretpostavili da su sami profili svih zareza identični. Pretpostavke koje je lagano donositi u teoretskom raspisu nisu tako lako izvestive u stvarnosti te će kvaliteta rezultata uvelike ovisiti upravo o dobro napravljenoj rešetci.

U razmatranju efekta varijacije intenziteta na jednom zarezu nije uzet u obzir sam nagib zareza δ . Ako se promotri sliku 1.6 vidimo da kut δ odgovara kutu između ravnine rešetke i površine zareza, odnosno isto



Slika 1.6: Utjecaj nagiba zareza. Za varijaciju intenziteta svjetlost koja dolazi sa jednog zareza relevantni kutovi su oni naspram okomice na zarez odnosno $\alpha - \delta$ i $\beta - \delta$

tako to je kut između okomice na rešetku i okomice na sam zarez. S obzirom da se promatra difrakcija na površini jednog zareza, kutevi koji sada igraju ulogu nisu ulazni α i izlazni β , koji su bili naspram okomice na rešetku, već kutevi naspram okomice na zarez, $\alpha - \delta$ i $\beta - \delta$. Time treći član u (13) postaje zapravo:

$$\frac{\sin^2 \left(\frac{b\pi(\sin(\alpha-\delta) + \sin(\beta-\delta))}{\lambda} \right)}{\frac{b\pi(\sin(\alpha-\delta) + \sin(\beta-\delta))}{\lambda}} \quad (1.11)$$

Pogodnim odabirom kuta δ , koji se naziva kut bljeska, moguće je za određenu valnu duljinu energiju koncentrirati u neki viši red spektra. To se naziva bljeskom te se rešetke specificiraju po tome za koju valnu duljinu i u kojem redu spektra se on postiže. Najučinkovitije je kada se rešetka koristi u Littrowoj konfiguraciji ($\alpha = \beta = \delta$) za koju vrijedi uvjet bljeska

$$k\lambda = 2a\sin\delta, \quad (1.12)$$

iz kojeg je jasno da je valna duljina bljeska (valna duljina za koju je efikasnost rešetke

najveća kada se koristi u Littrowoj konfiguraciji)

$$\lambda_B = \frac{2a}{k} \sin\delta. \quad (1.13)$$

Infracrvena spektroskopija

Svaka tvar koja ima kovalentnu vezu, bez obzira da li je organska ili anorganska, absorbira određene frekvencije elektromagnetskog zračenja u infracrvenom području elektromagnetskog spektra. Valne duljine infracrvenog zračenja se nalaze u intervalu valnih duljina većih od vidljivog spektra (400nm-800nm), ali i valnih duljina manjih od mikrovalnog zračenja (1mm). Za naša razmatranja zanimljiva su vibracijska područja infracrvenog spektra što uključuje valne duljine između $2.5\mu\text{m}$ i $25\mu\text{m}$. Valna duljina λ je inverzno proporcionalna frekvenciji ν te je definirana relacijom $\nu = c/\lambda$ gdje je c brzina svjetlosti. Također je bitno primjetiti da je energija direktno proporcionalna frekvenciji: $E = h\nu$ gdje je h Planckova konstanta. Iz ovoga se da zaključiti da je najveća energija zračenja X zračenje gdje bi energija bila dovoljno velika da može raskinuti veze u molekulama. Na drugom dijelu spektra elektromagnetskog zračenje se nalaze radiovalovi koji imaju malu energiju, dovoljnu za nuklearne i elektronske spin tranzicije. Infracrveno zračenje daje bitnu informaciju o strukturi organskih molekula.

Absorpcijski proces

Kao i kod drugih tipova energetske absorpcije, molekule su pobuđene u više energetske stanje kada absorbiraju infracrveno zračenje. Absorpcija infracrvenog zračenja, kao i drugi absorpcijski procesi, kvantizirani proces. Molekula absorbira samo određene frekvencije (energije) infracrvenog zračenja. Absorpcija infracrvenog zračenja odgovara promjeni energije reda $8\text{-}40 \text{ kJ/mol}$. Zračenje u ovom energetske intervalu odgovara rasponu koje obuhvaća širenje i savijanje vibracijskih frekvencija veza kod većine kovalentnih molekula. U absorpcijskom procesu, takve frekvencije infracrvenog zračenja koje odgovaraju prirodnim vibracijskim frekven-

cijama molekula su absorbirane te ta absorpcijska energija služi za povećanje amplitude vibracijskog kretanja u molekuli. Bitno je za shvatiti da ne sve veze u molekuli imaju mogućnost absorbiranja infracrvene energije, bez obzira da li je frekvencija zračenja jednaka frekvenciji kretanja veze. Samo one veze koje imaju dipolni moment koji se ponaša kao funkcija vremena imaju mogućnost absorpcije infracrvenog zračenja. Simetrične veze kao što su H_2 i Cl_2 nemaju mogućnost absorpcije infracrvenog zračenja. Veza mora imati električni dipol koji se mijenja istom frekvencijom kao i upadajuće zračenje kako bi se energija mogla prenijeti. Promjenjivi električni dipol veze tek tada može reagirati sa sinusoidalnim promjenjivim elektromagnetskim poljem upadajućeg zračenja. Stoga, simetrična veza koja ima identične ili vrlo slične grupe na svakom kraju neće upiti infracrveno elektromagnetsko zračenje.

Korištenje infracrvenog spektra

S obzirom da svaka molekulaska veza ima prirodnu frekvenciju vibracije, te s obzirom da dvije iste veze u različitom okruženju, nije moguće da dvije molekule različitih struktura imaju isti infracrveni absorpcijski uzorak, odnosno nemaju isti infracrveni spektar. Iako neke od absorbiranih frekvencija u ta dva slučaja mogu biti iste, nemoguće da će im cijeli spektar biti isti. Stoga, infracrveni spektar se može koristiti kao oblik identifikacije. Uspoređujući infracrveni spektar dvije tvari može se zaključiti jesu li u stvari identične. Još jedna posljedica nalaženja infracrvenog spektra, odnosno njegova primjena, je određivanje strukture molekule. Absorpcija veze svakog tipa (N-H, C-H, O-H, C=O, C-C, C=C) su nađene samo samo u malim količinama vibracijskog infracrvenog zračenja. Mali raspon zračenja od absorpcije se može naći u svakoj vrsti veze.

Modovi

Najjednostavniji tipovi vibracijskih modova u molekuli, a koji su aktivni u infracrvenom dijelu spektra, su modovi širenja i svijanja. Također postoje i kompleksniji oblici svija-

nja koji su također aktivni. Općenito, asimetrično širenje se događa na višim frekvencijama nego simetrično širenje, a simetrično širenje se događa na višim frekvencijama nego vibracije svijanja. Vibracije su oblici fundamentalnih absorpcija. One dolaze od pobuđenja s osnovnog stanja. Spektar najčešće nije upotpunosti jasan odnosno zbog miješanja frekvencijskih intervala. Kada se dvije vibracijske frekvencije u molekuli superponiraju kako bi se dobila nova frekvencija vibracije koje je aktivna u infracrvenom području, takvu frekvenciju nazivamo combination band. Kada se oduzmu dvije frekvencije odnosno "antisuperponiraju" tada se nova frekvencija naziva Difference band. Moguće je dobiti superpozicije različitih frekvencija s obzirom na osnovne matematičke operacije te na taj način dobiti također i različite intervale miješanja te tzv overtone. Kada se određena vibracija superponira sa overtonom ili miješanim intervalom takva nova frekvencija se zove Fermijeva rezonancija. Iako rotacijske frekvencije nisu aktivne u infracrvenom dijelu spektra najčešće se "umrežavaju" s drugim vibracijskim superponiranjem frekvencijama kako bi se dobila lijepša struktura absorpcijskog spektra, time ga dodatno komplicirati.

Infracrveni spektrometar

Instrument koji određuje absorpcijski spektar tvari se naziva infracrveni spektrometar ili točnije spektrofotometar. Postoje dva tipa infracrvenih spektrometara: disperzivan i FT (engl. Fourier transform) spektrometar. Oba instrumenta omogućuju nalaženje i prikazivanje spektra u rasponu od 4000 do 400 cm^{-1} . Iako omogućuju praktički identične spektre FT spektrometri izvedu to puno brže od disperzivnih instrumenata.

Disperzivan infracrveni spektrometar

Uređaj se sastoji od zrake infracrvenog zračenja koje dolazi s vruće žice te pomoću zrcala dijeli to na dvije paralelne zrake jednakog intenziteta. Uzorak je smješten iza jedne reflektirane zrake infracrvenog zračenja, dok je druga zraka korištena kao referentna. Zatim zrake dođu do monokromatora, koji se raspr-

šuje u kontinuirani spektar frekvencija infracrvenog zračenja. Monokromator se sastoji od brzorotirajućeg dijela (engl. beam chopper) koji dalje propušta zrake do difrakcijskog dijela (prije se koristila prizma). Sporo rotirajuća difrakcijska rešetka varira frekvencije valnih duljina zračenja koje dolaze do termodektora. Termodektor "osjeća" omjer intenziteta referentnog uzorka i mjerenog uzorka. Na ovaj način, detektor određuje koje frekvencije se absorbiraju od strane uzorka a koje frekvencije su "netaknute" od prolazećeg svjetla. Nakon što je signal iz detektora pojačan, snimač "crta" rezultirajući spektar. Bitno je za shvatiti da je spektar snimljen tako da se frekvencija infracrvenog zračenja mijenja rotacijom difrakcijske rešetke.

Fourier transform spektrometar

Najmoderniji infracrveni spektrometri (spektrofotometri) radi na drugačijem principu od gore navedenog. Dizajn optičkih puteva stvara uzorak koji se naziva interferogram. Interferogram je kompleksni signal, ali njegov se valni uzorak sastoji od svih frekvencija koje čine infracrveni spektar. Interferogram je ustvari graf intenzitet-vrijeme (engl. time-domain spectrum). Ali nas više zanima graf intenzitet-frekvencija (engl. frequency-domain spectrum). Fourierov transformat može odvojiti individualnu apsorpciju frekvencija s interferograma, stvarajući spektar identičan onom koji stvara disperzivan spektrometar. Takav instrument se naziva Fourier transform infracrveni spektrometar ili FT-IR. Prednost u odnosu na disperzivan je njegova brzina te paralelno prerađivanje desetaka interferograma. FT-IR koristi interferometar kako bi energiju poslao prema uzorku. U interferometru, izvor energije prolazi kroz djelitelj zraka (engl. beam splitter), zrcalo pod kutem od 45 stupnjeva u odnosu na ulazne zrake, što omogućuje ulaznom zračenju da prođe između ali dijeli u dvije okomite zrake, jednu koja prolazi paralelno s ulaznom zrakom i jedna okomita na ulaznu. Zraka pod kutem od 90 stupnjeva se odbija od fiksno zrcala. Paralelna zraka ide prema pokretnom zrcalu te se također odbija

do djelitelja. Pomicanje zrcala omogućuje da se mijenja duljina puta koja paralelna zraka pređe u odnosu na okomitu. Kada se zraka nađu u djelitelju, interferiraju, ali razlika u putevima uzrokuje konstruktivnu i destruktivnu interferenciju. Nova zraka, koja je kombinacija te dvije, se sastoji od interferentnih uzoraka koji se nazivaju interferogram. Interferogram se sastoji od energije zračenje koja dolazi od izvora te ima lepezu valnih duljina. Interferogram generiran od dvije zrake orijentiran je prema uzorku. Kako prolazi kroz uzorak, uzorak simultano absorbira sve valne duljine koje su inače pronađene u infracrvenom spektru. Takav signal koji dolazi do detektora sadrži sve informacije o količini energije koja je absorbirana na svakoj valnoj duljini. Računalo uspoređuje modificirani interferogram s referentnim uzorkom. Dobiveni signal sadrži sve informacije ali je potrebno djelovati na njega s FT. Računalo zatim odmah prepoznaje spektar i pozadinski spektar te na taj način dobiva tražene informacije.

Ramanova spektroskopija

Spektri atoma vodika bili su početak atomske fizike. Klasična teorija predviđala je da bi emisijski spektar trebao biti neprekidan, odnosno da bi elektron u atomu vodika morao zračiti na svim valnim duljinama. Na stranu to što klasična teorija uopće ne može objasniti kako elektron ostaje u orbiti oko jezgre, predviđanje je bilo takvo, što je pro-uzročilo opće iznenađenje kad su mjerenja dala samo četiri diskretne linije u vidljivom dijelu spektra.

Iz tog procesa objašnjavanja izrodio se Bohrov model atoma, koji se već 20 godina kasnije pokazao netočnim kad je pokazano da model ne drži vodu za jezgre teže od helija, no spektar atoma vodika bio je objašnjen. Ključna promjena koju je uveo Bohr je bila da elektronu više nije bila dozvoljena svaka orbita oko jezgre, već je njegova kutna količina gibanja mogla dolaziti samo u diskretnim paketima od $\hbar$. S obzirom da svaka orbita ima jedinstvenu energiju, danu izjednačavanjem centripetalne i Coulombove sile,

razlike energija između tih orbita trebale su dati cijeli spektar. Iz tog procesa objašnjavanja izrodio se Bohrov model atoma, koji se već 20 godina kasnije pokazao netočnim kad je pokazano da model ne drži vodu za jezgre teže od helija, no spektar atoma vodika bio je objašnjen. Ključna promjena koju je uveo Bohr je bila da elektronu više nije bila dozvoljena svaka orbita oko jezgre, već je njegova kutna količina gibanja mogla dolaziti samo u diskretnim paketima od $\hbar$. S obzirom da svaka orbita ima jedinstvenu energiju, danu izjednačavanjem centripetalne i Coulombove sile, razlike energija između tih orbita trebale su dati cijeli spektar.

Međutim, to nije cijela priča o atomu vodika. Naime, linije koje su se trebale vidjeti trebale su odgovarati svim mogućim parovima stanja, odnosno orbita, od prijelaza između dva najniža stanja do najviših stanja čija energija je bila jedva ispod nule. Parova, naravno, ima beskonačno mnogo, dok je niz energija pojedinih stanja proporcionalan nizu $1/n^2$.

Jako visoka stanja su vrlo bliska jedno drugome po energiji pa iz tog razloga očekujemo, osim tankih linija, vidjeti i neke deblje linije, koje odgovaraju skupu svih prijelaza iz visokih stanja u jedno od dubokih. Međutim, kako to već biva, energija prvog pobuđenog stanja odgovara fotonu valne duljine 364 nm, vrlo blizu ljubičastom kraju vidljivog spektra, no još uvijek u UV spektru. Isto tako, energija drugog pobuđenog stanja odgovara valnoj duljini 821 nm, blizu crvenog kraja vidljivog spektra.

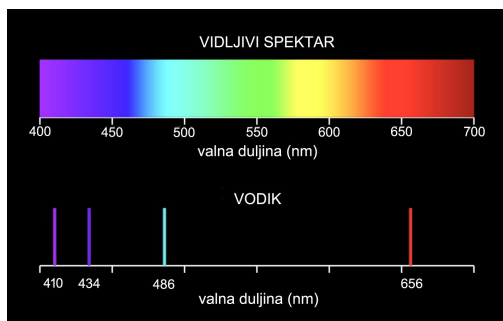
Lako se pokaže da sve linije koje odgovaraju padu u drugo pobuđeno stanje moraju imati manju energiju, odnosno veću valnu duljinu od 821 nm. Naime, s obzirom da je potencijalna energija drugog pobuđenog stanja ekvivalentna fotonu od 821 nm, jedini način na koji bi elektron mogao otpustiti foton veće energije od 821 nm bi bio da je originalno imao pozitivnu potencijalnu energiju, odnosno da je bio slobodan te da ga je atom vezao.

Zbog toga sve linije koje odgovaraju padu u drugo pobuđeno stanje moraju biti IR,

dok analogno sve linije koje odgovaraju padu u osnovno stanje moraju biti UV. Sve vidljive linije vodika moraju odgovarati padu u prvo pobuđeno stanje. Nizovi tih linija prozvani su po fizičarima koji su ih proračunali i identificirali. Redom od osnovnog, nizovi su nazvani Lymanov, Balmerov, Paschenov, itd.

Međutim, kroz cijelu ovu priču provlači se tiha pretpostavka koju bi čitatelj mogao kritizirati – da atom može prijeći iz bilo kojeg stanja u bilo koje, u oba smjera. Da može prijeći iz osnovnog u bilo koje je očito, što se vidi apsorpcijskim spektrima, no da na putu nazad u osnovno stanje može proći kroz bilo koje pobuđeno stanje nije očito, odnosno matematičkim jezikom nije trivijalno. Međutim, emisijski spektri su savršen negativ apsorpcijskih, što potvrđuje pretpostavku, a pojava prolaza kroz međustanja je dobila ime fluorescencija.

Jednom kad smo identificirali fluorescenciju postavlja se prirodno pitanje: Kako elektron koji se nalazi u nekom pobuđenom stanju „bira“ u koje će stanje pasti? Odgovor na to dan je Rayleighovim raspršenjem, češće citiranim kao razlog zašto je nebo plavo. Naime, u klasičnom obliku, svjetlost se na atomu različito raspršuje, ovisno o valnoj duljini, a relativni intenzitet proporcionalan je λ^{-4} . U kvantnom obliku, ti relativni intenziteti postaju vjerojatnosti da se pojedini foton emitira, što znači da su prijelazi viših energija i kraćih valnih duljina mnogo vjerojatniji, no postoji vjerojatnost da se detektiraju međuprijelazi.



Slika 1.7: Vidljivi spektar vodika

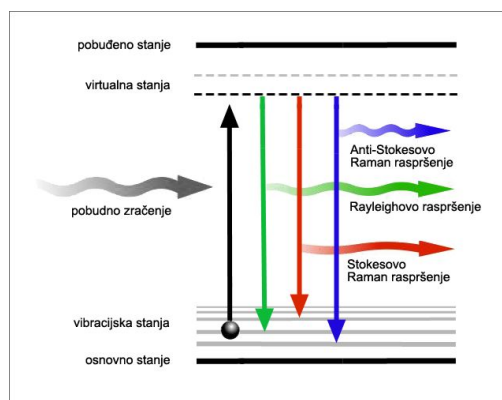
Upravo ta vjerojatnost da se prijelazi detektiraju je fenomen koji omogućava principe Ramanove spektroskopije. Naime, kad bi priča stala na urednim $1/n^2$ nizovima, sve bi bilo lijepo, no takvi nizovi postoje samo za jednostavne atome. Molekula, koja se sastoji od više atoma, ima puno kompliciraniji spektar, iz jednostavnog razloga što u klasičnim analogijama može primati energiju na više načina. Osim što elektroni u molekuli mogu primati energiju i kutnu količinu gibanja, što je diskutirano do sad, molekula može „rotirati“ i „vibrirati“ – pod navodnicima jer iako spektri liče na spektre rotora i oscilatora, jezgre i elektroni su kvantni objekti opisani valnim funkcijama, a ne kruta tijela povezana oprugama.

Kad bi razlike energija tih stanja bile usporedive sa razlikama energija jednočestičnih stanja, život bi bio jednostavan. Energije elektronskih prijelaza mogu se izračunati i identificirati, a sve ostale linije bi nužno morale pripadati vibracijskom ili rotacijskom prijelazu. Međutim, nastaje problem. Najjači elektronski prijelazi nalaze se na valnim duljinama od 100 nm do 1 μm , što prekriva cijeli vidljivi spektar. S druge strane, prijelazi koji odgovaraju rotacijskim stanjima kreću se od 1 do 100 μm , a prijelazi koji odgovaraju vibracijskim stanjima kreću oko 500 μm , a sežu u mikrovalno područje i valne duljine od 10 mm.

Ako bismo pokušali detektirati vibracijske i rotacijske linije metodama konvencionalne spektroskopije, morali bismo postići da se svjetlost potrebne valne duljine rasprši na molekuli. S obzirom da su valne duljine jedan do dva reda veličine dulje od vidljivih, relativna vjerojatnost raspršenja je prema Rayleighovom zakonu četiri do osam redova veličine manja. Ne valja.

Međutim, isto kao što atom vodika može fluorescirati, molekula kojoj su dostupna vibracijska i rotacijska stanja može iz pobuđenog stanja proći kroz ta stanja na putu do osnovnog. S obzirom da je ta razlika energija bliska razlici energija jednočestičnih stanja, vjerojatnost raspršenja je dovoljno velika da se takva raspršenja mogu vidjeti.

Za razliku od čistih jednočestičnih prijelaza koji se vide kao tanka emisijska linija, Ramanova raspršenja vide se kao foton koji je odmaknut od valne duljine jednočestičnog prijelaza. Ako je pomaknut prema većoj valnoj duljini, odnosno prema manjem valnom broju, molekula je otpustila manje energije nego što je primila, a višek energije se identificira kao rotacijsko ili vibracijsko stanje. Linije "lijevo" od osnovne, prema crvenom kraju, zovu se *Stokesove* linije i prikazane su na slici 1.8.



Slika 1.8: Vizualizacija Stokesovih i Anti-Stokesovih linija

Naravno, može se dogoditi i suprotan efekt. Pri prvom pobuđenju molekula može prijeći u stanje koje ima i jednočestičnu i rotacijsko-vibracijsku komponentu, a iz tog stanja prijeći direktno u osnovno. Takva molekula imala bi višak energije koji otpušta, a emisijske linije bile bi pomaknute prema plavom kraju vidljivog spektra. Ponešto neimaginativno, te linije prozване su *Anti-Stokesove* linije.

S obzirom da je Ramanov efekt vrlo slab, potrebni su jaki izvori monokromatskog zračenja kako bi se postigli dovoljno dobri rezultati. Iako je C.V. Raman postavio teoriju 1930., adekvatni izvori nisu bili dostupni do razvoja lasera u drugoj polovici 20. stoljeća. Laseri su najbolja stvar koja se ikad dogodila spektroskopiji – no ni oni nisu bez svojih problema.

Lasери u vidljivom području često izaziva-

vaju fluorescenciju kroz jednočestična međustanja na putu do osnovnog, što je puno jači efekt od Ramanovog raspršenja te je teško vidjeti Ramanov efekt. Laseri koji emitiraju u bliskom IR području izbjegavaju to, a laserski kristal koji se najčešće koristi je itrij-aluminijski granat dopiran neodimijem, poznat kao Nd-YAG, koji emitira na valnoj duljini od 1064 nm.

Međutim, ako bi se koristio spektrometar s optičkom rešetkom, opet nailazimo na problem Rayleighovog raspršenja. Zbog četvrte potencije u funkcionalnoj ovisnosti, optička rešetka nije dovoljno dobra da rasprši infracrveni spektar i međusobno bliske Ramanove linije te zato opet ne valja. Međutim, Fourier-transformat, odnosno FT-spektrometar rješava taj problem, te je to metoda koja se koristi za detekciju Ramanovog raspršenja.

Što se tiče samog eksperimentalnog postava, laserski snop koji direktno pada na uzorak toliko je jak da maskira bilo kakve Ramanove efekte ako bi se promatrao direktno, što znači da Ramanove efekte treba promatrati u ravnini okomitoj na snop. U tu svrhu, pod kutem od 90°, iza uzorka iz perspektive detektora, stavlja se sferično zrcalo koje hvata emisiju u tom smjeru i vraća ju prema detektoru. Ispred uzorka postavljaju se monokromatski filter, koji blokira neželjene valne duljine i propušta samo Rayleighove, Stokesove i Anti-Stokesove linije, te leća koja fokusira svjetlost.

Nakon toga je jednostavno – od leće do spektrometra se može koristiti bilo koji detektor koji može detektirati infracrvene i mikrovalne linije. CCD detektori su i više nego korisni za to te se zato koriste u gotovo svim ovakvim postavima.

Ultraljubičasta spektroskopija

UV i vidljivi spektrometri su u uporabi već nekoliko desetljeća te su kao takvi jedni od najvažnijih analitičkih instrumenata u modernim laboratorijima. Prednosti UV-vidljive spektrometrije (u nastavku: "UV-Vis") su goleme u usporedbi s drugim tehnikama koje se ne mogu mjeriti s njezinom jednostavnošću, brzinom i preciznošću.

Temeljne ideje i koncepti UV-Vis spektrometrije

UV-Vis spektrometrija je metoda koja se koristi kako bi se odredila koncentracija analita u otopini. Uzorak za analizu stavlja se u kivetu kroz koju prolazi snop svjetlosti. Ako se taj snop potpuno reflektira, uzorak će biti bijele boje, a ako se potpuno apsorbira, uzorak će biti crne boje. S druge strane, ako se svjetlost djelomično reflektira, boja uzorka određuje se reflektiranom zrakom. Primjerice, ako se apsorbira dio zračenja koji u vidljivom spektru spada u valnu duljinu za žutu boju, uzorak će biti plave boje. Takve boje zovemo komplementarnim. Vidi tablicu 1.1! Na atomskoj razini, ono što se događa je sljedeće: prilikom apsorpcije zračenja u vidljivom ili ultraljubičastom spektru, elektroni iz svog osnovnog stanja prijeđu u pobuđeno stanje, odnosno, skoče iz jedne orbitale u drugu koja može biti na višoj ili nižoj energiji u odnosu na osnovnu.

Apsorbirana boja	Boja uzorka
Ljubičasta	Žuto-zelena
Plava	Žuta
Zeleno-plava	Narančasta
Plavo-zelena	Crvena
Zelena	Ljubičasta
Žuto-zelena	Svjetloljubičasta
Žuta	Plava
Narančasta	Zeleno-plava
Crvena	Plavo-zelena



Tablica 1.1: Tablica prikazuje odnos apsorpcije svjetla i boje. Prikazan je spektar vidljive svjetlosti, dijametralno suprotno nalaze se komplementarne boje.

Kozmičko pozadinsko mikrovalno zračenje

Kozmičko pozadinsko mikrovalno zračenje je ostatno elektromagnetsko zračenje koje datira iz ranog stadija tzv. epohe rekombinacije svemira i upotpunjuje cijeli prostor. Očitovanje kozmičkog pozadinskog mikrovalnog zračenja nije moguće s standardnim optičkim teleskopom, već s izuzetno osjetljivim radio teleskopom. Takav radio teleskop ima mogućnost očitavanja slabog skoro izotropnog signala koji nije povezan s zvijezdama i galaksijama. Takav signal postiže maksimum u mikrovalnom dijelu radio spektra. Kozmičko pozadinsko mikrovalno zračenje je jedan od pokazatelja postojanja Big Bang-a. Kada je svemir bio u svojim počecima, bio je puno gušći, veće temperature te pun jednolikog bijelog odsjaja nastalog od vodikove plazme. Što je svemir rastao je postojao sve hladniji i rjeđi, te su nastali uvjeti za moguću rekombinaciju protona i elektrona te stvaranje vodikovih atoma. Takvi novostvoreni vodikovi atomi nisu mogli raspršivati termalno zračenje (Thomsonovo raspršenje), te je svemir postao transparentan. Osim rekombinacije protona i elektrona, zbog novostvorene transparentnosti svemira, fotoni su se prestali raspršivati po vodikovoj plazmi već putovati slobodno u prostoru. Fotoni koji su tada postojali, te nastali fotonskim razdvajanjem, postoje i danas, ali manjih energija s obzirom da je širenje svemira omogućilo da se njihova valna duljina povećava s vremenom.

Mjerenja

Precizna mjerenja kozmičkog pozadinskog mikrovalnog zračenja su od kritične važnosti za kozmologiju s obzirom da svaki predloženi model mora opisivati ovu vrstu zračenja. Kozmičko mikrovalno pozadinsko zračenje odgovara spektru toplinskog zračenja crnog tijela pri temperaturi $2.72548 \pm 0.00057 K$. Spektralna radijacija $dE_\nu/d\nu$ ima maksimum pri 160.23 GHz, u mikrovalnom rasponu frekvencija, odgovarajući energiji fotona u iznosu od 6.626×10^{-4} eV. Alternativno, ako je spektralna radijacija definirana kao $dE_\lambda/d\lambda$, tada je maksimum valne du-

ljine 1.063mm (282 GHz, 1.168×10^{-3} eV). Spektralna radijacija pri različitim kutevima observacije sadrži male anizotropije, odnosno nepravilnosti, ovisno o regiji promatranja, te dolazimo do očekivanih podataka ako bi se male termalne varijacije, generirane kvantnim fluktuacijama tvari u malom prostoru raširile u veličinu vidljivog svemira danas. Nijedan model do danas nije bolje opisao pozadinsko mikrovalno zračenje kao Big Bang.

Karakteristike

Kozmičko mikrovalno zračenje je uniformna emisija termalne energije crnog tijela koja dolazi iz cijelog svemira. Radijacija je izotropna na približno jedan dio od 100 000: varijacija kvadratne sredine je samo $18 \mu K$, nakon što se oduzme dipolna anizotropija nastala Dopplerovim pomakom pozadinskog zračenja koje nastaje zbog Sunčeve relativne brzine u odnosu na referentni sustav prema zvijezdu Lav. Model Big Banga predviđa da je već nakon 10^{-37} s svemir podvrgnut eksponencijalnom širenju koje je izgladilo sve neregularnosti. Puno prije stvaranja zvijezda i planeta mladi svemir je bio manji, topliji te već 10^{-6} nakon Big Banga pun jednolikog sjaja koji dolazi od interakcije plazme fotona, elektrona i bariona. Kako se svemir širio, adijabatsko hlađenje plazme je uzrokovalo da se gustoća plazme smanji do trenutka koji je bio pogodan za spajanje elektrona i protona stvarajući vodikove atome. Ova rekombinacija se desila pri 3000K kada je svemir bio 379000 godina. Kako fotoni nisu interagirali s električki neutralnim atomima počeli su slobodno putovati prostorom. Kako se svemir širi dalje boja odnosno temperatura tih razdvojenih fotona će sve više padati. Intenzitet zračenja odgovara zračenju crnog tijela pri 2.726 K zato što crno tijelo s crvenim pomakom jednako zračenju crnog tijela samo pri nižim temperaturama. Prema Big Bang modelu, zračenje koje dolazi iz svemira, a mi mjerimo danas, dolazi s sferične površine koje se naziva površina zadnjeg raspšerenja (engl. the surface of the last scattering). To je skup lokacija u sve-

miru u kojima se desilo fotonsko razdvajanje u vremenskom trenutku koji tek sada dolazi prema promatračima. Većina energija zračenja u Svemiru dolazi od kozmičkog mikrovalnog zračenje, te čini samo 6×10^{-5} ukupne gustoće svemira. Dva najveća uspjeha Big Bang teorije je predviđanje savršenog spektra crnog tijela te očitavanje anizotropija u kozmičkom mikrovalnom zračenju. Gustoća energije CMB-a je 0.25 eV/cm^3 ili $4.005 \times 10^{-14} \text{ J/m}^3$.

Lambertov i Beer-Lambertov zakon

Lambertov zakon kaže da svi slojevi jednake debljine u uzorku apsorbiraju jednak udio energije zračenja koja kroz njega prolazi. Udio transmitirane energije neovisan je o intenzitetu upadnog zračenja, što se može napisati u sljedećem obliku:

$$T = \frac{I}{I_0}$$

pri čemu su I i I_0 intenziteti transmitiranog svjetla i upadnog zračenja, respektivno.

Beer-Lambertov zakon povezuje koncentraciju analita u otopini s takozvanim koeficijentom apsorpcije A . Ovaj zakon vrijedi samo za monokromatsku svjetlost, i pod uvjetom da se fizikalno i kemijsko stanje tvari ne mijenja s koncentracijom. Prilikom prolaska monokromatske svjetlosti kroz otopinu, intenzitet transmitiranog zračenja ovisi o debljini i koncentraciji uzorka. Matematički, koeficijent apsorpcije povezan je s postotkom transmisije izrazom:

$$A = \log_{10} \left(\frac{I_0}{I} \right) = \log_{10} \left(\frac{100}{T} \right) = kcL$$

pri čemu je L duljina puta zračenja u uzorku, c koncentracija molekula koje apsorbiraju to zračenje i k konstanta koja ovisi o prirodi molekule i valnoj duljini upadnog zračenja.

Eksperimentalni postav

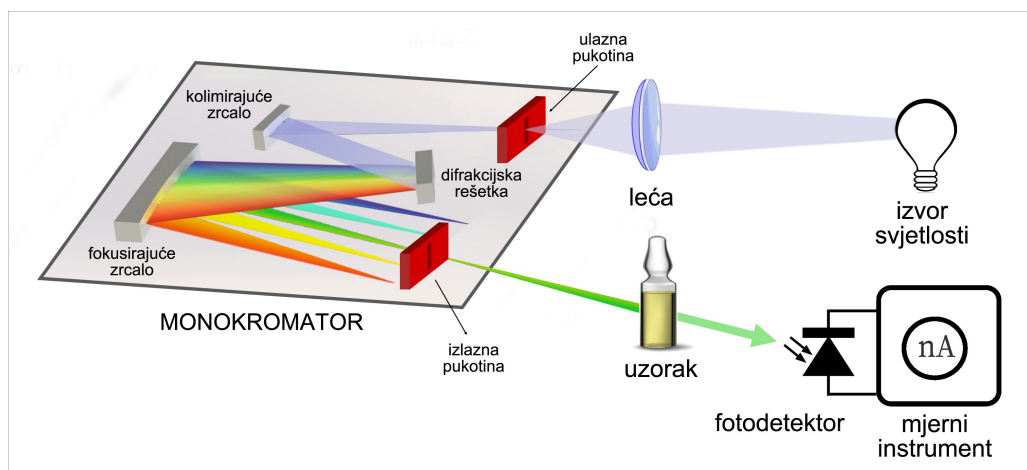
Instrument koji se koristi za ultraljubičastu spektroskopiju zove se spektrofotometar. Tipični UV spektrofotometar sastoji se od izvora svjetlosti, monokromatora i detektora. Izvor svjetlosti obično je deuterijska lampa

koja emitira elektromagnetsko zračenje u UV području spektra. Drugi izvor svjetlosti, volframova lampa, koristi se za valne duljine vidljivog dijela spektra budući da UV spektroskopija uglavnom dolazi u kombinaciji s optičkom. Monokromator je sastavljen od difrakcijske rešetke (čija je uloga rastavljanje svjetla na valne duljine) i pukotina. Cilj je osigurati prolazak određene valne duljine koju zatim sustav pukotina fokusira na uzorak. Svjetlost koja prođe kroz uzorak dolazi do detektora koji bilježi intenzitet transmitirane svjetlosti (I). Detektor je fotomultiplikatorska cijev, a kod modernih instrumenata također se koriste fotodiode. (Slika 1.9.)

Fotomultiplikator je vrlo osjetljivi detektor u području vidljivog, UV i bliskog IR zračenja koji radi na principu fotoefekta - fotone zamjenjuje električnim signalom. Električni signal koji nastaje na fotoosjetljivom sloju pojača se do sto milijuna puta, što omogućava registriranje pojedinačnih fotona. Također, može se koristiti i CCD (Charge-coupled device) detektor koji je iznimno osjetljiv na svjetlost te se koristi u UV-Vis i IR spektroskopiji.

Spektrofotometri mogu imati jedan ili dva snopa svjetlosti. Kod instrumenata s jednim snopom I_0 se mjeri nakon što se uzorak izvadi iz držača. Kod instrumenta s dva snopa upadni snop se dijeli na dva prije prolaska kroz uzorak. Jedan služi kao referentni snop (I_0), a drugi prolazi kroz uzorak (I).

Opisani instrument prikladan je za mjerenje pri jednoj valnoj duljini, no pri pregledu cijelog spektra, ovakav sustav pokazuje nedostatke. Potreban je mehanizam koji bi rotirao monokromator i dao pregled svih željenih valnih duljina. Ovaj postupak je spor što čini vrijeme potrebno za snimanje spektra puno duljim. Moderna verzija tradicionalnog spektrofotometra je detektor s diodnim nizom (diode-array detector, *eng.*) - serije fotodiodnih detektora postavljenih zaredom na kristalu silicija. Svaka dioda načinjena je tako da bilježi uzak pojas spektra, a međusobno su povezane tako da je čitav spektar snimljen odjednom. Ova vr-



Slika 1.9: Eksperimentalni postav (s vrha prema dnu): izvor svjetlosti, monokromator, uzorak, detektor te sustav za prikaz podataka.

sta detektora nema pokretnih dijelova te snima spektar brzo. Nadalje, njegovi se rezultati mogu prenijeti na računalo koje ih onda može prikazati u različitim formatima i dalje upravljati obradom podataka. Ipak, budući da je posrijedi ograničen broj dioda, veća brzina i istovremenost snimanja čitavog spektra dolaze s cijenom nešto manje rezolucije. Za mnoge primjene, razlika u rezoluciji (u odnosu na klasični spektrofotometar) puno je manja od prednosti koje ima ova vrsta instrumenta.

Kako se UV spektroskopija redovito koristi pri analizi organskih tvari (primjerice, u farmaciji i prehrambenoj industriji), nerijetko se koriste otapala zbog lakše analize tvari u tekućem stanju. Potrebno je obratiti pažnju i na izbor otapala pri čemu se treba voditi trima kriterijima. Prvi kriterij je taj da otapalo ne apsorbira UV zračenje u istom području kao i tvar čiji se spektar određuje, drugi kriterij promatra efekt otapala na finu strukturu apsorpcijskog pojasa te njegovu (ne)polarnost, dok je treći kriterij mogućnost otapala da utječe na valnu duljinu koja će biti apsorbirana stabilizacijom ili osnovnog ili uzbuđenog stanja. Najčešće se koriste voda i etanol.

Važnost i primjena

Važnost

Ultraljubičasta spektroskopija je jednostavna, praktična, a nije skupa. Zbog toga se primjenjuje u različitim područjima, često za rutinska mjerenja, npr. u bolnicama (medicina), petrokemijskoj industriji, prehrambenoj industriji, pri kontroli kvalitete vode i slično. Općenito, koristi se pri proučavanju kemijskih spojeva (kemija), u analizi nekih biljaka (biologija) te pri promatranju vrućih zvijezda, zvjezdanih korona i vrućih maglica (astrofizika).

Znanosti o okolišu

Kad je posrijedi upotreba UV spektroskopije (s optičkom) u analizi kvalitete vode za koju želimo provjeriti je li pitka, koristi se kao brzo i prvo nespecifično analiziranje neželjenih komponenata u vodi. Kod odlaznih voda, koristi se za detekciju koncentracije željeza (III) nakon filtracije i korištenja reagensa.

Medicina

Spomenuta primjena u medicini (bolnicama) tiče se određivanja brzine biokemijskih reakcija kod enzima. Također, može se koristiti i za analizu dišnih plinova.

Forenzika

Uz široku primjenu u industriji (za analizu hrane, boje, stakla, metala, hormona, antibiotika, vitamina, analgetika...), valja napomenuti primjenu UV spektroskopije u forenzici - kod analize narkotika i testiranja na droge. Zanimljiva je primjena kombinacije UV i optičke spektroskopije u određivanju alkohola u krvi koristeći alkotest. Grubo rečeno, u tom testu, koncentracija etanola u uzorku daha određena je smanjenjem u apsorpciji pri 440nm.

Raznovrsna primjena u kemiji

UV spektroskopija upotrebljava se, među ostalim, za određivanje koncentracije kemijskih komponenata u otopini što posebice ima primjenu u prehrambenoj industriji (organski spojevi) te farmaceutskoj industriji. Osim koncentracije određene tvari, mogu se detektirati nečistoće ili prepoznati struktura organske tvari. UV spektroskopija rijetko dolazi sama, a najkorisnija je upotrebljavati se u kombinaciji s optičkom spektroskopijom te ako se unaprijed može pretpostaviti struktura promatrane tvari. Primjenjuje se pri proučavanju kemijskih reakcija i karakterizacije proteina.

Astrofizika

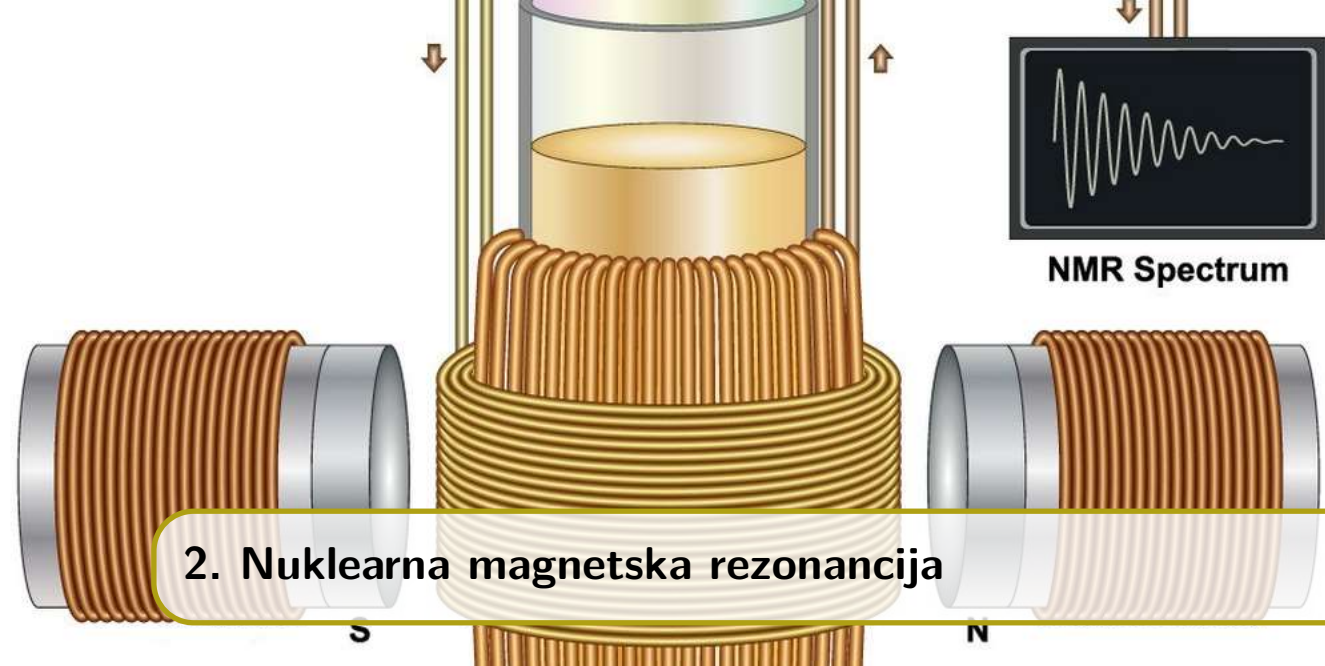
U astrofizici je UV spektroskopija nužna budući da, izuzev nekoliko elemenata (Na, Ca, K, ionizirani Ca), prijelazi atoma u osnovno stanje većinski su unutar UV spektra. Primjerice, vodik ostavlja trag, to jest, apsorbira valne duljine i u UV spektru - to nazivamo Lymanovim serijama. Ključna molekula viđena u UV spektru je molekula vodika - baza za interstelarnu molekularnu kemiju. IUE (International Ultraviolet Explorer), Copernicus i GALEX (The Galaxy Evolution Explorer) najpoznatiji su spektrografi koji su u Svemiru.

Spectroscopy of Inorganic Solids, Universidad Autonoma de Madrid, Madrid, Spain

3. A. A. Michelson (1915.) *The ruling and performance of a ten-inch diffraction grating*, Ryerson Physical Laboratory, University of Chicago
4. C. Palmer, E. Loewen (2005.) *Diffraction grating handbook*, Newport Corporation

Literatura

1. Anne P. Thorne (1974,1988) *Spectrophysics*. Chapman and Hall Ltd.
2. J. Garcia Sole, L.E. Bausa, D. Jaque (2005). *An Introduction to the Optical*



2. Nuklearna magnetska rezonancija

Danas ćete teško pronaći osobu koja se barem jednom nije susrela sa pojmom nuklearne magnetske rezonancije, posebice zbog njene iznimne važnosti u medicini, što bi značilo da se u svakodnevnom životu često susrećemo sa kvantnim efektima, a da toga nismo niti svjesni.

Zašto? Zato što je NMR upravo metoda bazirana na kvantnim efektima, konkretnije — na nuklearnom Zeemanovom efektu. Dakle, nuklearnu magnetsku rezonanciju možemo definirati kao apsorpciju radiofrekventijskoga zračenja pri prijelazu između kvantnih stanja atomskih jezgri neke tvari koja se nalazi u jakom magnetskom polju, no da bi ovakva definicija dobila značenje potrebno je pobliže objasniti navedeni kvantni efekt i magnetske efekte koji se pojavljuju.

Postavimo li atom u vanjsko magnetsko polje možemo promatrati njegovo ponašanje i primijetiti dva magnetska djelovanja: spin-orbitalno međudjelovanje i djelovanje uzrokovano vanjskim magnetskim poljem. Ovisno o tome koje je djelovanje jače razlikujemo **Paschen-Bach efekt** kod kojeg je vanjsko djelovanje jače od spinskog te **Zeemanov efekt** kod kojeg prevladava spin-orbitalno međudjelovanje i upravo je taj efekt relevantniji u kontekstu NMR-MRI.

Nuklearni Zeemanov efekt

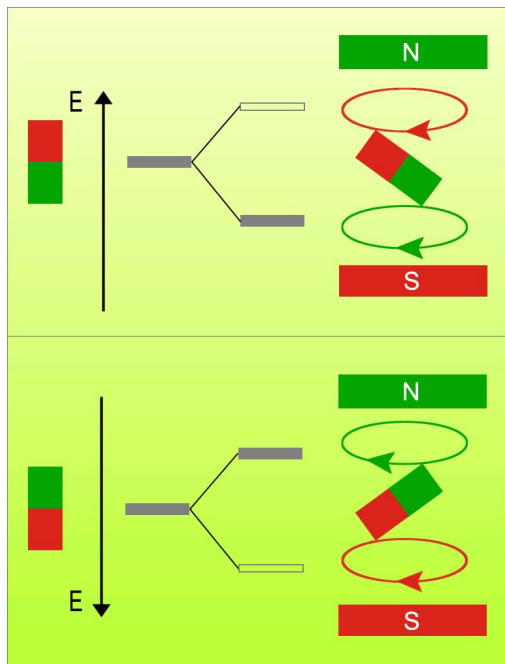
Nuklearni Zeemanov efekt (Pieter Zeeman, 1896. g) pojava je razdvajanja optičkih spektralnih linija u magnetskom polju. Najjednostavniji način za objasniti što se krije iza ovog efekta je zamisliti atomske jezgre kao jednostavne štapićaste magnete. Na slici 2.1 intuitivno je prikazan model Zeemanovog efekta; sa lijeve strane nema vanjskog magnetskog polja te su energijski nivoi jednaki bez obzira na nuklearnu orijentaciju, dok je s desne strane magnet, tj. naša zamišljena jezgra stavljena u vanjsko magnetsko polje te ovisno o orijentaciji magneta sada postoje stanje više i stanje niže energije.

Ove orijentacije magneta o kojima smo govorili zapravo predstavljaju spin koji kod H^1 jezgre može biti $|\frac{1}{2}\rangle$ ili $|\frac{1}{2}\rangle$ te se u vanjskom magnetskom polju može orijentirati paralelno ili antiparalelno (*up* i *down*). Koristeći Stern-Gerlachov eksperimentalni postav prikazan na slici 2.2 dokazano je upravo ovakvo razdvajanje čestica sa spinovima $|\frac{1}{2}\rangle$ i $|\frac{1}{2}\rangle$ kroz energijsku razliku ΔE .

Ovaj energijski procjep ovisi direktno o jakosti vanjskog magnetskog polja B_{ext} i zadan je sa:

$$\Delta E = g\hbar B_{\text{ext}}, \quad (2.1)$$

gdje je g žiromagnetski omjer — omjer magnetskog i angularnog momenta čestice ili sustava i različit za svaku pojedinu jezgru.



Slika 2.1: Intuitivni model Zeemanovog efekta. [VIDI ANIMACIJU](#)

Promatrajući tako magnetske momente dolazimo do zaključka da spin uzrokuje dio magnetskog momenta elektrona:

$$\vec{\mu}_s = g_e \frac{e\hbar}{2m_e c} \vec{s} \quad (2.2)$$

gdje je $eh/4\pi m_e c$ **Bohrov magneton**. Uz to javlja se i magnetski moment koji dolazi od orbitalnog angularnog momenta:

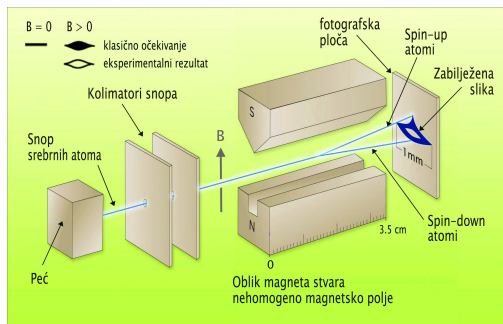
$$\vec{\mu}_l = g_e \frac{e\hbar}{2m_e c} \vec{l}, \quad (2.3)$$

Promotrimo li sada magnetske momente na slici 2.3, trigonometrijom dolazimo do izraza za μ_j koji uz praktične pokrate glasi:

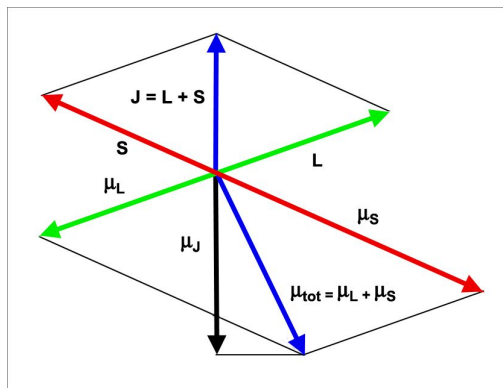
$$\mu_j = \frac{e\hbar}{2m_e c} g_L j, \quad (2.4)$$

gdje je g_L Landéov g – faktor. Korekciju energije između nivoa sada je moguće zapisati pomoću uvedenih varijabli:

$$\Delta E = \mu_B B_{\text{ext}} g_L m_j \quad (2.5)$$



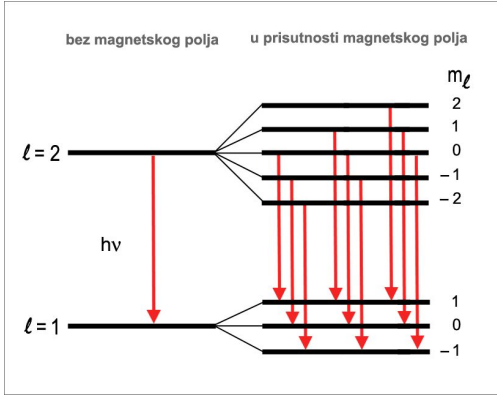
Slika 2.2: Stern-Gerlachov eksperimentalni postav



Slika 2.3: Landéov vektorski model za Zeemanov efekt

Dobivši popravku energije u prvom redu ΔE , očito postaje da se energijski nivoi cijepaju, a svaki podnivo ima različitu vrijednost projekcije magnetskog kvantnog broja m_j , s time da je broj podnivoa $2j+1$ i dolazi do degeneracije.

Induciranje prijelaza između zeemanski rascijepljenih nivoa pri ozračivanju jezgara elektromagnetskim kvantima, čija energija odgovara razmaku tih rascijepljenih nivoa je upravo nuklearna magnetska rezonancija. Pojam rezonancije potječe od činjenice da se prijelazi među nivoima događaju tek kada se frekvencijom generatora elektromagnetskih valova postigne da energija kvanta bude jednaka razmaku rascijepljenih nivoa.



Slika 2.4: Modifikacije p i d energijskih nivoa zbog utjecaja Zeemanovog efekta i dozvoljeni prijelazi

Uzorak u vanjskom magnetskom polju

Metodu mjerenja nuklearne magnetske rezonance prvi je postavio Bloch. Uzorak se stavlja u magnetsko polje te se ozračuje elektromagnetskim zračenjem radijske frekvencije. Jezgre atoma apsorbiraju to zračenje te spin stanja niže energije prelaze u stanja više energije. U slučaju spina $s = \frac{1}{2}$, stanje niže energije ($m = \frac{1}{2}$) prelazi u stanje više energije ($m = -\frac{1}{2}$). Razlika energija tih dvaju stanja mora biti jednaka energiji apsorbiranog zračenja:

$$\Delta E = \frac{\gamma \hbar B_0}{2\pi} = h\nu_{Zeeman} = E_{foton} = h\nu_{foton} \quad (2.6)$$

Uvjet apsorpcije EM zračenja je da je broj stanja više energije manji od broja stanja niže energije. U slučaju jednakih brojeva stanja niže i više energije vjerojatnost apsorpcije je jednaka vjerojatnosti stimulirane emisije (prijelaza iz višeg u niže stanje uz stvaranje fotona) te efektivne apsorpcije više nema. Tu situaciju nazivamo saturacija. Za sustav u termodinamičkoj ravnoteži kvocijent broja stanja više i niže energije dan je Boltzmannovom raspodjelom:

$$\frac{N_{m=-\frac{1}{2}}}{N_{m=+\frac{1}{2}}} = e^{-\Delta E/k_B T} = e^{-\frac{\gamma \hbar B_0}{2\pi k_B T}} = e^{-h\nu/k_B T} \quad (2.7)$$

Spin-rešetka relaksacija

Sljedeće pitanje je koliko dugo vremena treba sustavu da dođe do stanja termodinamičke ravnoteže? Ovaj proces nije beskonačno brz već ovisi o spin-rešetka (ili longitudinalnom) relaksacijskom vremenu. Egzaktni izraz sadrži eksponencijalni pad u vremenu:

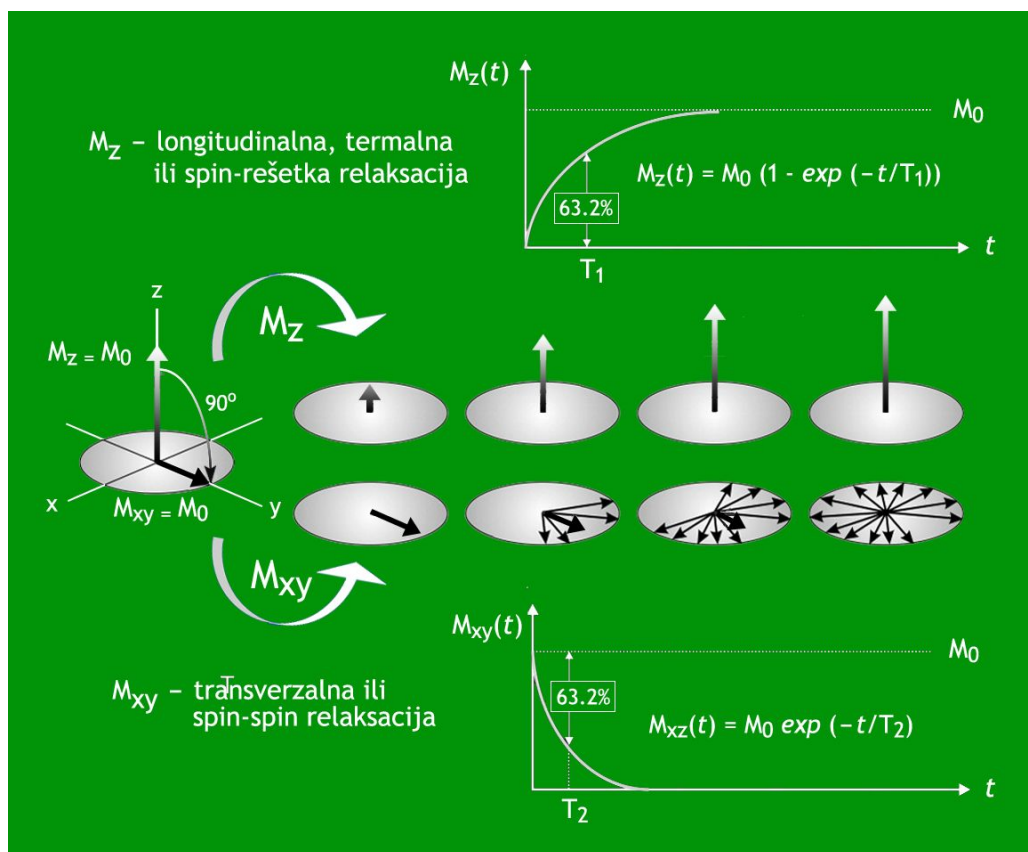
$$\frac{P_{rav} - P_t}{P_{rav} - P_0} = \exp\left(-\frac{t}{T_1}\right) \quad (2.8)$$

gdje je $P_{rav} - P_t$ razlika između ravnotežne popunjenosti stanja i popunjenosti nakon vremena t , ovdje indeks nula označava popunjenost za $t = 0$.

Slika 2.5 prikazuje situaciju nakon što uzorak stavimo u magnetsko polje on dođe do stanja termodinamičke ravnoteže. Nakon isključivanja magnetskog polja, distribucija eksponencijalno trne u originalnu raspodjelu. Vrijednosti relaksacijskog vremena T_1 poprimaju razne vrijednosti ovisno o vrsti jezgre, lokaciji jezgre unutar molekule, stanju uzorka (čvrsto ili tekuće) te o temperaturi. Važnost iznosa veličine T_1 vidimo ako krenemo od situacije gdje je uzorak s Boltzmannovom raspodjelom jezgri u precesiji u magnetskom polju i ozrači ga fotonima prikladne frekvencije koja uzrokuje prijelaze između nižih i viših stanja. Budući da je na početku razlika popunjenosti dvaju stanja mala brzo će iščeznuti. To zovemo saturacijom ili zasićenjem. nakon toga sustav više ne apsorbira energiju vanjske pobude. No, ako isključimo izvor zračenja, sustav se relaksira natrag prema Boltzmannovoj distribuciji i nakon nekog vremena ponovo je sposoban apsorbirati. Temeljna ideja eksperimenta je mjeriti vremenske komponente tog "plesa magnetizacije" uzorka pobuđenog izvanjskim radiofrekventnim poljem.

Magnetizacija i signal

(a) *Ansambl protona u ravnotežnom stanju precesira oko magnetskog polja B_0 i generira neto magnetizaciju $M_z = M_0$ orijentiranu longitudinalno duž z-osi, dok je neto transverzalna magnetizacija M_{xy} (xy-ravnina)*



Slika 2.5: Prikaz relaksacije magnetizacije prema termodinamičkoj ravnoteži kod isključivanja vanjskog magnetskog polja u ovisnosti od vremena T_1 i T_2

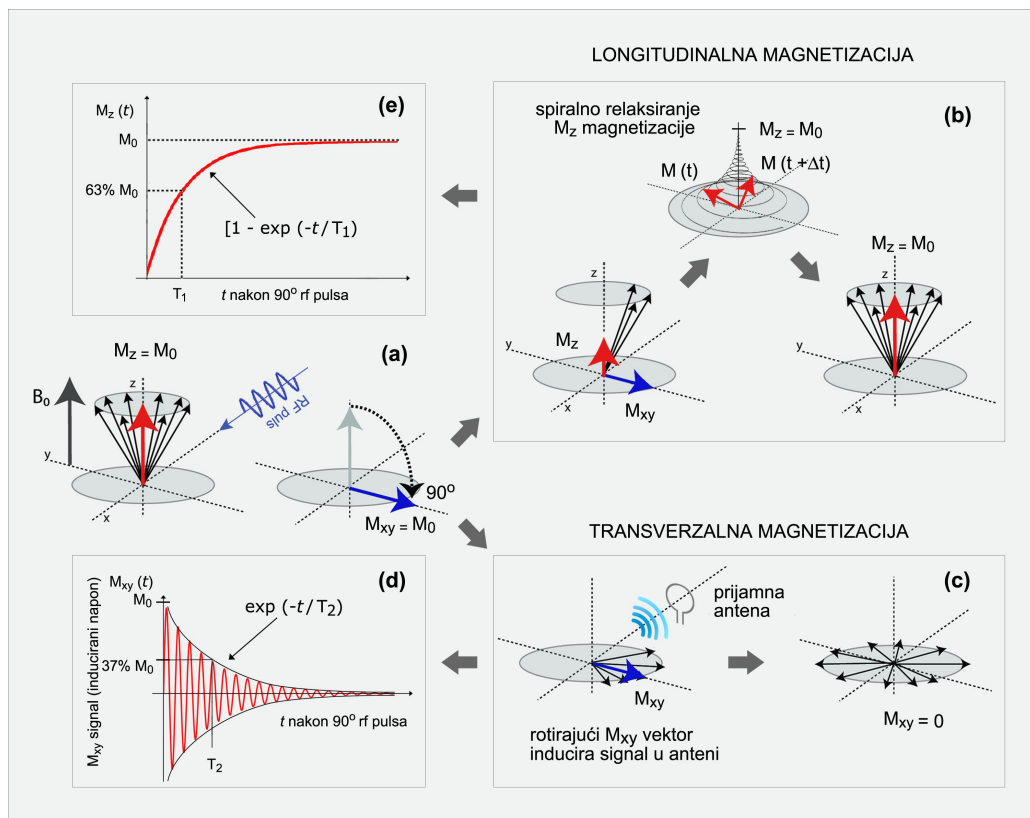
jednaka nuli. Na takav sustav primjenjujemo RF puls koji zakreće magnetizaciju za 90° , nakon čega protoni precesiraju u fazi u transverzalnoj ravni pri čemu je $M_z = 0$, a $M_{xy} = M_0$. Konverzija longitudinalne M_z u transverzalnu M_{xy} magnetizaciju, rezultira početnom faznom koherencijom individualnih spinova u uzorku i netom nakon prestanka RF pulsa transverzalna magnetizacija ima maksimalni iznos $M_{xy} = M_0$.

(b) Nakon prestanka RF pulsa, protoni gube faznu koherenciju, transverzana magnetizacija M_{xy} se smanjuje (plava strelica), a longitudinalna M_z (crvena strelica) počinje rasti. Tijekom ovog procesa, vektor ukupne magnetizacije $M(t)$ u vremenu spiralno precesira oko z -osi **priklanjajući se natrag prema z osi**, dok se ne vrati u ravno-

težno stanje $M_z = M_0$. Povratak longitudinalne magnetizacije na ravnotežnu vrijednost naziva se T_1 relaksacija.

(c) Nakon prestanka RF pulsa, vektor magnetskog momenta M_{xy} precesira u transverzalnoj ravni. Dok precesira, M_{xy} magnetizacija inducira signal u prijamnoj anteni koja je osjetljiva na transverzalnu magnetizaciju, generirajući FID (Free Induction Decay) signal. Nakon što je RF puls zaokrenuo ukupnu magnetizaciju u xy -ravninu, počinje gubitak spinske koherencije koji smanjuje iznos transverzalne komponente magnetizacije M_{xy} i oscilirajuće inducirane struje, na ravnotežnu, nultu vrijednost.

(d) Vremenska ovisnost T_2 relaksacijskog procesa. Napon induciran u anteni (FID signal) oscilira s pozitivnim i negativnim



Slika 2.6: Relaksacija magnetizacije M nakon primjene RF pulsa.

(a) Ansambl protona u ravnotežnom stanju precesira oko magnetskog polja B_0 i generira neto magnetizaciju $M_z = M_0$ orijentiranu longitudinalno duž z -osi, dok je neto transverzalna magnetizacija M_{xy} (xy -ravnina) jednaka nuli. Na takav sustav primjenjujemo RF puls koji zakreće magnetizaciju za 90° . Netom nakon prestanka RF pulsa transverzalna magnetizacija ima maksimalni iznos $M_{xy} = M_0$.

(b) Nakon prestanka RF pulsa, protoni gube faznu koherenciju, transverzalna magnetizacija M_{xy} se smanjuje (plava strelica), a longitudinalna M_z (crvena strelica) počinje rasti. Tijekom ovog procesa, vektor ukupne magnetizacije $M(t)$ u vremenu spiralno precesira oko z -osi.

(c) Vektor magnetskog momenta M_{xy} precesira u transverzalnoj ravnini. Dok precesira, M_{xy} magnetizacija inducira signal u prijemnoj anteni koja je osjetljiva na transverzalnu magnetizaciju. Magnetizacija u xy -ravnini, počinje gubiti spinsku koherenciju.

(d) Vremenska ovisnost T_2 relaksacijskog procesa. Nestajanje transverzalne magnetizacije vremenski slijedi ovisnost $M_{xy} = M_0 e^{-t/T_2}$. Napon induciran u anteni oscilira i zbog gubitka faze koherencije trne eksponencijalno s karakterističnim vremenom T_2 .

(e) Vremenska ovisnost T_1 relaksacijskog procesa. Proces oporavka longitudinalne magnetizacije slijedi ovisnost $M_z(t) = M_0(1 - e^{-t/T_1})$.

periodima i zbog gubitka fazne koherencije trne u vremenu eksponencijalno s karakterističnim vremenom T_2 . Nestajanje transversalne magnetizacije vremenski slijedi ovisnost $M_{xy} = M_0 e^{-t/T_2}$.

(e) Vremenska ovisnost T_1 relaksacijskog procesa. Nakon primjene 90° RF pulsa u ravnotežnom stanju, longitudinalna komponenta magnetizacije M_z svedena je na nulu, ali se nakon toga postupno vraća na ravnotežnu vrijednost M_0 ako se ne primijene novi RF pulsevi. Proces oporavka longitudinalne magnetizacije slijedi ovisnost $M_z(t) = M_0(1 - e^{-t/T_1})$.

Slika 2.6 prikazuje nakupinu jezgri spina $s = \frac{1}{2}$ u termodinamičkoj ravnoteži koja se nalazi u magnetskom polju sa smjerom z osi (prema konvenciji, statično magnetsko polje B_0 uvijek definira z os). Prije uključivanja EM zračenja jezgre u oba stanja precesiraju s karakterističnim frekvencijama, ali su potpuno izvan faze orijentirane su u slučajnim smjerovima oko z osi. Ukupna nuklearna magnetizacija M vektorski je zbroj svih individualnih nuklearnih magnetskih momenata i vrijednost joj je određena razlikom spin-gore i spin-dolje stanja. Ovdje, M je orijentirana paralelno s B_0 ; nema ni precesije niti x,y komponente.

Sada na uzorak dovodimo dodatno magnetsko polje B_1 koje je okomito na B_0 te je puno slabije i precesira u x-y ravnini s istom frekvencijom kao i nuklearni magnetski momenti. Polje B_1 se postiže ranije spomenutim EM zračenjem. Ono što će se dogoditi je da se pojedini nuklearni magnetski momenti usklade u fazi fokusiraju se prateći oscilacije magnetskog polja tvoreći precesirajući "snop" prikazan na slici 2.6. Ako nismo saturirali sustav apsorpcijom previše fotona, magnetizacija M će se odmaknuti od z osi i započet će precesiju karakterističnom Larmorovom frekvencijom. Sada M ima komponentu u x-y ravnini koja oscilira tom frekvencijom. Kut α koji M zatvara sa z osi kontrolira iznos $M_{x,y}$ preko izraza:

$$M_{x,y} = M \sin \alpha \quad (2.9)$$

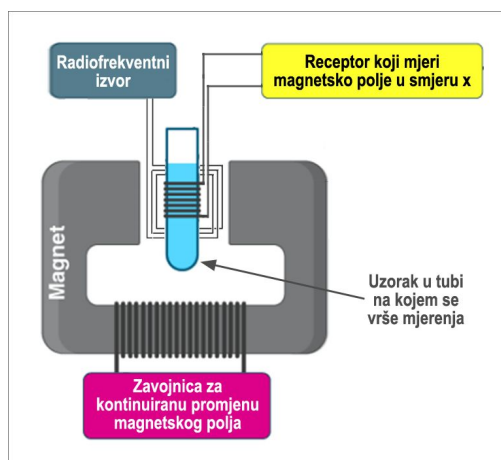
Kut α određen je snagom i trajanjem zračenja poljem B_1 . Konačno NMR signal će se

generirati oscilacijama magnetizacije $M_{x,y}$, tako da se maksimum signala postiže za $\alpha = 90^\circ$.

Ovdje se javlja još jedan tip relaksacije. Nakon što se zaustavi zračenje i B_1 nestane, ne samo da se popunjenosti stanja vrate u Boltzmannovu raspodjelu, već se izgubi koherencija faza individualnih magnetskih momenata koji se vraćaju slučajnim orijentacijama oko z osi, kao na slici 2.6. Ovaj drugi proces, zvani spin-spin (ili transverzalna) relaksacija, uzrokuje propadanje $M_{x,y}$ brzinom određenom spin-spin relaksacijskim vremenom T_2 . T_2 je puno kraće nego T_1 , što znači da će spin-spin relaksacija biti puno brža od spin-rešetka relaksacije.

Detekcija preko indukcije

Na slici 2.7 je prikazana shema postava za mjerenje nuklearne magnetske rezonance. Veličina koja se mjeri direktno kod mjerenja nuklearne magnetske rezonancije je magnetsko polje u x smjeru. Iz mjerenja ponašanja magnetskog polja pri ozračivanju možemo odrediti ostale relevantne veličine, kao što su relaksacijska vremena koja ovise o svojstvima jezgara koje mjerimo.



Slika 2.7: Prikaz glavnih komponenata NMR mjerenja na određenom uzorku

Fizikalna pozadina

Kako bi se moglo razlučivati magnetsko polje B_0 koje stvaraju zavojnice od magnetskog polja B_1 koji potječe od radio zračenja magnetska polja moraju biti ortogonalna. B_1 oscilira oko B_0 nekom frekvencijom ω koja je određena zračenjem. Time je ukupno magnetsko polje suma konstantnog magnetskog polja B_0 u z smjeru i oscilirajućeg u x-y ravnini. Sada možemo promijeniti referentni sustav te uzmemo onaj koji se vrti zajedno s magnetskim poljem. Time više ne gledamo magnetsko polje kako ga vide uređaji nego se vrtimo zajedno s njim. Naše se magnetsko polje preko Blochovih jednažbi svede na:

$$B_{tot} = \frac{B_1}{2} \hat{x} + \left(B_0 - \frac{\omega}{\gamma} \right) \hat{z} \quad (2.10)$$

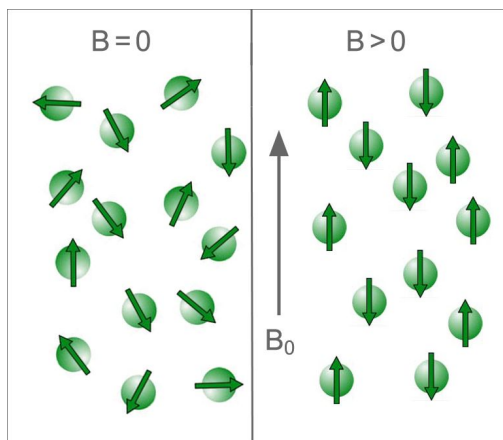
Kako bi smo postigli rezonancu želimo poništiti član vezan uz magnetsko polje B_0 pa zato mora biti zadovoljen uvjet: $B_0 = \frac{\omega}{\gamma}$. Sada ovisno o vremenu koliko dugo traje signal koji stvara magnetsko polje B_1 ukupno magnetsko polje će se više ili manje zakrenuti od položaja ravnoteže koje je fiksiralo B_0 . Iz Blochove relacije $\frac{dM}{dt} = \gamma M \times B_1$ kut θ proporcionalan je magnetskom polju i vremenu tako da vrijedi:

$$\theta = B_1 \gamma t \quad (2.11)$$

Na taj način, ovisno o trajanju t pulsa bit ćemo eksperimentalno zanimljiva dva kuta $\theta = \pi/2$ ili $\theta = \pi$. U prvom slučaju magnetizacija će se vrtjeti na x-y plohi kao što smo prethodno ilustrirali, dok pak u drugom slučaju će magnetizacija biti u suprotnom smjeru od polja B_0 . To možemo vidjeti na slici gdje je $\omega = B_0 \gamma$.

Uvođenje mjernog uzroka

Ovo do sada je bilo samo ponašanje magnetskih polja, no nismo uzimali u obzir svojstva uzorka koji se u njemu nalazi. Pošto svaka čestica, pa tako i uzorak, ima svoju magnetizaciju M on će dakle pratiti vanjsko magnetsko polje koje se ponaša kao što smo upravo opisali (vidjeti sliku 2.8). Možemo se



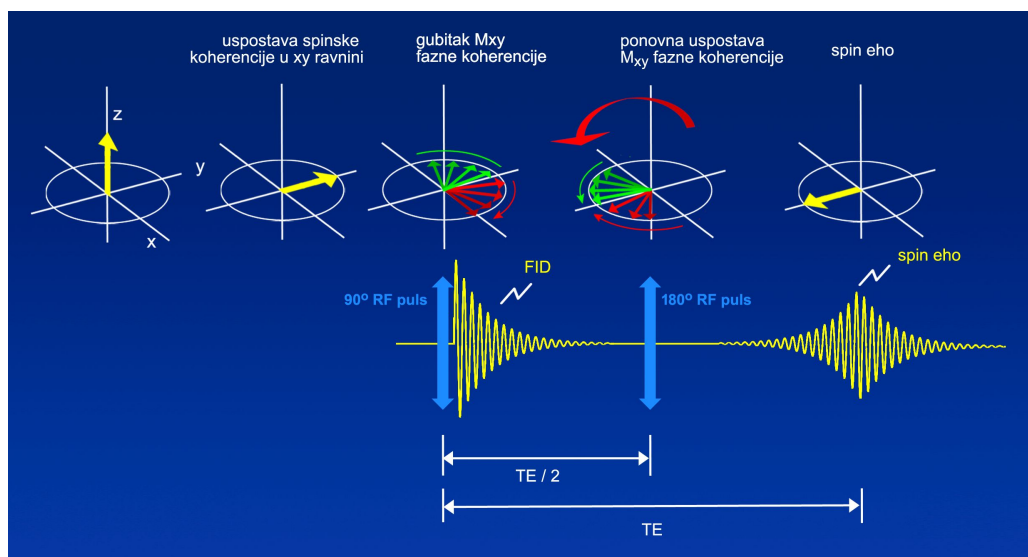
Slika 2.8: Možemo vidjeti kako uvođenje magnetizacije u uzorak okreće sve vektore magnetizacije neuređenog sustava jezgri prema smjer magnetskog polja.

onda zapitati: ako sva magnetska polja jezgara prate vanjsko magnetsko polje, u kojem trenutku mjerimo određena svojstva jezgara našeg uzorka? Odgovor je u tome da kad se isključi signal koji je stvaralo magnetsko polje B_1 , magnetizacija jezgre M vraća se nazad u stabilni položaj uzduž osi z koju smo fiksirali s vanjskim magnetskim poljem B_0 . Brzina vraćanja u stabilni položaj je određena je spin-spin relaksacijskim vremenom T_2 koje pak ovisi o svojstvima jezgara uzorka. Dakle, mjereći vrijeme potrebno magnetskom polju koje stvara magnetizacija na x-osi ortogonalnoj na z-os da se smanji do određene granice dolazimo do traženog vremena. Kao većina pojava u prirodi, to vrijeme trne eksponencijalno tako da je:

$$M = M_0 \left(1 - 2e^{-\frac{t}{T_2}} \right) \quad (2.12)$$

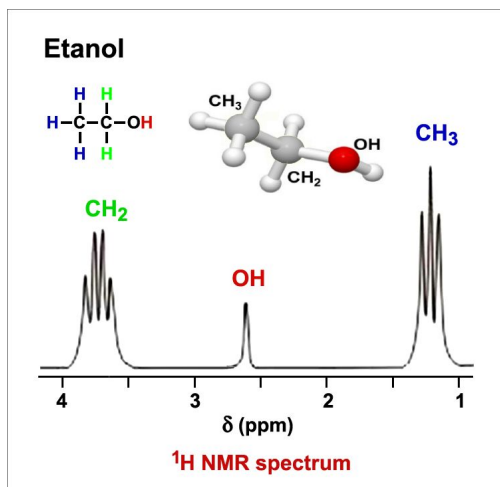
Kemijska spektroskopija

Nuklearna magnetska spektroskopija u kemiji najčešće se koristi na atomima vodika. Ovisno o njihovom okruženju, atomi će imati različite frekvencije relaksacije. Mjerenje se vrši na razini cijele molekule te se zato rezultate mjerenja gleda za cijelu molekulu na istom grafu gdje se na x-osi nalaze kemijski



Slika 2.9: Prikaz relaksacije magnetizacije za slučaj $\pi/2$ pulsa. [VIDI ANIMACIJU](#)

pomaci koji mjere razlike u frekvencijama, a na y-osi amplituda signala koja ovisi o broju jezgri koja imaju isto okruženje. Elektro-negativnost utječe na vrijednost kemijskog pomaka pošto vodik koji se nalazi pored elektronegativnijeg atoma ima veći kemijski pomak i kraće relaksacijsko vrijeme. Time će atomi vezani na dušik (N) ili kisik (O) imati veće kemijske pomake nego oni koji su vezani na ugljik (C). Također, neka vezanja među atomima elektronegativnija su od drugih kao što je to dvostruka veza između dva ugljika te će opet vodici vezani na njih imati veće vrijednosti kemijskih pomaka. NMR spektroskopija ne može razlikovati ekvivalentne vodike, to jest vodike koji nemaju nikakva različita svojstva: to mogu biti vodici koji se nalaze na istom atomu ugljika, no recimo u simetričnoj molekuli koji se ne mogu geometrijski razlučiti. Primjer takve molekule je: $H_3C - CH_2 - CH_2 - CH_3$. Zbog simetrije ne možemo razlučiti početnu i konačnu grupu vodika kao i dvije u sredini te će one davati isti signal. Time ćemo imati jedan signal integracije 6 (zbog šest atoma vodika na prvom i zadnjem ugljiku) i signal integracije 4 (četiri atoma vodika na dva srednja ugljika).



Slika 2.10: Primjer spektroskopskog potpisa molekule etanola

No, postoji još jedan ključan fenomen koji se koristi u spektroskopiji, a to je sparivanje među atomima. Susjedni atomi vodika djelovat će na njegovu relaksaciju te će time svaki susjed podijeliti njegov signal u dva. Ako ekvivalentni atomi vodika imaju jednog susjeda, onda će signal biti dublet (dva signala), dva triplet (tri signala), četiri kvadruplet (četiri signala) i tako dalje. Slika

2.10 prikazuje primjer dijeljenja. Tako sada možemo razumjeti signal koji se dobiva mješanjem etanola: grupa plavih vodikova ima dva susjeda koji su zeleni vodici pa će njihov signal biti triplet, štoviše, oni su na izoliranom atomu ugljika pa je njihov pomak u ppm-ima vrlo mali. Atom na kisiku je sam pa je njegov signal singlet, a zeleni atomi vodikova imaju tri susjeda pa je njihov signal kvadriplett.

MRI

Nuklearna magnetska rezonancija

(engl. *nuclear magnetic resonance*, **NMR**) našla je svoju najveću primjenu u medicini, gdje je postala nezamjenjiva dijagnostička metoda. **MRI** (engl. *magnetic resonance imaging*) je dobivanje visokokvalitetne slike presjeka ljudskog tijela magnetskom rezonancijom. Primjena stvaranja slike magnetskom rezonancijom u medicini je neinvazivna i smatra se najboljom dijagnostičkom metodom za meka tkiva. Ovom metodom ne dolazi do ionizirajućeg zračenja kao u slučaju rendgena ili CT-a.

Princip rada

Za oslikavanje tijela magnetskom rezonancijom potreban nam je izvor stalnog vanjskog magnetskog polja jakosti B_0 i izvor radio valova. Dok se tijelo nalazi izvan magnet-

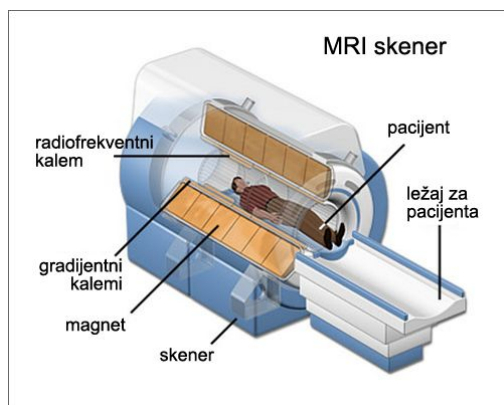
skog polja, magnetski momenti protona nasumično su orijentirani te im zbroj jednak nuli. Izlaganjem tkiva vanjskom magnetskom polju B_0 , magnetski momenti poprimaju jednaku ili suprotnu orijentaciju od orijentacije polja B_0 . Ipak, više magnetskih momenata protona posloženo je u smjeru vanjskog magnetskog polja jer je to energetski povoljnije stanje. Kao rezultat toga, nastala je makroskopska magnetizacija M_0 nekog tkiva koja je iste orijentacije kao i vanjsko polje.

Magnetski momenti protona u stalnom magnetskom polju precesiraju oko z-osi S obzirom da je ova magnetizacija longitudinalnog smjera, odnosno u smjeru z-osi vanjskog magnetskog polja, naziva se longitudinalnom magnetizacijom. Longitudinalna magnetizacija ne može se izravno izmjeriti jer je istog smjera kao i vanjsko magnetsko polje.

Kada je pacijent smješten u NMR-u te se uključi vanjsko magnetsko polje, slijedi slanje specifičnog RF (engl. *radio frequency*: radio frekvencija) pulsa.

Svrha RF pulsa pobuda je protona koji precesiraju u smjeru vanjskog magnetskog polja, odnosno onih koji posjeduju longitudinalnu magnetizaciju. Specifičan RF puls koji se šalje jest onaj koji izmjenjuje energiju s protonima kako bi promijenio orijentaciju projekcije spina. Ako protoni i RF puls imaju istu frekvenciju, tada protoni mogu primiti energiju od strane radio vala odnosno, mogu rezonirati. Rezoniranjem neki od protona prijeđu iz stanja niže energije u stanje više energije te se time smanjuje longitudinalna magnetizacija. Sada su protoni u fazi, smjer i orijentacija im se mijenjaju iz longitudinalnog u transverzalni, tj. smanjuje se longitudinalna, a povećava transverzalna magnetizacija.

Nakon što djelovanje RF pulsa prestane, dolazi do povratka makroskopske magnetizacije u prvobitno stanje, odnosno do relaksacije. Protoni predaju energiju koju su primili od RF pulsa i vraćaju se u ravnotežno stanje. Tim procesom dolazi do ponovne pojave magnetizacije u smjeru vanjskog polja B_0 te do nestajanja transverzalne magnetizacije.



Slika 2.11: MRI uređaj

Longitudinalna relaksacija je proces koji opisuje povratak longitudinalne magnetizacije na početnu vrijednost M_0 . Vrijeme koje je potrebno da dođe do oporavka 63% vrijednosti makroskopske magnetizacije naziva se T_1 relaksacijsko vrijeme. T_1 relaksacijsko vrijeme opisuje predaju energije pobuđenih protona atomima okolnog tkiva pa se T_1 vrijeme još naziva i *spin-lattice* ili relaksacija spina u rešetku.

Unutar kartezijevog koordinatnog sustava to se prikazuje kao povratak orijentacije većine vektora magnetskog momenta paralelno s B_0 poljem.

U isto vrijeme dok se longitudinalna magnetizacija oporavlja, novonastala transversalna magnetizacija nestaje. Mjera brzine kojom transversalna magnetizacija nestaje naziva se T_2 relaksacijsko vrijeme ili transversalna relaksacija. T_2 nije vrijednost pri kojoj je u potpunosti nestala transversalna magnetizacija nego vrijeme kada transversalna magnetizacija M_{xy} padne na 37% vrijednosti. Kod transversalne relaksacije ne dolazi do predaje energije okolini nego susjednim molekulama ili protonima unutar same molekule. Ova vrsta relaksacije naziva još i *spin-spin* relaksacija. Ova zakonitost vrijedi samo kada susjedni spinovi imaju jednaku frekvenciju ω_0 te su u mogućnosti međusobno izmjenjivati energiju.

Vrijeme trajanja T_1 i T_2 relaksacije razlikuje se za svako tkivo. Ovisno u kakvoj se okolini nalaze protoni, imat ćemo različita relaksacijska vremena. Za oslikavanje NMR-om koriste se atomi **vodika** jer je to element koji je obilno zastupljen i u vodi i u masnom tkivu. Jezgrama vodika koje se nalaze u različitim tkivima zbog drugačijeg okruženja treba različito vrijeme da se vrate natrag u normalno stanje. Tako možemo razlikovati različita tkiva (masne i vodene dijelove tijela). Mnoge se bolesti očituju povećanjem sadržaja vode pa se tako mogu uspješno detektirati. Postoje i posebne kemijske tvari koje su dobro vidljive na MRI-ju i mogu se ubrizgati u točno određeni organ i tako ga istaknuti.

Literatura

1. Roger S. Macomber: A Complete Introduction to Modern NMR Spectroscopy

3. Moessbauerov efekt

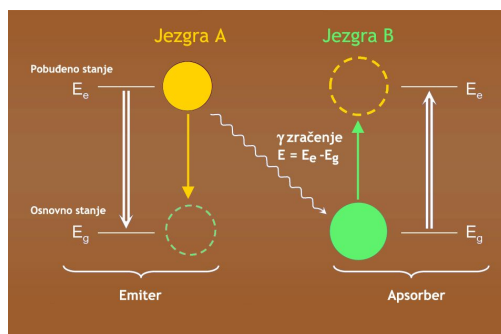
Mössbauerova spektroskopija moderna je fizikalna metoda koja je svoje primjene našla u fizici, kemiji, biologiji, metalurgiji i drugim granama znanosti jer daje ekstremno precizne i potencijalno vremenski ovisne informacije o kemijskim, strukturnim i magnetskim svojstvima materijala. Metoda se oslanja na pojavu emisije i apsorpcije bez odboja koju je prvi otkrio Rudolph Mössbauer 1957. i za to dobio Nobelovu nagradu iz fizike 1961.

U ovom tekstu, prvo je ukratko obrađena teorijska pozadina Mössbauerovog efekta, počevši od ideje i motivacije eksperimenta, zatim potencijalnih problema koji nastaju, i na kraju rješenje tih problema, odnosno sami Mössbauerov efekt. Konačno, izneseni su zanimljivi primjeri široke primjene efekta, od nuklearne fizike preko opće teorije relativnosti, do biofizike i industrije.

Teorijska pozadina

Mössbauerov efekt

Atomske jezgre imaju diskretna energijska stanja. Prelaskom jezgre iz višeg energijskog stanja u niže emitira se foton u obliku gama zračenja. Neka druga jezgra istog atoma može apsorbirati taj foton i sama prijeći u više energijsko stanje kao što je prikazano na Slici 3.1. Da bi se ovo dogodilo, jezgra koja prelazi u niže stanje mora gotovo svu energiju koja je nastala pri prijelazu predati

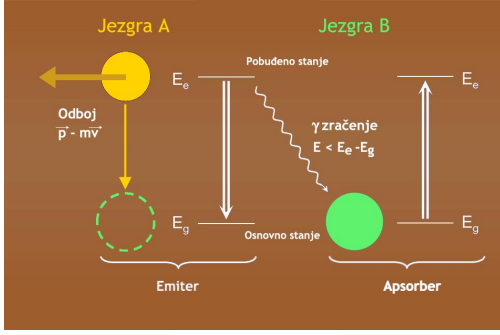


Slika 3.1: Emisija i apsorpcija zračenja

spomenutom fotonu, koji dalje tu energiju prenosi sljedećoj jezgri.

Ako se promatraju slobodne jezgre, jezgra atoma koja u mirovanju emitira foton mora dobiti komponentu količine gibanja u suprotnom smjeru od fotona zbog zakona očuvanja količine gibanja. Energija potrebna za prijelaz podijeli se na kinetičku energiju te energiju gama zračenja pa foton više nema dovoljno energije da pobudi neku drugu jezgru, prikazano na Slici 3.2.

Mössbauer je osmislio tehniku u kojoj se minimizira odboj jezgre tako što se atom smjesti u kristalnu rešetku i u tom se slučaju gotovo sva energija prijelaza nalazi u emitiranom fotonu te on može pobuditi drugu jezgru.



Slika 3.2: Problem odboja

Raspršenje

Pobuđena energijska stanja nisu beskonačno uska (slijedi iz Heisenbergove relacije), već imaju određenu širinu. Udarni presjek za raspršenje elektromagnetskog zračenja energije E s maksimumom vjerojatnosti energije E_r ima oblik:

$$\sigma_{rasp.} = \sigma_0 \frac{\Gamma_\gamma^2}{4(E - E_r)^2 + \Gamma^2} \quad (3.1)$$

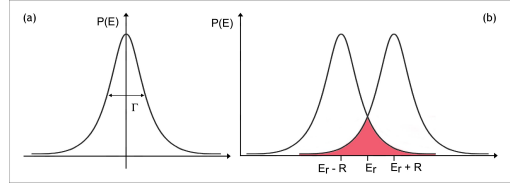
$$\sigma_{aps.} = \sigma_0 \frac{\Gamma \Gamma_\gamma}{4(E - E_r)^2 + \Gamma^2} \quad (3.2)$$

pri čemu je Γ širina pobuđenog stanja, Γ_0 parcijalna širina za emisiju gama zračenja i σ_0 konstanta raspršenja.

Problem odboja i rezonantno raspršenje

Ako je cilj postići niz reakcija na način da jezgra u osnovnom stanju apsorbira emitirani foton neke druge jezgre u blizini, energija fotona mora odgovarati energiji pobuđenja jezgre. Kada su takvi uvjeti postignuti dolazi do rezonantnog raspršenja. Međutim, nuklearna stanja su uska ($\Delta E \approx 10^{-7}$ eV ; $E_r \sim 1$ MeV) pa takve reakcije nije lako postići.

Jedan od problema koji se pojavljuje je problem odboja. Kao što je već navedeno, pri emisiji gama zračenja dolazi i do odboja jezgre zbog očuvanja količine gibanja čime se energija koju gama kvant nosi umanjuje u odnosu na rezonantnu energiju emisije. Ako



Slika 3.3: Ilustracija problema odboja

a) Oblik raspodjele intenziteta emisije/apSORpcije $P(E)$ oko rezonancije. U ovom je slučaju vjerojatnost ponovne apSORpcije visoka.

b) Uključenje odboja razdvaja krivulje dviju jezgara. Centar krivulje vjerojatnosti emisije pomakao se na x osi ulijevo za iznos R , a centar krivulje vjerojatnosti emisije pomakao se udesno za isti iznos. Vjerojatnost da emitirano gama zračenje bude ponovno apsorbirano mjeri prekrivanje dvaju krivulja.

je jezgra na početku mirovala, nakon emisije vrijedi:

$$\vec{P} = -\vec{p} \quad (3.3)$$

pri čemu je s $\vec{P}$ označen je impuls jezgre nakon emisije, a s $\vec{p}$ impuls gama kvanta.

Energija odboja u nerelativističkom slučaju je:

$$R = \frac{P^2}{2M} = \frac{p^2}{2M} = \frac{1}{2M} \left(\frac{E_\gamma}{c} \right)^2 \quad (3.4)$$

gdje M označava masu jezgre, a E_γ energiju gama kvanta.

Pri ponovnoj apSORpciji kvanta opet mora biti očuvana količina gibanja pa se jednak dio energije gubi i na pokretanje jezgre koja apsorbira foton. Iz toga slijedi da je za širinu stanja potrebno:

$$\Gamma \geq 2R \quad (3.5)$$

Problemi su skicirani na Slici 3.3.

Iz skice sa Slike 3.3. b) očito je da veća energija odboja smanjuje vjerojatnost ponovne apSORpcije stoga je potrebno tu energiju smanjiti kako bi ponovna apSORpcija bila vjerojatnija.

Interpretacija jednadžbe (4)

Iz jednadžbe (4) vidljivo je da energija odboja R ovisi o dvije varijable: energiji gama kvanta E_γ te masi jezgre M koja emitira foton i to na način da je energija odboja R veća za veće energije gama kvanta, a manja za veće mase jezgre. Jednadžba je izvedena u općenitom slučaju pa za fotone koji nisu u gama dijelu spektra vrijedi ista relacija. Posljedica toga je da se kod nekih plinova može vidjeti rezonancija ako emitiraju fotone u obliku x-zraka koje imaju manju energiju od gama zraka.

Slučaj koji nas najviše zanima je kad se mijenja masa M . Naime, u izvodu je uzeta pretpostavka da je jezgra slobodna pri emisiji, no to ne mora biti tako. Ako je jezgra unutar kristalne rešetke, efektivna je masa od koje se foton "odbije" zapravo masa cijele rešetke. Ovo se može intuitivno shvatiti i s primjerom ping pong loptice. Ako ping pong loptica udari neku veću lopticu koja miruje poput teniske loptice, ping pong loptica će se odbiti od nje, ali će se i teniska loptica isto tako pomaknuti. Zbog prijenosa dijela energije na tenisku lopticu, ping pong loptica se sporije kreće nakon odbijanja tj. ima manju energiju. Ako se ping pong lopticu baci u neki jako teški objekt poput betonskog zida ona će se odbiti nazad sa zanemarivim gubitkom energije. U ovom je slučaju foton ping pong loptica, jezgra je neka veća teža loptica poput teniske, kristalna rešetka je zid, a ulogu izvora energije ima osoba koja baci ping pong lopticu, u ovom slučaju je to energija emisije. Također, treba uzeti u obzir da pri emisiji jezgre koja se nalazi u kristalu, on može apsorbirati energiju i u obliku vibracija i tako uzeti dio energije emisije. Ova se pojava, također, može intuitivno interpretirati na primjeru ping pong loptice. Naime, ako objekt u koji se baci ping pong loptica nije potpuno kruti zid, već ima nekakvu mekanu površinu, ta će površina upiti dio energije. Zamislite ping pong lopticu kako pada na madrac i na betonski pod. Očito je da će se loptica koja padne na tvrdi betonski pod jače odbiti tj. zadržat će više energije. Isto to se događa i s kristalom i gama kvantima.

Ako je jezgra čvrsto vezana u kristalu, neće se puno pomaknuti pa će "jače odbiti" foton tj. nastat će gama kvant s većom energijom, a ako se jezgra pomakne i stvori vibracije nastati će gama kvant s manjom energijom. Čvrsti zid analogan je kristalu na niskoj temperaturi, tada se vibracijski modovi "zalede" te se smanjuje gubitak energije.

Pojava Dopplerovog proširenja

Do sada je zanemaren učinak termičkog gibanja atoma izvora gama zračenja prije emisije. Uzimajući u obzir njihove brzine, kinetička energija fotona se povećava, odnosno spektar zračenja se širi:

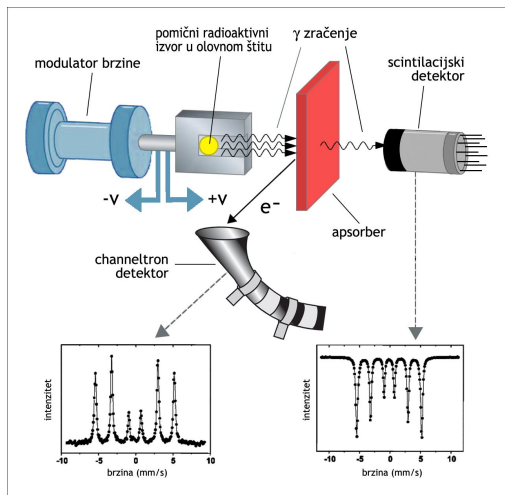
$$E_\gamma = E_r - R + D \cos \phi \quad (3.6)$$

gdje je $D = 2\sqrt{\epsilon R}$, a ϵ odgovarajuća kinetička energija izvora prije emisije i ϕ kut emisije prema početnom gibanju. Vidi se da ova korekcija malo povećava vjerojatnost apsorpcije izvan širine rezonancije, ali više od toga smanjuje efekt rezonancije. Stoga je potrebno uz efekt odboja smanjiti i Dopplerov efekt.

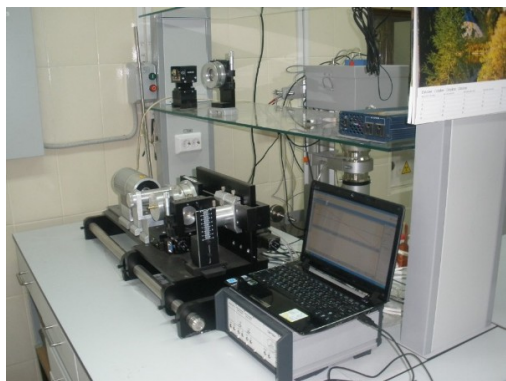
Mössbauerovo rješenje

Mössbauer je problem efekta odboja i Dopplerovog proširenja riješio primjetivši da se obje pojave mogu istovremeno eliminirati ako se izvor i apsorber stave u kristalnu rešetku na niskoj temperaturi. Na ovaj je način jezgra atoma uvijek u osnovnom energetskom stanju zbog niske temperature i dovoljno velikih razmaka energija titranja u odnosu na energiju odboja, a vjerojatnost prelaska u viša stanja je zanemariva te svu promjenu količine gibanja preuzima kristalna rešetka.

Na Slici 3.4. prikazan je shematski postav eksperimenta. Unutar štita nalazi se rotirajući kriostat koji sadrži izvor zračenja i pritom kroz štiti prolaze samo odgovarajuće zrake koje stižu do apsorbera A, također sadržanog u kriostatu. Scintilacijski detektor D mjeri dolazno zračenje i također je zaštićen tako da jedino detektira ono zračenje iz eksperimenta.



Slika 3.4: Shematski prikaz eksperimentalnog uređaja



Slika 3.5: Slika Mössbauerovog uređaja u laboratoriju

Da bi se eksperiment proveo, atom emitira i apsorbera moraju biti isti izotopi nekog elementa. Kada bi jezgre bile u jednakim kemijskim uvjetima, do rezonantne apsorpcije bi došlo pri relativnoj brzini od 0. Ipak, kako će biti pokazano poslije, do određenih nuklearnih interakcija dolazi i rezonantna apsorpcija se događa pri energiji gama zračenja pomaknutog za neki mali, ali i dalje značajni iznos. Ovaj se problem rješava mjenjajući brzinu kojom se emiter kreće relativno u odnosu na apsorber, koristeći tako Dopplerov efekt kako bi se promijenila energija emitirano zračenja za potrebni iznos.

Primjena

Mössbauerova je spektroskopija jako osjetljiva na male promjene energije pa može poslužiti kao dobar alat za određivanje svojstava jezgre atoma. Tipično je izdvojiti 3 svojstva koja se opažaju na Mössbauerovom spektru; izomerni pomak, kvadrupolno i magnetsko cijepanje. Kombinacija ovih pojava može se koristiti kao usporedba s već poznatim spektrima za karakterizaciju promatrane tvari.

Otkriće Mössbauerovog efekta dovelo je do razvoja istraživačkih tehnika u fizici materijala te je zbog svoje neinvazivne prirode primjenu pronašla i u kemiji, geologiji, biologiji te industriji.

Izomerni pomak i kemijski efekti

Mössbauerovim efektom mogu se promatrati interakcije jezgre i elektronskog omotača uzrokovana različitim stanjima jezgre. U prvoj aproksimaciji, jezgra se smatra točkastim nabojem čiji potencijal iznosi:

$$V(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze}{r} \quad (3.7)$$

pri čemu je ϵ_0 dielektrična permitivnost vakuumu, Z broj protona u jezgri, e elementarni naboj (pomnožen sa Z daje ukupan naboj jezgre), a r radijalna udaljenost od točkastog naboja do točke u kojoj promatramo potencijal.

- ϵ_0 - dielektrična permitivnost vakuumu
- Z - broj protona u jezgri
- e - elementarni naboj (pomnožen sa Z daje ukupan naboj jezgre)
- r - radijalna udaljenost od točkastog naboja do točke u kojoj promatramo potencijal

Kako bi se u obzir uzela dimenzija jezgre pretpostavlja se da je sav naboj jezgre koncentriran na površini kugle radijusa R . Potencijal izvan kugle tada se ne razlikuje od izraza (3.7) za točkasti naboj, a potencijal u unutrašnjosti iznosi:

$$V(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze}{R} \quad (3.8)$$

Dakle, promjena u potencijalu događa se samo na radijusu $r < R$. Različita stanja

jezgre imaju različite radijuse pa je pitanje kako se mijenja energijski nivo jezgre u ovisnosti o radijusu:

$$\Delta E = E_0 - E_R \quad (3.9)$$

Da bi se odredila promjena energije ΔE dovoljno je izračunati energije na radijusu $r < R$ jer jedino tamo postoji promjena u potencijalu, doprinosi na $r > R$ će se pokratiti u izrazu za ΔE .

Energije se računaju uzimajući u obzir interakciju jezgrinog potencijala s potencijalom elektrona u omotaču. Općenito, gustoća vjerojatnosti za nalaženje elektrona na koordinati $\vec{r}$ iznosi $|\psi(\vec{r})|^2$. U navedenom je razmatranju jezgra smještena u ishodištu i preko njenih dimenzija elektronska gustoća ne varira primjetno pa se može za njezin iznos uzeti $|\psi(0)|^2$. Tada se energija jezgre računa izrazom:

$$E = \int e |\psi(0)|^2 V(r) dV \quad (3.10)$$

Sfernom integracijom po području od 0 do R dobije se izraz za energiju točkaste jezgre:

$$E_0 = 2\pi R^2 Z e^2 |\psi(0)|^2 \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \quad (3.11)$$

te do energije jezgre radijusa R :

$$E_R = \frac{4}{3} \pi R^2 Z e^2 |\psi(0)|^2 \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \quad (3.12)$$

Konačno, oduzimajući izraze (3.11) i (3.12) dobije se izraz za promjenu energije:

$$\Delta E = \frac{1}{6\epsilon_0} Z e^2 R^2 |\psi(0)|^2 \quad (3.13)$$

Rezultat se sada može poopćiti na prijelaz između dva nuklearna nivoa radijusa R_A i R_B .

$$E'_0 = E_0 + \frac{Z e^2}{6\epsilon_0} |\psi(0)|^2 [R_B^2 - R_A^2] \quad (3.14)$$

Ukupna fizikalna razlika energije E'_0 sastoji se od inherentnog, odnosno svojstvenog nuklearnog energetskeg razmaka E_0 i razlike koja dolazi od različitih radijusa jezgrinih stanja, izraza koji je izveden. Inherentni

razmak E_0 je nepoznat pa je u eksperimentalnoj metodi cilj izbjeći taj iznos.

Konkretno u fizikalnoj metodi, jezgre emitera i apsorbera postavljaju se u različite kemijske okoline koje imaju različite elektronske valne funkcije na području jezgri, ψ_E za emiter i ψ_A za apsorber. Mössbauero-
vom metodom mjeri se takozvani izomerni pomak:

$$\delta = E'_A - E'_E \quad (3.15)$$

$$\delta = \frac{Z e^2}{6\epsilon_0} [R_B^2 - R_A^2] \left[|\psi_A(0)|^2 - |\psi_E(0)|^2 \right] \quad (3.16)$$

Dakle, ako je poznata razlika valnih funkcija, može se odrediti razlika u dimenzijama jezgre i obratno. Povijesno, najprije su se radila mjerenja sa supstancama poznatih valnih funkcija čime su baždarene promjene u radijusima te su danas one poznate. Zbog toga se trenutno ova metoda mjerenja koristi isključivo za određivanje efekata elektronskih valnih funkcija.

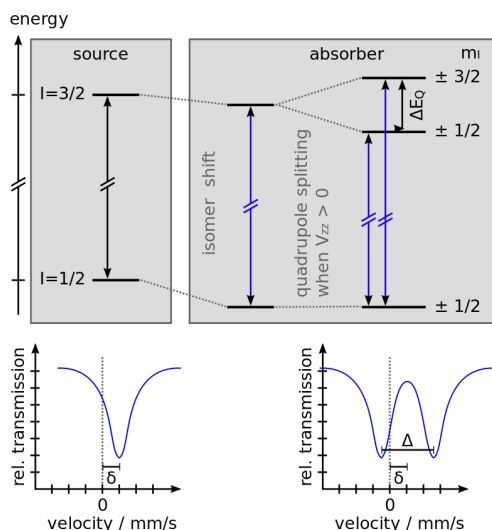
Za opažanje efekta nuklearna stanja moraju imati različite radijuse, valne funkcije elektronskih stanja moraju se dobro preklapati s jezgrom te valne funkcije moraju biti osjetljive su na vanjsku promjenu.

Za opažanje efekta moraju biti ispunjeni sljedeći uvjeti:

- Nuklearna stanja imaju različite radijuse.
- Valne funkcije elektronskih stanja se dobro preklapaju s jezgrom.
- Valne funkcije osjetljive su na vanjsku promjenu.

Kvadrupolno cijepanje

Kvadrupolno cijepanje nastaje kao interakcija gradijenta električnog polja na atomskoj skali s različitim energetskeim stanjima jezgre. Jezgra koja ne posjeduje sfernu simetriju ima spin veći od $1/2$, koji kad se nađe u nehomogenom vanjskom polju uzrokuje nastanak novih energetskeih nivoa koji se mogu vidjeti na Mössbauero-
vom spektru kao pojava dva ekstrema čija udaljenost opisuje nastalu pojavu. Na Slici 3.6. je primjer kvadrupolnog cijepanja za stanja spina $1/2$ i $3/2$. Može se primjetiti da su stanja zbog izomernog



Slika 3.6: Kvadrupolno cijepanje

pomaka spuštenu za određeni iznos, te da se drugo cijepa na dva stanja, jedan projekcije spina $3/2$ i jedan spina $1/2$.

Kvadrupolno cijepanje može se koristiti za određivanje oksidacijskog stanja, spina, kemijske strukture itd.

Magnetsko cijepanje

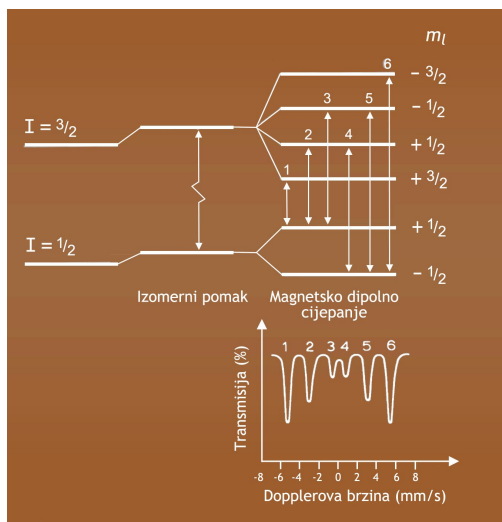
Magnetsko je cijepanje posljedica interakcije jezgre s bilo kojim vanjskim magnetskim poljem, što je inače poznato kao Zeemanov efekt. U prisutnosti magnetskog polja spinsko se stanje l cijepa u $2l + 1$ različitih nivoa vidljivih na Mössbauerovom spektru kao više različitih ekstrema.

Iz Mössbauerovog spektra se mjerenjem udaljenosti ekstrema može odrediti jačina magnetskog polja odgovornog za cijepanje, koje može biti unutarnje, nastalo kao posljedica građe atoma, ili vanjsko.

Gravitacijski crveni pomak

Prema Einsteinovoj općoj teoriji relativnosti, vrijeme teče sporije u području višeg gravitacijskog potencijala u odnosu na područje nižeg, a taj fenomen često se naziva gravitacijski crveni pomak.

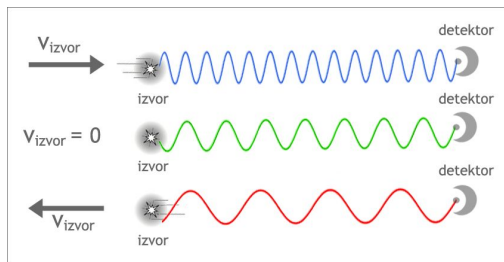
Ova je pojava potvrđena eksperimentalno tijekom šezdesetih godina prošloga stoljeća



Slika 3.7: Magnetsko cijepanje

na Harvardu gdje su dvojica fizičara, R. Pound i G.A. Rebka, mjerili gravitacijski crveni pomak u linijskom spektru gama zračenja dobivenog iz ^{57}Fe izvora.

Na vrhu zgrade postavljen je izvor gama zraka usmjeren prema podrumu gdje su postavljeni apsorber i detektor. Između njih probijen je put kojim prolazi cijev ispunjena helijem kako bi se smanjilo raspršenje. Kada ne bi postojao utjecaj gravitacijskog polja, detektor ne bi zabilježio niti jednu gama zraku jer bi sve bile apsorbirane budući da su jednake frekvencije izvora i apsorbera. Međutim, zbog utjecaja gravitacijskog polja fotonu se, prolaskom kroz cijev od vrha zgrade do podruma, potencijalna energija pretvara u kinetičku čime mu se povećava frekvencija te dolazi do pomaka prema plavom dijelu spektra. Kada bi izvor i detektor zamijenili položaje, došlo bi do obrnutog efekta i tako do pomaka prema crvenom dijelu spektra. Radi dodatne potvrde pomaka prema plavom dijelu, izvor je zračenja postavljen na zvučnik koji je periodički titrao i time približavao, odnosno udaljavao izvor od detektora. Zbog Dopplerovog efekta, do kojega dolazi kada se izvor zračenja giba nekom brzinom u odnosu na promatrača, dolazi do poništenja gravitacijskog plavog pomaka što je vidljivo na Slici 3.8.



Slika 3.8: Prikaz pomaka u plavi i crveni dio spektra

Izjednačavanjem Einsteinove formule, $E = mc^2$ s relacijom koja opisuje energiju fotona, $E = h\nu$, gdje je ν frekvencija fotona, a h Planckova konstanta, može se izraziti tzv. troma masa fotona:

$$m = \frac{h\nu}{c^2}. \quad (3.17)$$

Fotonu koji pada s visine H energija se povećava za mgH zbog čega vrijedi:

$$h\nu' = h\nu + mgH = h\nu + \frac{h\nu}{c^2}gH \quad (3.18)$$

iz čega slijedi:

$$\nu' = \nu(1 + \frac{gH}{c^2}) = \nu + \Delta\nu. \quad (3.19)$$

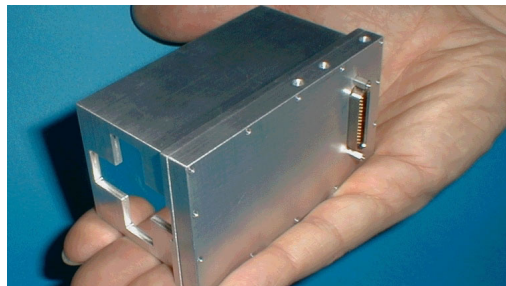
iz toga slijedi da je relativni pomak frekvencije jednak:

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{gH}{c^2}. \quad (3.20)$$

NASA rover na Marsu

U siječnju 2004. godine NASA je, u svrhu istraživanja geoloških i atmosferskih obilježja planeta, poslala dva rovera na Mars pod imenima Opportunity i Spirit. Roveri su, osim mogućnošću slikanja visoko kvalitetnih slika, bili opremljeni s četiri različita spektroskopa koji daju informacije o kemijskim i mineralnim sastavima kamenja i tla. Među tim spektroskopima našao se i Mössbauerov spektroskop.

U ovom slučaju Mössbauerov je spektroskop uređaj dizajniran za proučavanje minerala koji sadrže željezo. Baš zbog toga



Slika 3.9: Glava Mössbauerovog senzora na roveru

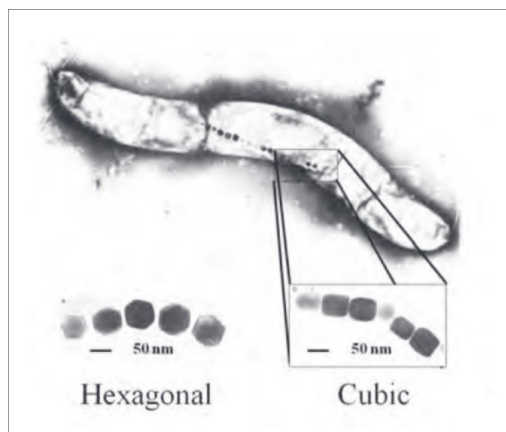
što je uređaj toliko specijaliziran može odrediti kompoziciju i količinu tih minerala s velikom preciznošću.

Glava Mössbauerovog spektrometra, koju vidimo na slici 3.9, toliko je mala da stane u dlan. Elektronika je smještena u tijelu rovera, a mjerenja se vrše tako da se glava senzora postavi uz površinu kamena ili tla. Mjerenje traje otprilike 12 sati.

Biofizika

Mössbauerov efekt može se koristiti za proučavanje elektronskih stanja atoma u biološkim molekulama. Mjerenja daju detaljne informacije o elektronskoj strukturi molekula željeza kao dijela veće biološke molekule kojima kompletna struktura često nije poznata. Detaljna su mjerenja provedena za hemoglobin, a istražuje se i niz drugih proteina. Moguća je primjena u medicinskim istraživanjima - glavna prepreka za široku uporabu tehnike je što uzorak mora biti ohlađen da bi efekt bio zapažen. Mjerenja na osušenim ljudskim plućima otkrila su nove informacije o molekulama željeza nataloženog u plućima inficiranim hemosiderozom, često smrtnom bolesti pri kojoj se krv iz kapilara slijeva u pluća što rezultira taloženjem željeza koje oštećuje tkivo. Istraživala se i uloga željeza u neurodegenerativnim bolestima: Alzheimerovoj i Parkinsonovoj bolesti te progresivnoj supranuklearnoj paralizi.

Mössbauerovom spektroskopijom istražene su i magnetske nanočestice magnetosomi u magnetotaktičkoj bakteriji *Aquaspirillum Magnetotacticum* prikazanoj na

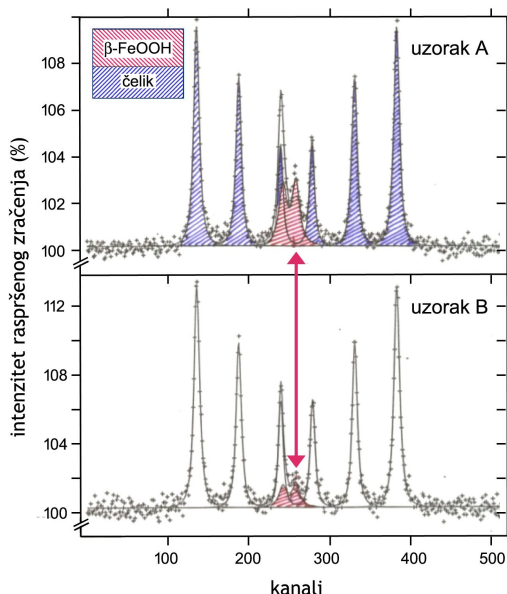


Slika 3.10: Magnetske nanočestice u bakteriji

Slici 3.10 koja je, zahvaljujući tim česticama, osjetljiva na Zemljino magnetsko polje, odnosno ima biološki kompas. Evolucijska prednost posjedovanja magnetskih čestica povezana je sa sposobnošću efikasnije navigacije bakterija u potrazi za povoljnim uvjetima - one se mogu kretati po liniji te time potragu u gradijentu koncentracija raznih kemijskih supstanci smanjuju sa "besciljne" trodimenzionalne na jednodimenzionalnu. Bakterijski magnetosomi u nekim primjenama imaju prednost nad onim kemijski sintetiziranim. Njihova membrana sačinjena od lipida i proteina omogućuje lako spajanje bioaktivnih supstanci na površinu. Radila su se istraživanja u kojima su magnetotaktičke bakterije korištene za razdvajanje stanica, imobilizaciju enzima, formaciju magnetskih antitijela te detekciju i uklanjanje *Escherichie coli*. Bakterije su također korištene za utvrđivanje magnetskih polova meteorita, slale su se u svemir kako bi se utvrdila njihova svojstva dok na njih ne utječe gravitacija, a zbog pronađenih magnetskih čestica odgovarajućeg oblika nagađa se da su postojale, a možda još uvijek i postoje na Marsu.

Industrija

Mössbauerova spektroskopija koristi se u industriji pri analizi i testiranju materijala.



Slika 3.11: Rezultat spektroskopije u analizi lakova protiv korozije

Na Slici 3.11 prikazan je primjer takve upotrebe u proučavanju kvalitete lakova protiv korozije. Na grafovima A i B korišteni su različiti lakovi, a materijali su stavljeni u iste vanjske uvjete. Crveni šiljci prikazuju oksidirani materijal, lako se može zaključiti da je kvaliteta B laka bolja zbog nižeg šiljka - u tom slučaju je materijal manje korodirao. Metoda se koristi i u proizvodnji stakla, magnetskih vrpce te u nitrifikaciji čelika.

Zagađenje zraka

Tijekom posljednjih nekoliko godina istražuje se koncentracija željeza u atmosferi i veličina čestica aerosoli koje ga sadrže s ciljem otkrivanja izvora tog željeza.

Prilikom provođenja eksperimenta kroz filter, koji je kasnije otopljen u acetonu, je propuštanjem zrak, a ostatak iz filtra je pritisnut između dviju tankih aluminijevih folija. Takvi pripremljeni uzorci korišteni su u Mössbauerovoj spektroskopiji kao apsorberi.

Kako bi se utvrdila koncentracija željeza, potrebno je ustanoviti u kojem kemijskom spoju se željezo nalazi, a ta je informacija dobivena korištenjem Mössbauerove spektroskopije.

skopije na niskim temperaturama.

Rezultati mjerenja otkrili su da je jednim dijelom izvor čestica željeza zagađenje zraka, odnosno industrija, ali također je otkriveno i izvanzemaljsko porijeklo promatranih čestica. Zaključeno je da je industrija izvor velikih čestica dok su one male koje sadrže željezo iz nepoznatog izvora, a pretpostavlja se da dolaze s meteora. Odnosno, kada meteor uđe u atmosferu iz Svemira, interagirajući s atmosferom on usporava i dolazi do isparavanja materijala od kojeg se on sastoji što mi vidimo kao trag meteora.

Iz provedenog istraživanja vidljivo je da je Mössbauerova spektroskopija vrlo korisna prilikom istraživanja procesa koji se događaju u Zemljinoj atmosferi.

Literatura

1. P. Gülich, Lecture Notes Mössbauer Spectroscopy
2. B. Kopcewicz, M. Kopcewicz (1978) On the determination of sources of iron in atmospheric air by the Mössbauer technique



4. Rendgenska difrakcija

Rendgenska strukturna analiza (RSA) je analitička metoda za ispitivanje kristalografskih karakteristika i kemijskog sastava. RSA koristi difrakcijsku sliku (difraktogram) dobivenu raspršivanjem rendgenskog zračenja (X-zraka) na ispitivanom uzorku. Ona omogućuje precizno određivanje mikrostrukture ozračenog uzorka iz prostorne raspodjele izmjerene intenziteta.

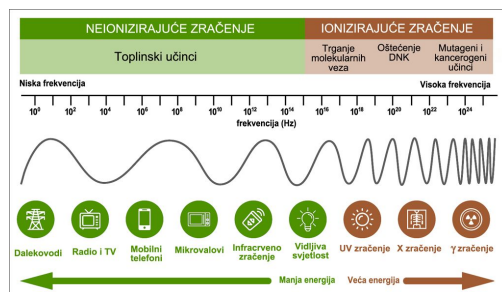
Pored jednostavnih struktura koje je moguće odrediti koristeći isključivo RSA, moguće ju je kombinirati s drugim analitičkim tehnikama, poput nuklearne magnetske rezonancije (NMR) ili računalnih simulacija. Na taj se način može dobiti jasna slika o strukturi složenijih spojeva, kao što su razne makromolekule (DNA, proteini, i sl...).

Struktura i mikrostruktura kristala usko su povezani s fizikalnim i kemijskim svojstvima tvari, pa je važnost rendgenske strukturne analize velika u nizu grana ljudske djelatnosti. Zbog toga je rendgenska strukturna analiza našla brojne primjene u fizici i kemiji čvrstog stanja, biokemiji, mineralogiji, biologiji te u industrijama poput metalurgije, farmacije i kemijske industrije.

Kratki povijesni pregled

Godine 1895., Wilhelm Conrad Röntgen otkrio je posebnu vrstu elektromagnetskoga zračenja, koje je prolazilo kroz većinu tvari koje upijaju vidljivu svjetlost. Dodjelio mu je naziv 'X'-zrake zbog njihove nepoznate

prirode, a kasnije je njemu u čast to zračenje nazvano rendgensko. U svojim je istraživanjima ispitao razna svojstva tog zračenja: djelovanje na fotografsku ploču, prolazak kroz različite tvari, slabljenje intenziteta ovisno o vrsti tvari i debljini sloja kroz koji prolazi te sposobnost ioniziranja zraka. Rendgensko zračenje je omogućilo velik napredak u medicinskoj dijagnostici, po čemu je i danas najpoznatije.



Slika 4.1: Spektar elektromagnetskog zračenja, X-zrake se nalaze u području ionizirajućeg zračenja zbog svoje male valne duljine.

Primjena rendgenskih zraka u ispitivanju strukture kristala započela je 1912. pokusom njemačkog fizičara Maxa von Lauea, kojim je trebalo utvrditi jesu li rendgenske zrake elektromagnetske naravi. Pomoću optičke rešetke se, upravo zbog male valne duljine rendgenskih zraka, nije mogao dobiti njihov ogib. Laue je predložio da se upo-



Slika 4.2: Portret Röntgena i prvi rendgen ljudskog tijela, ruke njegove žene, 1895. godine.

trijebi kristal kao prirodna optička rešetka, budući da su atomi (ioni, molekule) u kristalu pravilno i periodički raspoređeni.

Kristalna rešetka sazdana je od mnoštva jediničnih kristalnih ćelija, pa je struktura kristala poznata ako je poznat položaj atoma u jediničnoj ćeliji. Pri prolazu kroz kristal rendgenske zrake pobuđuju atome kristala na emisiju sekundarnih rendgenskih zraaka, koje zbog periodičnosti rešetke međusobno interferiraju i daju oštre maksimume ogibnih zraaka, kojima smjer ovisi o geometriji kristalne rešetke. Po smjeru ogibnih zraaka može se odrediti veličina elementarne ćelije kristala. U elementarnoj se ćeliji mjerenjem gustoće kristala i poznavanjem relativne molekulske mase može odrediti broj molekula. Nadalje, mjerenjem jakosti (intenziteta) ogibnih zraaka i određivanjem prostorne grupe kojoj kristal pripada, može se izračunati položaj atoma i tako utvrditi kristalna i molekularna struktura.

Odmah je uočen ogroman potencijal ove metode pri određivanju strukture molekula (do tada dostupne samo putem kemijskih i hidrodinamičkih pokusa), čime vrlo brzo postaje nezamjenjiva tehnika za određivanje strukture materijala.

Pored analize monokristala koju je Laue promatrao, razvijena je i Debye-Scherrerova metoda (metoda praška), kod koje nije potreban monokristal nego se kao uzorak može koristiti kristalni prah, a ogibne zrake šire se



Slika 4.3: Max von Laue.

duž plašteva niza konusa i zacrnjuju fotografski film u obliku prstenova. Svaka kristalna tvar daje svoj karakteristični sustav linija, pa se ta metoda često upotrebljava za faznu analizu tvari. Ogibne zrake registriraju se fotografski ili pomoću različitih uređaja s brojilima.

Uz određivanje kristalne strukture, rendgenska strukturalna analiza ima vrlo široku primjenu; služila je kao putokaz za dobivanje novih vrsta slitina i tekstura, pomogla je pri rješavanju sinteze kinina i penicilina te se njome ispituje veličina kristalnih zrna, njihova orijentacija i učinak starenja. Također, RSA je omogućila pronalazak defekata u periodičnosti i određivanje strukture složenih organskih spojeva kao što su nukleinske kiseline ili bjelančevine. U strukturalnoj biologiji RSA je odgovorna za 36.000 riješenih struktura proteina, od njih 42.000 ukupno.

Do 1960. godine instrumentaciju za difrakciju rendgenskih zraaka za vanzemaljsko

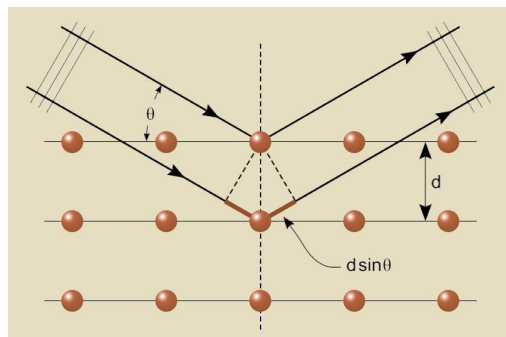
istraživanje predložio je, i u konačnici izgradio, W. Parrish, ali to nije urodilo plodom do razvoja CCD detektora X-zraka, čime je omogućena izrada instrumenta manjih dimenzija.

Značajnost X-zraka međunarodno je priznata brojnim Nobelovim nagradama, koje nisu zaobišle ni pionire ove metode. Tako je Wilhelm Röntgen dobio prvu Nobelovu nagradu za fiziku 1901. 'za otkriće znamenitih zraka koje su kasnije nazvane po njemu', Max von Laue 1914. 'za njegovo otkriće difrakcije X-zraka u kristalima' te William i Bernal Bragg 1915. 'za njihovu analizu strukture kristala pomoću X-zraka'.

Opis metode

Braggov zakon

Rendgenska strukturna analiza, kao što i sam naziv kaže, je metoda koja koristi rendgensko zračenje - visokoenergetsko zračenje s valnom duljinom između 10 nm i 1 mm . Takve valne duljine približno su jednake udaljenostima među atomima ili ionima u kristalu, stoga se slojevi kristala ponašaju poput pukotina na difrakcijskoj rešetci. Kada X-zrake padnu na kristal, elektroni u atomima kristala apsorbiraju to zračenje, ali energija zračenja nije dovoljno velika da bi se elektroni oslobodili od privlačnog utjecaja jezgre, stoga otpuštaju rendgensko zračenje iste energije, ali drugog smjera. Takva vrsta raspršenja naziva se elastično raspršenje.



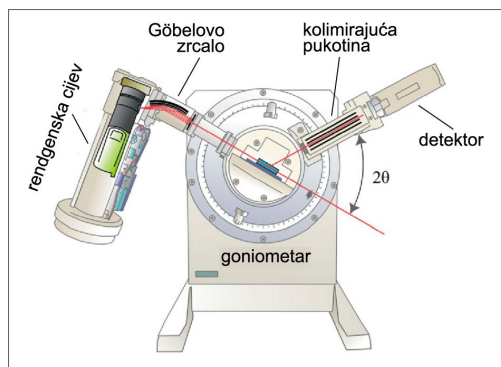
Slika 4.4: Prikaz raspršenja rendgenskog zračenja na slojevima kristala.

Na slici 4.4 prikazano je raspršenje dviju upadnih zraka na dvama slojevima kristala. Ako su izlazne zrake u protufazi, doći će do destruktivne interferencije, a ako su u fazi, doći će do konstruktivne interferencije. Sa slike primjećujemo da je razlika optičkih putova gornje i donje zrake jednaka $2d\sin(\theta)$ gdje je 2θ kut između upadne i izlazne zrake, a d udaljenost između dva susjedna sloja u kristalu. Do konstruktivne interferencije će stoga doći kada je ta razlika jednaka cjelobrojnom višekratniku valne duljine λ . Ovi zaključci se svode na jednadžbu koju zovemo Braggovim zakonom, a koja glasi

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

gdje je n stupanj difrakcije.

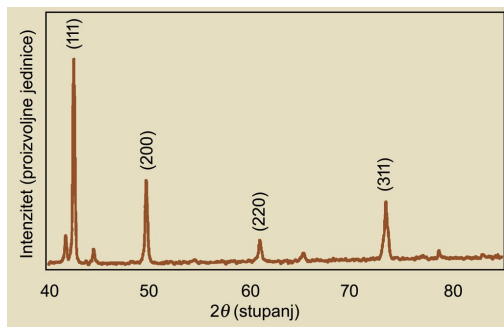
Postupak mjerenja i rezultati



Slika 4.5: Shematski prikaz rendgenskog difraktometra.

Rendgenski difraktometri se sastoje od izvora X-zraka, držača za uzorak i detektora. Izvor X-zraka je katodna cijev u kojoj se akcelerirani elektroni pucaju na metu koja je najčešće napravljena od bakra, željeza ili kroma. Ako akcelerirani elektroni imaju dovoljno veliku energiju, izbit će elektrone iz unutrašnjosti atoma mete i nastat će spektar X-zraka. Za difrakciju su potrebne monokromatske zrake rendgenskog zračenja, stoga se dobiveni spektar X-zraka šalje kroz filtere. Za bakrenu metu, filteri su najčešće napravljeni od tanke folije nikla, a općenito se u današnje vrijeme sve češće koriste kristali

kvarca. Dobiveni monokromatski snopovi se zatim usmjeravaju na uzorak. Rotacijom detektora i uzorka bilježi se intenzitet X-zraka ovisno o kutu θ . Uređaj kojim se kontrolira rotacija uzorka zove se goniometar.



Slika 4.6: Ovisnosti intenziteta difraktiranog zračenja o difrakcijskom kutu.

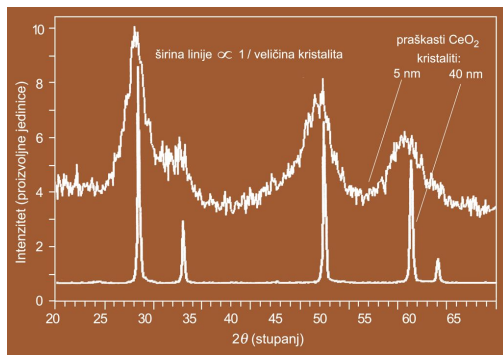
Za kutove koji zadovoljavaju uvjet konstruktivne interferencije, na grafu se javljaju šiljci poput onih prikazanih na slici 4.6. Također, primjećujemo da širine šiljaka nisu jednake. One ovise o veličini kristalnih zrna i deformaciji jedinične ćelije. U rendgenskoj difrakciji veličina kristalnih zrna se može izračunati pomoću Sherrerove formule koja glasi

$$d = \frac{K\lambda}{\beta \cos \theta} \quad (4.2)$$

gdje je d promjer kristalnog zrna, K konstanta koja ovisi o obliku zrna (najčešće uzimamo da iznosi 0.9) i β je FWHM (full width at half maximum), odnosno širina šiljka na polovici njegovog maksimuma.

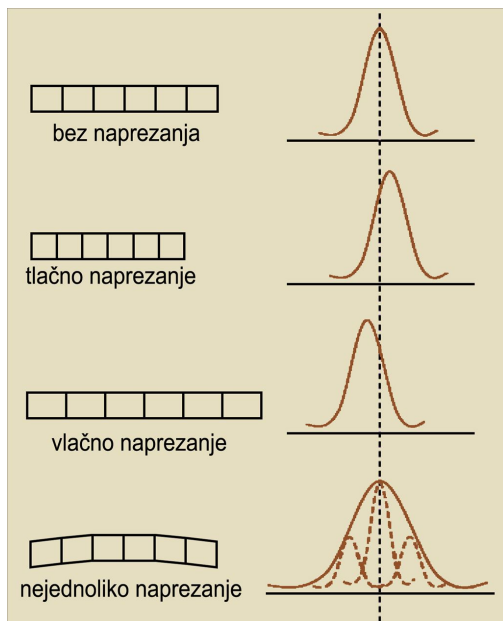
U slučaju kada je uzorak monokristal, X-zrake se reflektiraju koherentno i pod egzaktnim kutovima, stoga se na grafu javljaju iznimno uski šiljci. U slučaju kada je uzorak polikristal, zbog različite orijentacije kristalnih zrna, X-zrake se s iste kristalne ravnine mogu reflektirati pod blago različitim kutovima. Na grafu se onda javlja nekoliko šiljaka, što uprosječno rezultira jednim širim šiljkom.

Slika 4.8 prikazuje kako deformacija utječe na oblik i širinu šiljka. U prvom slučaju, sabijamo uzorak, čime se vrh šiljka



Slika 4.7: Graf ovisnosti intenziteta difraktiranog zračenja o veličini difrakcijskog zrna.

pomiče prema desno, tj. difrakcija se javlja za veći θ . U drugom slučaju, uzorak rastežemo čime se vrh šiljka pomiče prema lijevo, tj. difrakcija se javlja za manji θ . U trećem slučaju pak imamo nejednoliku deformaciju uzorka koja dovodi do povećanja širine šiljka dok položaj maksimuma ostaje isti.



Slika 4.8: Graf ovisnosti intenziteta difraktiranog zračenja o deformaciji jedinične ćelije.

Na podatke dobivene iz rendgenske difrakcije nekog materijala može se provesti ploti-

ranje Williamson Hallove jednadžbe koja, za razliku od Sherrerove, uzima u obzir i utjecaj deformacije uzorka na širinu šiljaka. Iz takve analize može se točno odrediti koliko veličina kristalnih zrna i deformacije ćelije utječu na podatke rendgenske difrakcije.

Matematički opis

Opis raspršenja na atomu

Promatramo upadni val oblika $\vec{E}_{in} = \vec{E}_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)}$ gdje je $\vec{k}$ valni vektor iznosa $|\vec{k}| = \frac{2\pi}{\lambda}$, a λ valna duljina upadnih zraka. Na svakom elektronu dolazi do raspršenja. Tada će ukupni izlazni val biti proporcionalan sumi svih raspršenih valova na svakom elektronu u atomu

$$\vec{E}_{rasp} \propto \sum_{e^-} Q_i e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}_i} \quad (4.3)$$

gdje je $\vec{q} = \vec{k}_{out} - \vec{k}_{in}$. Promatranjem pojedinačnih elektrona kao kontinuiranih raspodjela gustoće naboja, možemo transformirati sumu po diskretnim nabojima u integral gustoće naboja u prostoru

$$\int_V \rho(\vec{r}) e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}} d^3r \quad (4.4)$$

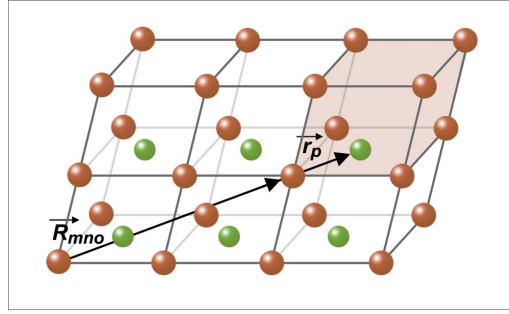
što prepoznamo kao Fourierov transformat gustoće naboja. Kako je intenzitet zračenja proporcionalan kvadratu električnog polja slijedi relacija

$$I_{rasp} \propto |\mathcal{FT}[\rho(\vec{r})]|^2 \quad (4.5)$$

Raspršenje na kristalu

Kristal je opisan periodičkom strukturom atoma koja se može postići ponavljanjem osnovne jedinične ćelije u tri dimenzije. U tako definiranom kristalu, svaki atom je određen vektorom položaja $\vec{r}' = \vec{R}_{mno} + \vec{r}_p$ gdje $\vec{R}_{mno}$ predstavlja vektor položaja ćelije u kojoj se nalazi zadani atom, a $\vec{r}_p$ određuje položaj atoma unutar tražene ćelije (slika 4.9).

Za svaki se atom veže pripadajuća gustoća elektrona $\rho_{atm}(\vec{r} - \vec{r}')$ koja okružuje



Slika 4.9: Vektor položaja u kristalnoj rešetci.

taj atom. Zbog periodičnosti atoma u kristalu, može se zapisati u obliku Fourierovog reda. Ukupna gustoća naboja glasi

$$\rho(\vec{r}) = \sum_{m,n,o} \sum_p \rho_{atm}(\vec{r} - (\vec{R}_{mno} + \vec{r}_p)) \quad (4.6)$$

te posljedično intenzitet

$$I_{rasp} \quad (4.7)$$

$$= I_0 \left| \int_V \sum_{m,n,o} \sum_p \rho_{atm}(\vec{r} - (\vec{R}_{mno} + \vec{r}_p)) e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}} d^3r \right|^2$$

Iz danog integrala moguće je faktorizirati sume te dobiti:

$$I_{rasp} \quad (4.8)$$

$$= I_0 \left| \sum_{m,n,o} e^{i\vec{q} \cdot \vec{R}_{mno}} \sum_p e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}_p} \int_V \rho_{atm-p}(\vec{r}) e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}} d^3r \right|^2$$

Gornji izraz može se zapisati kao $I_{ras} = I_0 |S(\vec{q})|^2$, gdje se $S(\vec{q})$ naziva strukturni faktor. On opisuje kako određeni materijal raspršuje upadno zračenje. Dodatno, integral u strukturnom faktoru jest Fourierov transformat gustoće naboja za svaki atom p u kristalu. Označava se sa $f_p(\vec{q})$ i naziva atomski faktor pakiranja. Za male vrijednosti $|\vec{q}|^2$ poprima vrijednost atomskog broja Z te polako pada s porastom $|\vec{q}|^2$. Iz njegove proporcionalnosti sa Z možemo zaključiti da će "teški" atomi (npr. metali u kristalu) puno više raspršiti upadno zračenje od, primjerice, vodika.

Izraz 4.8 povezuje intenzitet raspršenog zračenja na kristalu s oblikom jedinične ćelije od koje se kristal sastoji. Također, iz njega slijedi povezanost s Braggovim zakonom te upotrebom inverznog Fourierovog transformata i još nekih tehnika kako bi se otkrila faza (intenzitet je kvadrat apsolutne vrijednosti) može se zaključiti prostorna raspodjela naboja u uzorku.

Suma $\sum_{m,n,o} e^{i\vec{q} \cdot \vec{R}_{mno}}$ za beskonačan broj jediničnih ćelija u kristalu konvergira ka nuli. Upravo iz konačnosti kristalnih zrna slijedi raširenost vrhova intenziteta (slika 4.7).

Kako bi suma imala vrijednost različitu od 0, zahtijevamo da je svaki član jednak 1. Tada suma predstavlja broj ćelija. Taj uvjet je ispunjen ukoliko vrijedi

$$\vec{q} \cdot \vec{R}_{mno} = \vec{q} \cdot (m\vec{a}_1 + n\vec{a}_2 + o\vec{a}_3) = 2\pi k \quad (4.9)$$

$$k \in \mathbb{Z}$$

Set vektora $\vec{q}$ koji zadovoljava navedeni uvjet čini recipročnu rešetku

$$\vec{q} \equiv \vec{G}_{hkl} = h\vec{b}_1 + k\vec{b}_2 + l\vec{b}_3 \quad (4.10)$$

te ima mjernu jedinicu inverzne duljine.

Iz dodatnog uvjeta $b_i a_j = 2\pi \delta_{ij}$ slijede relacije za vektore recipročne rešetke:

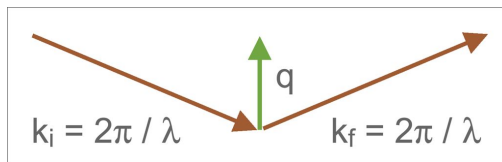
$$\begin{aligned} \vec{b}_1 &= \frac{2\pi \vec{a}_2 \times \vec{a}_3}{\vec{a}_1 \cdot (\vec{a}_2 \times \vec{a}_3)}, \\ \vec{b}_2 &= \frac{2\pi \vec{a}_3 \times \vec{a}_1}{\vec{a}_1 \cdot (\vec{a}_2 \times \vec{a}_3)}, \\ \vec{b}_3 &= \frac{2\pi \vec{a}_1 \times \vec{a}_2}{\vec{a}_1 \cdot (\vec{a}_2 \times \vec{a}_3)} \end{aligned}$$

Oдавde vidimo da će intenzitet određenog vrha ovisiti o raspodjeli atoma u jediničnoj ćeliji.

Poveznica s Braggovim zakonom

Za matematički opis zgodno je Braggov uvjet difrakcije napisati u ponešto drugačijem obliku dobivenom iz Laueova uvjeta

$$\frac{4\pi}{\lambda} \sin\theta = \frac{2\pi n}{d} \quad (4.11)$$



Slika 4.10: Povezanost Braggovog zakona s vektorom $\vec{q}$.

U ovom izrazu vidimo da lijeva strana predstavlja magnitudu vektora $\vec{q}$ danu izrazom 4.10. Iz toga možemo zaključiti sljedeće: kako bismo dobili jako raspršenje, $\vec{q}$ mora "ležati" na čvoru recipročne rešetke. Također, za određene tipove rešetke određeni kutovi raspršenja postaju "zabranjeni".

Primjeri rešetki

SC

Obična kubična rešetka ima sljedeće vektore rešetke

$$\vec{a}_1 = a\hat{x}, \vec{a}_2 = a\hat{y}, \vec{a}_3 = a\hat{z}$$

iz čega slijede relacije za vektore recipročne rešetke

$$\vec{b}_1 = \frac{2\pi}{a}\hat{x}, \vec{b}_2 = \frac{2\pi}{a}\hat{y}, \vec{b}_3 = \frac{2\pi}{a}\hat{z},$$

Gledajući magnitudu vektora $\vec{G}_{hkl}$ dobivamo uvjet na ravnine difrakcije

$$|\vec{G}_{hkl}| = \frac{2\pi}{a} \sqrt{h^2 + k^2 + l^2}$$

Uvrštavajući brojeve prvih nekoliko ravnina dobivamo sljedeće omjere pozicija šiljaka intenziteta

$$\begin{aligned} |\vec{G}_{100}| &= \frac{2\pi}{a} \\ |\vec{G}_{110}| &= \sqrt{2} |\vec{G}_{100}|, |\vec{G}_{111}| = \sqrt{3} |\vec{G}_{100}| \end{aligned}$$

BCC

Volumno centriranu kubičnu rešetku možemo promatrati kao dvije ukrštene obične kubične rešetke s atomima baze na pozicijama $(0,0,0)$ i $(\frac{a}{2}, \frac{a}{2}, \frac{a}{2})$. Uvrštavajući u formulu za strukturni faktor (8) dobivamo sljedeći izraz za intenzitete

$$I_{scat}(\vec{G}_{hkl}) = \left| f(\vec{G}_{hkl})(e^{i0} + e^{i\pi(h+k+l)}) \right|^2$$

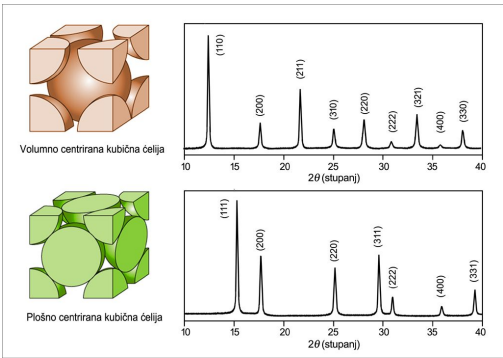
gdje je $f(\vec{G}_{hkl})$ atomski faktor pakiranja. Iz izraza za intenzitet je vidljivo da ukoliko zbroj koeficijenata h,k,l nije paran intenzitet iščezava:

$$I_{ras}(\vec{G}_{hkl}) = \left| f(\vec{G}_{hkl}) \right|^2 \begin{cases} 4 & h+k+l = \text{paran} \\ 0 & h+k+l = \text{neparan} \end{cases} \quad (4.12)$$

Gledajući u omjerima magnitude vektora recipročne rešetke tek za ravninu [211] omjer biti $\sqrt{3}$

$$\left| \vec{G}_{211} \right| = \sqrt{3} \left| \vec{G}_{110} \right|$$

Primjećujemo kako su indeksi prvog intenziteta {110} jer ravnina [100] daje intenzitet 0.



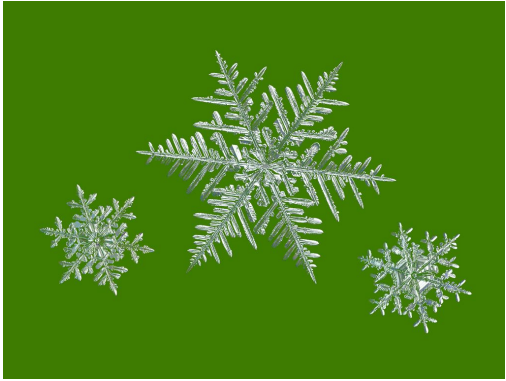
Slika 4.11: Usporedba difrakcijskih grafova za dvije vrste kubičnih ćelija, za BCC i FCC rešetku.

Primjene

Snježne pahuljice

Johannes Kepler je, još 1611. godine, u svom djelu *Strena seu de Nive Sexangula* ("Novogodišnji dar šesterokutnog snijega") postavio hipotezu da je heksagonalna simetrija kristala snježnih pahuljica posljedica pravilnog pakiranja sferičnih čestica vode.

Nekoliko stoljeća kasnije, rendgenskom strukturnom analizom pokazano je da je heksagonalna simetrija snježnih pahuljica rezultat tetraedarskog rasporeda vodikovih veza oko svake molekule vode. Molekule



Slika 4.12: Makro slika snježnih pahuljica, jasno se vidi heksagonalna simetrija.

vode raspoređene su slično kao i atomi silicija u tridimenzionalnom polimorfizmu silicijevog oksida. Rezultirajuća kristalna struktura ima heksagonalnu simetriju kada se gleda duž glavne osi.

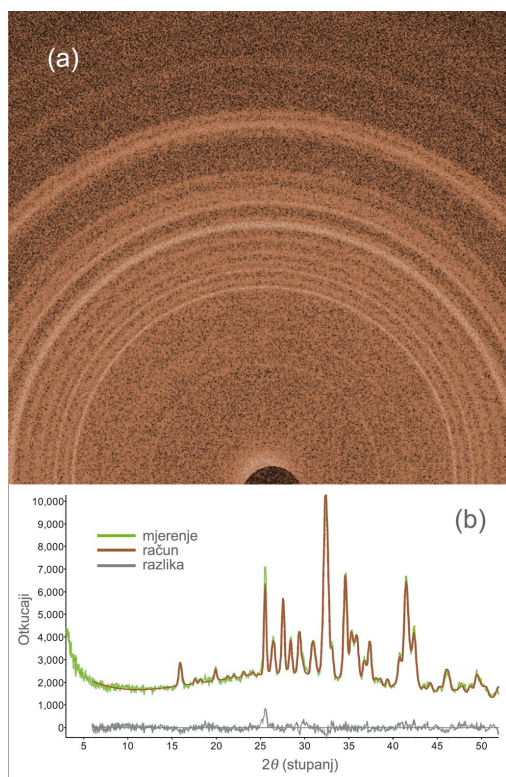
Mars

17. listopada 2012. rover *Curiosity* je dostavio 3 praškasta uzorka (komadići manji od $150 \mu m$) koji su nakon 26 sati integracije pružili rezultate prve analize difrakcije X-zraka Marsovog tla, prikazane na slici 4.13.

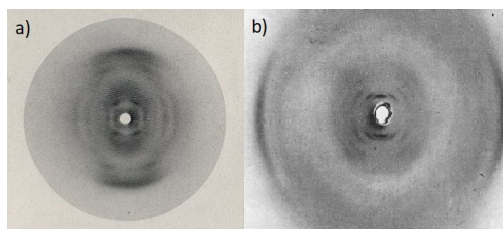
Iz dvodimenzionalnog uzorka difrakcije X-zraka dobiven je konvencionalni jednodimenzionalni prikaz. Ti su rezultati dalje korišteni kako bi se odredio mineraloški sastav uzorka usporedbom s podacima prethodnih difrakcija na prahu (tablica ispod). Zanimljivo je primijetiti udio amorfnih tvari koji značajno doprinosi pozadinskom šumu kod difrakcije (Slika 4.13).

Mineral	Maseni udio [%]
Plagioklas	30
Fosterit-Fe	16
Augit	11
Pigeonit	10
Amorfno	27

Ovaj pothvat zajedno s programima za obradu podataka može se koristiti kao model za buduće udaljene difrakcijske analize svemirskih tijela.



Slika 4.13: a) Dvodimenzionalni prikaz difrakcije X-zraka na *Rocknest* uzorku. b) Integrirani podaci dobiveni s dvodimenzionalne slike.



Slika 4.14: a) Fotografija X-zraka vlakna natrijeva timonukleata. b) Fotografija X-zraka *Sepia* spermija.

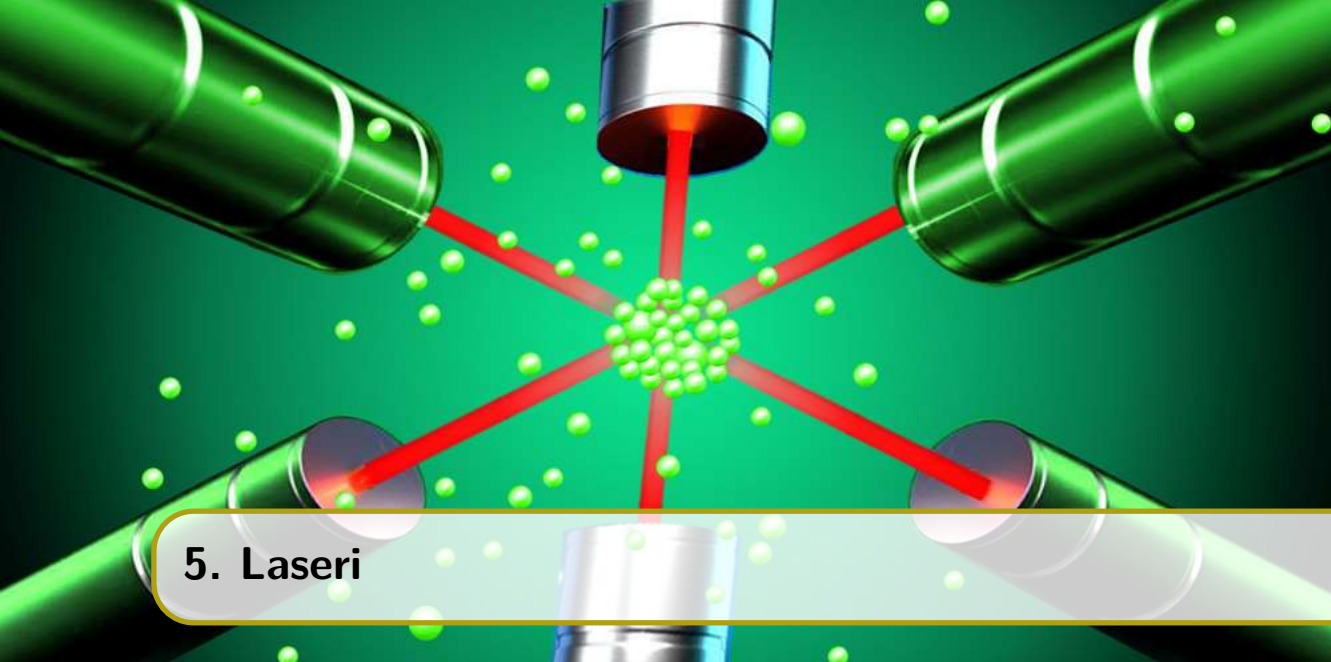
Molekularna struktura nukleinskih kiselina

U radu iz 1953., Watson i Crick predlažu radikalno drugačiju strukturu soli deoksiribonukleinske kiseline (DNK). Odbacuju trolančanu ideju vjerujući da dijagrame X-zraka proizvodi "sol, a ne slobodne kiseline". Taj je zaključak omogućila sličnost fotografija raspršenja X-zraka (Slika 4.14) na glavici spermija i čistim natrijevim timonukleatom (natrijevom soli nukleinske kiseline timusa teleta).



Tehnike

5	Lasери	49
6	Holografija	61
7	Vakuum	71
8	Kriogenika	85



5. Laseri

U suvremenom svijetu upotreba lasera je izrazito raširena - od zabave, preko niza znanstvenih i tehnoloških primjena i industrije, trgovine do medicine. Razumjeti princip rada lasera nije lako, ali u nastavku teksta objasniti će se osnovni principi rada kao i fizika koja iza toga stoji. Krenimo od samog imena LASER-a koje je zapravo kratica: *eng. Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation* - odnosno prevedeno na hrvatski jezik: pojačavanje svjetlosti stimuliranom emisijom zračenja. Već samo ime iznosi neke od koncepata o kojima će biti riječi, a ono što se u imenu ne spominje, a nemoguće je pričati o laserima bez toga to je koherencija svjetlosti. Koherentna svjetlost je ona čiji su svi fotoni/valovi jednake frekvencije, polarizacije i stalnog odnosa faza. Takva se svjetlost bitno razlikuje od svjetlosti žarulja i ostalih izvora pa otuda važnost i zanimljivost lasera. Važno svojstvo koherentnih valova je superpozicija tako da je odmah jasan značaj lasera za istraživanja u optičkoj spektrometriji, interferometriji, holografiji i sl.

Stimulirana emisija i inverzija naseljenosti

Da bismo stigli do spomenute stimulirane emisije moramo se dotaknuti apsorpcije i spontane emisije zračenja. Fotonom određene energije moguće je pobuditi elektrone

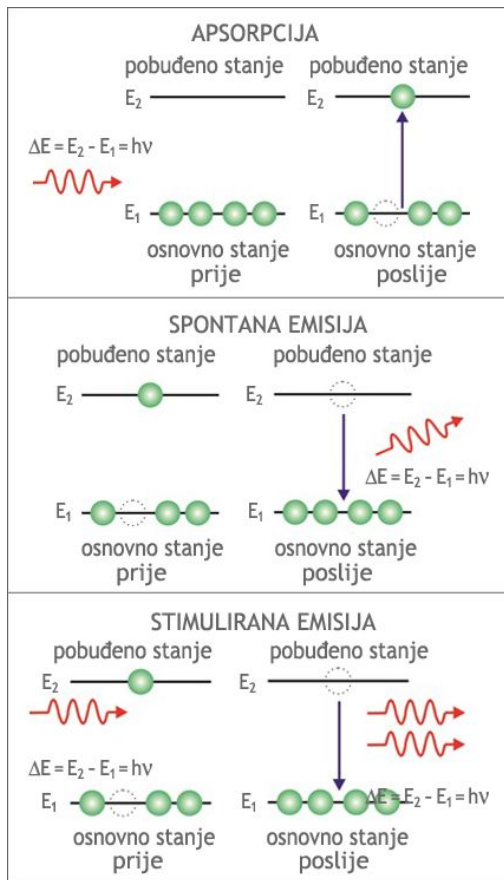
u atomima i to nazivamo apsorpcijom. S obzirom da nastalo stanje nije energetski najpovoljnije, elektron će spontano prijeći u stanje niže energije i time emitirati foton u procesu spontane emisije. Zbog toga je u termičkoj ravnoteži naseljenost nižih energijskih stanja veća nego naseljenost viših energijskih stanja. Međutim naiđe li foton na elektron u pobuđenom stanju, zbog statističkog svojstva fotona da teže biti u istom stanju, događa se stimulirana emisija čija je posljedica par koherentnih fotona, za razliku od spontane emisije gdje emitirani foton neće nužno biti koherentan niti s jednim drugim fotonom. Vidi sliku 5.1.

Očito je put prema nastanku laserske svjetlosti postojanje inverzije naseljenosti, odnosno veća naseljenost stanja više energije. Teoriju opisanog fenomena dao je Einstein. Uzmimo sustav s dva energijska nivoa $E_1 < E_2$ pripadnih naseljenosti n_1 i n_2 te vjerojatnostima prijelaza P_1 , P_2 , kao što je prikazano na slici 5.2. Prijelaz 1-2 bit će to vjerojatniji što je intenzitet okolnog zračenja veći, odnosno zapisano matematički:

$$P_{12} = B_{12}I(\omega) \quad (5.1)$$

gdje B_{12} predstavlja koeficijent proporcionalnosti. Obratni prijelaz može se, kao što je opisano, dogoditi spontanim ili stimuliranim prijelazom:

$$P_{21} = A_{21} + B_{21}I(\omega) \quad (5.2)$$



Slika 5.1: Shematski prikaz apsorpcije, spontane emisije i stimulirane emisije fotona. Uočiti koherentnost emitiranog fotona i fotona koji je stimulirao emisiju.

koeficijent A_{21} odnosi se na spontani prijelaz, a B_{21} na stimulirani. U termičkoj ravnoteži mora vrijediti

$$n_1 P_{12} = n_2 P_{21} \quad (5.3)$$

Ukoliko u taj izraz uvrstimo napisane vjerojatnosti prijelaza i izrazimo intenzitet te ubacimo Boltzmanov izraz za raspodjelu naseljenosti dobijemo sljedeći izraz:

$$I(\omega) = \frac{A_{21}}{B_{12} \frac{n_1}{n_2} - B_{21}} = \frac{A_{21}}{B_{12} e^{h\nu/kT} - B_{21}} \quad (5.4)$$

Taj izraz možemo usporediti s Planckovom raspodjelom zračenja crnog tijela u termi-

namičkoj ravnoteži:

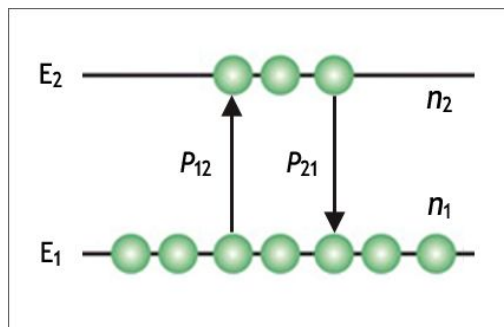
$$I(\omega) = \frac{\hbar\omega^3}{\pi^2 C^3 (e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1)} \quad (5.5)$$

Lako se vidi da mora vrijediti sljedeće:

$$B_{12} = B_{21} \quad \frac{A_{21}}{B_{21}} = \frac{\hbar\omega^3}{\pi^2 C^3} \quad (5.6)$$

Primijetimo još jednom da je stimulirana emisija ključan korak pri dobivanju laserske svjetlosti jer su njen produkt skupine koherentnih fotona. Pitanje je dakle kako možemo pospiješiti taj proces. Naime, ne želimo da se fotoni dobiveni emisijom izgube u prostoru, već želimo njih iskoristiti kao okidače za buduće stimulirane emisije i time potaknuti tzv. lavinu koherentnih fotona. Zatvorimo li ranije opisan sustav s inverzijom naseljenosti između dva zrcala, natjerat ćemo fotone da se reflektiraju na zrcalima i ponovno prođu kroz sustav i time stimuliraju nove emisije. Ukoliko namjestimo razmak zrcala na neki cijeli broj valnih duljina dobivamo rezonantnu šupljinu koja nam omogućava da sačuvamo i koncentriramo koherentni snop te da reguliranjem udaljenosti kontroliramo valnu duljinu dobivenoga snopa.

Sustavi s više nivoa



Slika 5.2: Energijski nivoi s pripadnim gustoćama naseljenosti i shematskim prikazom vjerojatnosti prijelaza.

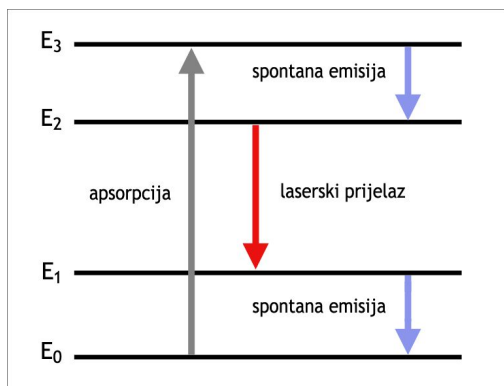
U prethodnom poglavlju opisan je sustav s dva energetska nivoa. Međutim u praksi

postoje efikasniji sustavi koji imaju tri ili četiri energetska nivoa između kojih se onda postiže inverzija naseljenosti.

Sustav s tri nivoa ima stanja tri energije $E_1 < E_2 < E_3$. Vanjskim zračenjem pobude se elektroni iz stanja 1 u stanje 3. Stanje 3 je nestabilno te brzo elektroni spontano prijeđu u metastabilno stanje 2. Nakon nekog vremena postigne se najveća naseljenost stanja 2 pa time *inverzija naseljenosti* između stanja 2 i 1 između kojih započinje stimulirana emisija i nastanak laserske svjetlosti frekvencije:

$$\omega = \frac{E_2 - E_1}{\hbar} \quad (5.7)$$

Nedostatak takvog sustava je taj što donji nivo laserskog prijelaza nije prazan. Problem se može riješiti dodavanjem još jednog nivoa energije $E_0 < E_1$ čime dobivamo **sustav s četiri nivoa**. Sada se između stanja 1 i 0 događa spontana emisija, između stanja 0 i 3 apsorpcija odnosno pobuđivanje vanjskim zračenjem, između 3 i 2 kao i do sada spontana emisija te naposljetku između 2 i 1 stimulirana, laserska emisija čiji je donji nivo sada stalno prazan jer se spontano prazni u 0. Shematski prikaz opisanog procesa dan je na slici 5.3.

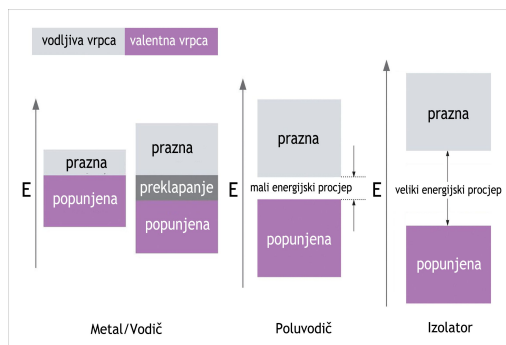


Slika 5.3: Prikaz sustava s četiri nivoa.

Poluvodički laseri

Za razumjeti poluvodičke lasere treba prvo razumjeti poluvodiče, metalnu vezu i pojam

energetskih vrpca. Krenimo od posljednjeg pojma. Približavanjem istovrsnih atoma dolazi do preklapanja njihovih energijskih nivoa. Zbog Paulijevog principa isključenja dolazi do vrlo malog pomaka u energiji onih nivoa koji bi imali jednake energije pa kad je broj atoma jako velik dolazi do pojave energijske vrpce gdje su navedeni pomaci u energiji toliko mali da energiju vrpce možemo smatrati kontinuiranom. Najznačajnije vrpce su valentna i vodljiva vrpca. Valentnom vrpcom nazivamo zadnju popunjenu vrpcu, a vodljivom prvu slobodnu. Između tih dvaju vrpca nalazi se energetski procjep, područje nedostupno čestici, najčešće označen s E_G (*eng. Energy gap*). Vodljiva vrpca dobila je ime po tome što, ukoliko neki elektron dobije dovoljno energije da savlada energetski procjep i preskoči iz valentne u vodljivu vrpcu tamo će biti mobilan i moći će se kretati po materijalu što nije mogao u potpuno popunjenoj valentnoj vrpci. To omogućava vođenje struje i otuda ime vrpce. Prema veličini energijskog procjeka razlikujemo tri tipa materijala: vodiči, poluvodiči i izolatori. Kod vodiča se vodljiva i valentna vrpca preklapaju te elektroni iz valentne vrpce ne trebaju gotovo nikakvu energiju da bi prešli u vodljivu vrpcu te zato takvi materijali jako dobro vode struju. Kod poluvodiča energijski procjep iznosi red veličine $E_G \approx 1\text{eV}$. Kod njih elektroni iz valentne vrpce moraju posjedovati energiju da bi preskočili procjep tako da će, ovisno o temperaturi, manji broj elektrona preskočiti barijeru i završiti u vodljivoj vrpci. Otuda ime poluvodiči - oni ponekad mogu voditi struju, no ne kao vodiči. Treća skupina materijala naziva se izolatorima. Kod njih je energetski procjep velik, reda veličine $E_G \approx 15\text{eV}$ tako da elektroni trebaju puno energije da bi preskočili tu barijeru što u praksi znači da je njima vodljiva vrpca prazna te nisu u stanju voditi struju. Metali većinom pripadaju vodičima. Metali tvore poseban tip veze koji nazivamo metalna veza i prikazana je na slici 5.4. Radi se o vezi koja nije usmjerena u prostoru a glavna sila koja veže metalnu strukturu je privlačna sila između

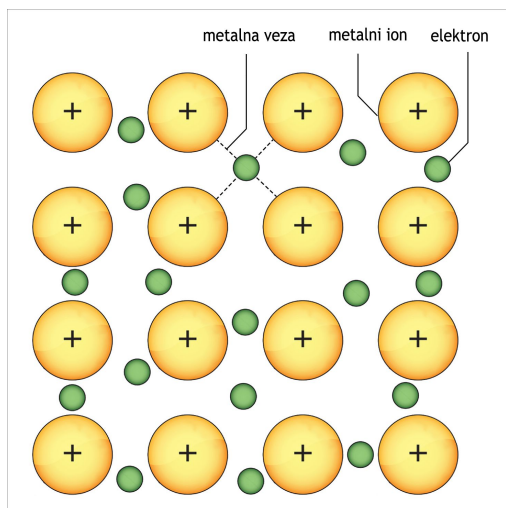


Slika 5.4: Valentna i vodljiva vrpca u različitim tipovima materijala.

fiksiranih pozitivnih iona i delokaliziranih elektrona. Jednom kad se atomi metala povežu metalnom vezom prestaje se razlikovati koji elektron je došao od kojeg atoma, već su elektroni slobodni kretati se po toj strukturi i zbog toga metali jako dobro vode električnu struju.

Dopirani poluvodiči

Kao što je ranije kratko spomenuto elektroni u poluvodiču mogu voditi struju ukoliko im se pridoda dovoljno energije da preskoče E_G . Kad se to dogodi, u valentnoj ljusci ostane tzv. šupljina iz koje je elektron prešao u vodljivu vrpcu. Nju također možemo smatrati mobilnom pa se i ona kao i elektron može kretati materijalom. Najčešći poluvodiči su silicij i germanij. Korisno je čiste poluvodiče "onečistiti", odnosno dodati male količine elemenata susjednih skupina iz periodnog sustava elemenata. Dodavanje tih elemenata III. ili V. skupine naziva se dopiranje i u daljnjem tekstu izložena će biti bit tog postupka. **p-tip** poluvodiča nastaje dodavanjem elemenata III. skupine, npr bora. Ti elementi nazivaju se akceptori zbog toga što je njihova slobodna vrpca energetski blizu poluvodičke valentne vrpce. Zbog bliskosti tih energija elektroni iz poluvodičke valentne vrpce lako preskoče u akceptorsku vrpcu. Time u poluvodiču ostaju šupljine koje nemaju svoj par u vodljivoj vrpci poluvodiča, odnosno poluvodič sad ima puno više šupljina nego u intrinzičnom slučaju čis-



Slika 5.5: Shema metalne veze.

tog poluvodiča. Usput primijetimo da je akceptorska vrpca sada potpuno popunjena pa se u njoj elektroni ne mogu gibati.

n-tip poluvodiča nastaje dodavanjem elemenata V. skupine, npr Fosfor, te se nazivaju donorima zbog toga što je njihova popunjena vrpca energijska bliska dnu vodljive vrpce poluvodiča pa elektroni lako prelaze iz donorske u vodljivu vrpcu. Tako poluvodič sada u vodljivoj vrpci ima više elektrona nego u intrinzičnom slučaju čistog poluvodiča. Šupljine sada nisu u valentnoj vrpci poluvodiča već u donorskoj vrpci i nepomične su jer su svi elektroni skočili u vodljivu vrpcu pa je donorska vrpca popunjena šupljinama.

U realnosti imamo situacije da poluvodiči sadrže i donorske i akceptorske primjese, a tip poluvodiča odlučit će ona primjesa koje ima više.

pn-spoj nastaje spajanjem p i n-tipa poluvodiča. U n-tipu većinski nosioci su elektroni, dok su u p-tipu to šupljine. Važno je napomenuti da se u poluvodiču događa proces rekombinacije u kojem elektron iz energetske više, vodljive vrpce skoči natrag u šupljinu u energetske nižu, valentnu vrpcu. Kao što je opisano u uvodnim poglavljima prilikom takvog prijelaza elektron će emitirati foton. Da bismo pn-spoj koristili kao laser očito želimo što više pojačati taj efekt. To možemo

učiniti tako da nametnemo vanjsku razliku potencijala, na p-tip nametnemo pozitivan potencijal, a na n-tip negativan i time potjeramo odgovarajuće nosioce naboja sa svake strane prema sredini, odnosno prema spoju dva tipa. Nosioca naboja sretnu su vrlo tankom području gdje dolazi do masovne rekombinacije zbog inverzne naseljenosti elektrona. Pri tom se emitiraju fotoni koji će tvoriti lasersku svjetlost. Na krajeve poluvodiča treba nanijeti tanki visokoreflektirajući sloj kako bi služio kao rezonantna šupljina čiji je cilj opisan ranije. Valna duljina emitiranih fotona, što znači boja svjetlosti, određena je svojstvima poluvodiča, npr. ukoliko je donor arsen, a akceptor galij energetski procjep iznosi će oko 1.5eV što će rezultirati valnom duljinom od oko 750nm odnosno crvenom svjetlošću. Poluvodički laseri praktični su zbog mogućnosti kompaktne izrade te su vrlo rašireni u svakodnevnoj upotrebi.

LIDAR

LIDAR je optički instrument za mjerenje udaljenosti, a ime dobiva od engleskog akronima *Light Detection and Ranging*. Makar je kao tehnika poznat već od 1930-ih, popularizirao se tek kasnije kada su se izgradile tehnologije dobrih lasera. LIDAR mjeri udaljenost na način da ispusti puls laserskog zračenja prema nekoj meti i mjeri vrijeme do povratka pulsa. Prednost korištenja laserskog snopa, a ne npr. radiovalova kao u radaru, jest u tome što laser ne gubi intenzitet s udaljenosti i budući da se snop odašilje u kratkim impulsima, lako je razlikovati povratni signal od šuma!

Primjena LIDARA je jako široka, može ga se koristiti u praktički svakoj situaciji gdje je potrebno znati precizno udaljenost, a danas se dobro etablirao u tehnologiji mapiranja zatvorenih prostora, meteorologiji, industriji autonomnih strojeva itd.

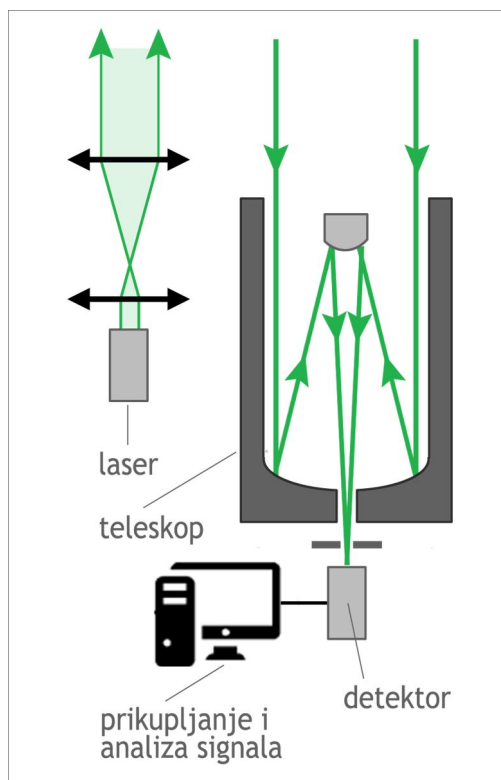
Način rada

LIDAR je instrument sačinjen od dvije glavne komponente - odašiljača (*transmitter*) i prijematelja (*receiver*), koji su skicirani na slici

5.6. Odašiljač je dio koji proizvodi laserski snop te proširi i usmjerava ga prema meti. U trenu kada izlazni snop napusti laser pokrene se (veoma precizna) štoperica. Kada se svjetlost odbije i vrati u fotočeliju *receivera*, svjetlosni signal se pretvori u digitalni i obrađuje se na računalu, a štoperica se zaustavi i izmjereno vrijeme se koristi za određivanje udaljenosti d . Ako algoritam zaključi da je izmjereni signal upravo reflektirani, onda se poznavajući brzine svjetlosti u mediju u kojem se mjeri udaljenost lako izračuna nepoznata udaljenost prema jednadžbi:

$$d = \frac{v \cdot \tau}{2} \quad (5.8)$$

Gdje je d udaljenost mete i LIDAR-a, v je brzina fotona, a τ je vrijeme izmjereno od odašiljanja snopa do njegovog povratka. Jasno je iz formule da štoperica mora biti precizna, jer je poznato da brzina svjetlosti reda veličine $3 \cdot 10^8$ m/s.



Slika 5.6: Skica principa rada LIDAR-a

Kerrov efekt

Kerrov elektro-optički efekt je pojava koju pokazuju skoro svi materijali, ali tehnološki je koristan samo u nekoliko materijala kod kojih se jako eksprimira. Radi se o mogućnosti kontroliranja indeksa loma svjetlosti n pomoću električnog polja $\vec{E}$. Već samo teorijski je to interesantna pojava, a danas je Kerrov efekt skoro neizostavan centralni dio svih lasera. Važan je za lasere jer postupak propuštanja laserske svjetlosti iz rezonancijske komore premješta izvan nje same na mjesto koje kontrolira električno polje.

Indeks loma i geometrijska optika

Indeks loma n je svojstvo optičkih materijala koje govori brzinu svjetlosti u njemu. Iz *Fermatovog*¹ principa lako se dolazi do geometrijske interpretacije indeksa loma i opravdanja njegovog imena, Snellovog zakona :

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \quad (5.9)$$

To je jednačba koja opisuje promjenu putanje svjetlosti (loma) na prijelazu između 2 optička medija i direktna je posljedica Fermatovog principa. U njoj n_1 i n_2 su indeksi loma sredstava 1 i 2, a θ_1 i θ_2 su kutevi upada i transmisije u odnosu na okomicu na graničnu plohu. Skica prijelaza kakvog opisuje Snellov zakon je demonstrirana na slici 5.8.

Kerrov elektro-optički efekt

Napokon, Kerrov elektro-optički efekt je pojava u kojoj iznos vanjskog električnog polja u materijalu kontrolira indeks loma. Kerr je formulirao zakon na sljedeći način :

$$\Delta n(\lambda) = \lambda K E^2 \quad (5.10)$$

Lijeva strana ove jednačbe je razlika u indeksu loma n sredstva prije i nakon uključivanja vanjskog polja. λ je oznaka za valnu

¹Fermatov princip je veoma važan klasično optički zakon koji kaže da se svjetlost od točke A do točke B kreće putanjom lokalno minimalnog trajanja. Također, zanimljivo je da je ideja traženja ekstremalnih putanja urodila možda i najbogatijim plodovima u teorijskoj fizici, a zove se *princip minimalne (ekstremalne) akcije*. Vidi Sliku 1. za više detalja o Fermatovom principu.

duljinu svjetlosti (koja je na jedinstven način određena frekvencijom svjetlosti i obrnuto), a K je Kerrova konstanta materijala. U glavnom je u laserskoj industriji poželjno koristiti tvari s čim većim K , među kojima je nitrobenzen reprezentativan. Ključan član jednačbe (2) je E^2 jer je to kvadrat iznosa vanjskog električnog polja koje kontroliramo negdje izvan materijala. Također, električno polje je fizikalna veličina dobro poznata već od kraja 19. stoljeća kada je J.C. Maxwell objavio svoj rad u kojemu se nalaze slavne Maxwellove jednačbe. U svakom slučaju, ljudi znatno duže znaju kontrolirati električno polje nego što poznaju lasere tako da je ovim efektom olakšan problem rezonantne komore lasera jer se vanjskom kontrolom mogu otvarati "vrata" komore i propuštati svjetlost u intervalima reda veličine i do ns (10^{-9} s).

Femtosekundni laseri

Lasери se općenito dijele na one s kontinuiranim snopovima svjetlosti (*Continuous Wave Lasers*) i na one koji zrake svijetla ispaljuju u obliku pulseva (*Pulsed lasers*). Femtosekundni laser spada u ove potonje te on emitira svjetlo u obliku jako kratkih pulseva koji traju manje od jedne pikosekunde, tj. taj vremenski interval je u domeni femtosekunda, pa odatle i sam naziv ($1\text{fs}=10^{-15}\text{s}$). Također, frekvencija tih pulseva je veoma visoka (najčešće oko 100MHz, tj. 100 milijuna pulseva u sekundi). Takvi ultrakratki pulsevi se mogu proizvesti pomoću više tipova lasera, npr. sa "*solid-state lasers*", "*fiber lasers*", no i s već spomenutim poluvodičkim laserima te sa FEL-om ("*free electron laser*").

Takvi laseri s ultrakratkim pulsevima su bitni iz idućih razloga. Prvi je to što pulsevi imaju ogromnu snagu, tj. trenutna snaga pulsa je mnogostruko veća od uprosiječene snage cijelog snopa. Drugi razlog je stvar samih dimenzija pulseva. Promotrimo veličinu pulsa femtosekundnog lasera; ako je trajanje pulsa reda veličine femtosekunde, a brzina svjetlosti je $3 \cdot 10^8 \text{m/s}$ onda je sama prostorna duljina tog pulsa reda veličine mi-

krometra. To znači da takvi laseri imaju preciznost na razini mikrometra. Zbog tih svojstava femtosekundni laseri imaju dosta široku uporabu. Koriste se u medicini kod kirurških zahvata, pogotovo u oftamologiji (npr. lasersko ispravljanje vida) jer zbog svoje preciznosti minimiziraju kolateralnu štetu na zdravom tkivu. U industriji se femtosekundni laseri koriste za obrađivanje površina raznih materijala te za 3D mikro/nano modeliranje. Također treba spomenuti da se femtosekundni laseri koriste u fizici i kemiji za mjerenje ultrabrzih procesa (omogućili su razvoj femto-kemije, za što je Ahmedu H. Zewailu dodijeljena Nobelova nagrada za kemiju 1999. godine).

Princip rada

Ultrakratki pulsovi svjetlosti se proizvode pomoću tehnike zvane "*mode-locking*". Ta tehnika se praktički zasniva na superponiranju različitih modova svjetla u rezonantnoj šupljini. To podrazumijeva da konačni snop svjetla neće biti samo jedne frekvencije, već će biti superponirano mnogo njih, što je u kontrastu s laserima kontinuiranih zraka gdje je najčešće cilj izdvojiti jedan jedini mod, tj. frekvenciju i samo s njom baratati. Dakle, u ovom slučaju svi superponirani valovi imaju istu fazu i istu amplitudu te je razlika između svih susjednih frekvencija jednaka. Tada imamo situaciju da će rezultatni val imati gausijansku anvelopu i takav će se gibati između zidova šupljine. Konkretnije, ako imamo N različitih modova oko neke frekvencije ω_0 , a razmak između susjednih frekvencija je $\Delta\omega$, konačni val će biti suma sinusoidalnih stojnih valova (slika 5.10);

$$E(z, t) = E_0 \sum_{n=-(N-1)/2}^{(N-1)/2} \sin k_n z \sin \omega_n t \quad (5.11)$$

Primjenom trigonometrijskih identiteta može se izračunati ta suma te imamo kona-

čan oblik vala (uz $k=\omega/c$);

$$E(z, t) = \frac{E_0}{2} \times (\cos(k_0 z - \omega_0 t) \frac{\sin[\Delta k \cdot N(z - ct)/2]}{\sin[\Delta k \cdot (z - ct)/2]} + \cos(k_0 z + \omega_0 t) \frac{\sin[\Delta k \cdot N(z + ct)/2]}{\sin[\Delta k \cdot (z + ct)/2]}) \quad (5.12)$$

Konačan izraz možda izgleda malo komplicirano, no to je u biti prikazano na slici 5.10; jako uski šiljci velikih amplituda koji se periodički gibaju po šupljini. Iz te jednadžbe se može vidjeti da će trajanje pulsa biti otprilike $T=2L/Nc$, gdje je L šitina rezonantne šupljine (iz elektrodinamike je poznato da su veličina šupljine i razmak između susjednih frekvencija povezani). Poznavajući brzinu svjetlosti može se zaključiti da vremenske razmake na razini femtosekunda nije teško postići ovom metodom. Ti šiljci su u biti naši pulsovi koje je onda ponekad potrebno posebnim tehnikama još pojačati te ih ispaliti u nekom željenom smjeru.

Chirped pulse amplification

Kod pulsnih lasera se često želi dobiti što veća trenutna snaga, tj. da amplituda pulseva bude što veća. U metodi korištenoj za ostvarivanje femtosekundnih pulsova (*mode-locking*) vrijedi da što je kraći puls to će mu amplituda (pa tako i snaga) biti veća. Iz jednadžbe 5.12 se može pokazati da amplituda pulsa ovisi proporcionalno s brojem modova, tj. obrnuto proporcionalno trajanju pulsa. Naivno, može se zaključiti sa se snaga može unedogled povećavati samo smanjivanjem trajanja pulsa, no ipak postoji neka granica snage koja se tako može dobiti (reda veličine 1GW). Nakon neke amplitude medij korišten za stvaranje koherentne svjetlosti u rezonantnoj šupljini počne imati tzv. nelinearni odaziv, tj. drugim riječima ne ponaša se više kako bi trebao, a daljnjim povećanjem snage se ošteti. Stoga je potrebna neka druga metoda kojom bi se još dodatno povećala snaga. 80-tih godina prošlog stoljeća došlo je do razvoja metode "*chirped*

pulse amplification" kojom je moguće ostvariti trenutnu snagu ultrakratkih pulsova i do petawatta. Za otkriće te tehnike su 2018. godine Donna Strickland i Gérard Mourou dobili Nobelovu nagradu za fiziku.

Princip rada se ukratko može vidjeti na slici 5.11. Početni ultrakratki puls se izdužuje vremenski i spektralno tako da se pusti da frekvencija kratko vrijeme ovisi o vremenu (najčešće linearno, $\omega(t) = \omega_0 + \beta t$), te se taj postupak naziva "chirping". Taj korak se ostvaruje najčešće pomoću optičkih rešetki (može i sa parom prizmi) na način da zraka svake frekvencije ima drugačiji optički put i na kraju je puls izdužen, a time i manje amplitude. Tada taj puls smanjene amplitude može proći kroz pojačalo bez rizika da se prilikom pojačanja samo pojačalo ošteti. Nakon pojačanja puls ima otprilike istu amplitudu kao i početni, samo što je ovaj puno širi. Na kraju se puls opet sažme na otprilike početnu širinu pomoću dvije optičke rešetke (ovaj put se prizme ne mogu koristiti jer sada optički materijal ne može podnijeti toliku snagu). Nakon ovog procesa je amplituda početnog pulsa mnogostruko povećana.

FEL

FEL (engl. *Free-electron laser*) je tip lasera koji se zasniva na prolasku elektrona kroz periodično magnetsko polje. Elektroni se gibaju relativističkim brzinama te na njih djeluje Lorentzova sila zbog koje osciliraju te dolazi do zračenja. FEL imaju mogućnost proizvesti koherentne snopove vrlo velike snage te ih je moguće podesiti na veliki spektar frekvencija. Česta primjena FEL je u istraživanjima fizike čvrstog stanja. FEL se također koristi i u medicinskim istraživanjima kao što je kristalografija proteina.

Akcelerator

Prvi korak u proizvodnji koherentnog laserskog snopa pomoću FEL-a je akcelerator. Uvjet koji mora biti zadovoljen je velika struja: 1 – 10 A. Za manje struje "gain" je preslab da bi prešao minimalni prag koji

laser zahtjeva, dok za veće struje dolazi do interakcija između parova elektrona koje uništavaju kvalitetu snopa. Korištenjem kraćih pulseva elektrona mogu se postići veće gustoće struje jer tada elektroni ulaze u polje u kojem ne postoji mnoštvo elektrona, budući da je prošlo neko vrijeme od prijašnjeg pulsa. Tako se izbjegnu interakcije elektrona iz novog sa onima iz prijašnjeg pulsa. Također mora biti zadovoljen uvjet uskog energetskog spektra snopa elektrona: 0.1 – 1% od E_e – gdje je $E_e = \gamma m_0 c^2$ relativistička energija elektrona koji ulazi u periodičko magnetsko polje. Skoro svi FEL koriste pulseve elektrona proizvedene pomoću linearnih akceleratora (LINACs) energija 15 – 45 MeV i struja 10 – 1000 A. Pulsovi traju oko pikosekunde i ponavljaju se frekvencijom 10 MHz.

Wiggler

Periodično magnetsko polje dobivamo postavljanjem magneta jednog do drugo tako da svaki drugi magnet ima obrnute polove. Magneti su postavljeni na međusobnoj udaljenosti d kao na slici 5.12. Snagu magnetskog polja određuju udaljenost d te sama magnetizacija. Magneti za *wiggler* se najčešće rade od samarij-kobalt legure. Ispred i iza područja *wiggler*-a nalaze se jači magneti koji služe usmjeravanju snopa elektrona koji izlazi iz akceleratora i snopa koji izlazi iz područja *wiggler*-a.

Princip rada

Na slici 5.13 prikazana je shema FEL: Elektroni koji izlaze iz akceleratora ulaze u periodično magnetsko polje gdje na njih djeluje Lorentzova sila:

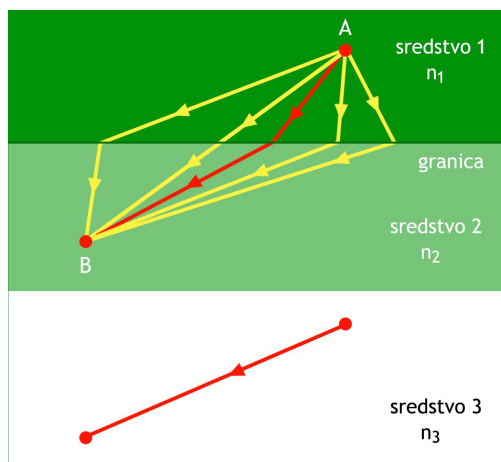
$$\vec{F} = q \left(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} \right)$$

Lorentzova sila govori nam da će elektroni oscilirati u smjeru okomitom na smjer gibanja i smjer polja. Interakcija oscilirajućih elektrona sa magnetskim poljem pretvara dio energije elektronskog snopa u snagu laserskog zračenja. Dolazi do emisije zračenja čija je frekvencija proporcionalna kvadratu energije elektrona. Budući da emitiraju fotone, elektroni gube energiju te se smanjuje

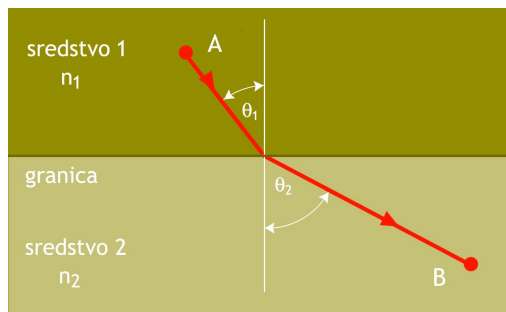
frekvencija oscilacija. Ovaj problem rješava se povećavanjem udaljenosti d između magneta duž osi gibanja. Tada će se smanjiti i period titranja magnetskog polja pa možemo dobiti konstantne oscilacije elektrona, odnosno stvara se ravnoteža između zračenja elektrona i titranja magnetskog polja. Da bi povezali frekvenciju oscilacija elektrona sa energijom elektrona moramo uzeti u obzir da se elektroni gibaju relativističkim brzinama.

Literatura

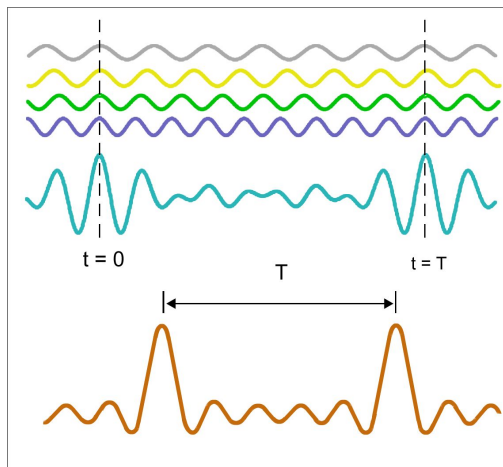
- 1.
- 2.



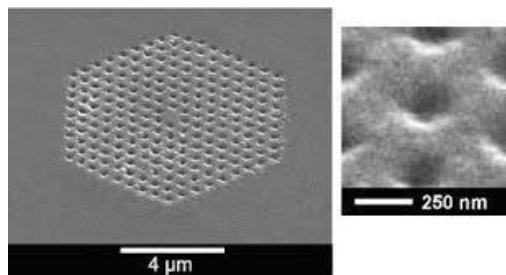
Slika 5.7: Na gornjoj slici je crveno označena »najbrža« putanja rasprostiranja svjetlosti dok su žuto prikazane neke od »mogućih« putanja. Sve moguće putanje iz okolice crvene su vremenski duže trajektorije od A do B. Čak i »ravna žuta« linija predstavlja u vremenu sporiju putanju od lomljene crvene s obzirom da je vremenski povoljnije duže se kretati kroz sredstvo u kojem se svjetlost rasprostire brže, a kraće tamo gdje je njena brzina manja. To nazivamo Fermatovim principom. Ako pak pretjeramo i predugo smo u području gdje je svjetlost brža, opet se udaljujemo od »najbrže putanje«. Važno uvidjeti da put svjetlost iz točke A (npr. izvor) do točke B (npr. oko) nije pravac već linija koji se na granici sredstava lomi pod kutom koji ovisi o omjeru brzina rasprostiranja svjetlosti u medijima 1 i 2. Na donjoj slici se vidi da se u optički homogenom mediju svjetlost prostire po pravcu.



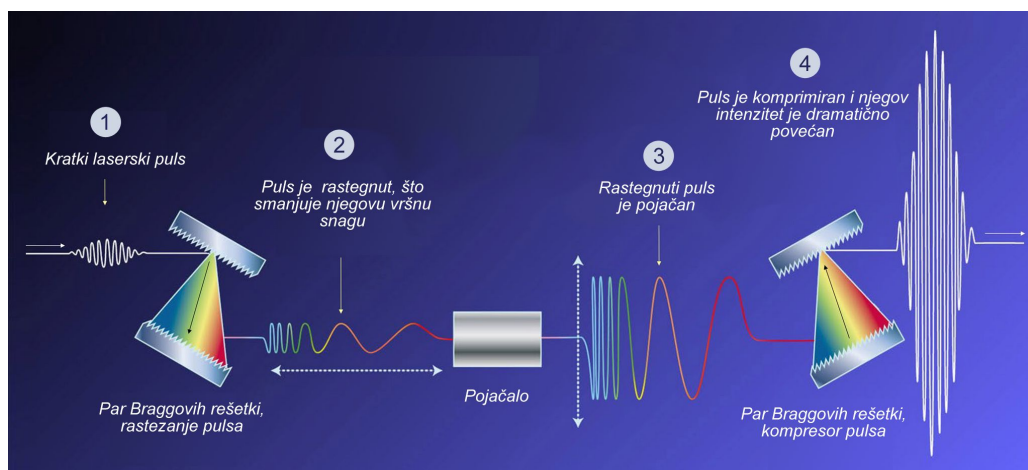
Slika 5.8: Obično se u kontekstu Snellovog zakona ne promatraju izvor i detektor svjetla nego samo ponašanje zrake svjetlosti, ali kutova loma i upada možemo izračunati upravo tako da bilo gdje na upadnoj zraci stavimo točku A i bilo gdje na lomljenjoj zraci stavimo točku B i primijenimo Fermatov princip. Fermatov princip je zapravo moćniji od Snellovog zakona jer Snellov zakon (kao i mnoge druge tvrdnje iz geometrijske optike) slijedi iz njega. Snellov zakon smo svi susreli kada smo pokušali uzeti predmet iz vode i promašili, naime, mozak je naviknut na sustave bez loma svjetlosti pa se predmet koji želimo uzeti ne nalazi na mjestu gdje mozak konstruira sliku već je zapravo pomaknut za neki kut.



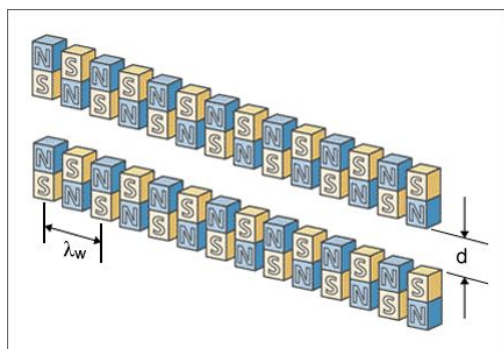
Slika 5.10: Prikaz superponirajućih modova te konačnog pulsa



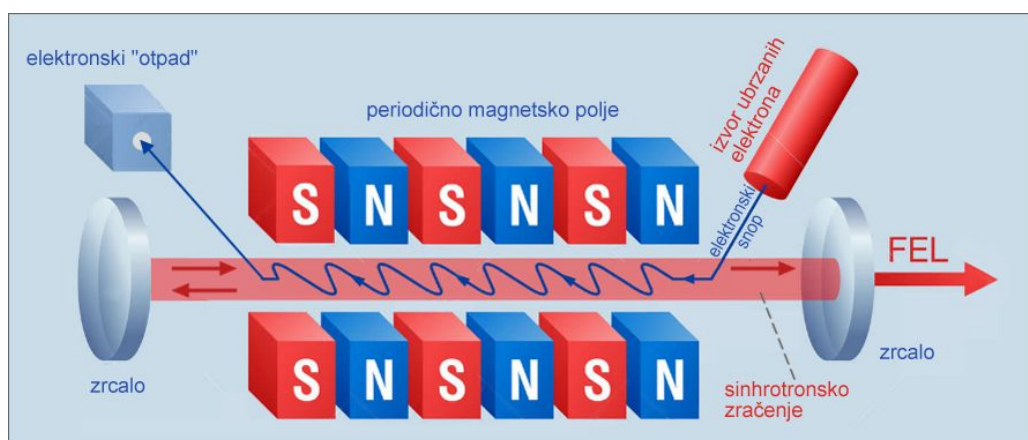
Slika 5.9: Mikrostruktura napravljena pomoću lasera



Slika 5.11: Shema za "chirped pulse amplification"



Slika 5.12: Wiggler magnet



Slika 5.13: Shematski prikaz FEL



6. Holografija

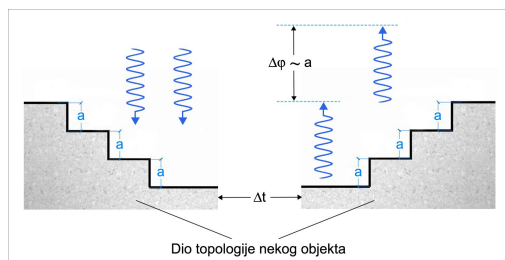
Teško je domisliti se izuma koji je više društveno prihvaćen od *fotografiranja*. Od vremena nastanka, fotografiranje fascinira ljude svojim „svojstvom bilježenja trenutka“ te u razdoblju pisanja ove knjige, zapravo je vrlo *in* snimati fotografije i pohvaliti se njima na „ovaj ili onaj“ način. No, ako se ipak želi prigovoriti tom izumu, onda bi to bilo zbog toga što je cjeloviti oblik nekog objekta u prostoru na fotografiji nevidljiv. U daljenjem tekstu poglavlja, „oblik nekog objekta u prostoru“ će se nazivati **topologija tog objekta**, ne pretpostavljajući pritom ikakvu formalnu vezu s matematičkim pojmom *topološkog prostora*. Dakle, od interesa je problem izrade optičkog prikaza topologije nekog predmeta, međutim ne uzastopnim fotografiranjem predmeta sa svih strana, primjerice, već se traži jedinstvena „3D fotografija“ te topologije.

Treba se prisjetiti kako je svjetlost, shvaćena kao elektromagnetski val (kraće: EM val), kvantitativno opisana, između ostalog, *amplitudom vala i faznom razlikom u odnosu na neki drugi EM val* (kraće: fazna razlika). Svjetlina nekog predmeta je veća, što je veća amplituda svjetlosti koja se od njega odbija i fotografiranjem je očito moguće registrirati razlike u amplitudi svjetlosti s različitih predmeta jer se na fotografiji može razlikovati fotografirane predmete (vezani pojam: *kontrast*). Ono što fotografskim tehnikama nije moguće registrirati je fazna razlika va-

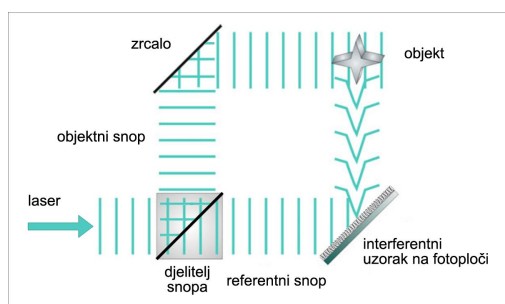
lova svjetlosti koji upadaju u fotoaparat (kameru), a upravo iz toga bi se moglo dobiti više informacija o topologiji objekta nego što se vidi na fotografiji. Naime, EM valovi, koji se raspršuju na neravnoj plohi, stjecat će međusobnu faznu razliku ovisnu o **razlici dubina** točaka plohe na koje pojedinačno upadaju (slika 6.1), a ta razlika dubina je ključni podatak što se topologije te plohe tiče. Stoga, može li se nekako ideja fotografiranja modificirati, kako bi bilo moguće bilježiti međusobnu faznu razliku između valova svjetlosti ili je potrebno izmisliti potpuno novi način izrade optičkih prikaza, koji će to omogućiti? Jedno rješenje za diskutirani problem je korištenje tzv. **holografske metode**, koja se za optičke potrebe može shvatiti kao modificirano fotografiranje, no ona je puno više od toga i cilj ovog poglavlja je demonstrirati to.

Hologram

Nastavlja se u duhu motivacije s početka poglavlja. Promatra se modificirani postupak fotografiranja nekog objekta (u nastavku sekcije se ispušta pridjev „modificiran“ radi kratkoće pisanja). Svi tehnički detalji postupka neće biti navedeni, ali uz njih, postupak je realno provediv. Prvo, treba primijetiti da zbog želje za registriranjem faznog pomaka valova svjetlosti raspršenih na objektu, pri fotografiranju se ne može ko-



Slika 6.1: EM valovi, koji se raspršuju na neravnoj plohi, stjecat će međusobnu faznu razliku ovisnu o razlici dubina točaka plohe na koje pojedinačno upadaju.



Slika 6.2: Pojednostavljeni postav za modificirani postupak fotografiranja nekog objekta, zapravo optičko holografiranje. Virtualni trodimenzionalni prikaz objekta, generiran rekonstruiranom dobivenom difr. rešetkom, opaža se gledajući kroz foto-ploču s desna, po slici.

ristiti bilo kakva svjetlost, poput npr. bijele svjetlosti, naprosto zbog kaotičnih raspodjela vrijednosti svake od fizikalnih veličina koje kvantitativno karakteriziraju valove u snopu pa tako i njihovih međusobnih faznih pomaka. Zato se nameće odabir koherentne svjetlosti za koristiti u procesu fotografiranja, odnosno lasera, kao najboljih izvora koherentne svjetlosti (vidi poglavlje o laserima).

Ovaj paragraf se referira na Sliku 2. Objekt, koji se želi fotografirati, učvrsti se na nekoj poziciji. Ispred objekta se postavi fotoosjetljiva ploča. Objekt i foto-ploča se obasjaju pojedinačno snopovima identičnog laserskog svijetla. Snop koji upada na objekt (tzv. *objektni snop/val*) se na njemu raspr-

šuje, između ostalih, i u smjerovima prema foto-ploči. Pri tom raspršenju, valovi snopa stječu međusobnu faznu razliku u kojoj je „zapisana“ informacija o topologiji objekta koji se fotografira. Raspršeni snop interferira s drugim laserskim snopom (tzv. *referentnim snopom/valom*), koji je bio usmjeren prema foto-ploči. Dio te interferencije, koji se odvija točno na površini foto-ploče, rezultira svjetlim i zamračenim područjima na njoj. Na svjetlim područjima će se pokrenuti kemijska reakcija i ona će potamniti na foto-ploči. Ta potamnijela područja su (u jeftinijim varijantama snimanja) dimenzija reda veličine mikro-metra i kao takva čine *difrakcijsku rešetku* na foto-ploči. Drugim riječima, na foto-ploči je zabilježena interferencija raspršenog i referentnog snopa u obliku difrakcijske rešetke i zato ovaj postupak nije obično fotografiranje jer bi se tada bilježio samo raspršeni snop s objekta i fotografija zasigurno ne bi bila u obliku rešetke. Fotografiranjem interferencije, pohranjena je i informacija o međusobnoj faznoj razlici na objektu raspršenih valova svjetlosti, stoga se može reći da je u dobivenoj difrakcijskoj rešetki „kodirana“ informacija o topologiji objekta.

Gledajući u takvu fotografiju interferencije, samo na danjem svjetlu primjerice, ona će podsjećati na negativ na kojem se nazire prikaz objekta i neće odavati nikakva posebna svojstva od njega. Sad slijedi dio problema o prikazu fotografiranog. „Kodiranu“ informaciju o topologiji treba „dekodirati“ na specifičan način. „Trik“ je u tome da se foto-ploča s tom fotografijom obasja identično kao što ju je tijekom bilježenja interferencije obasjavao referentni val. Na taj način će ta svjetlost, ogibajući se na difrakcijskoj rešetci, postajati identična onoj koja bi od objektnog snopa raspršenjem dolazila s objekta tijekom fotografiranja. Kada je to postignuto, kaže se da je difrakcijska rešetka *rekonstruirana*. Gledajući tada u fotografiju na foto-ploči, promatrač stječe dojam kao da gleda objekt kroz foto-ploču makar iza nje objekta nema! Onako kako se objekt vidio kroz foto-ploču (u boji lasera) prije

fotografiranja je manje-više ono što će se moći vidjeti promatrajući *virtualni* prikaz objekta vidljiv kroz rekonstruiranu rešetku. To znači da je moguće razgledati taj virtualni prikaz kao trodimenzionalni: odozgo, odozdo i s bočnih strana, samo gledajući u napravljenu rekonstruiranu rešetku (slika 6.3). Dakle, opisani postupak je rezultirao modificiranom fotografijom koja je prilično blizu sa svojstvima onima koji se priželjkiju kod „3D fotografije“. Samo „blizu“ zato jer se na prikazu i dalje ne vidi onaj dio topologije objekta koji je „iza njega“ s obzirom na promatračku perspektivu.

Ovo je dobro mjesto za napustiti motivaciju i napraviti korak dalje prema nekoj općenitosti. Činjenica kako je moguće proizvesti difrakcijske rešetke za svjetlost s praktički proizvoljno zadanim ishodom difrakcije nameće pitanja o daljnjim mogućnostima i njihovu iskorištavanju. Ta metoda bilježenja potpune informacije o raspodjeli valova, u nekom dijelu prostora, „kodiranjem“ interferentnog uzorka s referentnim valom u difrakcijsku rešetku, uz mogućnost potpune rekonstrukcije te raspodjele valova, naziva se **holografška metoda**. Proučavanje je pokazalo da ju je moguće proširiti u nekim aspektima te se u konačnici razvila znanstvena disciplina, koja se po metodi zove **holografija**. Uvodi se centralni pojam te discipline:

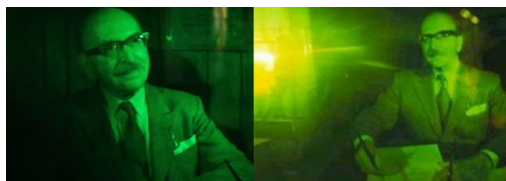
***Hologram** je difrakcijska rešetka ili, općenitije, prepreka s kojom dani valovi mogu interagirati i koja je dobivena nekim postupkom tako da, kada se obasja specifičnim snopom valova na točno određen način (rekonstruirati), proizvodi snop valova s ciljanom međusobnom faznom razlikom i raspodjelom amplituda. Specijalno, ako postupak izrade uključuje matematičke izračune za namještanje ishoda interakcije valova s preprekom, tada se produkt naziva **računalno generirani hologram** ili **izračunati hologram**.*

Proces izrade holograma se naziva **holografiranje**. U definiciji stoji kako hologram proizvodi snop valova i nije specificirano na kakve se valove misli. Time se zapravo obuhvaća već najavljeno, kako holografija, tj. holografška metoda, *a priori* nije rezervi-

rana samo za svjetlost jer holografška metoda iskorištava valna svojstva zajednička svim valovima u prirodi. Jedini problem je pronaći medij, koji će se modificirati u hologram i zato, s razvojem računalne moći i tehnologije, raste zanimanje za računalno generirane holograme. Očigledno, foto-ploče su beskorisne ako se želi raditi s mehaničkim valovima. Za dio holografije, koji se odnosi na slučajeve u kojima su valovi svjetlost, obično se kaže *optička holografija*. To je najzastupljeniji dio holografije i tada je hologram difrakcijska rešetka dobivena pomoću interferencije na nekakvoj foto-ploči. Vjerojatno se zbog toga u literaturi često govori o hologramima kao isključivo difrakcijskim rešetkama. No, postoji, primjerice, i *akustička holografija*, gdje sredstvo izrade holograma može biti polje mikrofona, a sam hologram nije nužno difrakcijska rešetka, kao u primjeru na Slici 5. Također postoji i *infracrvena holografija*, gdje se mogu koristiti polja antena itd. Iz toga je odmah jasno da hologram niti ne mora uvijek proizvoditi virtualni ili realni trodimenzionalni prikaz nečega. Nadalje, uz sve to još postoje i različite **tehnike holografiranja**. Odgovarajući im hologrami mogu imati međusobno različita svojstva. Podjeli holograma po svojstvima i ostalome, posvećena je jedna sekcija u nastavku.

Po definiciji, „modificirana fotografija interferencije“ na foto-ploči iz gornjeg motivacijskog postupka je (optički) hologram, koji proizvodi ekvivalentnu svjetlost kakva bi dolazila s nekog objekta osvijetljenog korištenim objektnim snopom. Sam postupak je primjer holografiranja, ali se ne može baš identificirati kao neka tehnika dok se bolje ne opiše tehnička izvedba. Konačno, ogledni egzemplar prikaza, koji bi se mogao dobiti nekim kvalitetno provedenim postupkom holografiranja, dan je na Slici 3. Ističući različitost mogućih holograma, Slike 4 i 5 prikazuju dva neobična holograma.

Za kraj ove sekcije, nekoliko crtica o povijesti holograma. Ova motivacija u obliku želje za, recimo, atraktivnijim oblikom fotografije nije ista motivacija zbog koje je



Slika 6.3: Izgled jednog hologramskog virtualnog trodimenzionalnog prikaza pronalazača holografske metode, Dennisa Gabora, iz dvije različite perspektive u MIT-ovom muzeju, sniman zelenim laserom. Iza „stakla“ (foto-ploče, holograma), kroz koji se promatra prikaz, dr. Gabora i njegovog radnog stola, naravno, nema, ali svejedno ih je moguće „razgledati“ kao da su tamo. Desno se vidi sjaj laserske svjetlosti koja rekonstruira hologram za promatranje. Dio onoga što je iza dr. Gabora ipak ostaje skriven. Slike preuzete iz [O6].

električni inženjer i fizičar Dennis Gabor (slika 6.3) otkrio holografsku metodu. On je, naime, pokušavao unaprijediti sustav rada elektronskih mikroskopa te je tu metodu u procesu istraživanja otkrio gotovo slučajno. U njegovom slučaju, snopovi elektrona su ti koji su interferirali. Već time se nagovijestila kako hologrami imaju više potencijala za primjenu doli što mogu generirati atraktivne prikaze, a to dodatno potvrđuje i činjenica da je Dennis Gabor, 1971. godine, jedini dobio Nobelovu nagradu za fiziku, „zbog njegovog izuma i razvoja holografske metode“. Prvi pomaci u optičkoj holografiji, međutim, došli su dosta kasnije od Gaborova proboja. To je povezano s već spomenutom potrebom za korištenjem koherentnog svjetla. Veliku ulogu u realizaciji holografskih ideja igraju laseri, ali trebalo je dočekati taj izum.

Primjer matematičkog modeliranja

Po težini opisa samo riječima, optički fenomeni dolaze odmah iza kvantnih fenomena. Može zvučati nevjerojatno da fotografiranjem interferencije objektnog i referentnog snopa na dvodimenzionalnu površinu foto-ploče, u postupku holografiranja iz prošle



Slika 6.4: Na lijevom dijelu slike je prikazana difrakcijska rešetka, koja je zapravo računalno generirani hologram. Kada se taj hologram rekonstruira, na beskonačno udaljenoj površini stvara realni prikaz s desnog dijela slike. Za bliži prikaz, potrebna je leća.

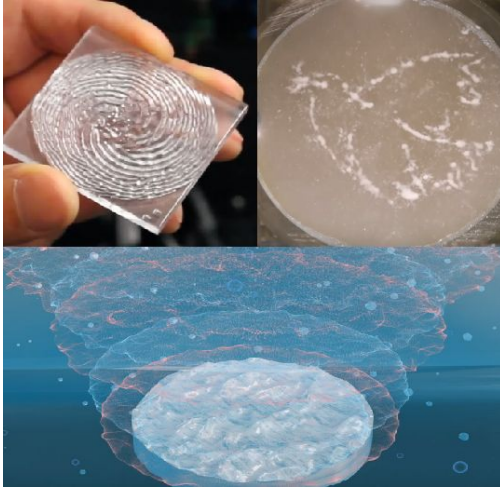
sekcije, informacija o topologiji trodimenzionalnog objekta biva očuvana. U ovoj sekciji se promatra pojednostavljeni matematički model izrade i rekonstrukcije optičkog holograma iz prethodnog postupka.

Neka su točkasti laserski izvor (R) referentnog svjetlosnog vala i točkasti objekt (O), kao točkasti sekundarni izvor, relativno postavljeni kao na Slici 6. Uvjerimo se, za početak, kako je matematički nužno da ta svjetlost u modelu bude koherentna kako bi se uopće mogla zaključiti stabilna interferencija referentnih i raspršenih valova svjetlosti, što još jednom ističe važnost lasera u optičkoj holografiji. U slučaju interferencije, javljaju se maksimumi i minimumi intenziteta svjetlosti u prostoru pa to sugerira kako je dovoljno promatrati intenzitet.

Sljedeći korak je modelirati valove svjetlosti u sustavu. Kao još jedno pojednostavljenje u modelu, uzima se da oba izvora proizvode linearno polarizirane ravne valove. S obzirom na koordinatnu os duž smjera širenja, ti valovi će imati oblik:

$$\begin{aligned} E(r, t) &= A \cos(\omega t - kr + \phi) \\ &= \operatorname{Re}(Ae^{-i(\omega t + \Phi)}) \end{aligned} \quad (6.1)$$

gdje je E komponenta vektora električnog polja vala svjetlosti u točki prostora u trenutku, koje je okomito na smjer propagacije, A je amplituda vala, ω kružna frekvencija vala, t vrijeme, k valni broj, r položaj na



Slika 6.5: Gore lijevo: Računalno generirani akustički hologram, koji je transparentna prepreka, isprintan 3D printerom. Dolje: Crtež na kojem je prikazano kako se rekonstruira taj hologram. Potrebno ga je postaviti u tekućinu „licem“ prema površini te kroz njega, odozdo, pustiti određene mehaničke (zvučne) valove, koji se transmisijom mijenjaju. Gore desno: Istim hologramom generiran prikaz ptice, nastao na površini tekućine. Rubna kontura prikaza je istaknuta dodavanjem nekog uočljivog praha u tekućinu. Slike preuzete iz [O5].

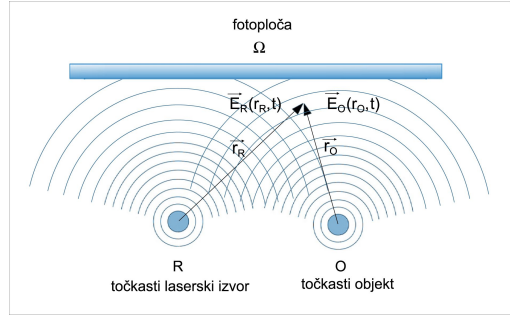
osi duž smjera širenja vala, ϕ faza vala i $\Phi = -kr + \phi$ zgodna pokratak. Magnetsko polje svjetlosti se konvencionalno ispušta iz eksplicitnog razmatranja. Nadalje, kompleksni broj

$$Ae^{-i\Phi} = \tilde{E} \quad (6.2)$$

naziva se kompleksna amplituda vala. Time se dolazi do traženog intenziteta jer intenzitet I vala s kompleksnom amplitudom $\tilde{E}$, može se dobro matematički definirati izrazom $I = |\tilde{E}|^2$.

Sada se može dovršiti započeto. Intenzitet svjetlosti u točki u prostoru, zbog R i O , će biti

$$\begin{aligned} I &= |\tilde{E}_R + \tilde{E}_O|^2 \\ &= A_R^2 + A_O^2 + 2A_RA_O \cos(\Phi_O - \Phi_R). \end{aligned} \quad (6.3)$$



Slika 6.6: Intuitivni prikaz pojednostavljenog matematičkog modela postava za optičko holografiranje. Laserski izvor referentnog vala i objekt su točkasti, a svi valovi su ravni i linearno polarizirani.

Ako izvori emitiraju svjetlost potpuno nezavisno, tj. nekoherentni su, tada fazna razlika $\Phi_O - \Phi_R$ varira statistički i očekivana vrijednost intenziteta $\bar{I}$ svjetlosti u prostoru je:

$$\begin{aligned} I &= A_R^2 + A_O^2 + 2A_RA_O \overline{\cos(\Phi_O - \Phi_R)} \\ &= A_R^2 + A_O^2 \end{aligned} \quad (6.4)$$

dakle, svugdje jednaka, odnosno, ne očekuje se pojava interferencije. U drugu ruku, ako je svjetlost u sustavu koherentna, fazna razlika $\Phi_O - \Phi_R$ ovisi samo o položaju u prostoru i postoje položaji za koje je $\cos(\Phi_O - \Phi_R) = \pm 1$, što upravo maksimizira i minimizira intenzitet:

$$I = A_R^2 + A_O^2 \pm 2A_RA_O \quad (6.5)$$

a to je interferencija. Znači, u okviru ovog modela, kako bi uopće nastala interferencija pomoću koje se želi napraviti optički hologram, svjetlost u sustavu mora biti koherentna, kao što bi se očekivalo i u realnosti.

Sljedeće što valja promotriti je opis fotografiranja interferencije referentnih i raspršenih valova na foto-ploči (optičko holografiranje objekta) i rekonstrukcije dobivenog holograma objekta u slučaju sustava kao što je dan u modelu. Neka foto-ploči odgovara skup Ω točaka u prostoru (slika 6.6). Kada bi se točkasti objekt O samo fotografirao na

foto-ploču (uz nužnu upotrebu leće), zapravo bi se na nju bilježio intenzitet samo raspršenog snopa, no zbog prisustva izvora R, na foto-ploči se bilježi interferentni uzorak na Ω i foto-ploča postaje optički hologram objekta O:

$$I(\Omega) = |\tilde{E}_R + \tilde{E}_O|^2 = A_R^2 + A_O^2 + \tilde{E}_R \tilde{E}_O^* + \tilde{E}_O \tilde{E}_R^* \quad (6.6)$$

U izrazu (6) se jasno vidi član s kompleksnom amplitudom na objektu raspršenog snopa u skupu Ω , a koji, osim amplitude tog snopa, sadrži i faznu razliku raspršenog i referentnog snopa. Time je matematički modelirana spomenuta „kodiranost“ informacije o međusobnoj faznoj razlici na objektu raspršenih valova svjetlosti u hologramu, što je za protežne objekte zapravo informacija o njihovoj topologiji. Konačno, može se promotriti i rekonstrukcija dobivenog holograma. Objekt O više nije potreban. Snop iz R prolazi kroz hologram i izlazi modificirani snop. Čini se razumnim zahtijevati da umnožak zabilježenog intenziteta s kompleksnom amplitudom referentnog vala predstavlja djelovanje holograma na taj val:

$$\begin{aligned} \tilde{E}_{rekonstr.} &\sim I(\Omega) \tilde{E}_R \\ &= \tilde{E}_R (A_R^2 + A_O^2) + \tilde{E}_R \tilde{E}_O^* + A_R^2 \tilde{E}_O \end{aligned} \quad (6.7)$$

Dobiveni rezultat se slaže s očekivanim ishodom primjene holografske metode u situaciji danoj ovim modelom. Rekonstruirani snop, između ostalog, sastoji se i od snopa raspršenog na objektu, korigiranog amplitudom svjetlosti izvora R, unatoč tome što u prostoru više nema objekta O(!). Fizikalno značenje se može pridijeliti i druga dva člana u izrazu (7), ali to bi odmaknulo diskusiju na malo višu razinu stručnosti, a ovo poglavlje je ipak samo kratki uvod u tematiku holograma.

Prezentirani matematički model, vezuje se uz jednu zaista pojednostavljenu situaciju holografitiranja, ali ipak sadrži sve elemente koje neupućeni čitatelj treba za početak vidjeti kako bi se razvio osjećaj za ideje holografije. U stručnijoj literaturi se može

pronaći zanimljivijih primjera matematičkih vratolomija holografije, a jedan set sigurno čine algoritmi za izradu računalno generiranih holograma.

O različitim hologramima

Za holograme se razlikuje niz svojstava prema kojima se radi sljedeća uobičajena klasifikacija.

Refleksijski/Transmisijski: Refleksijski hologram difrakcira val na istu stranu s koje je i upao na njega, dok transmisijski na suprotnu stranu.

Amplitudni/Fazni: Amplitudni hologram ima apsorpcijski koeficijent ovisan o položaju u/na hologramu. Fazni hologram ima refrakcijski indeks ovisan o položaju u/na hologramu.

Tanki/Debeli: U tankim hologramima, valovi, koji upadaju na hologram, u prosjeku jednom interagiraju s njim, a u debelim hologramima više puta.

Površinski/Volumni: Položajna ovisnost apsorpcijskog koeficijenta ili refrakcijskog indeksa je kod površinskog holograma restringirana samo na njegovu površinu, a kod volumnog holograma, ona može postojati i u njegovom volumenu. Slijedno tome, površinski hologrami su uvijek tanki.

On-axis/Off-axis: Ako su pri izradi referentni i objektni snop paralelni, za nastali hologram se kaže da je *on-axis*. U suprotnom se kaže kako je hologram *off-axis*.

Binarni/Digitalni/Analogni: Ako apsorpcijski koeficijent ili refrakcijski indeks poprima samo dvije različite vrijednosti u/na hologramu, za hologram se kaže da je binarni (slika 6.4). U slučaju više diskretnih vrijednosti, hologram je digitalni. Ako su moguće vrijednosti kontinuirane, radi se o analognom hologramu.

Fourierov/Fresnelov: Ova klasa se odnosi na računalno generirane holograme. Fourierovi hologrami su oni koji generiraju 2D realni prikaz u beskonačnosti, poput onog na Slici 4, a Fresnelovi generiraju virtualne trodimenzionalne prikaze ili realne na konačnoj udaljenosti. Za opaziti Fourierov hologram na konačnoj udaljenosti, potrebna je, recimo,

leća.

Nadalje, spomenuto je postojanje različitih holografskih tehnika. U nastavku su nabrojane i ukratko opisane neke uobičajenije iz domene optičke holografije. Tehnike će se opisivati kao varijacije postava na Slici 2.

Gaborov hologram: Ovu tehniku je koristio Dennis Gabor prilikom svog istraživanja i na postupak izvedbe je utjecao nedostatak lasera u tadašnje vrijeme. Objekt je na pravcu smjera propagacije referentne zrake, koja igra i ulogu objektnog snopa. Zbog toga, ta tehnika je primjenjiva samo na objekte koji su polu-prozirni. Kao rezultat, Gaborov hologram je transmisijski, moguće ga je rekonstruirati polikromatskom svjetlošću i tada postoji kromatska disperzija ako se virtualni prikaz promatra pod kutem u odnosu na referentnu zraku, ali i u protivnom je vidljivost slabija ako se holografiranje ne izvede jako dobro.

Denisyukov hologram: Ovu tehniku je uveo Yuri Denisyuk. Foto-ploča se postavlja između izvora referentne zrake i objekta. Referentna zraka je uperena u objekt, kroz foto-ploču, pa je i ovdje nepotreban drugi laser. Ovakav postav je lakše napraviti stabilnim (vidi napomenu na kraju sekcije). Rezultatni hologram je refleksijski, s prikazom u boji referentne zrake.

Refleksijski hologrami se mogu rekonstruirati i nekoherentnom bijelom svjetlošću. Također, refleksijski optički hologrami se mogu napraviti višebojnima. To se postiže tako da se napravi više holografiranja, pritom svako s laserom druge boje. Ukoliko se želi dobiti prikaz obojen kao i originalni objekt, dovoljno je koristiti tri osnovne boje: crvenu, zelenu i plavu. Kako bi se opažale sve boje odjednom, rekonstrukcija s bijelom svjetlošću je nužna.

Leith i Upatnieksov hologram: Emmett Leith i Juris Upatnieks su modificirali Gaborov hologram kako bi zaobišli njegove nedostatke. Objekt je pomaknut od referentne zrake. Između izvora referentne zrake i foto-ploče, postavi se ploupropusno zrcalo koje parcijalno reflektira zraku na objekt na

kojem se raspršuje, a ostatak prolazi kroz zrcalo u ulozi referentne zrake. Konačni hologram je transmisijski, s virtualnim prikazom u boji referentnog lasera.

Rainbow hologram (Bentonov): Izumitelj ove tehnike je Stephen Benton. Ona spada u skup tehnika kojima se proizvode *image-plane* hologrami. To su hologrami realne slike nekog drugog holograma i ako se dobro izvedu, mogu biti atraktivniji od običnih. *Rainbow* hologram je transmisijski hologram, ali može se rekonstruirati bijelom svjetlošću. Mana je nepostojanje vertikalne paralakse generiranog virtualnog prikaza. Umjesto toga, promjenom vertikalne perspektive, virtualni prikaz naglo nestaje pri rekonstrukciji s laserskom svjetlošću, dok se u slučaju rekonstrukcije bijelom svjetlošću boja prikaza mijenja s vertikalnom perspektivom te od tuda i naziv ovakvom hologramu.

Konačno, treba navesti dvije bitne praktične napomene oko holografiranja. Osnovne tehnike snimanja holograma često traju puno duže od kratkog vremena unutar kojeg je moguće suvremeno fotografiranje. Prilikom takvog snimanja je potrebno osigurati dobru izolaciju od bilo kakvih vibracijskih smetnji jer se tada područja interferencije na foto-ploči „razmažu“. U tu svrhu je moguće, recimo, postaviti stol na kojem se snima, na nekakav materijal koji dobro upija vibracije. Postoje posebne betonske smjese s takvim svojstvom. Nadalje, treba paziti i na rasvjetu. Prostor snimanja svakako mora sadržavati samo lasersko svjetlo koje se koristi za snimanje.

Hologrami i pop kultura

Help me Obi-Wan Kenobi. You're my only hope.

»Hologram« Princeze Leie; iz *Zvjezdanih ratova*

Ako ste imali sreću biti „indoktrinirani“ znanstvenom fantastikom prije nego li ste počeli proučavati fiziku i holograme, možda ste se zapitali što se dogodilo s „definicijom“ holograma kao *volumnog trodimenzionalnog prikaza „od svjetlosti“*, koji lebdi u zraku

i koji, po prilici, posjeduje još nekoliko čudesa od mogućnosti, poput fizičke interakcije s ljudima. Međutim, poistovjećivanje takvih volumnih trodimenzionalnih prikaza „od svjetlosti“ i holograma je pojmovna miskoncepcija.

Nebitno jesu li takvi trodimenzionalni prikazi iz znanstvene fantastike realno ostvarivi ili ne, svedeno ih je krivo nazivati (optičkim) hologramima jer oni su prije svega difrakcijske rešetke, a ne nekakvi prikazi. Hologramom je moguće proizvesti neki virtualni prikaz koji izgleda trodimenzionalno ili čak realni, kojeg je, doduše, teže činiti vidljivim. To je samo sličnost, koja je vjerovatno i izvor miskoncepcije, jer hologramski trodimenzionalni prikazi se ne mogu vidjeti iz bilo koje perspektive i ne prikazuju kompletnu topologiju objekta kao oni iz mašte. Hologramski generirani trodimenzionalni prikazi se najčešće vide kao da ih se gleda kroz prozor (slika 6.3).

Ali, to je samo krivo korištenje pojma i svakako ne znači da su volumni trodimenzionalni prikazi neizvedivi u stvarnosti. Zaista, postoje! Onaj tko želi saznati o stvarnim znanstvenim postignućima vezanim uz takve prikaze zapravo treba tražiti o pojmu „**volumetrijski prikaz**“, a ne o hologramima. Do vremena pisanja ove knjige, volumetrijski prikazi su postignuti na barem tri načina i to relativno tek nedavno (vidi [L4] i [L5]):

a) U prvom načinu, iskorištava se efekt **fotoforeze**. To je pojava kada se vrlo sitna, ipak makroskopska i lagana čestica, suspendirana u fluidu, može potaknuti svjetlošću na usmjereno gibanje. U ovoj metodi izrade volumetrijskog prikaza nekog objekta, pogodna čestica se uhvati u **fotoforetsku klopku** unutar laserske zrake. To znači da se, zbog fotoforeze, česticu u potpunosti drži pod kontrolom s laserom. Na primjer, ona se tako može dovesti u stanje levitacije, što bi bio primjer *optičke levitacije*. Računalom se upravlja laserom tako da čestica opisuje neku putanju. Duž cijele putanje će se laserska svjetlost raspršivati u svim smjerovima od površine čestice. Budući da ljudski vid

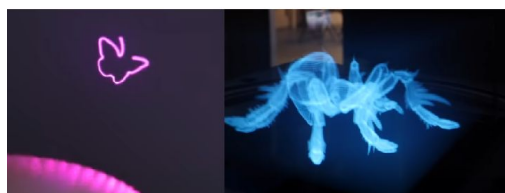
ima svojstvo tromosti oka, ljudskom promatraču će se činiti kao da jedan dio putanje svijetli. Uz putanju određenog oblika i dovoljno veliku brzinu gibanja čestice, ljudsko oko percipira trodimenzionalni prikaz tog određenog oblika, koji zauzima volumen u prostoru i vidi se iz svake perspektive. Druhim riječima, napravljen je volumetrijski prikaz tog oblika (slika 6.7).

b) Sljedeći način dobivanja volumetrijskog prikaza je direktno inspiriran prethodnim. Sitni, lagani objekt, poput kuglice stiropora, stavi se u komoru obrubljenu zvučnicima. Kuglica može opisivati neku putanju u komori ako se na odgovarajući način pogoni valovima iz zvučnika, čime se upravlja preko računala. Ukoliko se kuglici zada putanja određenog oblika te ju se istovremeno obasjava laserom, njegova svjetlost će se raspršivati na površini kuglice u svim smjerovima. Volumetrijski prikaz zadanog oblika nastaje zbog istih razloga kao i u prethodno navedenoj metodi. Ipak, ovim načinom je moguće postići da kuglica titra velikim frekvencijama prilikom gibanja te tako omogućiti da volumetrijski prikaz proizvodi zvukove.

Zgodno je primijetiti kako važnu ulogu imaju laseri i kod volumetrijskih prikaza, baš kao i kod optičkih holograma. Volumetrijski prikazi postignuti s gornje dvije metode su za sada vrlo malih dimenzija. Za postizanje većih prikaza, ideja je postići kontrolu nad više čestica koje bi opisivale oblik volumetrijskog prikaza. Alternativa je treća metoda.

c) Treći način je puno drugačiji nego prethodna dva i daje rezultate najbližnje idejama u znanstvenoj fantastici. Projekcijsko platno se montira tako da može velikom brzinom oscilirati u smjeru vertikalnom na njegovu površinu. Potrebno je posjedovati puno računalnih, slikovnih datoteka sa prikazima presjeka kroz slojeve objekta čiji se volumetrijski prikaz želi proizvesti. To mogu biti slike poprečnih presjeka iz raznih perspektiva i blizine. Što više različitih slikovnih datoteka, to će za volumetrijski prikaz dobiti ovom metodom biti više promatračkih mogućnosti. Te slike se potom brzo i na-

izmjenično proiciraju na oscilirajuće platno, kontrolirano računalnim programom, tako da, zbog tromosti oka, ljudski promatrač vidi volumetrijski prikaz željenog objekta, odnosno, oku se brzo-izmjenjujuće slike slojeva objekta „spajaju“ u volumetrijski prikaz (slika 6.7). Ako postoje odgovarajuće datoteke, računalnim programom je moguće zahtijevati volumetrijski prikaz određenog dijela objekta iz blizine i slično. Najveći problem ove metode je proizvesti potrebne slikovne datoteke koje će računalo projicirati na oscilirajuće platno, no ta problematika izlazi iz okvira ovog poglavlja. S druge strane, ovako se izbjegava problem malih dimenzija volumetrijskih prikaza.



Slika 6.7: Lijevo: Mali volumetrijski prikaz leptira nad vrhom prsta, dobiven metodom a). Putanja čestice nije zatvorena, ali samo na fotografiji, jer je fotografirana s kamerom, koja nema istu tromost kao ljudsko oko. Desno: Volumetrijski prikaz pauka dobiven metodom c) brzo-oscilirajućeg projekcijskog platna. Slike preuzete iz [O2] i [O4].

Unatoč velikim idejnim razlikama prve i druge metode naspram treće, zajednički nazivnik im je iskorištavanje tromosti oka pri dobivanju volumetrijskih prikaza. Ako nešto ne posjeduje to svojstvo, poput nekih kamera primjerice, tome će volumetrijski prikaz dobiven ovim metodama biti nevidljiv. Također, za primijetiti je kako nije moguće proći rukom kroz ovako dobivene prikaze, kao što je to običaj plasirati u pop-kulturi, a da se ne prekine njihovo prikazivanje, u slučaju kontroliranih čestica, ili potencijalno ne uništi oscilirajuće projekcijsko platno.

Primjena holograma

Kao što je utvrđeno u prethodnoj sekciji, hologrami vjerojatno neće igrati ulogu u este-

tizaciji komunikacije po uzoru na izmaštane ideje o budućnosti, ali njima se svakako nalazi svrha u nekim drugim potrebama. Osim očite primjene u umjetnosti i zabavi, jedna od fascinantnijih primjena je u **optici**.

Naime, hologrami se mogu koristiti kao optički elementi: leće, zrcala, *beam-splitteri*,... U tom slučaju se hologram ne proizvodi tako da daje nekakav prikaz već, primjerice, da difrakcira svjetlost kao što bi ju usmjeravala leća. Prva beneficija, koju nose hologramski optički elementi (u daljnjem tekstu „HOE“) je jednostavnija proizvodnja. Leće treba brusiti i polirati prilikom izrade, što postaje dosta problematično ako je leća većih dimenzija. Hologramske leće (slika 6.8), u drugu ruku, naprosto se računalno generiraju i isprintaju 3D-printerom, recimo. Na jednako lak način se proizvedu i svakakvi nelinearni optički elementi poput nelinearnih *beam-splittera*. Nadalje, mogu se umanjiti razni nepoželjni efekti, kao što je kromatska aberacija kod leća i sl. Ipak, naravno da postoje nedostaci korištenja HOE-a jer bi u protivnom uobičajeni optički elementi već odavno izašli iz uporabe. Očito, HOE-i su ovisni o rekonstrukcijskom valu, koji ako se dosta promijeni, HOE više ne izvršava svoju funkciju ispravno.



Slika 6.8: Ovaj hologram se ponaša kao sabiruća leća.

Ova primjena je specijalno zanimljiva zato jer HOE-i se mogu primjenjivati i na EM valove iz drugih dijelova EM spektra, poput x-zraka, dok uobičajeni optički elementi imaju brojne poteškoće u takvim slučajevima. Leće se uopće ne mogu koristiti pri tako malim valnim duljinama. Tako se pri manipuliranju, između ostalog, IR i UV zračenjem u solarnim pločama koriste HOE-i.

Slijedi još nekoliko primjera praktične primjene holograma, ukratko.

Nedestruktivno testiranje i mjerenje malih deformacija objekata i materijala. Za potrebe toga, koristi se *holografška interferometrija*.

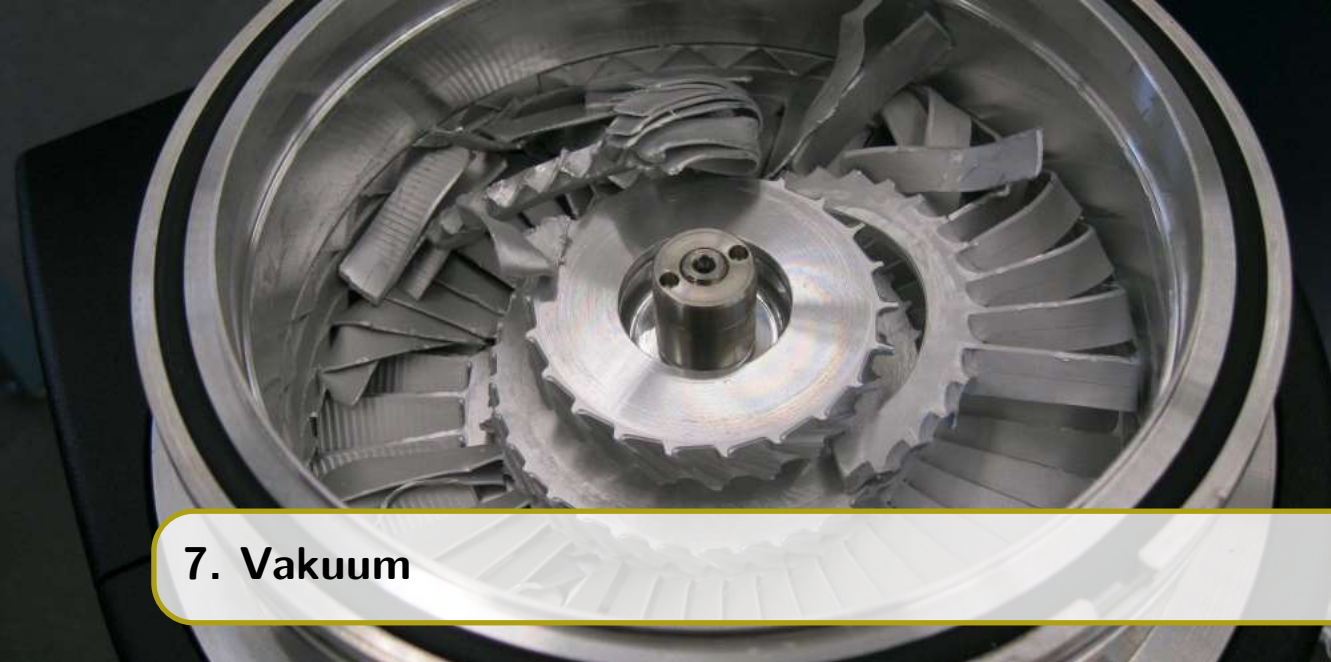
Protuplagiranje i šifriranje: Tu se iskorištava činjenica da hologram ima jedinstveni referentni snop za rekonstrukciju pa se u ovakvim sigurnosnim pitanjima taj snop upotrebljava kao kriptološki ključ.

Pohrana informacija: Kada se napravi hologram nekog objekta, to se može shvatiti kao da je u hologram pohranjena informacija o objektu. Ta ideja inspirira izgradnju sustava s hologramskim spremanjem informacija.

Prilično je rašireno mišljenje kako su hologrami, grubo rečeno, propali i beskoristan izum zato jer njihova primjena u budućnosti vjerovatno neće biti ono u što nas je uvjerila pop-kultura. Međutim, gornji primjeri su sasvim ozbiljne i korisne primjene, no koje se ne vide u svakodnevicu pa ih nije lako primijetiti te u svakom slučaju pokazuju kako je spomenuto mišljenje zabluda.

Literatura

1. P. A. Blanche - Field Guide to Holography; SPIE Press, 2014.
2. G. K. Ackermann, J. Eichler - Holography (A Practical Approach); Wiley-VCH, 2007.



7. Vakuum

Obično imamo intuitivnu predodžbu o vakuumu kao prostoru u kojem je tlak plina bitno umanjen u odnosu prema atmosferском. Tlak je kvantitativni pokazatelj vakuuma. Tlak iz područja pred-vakuuma usporediv je s jedinicom za tlak, paskal ($1\text{Pa}=1\text{Nm}^{-2}$), tj. kreće se do 1 Pa. Područje srednjeg vakuuma zahvaća do 10^{-2}Pa . Visoki vakuum pruža se do 10^{-4}Pa , a do otprilike 10^{-7}Pa prema još manjim vrijednostima sve do 10^{-10} tlaka područje je ultravisokog vakuuma kao što je razvidno iz tablice 7.1. Još veći vakum nazivamo ekspremno visokim vakuumom. Različita kvaliteta vakuuma povezana je s činjenicom da u različitim područjima tlakova isisavanje obavljamo različitim fizikalnim postupcima, te tlakove mjerimo različitim metodama. Ne postoji univerzalna pumpa dobro prilagođena da pokrije cijeli dijapazon tlakova. Do područja ultra visokog vakuuma dominantan proces pravljenja vakuuma je postupak isisavanja molekula. Postizanje viših stupnjeva vakuuma dominantno otežavaju isplinjavanja s površina stjenki vakuumske posude.

Vakuumske su metode i mjerenja danas praktički nezaobilazna ne samo u znanosti već i u tehnologiji. U mikro svijetu praktički nema pokusa koji se može postići bez upotrebe vakuuma. Proizvodi suvremenih tehnologija sve se češće realiziraju u vakuumskim uvjetima, a za neke od njih vakuum je nužan i tijekom njihova dnevnog funk-

cioniranja. Jasno je stoga da je moderni laboratorij teško zamisliv bez odgovarajućih vakuumskih uređaja.

Ključan dio širokog spektra vakuumskih sustava su vakuumske pumpe. Svoju ulogu unutar sustava odrađuju pojedinačno za potrebe niskih vakuuma ili unutar sustava (u seriji ili u paraleli) za postizanje visokog vakuuma. Pri korištenju vakuumskih pumpi nužan je oprez jer svi materijali imaju malen tlak pare što postaje ključno kad tlak vakuuma postane manji od iznosa tlaka pare materijala unutar sustava. Upravo ta činjenica ukazuje na nužnost individualno prilagođenih sustava i strogih operativnih postupaka za postizanje visokog i ultravisokog vakuuma. Serijski i paralelni spojevi više različitih vrsta vakuumskih pumpi omogućavaju postizanje visokih vakuuma, ali i efektivno sprječavaju sustavno propadanje pojedinih vakuumskih pumpi. Klasični sustav sastoji se od mehaničke rotacijske pumpe koja ispušćava od atmosferskog tlaka (101 kPa, 760 Torr) te se na nju se zatim spajaju difuzijska, turbomolekularna, kriogena ili sublimacijska pumpa. Naravno, izbor svake pojedine vakuumske pumpe ovisi o individualnim uvjetima eksperimentalnog postava tako da su nam ponekad dovoljne samo rotacijska i difuzna pumpa dok za postizanje ultravisokih vakuuma ključnu ulogu imaju sublimacijske vakuumske pumpe.

Prve ideje o eksperimentima koje pred-

oznaka	područje	tlak
LV	niski vakuum	$1 \times 10^5 - 3 \times 10^3 Pa$
MV	srednji vakuum	$3 \times 10^3 - 1 \times 10^{-1} Pa$
HV	visoki vakuum	$1 \times 10^{-1} - 1 \times 10^{-4} Pa$
VHV	jako visoki vakuum	$1 \times 10^{-4} - 1 \times 10^{-7} Pa$
UHV	ultra visoki vakuum	$1 \times 10^{-7} - 1 \times 10^{-10} Pa$
XHV	ekstremno visoki vakuum	$< 1 \times 10^{-10} Pa$

Tablica 7.1: Klasifikacija vakuuma prema **NPL**

plin	oznaka	tlak (Pa)	udio(%)
dušik	N ₂	79.331,35	78,08
kisik	O ₂	21.199,47	20,95
vodena para	H ₂ O	1.719,57	1,57
argon	Ar	939,98	$9,33 \times 10^{-1}$
ugljik dioksid	CO ₂	33,33	$3,30 \times 10^{-2}$
neon	Ne	1,87	$1,80 \times 10^{-3}$
helij	He	$5,33 \times 10^{-1}$	$5,24 \times 10^{-4}$
metan	CH ₄	$2,00 \times 10^{-1}$	$2,0 \times 10^{-4}$
kripton	Kr	$1,12 \times 10^{-1}$	$1,1 \times 10^{-4}$
vodik	H ₂	$5,07 \times 10^{-2}$	$5,0 \times 10^{-5}$

Tablica 7.2: Sastav zraka pri standardnim uvjetima na razini mora (101.325Pa; 0°C)

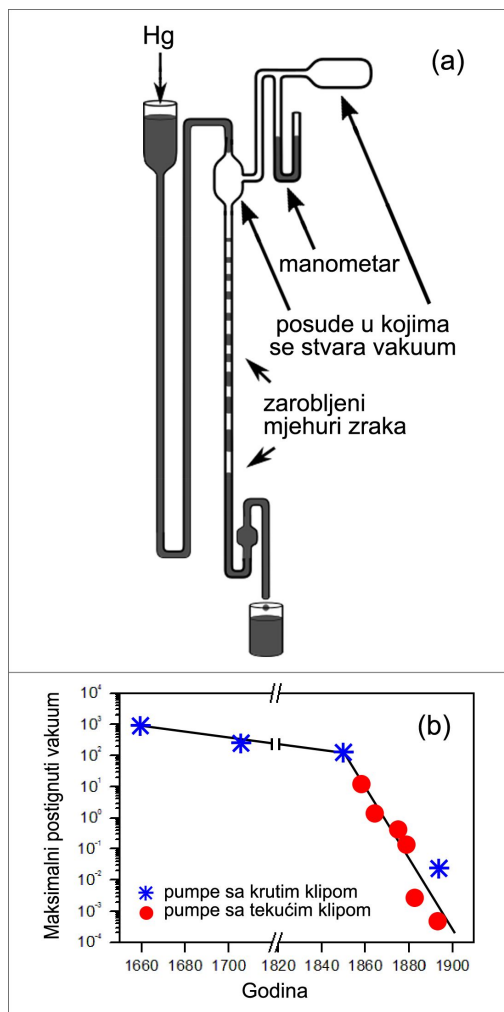
lažu kako bi proizveli vakuum pojavljuju se 1631. godine od strane Reneri od Leiden u suradnji s Descartesom. Prvi provedeni eksperiment koji je proizveo vakuum dogodio se 1641, a proveo ga je Gasparo Berti, ali nije uvjerio javnost da je vakuum postignut jer se smatralo da vakuum ne prenosi zvuk, a u njegovom eksperimentu se čulo zvonice iz vakuuma. 1643. i 1644. provedeno je još eksperimenata poput Toricellijevog i Vivianijevog koji su uvjerali javnost da je vakuum uistinu postignut. Vrlo brzo proizvedena je i prva vakuumska pumpa te se od 1650. počinju razvijati vakuumske tehnike. Moderne vakuumske tehnike počinju 1950. godine postizanjem i mjerenjem prvog ultravisokog vakuuma.

Prva vakuumska pumpa bila je jedna od šest instrumenata izumljenih u 17. stoljeću sa značajnim utjecajem na eksperimentalnu znanost. Ostali izumi su teleskop, sat s njihalom, termometar, barometar i mikroskop. Otto von Guericke započeo je svoj rad na pumpi 1640. godine. Prve dvije pumpe su

u svojoj esenciji bile vodene. Prva je bila sačinjena od drvene bačve iz koje su dvojica muškaraca ispumpavali vodu, no kroz rupe u drvu je ulazio zrak te se iz bačve čuo zvuk. Druga se sastojala od velike bakrene sfere spojene s pumpom koja je direktno ispumpavala zrak. Nakon što je zrak ispumpan sfera se urušila, a Guericke je zaključio da ju je zdrobila atmosfera.

Robert Boyle dizajnirao je poboljšanu vakuumsku pumpu koristeći rotacijski klip sa prvim manometrom. Njegova pumpa ispumpavala je do tlaka od 6 Torr, a za manometar je koristila živu. To je bila jedina vrsta mehanizma vakuumske pumpe idućih gotovo 200 godina.

Između 1850. i 1900. dolazi do skokovitog napretka u vakuumskim tehnikama koji je uzrokovan potrebama znanstvenih istraživača. Prvi korak prema napretku donio je u 1854. Julius Pflücker. On je dizajnirao staklenu vakuumsku pumpu koja koristi živu i klip u svom mehanizmu, a 1855. usavršavanjem postiže tlak od 0.1 Torr. 1870ih,



Slika 7.1: a) Sprengelova sisaljka s tekućim klipom u upotrebi od 1865. godine bila je u stanju postići visoki vakuum reda veličine milipaskala (1mPa).

b) Povijesni pregled razvoja vakuumskih sisaljki s pripadnim vrijednostima najmanjeg postignutog tlaka.

William Crookes koristi sustav od Sprengelove pumpe (kapljice žive koriste se za istiskivanje zraka u staklenim cijevima) te postiže tlak od $2 \cdot 10^{-5}$ Torr. Značajan napredak postiže zamjenom gumenih konektora sa staklenim zglobovima i zagrijavanjem aparature da bi je odmastio. Do kraja 1870-ih slični sustavi pumpi ulaze u industriju te se postiže konstantan tlak od $3 \cdot 10^{-6}$ Torr.

1905. godine, Gade proizvodi rotacijsku živinu pumpu koja se pokretala motorom i proizvodila vakuume u rasponu oko 10^{-6} Torr, proizvedena je u velikim količinama i široko korištena u industriji lampi i industriji vakuumskih cijevi. Ubrzo na tržište izlazi i rotacijska uljna pumpa koja mijenja vodene pumpe u industriji.

Sljedeći važan napredak u metodama pumpanja bio je izum turbo molekularne pumpe od strane Gaede 1913. godine. S predtlakom od $2 \cdot 10^{-2}$ Torr, tlak od $4 \cdot 10^{-7}$ Torr izmjeren je od strane Dushmana pri brzini vrtnje od 8.000 rpm. Ova se pumpa koristila u industriji vakuumskih cijevi do dolaska difuzijske pumpe. Poboljšane verzije molekularne vučne pumpe s većim brzinama pumpanja razvijene su tijekom sljedećih 30 godina.

Crpke s molekularnim otporom nisu se puno koristile do 1970-ih jer im je brzina pumpanja bila mala, a njihova pouzdanost loša kao rezultat vrlo bliskog razmaka između rotora i statora. Bile su ispred svog vremena jer je tehnologija izrade strojeva za brzo okretanje s bliskim razmacima još uvijek bila neuobičajena. U novije vrijeme molekularna crpka za uvlačenje uspješno je ponovno uvedena, obično u kombinaciji s turbo pumpom. Pumpa za difuziju živine pare prva je vakuumska pumpa koja nije imala pokretne dijelove. Neovisno su je izumili Gaede i Langmuir u periodu 1915.–16. Dizajn Langmuira s velikom mlaznicom imao je mnogo veću brzinu pumpanja i brzo je preuzet u industrijsku upotrebu. Korištenje ulja s niskim tlakom pare, a ne žive u difuzijskim crpkama, uveo je Burch 1928. godine. Difuzijska crpka postala je najčešće korištena visokovakuumska pumpa sve dok

ionska pumpa za raspršivanje nije postala dostupna 1958. godine. Čini se da i difuzne pumpe žive i ulja imaju konačni tlak od oko 10^{-8} Torr izmjeren triodnim ionizacijskim mjerlačem. Krivuljama brzine pumpanja difuzijskih crpki u ovisnosti o tlaku u literaturi proizvođača pokazali su da brzina pumpanja pada na nulu oko 10^{-8} Torr. Rani rezultati korištenja difuzijskih pumpi sa živom i ionizacijskih mjerlača tipizirani su radom Sherwooda 1918. godine koji je izmjerio konačni tlak $2 \cdot 10^{-8}$ Torr.

1897. godine, Southerland izumio je mjerlač te ovisno o viskoznosti plina mogao mjeriti od 1 do 10^{-4} Torr. Ovaj je princip proširio Langmuir 1913. koji je razvio mjerlač koristeći akvartno vlakno koje je napravljeno da oscilira u plinu, a dekrement amplitude oscilacija bio je mjera tlaka. Raspon tlaka mu je bio sličan Sutherlandovu. Mjerlači viskoznosti nisu bili vrlo široko korišteni. 1906. godine izumljena su dva mjerila koja su ovisila o toplinskoj vodljivosti plina u rasponu od atmosfere do 10^{-4} Torr. Mjerlač Pirani mjerio je gubitak topline od vruće niti do plina promjenom otpora plina. Termoelement mjerio je promjenu temperature niti s termoelementom. Godine 1910. Knudsen je izumio mjerlač radiometra, koji je mogao mjeriti do 10^{-6} Torr.

Razvijeni su razni mehanički mjerlači, uključujući Bourdona i mjerlač dijafragme, jedini koji je preživio do danas je manometar kapaciteta izumljen 1929. godine. Mjerenje tlaka u visokom vakuumskom opsegu prije 1916. bilo je teško, jedini dostupni mjerlači bili su Mcleod i Dushmanov rotirajući mjerlač diska (1915.), potonji je bio preteča mjerlača rotirajućih rotora. Oba su bila nezgodni i ograničeni na oko 10^{-7} Torr. 1916. Buckley je opisao mjerlač jonizacije s vrućom katodom. VonBaeyer je izvijestio o mjerenju tlaka u triodi hot-filamenta koji se koristi kao ionizacijski mjerlač 1909. godine; međutim, njegov rad nije nastavljen i Buckley je općenito zaslužan za izum mjerlača jonizacije s vrućom katodom. Triodni mjerlač vruće katode ionizacije bio je gotovo univerzalno korišten za mjerenje visokog vakuuma do

1950. godine. Ovaj tip mjerlača imao je cilindrični ionski kolektor velike površine koji okružuje cilindričnu rešetku i aksijalnu nit. Uz upotrebu ovog tipa mjerlača ionizacije s vrućom katodom izmjereni je posljednji tlak u gotovo svim vakuumskim sustavima bio oko 10^{-8} Torr. Krajnji pritisak pogodio je plato nakon koje nisu bili u mogućnosti izvršiti konačna mjerenja tih nižih tlakova. Sugerirano je da mjerlač ionizacije s vrućom katodom ima ograničenje najnižeg mjerljivog tlaka postavljenog rendgenskom fotostrupijom, ali to nije dokazano.

Vakuumaska tehnologija danas ima vrlo raznovrsnu primjenu u industriji i znanosti: od proizvodnje omota slatkiša do najvećih svjetskih akceleratora i detektora gravitacijskih valova.

UHV i XHV

Ultra visoki vakuum (UHV) se rutinski postiže u cijelom svijetu korištenjem komercijalne opreme, te ima široku primjenu u znanosti i industriji. UHV se redovito koristi u: proizvodnji sofisticiranih supravodljivih čipova, skenirajućim tunelskim mikroskopima, akceleratorima, optički levitiranim senzorima, laserskom hlađenju, astrokemiji, spektrometriji, LIGO detektoru i mnogim drugim.

S druge strane, ekstremno visoki vakuum (XHV) je postignut samo u nekoliko specijaliziranih laboratorija korištenjem posebne opreme. XHV će se koristiti u: akceleratorima (CEBAF akcelerator), opservatorijima gravitacijskih valova nove generacije, fotoemisijским elektronskim pištoljima i sl.

LHC i LIGO detektor

Large Hadron Collider (LHC) najveći je akcelerator čestica te jedan od najvećih operativnih vakuumskih sustava u svijetu. Kako bismo spriječili sudare snopa čestica sa molekulama plina, u cijevima se održava UHV sa rasponom tlakova između 10^{-8} i 10^{-9} Pa. U cijevima u obliku luka UHV se postiže kriogenim pumpama. Te se cijevi nalaze na temperaturi od 1.9 K pa se kao termalna izolacija oko njih održava visoki vakuum od



Slika 7.2: LHC (lijevo) među ostalim čini 9000 m³ vakuumiranih cijevi, no LIGO detektor (desno) je čak i veći sa 10,000 m³ vakuumiranog prostora.

10⁻⁴ Pa. Ravne cijevi, u kojima se nalaze sustavi za kontrolu snopova čestica, održavaju se na sobnoj temperaturi. UHV se u ovim dijelovima postiže „getter“ premazima i ionskim pumpama. Ravne cijevi također omogućuju „bakeout“ svih komponenata na 300°C.

LIGO detektor gravitacijskih valova (eng. Laser Interferometer Gravitational Wave Observatory) jedan je od poznatijih modernih eksperimentalnih pothvata zbog detekcije gravitacijskih valova 2016. godine. Zbog svoje konstrukcije i osjetljivosti mjernog uređaja na akustičke i termalne fluktuacije, eksperiment zahtijeva UHV ili XHV unutar 10,000 m³ tijela detektora. U tu svrhu bilo je potrebno preko 40 dana da bi se turbomolekularnim pumpama većina zraka izbacila van. Nakon toga vakuum se većinom održava kriogenim i ionskim pumpama.

Više o vrstama pumpi te fizikalnim i kemijskim procesima koji ih pokreću te čine efikasnim ćemo saznati u nastavku.

Vakuumske pumpe

Vakuumske sisaljke(pumpe)

Vakuumske sisaljke prve su pumpe koje su se koristile za vakuume. Imaju mogućnost postizanja visokih vakuuma od svega 0.01 Pa.

Izumitelj vakuumskih sisaljki se danas smatra Otto von Guericke iako su u Pompejima pronađene dvosmjerne usisne pumpe koje su radile na principu dvije komore gdje se zrak pri djelovanju sile gurao iz jedne komore u drugu. Primjer toga je ručna pumpa

za gume.

Danas se uglavnom koriste da bi se dobio određeni podtlak recimo kod laboratorijskih radova gdje su prisutne pare opasnih spojeva. Vakuumske sisaljke imale su značajnu ulogu u proizvodnji elektronskih cijevi. Dijelimo ih na:

1. mehaničke sisaljke
2. mlazne sisaljke
3. kondenzacijske sisaljke
4. sorpcijske sisaljke.

Mehaničke sisaljke pumpe su čiji pomični dijelovi gibanjem obuhvaćaju jedan dio volumena prostora. U tu kategoriju pripadaju turbomolekularne pumpe.

Mlazne sisaljke pumpe su koje koriste mogućnost difuzije plina u fluid. Najjednostavnija je vodena sisaljka. Za velike vakuume se danas koriste difuzijske pumpe.

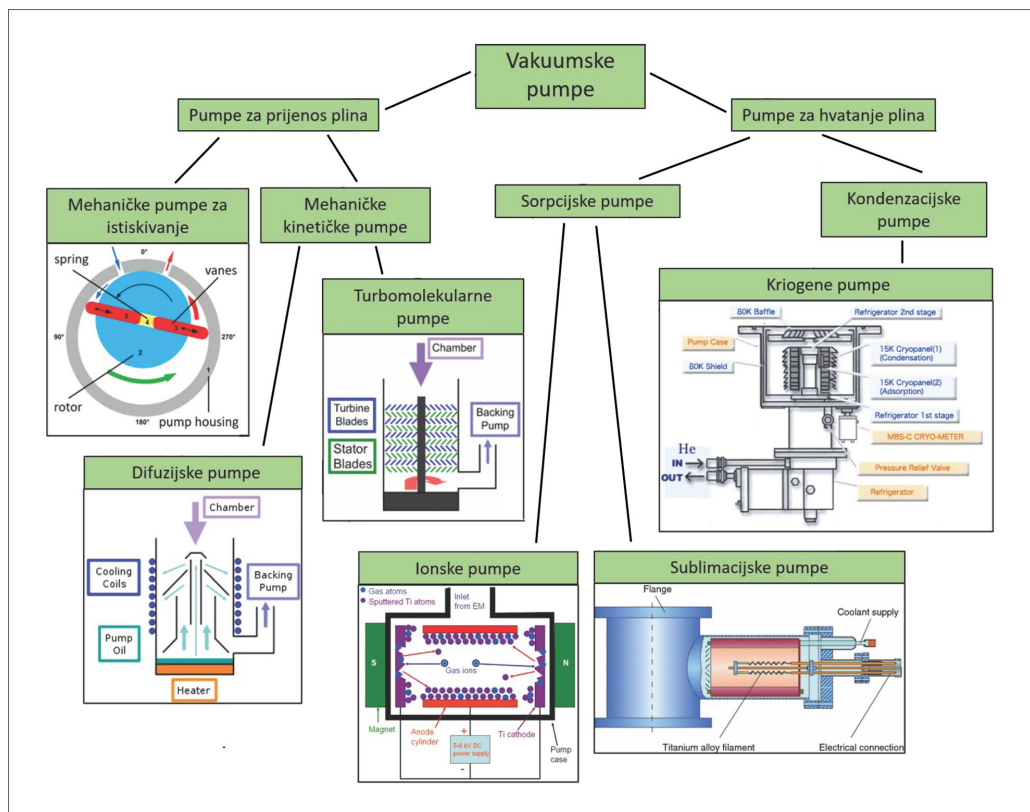
Kondenzacijske sisaljke koriste pojavu kondenzacije plina na površinama koje se drže na niskim temperaturama. Najučinkovitije pumpe ove kategorije su kriogene.

Sorpcijske pumpe vežu ionizirani plin na neku plohu. Primjer takve pumpe je ionsko-sublimacijska pumpa.

Mehaničke pumpe

Osnova rada svake mehaničke pumpe jest prebacivanje plina iz unutrašnjosti pumpe u rezervoare te izbacivanje plina van sustava pumpe protiv atmosferskog tlaka ili sustava nekog višeg tlaka. Osnovna podjela mehaničkih pumpi jest na klipne i rotacijske. Razlika tih dviju pumpi vidljiva je sa slike 7.4 gdje se vide presjeci redom tipične klipne i tipične rotacijske pumpe. Godine 1650. gradonačelnik Magdeburga, Otto von Guericke, je konstruirao jednu od prvih mehaničkih pumpi te je iskoristio u svom poznatom eksperimentu. Ispumpao je zrak iz dviju hemisfera koje su bile slijepljene voskom na dodirnoj konturi, te pustio šesnaest konja da ih pokuša odvojiti, naravno neuspješno.

Kod klipnih pumpi, periodičko gibanje klipa gore-dolje komprimira plin koji otpuštanjem ventila ulazi u izlaznu komoru. Hlađenje ovih pumpi vrši se slojem vode ili zraka uz stijenku pumpe. Klipne pumpe se još



Slika 7.3: Kategorizacija vakuumskih pumpi.

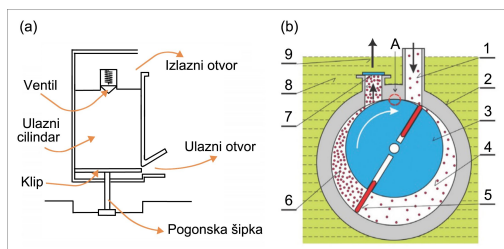
i danas koriste zbog njihove pouzdanosti i jeftinoće, iako postoje mnoge naprednije pumpe. Razina vakuuma koja se može postići klipnim pumpama je otprilike 1-100 Pa. Za usporedbu, takva razina vakuuma bi pri sobnoj temperaturi odgovarala tome da se 10^{13} čestica plina nalazi u 1 mm^3 .

Slično klipnim, rotacijske mehaničke pumpe koriste periodičko kružno gibanje rotora kako bi komprimirale plin. Lopatice koje vire van rotora dijele spremnik pumpe na tri dijela, jedan od kojih služi za komprimiranje plina te na kraju ciklusa otpuštanje van ventila. Lopatice su postavljene unutar rotora na način da ih opruge guraju prema van tako da u svakom trenutku dobro prijanjaju uz unutarnje stijenke statora. Povijesne rotacijske pumpe djelovale su na malom broju okretaja (500-600 rpm). Broj okretaja se napretkom u pogledu materijala povećao, ali se za veće rotacijske pumpe još

uvijek drži na malom zbog mogućnosti pregrijavanja. Razina vakuuma koja se može postići klipnim pumpama je otprilike 10^{-2} Pa, što bi pri sobnoj temperaturi otprilike odgovaralo tome da se u 1 mm^3 nalazi 10^9 čestica plina.

Turbomolekularne pumpe

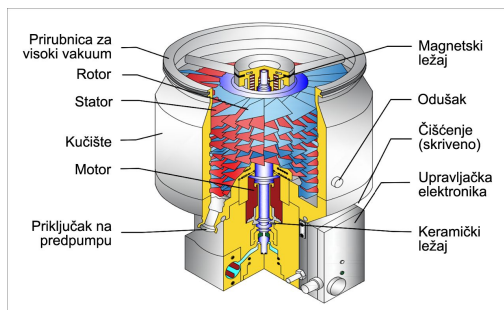
Osnova rada turbomolekularne pumpe je u trenju između plina i stijenki kanala. Na isti način kako stijenke posude trenjem usporavaju tok plina kroz određenu cijev, možemo koristiti stijenku velike dinamike za pomicanje tijela plina. Osnovne komponente turbomolekularne pumpe su slične rotacijskoj mehaničkoj pumpi. Rotor sa nakošenim lopaticama, stator sa žljebovima na koje prijanja rotor te ulazni i izlazni otvori tvore tipičnu turbomolekularnu pumpu. Veličina presjeka te dubina žljebova statora uvjetuje



Slika 7.4: Grafički prikaz (a) klipne i (b) rotacijske mehaničke pumpe.

Kod rotacijske pumpe: 1 - usisnik, 2 - stator, 3 - rotor, 4 - ekspanzirani volumen, 5 - lopatica, 6 - kompresirani volumen, 7 - ventil, 8 - ulje za hladjenje, 9 - izlazni otvor.

tok plina kroz pumpu. Veća dužina žljebova okomito na presjek žlijeba smanjuje tok plina u suprotnom smjeru od očekivanog, do kojeg inače dolazi zbog neravnotežne raspodjele tlaka u pumpi. Brzina pumpanja je uvjetovana veličinom presjeka žlijeba, što je veći presjek to je veća brzina pumpanja dopuštena. To je prvi shvatio W. Becker te je na temelju tog razumijevanja 1957. dizajnirao poboljšanu verziju turbomolekularne pumpe koja se koristi još i danas.



Slika 7.5: Grafički prikaz turbomolekularne pumpe.

Prstenovi statora, između kojih se nalaze žljebovi i diskovi rotora napravljeni su pomoću lopatica kako bi se povećala aktivna površina pumpe. Uobičajen raspon kuta koji zauzimaju lopatice sa ravninom diskova rotora jest $15^\circ - 40^\circ$. Postoje vertikalne i horizontalne pumpe čiji je princip rada isti, ali konstrukcija drukčija. Iskustvo pokazuje

kako su horizontalne pumpe pouzdanije i izdržljivije od vertikalnih. Općenito, turbomolekularne pumpe su izrazito pouzdane i trajne. Na primjer, zabilježeno je kako je horizontalna turbomolekularna pumpa Blazers 500 l/s radila 25 godina bez prestanka. Jedina greška do koje je došlo u njenom radu uzrokovana je elektroničkim sustavom upravljanja. U principu se horizontalne turbomolekularne pumpe zamjenjuju vertikalnim jer su jeftinije te zato što imaju pojedina bolja svojstva, no nisu toliko pouzdane.

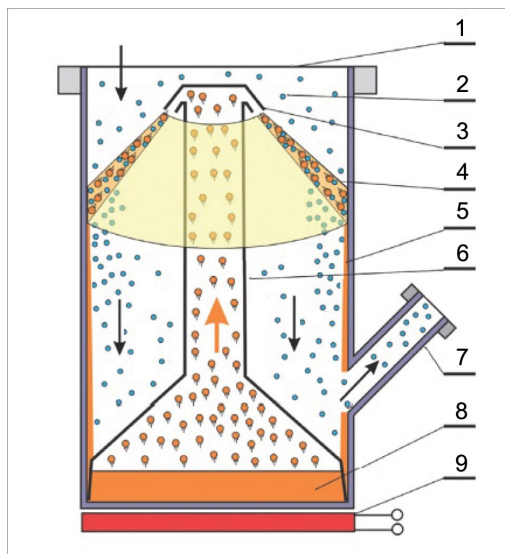
Sheme na 7.5 je ilustracija rada krilca turbomolekularne pumpe. Ona se vrte brzinom mnogo većom od brzine molekula. Zamislimo da sjedeći na obodu kruga vidimo sljedeću situaciju: Molekule nalijeću na krilce smjerom označenim posebnom strelicom i s jedne i s druge strane. Očito je kut slobodnog prolaska za prijelaz lijevo desno veći od onog desno-lijevo. Stoga se formira razlika tlakova između različitih strana. U pumpi očito nema ulja ni uljnih para. Iako je komercijalno skuplja, a operira u području primjene difuzijskih pumpi, upotrebljavamo je kada u sistemu nisu poželjne različite pare. Turbomolekularne pumpe postižu razinu vakuuma od otprilike 10^{-8} Pa, što bi odgovaralo tome da se pri sobnoj temperaturi u 1 mm^3 nađe 10^3 čestica plina.

Difuzijske pumpe

Difuzijske pumpe koriste usmjereni tok visoko tlačene para odabranih tekućina kao način prijenosa momenta molekula para molekulama plina, tjerajući molekule plina iz prostora u kojem je potreban vakuum. Ovaj način rada, tlačanjem para plina u spremnik gdje želimo stvoriti vakuum možda je kontradiktoran, no koristi se još od 1915. godine, a neke od modernih primjena uključuju vakuumirano lemljenje, lemljenje elektronskom zrakom te pripreme prostora za svemirske simulacije.

Princip rada najjednostavnije difuzijske pumpe je sljedeći. (SLIKA) Grijač na dnu cilindričnog spremnika (pumpe) grije materijal (ulje, živa, ...) čije pare pod velikim tlakom prolaze kroz koncentrično postavljen

dimnjak te izlaze kroz mlaznicu na vrhu dimnjaka. Tijelo spremnika (vanjski zidovi) hladi se tokom zraka, vode ili drugim metodom. Visoko tlačene pare izlaze iz mlaznice u obliku stošca te molekulama iznad plašta stošca predaju dio komponente brzine prema dolje. Pare se tada kondenziraju na hladnim zidovima spremnika, dok molekule plina zadržavaju brzinu koja ih tjera iz gornjeg dijela spremnika, stvarajući vakuum. Pošto difuzijske pumpe ne mogu raditi protiv atmosferskog tlaka, plin se u donjem dijelu spremnika mehaničkim pumpama pumpa u atmosferu. Difuzijske pumpe međusobno se razlikuju u geometriji te razmještaju "dimnjaka" kroz koje putuje tlačena para.

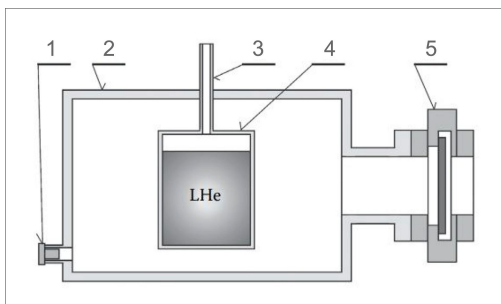


Slika 7.6: Jednostavna jednostruka difuzijska pumpa: 1 - ulazni otvor, 2 - pumpani tlin, 3 - mlaznica, 4 - zraka tlačene pare, 5 - kondenzirana para, 6 - dimnjak, 7 - izlazni otvor, 8 - ispareni medij nad grijačem, 9 - grijač.

Neki od uvjeta na tekućine koje se koriste za isparavanje su dovoljno visok tlak pare na temperaturi grijača, kemijska i termalna stabilnost kao i laka kondenzacija na zidovima spremnika, velika masa molekula za pogodan prijenos momenta, itd. Iz tog razloga najčešće se koriste silikonska ulja i živa. Živa ima jednoatomne molekule pa se pri ve-

likim tlakovima ne raspada, ne oksidira pri slučajnom izlaganju zraku, te ima relativno veliku atomsku masu. Kako je konvekcija jedini način prijenosa topline, takve pumpe su energetske vrlo neefikasne. No koriste se jer, osim što su pouzdane, tihe, brze i jeftine, ovisno o konstrukciji i materijalima mogu postići relativno visoke vakuume. Postižu od 10^{-4} do 10^{-5} Pa za jednostavnije pumpe, no za pumpe instalirane na sustavima ultra-visokog vakuuma, i do 10^{-8} Pa.

Kriogene pumpe



Slika 7.7: Primjer pojednostavljene kriogene pumpe za spremnikom: 1 - ventil za otpust pumpe, 2 - kućište pumpe, 3 - zaliha tekućeg helija, 4 - spremnik tekućeg helija, 5 - zaporni ventil.

Kriogene pumpe djeluju na principu snižavanja temperature zidova spremnika gdje se zauzvrat tlak smanjuje iz više razloga. Oni potječu od činjenice da je plin u spremniku gdje stvaramo vakuum zapravo mješavina raznih plinova koji sukladno tome imaju različite ovisnosti svojih kemijskih svojstava o temperaturi:

1. plinovi čija je temperatura kondenzacije viša od temperature zidova se kondenziraju na zidovima
2. plinovi čija je temperatura kondenzacije niža od temperature zidova se ne kondenziraju na zidovima, no njihov tlak se smanjuje zbog smanjene temperature.

Zbog konstrukcije načina hlađenja spremnika čije temperature rutinski postiću 15K koristeći tekući helij, kriogene pumpe dijele se u dvije kategorije:

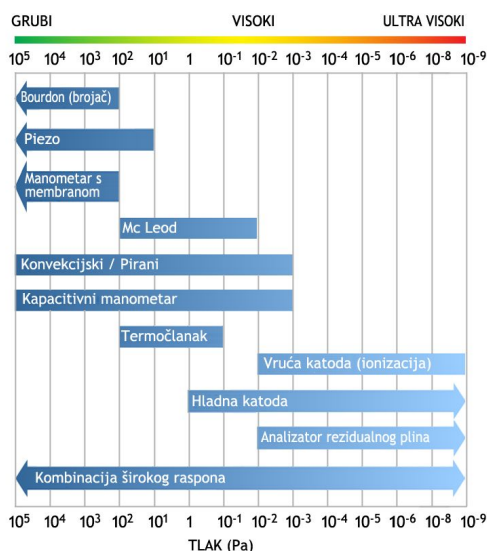
1. Pumpe sa spremnikom su pumpe koje koriste različite konfiguracije spremnika tekućeg dušika i/ili spremnika tekućeg helija te spremnika u kojemu se stvara vakuum. Tekući helij i dušik hlade zidove spremnika te uzrokuju kondenzaciju i smanjenje temperature plina u vakuumskom spremniku. Za ovakve pumpe opaženi su tlakovi i do 10^{-12} Pa pri temperaturi helija od 4.22K, no ekstrapolacijom eksperimentalnim podataka pokazano je da bi se pri temperaturi od 2.3K mogao postići tlak od 10^{-13} Pa.
2. Pumpe sa zatvorenim krugom cirkulirajućeg helija se od pumpi sa spremnikom razlikuju u tome što cirkulirajući helij kontinuirano odvodi toplinu iz sustava te se vraća ohlađen prema zidovima spremnika. Ove pumpe ovisno o konstrukciji i materijalima postižu tlakove od 10^{-9} Pa pa do 10^{-12} Pa što upada u područje ultravisokog vakuuma.

Ovakve su pumpe brz način stvaranja visokog i ultravisokog vakuuma, no kako prilično brzo dođe do zasićenja zidova molekulama plina, njihova brzina pumpanja brzo pada na nulu. Zato se obično koriste u kombinaciji sa drugim visoko vakuumskim pumpama.

Ionske i sublimacijske pumpe

Ionske i sublimacijske pumpe imaju jedan zajednički element, aktivni materijal koji veže atome i molekule plina na sebe putem kemijske apsorpcije, fizikalne apsorpcije ili kemijskih reakcija, koji se naziva getter. On vezivanjem atoma i molekula plina snižava parcijalne tlakove tih plinova te ukupni tlak s obzirom na to da se radi o približno idealnom plinu. Od takvih se materijala zahtijeva da snize ukupni tlak unutar spremnika kao i da ga mogu održati niskim. Najčešće korišteni materijal za tu svrhu je titan te uz njega cirkon, aluminij, volfram, molibden, grafit te barij kao i njihove legure. Neka od svojstava koja taj materijal mora imati su visoka reaktivnost sa čim više moguće plinova, lagano skladištenje, da ne utječu na rad pumpe na negativan način te da nji-

hovo vrelište nije pre visoko. U praksi se često događa da nije moguće zadovoljiti sve uvjete nametnute na materijal pa se prioriziraju ovisno o tipu pumpe. Titan se na primjer, koristi zbog vrlo velike efektivne površine filmova koje stvori pri kondenzaciji, ali se to svojstvo može naći i u grafitu, ako se razmotri aktivirani ugljen. S druge strane, cirkon je vrlo kemijski reaktivan. Za takve materijale vrlo je pogodno raditi s manjom koncentracijom čestica u zraku, što se postiže uključujući pumpe serijski s drugim varijantama, jer ako je koncentracija čestica prevelika, getteri će se potrošiti bez da su postigli išta značajno, što odgovara tlakovima od 10^{-2} do 10^{-3} Pa.



Slika 7.8: Grafički prikaz dometa pojedine vrste manometra iskazan u Torr-im.

Elementi najjednostavnije **sublimacijske pumpe** su kućište koje se hladi vodom ili tekućim helijem te komora koja sadrži žice napravljene od aktivnog materijala. Optimalna radna temperatura takve pumpe je oko 77 K, što odgovara oko -190°C , temperatura koju ima tekući dušik. To je temperatura na kućištu pumpe na koju se taloži aktivni materijal. Na takvim temperaturama imamo visoku učestalost vezanja plinova dok se istovremeno eliminira

proizvodnja negativnih nusprodukata.

Sublimacijske pumpe rade na gore spomenutom principu vezivanja atoma i molekula plina na svoju površinu putem tri mehanizma:

1. tjeranje molekula plina prema rubu pumpe pomoću isparenog gettera
2. zakopavanje istih molekula unutar samog materijala kontinuiranim taloženjem gettera u slojevima
3. najbitnije, kemijska apsorpcija molekula plina.

Efikasnost ovog procesa ovisi od plina do plina i kao takva se mora uzeti u obzir pri dizajnu pumpe. Istovremeno, efikasnost ovog procesa ovisi i o temperaturi na kojoj se apsorpcija događa, npr. za molekule kisika na sobnoj i 77 K, koeficijenti vezanja (koji predstavljaju koliko dobro pumpa radi za dani plin) su oko 0.65 i 1.0, dok za molekulu vodika na istim temperaturama iznose 0.05 i 0.4 do 0.5.

Sublimacijske pumpe sposobne su postići tlakove do oko 10^{-8} Pa.

Temeljni princip rada **ionskih pumpi** je taj da se atomi u jakim električnim poljima ioniziraju, a potom i akceleriraju. To se može iskoristiti za konstrukciju pumpe tako da se uzmu elektrode na niskom tlaku i između njih nametne vrlo visoki napon. Između elektroda se javlja električno polje koje ionizira molekule prisutne u okolini i akcelerira ih prema elektrodama koje apsorbiraju te ione pomoću kemijske apsorpcije. Ova pojava se naziva efekt električnog pumpanja i njegovom uporabom mogu se postići ultra visoki vakuumi. Valja primijetiti da se tijekom ovog efekta elektrode troše i da nije vrlo efikasan u pogledu aktivnih materijala. Također, efikasnost ionizacije je samo 0.01% - 0.1% svih molekula koje se nađu pod utjecajem polja. Brzina apsorpcije čestica ovisi o njihovoj energiji i masi na način da će se energičnije čestice brže apsorbirati kao i lakše čestice u odnosu na teže.

Neki od tipova ionskih pumpi koje se koriste su elektrostatska ionska pumpa koja ima najjednostavniju konstrukciju, elektrostatska triodna ionska pumpa, koja je slična

običnoj ionskoj pumpi, ali koristi triodu, te orbitronska pumpa koja ionizira plin koji se uklanja kemijskim putem. Najčešće korištena vrsta ionskih pumpi je magnetno ionska pumpa koja koristi magnetska polja da postigne spiralne putanje elektrona između katode i anode u svrhu povećanja efikasnosti ionizacije. Ove se pumpe koriste umjesto sublimacijskih pumpi u području ultravisokih vakuumu radi efikasnosti te mogu postići ekstremno visoke vakuume od 10^{-10} Pa.

Mjerenje vakuumu

Za mjerenje vakuumu koristimo uređaje koje nazivamo vakuummetri ili manometri. Manometri mjere tlak zraka unutar izoliranog sustava i dijele se prema načinu rada na hidrostatske, mehaničke, termalno vodljive i ionizacijske.

1. Hidrostatski manometri rade na principu hidrostatskog tlaka. Tekućina se postavlja u cijev na čijim se krajevima nalaze različiti tlakovi. Klasični primjer je U cijev u kojoj se nalazi živa. Koristi se za niske vakuume, dok se za srednje visoke vakuume koristi McLeodov manometar. On radi na principu Boyle-Marriottteova zakona. Moguća su mjerenja 10^{-4} Pa.
2. Mehanički ili elastični manometri rade na principu promjene oblika, uzrokovane promjenom tlaka. Primjeri mehaničkih manometara su: Bourdonova cijev, membrana i kapsula. Membrana je naziv za elastičnu pločicu koja se nalazi između dvije komore različitih tlakova. Zbog razlike tlakova dolazi do savijanja pločice. Savijanje se prenosi do kazaljke na baždarnoj skali. Koristi se za tlakove od 10^5 do 10^{-2} Pa. Bourdonova cijev je na jednom kraju zatvorena spiralna, metalna cijev. Na zatvorenom kraju cijev je spojena s kazaljkom na baždarnoj pozadini. Pri promjeni tlaka mijenja se položaj cijevi, a time i položaj kazaljke.
3. Termalno vodljivi manometri rade na principu opadanja vodljivosti topline smanjenjem tlaka. Plin se izohorno grije pomoću žice kroz koju teče struja,

temperatura u komori se mjeri pomoću termočlanka. Primjer je Pirrani manometar. Koriste se za mjerenja između 10^{-1} i 1000 Pa.

4. Ionizacijski manometri rade na principu ionizacije molekula plina. Ionizaciju vršimo tako da uz pomoć zagrijane katode puštamo elektrone kroz plin te ih na anodi prikupljamo i mjerimo struju. Izmjerena struja ovisi linearno o samom tlaku plina. Primjeri su triodna cijev i Bayard-Alpertov vakuummetar. Kod triodne cijevi katoda je žarna nit u središtu metalne anodne mrežice. Mjerno je područje toga vakuummetra 10^{-1} do 10^{-6} Pa. Bayard-Alpertov manometar rabi se za UHV vakuume čak do 10^{-10} Pa. Razlog većeg raspona je što katoda više nije plašt širokih dimenzija već takva žica pa se smanjuje utjecaj termičkog šuma (tamne struje) nastalih X-zrakama.

Za ekstremne i ultravisoke vakuume koriste se nove metode mjerenja koje nemaju veliki utjecaj na sustav. Manometri koji mjere tako visoke vakuume su uglavnom ionizacijski ili kombinacija s drugim vrstama manometara.

Kao smo mogli primijetiti, stijenke vakuumske komore imaju daleko veću ulogu od jednostavne mehaničke barijere. One mogu zarobiti molekule plina iz komore (NEG i ionske getter pumpe) i tako sudjelovati u uspostavi vakuuma. S druge strane, na vrlo niskim tlakovima dolazi do isplinjavanja, tj. „isparavanja“ molekula nečistoća sa površina stijenki vakuumske komore. Naime, kada stijenke dođu u dodir sa zrakom na atmosferskom tlaku, na površinu se vežu razne nečistoće - najčešće molekule vode. Te nečistoće se zatim difuzijom prenose i u dublje slojeve materijala.

Razni materijali sadrže plinove koji su ostali zatočeni tijekom procesa proizvodnje - tako na primjer nehrđajući čelik sadrži otopljene molekule vodika. Kada se takve stijenke izlože niskom tlaku, dolazi do isplinjavanja koje ograničava minimalni mogući tlak

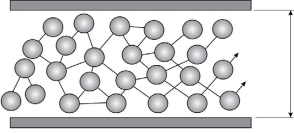
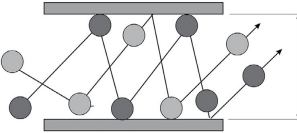
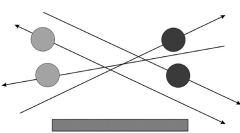
u komori na 10^{-4} Pa. Isparene molekule tada mogu onečistiti npr. poluvodički čip i time prouzročiti njegov kvar. Isplinjavanje se smanjuje „bakeout“ procesom: svi dijelovi vakuumske komore drže se na temperaturama između 150 i 400 °C duže od 10 sati (ovisno o debljini materijala). Povratkom na sobnu temperaturu, isplinjavanje je smanjeno više od 1000 puta. Ovaj proces je važan i u svemirskoj industriji gdje isplinjavanje u vakuumu svemira uzrokuje stvaranje tankog oblaka plina oko sonde koji može oštetiti optičke instrumente i utjecati na rezultate mjerenja.

Molekule također mogu difuzijom proći kroz stijenke u vakuumsku komoru. U UHV sustavima dolazi do značajnog prodiranja atmosferskog vodika kroz nehrđajući čelik te atmosferskog helija kroz staklo.

Maseni spektrometar

Maseni spektrometar je uređaj koji razdvaja molekule prema njihovim masama i utvrđuje intenzitet pojedine komponente. Atomi ili molekule koje želimo analizirati ioni/iraju se u izvoru, akceleriraju zatim do nekoliko kiloelektronvolta (keV) električnim potencijalom i napokon otklanjaju i fokusiraju transverzalnim električnim i magnetskim poljem. Kada bi svi atomi nakon ubrzanja imali oštro definiranu energiju, u otklanjanju dovoljno bi bilo već samo magnetsko polje. Posljedica izvjesne distribucije u energiji molekula jest i određena širina otklona. Zbog loga rasapa brzina molekula (energije) potrebno je konstruirati aparaturu koja će korigirati maseni spektar upravo za taj učinak. Danas postoje brojne izvedbe, a mi opisujemo jednu od jednostavnijih.

Na slici je izvor u kojem se molekule ili atomi ioniziraju da bi imali naboj q . Snop se formira s dvije dijafragme. Elektroda koja je ubrzala ione nije unesena radi jednostavnosti. Ioni ulaze u homogeno električno polje jakosti E koje djeluje prema središtu zakrivljenosti polumjera r . Duljina luka kojim se ion gibao u električnom polju jest l_r . Na ione zatim u magnetskom polju djeluje Lorenczova sila. Veličine analogne onima u

niski vakuum			
predvakuum	fini vakuum	visoki vakuum	ultravakuum
760 – 1Tor	1 – 10 ⁻³ Tor	10 ⁻³ – 10 ⁻⁸ Tor	< 10 ⁻⁸ Tor
1.01 × 10 ⁵ – 133Pa	133 – 1.33 × 10 ⁻¹ Pa	0,133 – 1,33 × 10 ⁻⁶ Pa	< 1,33 × 10 ⁻⁶ Pa
$L < D$	$\sim D$	$L > D$	$L \gg D$
$\tau \ll 1.0s$	$\tau < 1.0s$	$\tau \sim 1.0s$	$\tau > 1.0s$
% kao zraku pri STP	% kao zrak pri STP	70% – 90% vodena para	uglavnom vodik
volumni procesi		miješani procesi	površinski procesi
			

Tablica 7.3: Klasifikacija vakuuma prema kriteriju srednjeg slobodnog puta molekula i nastajanja jedomolekularnog sloja (filma) na stijenkama. L —srednji slobodni put molekule, D —dimenzije sustava, τ —vrijeme potrebno za stvaranje jedomolekularnog sloja na čistoj površini

električnom slučaju jesu magnetska indukcija H , radijus zakrivljenosti r u magnetskom polju i luk u magnetskom polju l

Iz zahtjeva da radijalnu silu za gibanje po kružnoj stazi danih radijusa r i r_m proizvedu odgovarajuća polja, dobivamo relacije (7.4). Kut zakreta u električnom polju 0_e i u magnetskom polju 0_m lako se dobivaju iz izraza za kut (7.5) kombiniranjem relacije (7.4) za radijuse.

$$\frac{mv^2}{r_e} = qE \quad (7.1)$$

$$\frac{mv^2}{r_m} = qvB \quad (7.2)$$

Slika 7.9. Maseni spektrometar. Osnovne komponente su ionski izvor, dijafragme, električno polje, magnetsko polje i pozicijski osjetljiv instrument. Dužine lukova u poljima označene su sa i , radijus im je r , a kut zakreta 0 .

$$\frac{mv^2}{r_e} = qE \quad (7.3)$$

Diferenciranjem kutova otklona najprije po brzini a zatim po masi imamo:

$$\frac{mv^2}{r_e} = qE \quad (7.4)$$

$$\frac{mv^2}{r_e} = qE \quad (7.5)$$

Očito se totalna disperzija sistema s obzirom na brzinu

$$\frac{mv^2}{r_e} = qE \quad (7.6)$$

može poništiti (izjednačiti sa 0), a da pri tom totalna disperzija s obzirom na masu ne iščezava.

U potrazi za nepoznatim otvorom u vakuumskom sistemu ("leak detection") često se koristi specijalni maseni spektrometar koji mjeri prisutnost helija. Helija praktički nema u atmosferi. Ako spektrometar, nadovezan na pumpni sistem ispitivanog uređaja, registrira helij koji ispuštamo oko sistema, znači da postoji prolaz kroz vakuumske zidove. Praćenjem reakcija spektrometra na malo i kontrolirano ispuštanje helija u različitim točkama oklopa sistema lokalizira se točka oštećenja na oklopu.

Literatura

1. G.L. Weissler Vacuum physics and technology, Academic Press, 1979.

2. A. Roth: Vacuum technology, North Holland, 1976.



8. Kriogenika

Iz svakodnevnog iskustva s hladnjacima je očito kako je hlađenje sustava poprilično kompliciran i energetski zahtjevan problem na što ukazuje i kasnija pojava ovakve tehnologije koja postaje prisutna tek u zadnjih stotinjak godina. Prirodno pitanje koje se nameće je zašto je potrebno hladiti sisteme i koja je točno važnost ove grane fizike? Odgovor leži u predmetu modernih istraživačkih tema u kojima se istražuju složeniji kvantni sistemi te popratni efekti, ali i onih u kojima se javlja potreba za mjerenje određenih fizičkih veličina na veoma malim skalama.

Naime, na većim temperaturama dolazi do naizgled nasumičnih fluktuacija sistema zbog njegovih nepredvidivih interakcija s okolinom koje u mjerenjima zamjećujemo kao šum, tj. statističke greške. Problem je što se u određenim sistemima taj šum realizira na skalama većim od efekata koje želimo mjeriti što nas onda dovodi u situaciju u kojoj ne možemo razlikovati prava mjerenja i statističke greške.

Ovo ne uključuje samo promatranje kvantnih sistema, već i mjerenja nad klasičnim sistemima gdje moramo hladiti naš postav kako bi izbjegli šum u postavu, tj. kako bi naš sustav mogao sa sigurnošću mjeriti veoma mala odstupanja. Također, na nižim temperaturama se smanjuje mogući prostor stanja sistema što u krajnosti dovodi do pojave novih efekata u režimu niskih temperatura poput supravodljivosti, supratekućina,

Bose-Einsteinovog kondenzata itd.

Supravodljivost je od posebnog značaja u modernoj fizici jer omogućava postizanje jakih magnetskih polja propuštanjem vrlo velikih struja kroz supravodljive magnete, pri čemu su energetski gubici zbog razvijanja Jouleove topline minimalni, tako dobivena magnetska polja koriste se u NMR, MagLev vlakovima, ubrzivačima čestica i drugdje.

Osvrnimo se još na kratko na temperaturne skale koje susrećemo, gdje valja napomenuti kako koristimo Kelvine [K] gdje je $0^{\circ}\text{C}=273.15\text{K}$, a iznosi jednog Kelvina i stupnja Celzijevog su isti.

U jednoj krajnosti imamo najveću temperaturu koju je čovječanstvo proizvelo, u vrijeme pisanja, 5.5 bilijuna K, dovoljno da rastvori protone i neutrone u kvarkovsku "juhu". Temperatura površine Sunca jest 5772K, što može rastaliti bilo koji materijal kojega smo trenutno u stanju proizvesti.

Ipak, govoreći sa stajališta brojnih tvari, primjerice atmosferskih plinova, sobna temperatura od kakvih 300K je vrlo velika te se njihov režim ponašanja ne mijenja značajno daljnjim zagrijavanjem. Konačno u drugoj krajnosti imamo duboki svemir, gdje pozadinsko mikrovalno zračenje upućuje da su prosječne temperature u njemu tek nešto niže od 3K, dok je najniža temperatura od 1K izmjerena u Boomerang Nebuli. Apolutno najniža temperatura koju smo zapazili jest stvorena u znanstvenim laboratorijima

na Zemlji te iznosi zapanjujućih 0.5 nK tj. $5 \cdot 10^{-10} \text{ K}$.

Metode spuštanja temperature

Kada znamo zašto želimo dobiti niske temperature, potrebno je odgovoriti na pitanje "Kako ih ostvariti?" Odgovor nije jednostavan, jer ovisi koliko ćemo daleko ići s hlađenjem. Ono se u pravilu vrši u više koraka, od kojih je prvi (a katkad i jedini) stavljanje uzorka u kontakt sa ukapljenim plinom niske temperature, koja se može i naknadno rušiti dodatnim tehnikama.

Osnovne metode i ukapljivači

Adijabatska ekspanzija

Pri adijabatskom procesu sustav ne izmjenjuje toplinu s okolinom te je takve procese nemoguće realizirati u stvarnom svijetu jer svaka interakcija sustava (primjerice sudari pojedinih molekula) s okolinom prenosi neki oblik energije koji ne možemo pratiti (tj. toplinu).

Usprkos tome, sporim i pažljivim usmjerenjem procesa možemo se proizvoljno približiti idealnom modelu, također je moguće da se proces odvija dovoljno brzo da sistem ne stigne izmijeniti značajnu količinu topline s okolinom. U svakom slučaju, postoji niz značajnih procesa koje možemo veoma dobro aproksimirati adijabatskim.

U prirodi nalazimo dobre primjere ovakvih procesa pri prolasku zraka preko planina, gdje se on hladi dolazeći u područje manjeg tlaka što uzrokuje pojavu oblaka. Također, ovakvim procesom se hladi i magma prije erupcije, pogotovo je zanimljiva magma koja se ovako pretvara u rudu kimberlit koja je glavni izvor sirovih dijamanta.

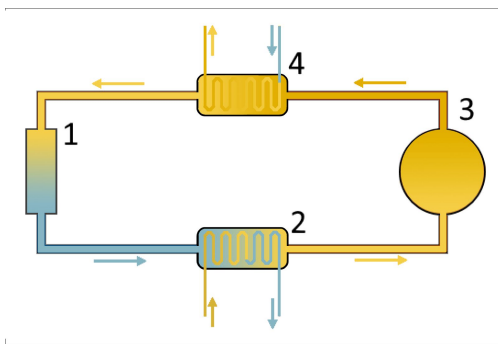
Jedan važan način hlađenja nalazimo u adijabatskoj ekspanziji fluida, gdje konkretno idealni plinovi podliježu zakonu:

$$T_2 = T_1 \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{1 - \frac{1}{\gamma}} \quad (8.1)$$

Ovdje su 1 i 2 oznake stanja plina redom prije i nakon ekspanzije, a eksponent $\gamma > 1$

naziva se adijabatski koeficijent koji ovisi o prirodi čestica koje tvore plin, a očito je da se smanjenjem tlaka plin hladi.

Jedna jednostavna konstrukcija hladnjaka na ovom principu, prikazana shematski na slici 8.1, a sam proces prikazan na P-V grafu na slici 8.2. funkcioniše na sljedeći način. U prvom dijelu se plin pod visokim tlakom dovodi do ventila koji ograničava tok plina, prolaskom kroz kojega slijedi hlađenje plina naglom ekspanzijom u veliku komoru za koju možemo pretpostaviti da je adijabatska.



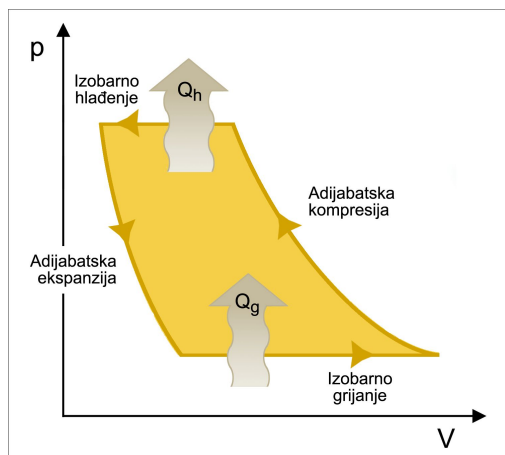
Slika 8.1: Osnovna shema adijabatskog hladnjaka: 1-komora za adijabatsku ekspanziju; 2-izmjenjivač topline; 3-kompresor; 4-izmjenjivač topline.

Zatim plin prima toplinu iz komore što rezultira njenim hlađenjem. Nadalje, taj zagrijani plin provodimo kroz kompresor adijabatski ga stlačujući čime mu se dodatno povećava temperatura. Zagrijani plin usmjeravamo kroz rešetku u kojoj predaje svoju toplinu okolini. Na kraju, plin iz rešetke se vraća na ventil pod tlakom te se proces ciklički ponavlja.

Valja napomenuti da se ovakvi hladnjaci gotovo nikada ne koriste zbog daleko veće učinkovitosti evaporacijskih hladnjaka koji su slično izgrađeni.

Joule-Thomsonov efekt

Joule-Thomsonov efekt opisuje promjenu temperature realnih plinova koji se prigušuju na niži tlak prolaskom kroz poroznu membranu, pa razmotrimo sljedeći slučaj u kojem imamo dvije cijevi ispunjene plinom različitih tlakova, te da smo na nekom dijelu



Slika 8.2: pV dijagram adijabatskog hladnjaka: 1-adijabatska ekspanzija; 2-izobarno grijanje; 3-adijabatska kompresija; 4-izobarno hlađenje

napravili most među tim cijevima na kojem se nalazi porozna membrana. Očito je kako će na dužem vremenskom intervalu više čestica plina preći iz cijevi s većim tlakom u cijev s manjim tlakom nego obratno.

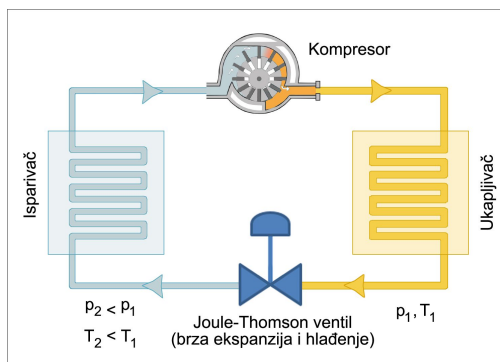
Taj prijelaz čestica uzrokuje promjenu unutarnje energije plina u cijevi s manjim tlakom, a time i promjenu temperature. Generalno, pokaže se kako je ta promjena temperature proporcionalna razlici tlakova među cijevima;

$$\Delta T = \mu \cdot \Delta p \quad (8.2)$$

Ovu relaciju nazivamo Joule-Thompsonovim zakonom. Koeficijent proporcionalnosti μ može biti i pozitivan i negativan. Na visokim temperaturama, gdje su sudari među česticama plina mnogo češći, a prema tome međučestične udaljenosti u prosjeku manje, dolazi do prevlasti odbojnih interakcija među česticama. Kada te čestice prođu kroz membranu i time dođu u prostor niže koncentracije, prosječne udaljenosti među česticama padaju te energija sadržana u tim međučestičnim interakcijama prelazi u kinetičku energiju povećavajući unutarnju energiju plina, a

time i njegovu temperaturu.

Nasuprot tome, u režimu niskih temperatura dolazi do obratnog efekta, gdje se plin u cijevi s manjim tlakom dalje ohladi što se koristi u kriogenici.



Slika 8.3: Osnovna shema Joule-Thomson hladnjaka: 1-kompresor; 2-izmjenjivač topline; 3-komora za ekspanziju kroz Joule-Thomson ventil; 4-izmjenjivač topline.

Jedna od glavnih primjena ovoga procesa je u rashladnim uređajima i ukapljivačima, čija je najveća prednost da, osim kompresora, nemaju pokretnih dijelova, što povećava pouzdanost, smanjuje energetske gubitke i snižava najmanju temperaturu koju se dađe postići takvim strojem. Princip rada takvog hladnjaka ćemo sada objasniti, uz pomoć sheme sa slike 8.3.

Plin se prvo stlači u kompresoru, koji po konstrukciji mogu biti različiti, ovisno o potrebama i svrsi aparature, ali najosnovniji su sastavljeni od komore s klipom te dva jednosmjerna ventila koji kontroliraju smjer toka plina. Kako se pri povećavanju tlaka plin zagrijava, više nije dovoljno niske temperature da bi ga Joule-Thompsonovim efektom mogli dalje ohladiti, stoga ga prethodno usmjeravamo kroz dio u kojem izmjenjuje toplinu s okolinom kako bi se dovoljno ohladio, dok se sam Joule-Thompsonov efekt ostvaruje ekspanzijom kroz uski ventil u sljedećoj komori. Konačno, dobiveni ohlađeni plin prolazi kroz još jedan izmjenjivač topline u kojem okolina zagrijava plin te tako dobivamo traženi efekt hlađenja. Završivši izmjenu topline, plin se vraća u kompresor

nastavljajući ciklus.

Problem sa ovakvom konstrukcijom rashladnog uređaja jest da je hlađenje pri ekspanziji dosta manje od onoga u Carnotovom stroju, ipak skoro se posve isti mehanizam može koristiti u tzv. Hampson–Linde ciklusu za ukapljivanje plina¹.

Rad stroja je identičan već opisanom, uz iznimku da se izmjenjivači topline spoje, tako da hladni plin koji je završio s ekspanzijom "uzima" toplinu od zagrijanog plina koji se upravo kompresirao. Ideja jest da energija koju kompresor unosi u plin u svakom ciklusu bude manja od one koju on "izgubi" ekspandirajući se, postepeno kroz više ciklusa hladeći plin dovoljno da se u određenom trenutku on počinje ukapljivati nakon ekspanzije, tada se tekućina nakuplja na dnu komore ili u posebnom spremniku, dok se novi plin polagano uvodi kako bi zamijenio onaj koji se ukapio.

Metode za dodatno hlađenje

Do sada smo se susreli s par temeljnih principa hlađenja tvari, ali prethodno opisane metode postaju nepoželjne kada želimo postići drastično niže temperature, u njima nam ćemo novo ravnotežno stanje fluidima što iziskuje ulaganje nepraktične količine energije u rad naših strojeva, ako su oni uopće i u stanju "proizvesti" toliko niske temperature.

Pokazuje se energetski daleko učinkovitije koristiti metode koje se zasnivaju na veoma specifičnim svojstvima određenih fluida i njihovim interakcijama ili interakcijama materije sa elektromagnetskim poljima.

Evaporacijski hladnjak

Ako u hermetičko zatvorenoj posudi snižavamo tlak (npr. vakuumskom pumpom) tada dolazi do separacije i odvođenja visokoenergetskih čestica u plinu, koje su se našle u pari neposredno iznad tekućine, što rezultira ukupnim smanjenjem temperature preostale tekućine u posudi, proces načelno identičan hlađenju vruće juhe gdje mi puha-

njem "izbacujemo" čestice viših energija iz tekućine.

Ovaj postupak ima svoju granicu, naime tlak pare iznad takve tekućine počinje padati eksponencijalno sa sniženjem temperature, kako pumpa više jednostavno nema što za isisavati pa je ovom metodom vrlo teško spustiti se ispod 1K. Kako ne bi morali isisavati čitav spremnik² pri spuštanju temperature u pravilu se koriste druge metode prije ove kako bi pripremili što nižu početnu temperaturu od koje krećemo.

Vrijedi dodati da se isparavanje redovno koristi u modernim hladnjacima, koji su po konstrukciji nominalno identični kao i hladnjak na slici 8.1, ali daleko bolje efikasnosti.

Sam radni ciklus je sljedeći: radna tvar započinje u plinovitom stanju i provodi se kroz kompresor, gdje se zagrijava i povišuje joj se tlak, zatim se šalje kroz izmjenjivač topline (mrežu cijevi, koja se obično nalazi na pozadini hladnjaka), koji omogućuje plinu predaju topline okolini pri čemu se on hladi i ukapljuje. Sada se radna tvar, u stanju saturirane tekućine na povišenom tlaku, pušta kroz ventil za adijabatsku ekspanziju, snižavajući joj tlak. Sljedeće, ona ulazi u evaporator, gdje zbog sniženja tlaka isparava, a toplinu potrebnu za to preuzima od evaporatora, koji potom preuzima toplinu iz unutrašnjosti hladnjaka. Naposljetku, plin se vraća u kompresor.

Dilucijski hladnjak

U evaporaciji smo imali problema sa eksponencijalnim padom tlaka pare na niskim temperaturama što nam je sprječavalo postizanje temperature ispod 1K, no ovo rješavamo tako da umjesto čistog tekućeg ${}^4\text{He}$ koristimo smjesu ${}^3\text{He}$ - ${}^4\text{He}$.

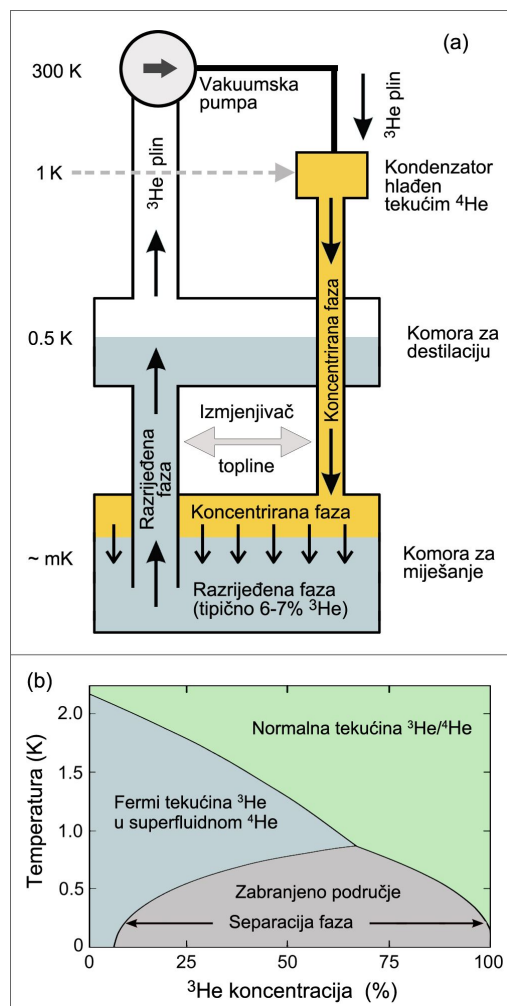
Kada takvu smjesu hladimo na temperature oko 1K, ona se separira u dvije faze: gornja, lakša faza sastavljena od praktički čistog ${}^3\text{He}$ i donja, teža zasićena smjesa ${}^3\text{He}$ - ${}^4\text{He}$ stalne koncentracije $c({}^3\text{He}) \approx 6.6\%$. Ako ovakvu smjesu stavimo u posebno pripremljenu komoru, koju ćemo mi modelirati

¹1913. godine za proizvodnju tekućeg helija, između ostaloga, postupkom vrlo sličnim ovom je Heike Kamerlingh Onnes dobio Nobleovu nagradu

²Povijesno, u prvim snižavanjima temperature do reda veličine 1K ovom metodom se moralo ispumpati čak polovica spremnika tekućeg helija

kao U-cijev i priključimo vakuumsku pumpu na dio u kojemu je smjesa ^3He - ^4He . Kako je ^3He lakši od ^4He , čestice ^3He će na istoj temperaturi u prosjeku imati veće brzine što znači da će se lakše separirati iz smjese. Jednostavnije rečeno ^3He ima niže vrelište nego ^4He .

Na stabilnu koncentraciju ^3He u smjesi možemo gledati kao na paru, a razdvajanjem te pare od smjese hladimo smjesu na vrlo niske temperature $\approx 1\text{mK}$. Ideja dilucijskog hladnjaka je ta da smo jednostavno zabranili "tlaku pare" da padne i zaustavi daljnje hlađenje.



Slika 8.4: Dilucijski hladnjak

Ova metoda je primjenjivija od adijabatske demagnetizacije jer ne zahtjeva specifične tvari već se može koristiti i za hlađenje same aparature. Iako teoretski ovom metodom možemo postići proizvoljno niske temperature u praksi smo ograničeni na 1mK . Razlog tomu je naglo povećanje toplinskog otpora između tekućeg He i izmjenjivača toplote koji raste s T^{-4} na niskim temperaturama pa, kako bi se kompenziralo, kontaktna se površina mora jako povećati pa tako i uređaj.

Demagnetizacijski hladnjak

Većina ljudi se susrela sa prvim zakonom termodinamike, koji kaže da se toplina predana sistemu djelomično pohranjuje u obliku unutarnje energije, a dio se pretvara u rad tog sustava na okolinu. Međutim energiju je u termodinamičkom sistemu moguće pohraniti u magnetno polje promjenom veličine koju nazivamo magnetizacija i označavamo sa M , gdje vrijedi:

$$\Delta U = \Delta Q + B\Delta M \quad (8.3)$$

Korištenje ove zakonitosti dovelo je do izuma demagnetizacijskog kriostata (po konstrukciji gotovo identičan helijevom kriostatu kojega kasnije razmatramo) koji je prva metoda koja je mogla uspješno postići temperature ispod 0.3K , a sam proces hlađenja odvija se u dva koraka:

Prvo se vrši izotermalna magnetizacija, pri čemu rastuće vanjsko magnetno polje B . U ovakvim uvjetima tvar generira toplinu koju termostat preuzima bez promjene temperature same tvari:

$$\left(\frac{\Delta Q}{\Delta B}\right)_T = T \left(\frac{\Delta M}{\Delta T}\right)_B < 0 \quad (8.4)$$

Razlog zašto se toplina oslobađa je taj što porastom temperature tvar gubi svoja magnetna svojstva jer termalne fluktuacije ne omogućavaju da se magnetni momenti u materijalu poravnaju s poljem i time ukupni moment i magnetizacija padaju.

Potom se materijal adijabatski demagnetizira, gdje toplinski izoliranom sustavu snižavamo nametnuto vanjsko magnetsko polje, tako uzrokujući pad temperature:

$$\left(\frac{\Delta T}{\Delta B}\right)_S = -\frac{T}{c_B} \left(\frac{\Delta M}{\Delta T}\right)_B > 0 \quad (8.5)$$

(Kako su c_B i T pozitivne veličine, a promjena magnetizacije s temperaturom negativna kao i prije, cijeli je gornji član pozitivan što znači da će se zaista u ovakvom sustavu temperatura smanjivati sa smanjivanjem vanjskog magnetskog polja.)

Konkretni postupak rukovanja uzorkom je sljedeći: prvo ga uranjamo u tekući He koji služi kao "spremnik topline", tj. termostati i pojačavamo polje, a zatim uzorak vadimo iz te okoline (primjerice, spustimo razinu tekućeg helija) i toplinski ga izoliramo te demagnetiziramo smanjenjem magnetnog polja što mu znatno snižava temperaturu.

Normalnim demagnetizacijskim hlađenjem mogu se postići temperature od par μK , dok se malo naprednijom metodom nuklearne demagnetizacije mogu postići i dosta niže temperature.

Iako je ova metoda jako efikasna slabo je upotrebljavana izvan istraživanja svojstava magnetizabilnih tvari na niskim temperaturama zbog teškoća stvaranja praktičnih i većih hladnjaka koji bi radili na ranije opisanom principu.

Lasersko hlađenje

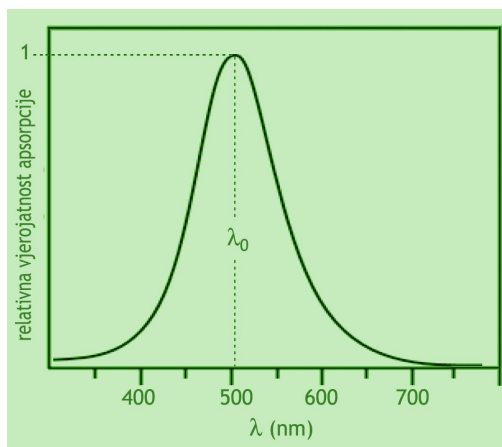
Sljedeću metodu možemo koristiti kada je potrebno proučavati sisteme na manjim prostornim skalama i veoma niskim temperaturama.

Elektroni vezani u orbitalama oko jezgre atoma nalaze se na diskretnim energetske nivoima. U interakciji elektrona s fotonom elektron može preći u više energetske stanje. Također elektron može spontano emitirati foton te se spustiti u niže energetske stanje. Generalno svi sistemi teže nižem energetskom stanju (jedino što ih sprječava u tome su termalne fluktuacije), stoga se postavlja pitanje zašto svi elektroni nisu u orbitali naj-

niže energije, barem na niskim temperaturama? Odgovor na to daje Paulijev princip isključenja koji brani dvama elektronima da se nalaze u istom stanju. Specifično se to događa zbog prirode elektrona, koji su fermioni, što znači da posjeduju određeno svojstvo anti-simetrije koja daje Paulijev princip kao posljedicu.

Nasuprot tomu, bozoni mogu imati više čestica u istom stanju što na niskim temperaturama rezultira pojavom tzv. Bose-Einsteinovog kondenzata koji je ujedno i primjer sistema kakvog promatramo laserskim hlađenjem.

Vjerojatnost da će atom apsorbirati foton ovisi o valnoj duljini fotona u skladu sa ovisnosti sa grafa na slici 8.5. Valnu duljinu maksimalne vjerojatnosti absorpcije nazovimo λ_T .

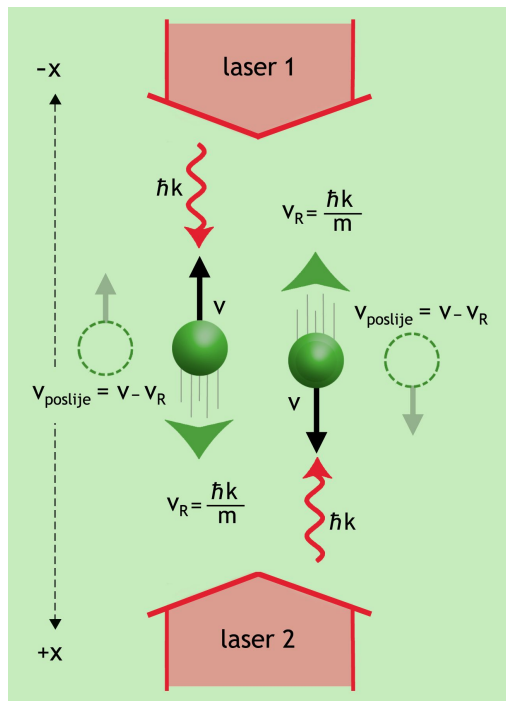


Slika 8.5: Graf ovisnosti vjerojatnosti absorpcije fotona u atomu o valnoj duljini u nanometrima.

Promotrimo što se događa s atomom plina koji se kreće u, jednostavnosti radi, jednoj dimenziji, između dva lasera valne duljine $\lambda > \lambda_T$. Zbog relativnog gibanja jezgre (zapravo elektrona) u odnosu na lasere, kao posljedica Dopplerova efekta, elektron ne vidi jednu valnu duljinu λ već dvije različite valne duljine $\lambda_2 < \lambda < \lambda_1$.

Kako je valna duljina bila veća od λ_T , sada je iz perspektive elektrona λ_2 bliže λ_T od λ_1 što znači da će vjerojatnost absorpcije

fotona koji putuje ususret jezgri biti veća, te će se prilikom apsorpcije fotona impuls elektrona smanjiti, a time i impuls cijelog atoma te efektivno kako vrijeme protječe atom ima sve manji impuls što vidimo kao hlađenje uzorka.



Slika 8.6: Princip rada laserskog hlađenja, atom između dva lasera

Atomi koji se u gibaju u jednoj dimenziji izloženi su dvama identičnim laserskim izvorima koji emitiraju fotone valne duljine λ koja je veća od rezonantne valne duljine prijelaza ($\lambda > \lambda_0$). Atom koji se giba u smjeru $-x$, vidi frekvenciju lasera koji se prostire u njemu suprotnom smjeru Dopplerski pomknutu prema atomskoj rezonantnoj frekvenciji, a frekvenciju fotona iz laserskog snopa orijentiranog u suprotnom smjeru vidi pomaknutu dalje od rezonancije. Stoga atom vjerojatnije apsorbira fotone iz snopa usmjerenog suprotno smjeru njegovog gibanja. Nakon što apsorbira foton impulsa $\hbar k = h/\lambda$, atom koji se giba brzinom v ususret fotonu uspori se za iznos $\hbar k/m$. Poslije emisije fotona u nasumičnom smjeru, atom je, u

prosijeku, sporiji nego na početku procesa. Isti proces odvija se za atome koji se gibaju u smjeru $+x$, tako da su posljedično svi atomi usporeni u ovakvoj postavi laserskih snopova.

Trodimenzijski slučaj nije ništa kompliciraniji (barem na konceptualnoj razini), jednostavno moramo postaviti ovakav par lasera ili laser-zrcalo na sve tri osi. Donja teorijska granica primjenjivosti ove metode hlađenja je dana s:

$$T_o = \frac{h\lambda}{2\pi k_B} \approx 10^{-4} K \quad (8.6)$$

Mjerenje niskih temperatura

Nakon što smo razjasnili kako postižemo niske temperature, moramo osigurati pouzdan način kako ih mjeriti, što uopće nije lagan zadatak, jer konvencionalni termometri na koje smo navikli neće funkcionirati u ovakvim uvjetima.

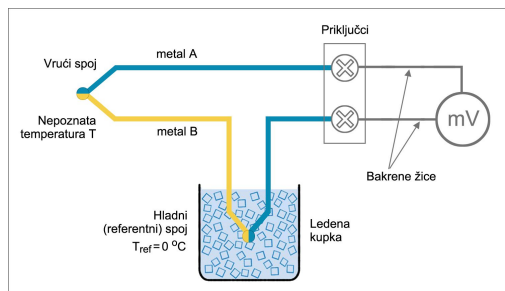
Generalno, ovo se rješava mjereći neko svojstvo materijala koje "lijepo" ovisi o temperaturi, u rasponu koji nas zanima. Lijepo ovdje znači dobar i konzistentan odaziv na male promjene temperature, što ako unaprijed poznamo ovisnost te veličine (volumen, otpornost i sl.) o temperaturi omogućuje njeno precizno određivanje, koje se obavlja jednostavno uspoređujući (računalno) rezultat mjerenja te veličine i "tabličnih" ovisnosti o temperaturi i drugim značajnim parametrima.

Termočlanci

Termočlanci su spojevi dva različita metala i zasnivaju se na termo-električnom efektu. Kada se zagrije jedan kraj metala uz gradijent temperature inducira se i napon. Problem je u korištenju samo jednog metala to što bi trebali mjeriti napon na toplom i na hladnom kraju što uzrokuje velike greške i nije konzistentno.

Spojimo li krajeve dva različita metala i zagrijemo taj spoj pojaviti će se različiti naponi na slobodnim krajevima metala zbog razlike u temperaturi koje možemo mjeriti

preciznim voltmetrom. Razliku u temperaturi određujemo poznajući referentnu temperaturu hladnog kraja i odnos promjene napona s temperaturom. Termometar je shematski prikazan na slici 8.7.



Slika 8.7: Shematski prikaz termočlanka

Ova se metoda koristi u pećnicama, plinskim bojlerima, a čak i u digitalnim toplomjerima. Ako pažljivo odaberemo posebne legure, preciznije za pozitivni pol 90%Ni-10%Cr leguru (*Chromel*), a za negativni pol Au-Fe leguru, termočlanak može mjeriti temperature i do 1.2K, ovisno o količini željeza u zlatu.

Detektori temperature otporom

Nešto bolja metoda za mjerenje niskih temperatura je preko materijala dobro poznate ovisnosti otpora o temperaturi te ovako napravljeni termometri (*resistance temperature detectors* - RTD) mogu mjeriti u različitim područjima temperatura ovisno o izboru materijala.

Ne pretjerano niske temperature, počevši od oko 15K, često se mjere platinastom probom, malo niže temperature krećući od nekoliko kelvina pomoću poluvodičkih proba (silikonske ili germanijske), a najniže temperature mjerene ovom tehnikom, sa donjom granicom od oko 5 mK, određuju se preko posebnih proba napravljenih od složenih materijala poput, primjerice, ROX ili CERNOX senzora.

U oba slučaja mjeri se otpor probe, čija je karakteristika $R(T)$ poznata. Možemo još dodati kako je ključno svojstvo velikog broja proba slaba osjetljivost krivulje otpor-temperatura o nametnutom magnetskom po-

lju, što omogućuje njihovu uporabu u brojnim eksperimentima.

Plinska termometrija

Do sada smo plinove spominjali gotovo isključivo u okviru rashladnih sredstava. Ipak, njihova ih svojstva čine pogodnim da u specifičnim okolnostima posluže pri konstrukciji termometara, pri čemu razlikujemo nekoliko metoda, od kojih svaka korespondira mjerenju druge fizikalne veličine: plinska termometrija pri konstantnom volumenu (*constant volume gas thermometry* - CVGT), akustička plinska termometrija (*acoustic gas thermometry* - AGT), plinska termometrija preko dielektrične konstante (*dielectric constant gas thermometry* - DCGT) i druge.

U CVGT metodi plin, najčešće helij, se u posudi fiksnog volumena dovodi u termalni kontakt sa tijelom čija nas temperatura zanima, a nju određujemo uspoređujući izmjereni tlak i unaprijed poznatu ovisnost $p(T)$. Ovdje se susrećemo sa više poteškoća, poput nečistoća u plinu, adsorpcije molekula plina na stjenke posude te njenih promjena u volumenu zbog hlađenja. Ovom je tehnikom moguće mjeriti temperature počevši od nekoliko ($\gtrsim 1$) kelvina, a točna granica ovisi o preciznosti koju želimo imati i plinu kojega koristimo.

AGT metoda zasniva se na mjerenju brzine zvuka u pravilu istovremenim mjerenjem rezonantnih frekvencija za zvučne valove i mikrovalove u plinu zatvorenom u metalnu posudu (vrlo često sfernoga oblika). Uspoređujući omjere tih frekvencija moguće je izračunati temperaturu plina te je na ovaj način moguće mjeriti temperaturu sa donjom granicom od približno 10K.

Neželjena toplina u sustavu i nadovezujući problemi

Do sada smo se upoznali s metodama hlađenja uzorka i određivanja temperature, tj. uspjeha našega hlađenja. Sada razmotrimo praktičniji dio, a to je kako što dulje zadržati neki postav hladnim, odnosno smanjiti gubitke koji rezultiraju od toka topline u našu

aparaturu, jer moramo imati na umu da je ili neke temperature čisto nemoguće postići bez adekvatne izolacije ili da gubitci postaju toliki da troškovi takvu aparaturu naprave efektivno neuporabljivom. Za početak proučimo protiv čega se borimo, odnosno kako sve toplina može ući u neki sustav.

Modovi prijenosa topline

Toplina se prenosi na tri načina: vođenjem, konvekcijom i zračenjem. Do vođenja dolazi kada su dva tijela različite temperature u dodiru ili kada u jednom tijelu imamo gradijent temperature.

U različitim se tijelima vođenje topline ostvaruje na različite načine. Primjerice, u čvrstim tvarima toplina se prenosi vibracijama kristalne rešetke, posebno za metale se toplina dodatno prenosi i slobodnim elektronima na površini metala, što ih upravo čini dobrim vodičima topline. U fluidima se pak toplina prenosi sudarima čestica i drugim mogućim interakcijama među njima.

Trebalo bi još naglasiti kako se vođenje događa i kad imamo tijela u različitim agregatnim stanjima, gdje se oba ova mehanizma realiziraju: na primjeru tekućine u posudi čestice tekućine nalijeću na čestice posude koje se nalaze u kristalnoj rešetci što uzrokuje vibraciju te rešetke i energija se prenosi s tekućine na posudu, dok s druge strane, ako rešetka posude vibrira ona pri sudaru s česticom tekućine može predati toj čestici višak energije te se energija prenosi s rešetke na tekućinu.

Bez obzira što se vođenje ostvaruje na drugačije načine ovisno o vrsti tijela koje sudjeluju u interakciji, njegov je matematički opis jednostavan:

$$\frac{1}{A} \frac{\Delta Q}{\Delta t} = -\kappa \frac{\Delta T}{\Delta x}, \quad (8.7)$$

koji kaže kako je struja topline kroz plohu proporcionalna razlici temperatura s dvije strane plohe podjeljene s debljinom plohe. Ovaj opis je eksperimentalno ustanovio Jean-Baptiste Joseph Fourier koji je zahvaljujući proučavanju ovoga fenomena došao i do veoma značajnih otkrića u matematici. Prema

njemu se gornja relacija naziva Fourierovim zakonom vođenja topline.

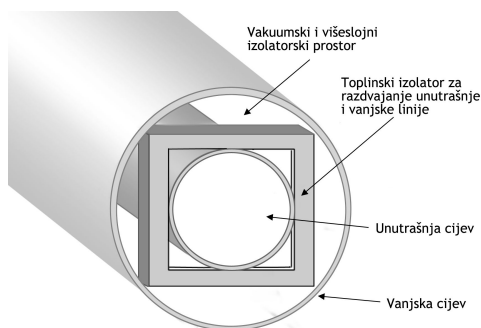
Sljedeći način prijenosa topline je specifičan za fluide. Konvekcija se ostvaruje stvaranjem strujanja fluida zbog razlike u temperaturi. Ovaj se način prijenosa topline ne ostvaruje u čvrstim tvarima jer ona imaju kristalne rešetke. Bitno je naglasiti kako je ovo različit efekt od vođenja. U vođenju je toplina strujala, dok u konvekciji struji sam fluid te u tom strujanju dolazi do vođenja topline. Zapravo smo svi dobro upoznati s ovim efektom u obliku vjetera te je to uzrok mnogih vremenskih pojava. Matematički opis konvekcije je izražen u Navier-Stokesovoj jednadžbi koja je izrazito složena te ju ne znamo potpuno riješiti. Štoviše, njezino je rješenje jedan od milenijskih problema u matematici. Također bi trebalo istaknuti kako je ovo sporiji proces prijenosa topline te da se topliji fluid pomiče u odnosu na hladniji, ali da ovaj efekt ne igra ulogu na našim razmatranjima niskih temperatura.

Zadnji način prijenosa topline je zračenje koje je specifično po tome da se zračenjem toplina može prenositi i kroz vakuum što znači da ga je nemoguće potpuno ukloniti. Ovaj efekt možemo pokušati umanjiti odabirom pogodnih materijala kako bih smanjili zračenje okoline na sustav koji hladimo, ali će ono uvijek biti barem u nekoj mjeri prisutan.

U praksi, područje najvećeg utjecaja je vođenje. Stoga bismo pogodne materijale (npr. teflon) koji slabo vode toplinu, uzimamo jako tanke žice ako je potrebno slati ili primati električne signale čime se smanjuje tok topline, koristimo vakuum kao izolacijski element, plinske prekidače, itd. Upijanje topline radijacijom smanjujemo prvenstveno uklanćavanjem svih površina nižih temperatura.

Izolacija postava

Sada kada smo razmotrili načine na koje se toplina prenosi s tijela na tijelo spremni smo diskutirati kako se nastoji spriječiti prijenos topline između našeg postava i njegove okoline. Zacijelo najširu uporabu, kako u



Slika 8.8: Shematski prikaz poprečnog presjeka vakuumski izolirane cijevi

istraživanjima tako i u industriji, imaju vakuumski izolirani spremnici i cijevi. Te cijevi (i spremnici), čiji je poprečni presjek prikazan na slici 8.8, konstruirani su na sljedeći način: manja cijev, koja ima tzv. *bellows* koji joj omogućuju da se širi po potrebi, je umetnuta u veću cijev te je centrirana u njoj pomoću tzv. spacera koji su postavljeni između dva bellows-a manje cijevi. Također se često na manju cijev još dodaju slojevi materijala koji služe kao radijacijski štit. Kao dodatan korak u prevenciji utjecaja zračenja, vanjska se cijev polira kako bi se teže apsorбирало zračenje izvana. Dok su te cijevi/spremnici u uporabi, između unutarnje i vanjske cijevi se održava vakuum koji jako umanjuje druge načine prijenosa topline. (spaceri su tada glavni dijelovi na kojima se prenosi toplina te se zbog toga odabiru pogodni materijali - oni vrlo male toplinske vodljivosti - za njihovu konstrukciju)

Još jedan važan element kojeg vrijedi spomenuti su termalni prekidači kojima se može kontrolirati prijenos topline među različitim dijelovima našeg postava. Bitno je napomenuti da je ovo različito od pojma termalnog prekidača kakvi postoje u komercijalnoj elektronici, gdje se pod ovim pojmom smatra element kojem otpornost raste na nižim temperaturama, dok se kod nas doslovno radi o prekidačima kojima reguliramo protok topline.

Na temperaturama od 4K do 77K uglavnom se koriste prekidači na bazi helija gdje

se dovoljnim smanjenjem pritiska (približno ispod 13Pa) onemogućuje kondenzacija helija i tako postiže termalna izolacija. Naravno, na većim pritiscima dolazi do skoro nesmetanog toka topline.

Na nižim temperaturama su potrebne alternativne metode, npr. uporaba supravodiča. Supravodiči imaju svojstvo da im se termalna vodljivost jako smanjuje u odnosu na njihovu nesupravodljivu fazu što se može iskoristiti kao termalni prekidač. Pojedini materijali (poput aluminija) pogodni su za ovakvu uporabu jer se magnetnim poljem može lagano kontrolirati faza u kojoj se nalazi. Naravno, ovako konstruirani prekidači zahtijevaju da se u postavu ne javljaju jača magnetna polja koja bi mogla poremetiti rad prekidača. Također, kako se ovdje javljaju magnetna polja, za konstrukciju ovakvog prekidača bira se metal velike čistoće te se umjesto jednog čvrstog dijela koriste tanki listići ili žice kako bi se smanjilo zagrijavanje zbog vrtložnih struja.

Na kraju, na višim temperaturama postoje i novi prekidači koji rade na bazi tekućih metala, a koji se kontroliraju električnom strujom.

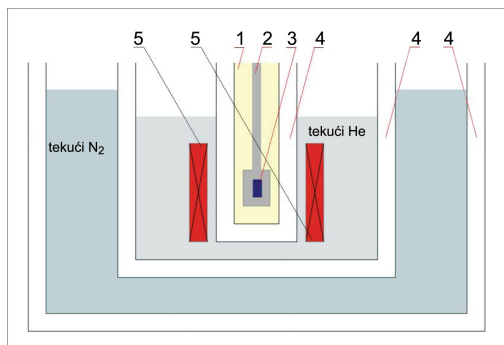
Primjeri eksperimenata na niskim temperaturama i komercijalne upotrebe

Kao što je i rečeno u uvodu, gotovo je nemoguće dovoljno naglasiti značaj kriogenike, koja je u potpunosti nezaobilazna u eksperimentima moderne fizike, ali i u industrijskim primjenama od kojih nekoliko odabranih donosimo i ovdje.

Helijev kriostat

Do sada smo se upoznali s metodama spuštanja temperature, njenog mjerenja i rješavanja problema zagrijavanja postava. Odličnu sintezu svega ovoga, kao i jako dobru reprezentaciju eksperimentalnih aparatura za brojne pokuse, primjerice mjerenja transportnih svojstava materijala (toplinska i električna vodljivost, toplinski kapaciteti i drugo), predstavlja upravo helijev kriostat

čija je shema dana na slici 8.9.



Slika 8.9: Shematski prikaz unutrašnjosti kriostata: 1-prostor za uzorak ispunjen plinovitim helijem; 2-nosač uzorka; 3-uzorak s grijačem; 4-vakuum; 5-supravodljive zavojnice.

Uzorak, umetnut u bakreni cilindar koji pospješuje ravnomjernu distribuciju temperature, spušta se na posebno napravljenom nosaču u posudu ispunjenu plinovitim helijem. Ova je posuda od susjedne, koja je ispunjena tekućim helijem ^4He ($T=4.2\text{K}$), odvojena dvostrukim zidom unutra kojega je vakuum, dok se pomoću ispuštanja helija u taj međuprostor ili njegovim ispuštavanjem mijenja toplinska vodljivost pregrade, što se zajedno s grijačem ugrađenim u nosač koristi za finu računalnu regulaciju temperature uzorka.

Supravodljiva zavojnica nalazi se uronjena u tekući helij te se tako održava na temperaturi ispod kritične što omogućuje da se nakon uspostavljanja magnetskog polja ona odvoji od izvora jer su gubitci energije zahvaljujući supravodljivosti praktički nepostojeći te se tako pripremljena zavojnica može sama održavati godinama.

Unutar posude s helijem u koju je zavojnica uronjena ugrađeno je više senzora razine tekućeg helija, čija je zadaća preko računalnog programa pokrenuti sigurnosne mjere ako bi se razina helija dovoljno spustila. Naime, ako je djelić zavojnice izložen on bi se zagrijao i prestalo biti supravodljiv, razvijajući Jouleovu toplinu na tom dijelu i šireći područje koje nije supravodljivo. Vi-

dimo da ovakav proces sam sebe pojačava te bi došlo do katastrofalnog kvara gdje se prava opasnost krije u velikom volumenu helija koji naglo počinje vriti i isparavati, čime mu volumen naglo raste. Ako se sjetimo da je posuda u koju je on spremljen hermetički zatvorena očito je da bi mogao uslijediti eksplozivni proboj. Srećom, kriostati su opremljeni i sigurnosnim ventilom koji, nakon što pritisak u bilo kojoj od komora pređe sigurnu granicu, propušta van u impresivan, ali i opasan mlaz ledenog plina.

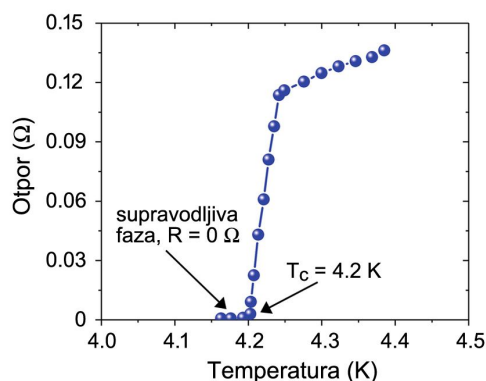
U slučaju da želimo postići još niže temperature možemo dodati i dodatnu komoru ispunjenu tekućim helijem ^3He ($T=3.2\text{K}$) između uzorka i posude sa ^4He , a za dodatno hlađenje sa ili bez ovog dodatka još se koristi i ispuštanje helija kakvo smo susreli u pregledu metoda hlađenja.

Kako bi se smanjili gubitci zbog činjenice da je tekući helij (pogotovo ^3He) veoma skup, može se dodati još i treća posuda ispunjena tekućim dušikom ($T=77\text{K}$) koja obuhvaća sve prije spomenute elemente kriostata tako smanjujući energetske gubitke. Ona je od okoline i posude s helijem izolirana dvostrukom stjenkom unutar koje se održava vakuum koji se u pravilu postiže korištenjem kaskade rotacijske i turbomolekularne pumpe.

Primjena hlađenja za postizanje supravodljivosti

Supravodljivost je svojstvo materijala da vodi električnu struju bez otpora, a supravodljivi prijelaz je pojava naglog iščezavanja električne otpornosti nekog materijala kada mu temperaturu spustimo ispod kritične T_c , koja je za elementarne supravodiče uvijek ispod 10K (konkretno, od 0.000325K za rodij do 7.19K za olovo). Primjer ovisnosti otpornosti oko temperature prijelaza u supravodljivu fazu za živu dan je na slici 8.10. Možemo dodati da za spojeve, kompozitne pa čak i organske supravodiče ona može biti znatno viša, primjerice za MgB_2 je 39K , ali i da ona znatno ovisi o drugim uvjetima eksperimenta, primjerice tlaku.

Nemoguće je dovoljno naglasiti važnost su-



Slika 8.10: Graf rezultata mjerenja ovisnosti otpora žive o temperaturi

pravodljivosti. Ona se najviše koristi za dobivanje i održavanje magnetskih polja u NMRI magnetima, MagLev vlakovima, akceleratorima i drugdje, a također igra važnu ulogu i u osjetljivim SQUID magnetometrima, superkompjuterima, kvantnim računalima te radiofrekvencijama i mikrovalnim filterima.

Primjena hlađenja u superkompjuterima

Trenutno se kriogenika, tj. metode iz ovog područja najšire koriste u računalnoj industriji, pogotovo u razvoju tzv. kvantnih računala. Kako stvaramo jača računala, tako s njima dolazi i veća toplina koju razvijaju, a koju treba ukloniti.

Današnje superkompjutore³ ili postrojenja za masovno paralelno računanje (eng. *cluster computing*) hlade tako da se komponente urone u posebno dizajnirane nevodljive tekućine (eng. *immersion cooling*) ili se koriste hibridni sistemi u kojem su same komponente hlađene zrakom, a zatim se taj zrak hladi pomoću tekućina (eng. *indirect liquid cooling*) poput Astra superkompjutera. Takva su postrojenja efektivno hladnjaci u kojima je rashladna komora puna rashlad-

nim sredstvom radi efikasnije izmjene topline.

U klasičnim postrojenjima, gdje se provođenjem zraka kroz izmjenjivače topline smještene na samim komponentama one hlade, taj proces zauzima većinu energetske potrošnje (čak oko 65%). Postrojenja koja se konvertiraju na hibridan sistem hlađenja troše od 3% do 20% energije koju bi klasično postrojenje koristilo te time gotovo udvostručuju svoju energetska učinkovitost. Nadalje, takva postrojenja mogu biti značajno manja. Očito je kako se na ovakvim skalama ne postižu niske temperature, već je zapravo naglasak na efikasnom odvodu topline, što možda nije direktno u polju kriogenike, ali bi bez nje bilo praktički nemoguće.

Sada ćemo pogledati gdje su u računarstvu niske temperature nezaobilazne, kako smo već u uvodu najavili. Pri višim temperaturama dolazi do energetske fluktuacije i ako želimo raditi s kvantnim sistemima postaje neophodno da se ti sistemi hlade i izoliraju od okoline. Kvantna računala današnjice su pohranjena u kriostatima gdje se hlade na "tik iznad" 0K⁴ pomoću dilucijskog hladnjaka.

Osim problema izolacije sistema od okoline, u kvantnim računalima dolazi do zagrijavanja qubita pri izvršavanju operacija, što može dovesti do fluktuacije gdje se njihovo stanje nasumično promijeni samo od sebe pa takav qubit više neće biti uporabljen za račune. Ova se pojava, koja predstavlja najveću zapreku komercijalnim kvantnim računalima, naziva dekoherencijom te se dosada pokušavala zaobići na dva načina: konstrukcijom algoritama koji nastoje raditi usprkos takvim greškama korištenjem dodatnih qubita ili hlađenjem samih qubita dok je računo operabilno.

Nedavno su istraživači na finskom Aalto sveučilištu **konstruirali hladnjak** na nanometarskoj skali hladeći qubite sljedećim postupkom: oko qubita su dvije vodljive vrpce, od kojih je jedna supravodljiva, a između kojih se održava energetski procjep. Zatim

³Klasično ste možda upoznati s Von Neumannovom arhitekturom računala ili s operacijama koje izvršava procesor kakvog imate u osobnim računalima, ali oni su dizajnirani za generalnu uporabu dok se za specifične operacije mogu konstruirati daleko efikasnija računala specifične namjene otkuda originalno i dolazi naziv superkompjutera

⁴primjerice IBM-ovo računo s 50 qubita se prije rada mora ohladiti do 10mK

se pojedinačni elektroni efektom tunela dovede kroz izolacijski element na vodljivu vrpcu. Uzimajući od qubita potrebnu energiju, elektron prelazi na supravodljivu vrpcu, tako hladeći qubit. Ovako opisana kvantna računala možda ne bude nadu za komercijalnu isplativost, ali postoje nastojanja da se omogući funkcioniranje takvih računala i na visokim temperaturama, pohranjujući qubite u nečistoćama kristalnih rešetki gdje se informacije o stanju qubita čitaju optički.

Primjena hlađenja u satelitskoj spektroskopiji

Kako bi mogli proučavati svojstva i sastav svemira fizičari se često pouzdaju u mjerenja elektromagnetnog zračenja različitih energija. Pokušamo li satelitom mjeriti u infracrvenom djelu spektra odmah ćemo naići na problem, a to je da satelit koji ima temperaturu makar i par kelvina emitira puno više infracrvenog zračenja nego sto dolazi iz svemira pa će zaslijepiti vrlo osjetljivu kameru. Naravno, rješenje leži u hlađenju čitavoga satelita na što nižu temperaturu kriogenetskim tehnikama.

Primjena hlađenja u atomskim satovima i GPS-u

Atomski su satovi trenutno najprecizniji način mjerenja vremena. Toliko su precizni da takav sat gubi sekundu svakih 15 milijardi godina. Slično kako ručni satovi mjere vrijeme oscilacijama kristala kvarca tako atomski satovi mjere vrijeme oscilacijama cezijevih atoma. Koliko god mogli poznavati taj proces za precizna mjerenja potrebno je usporiti atome jako blizu apsolutne nule što se radi laserskim hlađenjem.

Tu je zanimljivo kako je neizbježan dio svakog GPS satelita atomski sat, ključan u preciznom određivanju položaja objekta na zemlji, koje velikim dijelom ovisi o preciznosti samog sata.

Literatura

1. Guglielmo Ventura i Lara Risegar *The Art of Cryogenics*, Elsevier 2008.

2. Bahman Zohuri *Physics of Cryogenics*, Elsevier, Amsterdam, Netherlands 2018.



Uređaji

9	Mikrovalovi	101
10	Radioastronomija	105
11	Fuzija	117
12	Biofizika	125
13	Snopovi molekula	137
14	SQUID	145



9. Mikrovalovi

Klistron (eng. *klystron*) je naprava korištena za pojačavanje elektromagnetskog zračenja u području visokih radiofrekvencija (mikrovalova). Izumili su ga braća Russel i Sigurd Varian 1937. godine na Sveučilištu Stanford. Do pojave klistrona za generiranje radiovalova koristile su se uglavnom Barkhausen-Kurz cijev te tzv. *split-anode magnetron*, od kojih su oboje proizvodili valove male snage. Klistron je prva naprava kojom su se mogli generirati radiovalovi relativno velike snage te je kao takav imao značajnu ulogu u razvoju radara. Treba napomenuti da je klistron dijelom inspirirao razvoj tzv. *cavity magnetron*-a¹ koji su Saveznici tijekom Drugog svjetskog rata koristili u svojim radarima te je on zbog svoje kompaktnosti i mogućnosti da ga se stavi u borbeni avion donio ogromnu prednost Saveznicima. Poslije rata klistron je uznapredovao te je ipak našao primjenu u nekim vrstama radara, ali i za televizijske i radio odašiljače te satelitsku komunikaciju.

Nama ipak najbitnija primjena klistrona je u ravnim akceleratorima čestica s obzirom da takvi akceleratori koriste upravo mikrovalove za ubrzavanje nabijenih čestica. Iako su se mikrovalovi koristili za ubrzavanje čestica i prije pojave klistrona njihova snaga je bila preniska da bi se ostvarile relativističke brzine u linearnim akceleratorima. Sredi-

nom '40-ih godina prošlog stoljeća je klistron našao primjenu u tom području te je taj problem riješen. Linearni akceleratori, a time i klistron potom brzo nalaze primjenu u medicini (radijacijskoj onkologiji) te u visokoenergijskoj fizici.

Princip rada

Klistron je u suštini vakuumska cijev koja ima na jednom kraju emiter elektrona a na drugom kraju kolektor. Negdje po sredini se nalaze dvije međusobno razmaknute rezonantne šupljine (često ih ima i više, no radi jednostavnosti se ovdje zadržavamo na dvije) kao na slici 9.2. Emiter se sastoji od katode i propusne anode (obično je u obliku nekakve rešetke). Katoda se zagrijava te tako sa nje izlijeću elektroni koji se ubrzavaju razlikom potencijala između katode i anode, a kako je anoda propusna elektroni izlijeću u prostor iza nje. Dakle, kontinuirani snop elektrona se ispaljuje iz emitera, prolazi kroz jednu rezonantnu šupljinu, pa kroz drugu te konačno se apsorbira u kolektoru. Kolektor je najčešće jedna anoda na istom naponu kao i anoda u emiteru, tako da se elektroni gibaju konstantnom brzinom između njih.

Dvije rezonantne šupljine su identične i imaju oblik šupljeg torusa koji u sredini ima šuplji disk (slika 9.2). Dio šupljina koji je u obliku diska u sredini nema pune zidove već rešetke tako da elektroni mogu prolaziti

¹1940. Randall i Boot, Sveučilište u Birminghamu



Slika 9.1: Primjer klistrona u jednom linearnom akceleratoru (KEK, Tsukuba, Japan)

kroz šupljina. Tako građene šupljine mogu djelovati kao LC titrajni krug, gdje dio sa paralelnim pločama u obliku diska djeluje kao kondenzator, a torusni dio djeluje slično kao zavojnica. Na prvu šupljinu (*buncher cavity*) se narine ulazni, slabi mikrovalni signal, kojeg želimo pojačati, putem valovoda ili koaksijalnog kabela. Taj signal djeluje kao prisila LC titrajnom krugu, tj. šupljini te je ona građena upravo tako da je njena rezonantna frekvencija jako bliska frekvenciji ulaznog signala. Kad je takvo titranje pobuđeno, između zidova diska (koji djeluje kao kondenzator) postoji alternirajuću napon, a tako i alternirajuće električno polje. Frekvencija te alternacije je frekvencija ulaznog signala.

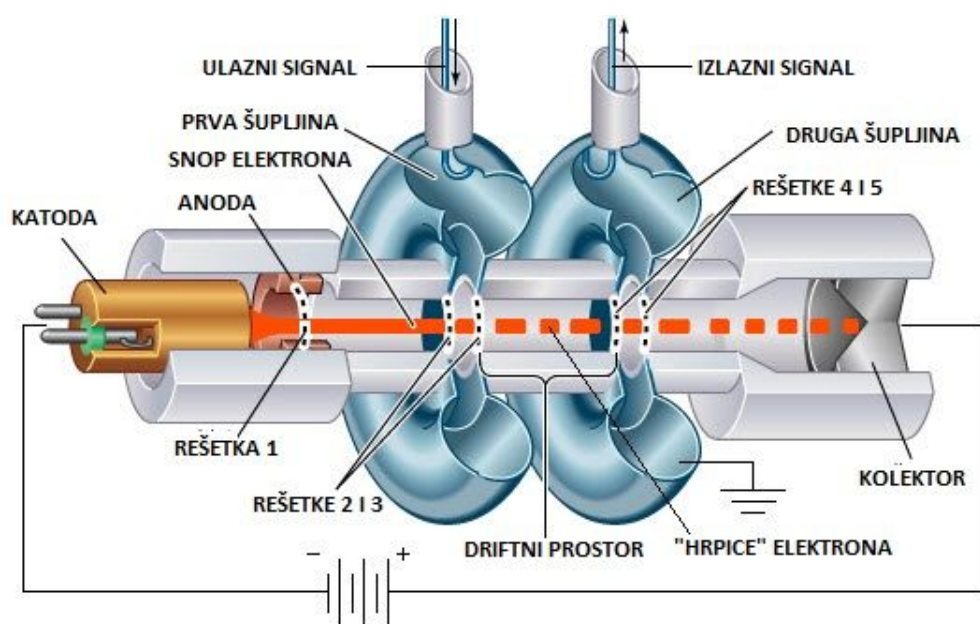
Između te dvije ploče (rešetke) rezonatora se odvija ključna stvar za ovu priču, a to je tzv. modulacija brzine elektrona. Električno polje je oscilirajuće, te kada je ono usmjereno u smjeru brzine elektrona ono usporava elektrone (jer je naboj elektrona negativan), a kada je električno polje

u smjeru obrnutom od brzine elektrona ono ubrzava elektrone. Poanta je da pri izlasku iz prve rezonantne šupljine elektroni imaju različite brzine. U driftnom prostoru (slika 9.2) će oni brži elektroni dostići one sporije ispred sebe, a ti sporiji će se odvojiti od onih bržih elektrona ispred njih. Tako više nemamo kontinuirani snop, već se elektroni grupiraju u hrpice (eng. *bunching*). Druga šupljina (*catcher cavity*) se postavi tako da kad elektroni dođu do nje da su "hrpice" najgušće. Prolazak hrpica kroz drugu šupljinu djeluje isto kao vrsta pobude LC krugu kojeg predstavlja ta druga šupljina. Frekvencija te pobude je frekvencija prolaska "hrpica", koja je ista frekvenciji električnog polja zbog kojeg su nastale, koja je pak ista frekvenciji ulaznog signala. Tada se i u drugoj šupljini između dvije rešetke diska ostvaruje oscilirajuće električno polje i to na način da je polje suprotno smjeru brzine elektrona kada kroz nju ne prolazi ništa, a u smjeru brzine kada kroz nju prolazi "hrpica". Na tu šupljinu je također priključen valovod ili koaksijalni kabel kroz koji onda ide izlazni signal.

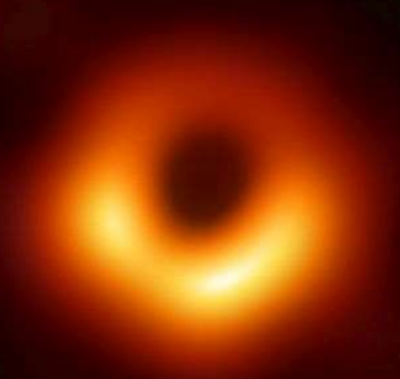
Treba još samo argumentirati zašto bi taj signal bio jači od ulaznog. Vidi se da u prvoj šupljini se jednak broj elektrona ubrza i uspori te je ukupna promjena njihove kinetičke energije nula. No u drugoj šupljini je drugačija stvar. Kako tu elektroni dolaze u "hrpicama" neće ih se jednak broj ubrzati i usporiti. Kada je električno polje suprotno njihovoj brzini tj. kada bi ih se trebalo ubrzati u šupljini je jako malo elektrona jer je to trenutak između dvije "hrpice". No kada je električno polje u smjeru brzine tada se u šupljini nalazi "hrpica" te je jako puno elektrona tada usporeno. Na kraju puno više elektrona biva usporeno nego ubrzano te je ukupna kinetička energija snopa umanjena, a ta razlika je pretvorena u energiju zračenja.

Literatura

- 1.
- 2.



Slika 9.2: Shema klistrona s dvije rezonantne šupljine



10. Radioastronomija

Kada govorimo o radioastronomiji, dvije su stvari koje bi na početku trebalo naglasiti. Prvo, radi se o detektiranju posebne vrste elektromagnetskih valova - radiovalova, čiji se izvor ne nalazi na Zemlji. Drugo, ti valovi mogu sadržavati informaciju o prošlosti, sadašnjosti i budućnosti svemira, njegovom funkcioniranju te poznatim i nepoznatim strukturama koje se ondje nalaze.

No, što uopće znači, da je elektromagnetski (EM) val, radioval? Svaki se val, pa tako i EM, propagira nekom frekvencijom, odnosno brojem oscilacija u sekundi, kojoj je pridružena određena valna duljina. Stoga EM valove možemo klasificirati prema njihovim valnim duljinama. Na slici 10.1 prikazan je cijeli EM spektar. Radiovalovi su oni EM valovi čija je valna duljina veća od 1 mm. Svjetlost koju vidimo također je EM val i obuhvaća dio spektra valnih duljina od 400 nm do 700 nm, što je puno manje od valne duljine radiovalova.

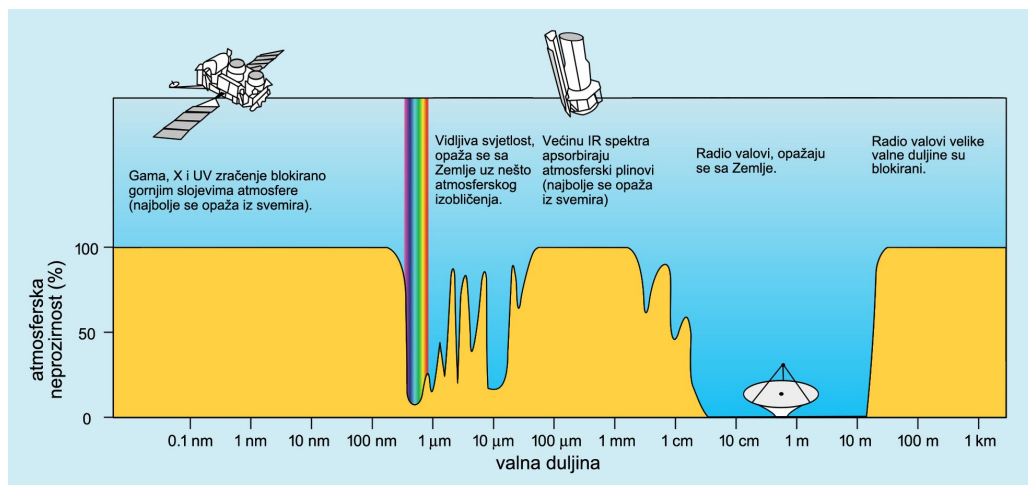
Radioastronomija je grana znanosti koja počiva na proučavanju elektromagnetskih valova u radiovalnom području. Za proučavanje takvih elektromagnetskih valova koriste se radio teleskopi. To su uređaji koji, upereni u nebo, "oslušuju zvukove" iz dubina našeg svemira. Spektar elektromagnetskog valova prikazan je na 10.1, na kojem je prikazano područje koje obuhvaća radioastronomija.

Prednost radiastronomskih istraživanja upravo je valna duljina radio valova, koja

je veća od 1 mm. Tako radio valovi, bez interferencije, mogu prolaziti kroz materiju, međuzvjezdanu ili galaktičku prašinu, maglice ispunjene plinom te mogu otkriti razne, našim očima, skrivene objekte. Tako su 60-ih godina otkriveni kvazari, pulsari, kozmičko mikrovalno zračenje, te početkom 21. stoljeća i realna slika crne rupe.

Gledajući razvoj astronomije kroz povijest, do 1931. istraživanja su se bazirala isključivo na promatranju vidljivih objekata na noćnome nebu, bilo golim okom, bilo dalekozorom ili teleskopom. Iako je u dvadesetom stoljeću pojam čitavog EM spektra već bio poznat, nikome nije palo napamet da svemir do Zemlje odašilje i ono nevidljivo zračenje. Štoviše, prvo zračenje radiovalova iz svemira zabilježeno je sasvim slučajno.

Već spomenute 1931. godine Karl G. Jansky radio je kao inženjer za jednu američku tvrtku gdje je bio zadužen za proučavanje učinka oluja na transatlantske prijenose radiotelefonskih signala. Ondje je izgradio veliku antenu podešenu da bilježi radijaciju valne duljine 14.6 m. Promatrajući dobivene zapise, zamijetio je dio signala koji nije mogao pripisati niti nasumičnom šumu, niti olujama. Ubrzo je uočio da se taj nepoznati signal postepeno mijenja, prolazeći kroz gotovo pun ciklus svaka 24 sata. Već iz ovoga bi se dalo zaključiti da je nepoznati izvor nekako povezan s rotacijom Zemlje. Na prvi pogled moglo bi se pomisliti da dolazi sa



Slika 10.1: Elektromagnetska »prozirnost« naše atmosfere

Sunca, no signal se svakog dana javljao 4 minute ranije. Taj kraći ciklus od točno 23 sata i 56 minuta ne odgovara solarnom danu, već jednoj rotaciji Zemlje s obzirom na zvijezde. Ono što je Jansky iz toga zaključio jest da izvor neobičnog signala mora biti puno dalje od Sunca. Modernim istraživanjima godinama kasnije potvrdit će se da je Janskyjev teleskop bio uperen točno u centar naše galaksije (Sagittarius A*), a za zabilježeno zračenje smatra se da dolazi od crne rupe koja se ondje nalazi! Ovaj događaj, poznat kao Janskyjev eksperiment, označava početak radioastronomije.

Nakon Janskijevog otkrića radioastronomija je neko vrijeme stagnirala. Njen napredak naglo započinje nakon Drugog svjetskog rata te se nastavlja sve do danas, kada je razvijanje inovativnih metoda u ovom području jedan od ključnih preuvjeta za nova otkrića.

Sada preostaje objasniti onaj zanimljiviji dio radioastronomije, koji govori kako se iz činjenice da je od nekud na obzoru zabilježen nekakav signal dade razlučiti o tome što se nalazi daleko u svemiru.

Mehanizmi zračenja i proučavanje signala

EM valove možemo razlikovati po njihovim valnim duljinama tj. frekvencijama. Veza

između frekvencije i valne duljine jest jednoznačna i dana je disperzijskom relacijom:

$$v = \lambda f \quad (10.1)$$

gdje je λ valna duljina, f frekvencija, a v brzina EM vala u mediju unutar kojeg se taj val propagira. Od svih mogućih valnih duljina nama će najbitnije biti područje od oko 1 mm pa nadalje, što je ekvivalentno frekvencijama od oko 300 GHz pa naniže jer je to područje radiovalova. Zbog svojih velikih valnih duljina, radiovalovi koji dolaze iz svemira, lako prolaze kroz Zemljinu atmosferu. Budući da su radioteleskopi velikih dimenzija, odsustvo potrebe za njihovim slanjem u orbitu je veliko olakšanje u praksi.

Za početak, pogledajmo što su zapravo izvori EM zračenja? Prvo, u najjednostavnijoj slici, reći ćemo da atomi i čestice mogu zračiti. U mehanizme, kako se i zašto to događa, nećemo ulaziti jer izlaze iz okvira ovoga teksta. Bitno je za shvatiti da sva materija ima mogućnost emitirati EM valove. Tu spadaju, na primjer, zvijezde, međuzvjezdane materija, galaksije itd.

Zračenje se može podijeliti na termalno i ne-termalno zračenje. Termalno zračenje dolazi od svih tijela koja imaju temperaturu veću od apsolutne nule ($-273.15\text{ }^{\circ}\text{C} = 0\text{ K}$) i ovisi o temperaturi tijela, tj. toplije tijelo zračiti će drugačije od hladnijeg. S druge

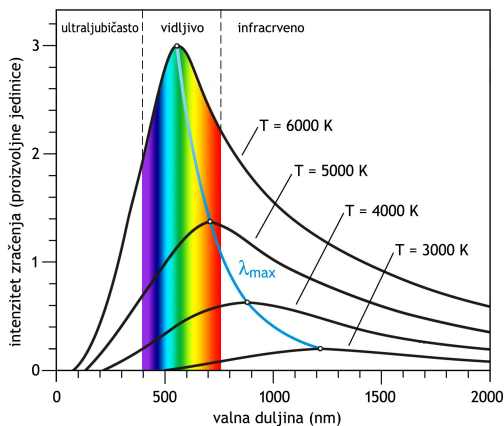
strane, ne-termalno zračenje ne ovisi o temperaturi tijela. Jedan primjer ne-termalnog zračenja je sinkrotrono zračenje koje dolazi od nabijenih čestica koje, kada budu ubrzane magnetskim poljem, emitiraju EM valove. Neovisno o vrsti, opažanjem i analiziranjem EM valova možemo saznati puno o strukturi(i/ili svojstvima) tijela koje ga je emitiralo. Također, bitno je za napomenuti da tijela, općenito, ne zrače samo jednom valnom duljinom, nego su u njihovom spektru zastupljeni valovi svih valnih duljina. Kolika će biti zastupljenost pojedinih EM valova, ovisi o temperaturi tijela. Planckov zakon upravo nam daje odgovor na to pitanje.

Prije nego objasnimo malo detaljnije Planckov zakon, uvesti ćemo pojam crnog tijela i termodinamičke ravnoteže. EM valovi mogu biti apsorbirani i reflektirani od nekog tijela. Tijelo koje apsorbira svo upadno EM zračenje naziva se crnim tijelom. Takva tijela u prirodi ne postoje jer svatko tijelo barem malo reflektira upadno zračenje. Ipak, pojam crnog tijela je jako bitan u teorijskim razmatranjima i dosta dobra aproksimacija za neke realne situacije npr. zvijezde. U kontekstu crnog tijela, termodinamička ravnoteža znači da će crno tijelo zračiti (ako se nalazi na temperaturi različitoj od apsolutne nule) istu količinu energije kao što će i apsorbirati. Zamislimo sljedeću situaciju. Imamo crno tijelo na temperaturi apsolutne nule, to znači da nema termalnog zračenja koje dolazi od njega. Tada na njega uperimo lampu i ono počinje apsorbirati svo upadno zračenje (jer je to definicija crnog tijela), a time mu počinje rasti temperatura. Kako mu raste temperatura tako ono počinje zračiti. Temperatura raste sve dok se ne uspostavi termodinamička ravnoteža tj. dok crno tijelo ne počne zračiti istu količinu kao što i apsorbira.

Planckov zakon ima svoju točnu matematičku formulaciju:

$$I(f, T) = \frac{2hf^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{hf}{k_B T}} - 1}, \quad (10.2)$$

gdje je f frekvencija EM vala, T temperatura crnog tijela, h Planckova konstanta, c



Slika 10.2: Grafički prikaz Planckova zakona za crna tijela različitih temperatura. Bitno je za primjetiti da tijela veće temperature više zrače u području manjih valnih duljina.

brzina svjetlosti i k_B Boltzmannova konstanta. Sadržaj gornje relacije objasniti ćemo riječima. Za crno tijelo na nekoj temperaturi, koje je u termodinamičkoj ravnoteži, postoji točna raspodjela energijske gustoće tj. znamo kojom energijom tijelo zrači na pojedinim frekvencijama. Na slici 10.2 nalazi se raspodjela zračenja za crna tijela na različitim temperaturama. Bitno je za primijetiti da sa porastom temperature tijela više zrače u području većih frekvencija tj. manjih valnih duljina. Malo konkretnije, to bi značilo da će jedino jako hladna tijela imati dominantno zračenje u radio području.

Kao što smo već rekli, crna tijela su idealizacija koje nema u prirodi, ali dobra aproksimacija za, na primjer, neke zvijezde. Tako analiziranjem zračenja sa zvijezde, u različitim dijelovima EM spektra, možemo odrediti njezinu temperaturu.

Još jedan zanimljiv mehanizam zračenja je tzv. spektralna emisija atoma. Unutar atoma, energije elektrona koje se ondje nalaze mogu poprimiti samo određene, diskretne vrijednosti karakteristične tom atomu. Gledajući u vremenu, elektroni neće stalno imati istu energiju, već će prelaziti iz jednog energetskeg stanja u drugo. Da bi prešao iz nižeg u više stanje, mora primiti točno onoliko energije kolika je razlika ta

dva energetska stanja. Isto tako, kada se iz višeg stanja vraća u niže, istu količinu energije će emitirati. Energija se emitira u obliku fotona te je s njegovom valnom duljinom povezana preko izraza:

$$\Delta E = \frac{2\pi\hbar c}{\lambda}. \quad (10.3)$$

Kod neutralnog vodika razlika energije, tj. pripadna valna duljina fotona je u radiopodručju i iznosi 21.11 cm. Prema tome, uperimo li prema nebu teleskop osjetljiv na valne duljine od ~21 cm, bilježenjem intenziteta zaprimljenih signala možemo zaključiti gdje se u svemiru ovakav vodik nalazi, što je vrlo bitna spoznaja jer je on sastavni dio međuzvjezdanog plina.

Ono što se također mora uzeti u obzir kod proučavanja signala jest Dopplerov efekt. To je modifikacija stvarne frekvencije zračenja nekog izvora koja se javlja kao posljedica gibanja tog izvora.

Naime, ukoliko izvor stoji te se udaljenost između njega i opažača (radioteleskopa) ne mijenja, opažatelj će mjeriti stvarnu frekvenciju. Ukoliko se udaljenost između njih smanjuje, tj. izvor se giba ususret opažaču, opažena frekvencija biti će veća nego što zapravo jest. Suprotno tome, ako se udaljenost povećava, dakle izvor se odmiče od opažača, opažena frekvencija će biti manja.

Učinak Dopplerovog efekta na opaženi spektar zračenja je pomak prema crvenom dijelu u slučaju udaljavanja izvora (crveni pomak) ili pomak prema plavom dijelu za slučaj približavanja (plavi pomak). Na temelju zabilježenog pomaka možemo dobiti informaciju o brzini promatranog objekta, no ova opažanja ograničena su na poznavanje isključivo komponente brzine paralelne s linijom duž koje gledamo.

Za većinu izvora u svemiru zabilježen je crveni pomak. Tek mali udio, uglavnom bližih objekata pokazuje plavi pomak. To je posljedica širenja svemira - kako se svemir širi, prostor između Zemlje i ostalih objekata se konstantno povećava. Kod bližih izvora se može zamjetiti plavi pomak jer je relativno udaljavanje dva objekta koji su blizu sporije

nego kada su daleko pa do izražaja mogu doći i gibanja koja nisu povezana sa širenjem svemira.

Kombinacijom spoznaje o karakterističnoj 21 cm valnoj duljini vodika i proučavanja crvenog i plavog pomaka može se detektirati položaj i brzina plina u svemiru te, dodatnom analizom i usporedbom podataka, zaključiti mnogo o kinematici svemirskih struktura, primjerice galaktičkih spirala.

Ovdje navedeni mehanizmi samo su dio ogromne količina zanimljivih i korisnih informacija koje EM valovi donose. Njihovim analiziranjem možemo saznati puno o tajnama svemira, a da zapravo nismo ni napustili Zemlju.

Radioteleskopi

Mjerno područje i komponente radioteleskopa

Tipični radioteleskop može se podijeliti u 3 osnovna dijela:

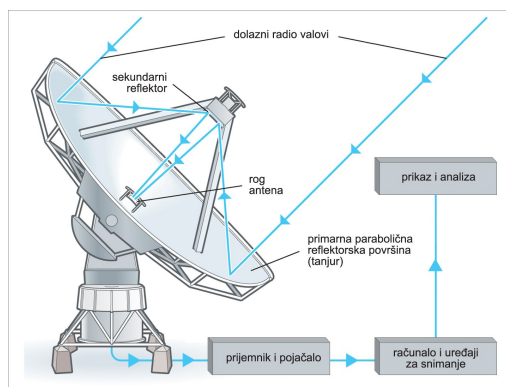
- Antena
- Radiometar - prijemnik s jedinicom za obradu signala
- Čitač signala

Zbog prirode radiovalova koji su, kao što smo već rekli, EM valovi velikih valnih duljina, radioteleskopi trebaju biti što veći. Na primjer, za postizanje razlučivosti koja bi bila usporediva s optičkim teleskopima, radioteleskopi moraju biti puno veći. Također, svemirski radio izvori su općenito slabi te nam je zbog toga potrebna velika površina koja ima mogućnost prikupiti što više upadnog zračenja. Olakšavajuća okolnost jest što prilikom izrade reflektivnih površina, preciznost izrade mora biti barem par puta manja od valne duljine upadnog vala. To ide u korist radiovalovima s obzirom na njihovu veliku valnu duljinu. Zato su optički teleskopi puno manji. Naime, jako je teško napraviti veliko zrcalo čije će nepravilnosti biti reda veličine par stotina nanometara. Za usporedbu, radioteleskopi koji detektiraju radiovalove od 7mm trebaju imati preciznost površine unutar 1-2mm. Zanimljivo je za napomenuti da antene ne moraju biti napravljene od punog

materijala. Često se koriste rešetke koje će smanjiti masu radioteleskopa. Refleksija pomoću rešetke je moguća zbog velike valne duljine radiovalova jer nisu u mogućnosti proći ni kroz makroskopske procijepe.

Nakon što se upadno zračenje odbije od reflektivne površine ono biva fokusirano u jednu točku. U tu točku postavlja se prijemnik. Prijemnik prebacuje zračenje u električni signal i pojačava ulazni signal. Kako bi smanjili šum glavnom signalu, prijemnik se hladi na jako niske temperature (10 K). Time se uklanjaju smetnje uzrokovane termalnim titranjem atoma. Pomoću optičkih kablova signal se prenosi dalje do računala gdje se u konačnici pohranjuje za obradu.

Antene



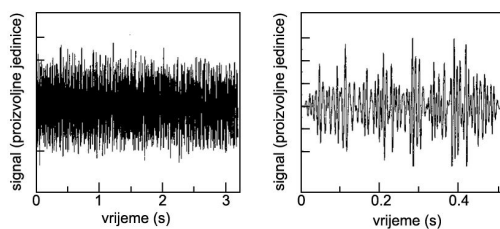
Slika 10.3: Shema tipičnog radioteleskopa. Velika parabolna antena prikuplja dolazne radio valove i fokusira ih na manju, rog antenu, koja signal odašilje prema radio prijemniku.

Antena je najčešće metalni uređaj koji se sastoji od odašiljača i prijemnika. Prijemnik prima radiovalove koji proizvode električnu struju u žicama, te se ona pojačava i iz nje nastaje signal. Odašiljač je taj koji električnim silama gura elektrone u žicama na titranje, te oni proizvode radiovalove i odašilju ih u svemir. Ako pak želimo osluškivati svemir, svoje antene, odnosno teleskope poželjno je uperiti u nebo, tj. prema izvoru zračenja. Na taj način možemo dugotrajnim osluškivanjem (ekspozicijom) odgonetnuti i

najtiše svemirske izvore. Postoje razni oblici antena, ovisno o fenomenu koji se želi proučavati. Antene radioteleskopa na različitim lokacijama moguće je i umrežiti te na taj način omogućiti naprednija opažanja koja nebi bila moguća samo s jednim radioteleskopom.

Radiometar i obrada radio signala

Kad uperimo teleskop u područje neba gdje postoje radio izvori, signal koji bilježimo nosi sa sobom brojne informacije. Osim informacija o samom radioizvoru ti signali nam omogućuju i da saznamo što se događa u svemiru na putu od izvora do Zemlje. Promatrajući kako se signal izmjenio na putu do nas zaključujemo o magnetskim poljima koja ispunjavaju prostor, a s kojima je zračenje međudjelovalo. Također možemo zaključiti o kretanjima međuzvezdane tvari koja se našla na putu zračenju. Ipak, da bismo mogli napraviti obradu signala i dobiti željene podatke za početak u ukupnom pristiglom zračenju moramo odvojiti čisti signal od toplinskog šuma - nasumičnog signala koji potječe od toplinskog zračenja izvora u blizini same antene te nesavršenosti u uređajnim komponentama teleskopa. Problem je, međutim da su oba ova signala nasumične prirode te se ne razlikuju puno po snazi zračenja (amplitudi) odnosno teško je odvojiti što je šum, a što radio signal kao što je prikazano na slici 10.4.



Slika 10.4: Filtriranje bijelog šuma kroz Buterworthov filter

Mala snaga onemogućava izravno detektiranje signala, a nasumična priroda otežava odvajanje signala od šuma. Upravo zato antenom zaprimljeni radio signal zahtjeva 'poseban tretman'. To znači da je potreban

specifičan način obrade signala po dolasku iz antene, a prije no što se on preusmjeri dalje prema čitaču (indikatoru) koji će izmjeriti njegove karakteristike. Radiometar, kao komponentna radioteleskopa vrši upravo tu pripremu signala, a ona redom podrazumijeva sljedeće:

- **Uklanjanje šuma**

Ovaj dio procesuiranja radi komponenta radiometra koja se naziva filtrom. U posljednje vrijeme unaprijeđuju se tehnike raspoznavanja šuma od radio signala primijenom metoda strojnog učenja.

- **Podešavanje frekvencije (valne duljine) signala**

Raspon frekvencija dolaznog vala podešava se mikserom koji dolazni signal miješa sa signalom pomoćne komponente - lokalnog oscilatora. Ovaj proces potreban je kako bi frekvencije dolaznih radio signala mogli pomaknuti prema frekvencijama na kojima je lakše obraditi i digitalizirati signal.

- **Pojačanje signala**

Jačanje snage (amplitude) slabog radio signala vrši se pomoću komponente radiometra koja se naziva pojačalo

- **Kvadriranje signala**

Kvadriramo amplitudu signala kako bi izlazni napon bio proporcionalan ulaznoj snazi signala što nam omogućuje izravno detektiranje snage

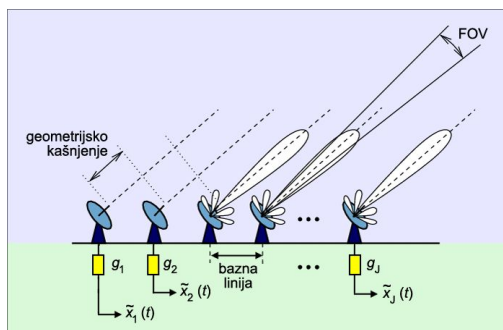
- **Integriranje signala**

Izgladivanje brzo varirajućeg signala.

Komponente radiometra zajedno sa funkcijama koje obavljaju prikazane su na slici 10.3. Dizajn i funkcija radiometra nešto se razlikuje za radioteleskope različitih vrsta.

Interferometrija

Jedan od značajnijih pomaka u razvoju radioastronomije je pojava tehnike radiointerferometrije 1946. godine koja se razvila zbog potrebe postizanja razlučivosti veće od one koju su mogli postići tadašnji radioteleskopi. Razlučivost teleskopa definira se kao sposobnost teleskopa da razlikuje dva vrlo bliska objekta te je dana formulom:



Slika 10.5: Shematski prikaz radio interferometra

$$\theta = 1.22 \frac{\lambda}{D} \quad (10.4)$$

gdje je θ kutna razlučivost, λ valna duljina svjetlosti, a D veličina teleskopa. Vidimo da je za bolju razlučivost potreban veći teleskop. Tehnika interferometrije je kombiniranje signala dvaju ili više manjih radioteleskopa koji su međusobno udaljeni čime se dobiva rezolucija kao da se koristi jedan veći teleskop. Povećanje rezolucije je posljedica interferencije valova signala različitih teleskopa po principu da se valovi koji imaju jednake faze zbrajaju (konstruktivna interferencija), dok se valovi suprotnih faza međusobno poništavaju (destruktivna interferencija). Dva teleskopa koja su uperena prema nekom objektu na nebu promatrat će taj objekt s pozicija koje se međusobno razlikuju. Zbog toga će svjetlost s promatranog objekta doći do jednog od teleskopa malo ranije u odnosu na drugi teleskop. Iako je ta vremenska razlika vrlo mala, nije zanemarljiva, stoga će kombiniranjem signala dvaju teleskopa ti signali interferirati i dobit će se zamućeni konačan signal. Međutim, preciznim usklađivanjem vremena i obradom podataka, može se dobiti ukupni signal pomoću kojeg dobivamo kvalitetniju sliku. Zbog tog principa, kombiniranjem više radioteleskopa u mrežu dobivamo promatranje koje je ekvivalentno onome koje je izvršio jedan teleskop promjera jednakog najvećoj udaljenosti između teleskopa u mreži - tzv. duljina baze. Prema tome, ako u gornju formulu umjesto

veličine D uvrstimo najveću duljinu baze, vidimo da se bolja rezolucija postiže povećanjem razmaka između radioteleskopa, što je jednostavnije i jeftinije od izgradnje jednog vrlo velikog radioteleskopa. Teleskopi koji se koriste u interferometriji obično zauzimaju pravilan raspored (npr. u obliku slova Y, kruga i sl.) čime se postiže više različitih duljina baze, a time i veća kvaliteta slike.

Dugobazična interferometrija ili VLBI - *Very Long Baseline Interferometry* svoju pojavu duguje razvoju preciznih atomskih satova te postupku nezavisnog snimanja primljenog signala. To je vrsta astronomske interferometrije kod koje svaki teleskop zasebno pohranjuje primljeni signal zajedno s informacijom o vremenu zaprimanja tog signala koje mjeri vrlo precizan i stabilan atomski sat, nakon čega se svi podaci prenose na lokaciju korelatora gdje se vrši njihova obrada. Na taj način nestaje potreba za međusobnim fizičkim povezivanjem radioteleskopa koaksijalnim kabelima, optičkim vlaknima i sličnim prijenosnim sredstvima, čime se može dodatno povećati udaljenost među teleskopima koji sudjeluju u interferometriji, a time i rezolucija. Primjeri mreža teleskopa koji se služe tehnikom VLBI su Karl G. Jansky Very Large Array (VLA), New Mexico, SAD koji se sastoji od 27 teleskopa postavljenih u obliku slova Y te European VLBI Network (EVN) - najosjetljivija mreža teleskopa na svijetu čije se komponente nalaze većinom u Europi i Aziji. Osim promatranja izvora radiovalova u svemiru, dugobazična interferometrija se koristi i u astronomiji pri proučavanju rotacije Zemlje te u geodeziji kod promatranja pomicanja tektonskih ploča. Također, tehnika dugobazične interferometrije je upotrebljena i 2017. godine kod dobivanja prve slike crne rupe u središtu galaksije Messier 87.

Otkrića

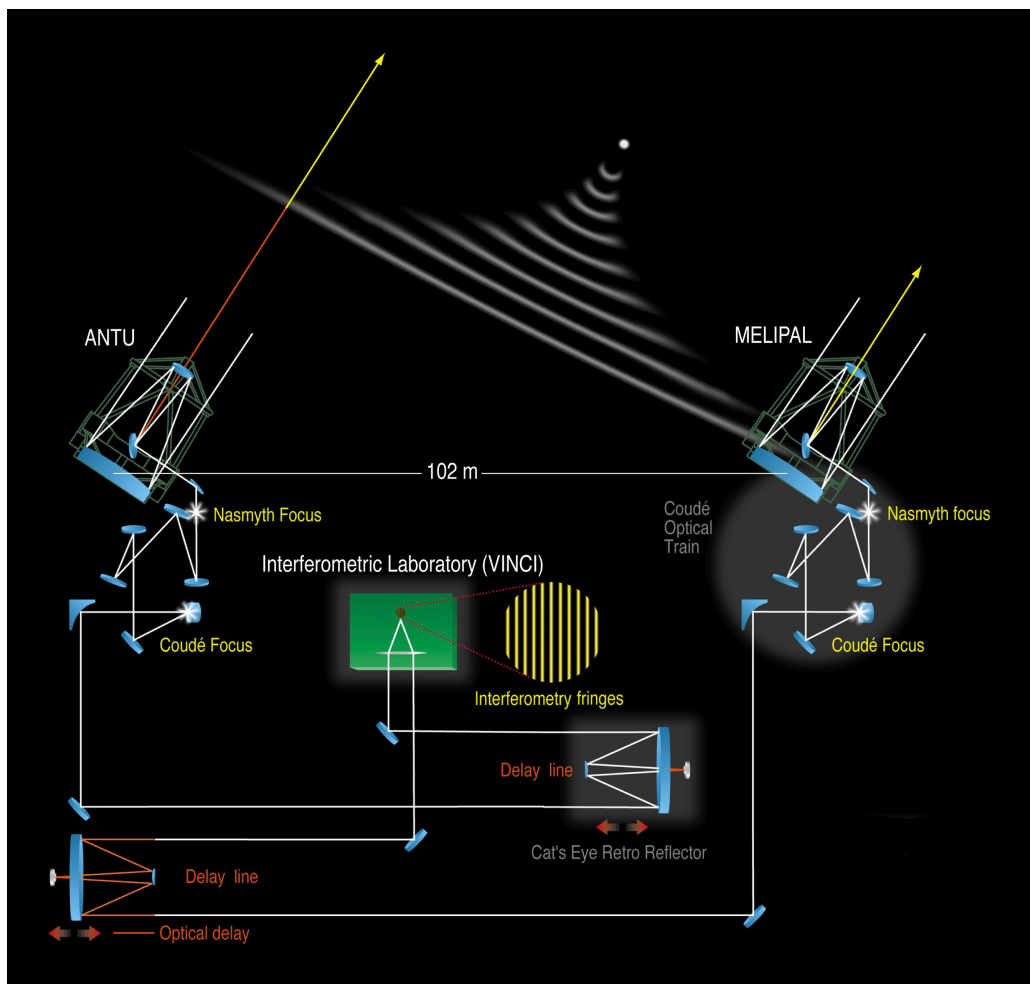
Kozmičko zračenje 3K

Kozmičko pozadinsko zračenje je elektromagnetsko zračenje u mikrovalnom spektru koje dolazi na Zemlju iz svemira, jednoliko iz svih

smjerova, temperature od prilike 3 kelvina. Objašnjenje ovog fascinantnog fenomena jednako je zanimljivo kao i priča o otkriću istog. Teško je prenatglasiti važnost ovog otkrića za znanost, te općenito na čovjekovo shvaćanje kozmosa i svog mjesta u njemu. Također, astronomi koji su došli do ovog otkrića, odličan su primjer etike kakvu bi trebao imati svaki istraživač.

Priča o otkriću kozmičkog mikrovalnog zračenja započinje 1965. godine kada su američki radioastronomi Arno Penzias i Robert Wilson prvi put u nebo usmjerili vrlo osjetljivi, 6 metara širok novokonstruirani paraboloidni rog-radioteleskop. Njihov teleskop originalno je izgrađen za detekciju radio valova odbijenih od balona za komunikaciju. Međutim na njihovo iznenađenje, antena je detektirala signal i kad su je okrenuli u nasumce odabranom smjeru. To ih je navelo na daljne istraživanje, kojim su utvrdili da se taj slabi signal pojavljuje cijelo vrijeme jednako, bez obzira u kojem je smjeru okrenuta antena. Kao dobri istraživači, prije objavljivanja bilo kakvih podataka, Penzias i Wilson prvo su pretpostavili da se radi o njihovoj grešci te su napravili temeljitu provjeru svojih metoda. Nakon eliminiranja efekata od obližnjih radara, radio tornjeva i svega ostalog čega su se mogli sjetiti da bi moglo imati utjecaj, krenuli su preispitivati valjanost svojih instrumenata. Nakon detaljne provjere svih instrumenata, temeljitog čišćenja antene, hlađenja recivera na 4.2 kelvina tekućim helijem, otišli su i tako daleko da su relocirali obližnja ptičja gnijezda. Nakon svega, slab misteriozan signal i dalje je dolazio sa svakog dijela neba. Sada već sigurni u pouzdanost svojih podataka, Penzias i Wilson spremni su podijeliti rezultate svojih mjerenja s ostatkom znanstvene zajednice. Ubrzo, stupaju u kontakt s teoretičarima na obližnjem sveučilištu Princeton, koji imaju teoriju koja objašnjava misteriozni signal, a ova mjerenja su upravo dokaz koji je njihovoj teoriji nedostajao.

Kozmičko mikrovalno zračenje nepobitan je dokaz teorije velikog praska, teorije koja objašnjava evoluciju svemira iz ekstremno



Slika 10.6: Ova slika predstavlja VLT interferometar koji kombinira svjetlosne zrake sa dva 8,2 metarska teleskopa. Instrument VINCI koji nalazi se u zajedničkom žarištu interferometrijskog laboratorija. *Izvornik i kredit: European Southern Observatory*

gustog i vrućeg stanja kakvo je postojalo pred 13,8 milijardi godina u stanje kakvo vidimo danas. U ekstremnim uvjetima mladog svemira kada je cijeli bio ispunjen gustom i vrućom plazmom svjetlost se nije mogla slobodno propagirati. Širenjem svemira temperatura se smanjivala te je u jednom trenutku pala ispod 3000 kelvina. Tada se svemir dovoljno ohladio da bi se gusta plazma nabijenih čestica (protona i elektrona) počela kondenzirati u neutralni vodik. U tom trenutku svemir prvi put postaje proziran, a sva svjetlost do tada zarobljena u plazmi

sada postaje slobodna, te kreće na 13,8 milijardi godina dugo putovanje prema Zemlji. Kozmičko zračenje u biti je najstarije elektromagnetsko zračenje koje postoji u kozmosu, a naša mjerenja istog su zapravo slike svemira u kolijevci. U trenutku kada je kozmičko zračenje nastalo bilo je u termalnoj ravnoteži s okolnom plazmom. Razlog zašto danas to zračenje mjerimo na temperaturi od 3 kelvina je taj što se od tog trenutka do danas vidljivi dio našeg svemira proširio oko 1100 puta. Kako se svemir širio, skupa sa sobom rastegnulo je i kozmičko zračenje koje

se kroz njega propagiralo.

Za ovo otkriće 1978. godine Penzias i Wilson nagrađeni su Nobelovom nagradom, no možda još bolje priznanje za njihov doprinos je činjenica da se i danas, mnogo godina nakon njihovih mjerenja, i dalje intenzivno ponavljaju ista mjerenja koja su i oni radili, samo sa sve većom preciznošću. Danas se takva mjerenja obavljaju uz pomoć satelita, kako bi se u potpunosti eliminirali doprinosi atmosfere. Rezolucija i preciznost današnjih mjerenja neizmjerljivo je bolja od onih prvih. Ta mjerenja osim što su izuzetno važna za kozmologe, bude i velik interes kod svih drugih teoretskih fizičara zato što mnoge suvremene još nedokazane teorije u fizici zahtijevaju ekstremnije uvjete nego što smo kao čovječanstvo trenutno ili u bliskoj budućnosti sposobni stvoriti na Zemlji kako bi se one dokazale. Takvi uvjeti postojali su netom prije stvaranje kozmičkog zračenja, te postoji nada da su ostavili svoj otisak na finim fluktuacijama u temperaturi istog. Sigurno je dakle, da će kozmičko zračenje ostati aktualni predmet istraživanja još dugo vremena i u budućnosti.

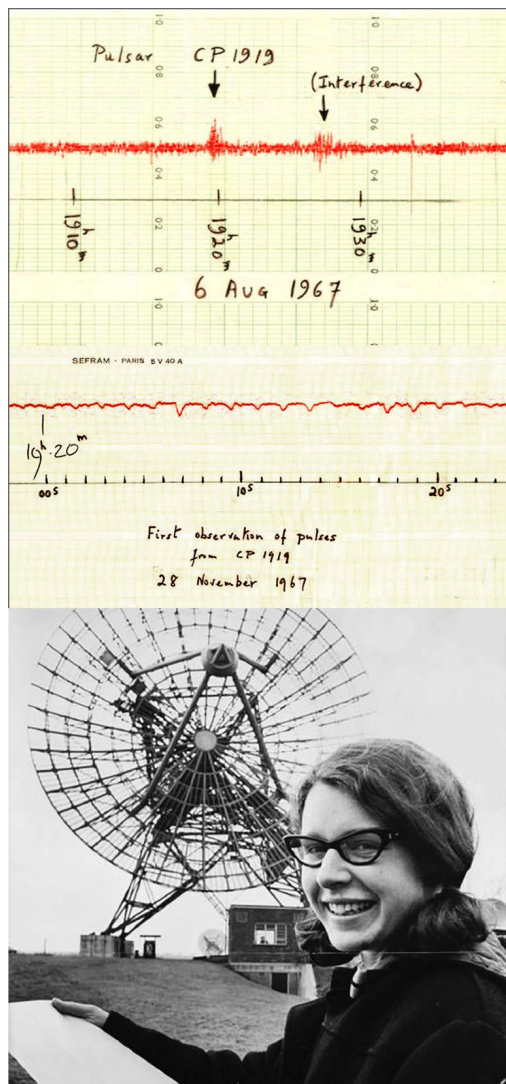
Kvazari, pulsari

Početak 20. stoljeća bio je prekretnica za razvoj astronomije. Tehnologija, koja je svakodnevno napredovala, omogućavala je astronomima da promatraju svemir kao nikada ranije. Ubrzo su se počeli otkrivati novi neotkriveni objekti. Već su tako, 60 – ih godina pomoću teleskopa, uočeni objekti nazvani kvazi - stelarni objekti - kvazari. To su vrlo svijetle aktivne galaktičke jezgre u čijim se središtima nalazi supermasivna crna rupa čija je masa i do milijardu puta veća od mase našeg Sunca. Do danas ih je otkriveno nešto više od 500 000. Najzaslužniji za otkrića je optički, 2.5 m, širokokutni teleskop „Sloan Digital Sky Survey“ ili skraćeno „SDSS“ koji je smješten u Novom Meksiku u Sjevernoj Americi. Analiziranjem podataka sakupljenih pomoću teleskopa i spektralnim analizama ovih objekata, uočen je Dopplerov pomak prema crvenom. Iako vrlo poznat po tome što se javlja u svakodnevnom životu,

kad pokraj promatrača prolazi vozilo s upaljenom sirenom, Dopplerov efekt postoji i za svjetlost. Crveni pomak u spektru, otkriva nam da se objekti udaljavaju od nas.

Iznenadenje je izazvalo otkriće da se udaljeniji objekti brže udaljavaju. To je direktan dokaz da se svemir (prostor) širi. Kvazari, kao vrlo masivni objekti, zaslužni su tako i za potvrdu Einsteinove opće teorije relativnosti. Pomoću njih je 1979. otkriven efekt gravitacijske leće. Danas se aktivne galaktičke jezgre u radio području, proučavaju i u Hrvatskoj. Ranija otkrića kvazara potaknula su gradnju novih radio teleskopa za promatranje svemira. Tako je 1967. godine sagrađen „Interplanetary Scintillation Array“ ili „IPS Array“ radio teleskop, u Cambridgeu, u Velikoj Britaniji. Rasprostirao se na 1.6 hektara, a sastojao se od 4096 dipolnih antena te je radio na frekvenciji od 81.5 MHz. Ubrzo nakon gradnje, Jocelyn Bell Burnell, znanstvenica koja je radila na teleskopu, analiziravši spektar (10.7), otkrila ponavljajući signal koji dotad nije zabilježen. Signal, dužine 1.33 s, je nazvala LGM – 1 (eng. little green men), jer izvor signala nije bio poznat. Kasnije je odbačena hipoteza o izvoru s inteligentnog izvora. Otkrila je pulsar nazvan PSR B1919+21. Za to je otkriće njezin mentor, Antony Hewish, 1974. primio Nobelovu nagradu.

Pulsari su brzo rotirajuće neutronske zvijezde s izrazito velikim magnetskim poljem (10^8 T) ili bijeli patuljci koji sa svojih polova izbacuju zračenje u snopovima. Neutronske zvijezde vrlo su masivni objekti čiji je promjer nekoliko desetaka kilometara. Imaju izrazito kratak period rotacije, svega nekoliko milisekundi ili sekundi. Pulsari nastaju velikim i izrazito energetičnim eksplozijama zvijezda u svemiru koje se zovu supernove. U središtu preostane neutronska zvijezda koja se zbog očuvanja angularnog momenta počinje rotirati vrlo velikim brzinama baš kao i plesač na ledu kad sklopi ruke te radi piruetu. Prilikom eksplozije zvijezde, ona emitira više energije nego čitava galaksija. Tako je 1054. godine zabilježena eksplozija u zvijezdu Taurus. Kineski astronomi za-



Slika 10.7: Signal pomoću kojeg su otkriveni Pulsari, 1967. godine u Cambridgeu. **Više o otkriću!**

bilježili su ovaj događaj urezivši u stijenu položaje Sunca, Mjeseca i supernove. Modernim tehnikama ustanovljeno je da je tri tjedna nakon eksplozije bila vidljiva svijetlost, jaka gotovo kao i mjesec. Tek je u moderno doba otkriveno da je u središtu te tzv. "rakove maglice" pulsar koji rotira gotovo 30 puta u sekundi.

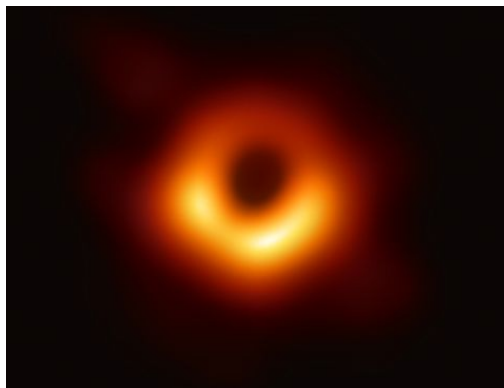
Slika crne rupe

Od svih neobičnih i intrigantnih pojava i objekata koje čovjek od svojih početaka otkriva kao dio svemira, crne rupe su zasigurno jedna od najzanimljivijih. To su objekti koji su toliko masivni da ništa, pa čak ni svjetlost, ne može izbjeći njihovu gravitacijsku privlačnost ako se nalazi dovoljno blizu crne rupe, unutar njezinog horizonta događaja/događajnog obzora (eng. *event horizon*), odnosno granice nakon koje ništa ne može pobjeći crnoj rupi. Kako ih zbog toga ne možemo izravno vidjeti, prisutnost crnih rupa možemo detektirati pomoću njihovih interakcija s elektromagnetskim zračenjem te materijom u blizini. Ideja da takvi objekti postoje u svemiru dolazi iz 18. st. te s tijekom vremena razvijala i unapređivala.

Iako ne možemo »zaviriti« u samu unutrašnjost crne rupe, možemo promatrati njezin tzv. akrecijski disk - nakupinu tvari (prašine i plina) u obliku diska koja kruži oko horizonta događaja. Upravo to je bio cilj međunarodne suradnje nazvane EHT *Event Horizon Telescope*. Promatranjem supermasivne crne rupe u središtu eliptične galaksije Messier 87 (M87) u travnju 2017. godine, dvije godine poslije dobili smo prvu sliku crne rupe. Uvrštavanjem potrebne rezolucije za promatranje crne rupe iz M87 radioteleskopom u formulu (10.8), dobivamo da je veličina teleskopa potrebna za promatranje tako dalekog objekta jednaka veličini Zemlje. U tu svrhu je iskorištena metoda dugobazične interferometrije koja se sastojala od 8 teleskopa razmještenih po cijeloj Zemlji tako da svi istovremeno promatraju crnu rupu. Snimljeni podaci su se zbog svoje veličine morali fizički prenijeti na lokaciju gdje se odvijala obrada podataka, a kod dobivanja

same slike iz snimljenih podataka bilo je potrebno koristiti kompleksne algoritme tako da se snimljeni signali sa različitih teleskopa mogu uskladiti i dati cijelu sliku. Zato je potrebno spomenuti da je za ovaj projekt veliku važnost imala interdisciplinarnost znanosti - suradnja stručnjaka i institucija iz različitih područja kako bi se što kvalitetnije pristupilo problemu.

Prva slika crne rupe, one u središtu galaksije M87, objavljena je u travnju 2019. godine. Na njoj je vidljiv akrecijski disk (žute i narančaste boje) te se u središtu nalazi horizont događaja. Kod promatranja slike, koja podsjeća na mrlju od šalice kave (slika 10.8), valja uzeti u obzir da je njezina zamućenost posljedica toga što je promatrana s vrlo velike udaljenosti. Na temelju nje su otkrivena neka svojstva promatrane crne rupe kao što je npr. njezina veličina. Također, još jednom je potvrđena Einsteinova Opća teorija relativnosti jer se pomoću jednadžbi unutar teorije mogao predvidjeti oblik i veličina crne rupe. Osim značajnih otkrića u znanosti, ova slika pokazuje i veličinu ljudskog dostignuća - moć čovjekove inovativnosti, domišljatosti i kreativnosti.



Slika 10.8: Prva slika crne rupe u središtu galaksije M87. [Izvornik](#); [NASA](#)

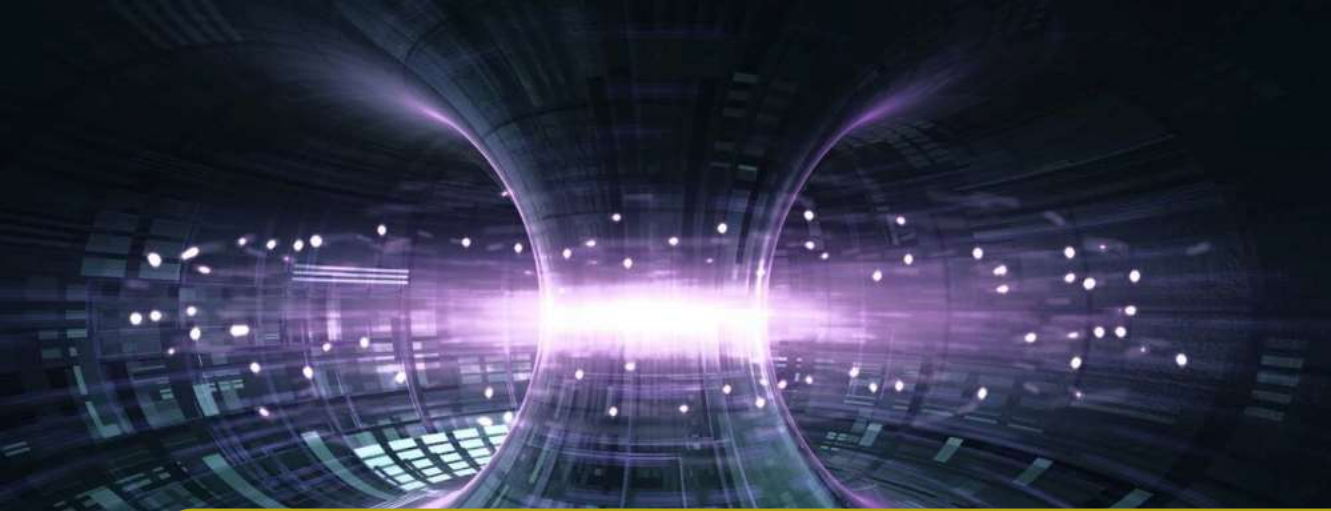
Zaključak

Dosadašnja radioastronomska otkrića igrala su važnu ulogu u razvoju astrofizike, a pogotovo kozmologije. Daljnji razvoj radioastronomije i potencijalna nova otkrića razrješit

će brojna još uvijek otvorena pitanja u tom području. Tehnike, kojima se radioastronomi služe za otkrivanje tajni svemira, vrlo su raznolike i domišljate. Najznačajniji instrument svakako je teleskop, bez kojeg bi proučavanje svemira bilo nezamislivo. Dugogodišnje usavršavanje, ne samo teleskopa, već i tehnika omogućilo nam je da pogledamo dublje u svemir, gdje nitko ranije nije uspio pogledati. Tako su otkriveni objekti poput kvazara, pulsara te crnih rupa pomoću kojih se danas testiraju neke od najbitnijih fizikalnih teorija čovječanstva. Također je otkriveno i kozmičko mikrovalno pozadinsko zračenje kao dokaz velikog praska. Danas se radioastronomi najviše bave razvojem galaksija i proučavanjem aktivnih galaktičkih jezgara. Grade se novi teleskopi, toliko tehnološki napredni da će, jednom kad se izgrade, moći vidjeti objekte nastale nekoliko milijuna godina nakon velikog praska. Radioastronomija je dosad već iznjedrila velik doprinos čovječanstvu, a ovo je tek njezin početak. Ljudska radoznalost te želja za otkrivanjem nepoznatog, vodilja je u daljnjem istraživanju, jer istražujući otkrivamo dio sebe, svemir.

Literatura

- 1.
- 2.



11. Fuzija

Što je fuzija?

Nuklearna fuzija zvuči kao vrlo apstraktan proces, no s njime se srećemo svakodnevno - svaki put kad sušimo rublje ili izađemo van za vrijeme lijepog ljetnog dana i osjetimo toplinu Sunca na našoj koži. Upravo to nam omogućava fuzija - proces kojime Sunce stvara toplinu te grije i osvjetljava Zemlju i ostale planete.

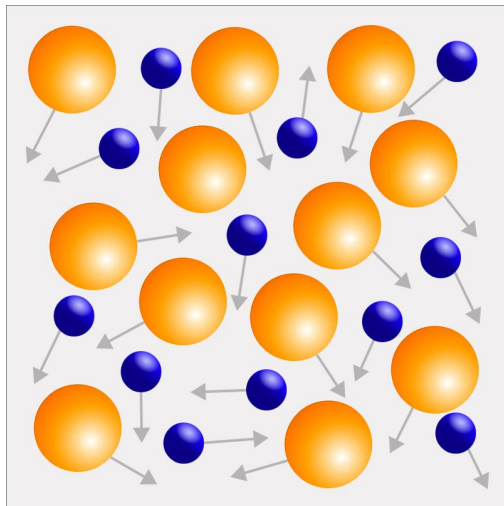
Tijekom fuzije manji atomi se međusobno sudaraju pri vrlo visokim energijama i stvaraju veće, teže atome. Uzmimo, za primjer, dva laka atoma kojima raznim procesima povećavamo energiju i dovodimo ih do sudara iz kojega nastaje teži atom. Razlika u masi između starih i novih atoma oslobađa se kao energija. Također, tijekom sudara mogu nastati i druge čestice, poput neutrona. Fuzijom elemenata poput vodika i helija zvijezde stvaraju većinu svoje energiju te stapanjem sve težih i težih atoma, proizvode atome vrlo visokih atomskih brojeva (vrlo teške atome), čak sve do željeza Fe. Doduše, za teže jezgre potrebni su jači procesi, recimo eksplozije supernova. Na taj način danas fizičari koriste fuziju kako bi stvorili nove, dosad neotkrivene elemente.

Premda je lako zamisliti fuziju kao sudaranje nekih sitnih kuglica, u stvarnosti, naravno, nije toliko jednostavno. Kako bi se fuzija ostvarila atomi koji sudjeluju u reakciji moraju imati vrlo visoke energije, odnosno

moraju biti jako vrući. Na tim temperaturama tvari prelaze u posebno agregatsko stanje - plazmu.

No, što je plazma? Svima su nam dobro poznata 3 agregatna stanja koja susrećemo u svakodnevnom životu: čvrsto, tekuće i plinovito. Zagrijavanjem neke tvari u čvrstom stanju dobivamo tekućinu. Dakle, čestice kojima je do sada položaj bio više manje ograničen na jedno malo područje sada se slobodno gibaju unutar tekućine. Potom, ako tekućinu zagrijavamo dovoljno da počne ključati, česticama smo dali dovoljno energije da se oslobode iz tekućine i tako naša tvar prelazi u plinovito stanje. Prosječna udaljenost između dvije čestice postaje puno veća nego u tekućini, a same čestice gibaju se kaotičnije i brže nego dosad. Zamislimo sada taj plin kao skup atoma koji se slobodno gibaju i međusobno sudaraju. Što se dogodi ako tim atomima dodajemo još energije, točnije što ako tom sustavu pozitivno nabijene jezgre i negativno nabijenog elektronskog omotača dodamo dovoljno energije da se on raspadne? Dobit ćemo četvrto agregatno stanje - plazmu. Stanje u kojem se jezgre i njima pripadajući elektroni gibaju potpuno slobodno.

Temperature na kojima se ostvaruje fuzija su glavni problem i prepreka u ostvarivanju fuzije na Zemlji - uvjeti potrebni za početak reakcije, jednaki onima u središtu Sunca, broje se u milijunima kelvina i



Slika 11.1: Slikovit prikaz plazme (crveno-jezgre, plavo-elektroni)

paskala. Sunce svojom jakom gravitacijom stvara dovoljno velik pritisak za održavanje reakcije. Za stvaranje takvih uvjeta na Zemlji potrebni su posebni strojevi koji bi mogli koristiti kontrolirane fuzijske reakcije kao izvor (iznimno velike) topline za stvaranje električne energije.

Postoje mnogi elementi pogodni za proces fuzije, no samo njih nekoliko vraća više energije nego što je uloženo. Najpogodniji elementi za fuziju su deuterij i tritij (fuziju tih elemenata koristi i naše Sunce). Oni su izotopi vodika što znači da su po svemu isti kao vodik, ali imaju veći broj neutrona u jezgri. Deuterij posjeduje jedan dodatni neutron, a tritij dva. Prilikom fuzije deuterija i tritija stvara se alfa čestica (jezgra helija) te neutron. Koliko je ta reakcija efikasna u stvaranju energije govori nam i to da se ista reakcija koristi i kao okidač u bojnoj glavi hidrogenske bombe (od tuda i ime "hidrogenska"). Ti elementi predstavljaju budućnost nuklearne fuzije na Zemlji upravo zbog njihove dostupnosti. Naime, na svakih 100g vode H_2O nalazi se 1 g teške vode D_2O , gdje umjesto vodika imamo deuterij. Centrifugom i elektrolizom možemo ga lako izlučiti iz vode. Tritij, s druge strane, nije toliko raširen jer je radioaktivan s dosta kratkim

vremenom poluživota (12.8 godina) te stoga i rijedak u prirodi. Nedostatak tritija reaktori rješavaju oblažeći svoju unutrašnjost litijem Li. Kada neutron oslobođen u reakciji pogodi litij on se raspadne na helij i tritij koji onda može reagirati s deuterijem. Omjer stvorenog tritija i upadnih neutrona definiran je kao omjer oplodivanja (tipična vrijednost je 1.1).

Kao što smo i prije naglasili, potrebne su velike temperature i tlakovi za postizanje fuzijskih uvjeta. Ako čestice u plazmi modeliramo kao idealni plin, dobivamo kako je tlak $p = nkT$, gdje je n gustoća, a T temperatura. Tlak se u većini modernih aparatura postiže magnetskim zatočenjem, točnije, koristimo magnetska polja kako bi zadržali plazmu na što manjem području s ciljem povećavanja učestalosti sudara. Jednadžba kontinuiteta uzrokovana takvim poljem ima oblik:

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = -\vec{\nabla}p + \vec{j} \times \vec{B} \quad (11.1)$$

Zadnji član možemo napisati kao:

$$\begin{aligned} \vec{j} \times \vec{B} &= -\frac{1}{\mu_0} \vec{B} \times (\vec{\nabla} \times \vec{B}) \\ &= -\frac{1}{\mu_0} \left(\frac{1}{2} \vec{\nabla} (\vec{B} \cdot \vec{B}) - (\vec{B} \cdot \vec{\nabla}) \vec{B} \right) \end{aligned} \quad (11.2)$$

Član proporcionalan s B^2 djeluje kao tlak. Stoga definiramo parametar β - omjer suprotstavljenih tlakova, koji nam govori koliko je omjer magnetskog tlaka i kinetičkog tlaka:

$$\beta = \frac{p}{p_m} = \frac{2\mu_0 nkT}{B^2} \quad (11.3)$$

Cilj ove reakcije je dobiti što više povratne energije. Ona dolazi iz dva doprinosa. Prvi je energija novonastale alfa čestice E_a dok se drugi odnosi na energiju izbačenog neutrona E_n , koji se koristi i za dobivanje tritija. Zbrojem te dvije energije dobivamo udio korisne energije:

$$Q = ME_n + E_a \quad (11.4)$$

Faktor M odnosi se na konverziju energije neutrona. Gustoća energije koja je nama raspoloživa ovisi dakle o Q , kao i o gustoći dostupnog deuterija i tricija n (uz pretpostavku da jednako pridonose reakciji). Ova reakcija također ovisi i o članu $\langle \sigma v \rangle$ koji predstavlja vremensko usrednjenje udarnog presjeka s brzinom čestica, a odgovara prosjeku broja događaja, odnosno sudara, unutar nekog vremena. Gustoća snage p_{th} je tada:

$$p_{th} = n^2 \langle \sigma v \rangle Q_T \quad (11.5)$$

Ukoliko ubacimo unutra faktor β dobivamo da je snaga jednaka:

$$P_{th} = C_1 \beta^2 B^4 Q_T \langle \sigma v \rangle \frac{1}{T^2} \quad (11.6)$$

Kako bi se fuzija odvijala, moramo izjednačiti vrijednost dobivene energije sa unutrašnjom energijom plazme. Ona je iz statističke fizike $E = \frac{3}{2}kT$, tj. gustoća energije je:

$$e = \frac{3}{2} \sum_j n_j kT \quad (11.7)$$

Ako radimo unutar određeneog vremenskog intervala τ dobivamo:

$$n\tau = \frac{12kT}{\langle \sigma v \rangle_{D,T} Q_T} \quad (11.8)$$

Umnožak $n\tau$ mora biti velik kako bi proces bio održiv. Ukoliko je iznos tog umnoška dovoljan za održivu fuzijsku reakciju ($\sim 7 \times 10^{19}$) tada je ispunjen tzv. Lawsonov kriterij. Glavna prepreka fuzijskim elektranama je upravo ispunjenje Lawsonovog kriterija.

Magnetsko zatočenje

Kako bismo iskoristili energiju oslobođenu u fuzijskim procesima, same fuzijske procese moramo nekako ostvariti na Zemlji. Stvaranje i očuvanje uvjeta potrebnih za odvijanje fuzije još uvijek je otvoreno pitanje fuzijskih istraživanja. Tijekom prošloga stoljeća počeo je razvitak raznih tehnika ostvarivanja

fuzije. Prvi puta fuziju su ostvarili Oliphant, Harteck i Rutherford u laboratoriju „Cavendish“ na Cambridgeu te objavili svoja otkrića 1934. godine. Kroz drugu polovicu stoljeća, tijekom hladnog rata, interes za fuziju bitno se povećao i počelo je razvijanje pravih fuzijskih reaktora, iako sa suprotnih strana svijeta, uvijek s istim ambicijama.

Općeniti je cilj fuzijskih reaktora stvoriti i održavati uvjete za odvijanje fuzije. Njih je moguće postići na različite načine, međutim sve je počelo s magnetskim zatočenjem. Među prvim eksperimentalnim pothvatima bio je takozvani z-pinch sustav kojega je osmislio George Paget Thomson krajem prve polovice 20.st.

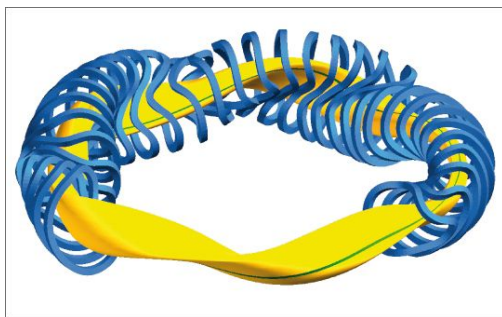
Z-pinch sustavi, odnosno sustavi magnetskog zatočenja općenito, koriste magnetsko polje kako bi manipulirali plazmom. Za početak, zamislimo zavojnicu kojom teče struja te se unutar nje stvara jednoliko magnetsko polje koje u idealnom slučaju prati os te zavojnice. U slučaju da nema električnog polja, Lorentzova sila uvijek će djelovati u smjeru okomitom i na brzinu i na magnetsko polje. To znači da će njezin iznos biti nula ako čestica putuje paralelno magnetskom polju, tj. pod utjecajem magnetskog polja komponenta brzine paralelna polju neće se promijeniti. S druge strane, komponenta brzine okomita na magnetsko polje uzrokuje kružno gibanje oko silnica magnetskog polja. Ako sada ta dva gibanja povežemo, dakle ako nabijene čestice u magnetskom polju imaju komponente brzine i paralelne i okomite na magnetsko polje dobit ćemo putanju koju nazivamo heliks. Najlakše ju je zamisliti kao feder čija se os podudara s magnetskim poljem. Kada bi sada plazmu pustili da se giba kroz uniformno magnetsko polje, koje se generira pomoću zavojnice, ona bi prošla kroz cijelu duljinu zavojnice i poslije toga više ne bi imali načina za manipulirati njome. Jednostavno rješenje tog problema je da spojimo njezin početak i kraj i dobijemo oblik prstena, odnosno - torus.

Sada nemamo problema s tim da će plazma koja se giba unutar te zavojnice izaći iz nje, no nastaje drugi problem. Kad zavoj-

nicu zakrenemo onda će zasigurno gustoća navoja biti veća s unutarnje strane zavoja. Zbog toga, kada kroz tako zakrenutu zavojnicu oblika torusa teče struja, magnetsko polje bliže središtu torusa je jače, odnosno postoji gradijent magnetskog polja što znači da polje nije jednoliko. Za ostvarivanje fuzije gibanje plazme treba biti ograničeno na što manje područje kako bi vjerojatnost sudara među česticama bila što veća, također energija čestica mora biti velika kako bi sudari zapravo ostvarili fuziju. Gradijent magnetskog polja unutar torusa onemogućio bi plazmi da bude lokalizirana i ona bi se zbog njega razila.

Razne nestabilnosti bile su prisutne među prvim eksperimentalnim fuzijskim reaktorima. Kruskal i Shafranov u pinch sustavu su uočili tzv. nestabilnosti kvrge (eng. kink instability). Plazma ne bi 'lijepo' slijedila magnetsko polje kojim je zarobljena, već bi na nekim mjestima izletjela izvan predviđene putanje i stvorila kvrgu (slika?). U kasnijem razvitku fuzijskih reaktora vrlo bitnu ulogu igra stabilnost plazme, odnosno učestalost nastajanja tih kvrga. Ako se kvрге periodički javljaju, udaljene jedna od druge za veću udaljenost nego što je duljina reaktora, tada se kvрге neće pojaviti u reaktoru. Ovakvu stabilnost nam opisuje takozvani safety factor q . Ako mu je vrijednost veća od 1 – plazma u reaktoru će biti stabilna. Dodavanjem vanjskih magnetskih polja, odnosno mijenjajući magnetsko polje unutar reaktora na specifičan način, može se povećati safety factor.

Pedesetih godina SSSR razvija tada novi dizajn fuzijskog reaktora – tokamak. Problem gradijenta magnetskog polja i nestabilnost kvrge se kod tokamaka rješava upravo dodavanjem vanjskih magnetskih polja. Uz vanjske rubove torusa paralelno su složene žice koje će stvarati svoje magnetsko polje, te se još na os torusa u samoj sredini postavi dodatani izvor magnetskog polja. (slika) Sami izračuni su prekomplikirani za izvedbu, no dovoljno je znati da se sitnom promjenom tih parametara može jako utjecati na jednolikost magnetskog polja unutar torusa.



Slika 11.2: Prikaz oblika stelatora

Tokamak je bio toliko revolucionarni napredak u nuklearnoj fizici da zapad nije vjerovao SSSRu da su uspjeli dostići tako impresivne rezultate. Popularnost tokamaka je porasla tek nakon što su fizičari s druge strane svijeta došli i osobno se uvjerali da su podatci istiniti. I tako od pedesetih, pa sve do danas tokamak prednjači u utrci za komercijalnu proizvodnju struje fuzijom. No, to ne znači da je i jedini.

Dostignuća suvremenih reaktora

Jedan od trenutno aktualnih fuzijskih reaktora je Wendelstein 7-X i nije po dizajnu tokamak, već stellarator. Takav dizajn ima vrlo karakterističan izgled izvijenog torusa kao da je netko tordirao cilindar prije nego mu je spojio krajeve. Svojom specifičnom geometrijom postiže poseban raspored elektromagneta koji također rješavaju probleme nestabilnosti. Izgrađen je tek nedavne 2015. godine s ciljem da ostvari što dulje vrijeme odvijanja reakcije. Osim toga što je jako teško stvoriti uvjete za pokrenuti fuzijsku reakciju, njih treba i održavati ukoliko se na neki način želi iskoristiti ta ogromna količina oslobođene energije. Fuzijski reaktori dvadesetog stoljeća su održavali uvjete za fuzijsku reakciju svega nekoliko desetaka milisekundi, što i danas ostaje kao otvoren problem. Wendelstein 7-X uspio je, 2018. godine, održati fuzijsku reakciju oko 100 sekundi što možda je rekordna brojka, ali za potrebe fuzijskih elektrana nije ni blizu dovoljna.

Među trenutno aktivnim fuzijskim reaktori-

rima nalazi se i JET (Joint European Torus) čiji je cilj doći do breakeven točke – kada je količina teoretski dostupne oslobođene energije jednaka količini energije iskorištene za pokretanje i održavanje fuzijske reakcije. Izgrađen sredinom osamdesetih godina, istraživanjima deuterij-tricij mješavine krenula su u devedesetima, a 1997. godine ostvaruju rekordan omjer dobivene i uložene energije ($Q=0.67$) koji i dan danas stoji nepobjeđen. Za budućnost JET-a veliki problem predstavlja Brexit jer, izlaskom iz Europske unije, Velika Britanija je također izašla iz kolaboracije Euratom. Zasad, jedino sigurno je da će JET nastaviti s radom do kraja 2020. godine.

Naravno, Wendelstein i JET nisu jedini dosad ostvarili značajne rezultate u svijetu fuzije, ali zasigurno su među impresivnijima. Američki TFTR (Tokamak Fusion Test Reactor) bio je svojevrsni pandan JET-u s druge strane Atlantika, budući da su oba projekta krenula s radom osamdesetih, te je ostvario također pohvalne rezultate prije nego je ugašen krajem devedesetih. Na dalekom istoku u Japanu, otprilike u istom periodu, gradi se JT-60 (Japan Torus-60). Još uvijek u funkciji, JT-60 (odnosno njegova novija verzija JT-60SA), fokusira se na istraživanja usmjerena prema rješavanju problema s kojima bi se budući fuzijski projekti mogli susresti.

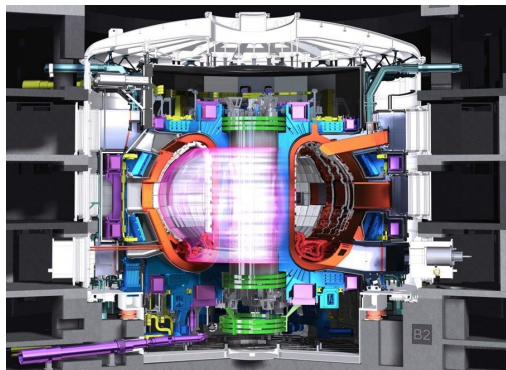
Budući projekti - ITER

Dosad smo se pobliže upoznali s Wendelsteinom i JET-om kao predstavnicima u rješavanju specifičnih problema. I jedan i drugi građeni su s dobro definiranom svrhom ostvarivanja dugotrajne reakcije (Wendelstein), odnosno prelaženja breakeven točke (JET). Osim dugotrajnosti reakcije i količine teoretski dostupne energije postoji i problem pretvaranja te energije u električnu. Pažljivo rješavanje tih problema fuzijske reaktore trebalo bi polako pretvoriti u legitimne elektrane koje bi bile gotovo neiscrpan izvor relativno čiste energije.

Tim ciljem se i povelu više država u osamdesetima, među kojima su glavni bili SAD i

SSSR, uz pomoć Japana i Europske unije, te su svoju viziju ujedinili u ostvarivanje Međunarodnog termonuklearnog eksperimentalnog reaktora, tj. ITER-a (International Thermonuclear Experimental Reactor). Danas u tom međunarodnom projektu sudjeluje još više država: pridružile su se Republika Koreja, Kina i još neke. Odabrano je i mjesto za izgradnju reaktora u južnoj Francuskoj. Očekuje se da će reaktor prvi puta biti ispunjen plazmom 2025. ITER nije samo specifičan po svojoj globalnosti, već i po tome što će to biti najveći svjetski tokamak. Bit će dvostruko veći od trenutno najvećeg tokamaka, s volumenom plazme koji će biti otprilike deset puta veći. Za temperaturu koji bi trebala postići sama plazma očekuje se čak 150 milijuna Kelvina, što je deset puta veća temperatura nego temperatura jezgre Sunca. Za ostvarenje fuzije, principom koji je već opisan, potrebno je izrazito jako magnetsko polje. Za takvu jačinu magnetskog polja ne mogu se koristiti klasični vodiči jer bi za njih bila potrebna prevelika struja, odnosno previše bi se trošilo električne energije. Zbog toga će se za stvaranje tih izrazito jakih magnetskih polja koristiti supravodiči Nb_3Sn .

Za ostvarivanje supravodljivosti bit će potrebno sniziti temperaturu vodiča do oko 4 Kelvina. To znači da će na Zemlji u relativno malom prostoru postojati izuzetno velik gradijent temperature možda i jedan od najvećih u svemiru. Sama duljina tog supravodiča koji će se koristiti bit će oko 100 000 kilometara, što je nešto više od dva opsega Zemlje. Sve zajedno obuhvaćat će kriostatski vakuum, čija će gustoća biti oko milijun puta manja od gustoće zraka, a vanjski dio te komore bit će od nehrđajućeg čelika. Gledajući sve te brojke vidi se da ostvarivanje ITER-a ne može biti jeftino. Prema procjenama iz 2020., očekuje se da će ukupni trošak za cijeli ITER projekt biti oko 22 milijarde eura. No, ako se uzme u obzir koja je potencijalna dobit komercijalne fuzije, mnogi će se složiti da je ona neusporediva s cijenom od 22 milijarde eura. Sama plazma sastojat će se od jezgara tricija i de-



Slika 11.3: Plan izgleda ITER-a

uterija, a kao što je već objašnjeno njihovom fuzijom nastajat će jezgra helija i neutron te će se osloboditi velika količina energije. Budući da je jezgra helija električki nabijena ona će se gibati pod utjecajem magnetskog polja te će ostati unutar plazme, a time i pridonijeti dodatnom grijanju plazme. Većinu energije koja nastaje u toj fuzijskoj reakciji prenosi neutron koji je električki neutralan te nije pod utjecajem magnetskog polja. Te neutrone apsorbirat će zidovi tokamaka u kojima će se kinetička energija neutrona pretvarati u toplinu. Fuzijska reakcija bi trebala biti samoodrživa te preostaje onda samo pokrenuti proces. Planirana duljina reakcije ITERa je 500 sekundi. Bitno je za naglasiti kako su svi reaktori dosad, pa tako i ITER - eksperimentalni. Nije uopće ni u planu da oni proizvode struju, nego da provode isključivo eksperimente.

Ukoliko se ITER pokaže uspješnim, u dalekoj budućnosti (cca. 2050.) čeka nas projekt DEMO (sada već u idejnoj fazi) koji bi trebao biti prvi fuzijski reaktor koji će zapravo pretvarati oslobođenu energiju u električnu. No, možemo zamisliti kako bi tekao proces pretvorbe energije dobivene fuzijom u električnu. Kao što je već rečeno, procesom fuzije deuterija i tricija nastaje neutron velike kinetičke energije kojeg apsorbira zid i pretvara u toplinu. Ta toplina bi mogla zagrijavati vodu koja pretvorbom u vodenu paru pokreće turbine i alternatore čime se proizvodi dobro nam poznata elek-

trična energija.

Spomenuli smo rekordan Q-faktor koji je ostvario JET(0.67), no za ITER se očekuje proizvodnja 500 MW fuzijske snage za 50 MW snage grijanja, a to znači da će Q-faktor u tom slučaju biti 10. Veoma optimistična prognoza uspoređujući s trenutnim uspjesima! Budući da cilj ITER-a nije proizvodnja električne energije pomoću fuzije, njegov cilj će biti ostvaren ako pokaže da je fuzijom na Zemlji teorijski moguće dobiti više energije nego što je utrošeno na pokretanje i održavanje. Još jedan od ciljeva ITER-a je da se pokaže kako fuzija ne bi imala negativnih posljedica na okoliš.

Zanimljivo je da se riječ „iter“ na latinskom znači „put“ ili „putovanje“ što možda i dobro opisuje razvitak fuzije za komercijalno dobivanje energije. To je putovanje kod kojeg se na svakom koraku dogodio neki problem koji je trebalo premostiti. To je putovanje na kojem se već nekoliko puta činilo da je cilj, odnosno kraj putovanja udaljen samo tridesetak godina, da bi se na kraju ispostavilo da je cilj puno dalje nego što se u tom trenutku činilo. To je putovanje kod kojeg zapravo niti nije sigurno postoji li taj cilj koji čovječanstvo traži, no sigurno je da će se na tom putovanju još mnogo naučiti neovisno o tome dobije li se reaktor koji omogućuje komercijalnu proizvodnju energije pomoću fuzije.

Mionski katalizirana fuzija

Dok dosad spomenute metode pokušavaju postići plazmu i temperature reda veličine stotina milijuna kelvina kako bi riješile problem savladavanja Coulombove barijere i postizanja fuzije, mionski katalizirana fuzija proučava mogućnost fuzije na puno nižim, pa čak i sobnim temperaturama.

Kako bismo razumjeli ideju mionski katalizirane fuzije promotrimo primjer molekule vodika, H_2 . Atomi molekule H_2 vezani su svojim elektronskim oblacima čiji je radijus puno veći od samih jezgri atoma. Zbog toga je mogućnost nuklearne fuzije pod takvim normalnim okolnostima potpuno zanesmariva. Međutim, zamjenimo li elektrone

atoma vodika njima srodnim leptonima mionima dobivamo orbitale puno manjih radijusa od onih elektronskih orbitala. Ovo možemo napraviti jer su mioni subatomske čestice po svemu identične elektronima, te stvaraju gotovo identične elektronske oblake oko atoma, ali budući da imaju oko 200 puta veću masu daju oko 200 puta manji radijus orbitala. Kad se jezgre atoma dovoljno približe mogućnost nuklearne fuzije značajno se povećava, do te mjere da značajan broj jezgara reagira i na sobnoj temperaturi.

Reakcija se odvija tako da se mion ubaci u tekuću smjesu teških izotopa vodika (deuterija i tricija). Jednom kad mion zamijeni elektron tricija formirajući atom $T\mu$, može se vezati i za jezgru deuterija kako bi se formirala $DT\mu$ molekula. Tad se događa fuzija jezgara tricija i deuterija i oslobađaju se jedna α čestica (jezgra atoma helija), jedan neutron i jedan mion koji je slobodan nastaviti dalje katalizirati reakcije. Ipak, mion ponekad zapne u novostvorenoj jezgri i više ne može katalizirati daljnje reakcije. U prosjeku, jedan mion uspije katalizirati oko 150 do 200 fuzijskih reakcija.

Doduše, problem ove metode leži u prirodi miona. Naime, mioni su nestabilne čestice te njihovo srednje životno vrijeme iznosi samo oko $2.2\mu s$. To je dovoljno da se pokrenu fuzijske reakcije nakon njegovog nastanka, ali znači da se mione ne može naći u prirodi već se moraju proizvesti snažnim laserima. Danas proizvodnja jednog miona "košta" oko $5GeV$ energije, dok navedenim fuzijskim reakcijama jedan mion uspije osloboditi tek oko $2.7GeV$ energije. Čak i kada bi ova reakcija uspjela pokriti svoj trošak, treba se sjetiti da efikasnost pretvaranja toplinske energije u električnu iznosi tek oko 40%, pa i da su i akceleratori koji stvaraju mione tek oko 40% efikasni u pretvaranju energije električne mreže u akceleraciju deuterija. Da bi ovaj proces postao ekonomičan, trebao bi se riješiti barem jedan od tri problema: smanjenje energije potrebne za stvaranje miona, sprječavanje zapinjanja miona na α čestici ("alpha-sticking problem"), ili oslobađanje miona s α čestice kako bi on mogao nastaviti

katalizirati daljnje reakcije.

Problem energije, posebno u moderno doba u kojem živimo, jedan je od najvažnijih problema čovječanstva. Kada bismo uspjeli na Zemlji postići fuziju kakva se događa u zvijezdama dobili bismo najčišći i gotovo neiscrpan izvor energije. Zato je važno nastaviti ulagati u istraživanje nuklearne fuzije i modernih tehnologija kojima se ona postiže.

Literatura

- 1.
- 2.

12. Biofizika

Istraživanje medicine uvijek počinje s istraživanjem fizike. Nemoguće je postati liječnik bez da ste prethodno postali fizičar.

– Comte de Fourcroy

Prve poveznice između medicine i fizike mogu se naći u zapisima starih civilizacija. Jedan od takvih primjera je Hipokratov (5.-4. st.p.n.e.) opis kako bi pomoću mokre gline mapirao raspodjelu temperature kože. Još jedan starogrčki liječnik Herofil (4.-3. st.p.n.e.) koristio je vodeni sat kako bi izmjerio brzinu otkucaja srca. Ako odemo nekoliko stoljeća unaprijed dolazimo do nulte točke medicinske fizike, a ona se nalazi u renesansi. Talijanski liječnik Santorio (16.-17. st.), osim što je izumio termometar, napravio je i prva fizikalna mjerenja u medicini koristeći vagu kako bi mjerio svoju težinu te težinu svega što je pojeo, popio i izlučio. Primjetio je da je količina unesenog materijala veća od količine izlučenog te to pripisao znojenju. Mnogi kasniji liječnici su naučili važnost takvih fizioloških mjerenja replicirajući njegove eksperimente.

Sljedeća fizikalna novina u medicini javila se sredinom 18. stoljeća korištenjem elektriciteta u terapijske svrhe, tj. liječenjem paralize elektro-šokovima. Sve do kraja devetnaestog stoljeća, korištenje fizikalnih otkrića u medicinske svrhe bilo je bazirano na fiziološkim procesima. Röntgenovim otkrićem x-zraka 1895. započela je nova era medicinske fizike koja se bavi radioterapijom.



Slika 12.1: **Santorio Santorio**, liječnik i izumitelj medicinskih instrumenata. Začetnik eksperimentalne medicine. Na slici: njegova vaga.

Već sljedeće godine Henri Becquerel je otkrio radioaktivnost o kojoj ćemo posvetiti posebno poglavlje zbog njene važnosti u medicinskoj fizici danas. Također, krajem istog stoljeća predstavljeno je korištenje infracrvenog i ultraljubičastog zračenja u liječenju bolesti kao što su boginje i tuberkuloza, tj. uvedena je fototerapija kao dio medicinske fizike. U približno isto vrijeme pojavila se i elektroterapija, kao ultrazvuk.

Medicinska fizika danas

Medicinska fizika danas nastavlja se na otkrića tog vremena, ali uz sofisticirane uređaje i metode koje omogućuju bolji uvid u ono što se događa u ljudskom tijelu. Primjer toga su radiofarmaceutici, odnosno izotopi¹ određenih kemijskih elemenata pomiješani s nekom tvari koja se veže na određeni organ ili mjesto u ljudskom tijelu. Pomoću njih i metoda snimanja, poput gama kamere ili raznih vrsta tomografija (PET, CT, SPECT), mogu se brzo locirati te liječiti tumori ili neke druge bolesti.

Područja kojima se danas bavi medicinska fizika mogu se podijeliti na:

- *dijagnostičku fiziku* - ovdje spadaju testiranja kao što su rendgen, mamografija, PET, CT, magnetska rezonancija, itd.
- *radioterapijsku fiziku* - najčešće se bavi sustavima poput linearnih ubrzivača čestica te tretmanima kao što su brahi-terapija, gama-nož², itd.
- *nuklearnu medicinu* - korištenje radioizotopa (najčešće tehnecij-99m) kako bi se dobile informacije o funkcijama određenih organa ili pri tretiranju bolesti
- *zdravstvenu fiziku* - znanost koja se bavi prepoznavanjem i kontroliranjem opasnosti od štetnog ionizirajućeg zračenja
- *medicinsku fiziku neionizirajućeg zračenja* - najčešće se bavi laserima
- *fiziološka mjerenja* - bavi se mjerenjem i promatranjem brojnih fizioloških parametara, npr. elektrokardiografija

Radiofarmaceutici

U nuklearnoj medicini pod pojmom **radiofarmaceutici** podrazumijeva se mala količina radioaktivnih izotopa, odnosno radionuklida, koji se u organizam unose najčešće intravenozno s dijagnostičkom ili terapeutskom svrhom. Također moguće ih je unijeti i oralno ili direktno na željeno mjesto, npr. na tumor. Takvi radioaktivni izotopi imaju

vrlo kratko **vrijeme poluraspada**³, a je-dan od razloga zašto je tomu tako je kako bi se čim više smanjila vjerojatnost oštećenja zdravog tkiva prilikom pretrage, odnosno primjene terapije. Količina radioaktivne tvari koja se unese u organizam prilikom pretraga najčešće ima red veličine jednog mCi (mili-kirija), dok kod terapijskih primjena te doze idu do nekoliko stotina mCi.

Radiofarmaceutici su dizajnirani tako da se prilikom unošenja u organizam lokaliziraju na specifičnom području koje je potrebno za pretragu. To se postiže tako da se radioaktivni izotop veže za molekulu (može biti ugljikohidrat, mast, peptid, nukleinska kiselina, antitijelo, pa čak i lijek) koja cilja određeno tkivo ili stanice. Postupak promatranja metabolizma praćenjem kretanja radioaktivne tvari naziva se **metodom radioaktivnih obilježivača** (engl. *radioactive tracers*), a uređaji koji se koriste pri toj metodi su gama kamera te već ranije spomenuti PET i SPECT uređaji, o kojima će se više govoriti u idućem poglavlju. Specijalisti koji rade s radiofarmaceuticima su posebno obučeni za sigurno korištenje, čuvanje i odlaganje radioaktivnih materijala, a oni moraju biti odobreni od strane regulatornih tijela (u Republici Hrvatskoj je to HALMED).

Banana equivalent dose

Kako bi se čitatelju dao osjećaj za veličinu pojedinog izvora zračenja, izrazit ćemo izvore zračenja u neformalnim jedinicama nazvanim BED (engl. **Banana Equivalent Dose**). Drugim riječima, usporedit ćemo doze nekih izvora zračenja s dozom zračenja kojom je izložen čovjek, pa možda i čitatelj u ovom trenutku, pri konzumaciji jedne prosječne banane. Motivacija iza toga je što banane sadrže radioaktivne izotope koji se nalaze u prirodi, posebice kalij-40. Valja napomenuti da ova doza u prirodi nije kumulativna jer organizam u slučaju da se u organizmu nalazi više kalija nego što mu je potrebno izlučuje taj višak kako bi održalo

¹Atomi istog kemijskog elementa s različitim brojem neutrona u jezgri.

²Tretman prilikom kojeg se koristi gama zračenje za operaciju tumora na mozgu.

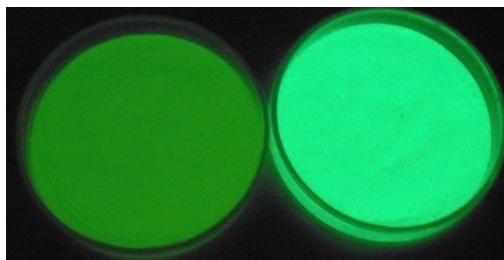
³Vrijeme potrebno da se raspadne polovica uzorka nestabilnih atomskih jezgara ili elementarnih čestica.

metaboličku ravnotežu. Stoga je BED jedinica namijenjena isključivo lakšem informiranju šire publike o prosječnim dozama zračenja u svakodnevnom životu. Jedan BED iznosi 10^{-7} sieverta (0.1^{-7}Sv). U tablici 12.1 su prikazane neke doze zračenja u jedinici cama BED-a⁴.

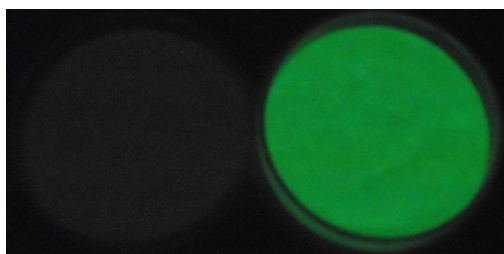
Radioaktivnost od Becquerela do danas



Slika 12.2: Fosforescentni pigmenti; lijevo: cinkov sulfid (ZnS); desno: stroncijev aluminat (SrAl_2O_4).



Slika 12.3: Fosforescentni pigmenti u mraku nakon 1 minute; lijevo: cinkov sulfid (ZnS); desno: stroncijev aluminat (SrAl_2O_4).



Slika 12.4: Fosforescentni pigmenti u mraku nakon 4 minute; lijevo: cinkov sulfid (ZnS); desno: stroncijev aluminat (SrAl_2O_4).

Henri Becquerel je 1886. godine, baveći se svojstvima fosforescentnih materijala⁵, otkrio da fotografska ploča ostaje nepromijenjena, tj. daje negativne rezultate, za sve tada proučavane fosforescentne materijale, osim uranijevih soli. Naime, kada je fotografska ploča bila izložena uranijevim solima, Becquerel je uvidio da je ploča potamnila. Isprva se smatralo da je tamnjenje ploče uzrokovano zbog fosforescentnosti korištenih uranijevih soli, no poslije se pokazalo da isti efekt proizvode i uranijeve soli koje nisu fosforescentne. To je bio prvi eksperimentalni dokaz postojanja nekog drugog, još uvijek nepoznatog, oblika zračenja. Isprva se smatralo da će to novo zračenje imati neke sličnosti sa, tada novootkrivenim, x-zrakama. Daljnjim istraživanjem je pokazano da je taj oblik zračenja mnogo kompliciraniji nego što je prvotno smatrano. Ernest Rutherford je prvi koji je eksperimentalno pokazao da se svi elementi koji radioaktivno zrače raspadaju u skladu s istim matematičkim zakonom:

$$N(t) \sim e^{-\lambda t},$$

gdje je $N(t)$ broj elemenata u trenutku t , a λ je tzv. **konstanta raspada**. Kasnije su Rutherford i njegov učenik Frederick Soddy pokazali da većina tada promatranih radioaktivnih raspada uzrokuje transmutaciju⁶ jednog elementa u drugi. U čast Becquerelovog otkrića radioaktivnosti, SI⁷ jedinica za aktivnost uzorka nosi naziv bekerel (Bq).

Nedugo nakon Becquerelovog otkrića s uranijevim solima se pokazalo da mnogi kemijski elementi, uz već poznati uranij, imaju radioaktivne izotope. Potraga za ukupnom radioaktivnošću jednog uzorka uranija je navelo Pierrea i Marie Curie da izoliraju dva nova elementa (polonij i radij), za što je kasnije Marie dobila Nobelovu nagradu

⁵Fosforescencija je pojava svijetljenja materijala po prestanku osvjetljavanja.

⁶Riječ transmutacija (lat. *transmutatio*: promjena, preinaka, preobrazba, pretvorba), u kemiji i fizici, je pretvorba jednog kemijskog elementa, odnosno izotopa, u drugi u nuklearnim reakcijama.

⁷SI (fr. *Système international (d'unités)*) sustav mjernih jedinica je moderni oblik nekadašnjeg metričkog sustava.

⁴<https://xkcd.com/radiation/>

BED	izvor
1	jedna banana
10	rendgen ruke
50	rengen zubi
100	prosječna doza zračenja koju čovjek zaprimi tokom jednog dana
200	rendgen prsa
400	let zrakoplovom iz New Yorka u Los Angeles
4000	mamogram
20 000	CT glave
70 000	CT prsa
180 000	doza koju su zaprimila dva radnika u Fukushima nakon katastrofe
40 000 000	smrtonosna doza zračenja
500 000 000	deset minuta provedenih pored reaktora u Černobilu nakon katastrofe

Tablica 12.1: Doze zračenja prikazane preko broja pojedinih banana.

za kemiju 1911. godine. Marie Curie je također, uz muža Pierrea Curiea i kolegu fizičara Henrija Becquerela, 1903. godine dobila Nobelovu nagradu za fiziku zbog razvijanja teorije radioaktivnosti. Zanimljivo je da je Marie Curie i izmislila riječ *radioaktivnost* kako bi opisala novonastalu pojavu te su po bračnom paru Curie nazvani element kirij (Cm) i mjerna jedinica kiri (Ci). Njihovo istraživanje svojstava zračenja uranija i otkriće kemijskog elementa radija započeli su razdoblje korištenja radionuklida u svrhu liječenja raka, što je pomalo ironično jer je sama Marie Curie oboljela od raka zbog izloženosti radioaktivnom zračenju. Upravo ti „pioniri“ u istraživanju radioaktivnosti su postali primjer štetnosti zračenja i potrebe za kvalitetnom zaštitom od njega. Danas se ulaže mnogo truda kako bi se ljudi kvalitetno zaštitili od radioaktivnog zračenja te se upravo jedno od područja moderne medicinske fizike (zdravstvena fizika) bavi isključivo kontroliranjem opasnosti tog zračenja.

Proizvodnja radionuklida

Radioizotopi se često dijele na dvije grupe, one koji imaju višak neutrona (engl. *neutron rich*) i one koji imaju manjak neutrona (engl. *neutron deficient*). Iako je ova podjela pomalo nejasna, ona nam služi kako bismo razlikovali izotope nastale u ubrzivačima (*neutron deficient*) od onih nastalih u reaktorima (*neutron rich*). U medicinske

svrhe su korisniji izotopi nastali u ubrzivačima i to iz tri glavna razloga:

- izotopi proizvedeni u reaktorima mogu imati nepovoljne karakteristike raspada (npr. dugo vrijeme poluraspada),
- željene izotope nastale u reaktoru je teško izolirati od ostalog materijala nastalog u reaktoru,
- pristup reaktorima je ograničen, što je možda i najvažniji razlog korištenja ubrzivača u medicinske svrhe.

Kao što je prethodno navedeno, u reaktorima najčešće nastaju izotopi s viškom neutrona, jer se u reaktoru stabilne jezgre stavlja u neutronske snop, pa će takvi izotopi biti n , γ , β^- radioaktivni. U ciklotronima (ubrzivačima) će pak nastajati izotopi s manjom neutrona, jer će meta biti stavljena u snop nabijenih čestica (p , d , ^3He , ^4He), pa će takve jezgre biti α , p , β^+ radioaktivne. Od posebne zanimljivosti su one jezgre koje se raspadaju β^+ raspadom jer se takve jezgre upotrebljavaju u dijagnostičkoj tehnici pod nazivom PET (engl. **P**ositron **E**mission **T**omography) koja će biti detaljnije opisana u jednom od narednih potpoglavlja.

Jedan primjer proizvodnje radionuklida, koji je ujedno i iznimno koristan za medicinska ispitivanja, je bombardiranje molibdena-98 (^{98}Mo) neutronima pri čemu nastaje molibden-99 (^{99}Mo) s vremenom poluraspada od 66 sati. Dalje se taj izotop, pomoću β^- raspada, pretvara u tehnecij-99m čije

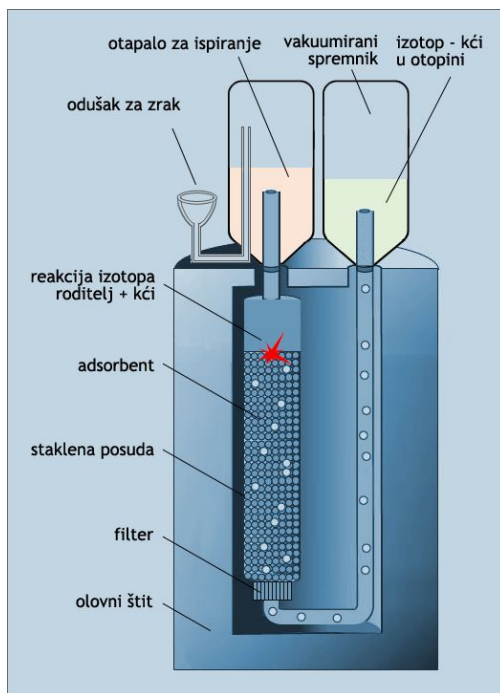


Slika 12.5: Moderni ciklotron korišten u radioterapijske svrhe.

je vrijeme poluraspada puno kraće i iznosi svega 6 sati. Tehnecij-99m je također moguće dobiti u manjim količinama i u ciklotronu bombardiranjem molibdena-100 protonima pri čemu se izravno dobiva tehnecij-99m. U tablici 12.2 su navedeni neki radionuklidi i njihova primjena u medicini.

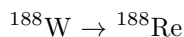
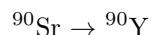
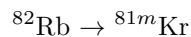
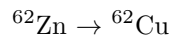
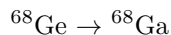
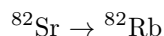
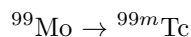
Generatori radionuklida

U prethodnom odlomku je spomenuto kako je za proizvodnju radionuklida potreban reaktor, odnosno ciklotron. Problem s time je što su ti uređaji iznimno skupi za korištenje te ih imaju samo veliki bolnički centri. Hrvatska svoje radiofarmaceutike nabavlja iz Republike Austrije. Stoga se kao jeftinija alternativa nameće korištenje tzv. **generatora radionuklida** čija je shema prikazana na slici 12.6. Uređaj radi na principu razdvajanja dugoživućeg **izotopa - roditelja**, koji je koristan za transport izotopa do željenog odredišta, te kratkoživućeg **izotopa - kćeri** koji se koristi u medicinskim ispitivanjima. Odvajanje se vrši na način da se dugoživući



Slika 12.6: Shematski prikaz generatora radionuklida.

izotop adsorbira⁸ u kolonu iz koje se kratkoživući izotop ispire pogodnom otopinom. Zbog jednostavnosti uporabe i puno veće isplativosti od ciklotrona, gotovo sve medicinske ustanove se služe upravo ovom metodom za dobivanje radiofarmaceutika potrebnih za ispitivanja. Neki primjeri procesa generacije radionuklida:



⁸ *Adsorpcija* je sposobnost neke čvrste tvari zvane *adsorbent* da na svojoj graničnoj površini veže (adsorbira) molekule plina ili otopljene tvari iz otopina (adsorbant), stvarajući tako molekularni ili atomski sloj kojeg nazivamo adsorbat.

radionuklid	vrijeme poluraspada	primjena
^{123}I	13.2 h	snimanje karcinoma leđne moždine
^{18}F	109.8 min	snimanje rapidnog rasta broja stanica
^{131}I	8.02 d	liječenje raka štitnjače i hipertireoze liječenje karcinoma leđne moždine
^{89}Sr	50.52 d	olakšavanje bolova u kostima
^{99m}Tc	6 h	skeniranje štitnjače
		snimanje kostiju
		snimanje srca
		snimanje infekcija
		snimanje mozga

Tablica 12.2: Tablica nekih radionuklida koji se češće koriste i njihovih primjena.

Uređaji i tehnike snimanja

Nakon što smo se upoznali s proizvodnjom radionuklida, ostaje pitanje kako ih učiniti korisnima za ljudsko zdravlje. Ova tvrdnja možda zvuči paradoksalno, budući da ionizirajuće zračenje općenito ima degenerativan učinak na tkivo. Zbog toga je pitanje njihove primjene u zdravstvu postao multidisciplinarni problem koji za posljedicu ima konstantno unaprijeđenje postojećih tehnika i traganja za novim. Osnovna misao je reducirati pacijentovu izloženost zračenju, a da se pritom ne smanji kvaliteta i pouzdanost dijagnostičkog uređaja.

Napretkom medicinskih tehnika i standarda, posebno posljednjeg stoljeća, značajno je produljen životni vijek. Međutim, primijećen je značajni porast oboljelih od malignih bolesti. Iznenađujuć je podatak da postoji oko 40% vjerojatnosti da prosječna osoba oboli od neke vrste karcinoma za vrijeme života. Kod karcinoma je ključna što ranija dijagnoza, budući da su rani stadiji često operabilni i manje invazivni. Dok medicina nastoji aktivno tražiti "lijekove" za karcinom, fizika i tehnika paralelno rade na optimizaciji dijagnostičkih uređaja.

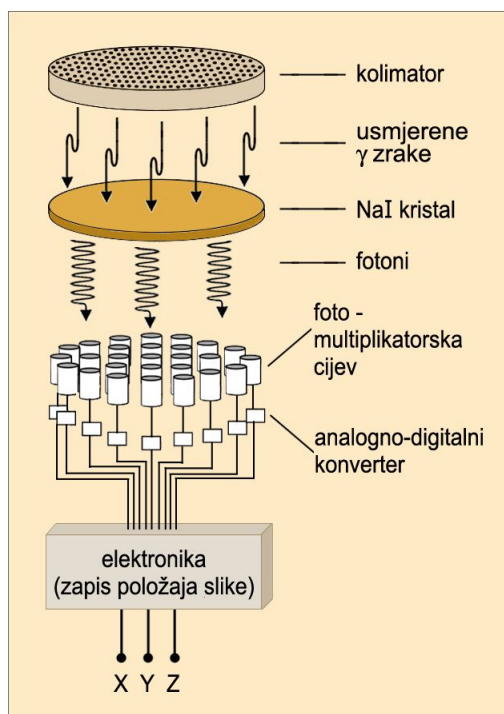
Radiofarmaceutici se temelje na činjenici da se radionuklid kemijski ne razlikuje od njegovog stabilnog izotopa. To znači da se mogu proizvoditi molekule koje imaju radioaktivni element u svojoj strukturi. Takva molekula naziva se **radioobilježivač** i sudjeluje u biološkim procesima jednako kao da nije obilježena. Organi poput štitnjače,

jetre, bubrega itd. akumuliraju određene molekule pa je korisno primijeniti radiofarmaceutik temeljen na tim molekulama kod sumnje na malfunkciju. Ukoliko nas zanima karcinom, proizvest ćemo radiofarmaceutik s tumorskim markerom, odnosno molekulom koja je svojstvena samim kanceroznim nakupinama.

Gama kamera

Sljedeće je pitanje kako otkriti mjesta na kojima su se nakupile obilježene molekule. U tu svrhu za početak možemo pogledati najjednostavniji primjer obilježene molekule koja ima γ raspad. One su pogodne iz dva razloga; prvo, γ zrake su vrlo prodrone, što osigurava da ju detektiramo izvan organizma i drugo, γ zrake se prostiru pravocrtno, bez obzira na vanjska polja, što osigurava da točno odredimo odakle je zraka došla.

Da bi detektirali izlazne γ zrake, u praksi se koristi materijali koji apsorbira foton γ zrake i emitira svjetlosni bljesak, tzv. scintilator. Sada samo treba pojačati taj bljesak i pretvoriti ga u impuls koji se može obraditi na računalu. To se postiže fotomultiplikatorskim cijevima. Najčešće korišten scintilacijski materijal za ovu svrhu je kristal natrijevog jodida aktiviran talijem, NaI(Tl) koji stvara bljeskove plave svjetlosti. Kako bi bili sigurni da na detektor dolaze zrake koje su emitirane točno ispod detektora, još se postavlja tzv. kolimator, olovna ploča s velikim brojem uskih paralelnih otvora koji minimiziraju mjerenje raspršenih gama zraka. Ovaj

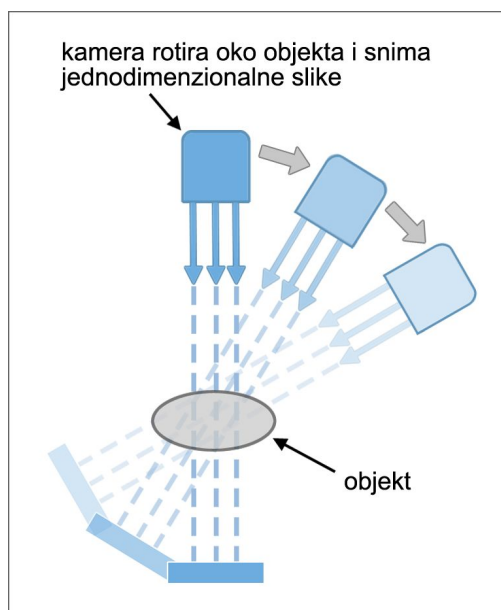


Slika 12.7: Shema rada gama kamere.

uređaj se naziva **gama kamera**. Ona predstavlja jezgru dijagnostičkih uređaja.

SPECT

Povećanjem brzine računala, koncept rada gama kamere je unaprijeđen u jednofotonu emisiju tomografiju (**SPECT**). Izazov je bio stvoriti trodimenzionalnu sliku kako bi se povećala preciznost dijagnoze. Rješenje je bilo konstruirati gama kameru koja kruži oko pacijenta tako da napravi puni krug u unaprijed definiranom broju koraka. U svakom koraku se snimi jedna slika (projekcija) te se na kraju sve projekcije povežu u trodimenzionalnu sliku. Da bi proces bio precizniji i sama pretraga brža, postavljaju se 2-3 gama kamere. Vrijeme snimanja tako se smanji na svega 15-20 min. Od 2000.-ih došlo je do daljnjeg napretka u metodama oslikavanja i to u obliku hibridnih tehnologija koje koriste dva dijagnostička uređaja u jednom kućištu (npr. SPECT i CT ili MRI) kako bi se iskoristile prednosti oba uređaja.



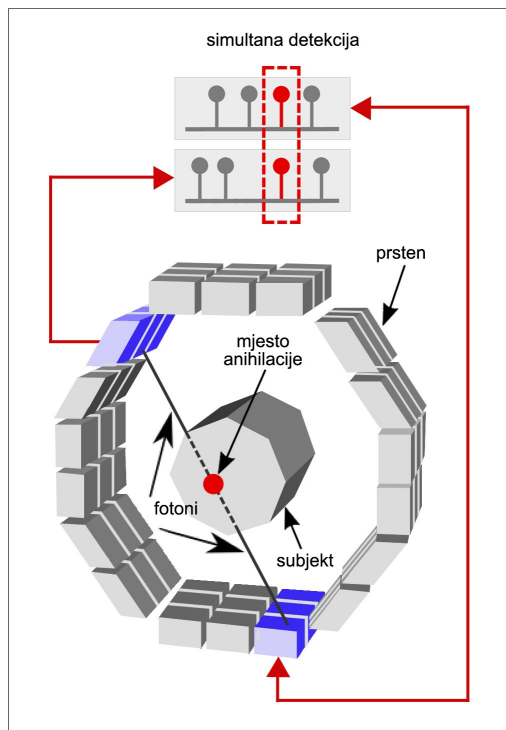
Slika 12.8: Pojednostavljeni princip rada SPECT uređaja.

PET

Sljedeća fundamentalna metoda oslikavanja je pozitronska emisijska tomografija (**PET**). Ona se bazira na korištenju izotopa s raspadom pri kojem emitiraju pozitrone (odnosno antičestice elektrona). Kada pozitron naiđe na elektron, dolazi do njihove anihilacije pri čemu se emitiraju dvije gama zrake u suprotnim smjerovima, pod kutom od 180° . Da bi odredili mjesto anihilacije, odnosno mjesto gdje se nalazi izotop, potrebno je detektirati izlazne parove gama zraka. To se vrši nizom scintilacijskih detektora postavljenim u prsten oko pacijenta. Budući da očekujemo par zraka, promatranjem mjesta koja su istovremeno detektirala gama zrake, možemo zaključiti da se anihilacija dogodila negdje na spojnici ta dva mjesta (Slika 7). Za praktične primjene ovaj je princip dovoljan. Naravno, da bi odredili točan položaj anihilacije, potreban je i podatak kolika je vremenska razlika u detekciji zraka. Tu dolazi do tehničkog problema jer su te vremenske skale toliko male da ih sam uređaj ne može odrediti s velikom preciznosti. Novija istraživanja u području scintilacijskih

materijala i razvoj poluvodičke industrije doprinose razvoju ovog aspekta PET-a, a sam uređaj ima naziv *time-of-flight* PET. Izotopi korišteni u ovoj tehnici (najčešće ^{14}F) su kratkog vremena poluraspada što često podrazumijeva njihovu proizvodnju na licu mjesta. To je razlog zašto je ova pretraga vrlo skupa i njezino korištenje mora biti opravdano. Osnovno pitanje je zašto se

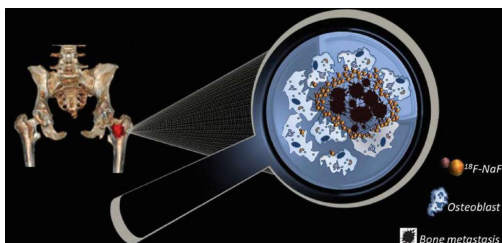
iznosi otprilike 25 mSv po pretrazi što odgovara 8-godišnjem izlaganju pozadinskom zračenju kojem smo svakodnevno izloženi. Usporedbe radi, rendgen pluća izlaže pacijenta zračenju od 0.1 mSv. U Hrvatskoj postoji 5 PET/CT uređaja od čega je samo jedan u bolnici. Cijena pretrage iznosi oko 8000 kn.



Slika 12.9: Shema rada PET uređaja.

onda ne koristi samo SPECT? Odgovor leži u činjenici da je PET superiorniji u prostornoj rezoluciji slike i daje bolji kontrast. Ipak, prostorna rezolucija PET-a od oko 5 mm često nije dovoljna, pogotovo u dijagnozi ranih stadija karcinoma. Stoga je pozitronsku tomografiju zamijenila hibridna PET/CT tehnika koja kombinira veliku rezoluciju CT-a s funkcionalnim biološkim informacijama koje pruža PET. PET/CT sustav je oko 25% precizniji u otkrivanju tumora u odnosu na PET ili CT zasebno. Od svih medicinskih pretraga koje uključuju ionizirajuće zračenje, PET/CT pacijenta izlaže najvećoj dozi koja

Primjer korištenja jednog radiofarmaceutika



Slika 12.10: Shema nakupljanja ^{18}F -NaF na mjestima gdje je koštana srž okružila tumor.

Za primjer, uzmimo izotop ^{18}F koji je vezan za natrijev fluorid (^{18}F -NaF). On se koristi za snimanje koštanog sustava. Nakon što se intravenozno ubrizga u organizam, zbog svoje male molekularne težine, brzo se upije u koštano tkivo, a to upijanje temelji se na izmjeni iona fluora. Jedna vrsta koštanih stanica, točnije osteoblasti, oko područja tumora stvaraju „zid“ koštanog tkiva. Na takvim područjima se onemogućuje daljnje širenje tumora te se onda ona jasno vide prilikom snimanja PET-om. Prije snimanja pacijent ne treba postiti nego samo treba uzimati puno tekućine kako bi ovaj radiofarmaceutik što prije prošao krvotokom te se i brzo izbacio iz organizma kroz mokraću. Doza koja pacijent prima iznosi između 5 mCi i 10 mCi.

Najčešća primjena ovog radiofarmaceutika je kod otkrivanja metastazi kostiju uzrokovanih rakom prostate, pluća ili dojki. Također koristi se i prilikom prikaza bolesti koje uzrokuju degeneraciju kostiju kao i praćenja progresije tih bolesti. Još jedna primjena nalazi se u forenzici prilikom otkriva-

nja različitih fraktura kostiju uzrokovanih zlostavljanjem djece.



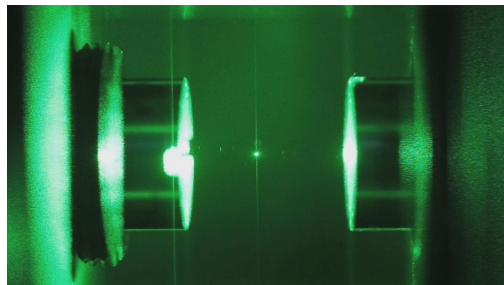
Slika 12.11: PET snimka pacijenta liječenog od tumora dojki te primjene radioterapije za metastaze kostiju u lumbalnom dijelu kralježnice. Crne mrlje na snimci prikazuju područja gdje se nakupio ^{18}F -NaF.

Moderna medicinska fizika i biofizika

Optička pinceta

Fotoni imaju impuls proporcionalan njihovoj energiji. U skladu sa zakonom očuvanja impulsa, bilo koji atom koji apsorbira foton primi također i njegov impuls. Ako snop fotona tj zraka svjetlosti naleti na prozirno tijelo danog indeksa loma doći će do loma (refrakcije) svjetlosti te refleksije u skladu s Fresnelovim zakonima. Refrakcijom svjetlosti je prozirno tijelo promijenilo impuls fotona te u skladu sa zakonom očuvanja impulsa tijelo će dobiti impuls suprotnoga smjera. Tijelo će osjetiti silu. Ako se tijelo nalazi u području promjenjiva intenziteta snopa svjetlosti, sila će tijelo gurati prema području većeg intenziteta. Koristeći navedeno ponašanje moguće je izgraditi stroj

koji bi koristeći zraku svjetlosti usmjerenu na neku malu prozirnu česticu s obje strane držao navedenu česticu zarobljenu u točki u prostoru. Dvije zrake svjetlosti tada guraju česticu u suprotnim smjerovima te ona stoji na mjestu. Isto se događa i s neprozirnim tijelima. Atomi u njima apsorbiraju fotone i njihov impuls što ih gura u smjeru zrake svjetla, no emitiraju foton u nasumičnom smjeru. Time uvijek ostaju unutar zrake.

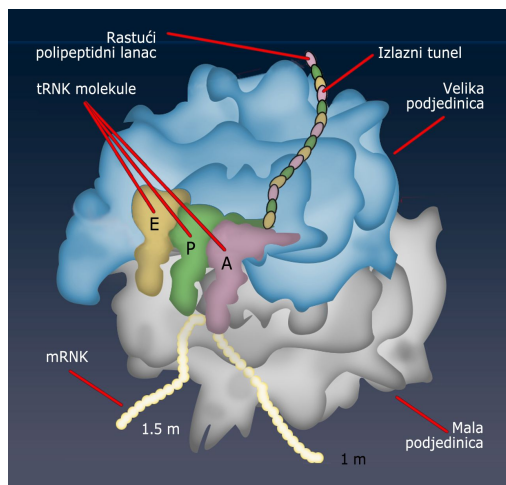


Slika 12.12: Prozirna nanočestica stakla zarobljena u optičkoj pinceti.

Nadalje, ako snop svjetlosti prolazi kroz leću on će imati najveći intenzitet upravo u žarištu leće – u jednoj točki. Čestica tada biva zarobljena u žarištu pošto ju sila uvijek gura prema području najvećeg intenziteta. U praksi, moguće je navedeni postav – optičku “pincetu” – koristiti za prostornu manipulaciju molekula, virusa pa i živih stanica i bakterija. Korisna je pogotovo za izučavanje mehanizma iza dijelova stanice koji funkcioniraju poput molekularnih motora na nanometarskim skalama. Takvi mehanizmi, koji efektivno pretvaraju energiju u mehaničan rad, korisni su za područje nanorobotike pa onda i nanomedicine. Upotrebljavaju se i u analizi kromosoma, izgradnji umjetnih tkiva, za induciranje biokemijskih reakcija i tako dalje.

Magnetna pinceta

Slično optičkoj pinceti, za izučavanje molekula i čestica nanometarske skale koristi se i magnetna pinceta. Jedan kraj promatrane molekule fiksiran je za (najčešće staklenu) podlogu dok je na drugi kraj stavljena mala magnetska čestica. Primjenom vanj-

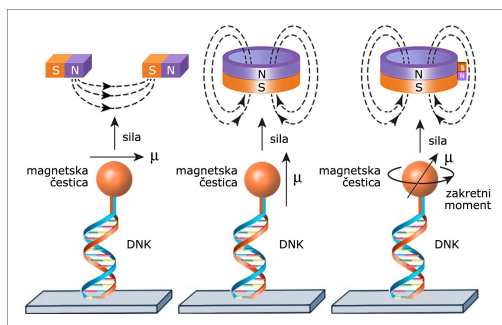


Slika 12.13: Struktura ribosoma, kompleksnog makromolekularnog stroja izgrađenog od RNA i proteina. tRNK - transportna RNK, mRNK - glasnička RNK E - Izlazno mjesto, P - Vezno mjesto peptidila, A - Vezno mjesto aminoacila

skog magnetskog polja djelujemo na molekulu silom te uzrokuje zakretanje molekule - torziju. Promatranje same molekule odvija se mikroskopom direktno. Možemo tada odrediti silu kojom se molekula opire zakretanju koja je obično na skali pikonjutna. Time dobivamo osnovna mehanička svojstva pojedinih molekula. I danas se metoda još aktivno razvija i usavršava. Unazad dvadeset godina po prvi su put dobivene jakosti intermolekularnih veza proteina i molekula koje se na njih vežu, kao i metoda određivanja elastičnosti stanične membrane djelujući na nju silom preko magnetskih čestica. Prednost magnetne pincete leži i u tome da ne djeluje direktno na molekulu koja se promatra već samo na magnetnu česticu, dok kod optičke pincete postoji opasnost interakcije lasera sa stanicom ili molekulom kao i opasnost zagrijavanja istih.

Nanomedicina

Nanorobotika se bavi problemom osmišljavanja i praktične izrade robota na skali do 10 mikrometara, čije komponente su nanometarske skale (često molekule). Dolazak nano-

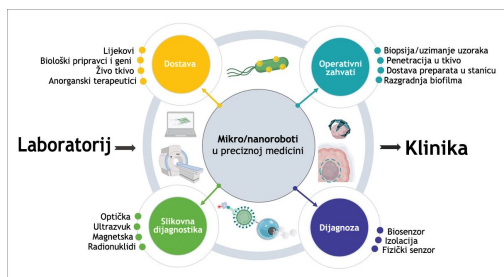


Slika 12.14: Prikazano je nekoliko načina kojima se može mehanički utjecati na promatranu molekulu ili stanicu.

robota u područje medicine već je desetljećima pojam futurizma. Temu je prvi otvorio Richard Feynman s kolegom Albertom Hibsom sredinom prošlog stoljeća. U principu nanoroboti bi bili u stanju ciljano dostaviti lijek do stanica raka te time znatno smanjiti nuspojave kemoterapije, djelovati u grupi da bi popravili oštećeno tkivo, mogli bi donijeti rane i brze dijagnoze bolesti, čak i izvršiti kirurški zahvat unutar organizma. Iako smo još uvijek daleko od naizgled neostvarivih ideja ranih zagovaratelja nanorobotike, u praksi ipak postoje konkretne primjene nanorobota u liječenju određenih bolesti. Prvi primjer nanorobota korištenih u živom organizmu izvršen je 2014. godine. Danas se koriste lijekovi bazirani na nanotehnologiji u nekoliko oblika: *Abraxane* protiv raka dojke, raka gušterače i nekih oblika raka pluća; *Doxil* protiv HIV-a, raka jajnika i multiplog mijeloma; *Onivyde* protiv raka gušterače i *Rapamune* za bolje prihvaćanje organa nakon presađivanja. U razvoju su i metode označavanja stanica raka ili krvnih žila koristeći nanočestice što bi dalo jasnu i ostru sliku u suradnji s MRI metodom.

Sve o mjernim jedinicama

Već smo se u drugom poglavlju upoznali s osnovnim zakonom koji upravlja radioaktivnim raspadom, eksponencijalnim zakonom. Tamo je rečeno da je taj zakon Rutherford dobio kroz eksperiment, što znači da je taj



Slika 12.15: Najznačajnije grane nanorobotike - dostava lijekova, dijagnoza, operativni zahvati te preciznije snimanje.

zakon, barem zasad, samo empirijski. Ako želimo napraviti teorijski model moramo krenuti otpočetak. Rutherford je, uz dobiveni zakon, zaključio još nešto, a to je da je nemoguće odrediti koja se točno jezgra radioaktivno raspala i kada. Drugim riječima, znamo samo vjerojatnost da se određena jezgra raspadne u nekom intervalu vremena Δt i znamo da će ona biti različita za svaki pojedini izotop. Matematičkim riječnikom, vjerojatnost da se neki izotop opisan konstantom raspada λ , koja će biti svojstvena svakom izotopu, radioaktivno raspadne u nekom intervalu Δt je $\lambda \Delta t$. Navedena vjerojatnost vrijedi za svaki pojedini izotop u uzorku. Iz toga možemo zaključiti da će nam se, ako u početnom trenutku imamo N izotopa, u intervalu Δt prosječno raspasti njih $N\lambda\Delta t$. Prethodni izraz nam govori da će se stoga, u prosjeku, konačni broj izotopa u uzorku smanjiti upravo za onoliko koliko ih se prosječno raspalo, tj.:

$$\Delta N = -N\lambda\Delta t,$$

gdje ovaj minus proizlazi iz činjenice da se ukupan broj jezgara smanjio. Sada nam prethodno spomenuti eksponencijalni zakon $N(t) \sim e^{-\lambda t}$ slijedi direktno iz zadnjeg izraza.

U praksi je iznimno teško brojati pojedinačne izotope u uzorku te određivati njihov početni i konačni broj. Na kraju krajeva, Rutherford nije brojao pojedine atome u svom eksperimentu, nego je proučavao zračenje uzorka u cjelini. Konkretnije, on je

mjerio veličinu koju nazivamo *aktivnost* $\mathcal{A}$ koja se definira kao broj raspada u jedinici vremena ili matematički zapisano:

$$\mathcal{A} = \frac{\Delta N}{\Delta t}.$$

SI jedinica aktivnosti je **bekerel** (Bq) koji predstavlja jedan radioaktivni raspad u sekundi. U praksi se češće, umjesto bekerela, upotrebljava **kiri** (Ci) koji predstavlja $3.7 \cdot 10^{10}$ radioaktivnih raspada u sekundi. Razlog nepraktičnosti bekerela je očit, u nekom uzorku se nalazi otprilike 10^{20} atoma, što je broj koji u sebi ima čak 20 nula! Znači, kako je broj atoma u uzorku iznimno velik, broj raspada u nekoj jedinici vremena je također iznimno velik, naravno on varira od izotopa do izotopa, ali čak i doze/izotopi koji se koriste u nuklearnoj medicini imaju aktivnost reda veličine jednog milikirija.

Definiranje aktivnosti $\mathcal{A}$ nam omogućuje razlikovanje dva različita izvora istog izotopa, npr. izvor aktivnosti 10 mCi kobalta-60 je snažniji od izvora aktivnosti 1 mCi tog istog kobalta-60. Problem nastaje kada želimo usporediti dva izotopa iste aktivnosti, npr. želimo usporediti izvore aktivnosti 10 mCi kobalta-60 i ugljika-14. Poznavanjem samo njihove aktivnosti nam nije dovoljno kako bismo mogli razlikovati ta dva izvora. U tu se svrhu definira *izloženost* X kao omjer naboja Q zraka ioniziranog radioaktivnim zračenjem⁹ i mase tog zraka m , tj. matematički zapisano:

$$X = \frac{Q}{m}.$$

Sada je moguće definirati da su izvori iste „snage“ oni koji rezultiraju istom izloženosti X . SI mjerna jedinica za izloženost je **kulon po kilogramu** (C/kg). Nekad je u uporabi bila i jedinica pod nazivom **rendgen** (R) u čast njemačkog fizičaru Wilhelmu Röntgenu. Jedan rendgen je definiran kao: „Količina zračenja koja ionizira količinu naboja 1 esu¹⁰ po cm^3 zraka pri normalnim uvjetima temperature i tlaka.“

⁹Zbog ovog svojstva se takvo zračenje još naziva i *ionizirajuće zračenje*.

¹⁰Jedan esu (engl. *electrostatic unit of charge*) je

Razvojem tehnika mjerenja radioaktivnosti uvidjelo se da efekt ionizacije nije povezan samo s izloženošću zračenju nego i energijom koju zračenje „dostavlja“ određenom mediju. Stoga se možemo zapitati kako se ponašaju mediji koji nisu zrak kada su izloženi radioaktivnom zračenju. Brzina apsorpiranja energije će očit ovisiti o kojem mediju je riječ. Iz tog razloga se uvodi veličina pod nazivom *apsorbirana doza* A kao mjera energije koju zračenje dostavi po jedinici mase nekog medija. SI jedinica za apsorpiranu dozu je **gray** (Gy), a definira se kao apsorpcija jednog džula energije po kilogramu materije. U upotrebi je još i jedinica **rad** (engl. radiation absorbed dose) te se definira kao 100 ergova¹¹ energije koju apsorbira jedan gram materije.

Ekvivalentna doza H za neki biološki sustav je definirana kao umnožak apsorbirane doze A i težinskog faktora W_R , tj.:

$$H = A \cdot W_R.$$

Težinski faktor W_R se računa za određeni tip (i energiju) zračenja prema tome koliko energije to zračenje dostavlja okolini po jedinici duljine. Tipovi zračenja koji dostavljaju relativno malo energije po jedinici duljine (npr. β i γ zračenje) imaju $W_R \approx 1$, dok zračenja koja dostavljaju puno energije po jedinici duljine (npr. α zračenje) imaju $W_R \approx 20$. SI jedinica za ekvivalentnu dozu je **sievert** (Sv). Konvencionalno, sievert se koristi kao mjera utjecaja ionizirajućeg zračenja na ljudsko zdravlje. Nešto starija (CGS) mjerna jedinica koja se također koristi je **rem** (engl. röntgen equivalent man). Jedan rem iznosi 10^{-2} sieverta.

Literatura

1. Russ Knapp, F.F.; Dash, Ashutosh (2016). *Radiopharmaceuticals for The-*

mjerna jedinica za naboj u tzv. CGS (centimetar-gram-sekunda) sustavu mjernih jedinica te iznosi otprilike $3.336 \cdot 10^{-10}$ C

¹¹Jedan erg (grč. *ergon*: rad, zadatak) je mjerna jedinica za energiju u CGS sustavu koja je jednaka 10^{-7} džula.

rapy. Springer India. ISBN 978-81-322-2606-2

2. Saha, Gopal B. (2005). *Basics of PET Imaging - Physics, Chemistry and Regulations*. Springer Science+Business Media, Inc. ISBN 0-387-21307-4
3. Saha, Gopal B. (2003). *Fundamentals of Nuclear Pharmacy*. Springer-Verlag New York, Inc. ISBN 0-387-40360-4
4. Feng, D. (2020). *Biomedical Information Technology*. Academic Press. ISBN 978-0-12-816034-3
5. Enderle, J.D.; Bronzino, J.D. (2012.) *Introduction to Biomedical Engineering*, Academic Press, ISBN 978-0-12-374979-6

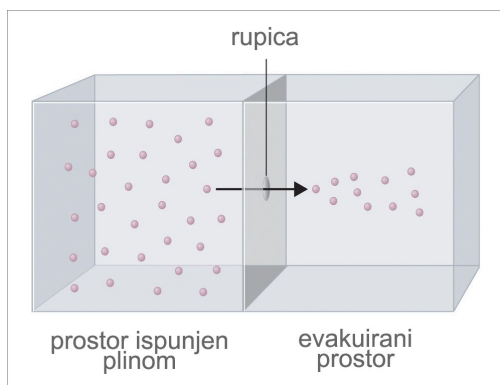
13. Snopovi molekula

Pod nazivom molekularni snopovi podrazumijevamo snopove (električki) neutralnih molekula ili atoma, pa bismo ih mogli nazivati neutralnim snopovima, ali taj pojam uključuje i elementarne čestice. Idealni snop se sastoji od čestica koje putuju po paralelnim pravcima u savršenom vakuumu, bez međusobne interakcije. Naravno stvarna situacija je nešto drugačija, ali i dalje možemo reći da veliku većinu vremena svaki član snopa putuje slobodno, kao da nema ostalih članova snopa.

Proizvodnja snopa

Zraka ili snop se proizvodi kada plin višeg tlaka teče kroz regiju impedancije u regiju nižeg tlaka. Prema Oxford riječniku online, postoji pojam efuzije (eng. effusion), definiran kao prolazak čestica u vakuum kroz mali otvor u tankoj ploči. Sada se taj pojam koristi generalno za prolaz kroz bilo kakvu impedanciju, bio to mali otvor ili nekakva cijev. Kažemo da se radi o prolasku u vakuum, ali u praksi je to samo područje boljeg vakuuma, odnosno nižeg tlaka. Otvor s impedancijom je početno bio kružnog oblika, ali kasnije se pokazalo da je pukotina nešto bolji izbor. Prerez ili pukotina ima oštriju raspodjelu izlaznih čestica, odnosno veći udio čestica je emitiran okomito na ploču, u usporedbi s kružnim otvorom.

Plin koji oblikujemo u snop se obično



Slika 13.1: Shema aparature za proizvodnju snopa neutralnih čestica.

proizvodi zagrijavanjem tekućine ili krutine određenog materijala, pa se zapravo u većini slučajeva radi o pari. Pod para mislimo na plin ispod svoje kritične temperature, pa se može kondenzirati u tekućinu ili krutinu samo promjenom tlaka.

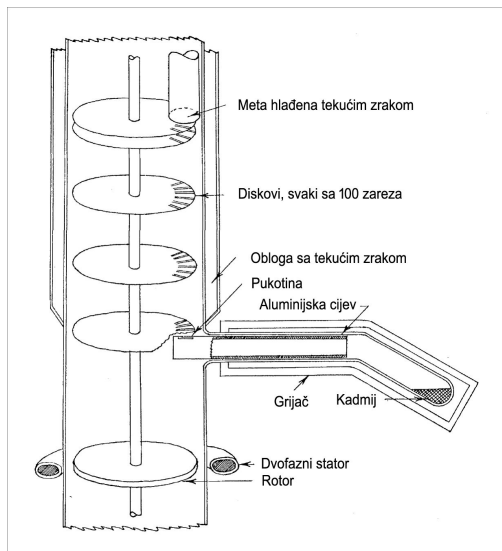
U lijevom dijelu posude na gornjoj shemi imamo peć koja djeluje kao izvor plina (pare) određenih čestica. U oba dijela posude prethodno je uspostavljen vakuum, koliko je to moguće s određenom opremom, tako da je u lijevom dijelu posude vakuum nešto slabiji. S vremenom lijevi tlak je sigurno veći jer se posuda krene puniti plinom. Zbog razlike u tlakovima naš plin počinje protjecati kroz impedanciju na pregradi formirajući

nešto nalik snopu. Obično ima veći broj komora i pregrada, svaka sa svojim nezavisnim vakuumskim pumpama da bi što bolje mogli manipulirati konačnim karakteristikama snopa. S time dolazi i veći broj impedancija koje možemo usporediti s lećama kada manipuliramo svjetlošću. Kao i u većini znanstvenih polja tako i za formaciju kvalitetnih snopova vrlo je važno postizanje što boljih vakuumova. Želimo izbjeći bilo kakve efekte okolnog plina (preostali zrak u posudi), odnosno efekte koji ne proizlaze samo iz snopa.

Primjetite da dok su u prvoj komori čestice se gibaju nasumično i raspodjela brzina odgovara Maxwell-Boltzmannovoj zbog načina proizvodnje, te da nakon prolaska u susjednu komoru je raspodjela modificirana na što ćemo se vratiti ubrzo. Postoje i tehnike (free jet sources) kojima se dobijaju ne-termalne zrake, ali ovdje ih se nećemo doticati.

Distribucija brzina čestica snopa

Prije prolaska kroz pukotinu rekli smo da se čestice ponašaju prema zakonima kinetičke teorije plinova. Znači da sve čestice smatramo identičnima s nasumičnim kretanjem čija su jedina interakcija elastični sudari među njima bez unutrašnjih stupnjeva slobode (poput savršeno tvrdih minijaturnih biljarskih kugli). Raspodjela brzina čestica u takvom plinu odgovara Maxwell-Boltzmannovoj (termalnoj) raspodjeli. Ova teorija u biti opisuje samo makroskopska svojstva, odnosno samo kolektivne karakteristike plina, jer smo zanemarili puno detalja oko strukture naših čestica. Primjetite da distribucija brzina u snopu neće biti točno Maxwellova, jer je broj čestica, s brzinom u intervalu $[v, v + dv]$, koje prođu kroz otvor u jedinici vremena, proporcionalan umnošku brzine i broja čestica s takvim brzinama. To ima smisla ako zamislimo čestice u prvoj posudi koje su blizu otvora, one koje se kreću brže će prije proći kroz otvor i postati dio snopa. Pa tako i intenzitet snopa ima tu modificiranu ovisnost.



Slika 13.2: Aparat koji je koristio John A. Eldridge za određivanje distribucije brzina u plinu.

$$I(v) \propto v^3 e^{-mv^2/2k_B T}$$

gdje je k_B Boltzmannova konstanta, T je temperatura, a m i v su masa i brzina biljarske kugle.

U ovu raspodjelu se možemo uvjeriti relativno jednostavnim eksperimentom. Na slici ispod prikazan je takav jedan eksperimentalni postav.

Najniže postavljeni disk djeluje kao rotor za indukcijski motor, dok gornji tanji diskovi imaju pukotine na rubovima i služe kao filter brzina. Za postavljenu brzinu vrtnje diskova, samo čestice određene brzine uspijevaju proći kroz sve pukotine i doseći detektor na vrhu. Zamislimo li samo dva diska i česticu koja je upravo prošla kroz pukotinu na prvom disku, ona će proći kroz pukotinu na drugom disku samo ako ima brzinu u određenom intervalu, koji je zadan brzinom diskova i geometrijom pukotina. Ako je čestica prebrza ili prespora zapeti će za disk i neće doseći naš detektor iza diskova. Nizom takvih diskova samo sužavamo taj interval brzina koje čestice mogu imati da bi

dosegle detektor. Detektirajući broj čestica koje dosegnu detektor za određene postavke aparature, dobijamo raspodjelu brzina. Dok se rezultati ovog eksperimenta nisu pokazali kao definitivni dokaz teorije, i dalje služe kao potvrda da barem znamo o čemu pričamo i daje indicaciju da je rigoroznija provjera teorije izvediva. Poznajemo li čestice u pitanju, odnosno masu u ovom slučaju, te temperaturu sustava i pretpostavljajući da je termalna teorija točna, u principu iz ovih eksperimentalnih podataka možemo provjeriti vrijednost Boltzmannove konstante k_B .

Manipulacija molekularnim snopovima

Bavljenjem neutralnim česticama gubimo mogućnost korištenja homogenih elektromagnetskih polja za manipulaciju snopovima. Ali općenito čestice u pitanju će imati neishčezavajuće elektromagnetske momente višeg reda, pa ćemo ipak moći upravljati neutralnim snopovima koristeći nehomogena polja. Statičnim poljima se mogu otklanjati (zaktretati) ili fokusirati, dok vremenski ovisnim poljima ih možemo usporavati ili ubrzavati. Sada više nije dovoljno pričati samo o makroskopskim svojstvima zrake, već nas zanimaju detalji oko strukture molekula. Takvi detalji nam govore nešto o njihovim unutrašnjim svojstvima poput električnih multipola, energetskih nivoa elektrona i slično, koji su ključni za manipulaciju gibanja molekula.

Prvi rad koji izlaže račune otklona zrake polarnih molekula koje prolaze kroz nehomogeno električno polje objavili su H. Kallmann i F.Z. Reiche 1921. godine. Oni su pokušavali dokučiti je li dipolni moment karakteristika individualne čestice ili samo nešto što se pojavljuje u prisustvu drugih čestica. Preprint ovoga rada je dosegao O. Sterna koji je sa kolegom W. Gerlachom godinu nakon pokazao da je prostorna orijentacija angularnog momenta kvantizirana u slavnom Stern-Gerlach eksperimentu, tako što su otklanjali zrake atoma u nehomogenom magnetskom polju. Tek nekoliko godina nakon je prvi

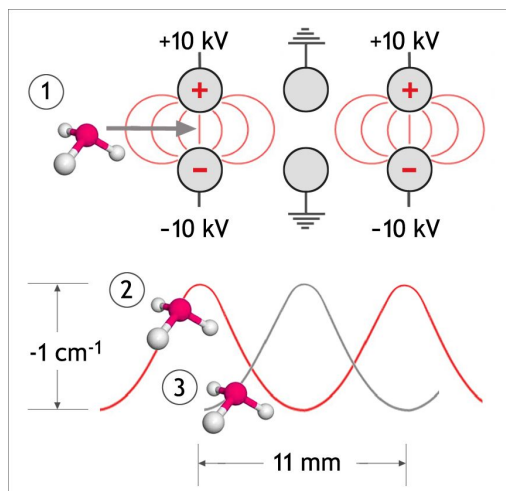
put eksperimentalno demonstriran otklon neutralne zrake polarnih molekula pomoću električnih polja.

S vremenom se otkrilo sve više geometrija magnetskih, ali i električnih polja kojima se moglo manipulirati gibanjem i kvantnim stanjima u kojima se nalaze molekule. Posebno proučavanje molekula amonijaka u elektrostatičkom kvadrupolnom fokuseru dovelo je 50-ih godina do izuma masera, prethodnika današnjih lasera, koji proizvodi zračenje manje frekvencije.

Do tada i mnogo godina nakon sve metode odnose se na promjenu transversalne komponentne brzine snopa, odnosno na njegov zakretanje. Iako je bilo pokušaja 50-ih i 60-ih godina, tek kasnije je došlo do uspješne promjene longitudinalne komponente, odnosno usporavanja, te krajem prošlog stoljeća, konačnog zaustavljanja čestica. Zapravo glavna motivacija za ovakvo nešto je želja da u potpunosti zaustavimo neutralne molekule, odnosno želimo ih dovoljno usporiti da bi ih mogli uhvatiti u nekakve potencijalne jame.

Ako naše čestice imaju električni dipolni moment to možemo napraviti Starkovim deakceleratorom. Sila na dipol ovisi o gradijentu snage električnog polja, pa možemo složiti nehomogeno električno polje koje će za dipol djelovati kao potencijalna barijera. Stoga dipol mora uložiti nešto svoje kinetičke energije da bi se popeo i prešao barijeru. Ali ako ga pustimo da je prijeđe, na izlazu će akcelrirati i nismo napravili ono što želimo. Potrebno je promijeniti polje taman prije prijelaza vrha barijere, i to tako da je sada na tom položaju nova jama koju slijedi nova barijera. Biti će jasnije kada pogledate sliku ispod.

Ponavljanjem ovog uzorka nekoliko puta možemo značajno usporiti (ohladiti) nadolazeće neutralne molekule. Alternativna metoda, koja se može koristiti za sve vrste molekula, je lasersko hlađenje. Iskorištavamo elektromagnetske prijelaze elektrona, odnosno pobuđivanje elektrona u molekuli u stanja više energije upijanjem elektromagnetskog zračenja.



Slika 13.3: Ilustracija postupka promjene polja u Starkovom deakceleratoru. Početna barijera koju vidi dipol prikazana je crvenom bojom. Kada dipol dođe u točku 2, promijenimo polje u ono prikazano sivom bojom. Tada je dipol opet pred barijerom na mjestu 3, te još jednom usporava.

Zamislite snop molekula u direktnom sudaru sa laserskom zrakom. Ako je frekvencija, odnosno energija fotona u laserskoj zruci u odgovarajućem intervalu, molekule će upijati fotone pobuđujući svoje elektrone u stanja više energije. Ovim upijanjem molekula naravno i izgubi na brzini običnim transferom momenta. Ubrzo nakon toga foton se reemitira, ali ovoga puta u nasumičnom smjeru. Uprosječimo li ovo preko velikog broja sudara, upijanja i reemitiranja dobijamo net smanjenje momenta molekularne zrake u samo jednom smjeru, jer se drugi efekt uprosječi u ništa (za dovoljno velike brojeve). Tek usavršavanjem ove tehnike su postignute dovoljno niske temperature za uspješni 3D uhvat čestica.

Vidimo da manipulacija neutralnim česticama nije daleko od manipulacije nabojem, ali postoje i neke bitne razlike. Dominantni doprinos silama koje možemo vršiti na neutralne čestice dolazi od dipolnog momenta (puno slabije sile negoli na obični monopol) koji u principu ovisi o stanju u kojem je čestica, a i o polju u kojem je. Ipak ima

jedna olakotna okolnost u odnosu na ione. Pošto električni potencijal ne može imati lokalni ekstrem zapravo ne možemo zarobiti nabijene čestice u statičnom električnom polju (to se u klasičnoj elektrodinamici naziva Earnshaw teorem). Ali, sila na dipol ovisi o gradientu snage električnog polja, a ne potencijala. Snaga električnog polja može imati minimum, pa je moguće zarobiti čestice sa negativnim efektivnim dipolnim momentom. Uхват čestica je neophodan u modernoj fizici jer nam omogućava pobliže promatranje molekula, a posebno njihovih kvantnih svojstava koja su naizraženija na tako niskim temperaturama. Općenito molekule se kreću vrlo brzo što uvelike otežava uhvat, zato ih prvo moramo usporiti ili ohladiti.

Detekcija molekularnih snopova

Neutralne molekule rade probleme i kada ih želimo detektirati, opet čisto radi električni neutralne prirode. Naravno uvijek možemo reći ima li čestica ili ne promatrajući njihova kolektivna svojstva, poput tlaka i temperature. Recimo jedna precizna metoda za mjerenje niskih tlakova snopova u vakuumu je Piranijev detektor. Uronimo li zagrijanu žicu u tok plina on će odnositi toplinu što će ohladiti žicu i promijeniti njenu električnu vodljivost koju lako mjerimo. Toplina koju plin odnese naravno ovisi o termalnoj vodljivosti plina koja je direktno proporcionalna tlaku koji nas zanima. Ali što ako nas zanimaju neke detaljnije informacije o plinu, poput vrste čestica i slično.

Pošto je neutralnost ono što zadaje glavobolje, možemo se pokušati riješiti tog problema. Neki plinovi se, kada dođu u kontakt s užarenim površinama, ioniziraju što inducira struju u materijalu kojeg pogađamo zrakom. Potrebna nam je velika razlika u energiji ionizacije čestica plina i izlaznog rada materijala plina. Ako imamo recimo plin alkalijskih atoma (mala energija ionizacije) lako ćemo inducirati struju koristimo li površinu od wolframa ili platine koji imaju veliki izlazni rad. Na ovaj način negativno ioniziramo plin jer on predaje svoje elek-

trone materijalu s kojim se sudara. Naravno moguća je obrnuta situacija, gdje plin preuzima elektrone od materijala. Situacija je identična onoj prije do na predznake naboja. Vidimo da je ovo poprilično jednostavna metoda, ali problem je što funkcionira dobro samo za neke kombinacije plinova i ionizacijskih površina.

Na sreću nastavljajući ideju ionizacije možemo konstruirati univerzalni detektor. Korak ionizacije ovoga puta obavljamo bombardirajući plin s elektronima koji izbijaju elektrone iz čestica plina, ionizirajući ih. Nakon toga s njima lako možemo upravljati homogenim električnim i magnetskim poljima. Šaljemo ih kroz maseni spektrometar koji nam može reći kojih sve čestica ima u plinu i konačno u kojoj koncentraciji. Vidimo da veći broj informacija o snopu dolazi sa cijenom, a ta je kompleksnost ove metode.

Neke primjene

Raspršenje molekularnih zraka

Raspršenjem dviju molekularnih zraka u vakuumu mogu se izazvati određene kemijske reakcije. Na taj način može se proučavati dinamika kemijskih reakcija i detektirati individualni reaktivni sudari. Mjereći karakteristike izlaznih produkta (prvenstveno moment gibanja u ovisnosti o kutu raspršenja) zaključujemo što se dogodilo prilikom sudara. Za razvoj i profinjenje ove tehnike D. Herschbach-u i Y. T. Lee-u je dodijeljena Nobelova nagrada za kemiju 1986. godine. Koristeći fokusere u eksperimentima raspršenja mogu se proučavati i sterični efekti, odnosno efekti orijentacije upadnih molekula na njihovu reaktivnost.

mMRI

1939. izumljena je magnetska rezonancija molekularnim zrakama, metoda kojom se pouzdano može mjeriti magnetske momente čestica (atoma, molekula, jezgri atoma). Ovo je u biti prethodnik nuklearne magnetske rezonance.

Nalazeći svoju primjenu u modernoj medicini, mMRI se odnosi na metodu slikava-

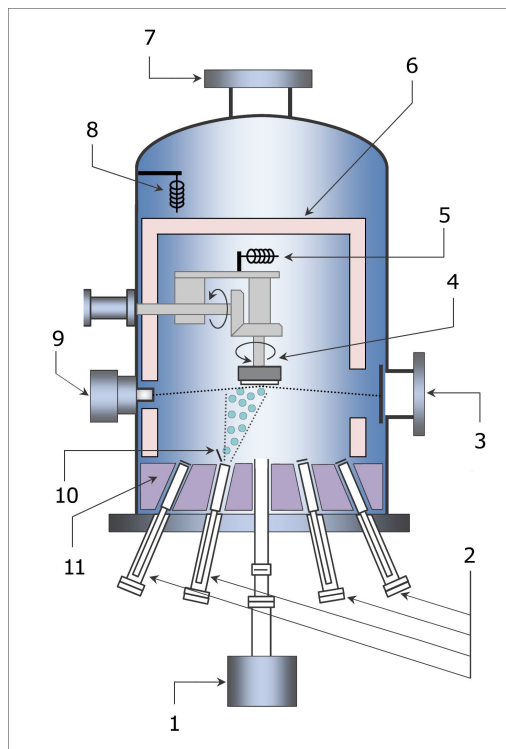
nja specifičnih bioloških procesa na staničnoj i molekularnoj skali u živim organizmima. Cilj je da se otkriju biokemijski i genetski događaji koji prethode raznim bolestima, umjesto samo mjerenja simptoma i kasnih promjena na tijelu (promjena tlaka ili veličina tumora i slično) koji se gledaju ostalim metodama. Ova metoda daje izvrsnu anatomsku rezoluciju i nema opasnosti od zračenja, a trenutno jedina mana joj je što je teško detektirati molekularne događaje. Zbog toga je potrebna velika količina kontrastne probe (materijal koji se unosi u živi organizam da bi se detektirale reakcije sa zrakom). To ujedno podiže cijenu i dovodi do rizika toksičnosti za pacijenta.

Epitaksija molekularnih zraka (MBE)

U 50-ima, dvije godine nakon završetka doktorskog studija H. Kroemer radio je u maloj grupi istražujući poluvodiče. Tada je predložio ne-stehiometrijski miješani kristal različitih poluvodiča s različitim energijskim procjepima. Na svom predavanju povodom Nobelove nagrade 2000., spomenuo je da je njegove ideje bilo teško provesti u djelo, djelomično zbog nemogućnosti proizvodnje potrebnih materijala. Morao je čekati nešto više od desetljeća do prvih pouzdanih metoda.

Veliki broj značajnih napredaka došao je od grupa iz IBM Thomas J. Watson istraživačkog centra u New Yorku i iz Bell laboratorija u New Jerseyu. Recimo John R. Arthur Jr. je 1968. opisao metodu proizvodnje epitaksijalnih slojeva galij arsenida koristeći molekularne zrake. Epitaksija je naziv koji se odnosi na depoziciju slojeva materijala s točno definiranom orijentacijom u odnosu na kristalnu podlogu. Pošto među atomima u zrakama praktički nema interakcije, molekule GaAs formiraju se tek u kontaktu s podlogom.

Nedugo nakon pridružio mu se Alfred Y. Cho kojeg se nekada naziva ocem MBE. U početku su mogli proizvesti slojeve od samo desetak nanometara GaAs, u jednom danu. U odnosu na druge metode, MBE karakterizira iznimno spora brzina depozicije slojeva



Slika 13.4: Shema komore za molekularnu epitaksiju. Efuzijske ćelije su izvori molekularnih zraka.

1 – Maseni spektrometar, 2 – Efuzijske ćelije, 3 – RHEED fluorescentni zaslon, 4 – Nosač uzorka s kontinuiranom azimutalnom rotacijom (CAR), 5 – Monitor toka snopa (BFM), 6 – Kriogena obloga hlaena tekućim dušikom, 7 – Veza s komorom međuspremnika, 8 – Ionizacijski manometar, 9 – RHEED elektronski top, 10 – Zatvarač ćelije, 11 – Glikolom hlađeni nosač izvora

(tipično manje o $3\ \mu\text{m}$ po satu), što zahtjeva ultravisoki vakuum da bi se dostigla ista razina nečistoća u kristalu. Unatoč vrlo velikoj čistoći proizvedenih kristala, i IBM i Bell grupe morale su uvjeravati kolege i investore da je MBE zaista korisna metoda, te da ima potencijala za ono što danas nazivamo nanofabrikacijom. Neki su se šalili da MBE zapravo stoji za "mega buck equipment" zbog velikih potrebnih troškova, ali tijekom 70-ih razvoj se postepeno nastavio, korištenjem računala i *in situ* promatranja. Formiranje slojeva obično se promatra RHEED metodom (Reflection high-energy electron diffraction) koja omogućava promatranje samo jednog sloja kristala debljine jednog atoma. Na taj način se mogu konstruirati vrlo detaljne kristalne strukture poput atomski ravnih površina (površina je jedan atomski sloj), naglih prijelaza u sastavu (dva susjedna atomska sloja različitih materijala), te kvantne jame, točke... Takve strukture su vrlo korisne u fundamentalnim istraživanjima i neophodne su za moderne poluvodičke uređaje (LED, MOSFET, laseri, solarne ćelije...). Oprezno kontrolirajući uvod materijala u komore, Arthur C. Gossard i kolege, uspjeli su krajem 70-ih vrlo precizno ugraditi dopante u poluvodičke strukture, čime se mogu precizno kontrolirati električna svojstva materijala. Koristeći GaAs dopiran aluminijem koje je Gossardov tim proizveo, Horst Störmer i Daniel Tsui otkrili su frakcijski kvantni Hallov efekt za što su 1998. podjelili Nobelovu nagradu s Robertom Laughlinom (igrao ulogu teoretičara). U svojim predavanjima oba istraživača istaknuli su koliko su "kreatori materijala" važni za znanost.

Naposlijetku MBE se razvila u jednu od najučestalijih metoda u nanoznanosti i tehnologiji. Pokazala se iznimno ključnom u prošlosti čovječanstva, a izgleda optimistično i u drugom smjeru. MBE je trenutno jedina metoda za proizvodnju poluvodičkih nanožičanih lasera koji se mogu ugrađivati na čipove, što predstavlja napredak u procesuiranju informacija.

Literatura

1. Aldridge J.A., *Experimental test of Maxwell's distribution law*, Phys. Rev. **30**, 931
2. Levine R. D., Bernstein R. B., *Molecular Reaction Dynamics and Chemical Reactivity*; Oxford University Press: New York, 1987.



14. SQUID

Većina eksperimentalnih rezultata pokazuje na to da tamna tvar čini većinsku komponentu mase svemira. Reultati su astronomska opažanja interakcije tamne tvari s nama poznatom materijom, bez čije prisutnosti svemir jednostavno ne bi izgledao takav kakav jest. Hipotetska čestica aksion, nastala u pokušaju da se razrješi "jaki CP problem" kvantne kromodinamike je jedan od rijetkih potencijalnih kandidata za konstituenta tamne tvari. Nekoliko eksperimenata koji pokušavaju opaziti aksione je trenutno u tijeku, a najpoznatiji je The Axion Dark Matter Experiment (ADMX), koji se izvodi u Centru za ekperimentalnu nuklearnu fiziku i astrofiziku na Sveučilištu u Washingtonu. Pokazat ćemo kako funkcionira taj eksperiment i kako je SQUID iskorišten kao jedna od glavnih komponenti u izvedbi.

Aksion

Tamna tvar

U ovom trenutku tamna tvar je najveći problem kozmologije. Tamna tvar ne emitira, apsorbira ili reflektira svjetlost, pa ne može bit opažena promatranjem elektromagnetnog zračenja. S druge strane, znamo da mora postojati neka vrsta neopažene tvari jer u suprotnom bi izostale neke uočene pojave u svemiru. Jedna od takvi stvari je stabilnost galaksija, koje bi u izostanku tamne tvari bile rastrgane centrifugalnom

silom. Masa vidljive tvari proizvodi premali udio gravitacijske sile da se odupre centrifugalnoj, što znači da je potrebno postojanje neke nevidljive tvari koja doprinosi dodatno. Taj doprinos se trenutno procjenjuje na čak 85%, odnosno, 85% mase cijelog svemira čini tamna tvar. Postavlja se pitanje njene građe i prirode, odnosno čestica koje je čine.

Tamna tvar se dijeli na barionsku i nebarionsku. Prva se sastoji od crnih rupa, smeđih patuljaka, bijelih patuljaka itd. Dakle za nju možemo reći da znamo od čega se sastoji. Za drugu, nebarionsku, se kaže da je "hladna", jer opažanja pokazuju da bi se čestice tamne tvari u tom slučaju morale ponašati nerelativistički. Čestice hladne tamne tvari su, dakle, masivne i slabo međudjeluju s ostatkom svemira. Naime, međudjeluju isključivo gravitacijski, a gravitacijska sila je najslabija od četiri temeljne sile u prirodi. Zato je za te čestice skovan akronim WIMP (Weakly Interacting Massive Particle), što u prijevodu znači masivne čestice koje slabo reagiraju.

Jaki CP problem i pretpostavka aksiona

CP-simetrija je simetrija zakona fizike s obzirom na zajedničku promjenu naboja i parnosti odnosno zahtjev da se jednako odvijaju procesi u našem svijetu i svijetu koji bi se dobio od njega uzastopnom primjenom prostornog zrcaljenja i zamjenom čestica antičesticama. Odstupanje od te simetrije (CP-

narušenost) jedan je od preduvjeta za stvaranje viška materije prema antimateriji u svemiru, a time i preduvjet našega postojanja. CP-narušenost otkrivena je u slabim raspadima K-mezona ili kaona, a u novije doba mjeri se i u raspadima B-mezona.

Lagranžijan kvantne kromodinamike sadrži član koji u teoriji narušava kombiniranu simetriju konjugacije naboja i parnosti zamjene čestica. U praksi ova pojava da je CP-simetrija narušena se ne opaža do jako visoke preciznosti, što se zove jaki CP problem.

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - \frac{n_f g^2 \theta}{32\pi^2} F_{\mu\nu}\tilde{F}^{\mu\nu} \quad (14.1)$$

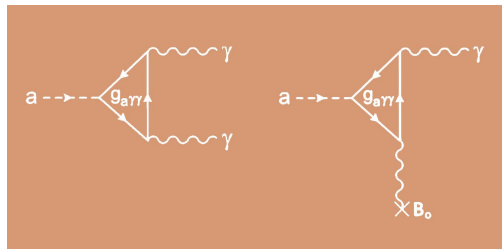
$$+ \bar{\psi}(i\gamma^\mu D_\mu - m e^{i\theta'\gamma_5})\psi$$

U slučaju u kojem kut θ i faza θ' nisu jednake 0, nema razloga očekivati da je CP-simetrija očuvana. Ako se kiralna faza θ' može transformirati u oblik u kojem doprinosi ukupnom efektivnom kutu $\bar{\theta}$ onda preostaje objasniti zašto je ta vrijednost toliko blizu 0. Ako je θ' apsorbirana u gamma-matrice, onda je potrebno objasniti zašto je θ mal.

U pokušaju da riješe taj problem Roberto Peccei i Helen Quinn su postavili novu teoriju čija bi posljedica bila postojanje nove čestice, aksiona. On bi riješio jaki CP problem i u isto vrijeme je potencijalni kandidat za česticu tamne tvari, zadovoljavajući sve njezine karakteristike. Ideja rješenja je promatranje veličine θ kao svojevrsnog polja, što bi značilo da je principom minimalne energije ono stvarno 0.

Kako detektirati aksion?

Nekoliko eksperimenata se do sada izvelo u pokušaju pronalaska aksiona i većina se bazira na inverznom Primakoff efektu, što je zapravo raspad mezona u dva fotona. Kako aksion ima visok životni vijek, proces je u eksperimentima ubrzan prisutstvom jakog magnetskog polja, koje vijek smanjuje. U savršenim uvjetima i pogodnom opremom bi se u takvim uvjetima moglo mjeriti elektromagnetsko zračenje nastalo raspadom i



Slika 14.1: Inverzni Primakoff efekt u vakumu i u statičkom magnetskom polju

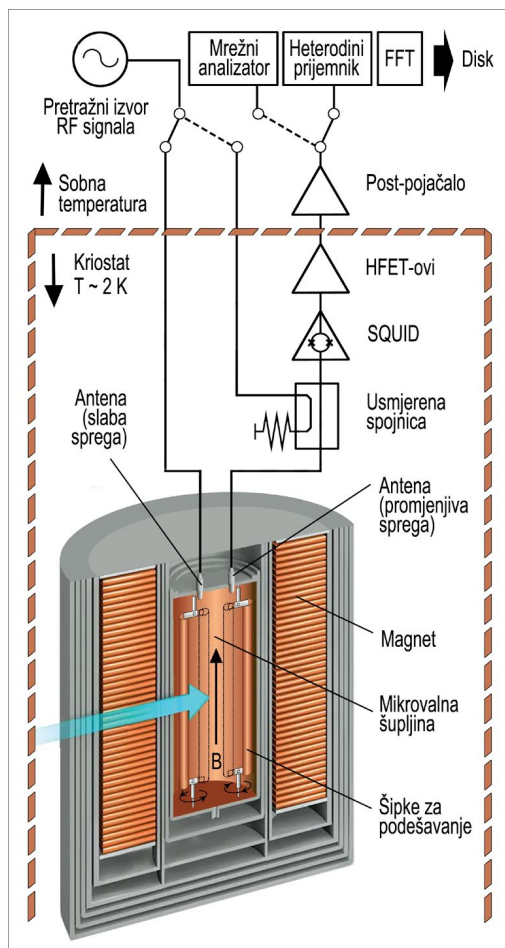
tako detektirati aksione. Problem nastaje u tom što je tako nastalo elektromagnetsko zračenje jako slabo i potrebna je jako precizno mjerenje za detekciju, gdje napokon dolazimo do samog eksperimenta.

ADMX

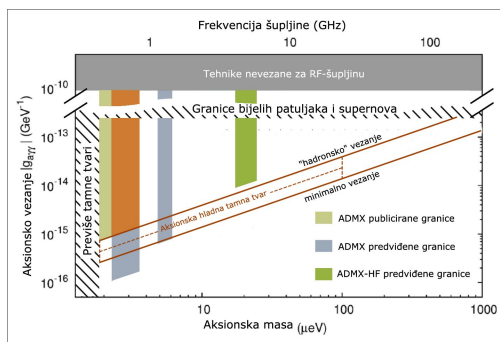
Axion Dark Matter Experiment (ADMX) koristi rezonantnu mikrovalnu šupljinu unutar jakog supervodljivog magneta u pokušaju da otkrije aksione iz lokalnog galaktičkog haloa tamne tvari. Halo tamne tvari je hipotetska komponenta galaktike koja omotava galaktički disk i prostire se iza ruba vidljive galaktike i prevladava u ukupnoj masi.

O eksperimentu

Kako je već rečeno, ideja eksperimenta je detekcija mikrovalnih fotona nastalih Primakoffovim efektom spomenutih aksiona. Na slici 2 je pokazana shema eksperimenta. Mikrovalna rezonantna šupljina je središnji dio eksperimentalnog postava, i ona je valjkastog oblika dugog 1m i promjera 0.5m. Rezonantna frekvencija šupljine se može podešavati, a kad se podesi tako da odgovara masi aksiona, signal bi trebao biti očitati. Na ovaj način se "skeniraju" različiti intervali masa koji su u skladu s teorijskim predviđanjima u nadi da će se očitati signal koji bi potvrdio postojanje aksiona. Tako je eksperiment dosad već skenirao neke intervale pomičući granice unutar kojih trebamo nastaviti tražiti, što je prikazano na slici 3 za različite pokušaje ADMX eksperimenata. ADMX je bolji od ostalih eksperimenata u smislu



Slika 14.2: Shema eksperimenta



Slika 14.3: Izmjereni intervali u traženju aksiona. Ljubičastim linijama su označene teorijske granice u kojem je vezanje u dobrom odnosu s masom, dok obojana područja označavaju intervale u kojima je eksperimentalno provjereno da se ne nalaze aksioni.

da ima toliku preciznost da traži teorijski valjane čestice, kod kojih je masa proporcionalna vezanju. Tako je eksperiment dosad isključio odgovarajuće mase između $2.66 \mu\text{eV}$ i $3.33 \mu\text{eV}$.

Signal koji bi proizveli aksioni su toliko mali da je cijeli eksperiment ohlađen ispod 4.2 K kako bi se smanjio termalni šum, međutim temperature nekih pojedinih komponenta su i manje. Elektromagnetsko polje unutar šupljine je uzorkovano antenom spojeno s prijemnikom.

Kakvu ulogu tu ima SQUID?

Termalni šum koji nastaje od rezonantne šupljine i same elektronike uređaja je glavna prepreka u ostavarenju nauma eksperimenta zbog već dosta malenog signala kojeg želimo očitati. Lanac prijemnika je prikazan na slici 2 i sastoji se od više različitih pojačala. Signal iz šupljine je pojačan egzotičnim kriogenim SQUID pojačalom, kojeg slijede 2 HFET pojačala s ultra-niskim šumom. Prijemnik zatim prevodi frekvencije u pogodan oblik za digitalizaciju i spremanje. Takav sustav ultra niskog šuma je ono što ovaj eksperiment čini mogućim, jer je ovaj prijemnik osjetljiv na snage čak manje od 0.01 jktowatti.

Implementacijom SQUID-a, uz ostale

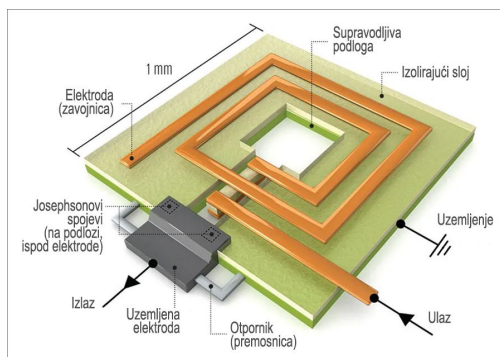


Slika 14.4: ADMX rezonantna šupljina

komponente je termalni šum 2014. bio smanjen s 2K na čak manje od 100mK što je značajno povećalo osjetljivost eksperimenta. To je postignuto jer SQUID u teoriji ima kvantno limitiranu osjetljivost na snagu.

Kako će se dalje poboljšavati osjetljivost?

Traženje ostalih intervala mase aksiona zahtjeva nova poboljšanja u izvedbi eksperimenta, na različitim rezonantnim frekvencijama. Trenutno je u tijeku poboljšanje opreme eksperimenta u više faza. Jedan "ogranak" eksperimenta je tako ADMX-HF, koji označava da je cilj eksperimenta tražiti mase odgovarajuće višim rezonantnim frekvencijama, što se postiže Josephsonovim parametarskim pojačalima, koji bi također kao i SQUID bili ograničeni samo kvantnom neodređenosti. Još jedan od napredaka koji



Slika 14.5: SQUID pojačalo

je u tijeku je dodatak dilucijskih $^3\text{He}/^4\text{He}$ hladnjaka, koji omogućavaju kontinuirano hlađenje do 2mK, što bi dodatno smanjilo termalni šum.

Ukratko o SQUID pojačalu

SQUID je ovdje korišten u novom načinu rada u kojem služi kao pojačivač radiofrekvencije. Glavni dio se sastoji se od četvrtastog podloška koji čini tijelo uređaja, i na jednoj njegovoj strani spiralna petlja. Petlja i uzemljena ravnina, skupa sa dielektrikom na podlošci, formiraju mikrostrip koji rezonira kada je njegova duljina jednaka polovici valne duljine signala. Rezonancija se može podesiti mijenjanjem duljine petlje. Magnet-ski tok koji je proizveden je vezan na spojeni SQUID. Pozitivni odgovor SQUID-a mikrostripu povećava pojačanje i faktor dobrote. Pri 1.8 K, pojačanje od (24.5 ± 0.5) dB i intrinzični šum od (0.19 ± 0.06) K su postignuti na rezonantnoj frekvenciji 365 MHz. Sa već spomenutim dilucijskim hladnjakom postižu se čak i bolji rezultati. Uređaj je prikazan na slici 5.



Istraživanja

15	Egzotični atomi	151
16	Hadroni i kvarkovi	157
17	Nesačuvanje CP simetrije	165
18	Postojanje dvaju neutrina	171

15. Egzotični atomi

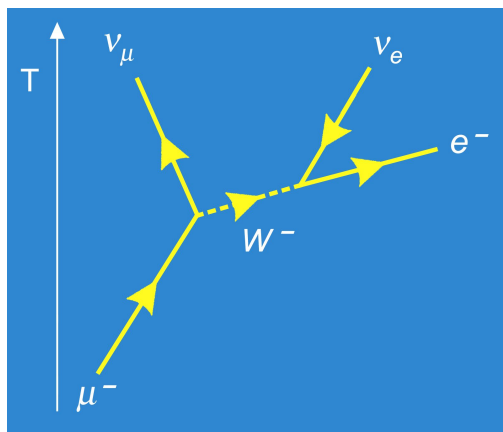
Još od najranijih davnina ljudi su se pitali što bi bilo kada bi uzeli komad nekog materijala i krenuli ga dijeliti na sve manje i manje dijelove. Prvi ljudi koji su na to pitanje dali neki konkretan odgovor bili su Leukip i Demokrit – starogrčki filozofi. Oni su zamislili da bi se došlo do elemenata koji su sami po sebi nedjeljivi. Nazvali su ih atomima. Danas se već ipak zna da i atomi imaju svoju unutarnju strukturu no riječ atom, koja dolazi od grčke riječi "atomos" koja označava onoga koji je nedjeljiv još je ostala. Može se reći da je atom sustav jezgre i elektronskog omotača. Elektronski omotač, kao što i ime govori, sastoji se od elektrona, a jezgra se sastoji od protona i neutrona. Postavlja se pitanje što bi se dobilo u slučaju da se npr. elektron zamijeni nekom drugom nabijenom česticom. Budući da su elektroni leptoni, kao najjednostavniji slučaj može se zamisliti zamjena elektrona u atomu sljedećim leptonom po masi, a to je mion.

Što čini mione mionima?

Da bi se uopće nešto poput ideje zamjene elektrona u atomu mionom potencijalno pretvorilo u stvarnost, potrebno je odgovoriti na pitanja o mionu. Kao prvo, nameće se pitanje stabilnosti miona. Za elektrone, dobro je poznato da su oni potpuno stabilni – elektron se ne može ni na što raspasti. S druge strane za mion to ne vrijedi. Kao primjer

neka se uzme negativni mion. Zbog djelovanja slabe sile, negativni mion se kao drugi najlakši lepton najčešće raspada na elektron, elektronski antineutrino i mionski neutrino, a pozitivni na pozitron, elektronski neutrino i mionski antineutrino.

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad (15.1)$$



Slika 15.1: Feynmanov dijagram raspada miona

Zbog sačuvanja električnog naboja, iz tog se raspada vidi da mion ima isti naboj kao i elektron, što naravno mora vrijediti budući da je i on lepton. Iz toga se može zaključiti da mion nije stabilan, a njegovo prosječno vrijeme života je $2.2 \mu s$, što je za standarde fizike čestica zapravo dosta dugo.

Kao drugo, za eksperimentiranje s mionima, bitno je znati kako ih je moguće proizvesti i pri tome to učiniti što je moguće ekonomski isplativije. U procesu proizvodnje miona kreće se od atoma vodika. Atomu vodika se korištenjem elektromagnetskog polja dovoljne jačine oduzme elektron, čime se dobije ion vodika koji je proton. Nakon toga korištenjem električnog polja ti protoni vodika se jako ubrzavaju i oni se sudare s nekom težom jezgrom, npr. s Li^{3+} . Pri takvom sudaru se stvara veliki broj različitih čestica, no ona najbitnija za ovu priču je pion. Pion je mezon tj. čestica koja se sastoji od kvarka i antikvarka. Električki nabijeni pion se u velikoj većini slučajeva raspada na mion istog predznaka naboja i mionski neutrino ili antineutrino. U slučaju pozitivnog naboja dobiva se neutrino, a u slučaju negativnog naboja dobiva se antineutrino.

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (15.2)$$

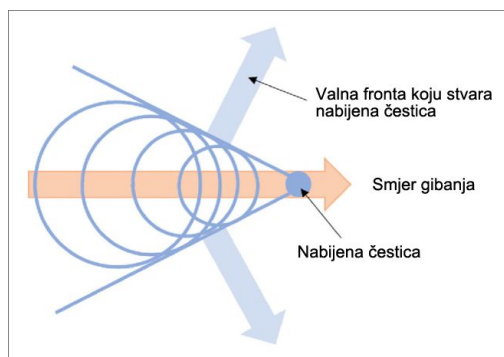
$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (15.3)$$

Proces dobivanja miona je zbog svih ovih činjenica relativno skup.

Kako prepoznati mione i što je Čerenkovljevo zračenje?

Jedna od najpoznatijih informacija vezanih uz fiziku je ta da ništa ne može putovati brže od brzine svjetlosti. No, to nije sasvim točno. Potpuna i točna varijanta bila bi ta da ništa ne može putovati brže od brzine svjetlosti u vakuumu. To je i konstanta s oznakom c . No, moguće je zapitati se što bi se dogodilo kada bi u vakuumu putovali paralelno foton i npr. mion brzine $0.999c$. Kada bi se to putovanje nastavilo u vakuumu foton bi se postepeno sve više i više udaljavao od miona. No, kada bi se sad dogodilo da oni u svojoj putanji nalete na neku prepreku, npr. na staklo foton bi istog trenutka usporio za razliku od miona. Poznato je da svjetlost u mediju putuje brzinom $v = \frac{c}{n}$, gdje je n indeks loma tog medija. Indeks loma stakla je oko 1.5. Dakle, kada bi mion i foton naišli na staklo, foton bi se odmah počeo kretati brzinom $\frac{c}{1.5}$, dok bi brzina miona bila $0.999c$

i on bi tek kasnije krenuo usporavati zbog gubitka energije. Ispada da bi se takav mion kretao brže od svjetlosti! U slučaju kada se neka električki nabijena čestica kreće brže od brzine svjetlosti u nekom mediju dolazi do fenomena koji se zove Čerenkovljevo zračenje. Općenito kretanje nabijene čestice kroz neki dielektrik - medij koji se može polarizirati, uzrokuje prijenos dijela energije s takve čestice na molekule tog medija, čime one prelaze iz osnovnog u pobuđeno stanje. Nakon toga one se opet vraćaju iz pobuđenog u osnovno stanje pri čemu emitiraju foton određene frekvencije, tj svjetlost. Može se reći i da nabijena čestica koja se giba "zrači" svjetlost. U 3D takva svjetlost se širi kao sferni val, no u 2D dovoljno je zamisliti širenje svjetlosti u obliku kružnica oko takvih molekula. Budući da se čestica kreće brže od brzine svjetlosti u tom mediju i sami su izvori svjetlosti udaljeni jedan od drugog više nego li svjetlosti treba da dođe od jednog do drugog. Dogodi se slična stvar kao i kod nadzvučnog leta kada upravo interferencija valova zvuka stvara efekt koji se osjeti kada nešto probije zvučni zid. U slučaju nabijene čestice koja se kreće brže od brzine svjetlosti u dielektriku moglo bi se reći da se probije "svjetlosni zid" i interferencija takvih valova svjetlosti uzrokuje vidljivu svjetlost, obično plavkaste boje. Konkretno, to se naziva Čerenkovljevo zračenje. Događa se nešto slično situaciji sa sljedeće skice.



Slika 15.2: Shematski prikaz nastanka Čerenkovljevog zračenja

Brzina čestice je u smjeru crne crte, a sve-

tlost se širi u smjeru okomitom na crvene crte. Ako se to zamisli u 3D, vidi se da bi se svjetlost oko putujuće čestice širila u obliku stošca. Jednostavnim računom može se odrediti brzina putujuće čestice. Kut između smjera putovanja čestice i smjera širenja svjetlosti može se izmjeriti. Neka se uzme da je to kut θ . U nekom vremenu t svjetlost prijeđe udaljenost $\frac{c}{n}t$. U istom tom vremenu čestica prijeđe put od vt , gdje je v brzina čestice. Koristeći trigonometriju, kosinus kuta između smjera gibanja čestice i smjera gibanja svjetlosti nastale interferencijom je jednak omjeru prijeđenih puteva te svjetlosti i čestice:

$$\cos\theta = \frac{\frac{c}{n}t}{vt} = \frac{1}{n\beta}, \quad (15.4)$$

gdje je uvedena pokrata $\beta = \frac{v}{c}$. Indeks loma medija je poznat, a kut θ se može izmjeriti. Brzinu nabijene čestice je moguće odrediti iz gornje relacije. No, još uvijek nije jasno o kojoj nabijenoj čestici se radi. Zato je sljedeće što se može napraviti puštanje iste takve čestice s istom početnom brzinom kroz magnetsko polje okomito na putanju te čestice. Izjednačavanjem Lorentzove i centripetalne sile dobiva se:

$$\frac{pv}{R} = qvB. \quad (15.5)$$

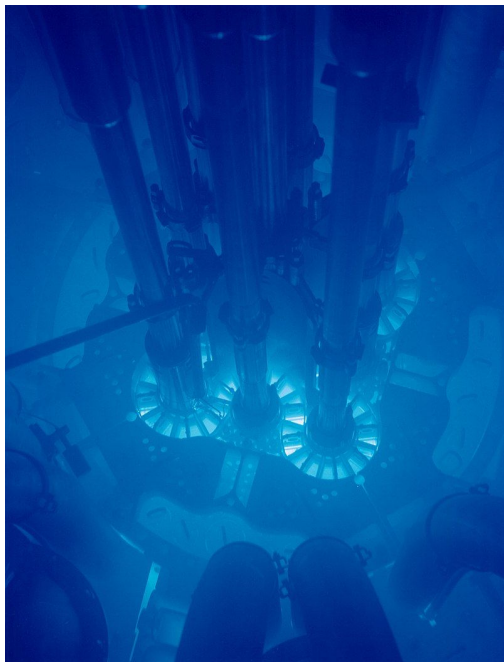
Koristeći jakost magnetskog polja B , naboj čestice q i radijus zakrivljenosti putanje takve čestice u magnetskom polju R može se dobiti impuls te čestice:

$$p = qRB. \quad (15.6)$$

Na kraju, koristeći se dobro poznatom relativističkom relacijom koja povezuje impuls i brzinu čestice može se dobiti masa čestice, što će i jednoznačno odrediti radi li se o mionu ili o npr. elektronu:

$$p = \gamma mv, \quad (15.7)$$

gdje je γ relativistički faktor za koji vrijedi $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$.

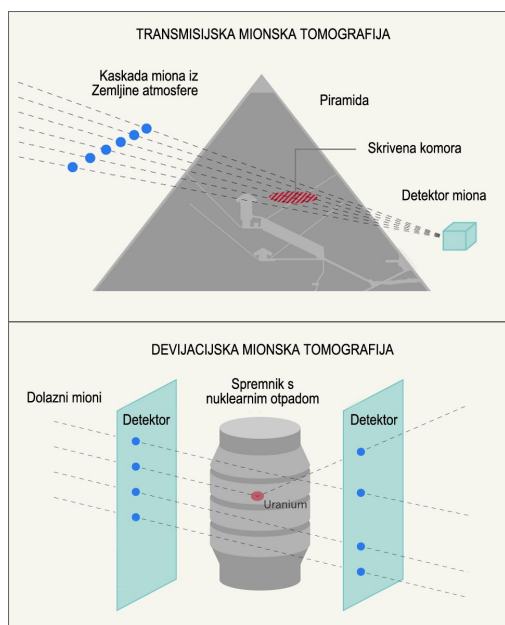


Slika 15.3: Plavkasto svjetlo: Čerenkovljevo zračenje iz jezgre nuklearnog reaktora

Gdje se sve danas koriste mioni?

Zanimljiva je činjenica da svake minute na svaki kvadratni metar Zemlje upadne oko 10000 miona. Postavlja se pitanje odakle oni uopće dolaze? Svakog trenutka u atmosferu iz svemira udara veliki broj protona ili većih jezgara koje imaju izrazito visoku energiju. Uobičajeno ih je zvati kozmičkim zrakama. Te kozmičke zrake se sudaraju s atomima u gornjim dijelovima atmosfere, a na taj način nastaju pioni iz kojih nastaju mioni ako se ne sudare ni sa čim. Vrijeme poluživota miona proporcionalno je prosječnom vremenu života miona s faktorom $\ln(2)$. Uzimanjem u obzir da oni putuju brzinom od otprilike $0.9997c$, ispada da bi se broj miona u prosjeku smanjio na pola svakih 456 metara. Činjenica da tako velika brojka miona svake minute upadne na svaki kvadratni metar Zemlje čini se pomalo nemoguća, no ona baš potvrđuje specijalnu teoriju relativnosti. Iz perspektive miona, put koji on mora proći od početka atmosfere do površine Zemlje izgleda kontrahirano, dok iz perspektive pro-

matrača na Zemlji vlastito vrijeme miona postaje dilatirano. Zbog toga mioni stignu doći do površine Zemlje prije nego što se raspadnu i to direktno potvrđuje specijalnu teoriju relativnosti. To je vrlo važna stvar vezana uz mione koji nastaju zbog kozmičkih zraka, no oni nisu samo važni zbog potvrde specijalne teorije relativnosti, oni se koriste i u metodi zvanoj mionska tomografija čiji početak seže u 1950-e. Ukratko, koristeći takve mione mogu se generirati trodimenzionalne slike nekih objekata služeći se pri tome informacijama koje se mogu dobiti iz raspršenja na Coulombovom potencijalu.



Slika 15.4: Mionska tomografija

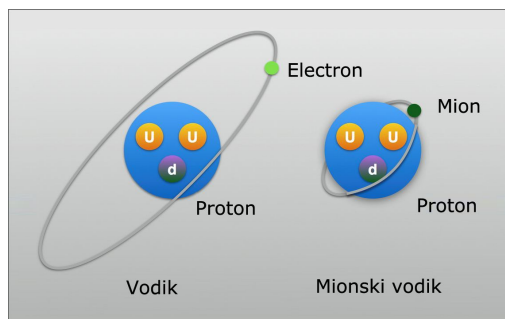
Prednost te metode nad korištenjem x-zraka je u tome što mioni mogu probiti puno dublje u materijal. Ta metoda ima primjenu u otkrivanju oružja unutar objekata u koje nije moguće zaviriti. Vrlo karakteristična metoda vezana uz mione koja ima veliku primjenu je mionska spinska rotacija. U suštini to je metoda kojom se mogu izmjeriti magnetska polja formirana unutar materijala, i to ne samo na području atoma ili jezgre već i u međuprostorima. Metoda se temelji na tome da su mioni stvoreni raspadom

pozitivnih piona potpuno polarizirani i na tome da su pozitroni koji nastaju mionskim raspadom emitirani pretežno u smjeru u kojem je bio mionski spin. Kreće se od snopa piona, čijim se raspadom formira snop polariziranih miona. Taj smjer je i smjer miona. Takvi polarizirani mioni zaustavljaju se u materijalu čija se magnetska svojstva žele ispitati. Ako u tom materijalu nema magnetskog polja mionski spin neće rotirati. S druge strane, ako u je u takvom materijalu prisutno magnetsko polje mionski spin će rotirati Larmorovom frekvencijom koja je proporcionalna takvom magnetskom polju. Asimetrična raspodjela pozitrona onda rotira istom tom frekvencijom. Detektira se broj pozitrona iz čega se onda vidi i kako izgleda spinska rotacija miona do koje dolazi zbog prisutnosti magnetskog polja. Ova metoda je posebno važna pri ispitivanju svojstva supravodiča.

Što se može očekivati u budućnosti?

Nakon nabrojanih nekih od trenutnih primjena miona sigurno treba razmisliti i potencijalnim primjenama miona u budućnosti. U današnje vrijeme puno se pitanja postavlja o energiji. Čovječanstvu je cilj dobiti što više energije po što manjoj cijeni. Može se reći da mioni nude barem jedan potencijalni odgovor na to pitanje u kontekstu eksperimentalne tehnike fuzije. Ukratko, fuzija je proces u kojem atomske jezgre imaju dovoljnu energiju da nadvladaju Coulombovu silu koja postoji između njih i odbija ih te se one zajedno stapaju u jednu veću jezgru pri čemu se oslobodi energija. Zamisli li se molekula vodika – H_2 , elektronski oblak svakog atoma određuje koliko oni mogu biti blizu jedan drugom. Veličina elektronskog oblaka ovisi o masi elektrona. Budući da se mioni od elektrona razlikuju samo po masi i stabilnosti ako se u ovom slučaju elektroni zamjene 207 puta težim mionima, veličina „oblaka“ će se osjetno smanjiti i jezgre će se približiti jedna drugoj.

To bi omogućilo da utjecaj nuklearne sile



Slika 15.5: Usporedba “elektronog” i “mionskog”, egzotičnog atoma

postane nezanemariv i ona bi nadvladala Coulombovo odbijanje, te bi se jezgre dvaju atoma fuzionirale u jednu pri čemu bi se oslobodila energija. Ovako nešto trenutno nije ekonomski isplativo zbog skupoće dobivanja miona, no predstavlja mogućnost dobivanja jeftinije energije u budućnosti. Vidi se što bi se dobilo u slučaju da se negativni dio atoma, tj. elektroni zamijene mionima, no što bi se dobilo u suprotnom slučaju? U suprotnom bi se slučaju koristio pozitivni mion i pomoću njega i elektrona stvorio bi se sustav nalik atomu u kojem elektron kruži oko pozitivnog miona. Takav sustav naziva se mionij, a ono što je zapravo dobiveno time je nešto nalik atomu vodika koji ima puno manju masu. U kemiji i u fizici čvrstog stanja čak postoji praksa nazivanja pozitivnog miona „lakšim protonom“ budući da su mu na atomskoj razini svojstva ista samo što je oko 9 puta lakši. Naravno, zbog nestabilnosti miona takav sustav nije stabilan poput atoma vodika, no pomoću njega su se čak uspjeli proizvesti neki kemijski spojevi. Jedan takav primjer je MuCl , tj. mionijev klorid. Nije nemoguće da će u budućnosti postojati potražnja za takvim spojevima zbog njihove manje mase nego u slučaju kada je za njihovo stvaranje korišten vodik. Atomi u kojima se elektron zamijeni negativnim mionom ili proton pozitivnim mionom nazivaju se egzotični atomi.

Zaključak

Sve zajedno vidi se da iako mioni ne čine osnovnu atomsku strukturu koja se sastoji od protona, neutrona i elektrona oni imaju veliko značenje unutar fizike. Mioni koji nastaju zbog sudaranja kozmičkih zraka s atomima iz gornjeg dijela atmosfere potvrđuju predviđanja specijalne teorije relativnosti i koriste se u mionskoj tomografiji. S druge strane, mioni koji su proizvedeni u laboratoriju koriste se u mionskoj spinskoj rotaciji i u proizvodnji egzotičnih atoma kod kojih se pomoću pozitivnih miona mogu zamijeniti protoni, a pomoću negativnih miona zamijeniti elektroni. Iako mioni već danas imaju mnogo primjena, broj mogućih budućih primjena miona je zasigurno veći. Čini se da je pred mionima zanimljiva budućnost.



16. Hadroni i kvarkovi

* Povijest nuklearne fizike započinje otkrićem radioaktivnosti godine 1896. dok je Henri Becquerel proučavao fosforescenciju u solima uranija. Nadalje, otkrićima elektrona, pa protona i neutrona koji tvore atomsku jezgru uvode se pojmovi jake i slabe nuklearne sile, koje su odgovorne za formiranje atomskih jezgara kao i za njihove radioaktivne raspade. Pojam jake nuklearne sile postuliran je već 1935. kako bi se objasnilo na koji način se istoimeni naboji protona u jezgri drže zajedno unatoč odbojnoj Coulombovoj sili, dok je slaba nuklearna sila postulirana dvije godine ranije. Time se zaokružuje se klasična teorija nuklearne fizike te je potvrđuju brojni eksperimenti na područjima nuklearne fisije i fuzije, te razvojem nuklearnog oružja. Ovakva slika nuklearne fizike zadržala se sve do 1950ih godina kada na scenu nastupa fizika visokih energija, motivirana između ostaloga daljnjim istraživanjem prirode dvaju novootkrivenih nuklearnih sila.

"Zoološki vrt čestica" - otkriće kozmičkih zraka

Kozmičke zrake prvi je identificirao Victor Hess 1912. godine, dok se njihovo direktno mjerenje omogućilo tek nakon lansiranja pr-

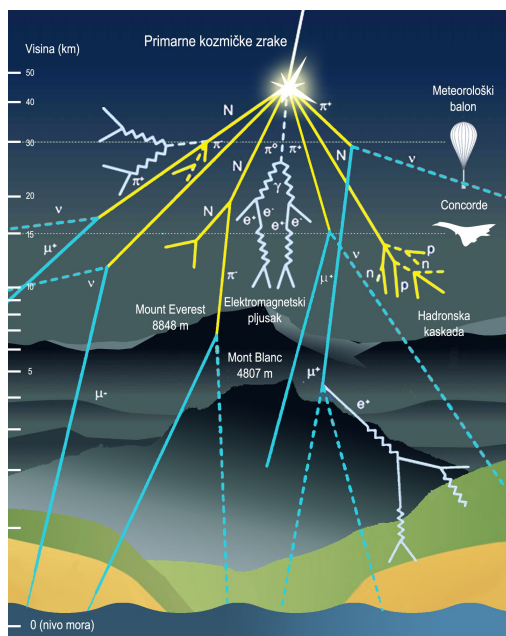
*Naslovna slika: tetrakvark. Novootkriveni dugoživeći egzotični hadron koji sadrži dva šarmantna, te jedan gornji i donji antikvark. [Više o otkriću.](#)

vih satelita 1950ih godina. Nakon otkrića radioaktivnosti generalno se pretpostavljalo da je atmosferski elektricitet, ionizacija zraka posljedica radioaktivnih raspada elemenata u Zemljinoj kori. Za potrebe istraživanja ionizacije atmosfere 1909. godine Theodor Wulf razvio je elektrometar, izum za mjerenje rate stvaranja iona unutar hermetički zatvorene posude. Eksperimentima koje je provodio u balonu na vrući zrak, Victor Hess opazio je kako Wulfov elektrometar pokazuje ionizaciju atmosfere koja značajno raste s nadmorskom visinom. Svoj eksperiment Hess je ponovio i za vrijeme gotovo potpune pomrčine Sunca, i time zaključio da izvor ove neobične radijacije nije naše Sunce, već da ona dolazi od negdje izvana. Tijekom narednih 30ak godina ovaj fenomen pomno je proučavan te se došlo do još nekoliko zaključaka. Kozmičke zrake detektirane su svuda po svijetu, njihov intenzitet pojačava se pomicanjem od ekvatora prema polovima, što otkriva da se bar dio zračenja sastoji od nabijenih čestica deflektiranih magnetskim poljem Zemlje, a ne samo fotona, kako je prvotno postulirano, te da neke od čestica s višim energijama penetriraju metale. Napokon, temeljitim istraživanjima i raznim novoizgrađenim čestičnim detektorima izgradilo se sve bolje poznavanje ovih zraka, odakle dolaze i od čega se sastoje.

Kozmičke zrake danas se dijele na dva tipa:

- Galaktičke i ekstragalaktičke kozmičke zrake (visokoenergetske čestice koje dolaze izvan Sunčevog sustava)
- Solarne energetske čestice (uglavnom protoni, koje dolaze sa Sunca, primarno od solarnih erupcija)

One, sudarajući se s atmosferom, pokreću čitav niz reakcija i raspada na sekundarne čestice (kao na slici 16.1) koje zatim detektiraju i rekonstruiraju izvornu, primarnu česticu.



Slika 16.1: Stvaranje pljuskova čestica ulaskom kozmičkih zraka u atmosferu.

Primarne čestice kozmičkih zraka sastoje se većinski od protona i alfa čestica (jezgre helija), 99%, manjim dijelom od jezgara težih elemenata, oko 1%, te s vrlo malim udjelom pozitrona i antiprotona. Sekundarne zrake, one nastale atmosferskim sudarima, ubrajaju fotone, leptone, hadrone, elektrone, pozitrone, mione i pione, kojima smo svakodnevno obasipani. Pozitroni, mioni i pioni, prvi put sui detektirani su upravo u ovim zrakama! Usporedno s istraživanjem kozmičkih zraka, između 1950 i 1960 napravljeni su veliki koraci u radu s akceleratorima čestica, energije stotina megaelektronvolta

(MeV) napokon su dostignute, odnosno rodila se visokoenergetska fizika. U ovim akceleratorima također je detektirana cijela šuma novih, dotad neviđenih čestica raznih svojstava, masa i naboja, koje su se naizgled bez očite logike pojavljivale i nestajale. Vjera u dotadašnje razumijevanje nuklearne fizike bila je pošteno poljuljana. Sam pojam elementarne čestice sad se odjednom referirao na desetke i desetke čestica, većinom nestabilnih, te naizgled nepovezanih nekom jednostavnom logikom. Fizičari su bili u šoku. Riječima Wolfganga Paulija: “Da sam ovo predvidio, odabrao bih se baviti botanikom”. Cijela kolekcija otprije poznatih te novootkrivenih čestica dobila je nadimak “zoološki vrt čestica”.

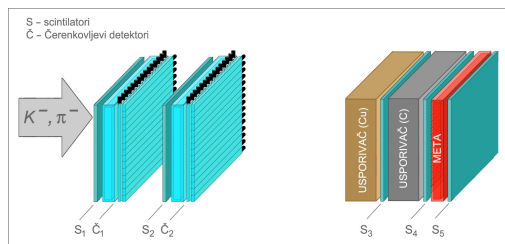
Otkriće kvarkova

Na putu ka otkriću kvarkova veliku ulogu igrale su upravo neke od novootkrivenih čestica, hadroni. Hadroni su postali važni u eksperimentima nuklearne fizike jer su oni čestice koje interagiraju jakim nuklearnom silom. Među otkrivenim hadronima, dvije vrste čestica, pioni i kaoni pokazali su se najkorisnijima za daljnja eksperimentalna otkrića, budući da su oni mezoni, jedini hadroni lakši od protona, te su dovoljno stabilni za izvođenje eksperimenata. U novim istraživačkim centrima i eksperimentima osmišljenih za istraživanje novih čestica često se koriste upravo snopovi piona i kaona akceleriranih prema vodikovskim metama kako bi se proučavali produkti takvih sudara.

Proučavaju se i egzotični hadronski atomi s pionima i kaonima. Hadronski atom egzotični je atom u kojem su jedan ili više orbitalnih elektrona zamijenjeni negativno nabijenim hadronom. Pri tome se od hadrona opet koriste pioni ili kaoni, tvoreći tako pionske ili kaonske atome. Budući da hadroni, za razliku od leptona, interagiraju jakim nuklearnom silom, oni u svome kruženju oko jezgre interagiraju s njome, pa se primjerice energetske razine mogu širiti i nestajati kako se hadron apsorbira u jezgru. Naše informacije o egzotičnim atomima dobivene su emitiranim X zračenjem koje nastaje

kaskadiraanjem teške čestice niz energetska stanja Coulombovog potencijala.

Dobivanje egzotičnih čestica odvija se sljedećim postupkom. Protoni s kinetičkom energijom reda veličine 1 GeV padaju na produkcijsku metu i sudarom nastaje snop mnoštva čestica. Taj snop zatim se razdvaja i monokromatizira kako bi se dobila jedna vrsta egzotičnih čestica. Monokromatizacija se izvodi magnetskim poljima okomitim na smjer snopa, a snop se dalje vodi magnetskim dipolima te fokusira kvadrupolima. Scintilacijski detektori dalje prate je li čestica proputovala kroz sistem i zaustavila se na meti. Scintilacijski detektori rabe svojstvo određenih materijala, scintilatora, da prilikom prolaska nabijene čestice proizvode mali svjetlosni bljesak, scintilaciju.

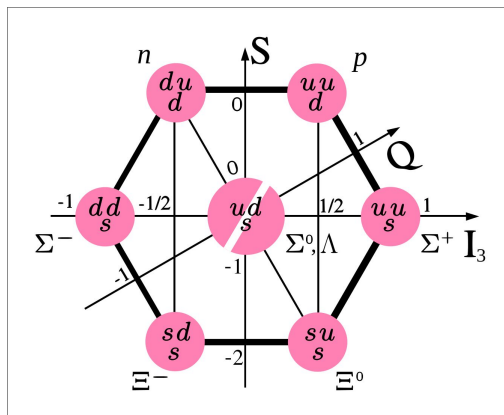


Slika 16.2: Shema aparature za detekciju kaona. S su scintilatori, Č Čerenkovljevi detektori.

Čestice se usporavaju kroz bakrov usporivač te Čerenkovljevi detektori potvrđuju da li se radi o pionu ili kaonu. Naposljetku, oko mete nalaze se detektori X zraka koji nas onda obaviještavaju o nastanku egzotične čestice. Ovim postavom osigurali smo da su se kaoni ili pioni detektirali i apsorbirali. Postojanje ovih atoma vrlo je korisno za mjerenje i određivanje nekih parametara ovih projektila (π^- , K^- , $\bar{p}$, Σ^-) koje drugim načinima teško možemo precizno odrediti. Naime, formiranjem točno onakvih egzotičnih atoma kakvi nam trebaju te detektiranjem njihovog X zračenja moguće je precizno određivati mase, magnetske momente i radijuse jezgri projektila. Iz tog razloga hadronski atomi vrlo su korisni za proučavanje novih hadrona te njihovih interakcija s jezgrom,

Još godine 1937., kako bi se objasnila sličnost protona i neutrona te njihova gotovo jednaka masa te slična interakcija jakom nuklearnom silom putem nekakve simetrije, Eugene Wigner uvodi pojam izospina. Samo ime "izospin" podsjeća na to da je ova nova veličina na neki način analogna spinu u ponašanju, ali inače nepovezana. Deset godina kasnije ideja izospina pomaže da se triplet novootkrivenih piona, (π^+ , π^0 , π^-), uvede u kontekst dotad poznate nuklearne fizike.

Ovo je fizičarima već tada dalo naslutiti da bi subsekvantna analiza ostalih novih čestica mogla proširiti koncept izospinske simetrije na neku veću grupu simetrija. S druge strane, pri proučavanju novootkrivenih čestica primjetilo se da se neke od njih, poput kaona, puno sporije raspadaju od drugih, i puno sporije od očekivanja za njihove mase, i to za čak 10 redova veličine. Isto tako, istraženo je da su ove čestice stvorene jakom nuklearnom ili elektromagnetskom interakcijom, dok su se raspadale samo slabom nuklearnom interakcijom. Ovo je bilo vrlo neobično te su fizičari tom svojstvu upravo dali primjereno ime, "stranost", (eng. strangeness). Postulirano je da se radi o novom kvantnom broju, o novoj veličini, koja je očuvana prilikom stvaranja čestice, ali ne i tijekom njenog raspadanja. Tako dolazimo do prvih pokušaja opće klasifikacije novootkrivenih čestica. Kako bi pokušali uvesti reda u kaos novootkrivenih hadrona, fizičar Murray Gell-Mann dosjetio se organizacijske sheme koju je nazvao "eightfold way". Ova ideja slična je ideji periodnog sustava elemenata kojoj se dosjetio Mendeljejev. Prvo, čestice su razvrstane u grupe mezona (čestica srednje mase) i bariona (čestica veće mase), a onda i u podgrupe po vrijednostima spina tako da se sve čestice istog spina slažu unutar jedne sheme. Na primjer, čestice možemo posložiti u šesterokute i rasporediti po svojim vrijednostima stranosti i naboja. Pri tome čestice koje leže na istim horizontalama dijele svojstvo stranosti, dok čestice na istim lijevim dijagonalama dijele isti naboj. Čestice u sredini šesterokuta tako dijele neutralan naboj i svojstvo stranosti jednako nuli.



Slika 16.3: Barionski oktet

Konstruiranjem sličnih geometrijskih oblika, primjerice Barionskog decoupleta, primjećeno je da postoji još načina na koje se sve ove čestice mogu svrstati i klasificirati.

To je napokon unijelo nekog reda u novu sliku nuklearne fizike i postalo je lakše uočivati uzorke i simetrije, te time i nove temeljne zakonitosti. Gell-Mann uspio je riješiti problem ovih dijagrama uvođenjem tri nove vrste čestica, kvarkova. Tri “okusa” (eng. flavour) kvarka nazvao je gornji (eng. up), donji (eng. down) i strani (eng. strange). Ovo je odgovaralo jednom matematičkom modelu unutar teorije grupa, specijalnim unitarnim grupama $SU(3)$, koje se, najjednostavnije, referiraju na skup tri elementarna objekata koji poštuju određeni set transformacija. Kvarkovi koje je model predvidio nisu imali cjelobrojne naboje, već jednotrećinske i dvotrećinske naboje. Budući da ovakvi naboji nikada nisu opaženi u prirodi, postulirano je da se kvarkovi uvijek nalaze u skupinama čiji je ukupan zbroj naboja uvijek cjelobrojan i da ih se iz nekog razloga nije moguće izolirati. Uvođenjem ova tri kvarka Gell-Mann je uspio predvidjeti svojstva čestica u svojim dijagramima, te čak predvidjeti postojanje tada još neotkrivene čestice Ω^- .

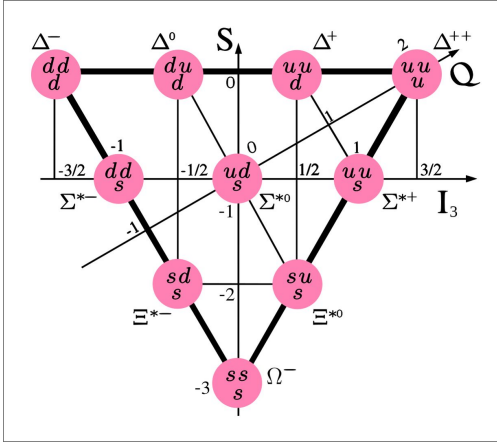
Ω^- čestica

Čestica Ω^- , modelom eightfold waya predviđena da se sastoji od tri strana kvarka, prvi put je uočena godine 1964. i predstavljala je veliki trijumf teorije kvarkova, budući da su sve njene karakteristike bile predviđene tim modelom, uključujući masu i produkte raspada. Konačno otkrivanje Ω^- čestice, zajedno s eksperimentom dobrog neelastičnog raspršenja, dalo je prve dokaze o fizičkoj realnosti kvarkova. Duboko neelastično raspršenje proces je analogan Rutherfordovom raspršenju, samo na puno višim energijama. Njime se, ispucavajući elektrone, mione i neutrone ispituje unutarnja struktura hadrona. Ovaj eksperiment, prvi put izvođen 1960ih i 1970ih, dao je uvjerljive dokaze o fizičkom postojanju kvarkova, koji su se do tada smatrali čisto matematičkim fenomenom. Ipak, posao ovdje još nije bio gotov. Promotrimo priče još nekih čestica koje su pomogle razjasniti sliku nuklearne fizike.

Delta barion (delta rezonancija)

U prvom redu Barionskog deкупleta na slici 4 vidimo nešto neobično. Pojavljuje se čestica Δ^{++} s neobičnim nabojem +2. Ovo je bio krucijalan trag u razvoju modela kvarkova jer je navelo fizičare da zaključe da bi, budući da se Δ^{++} sastoji od tri gornja kvarka, naboj jednog kvarka mogao biti razlomak, a ne cijeli broj, što je u znanstvenoj zajednici naišlo na golem otpor.

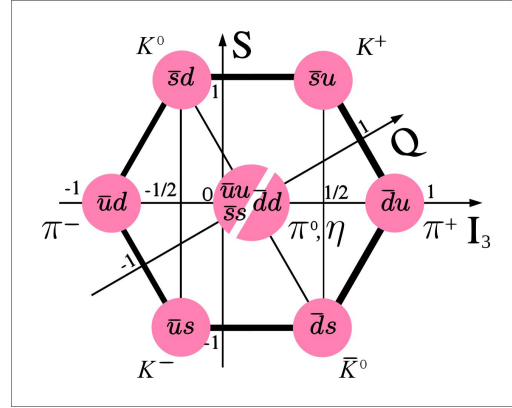
Ova čestica otkrivena je sredinom 1950ih na ciklotronu Sveučilišta u Chicagu akceleriranjem pozitivnih piona na hidrogenske mete. Kad se set tri kvarka, primjerice nukleon, eksitira, spin jednog od kvarkova može se promijeniti tako da se formira Δ čestica. Za to je potrebno mnogo energije, te je dobivena čestica vrlo nestabilna, njeno životno vrijeme je tek 5×10^{-24} sekundi! To je dovoljno tek da čestica pređe udaljenost ekvivalentnu razmjeru dva nukleona, što nikako nije dovoljno da doputuje skroz do detektora kako bi se mogla detektirati. Ipak, ono što možemo detektirati su produkti njenog raspada. Predominantno, u čak 99.4% slučaja



Slika 16.4: Barionski deкупlet

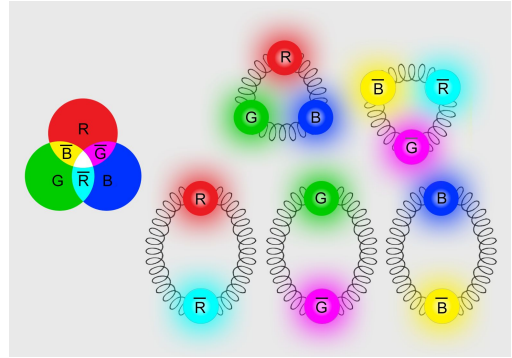
jeva, Δ čestica se raspone na pion s nekom kinetičkom energijom. Kreirani pion ima životno vrijeme od 2.6×10^{-8} sekundi što je praktički beskonačnost u svijetu nukleona, i više nego dovoljno vremena da se čestice detektiraju. Iz ovog razloga skok u detekciji piona dobar je trag Δ čestice te je energija ovih piona u direktnoj korelaciji s masom raspadnute čestice. Iz ovog razloga Δ čestice nazivaju se još i delta rezonancije. Još jedna zanimljiva karakteristika ovih čestica je to da nemaju aposlutno određenu masu, već je njihova masa određena s greškom od 10ak % kao posljedica kratkog životnog vijeka čestice i Heisenbergovog načela neodređenosti. Još je jedna misterija ove čestice natjerala fizičare na razmišljanje. Δ^{++} barion, osim što ima neobičan naboj, ima i neobičan spin. Sva tri gornja kvarka od kojih se čestica sastoji imaju paralelne spinove, što nije odgovaralo s Paulijevim principom isključenja koji nam govori da se dva ili više identična fermiona ne mogu nalaziti u istom prostoru i u istom stanju. Kako bi se ovo opravdalo, dodan je novi kvantni broj, nazvan boja. Boja (eng. color) je "naboj" analogan elektrinom naboju, samo s tri osnovna "naboja", crveni, zeleni i plavi (eng. red, green, blue).

Budući da izolirani kvark nikad nije uočen, postulirano je da sve čestice moraju biti neutralne boje (eng. "color neutral"), odnosno bijele (eng. white). Pravila koje vode in-



Slika 16.5: Mezenski oktet

terakcije su: (1) suprotne boje se privlače, (2) istoimene boje se odbijaju, (3) neutrali sistemi se niti ne privlače niti odbijaju. Ovo također je vrlo značajni napredak, budući da ove tri boje zajedno sa svojim pravilima čine upravo grupu SU(3). Nositelji ove nove sile nazvani su gluonima, te se zaključilo kako sila djeluje poput gumice, postaje sve jača i jača kako se kvarkovi razdvajaju, dok na kraju ne pukne, te se od energije stvore novi kvark i antikvark par.

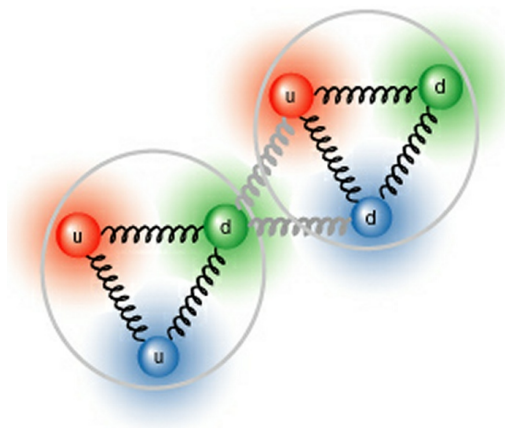


Slika 16.6: Hadronski kolor-singleti

Također, ovaj pogled je promijenio i sliku Yukawa potencijala. Godine 1935. uvodi Yukawa potencijal kako bi objasnio utjecaj nuklearne sile unutar jezgre. Kao nositelja te sile postulira mezone, čestice srednje mase, između nukleona i leptona. Napokon, ulogu pretpostavljenih mezona preuzimaju

pioni. Između ostalog, ovdje upravo važnu ulogu igra Δ čestica čije proučavanje nam otkriva i tragove prisutstva piona unutar jezgre. Model boja daje nam višu rezoluciju i jasniju sliku nuklearne sile te procesa koji se događaju unutar nukleona, pa i unutar jezgre. Prisjetimo se Van der Waalove međumolekulske sile u kemiji. Primjerice, iako su molekule vode ukupno neutralnog naboja, ako im se dovoljno približe, zbog prostornog rasporeda atoma u molekuli i time raspodjele elektronskih oblaka, okolne molekule ipak mogu osjetiti elektrostatsku silu, te se prema njoj privlačiti ili odbijati, odnosno međudjelovati.

Analogna stvar se događa i između susjednih nukleona, kao što se vidi na slici 6. Primjerice, crveni kvark u jednom nukleonu privlače plavi i zeleni kvarkovi susjednog nukleona, te obrnuto. Ipak, ova analogija ne objašnjava zašto nuklearna sila potpuno nestane na malo većoj udaljenosti. Tu dolazi takozvani "flip-flop model". On objašnjava da se, dok su nukleoni tako blizu, može dogoditi ponovno sparivanje kvarkova, primjerice, crvenih kvarkova na slici 6. Feynmanov dijagram ovakve razmjene u suštini izgleda kao razmjena piona između nukleona. Na taj način je opisan mehanizam koji leži u pozadini Yukawaovog modela.



Slika 16.7: Model deuterona. Proton i neutron vezani "kolor Van der Walesovim" silama između pojedinih kvarkova

Otkriće J/Ψ čestice i čarobnog kvarka

Do sada otkrivena su tri kvarka (u, d i s) te prevladava uvjerenje da broj 3 u SU(3) mora identificirati 3 temeljna kvarka s kojima možemo izgraditi tada poznate elementarne čestice.

Godine 1974. dva ekvivalentna eksperimenta neovisno provode dvije različite grupe istraživača, jedna na Stanfordovom akceleratoru SLACu, pod vodstvom Burtona Richtera, i jedan na Brookhaven National Laboratoryju, pod vodstvom Samuela Tinga. Obje grupe otkrile su istu česticu te objavile svoje rezultate istog dana, 11. studenog 1974. Zbog svoje iznimne važnosti te promjena u fizici visokih energija koje su uslijedile ovo otkriće nazvano je Novembar-skom revolucijom. Za njihov rad i doprinos, Richteru i Tingu 1976. godine dodijeljena je Nobelova nagrada. Budući da je jedna grupa česticu nazvala J česticom, a druga Ψ , ostavljena su oba naziva, jer su otkrića jednakovrijedna.

J/Ψ česticom prvi put je identificiran novi kvark, izvan tri kvarka do tada poznata. Novi kvark je nazvan čarobni kvark (eng. charm) te je sada bilo jasno da se SU(3) budući da imamo više od tri kvarka ne odnosi na kvarkove, već na ranije spomenute boje. Dok tri laka kvarka (u, d, s) čine aproksimativnu grupu SU(3), boje (r, g, b) čine egzaktnu SU(3) grupu. Ovo je bila revolucionarna promjena razmišljanja te su uslijedili brojni novi eksperimenti kojima su onda postavljani temelji novog područja izučavanja, kvantne kromodinamike.

U sljedećih nekoliko desetljeća otkrivena su još dva kvarka, koji danas čine zaokruženu sliku teorije kvarkova unutar standardnog modela. Dva nova kvarka nazvana su vršni (eng. top) i dubinski (eng. gornji).

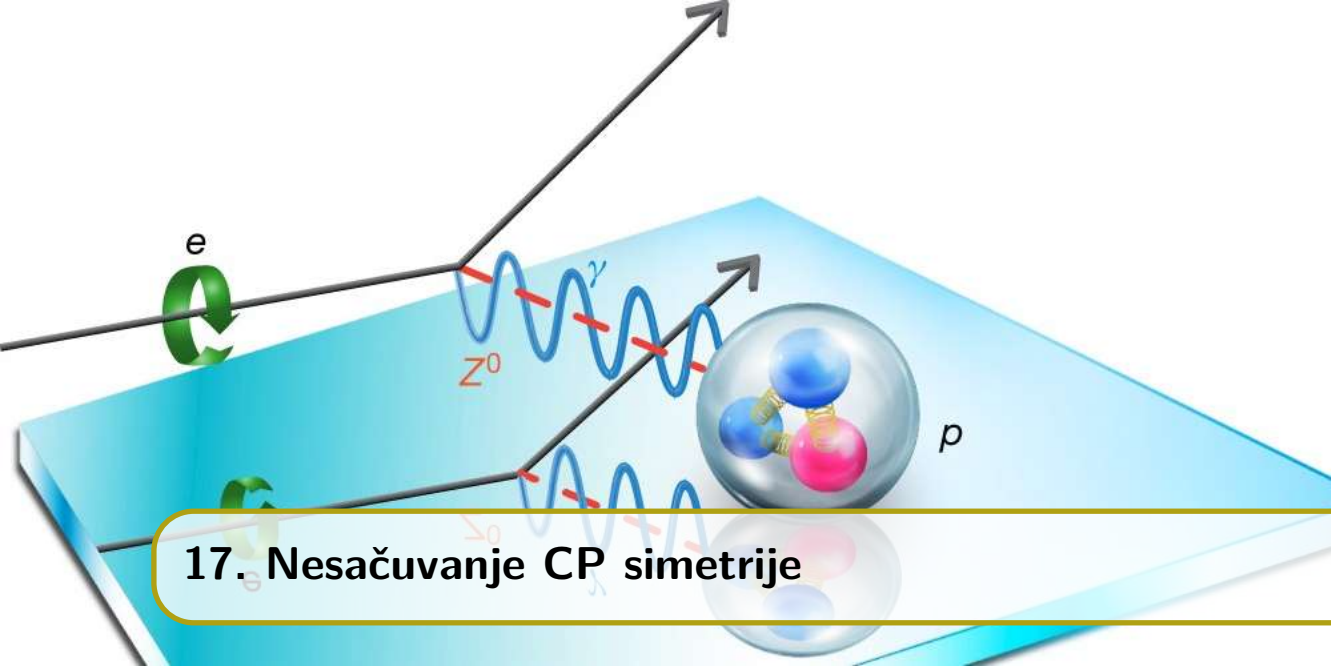
Ovom revolucijom fokus nuklearne fizike potpuno se prebacio s klasičnih nukleona i nuklearnih sila na proučavanje kvarkova i kvantne kromodinamike.

KVARKOVI	masa →	$\approx 2.3 \text{ MeV}/c^2$	$\approx 1.275 \text{ GeV}/c^2$	$\approx 173.07 \text{ GeV}/c^2$
	naboj →	$2/3$	$2/3$	$2/3$
	spin →	$1/2$	$1/2$	$1/2$
		u	c	t
		gornji	čarobni	vršni
KVARKOVI		$\approx 4.8 \text{ MeV}/c^2$	$\approx 95 \text{ MeV}/c^2$	$\approx 4.18 \text{ GeV}/c^2$
		$-1/3$	$-1/3$	$-1/3$
		$1/2$	$1/2$	$1/2$
		d	s	b
		donji	strani	dubinski

Slika 16.8: Tablica kvarkova

Literatura

- Miroslav Furić - Moderne eksperimentalne metode, tehnike i mjerenja u fizici
- Timothy Paul Smith - Hidden Worlds: Hunting for Quarks in Ordinary Matter



17. Nesačuvanje CP simetrije

Što bi se promijenilo kada bismo, umjesto u ovome svijetu, živjeli njegovoj zrcalnoj slici? Na prvi pogled ne čini se kao da bi se trebalo primjetiti išta neobično. Jedino što bi se dogodilo je zamjena svega lijevog s desnim i obrnuto. Zbog čega bi fizikalni zakoni bili osjetljivi na tu jednostavnu zamjenu?

Svojsvo nekog sistema da nakon zrcaljenja ostaje fizikalno nepromijenjen naziva se simetrija pariteta i na početku 20. stoljeća znanstvenici su smatrali da ju naš svemir posjeduje.

U fizici su simetrije vrlo važan alat. One omogućuju određivanje svojstva i pravilnosti nekog sistema bez da poznamo sve detalje fizikalne situacije. Radi se, zapravo, o razvijanju općenitog skupa pravila koja se kasnije mogu primijeniti na specifične slučajeve, što je zasigurno mnogo efikasnije nego da smo krenuli od svakog slučaja zasebno.

Transformacija pariteta i njene invarijante

Transformacija pariteta matematička je operacija koja obrće predznak koordinatnih osi. To znači da desni Kartezijev sustav postaje lijevi, a prostorne koordinate objekata koji se promatraju mijenjaju predznak. Transformirani sustav predstavlja zrcalnu sliku početnoga.

Kada se pogleda što se nakon primjene ove transformacije događa s fizikalnim veličinama, vidi se da se neke veličine mijenjaju, a neke ostaju iste kao i prije. Među one

koje se mijenjaju spadaju vektor položaja, $\vec{r}$ i impuls, $\vec{p}$, koji prelaze u $-\vec{r}$ i $-\vec{p}$. S druge strane, angularni moment, $\vec{L}$, ostaje nepromijenjen, u što se lako uvjeriti uvrštavanjem transformiranih $\vec{r}$ i $\vec{p}$ u njegovu definiciju, $\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p}$. S obzirom da spin, $\vec{S}$, prati istu algebru kao i angularni moment, on je također invarijantan na paritetnu transformaciju.

Veličine koje će se za temu ovog poglavlja pokazati ključnima su impuls i spin te će u kontekstu beta raspada dati odgovor na pitanje mogu li fizikalni zakoni ipak nekako razlikovati lijevo i desno?

Slaba interakcija i β^- raspad

Općeniti radioaktivni β^- raspad nekog kemijskog elementa X može se zapisati kao:

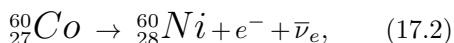
$${}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z+1} Y + e^- + \bar{\nu}_e, \quad (17.1)$$

gdje su A i Z atomski i protonski broj nekog kemijskog elementa X koji se raspada u element Y , elektron e^- i elektronski antineutrino $\bar{\nu}_e$.

Ono što se prilikom takvog raspada događa jest da se neutron iz jezgre elementa X pretvara u pozitivno nabijeni proton (čime X postaje Y), uz emitiranje negativno nabijenog elektrona i neutralno nabijenog antineutrina. Pogleda li se još detaljnije u strukturu neutrona i protona, neutron se sastoji od dva *down* kvarka i jednog *up* kvarka

(u,d,d), a proton od jednog *down* kvarka i dva *up* kvarka (u,u,d). To bi značilo da je u ovom procesu došlo do pretvorbe *down* kvarka u *up* kvark, uz emisiju elektrona i antineutrina. Takav proces posljedica je slabe sile. Slaba sila jedna je od četiri fundamentalne sile i jedina od njih koja može pretvarati kvarkove.

Promotrimo sada na primjeru jednog konkretnog β^- raspada (2) kakvi će biti spinovi jezgara i čestica koje sudjeluju u procesu.



Utvrđeno je da spin, s , jezgre kobalta iznosi 5, a nikla 4. Pretpostavimo situaciju u kojoj su njihovi spinovi jednako orijentirani u prostoru i postavimo z-os duž tog smjera. Elektron i neutrino oboje imaju spin $s = \frac{1}{2}$ te oni, da bi ukupni spinski angularni moment ostao očuvan nakon raspada, također moraju biti usmjereni duž z-osi.

Pojam lijevog i desnog u ovu priču ulazi kroz svojstvo čestice koje se naziva helicitet. Helicitet je definiran kao projekcija spina duž smjera njezinog impulsa:

$$H = \vec{S} \cdot \hat{p} \quad (17.3)$$

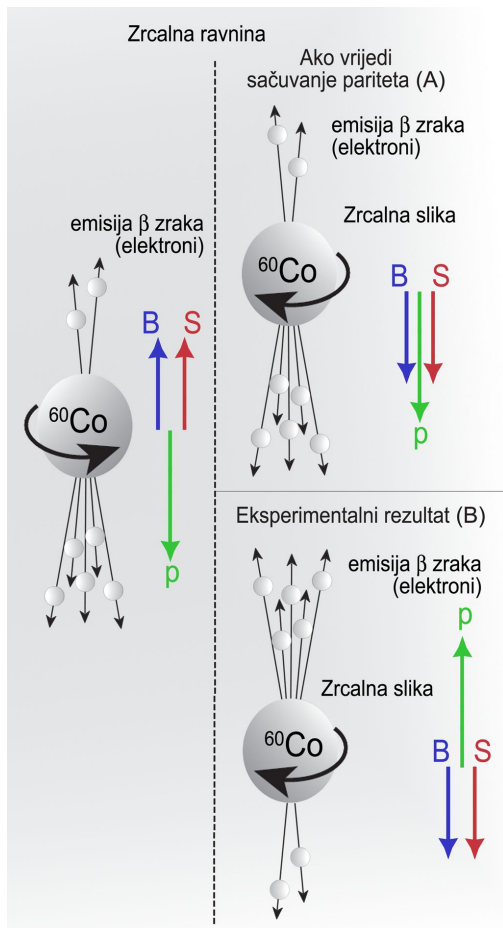
Ovdje je $\vec{S}$ spin i $\hat{p}$ jedinični vektor u smjeru impulsa čestice.

Fokusirajmo se na helicitet emitiranog elektrona. Ono što bi simetrija pariteta povlačila jest da su pozitivni i negativni helicitet nastalih elektrona oboje mogući i jednako vjerojatni.

Zbog čega je to tako jasnije je pogleda li se Slika 17.1.

S desne strane slike prikazan je elektron sa spinom (crveno) i impulsom (zeleno) usmjerenima u smjeru z-osi. S lijeve strane nalazi se njegova zrcalna slika, tj. elektron nakon što se na njega primjeni transformacija pariteta. Spin je invarijantan na transformaciju tako da mu smjer ostaje duž z-osi, a impuls se preokrene na suprotnu stranu. Na ovoj slici helicitet desnog elektrona iznosi +1, a lijevog -1.

Ako vrijedi simetrija pariteta i fizikalni zakoni zaista ne mogu razlikovati stvarnu



Slika 17.1: Ideja eksperimenta provjere pariteta u beta raspadu

sliku od njezine preslike u zrcalu, oba ova elektrona jednako su moguća te β^- raspad ne bi trebao preferirati niti jednu od te dvije opcije. Međutim, u stvarnosti to nije tako.

Kada je 1957. godine kinesko-američka znanstvenica Chien-Shiung Wu uspjela eksperimentalno rekonstruirati ovu situaciju, dobivena je značajna asimetrija između broja zabilježenih negativnih i pozitivnih heliciteta emitiranih elektrona koja sugerira da β^- raspadom nastaju isključivo elektroni negativnih heliciteta! To je bio prvi put u povijesti da je otkriven proces čija je zrcalna slika fizikalno nemoguća i prvi put da je pronađen izravan dokaz da postoji interakcija u prirodi koja ne poštuje P-simetriju. Ostatak

poglavlja posvetiti ću detaljnijoj analizi tehničkog aspekta ovoga tzv. Wu eksperimenta i njegovom golemom značaju za daljnji razvoj fizike.

Wu eksperiment

Za motivaciju gospođe Wu za eksperimentalnu provjeru sačuvanja pariteta u β raspadu primarno su zaslužni znanstvenici Tsung-Dao Lee i Chen Ning Yang. 1956. godine oni su bili prvi znanstvenici koji su diskutirali ideju o mogućnosti nesačuvanja pariteta u slabim interakcijama. Dotad je izvedeno mnoštvo eksperimenata kojima se pokazalo sačuvanje za ostale tri fundamentalne sile, no nije im bio poznat niti jedan eksperiment koji bi sugerirao da isto vrijedi i za slabu interakciju. Po tom pitanju Lee se obratio Chien-Shiung Wu, svojoj kolegici iz Kolumbije koja je tada bila stručnjakinja za β raspade. Nakon još malo istraživanja Lee i Yang su otkrili da zapravo ne postoji niti najmanji dokaz sačuvanja pariteta u slaboj interakciji - sačuvanje se cijelo vrijeme samo prešutno pretpostavljalo bez ikakvog propitivanja. Odlučili su dublje analizirati ovu problematiku te su malo kasnije te iste godine objavili rad pod nazivom *Question of Parity Conservation in Weak Interactions*. U radu su predložili niz eksperimenata na raznim raspadima koji bi pružili nužan dokaz (ne)sačuvanja pariteta.

Gospođa Wu uvidjela je da se radi o potencijalno fundamentalno značajnom otkriću te je odlučila odmah krenuti s radom, iako je to značilo propuštanje Božićnog odmora i putovanja u Kinu sa svojim mužem. Znala je da jedino na Nacionalnom Institutu Standarda i Tehnologije u Washingtonu imaju potrebna postrojenja i dovoljno preciznu opremu za istraživanja nuklearne orijentacije te je ondje odlučila provesti eksperiment na raspadu Co^{60} , zajedno s timom znanstvenika kojeg čine Ernest Ambler, Raymond Hayward, Dale Hopper i Ralph Hudson.

U uvodu opisana ideja ovoga eksperimenta jednostavna je jedino u teoriji. U praksi se radi o tehnički vrlo zahtjevnom procesu koji zahtjeva visoku preciznost.

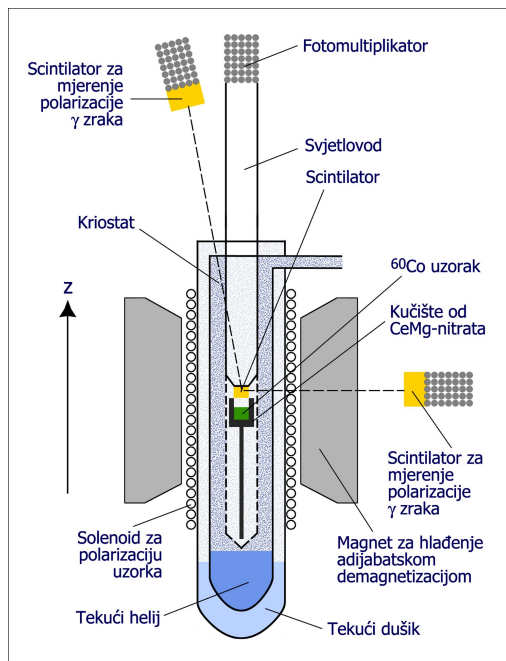


Slika 17.2: Gospođa Wu na Sveučilištu Kolumbija.

Prvo što se mora postići, a ključno je za uspješno izvođenje eksperimenta jest poravnanje spinova jezgara duž željene osi. Za to je prvo potrebno ohladiti uzorak Co^{60} kako bi se što više smanjio utjecaj termalnih gibanja na poravnanje. Otprije je bilo poznato da se jezgre Co^{60} može poravnati Rose-Gorterovom metodom na cerij magnezijevom nitratu. Ova metoda uključuje hlađenje tankog sloja kristala Co^{60} na cerij magnezijevom nitratu adijabatskom demagnetizacijom te uključivanje magnetskog polja čiji će smjer određivati smjer spinova jezgre. U eksperimentu je temperatura spuštana na 0.003 K.

Bitnu ulogu imaju i γ -zrake. Novonastala jezgra Ni^{60} najčešće se prvo nalazi u nestabilnom drugom pobuđenom stanju nakon čega se vrlo brzo vrati u osnovno stanje što

rezultira emitiranjem dvije γ -zrake. Smjer tih zraka povezan je s usmjerenjem spinova jezgre tako da se mjerenjem prostorne raspodjele γ -zraka može provjeriti jesu li spinovi uistinu usmjereni u željenom smjeru. Shematski prikaz donjeg dijela mjernog postava nalazi se na slici 17.3.



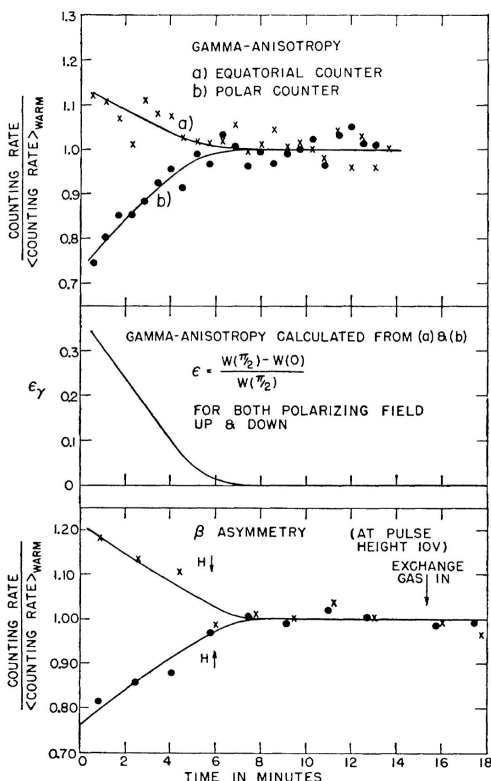
Slika 17.3: Shematski prikaz donjeg dijela mjernog postava. [Izvornik](#)

Uzorak kobalta i sustav za detekciju elektrona nalaze se unutar vakuumirane komore. Pri dnu komore postavljen je cerij magnetizirani nitrat na kojem se nalazi sloj kobalta debljine 0.05 mm. Sloj mora biti vrlo tanak iz razloga što elektroni koji se emitiraju prilikom raspada ne mogu prodrijeti duboko kroz tvar tako da u slučaju debljeg uzorka dio elektrona ne bi dospio do detektora. Elektroni se detektiraju kao scintilacije, odnosno bljeskanje u kristalu antracena koji se nalazi 2 cm iznad uzorka. Nadalje se te scintilacije prenose kroz štap napravljen od akrilnog stakla dug 1.22 m sve do fotomultiplikatora - detektora koji svjetlosne signale pretvara u električne. Provjereno je da na osjetljivost ove detekcije ne utječe niti magnetsko polje

niti temperatura.

Osim brojača elektrona, postav uključuje i NaI (natrij jodid) brojače scintilacija γ -zraka. Oni se nalaze izvan komore; jedan je postavljen otprilike iznad, a jedan sa strane uzorka tako da mjere prostorni intenzitet γ -zraka.

Cilj eksperimenta je točno izbrojati elektrone i γ -zrake nakon spuštanja temperature demagnetizacijom, tj. kada se uključi magnetsko polje koje usmjerava spinove. Tada se sustav prestaje hladiti i njegova temperatura počinje rasti te se mjerenje elektrona i γ -zraka mjeri u različitim vremenskim trenucima, dakle na različitim temperaturama. Vremenski interval tijekom kojeg se mjerilo je 40 sekundi te je razmak između dva mjerenja 1 minuta. Mjerenja su izvršena za dvije suprotne orijentacije magnetskih polja duž z-osi. Smjer z-osi je naznačen na slici 17.3. Rezultati mjerenja prikazani su na slici 17.4.



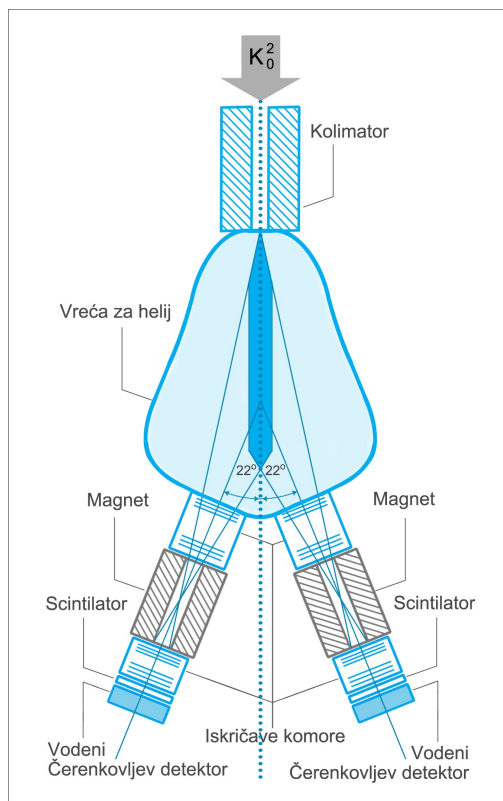
Slika 17.4: Grafički prikaz rezultata mjerenja. [Izvornik](#)

Grafovi prikazuju broj detektiranih elektrona i γ zraka za različite vremenske trenutke. Na gornjem grafu prikazane su γ -zrake izbrojane na pojedinim detektorima. Neizotropija u njihovom prostornom rasporedu vidljiva je do otprilike $t = 6$ minuta. Iz teorije je poznato da neizotropija sugerira da su spinovi jezgara poravnani duž z-osi, tako da ovi podaci služe kao kontrola smjera spinova. Zbog toga se iz neizotropije γ -zraka efektivno može zaključiti i o temperaturi na kojoj se uzorak kobalta nalazi - nakon 6 minuta temperatura se već dovoljno povisila da bi se poremetio raspored spinova. Na srednjem grafu ucrтана je ta neizotropija koja je jednaka za obje orijentacije polja. Na donjem grafu prikazana je vremenska ovisnost broja zabilježenih elektrona za dvije orijentacije polja. Ono što se ovdje može vidjeti jest da je puno veći broj elektrona zabilježen u slučaju polja orijentiranog na suprotnu stranu od smjera impulsa elektrona, odnosno elektroni nastali β raspadom preferiraju negativni helicitet. Ovdje je predznak heliciteta poznat jer je detektor postavljen iznad uzorka tako da sama činjenica da je elektron zabilježen na tom području govori o predznaku njegovog heliciteta.

Bitno je za spomenuti da činjenica da ne postoji niti jedan vremenski interval tijekom kojeg nije zabilježen niti jedan elektron s pozitivnim helicitetom ovdje nikako ne znači da je u β^- -raspadu takav ishod moguć, no da se pojavljuje rijede od suprotnog. Naime, s obzirom da se radi o realnoj situaciji, ne može se očekivati stopostotnu sigurnost u poredak spinova. Postav jest bio ohlađen na ekstremno nisku temperaturu, ali termalne fluktuacije i tada u nekoj mjeri postoje što uzrokuje da zasigurno postoji jedan mali udio jezgara koji u trenutku raspada nije imao spinove poredane duž željene osi. Zapravo, ključni dio eksperimenta bio je postići dovoljno nisku temperaturu da bi se ove fluktuacije reducirale toliko da se može zapaziti dovoljno velika β asimetrija na temelju koje se može tvrditi da β^- raspadom nastaju isključivo elektroni negativnog heliciteta. To je i postignuto. Dobivena γ -neizotropija, tj.

mjera poravnanja spinova, izravna je posljedica temperature, a njen se nestanak na grafu u potpunosti poklapa s nestankom rascjepa između linija različitih smjerova polja na grafu detektiranih elektrona. Dobiveni faktor asimetrije vrlo je velik te se sa sigurnošću može zaključiti da jedan od dva međusobno zrcalna ishoda ovoga procesa nije moguć i da paritet nije sačuvan.

Fitch-Cronin eksperiment



Slika 17.5: Shema Fitch-Croninova eksperimenta.

Iako je narušenje P-simetrije u slabim interakcijama bio veliko iznenađenje za fizičare u dvadesetom stoljeću, unutar iste godine pojavila se ideja o novoj transformaciji vezanoj uz paritet na koju bi fizikalni sustavi mogli biti invarijantni. Radi se o kombinaciji transformacije pariteta i transformacije naboja. Iako sustav nije simetričan niti na jednu od tih pojedinih transformacija, kada bi se obje

primjenile istovremeno, tj. kada bismo sve čestice zrcalne slike zamijenili antičesticama, ponovno bi se dobila fizikalno moguća slika. Takva simetrija naziva se CP-simetrija (eng. *charge-parity*) i vjerovalo se da vrijedi sve do 1964. godine, kada je na primjeru raspada neutralnih kaona otkriveno da je i ona narušena.

Posljednja pretpostavljena simetrija, za koju ni danas nema dokaza o njenom narušenju, jest CPT-simetrija (eng. *charge-parity-time*). Ona govori da se fizikalno moguća situacija dobije kombinacijom transformacija naboja, pariteta i vremena. Drugim riječima, radi se o situaciji kada, osim što u zrcalnoj slici sve čestice zamijenimo antičesticama, promijenimo i smjer vremena. Ovdje bi promjena smjera vremena bila ekvivalentna puštanju snimke fizikalne pojave unatrag. Zanimljivo je da CPT-simetrija nalaže nesačuvanje T-simetrije, što do danas nije pokazano niti na jednom elementarnom procesu. S druge strane, ukoliko doista ne postoji elementarni proces koji razlikuje smjer vremena tada CPT-simetrija ne vrijedi, a to bi povlačilo rušenje nekih od najbitnijih fizikalnih teorija današnjice, poput teorije polja, koje se na ovu simetriju oslanjaju.

Literatura

1. C. S. Wu et al.: Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay
- 2.

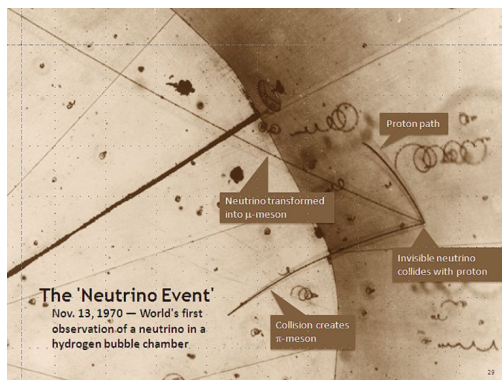
18. Postojanje dvaju neutrina

Potreba za novom česticom

Tridesetih godina prošlog stoljeća, tada još kao nova teorija, kvanta fizika trijumfalno objašnjava mnoge dotad neobjašnjive fenomene te uspješno predviđa one još neopažene. Međutim, neka nova eksperimentalna istraživanja zadavala su ozbiljan problem teoriji. Jedan takav primjer je bio nuklearni beta raspad prilikom kojeg se neutron raspada na proton i elektron. Taj proces je naizgled kršio zakone očuvanja energije, momenta te angularnog momenta. Teoretski fizičar Wolfgang Pauli 1930. godine, uvjeren u ispravnost zakona očuvanja, hrabro postulira postojanje nove dotad neotkrivene čestice koja u beta raspadu nastaje uz proton i elektron te je odgovorna za očuvanje energije, momenta te angularnog momenta. Teorijski je predvidio da nova čestica neće imati električni naboj te joj prikladno dodjeljuje ime neutrino. Desetak godina nakon Paulijevog predviđanja neutrino je i opažen u eksperimentu.

Osnovna svojstva

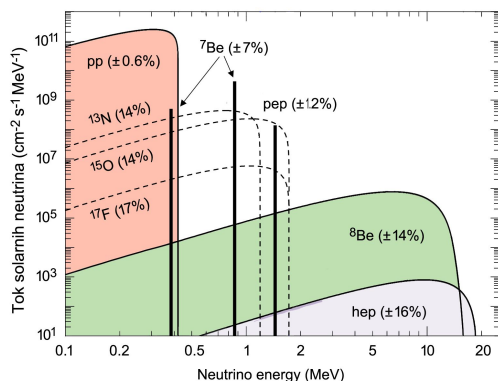
Još dugo godina nakon otkrića neutrino ostaje jedna od najmisterioznijih elementarnih čestica. Neutrino ne međudjeluje sa elektromagnetskom niti jakom silom već samo sa slabom nuklearnom silom te gravitacijom. Gravitacijska sila proporcionalna je masi, te je zbog jako malih masa elementarnih čestica ta sila u mikrosvijetu zanemariva.



Slika 18.1: Prva eksperimentalna potvrda postojanja neutrina u hidrogenskoj komori na mjehuriće **Izvornik**

Zbog toga jedini način na koji se mogu istraživati svojstva neutrina je putem slabe sile, što je eksperimentalno veoma zahtjevno jer kao što joj ime kaže, ta interakcija je vrlo slaba, a i doseg joj je vrlo kratak. Posljedica toga je da o neutrinu znamo bitno manje nego o nekim drugim elementarnim česticama, a za ono što znamo zaslužni su mnogi domišljati fizičari koji su uspjeli realizirati fascinantne eksperimentne, te kroz godine istraživanja nadogradili naše znanje o ovoj čestici. Dva vrlo bitna svojstva koja su se otkrila tek mnogo godina nakon prvotnog otkrića neutrina su činjenica da zapravo postoji više od jedne vrste neutrina, te da ne-

utrino sigurno posjeduje masu, što se prije samo nagađalo. Prije nego što se ispriča priča o eksperimentima iz kojih su ove informacije spoznate, potrebno je prvo naučiti nešto o još jednom bitnom svojstvu neutrina, leptonskom broju.

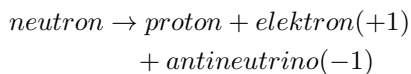


Slika 18.2: Energijski spektar solarnih neutrina

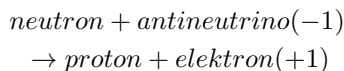
Bez obzira na vrlo slabu interakciju neutrina sa ostalim česticama njegova važnost za procese u mikrosvijetu je velika. Nuklearni procesi kao oni koji se događaju u suncu ili u nuklearnim elektranama bez neutrina nebi bili mogući.

Leptonski broj

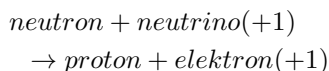
Neutrinima najrodnije čestice su elektron, mion te tau-lepton. Mion i tau-lepton čestice su vrlo slične elektronu, od njega se zapravo jedino razlikuju većom masom. One skupa tvore obitelj leptona – elementarnih čestica koje ne međudjeluju jakim nuklearnom silom. Njihova srodnost manifestira se u svim pretvorbama i procesima kao zakon očuvanja leptonskog broja, to jest broja leptona. Pri tome se misli da je u svakome procesu ukupan broj neutrina i njihovih rođaka očuvan, s time da se neke čestice računaju s pozitivnim a neke s negativnim predznakom. Najjednostavniji primjer je već spomenuti raspad neutrona kojeg sada možemo zapisati u točnom obliku.



U svakoj relaciji, kao pojašnjenje, u zagradi je napisana i pripadna vrijednost leptonskog broja. Lijeva strana relacije ne sadrži leptone, te ako na desnoj strani elektron i antineutrino shvatimo da su u leptonskom smislu suprotnog predznaka, vidimo da je leptonski broj očuvan. Važnost ovog pravila možemo uvidjeti ako prebacimo antineutrino na drugu stranu jednakosti.



Ovo je proces koji ne čuva leptonski broj, te ga nitko nikada nije uspio opaziti u prirodu. Kad bi pak zamjenili antineutrino sa neutrinom dobili bi proces u kojem je leptonski broj očuvan, taj proces je eksperimentalno opažen.



Potreba za drugim neutrinom

Međutim, postoji jedan proces koji bi na izgled trebao biti dopušten jer su u njemu zadovoljeni svi zakoni očuvanja, uključujući onaj leptonski. Radi se o raspadu miona, težeg člana obitelji elektrona, na elektron i foton.

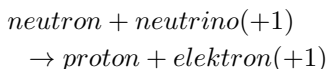


Sve potrage za ovim procesom završile su neuspješno. Nemogućnost eksperimentalnog opažanja ovog procesa mogla se shvatiti na sljedeći način: moguće je da su samo elektron i neutrino pravi leptonski rođaci, dok mion i tau-lepton imaju svoje rođake, neutrine različite od onog elektronskog. U tom slučaju ovaj proces se nebi događao jer mu sa lijeve strane nedostaje mionski a s desne elektronski rođak. Dakle, neuspješne potrage za ovim procesom upućivale su na postojanje više različitih vrsta neutrina te je pitanje bilo kako to dokazati.

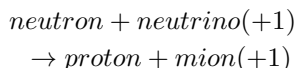
O eksperimentu

1962. godine Melvin Schwartz, Leon Lederman i Jack Steinberg uspjeli su osmisliti

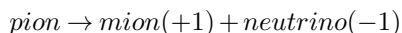
eksperiment kojim su dokazali da postoje barem dvije vrste neutrina. Za svoje otkriće nagrađeni su Nobelovom nagradom 1988. godine. Njihova ideja je bila slijedeća: krenimo od procesa za koji smo već ustanovili da je moguć:



za ovaj proces postoji i dopušteni mionski analogon



Ako postoji samo jedna vrsta neutrina tada su oba ova procesa dopuštena te kad bi neutrinski snop ispaljivali na neutrone očekivali bi da se stvaraju i elektroni i mioni koji se mogu lako detektirati. Međutim ako postoji više vrsta neutrina tada bi snop neutrina ispaljen na neutrone stvarao ili samo elektrone ili samo mione, ovisno o tome je li snop sadržavao elektronske ili mionske neutrine. Realizaciju ove ideje postigli su u Brookhaven National Laboratoryju u SAD-u na slijedeći način. Prvo što im je bilo potrebno je snop jedne vrste neutrina, za to su iskoristili snažni protonski snop koji su uperili na stacionarnu metu. Prilikom sudara protona iz mete buknu mlazovi raznih čestica među kojima su i pioni. Pioni su čestice koje nemaju leptonski karakter ali se brzo raspadaju na čestice koje imaju:



Postavljanjem 13,5 metara debelog željeznog zida oko mete na kojoj se stvaraju čestice, zaustavili su sve čestice osim neutrina koji zbog vrlo slabog međudjelovanja sa materijom prolaze i kroz najdeblje zidove. S druge strane zida gdje su preostali samo mionski neutrinoi postavili su eksperimentalnu metu koja je sadržavala neutrone. Rezultati pokusa pratili su se komorama na iskre, kad se dvije tanke aluminijske ploče nabe visokim naponom, duž putanje nabijene čestice koja ionizira plin među pločama stvaraju se lijepi bljeskovi koji se lagano daju snimiti. Kako bi se mogle odrediti vrste čestica

između ploča se nametne magnetsko polje. Kada nabijene čestice putuje kroz magnetsko polje okomito na njihovu brzinu djeluje Lorentzova sila:

$$F = qv \times B \quad (18.1)$$

Pošto Lorentzova sila djeluje okomito na brzinu, ona čestici ne povećava brzinu već je samo zakreće, tj igra ulogu centripetalne sile

$$F_{cp} = \frac{mv^2}{r} = qvB \quad (18.2)$$

Okretanjem izraza dolazimo do formule za radijus zakrivljenosti u kojoj se pojavljuje masa čestice.

$$R = \frac{mv}{qb} \quad (18.3)$$

Mase elektrona i muona poznate su od ranije, te da bi ih se razlikovalo potrebno im je izmjeriti samo brzine te radijuse zakrivljenosti. Iz snimaka događaja zaključeno je da su se na meti, kao što su i očekivali stvarali samo mioni, dok se elektroni nisu opažali. Ovim rezultatom eksperimentalno su dokazali postojanje barem dvije vrste neutrina.

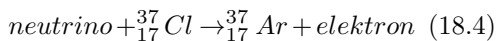
O masi neutrina

Danas znamo iz sličnih eksperimenata da postoji i treća vrsta neutrina, ona pridružena tau-leptonu. Zanimljivo je da ono što danas i dalje neznamo, skoro cijelo stoljeće nakon njihove prve detekcije, je koliko iznosi masa neutrina. Međutim, iako neznamo koliko iznosi masa neutrina, znamo da ona postoji, to jest različita je od nule. Do tog saznanja došlo se indirektno, putem fenomena neutrinskih oscilacija.

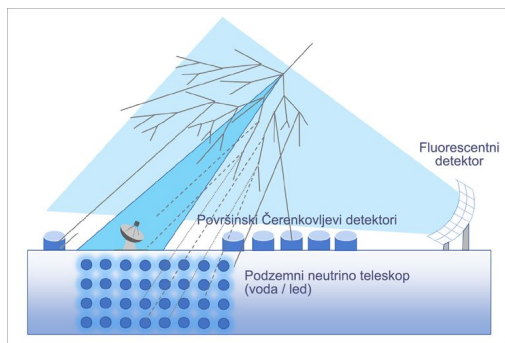
Neutrinske oscilacije

Napredkom nuklearne fizike teoretičari su mogli dobro procijeniti broj neutrina koji se stvara u poznatim nuklearnim reakcijama u jezgri sunca. 1960-ih godina taj broj su probali potvrditi i eksperimentalci. Zaštićen od raznih šumova duboko pod zemljom u napuštenom rudniku u SAD-u postavljen je detektor solarnih neutrinosa. Radilo se o velikom spremniku napunjenom sa 615 tona tekućine

za čišćenje na bazi klora. Prilikom sudara elektronskog neutrina sa atomom klora može doći do sljedeće reakcije.



Treba napomenuti da je ova reakcija izuzetno rijetka zbog vrlo slabog međudjelovanja neutrina s drugim česticama. Kroz ljudsko tijelo svake sekunde prolaze stotine trilijuna neutrina koji nastaju na suncu, a očekivani broj reakcija između neutrina i klora koji je teorija predviđala u ogromnom spremniku je bila samo 2 dnevno. Eksperimentom se detektiralo samo 0.5 takvih događaja dnevno, što je pokazalo da dobar dio elektronskih neutrina sa sunca "fali". Sličnim eksperimentima za druge vrste neutrina koje dolaze sa sunca ustanovljeno je da mionskih i tau neutrina na zemlji ima puno više nego što se očekivalo da ih nastaje na suncu.



Slika 18.3: Shema detektora solarnih neutrina

Rezultati tih pokusa doveli su do ideje o neutrinским oscilacijama, fenomenu u kojem se neutrinoidi mijenjaju iz jedne vrste u drugu na dugom putu od sunca do zemlje. Ova teorija mogla bi se eksperimentalno provjeriti kad bi snop neutrina mogli detektirati na različitim udaljenostima od izvora te vidjeti mijenja li se on stvarno duž svog putovanja iz jedne u drugu vrstu. Ovu ideju 2000-ih godina istraživači iz Kanade su proveli u djelo na vrlo domišljat način. Napravili su ogroman spremnik sa pedeset tisuća litara čiste vode. Prilikom sudara neutrina o i

elektrona u molekuli vode, elektron se može izbiti vrlo visokom brzinom. Iako ništa ne može putovati brže od svjetlosti u vakuumu, moguće je da se elektron izbije većom brzinom od brzine svjetlosti u vodi, tada dolazi do pojave Čerenkovog zračenja, svjetlosne verzije probijanja zvučnog zida. Spremnik su opremili i sa 11 000 fotomultiplikatorskih cijevi pomoću kojih su detektirali Čerenkovo zračenje. Sa ovakvom opremom eksperiment je bio dovoljno osjetljiv da osim najmnogobrojnijih solarnih neutrina detektira i nekoliko desetaka dnevno onih koji nastaju na zemlji prilikom udara kozmičkih zraka u atmosferu. Kako većina kozmičkih zraka na zemlju dolazi sa sunca, najveći dio neutrina koji se detektiraju imat će izvor u dijelu atmosfere koji je trenutno u zenitu. Kako se zemlja okreće oko svoje osi, udaljenost izvora i detektora neutrina periodički se mijenja. Upravo to je ono što je bilo potrebno da se pokaže teorija neutrinških oscilacija. Rezultati eksperimenta su bili potvrdni, a istraživači su za to bili nagrađeni nobelovom nagradom.

Oscilacije su dokaz da neutrinoidi imaju masu jer prema Einsteinovoj teoriji specijalne relativnosti, čestice bez mase mogu se gibati jedino brzinom svjetlosti. Također je iz iste teorije poznato da vrijedi formula za dilataciju vremena:

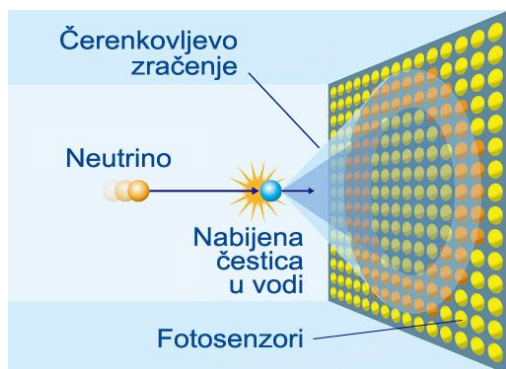
$$T' = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} T \quad (18.5)$$

T je vrijeme koje mjerimo satom u vlastitom sustavu, a T' je vrijeme koje bi mjerio sat koji bi se gibao zajedno s česticom. Iz formule dakle slijedi da što brže čestice putuju, sat im sporije otkucava (iz naše perspektive) dok one bezmasene koje putuju brzinom svjetlosti, njihov sat uopće ne otkucava, to jest, takve čestice ni ne osjete prolaznost vremena. Iz toga je jasno da neutrinoidi moraju imati masu, jer kako bi nešto osciliralo u vremenu, nužno je da prvo osjeti prolaznost vremena. Iako još nije poznat točan iznos mase neutrina, iz eksperimenata je poznata gornja granica, zbroj masa sve tri vrste neutrina, barem je sto tisuća puta

manji od mase elektrona.

Neutrino je elementarna čestica koja spada u leptone. To je čestica bez naboja i vrlo male mase (puno manje od ostalih poznatih elementarnih čestica), zbog čega se dugo smatralo da je bezmasen. Neutrino interagira pomoću slabe nuklearne sile vrlo kratkog dosega, i gravitacijske sile koja je iznimno slaba. Zbog svega navedenog, neutrini mogu prolaziti kroz materiju neometano i nezapaženo.

Slabe interakcije stvaraju tri vrste neutrina: elektron neutrino (ν_e), muon neutrino (ν_μ) i tau neutrino (ν_τ), a kozmološka zapažanja sugeriraju da je suma ove tri mase otprilike milijun puta manja od mase elektrona.



Slika 18.4: Detekcija neutrina Čerenkovljevim zračenjem. *Pierre Auger i IceCube Observatories*

Nastanak ideje o neutrinu

Postojanje nove čestice prvi je predložio Wolfgang Pauli 1930. godine kako bi objasnio zakon očuvanja energije, momenta i spina prilikom β -raspada. Tu česticu Pauli je nazvao "neutron", u skladu s imenima za proton i elektron, sugerirajući da se radi o neutralnoj čestici. Također, smatrao je da se ta čestica emitira iz jezgre skupa s elektronom, ili s β česticom u procesu β -raspada.

Nešto kasnije, točnije 1932. godine, James Chadwick otkrio je puno masivniju neutralnu česticu u jezgri koju je također nazvao neutronom, što je značilo da dvije čes-

tice imaju isti naziv. Godine 1932. naziv "neutrino" ušao je u znanstveni rječnik zahvaljujući Enricu Fermiju tijekom konferencije u Parizu, a Pauli je to ime i prihvatio.

Teorijske postavke

Energetski spektar emitiranih elektrona prilikom α i γ raspada je diskretan. Chadwick je tijekom svojeg istraživanja otkrio nešto netipično: prilikom β -raspada, emitirani energetski spektar elektrona bio je kontinuiran. Za ovaj novi fenomen postojala su dva objašnjenja: ili je zakon očuvanja energije samo statistički točan prilikom takvih procesa, ili postoji još neotkrivena čestica koja uzrokuje kontinuirani spektar emisije. Prvo objašnjenje preferirao je Niels Bohr, a potonje Wolfgang Pauli.

Postojao je još jedan razlog zašto je Pauli pretpostavio da se radi o neopaženoj čestici, a to je zakon očuvanja angularnog momenta. Opaženo je da ako prvotni atom ima cjelobrojni ili racionalni spin, isti spin ima i atom dobiven β -raspadom, što ne može biti objašnjeno ako se prilikom raspada emitira samo elektron spina $\frac{1}{2}$. Iz tog razloga Pauli je predložio novu česticu spina $\frac{1}{2}$, koja će kasnije biti poznata pod nazivom neutrino.

Kao što to obično biva, znanstvena zajednica nije prihvatila Paulijevu ambicioznu ideju o postojanju nove čestice, štoviše, opisivalo ju se kao potpuno nerealnom. Ipak, do 1934. nakupilo se eksperimentalnih dokaza koji su u suprotnosti s Bohrovim mišljenjem da zakon očuvanja energije ne vrijedi za β -raspade. Te iste godine pokazalo se da postoji granična vrijednost energije elektrona za različite vrste β -raspada. Te granične vrijednosti nisu očekivane ako ne vrijedi zakon očuvanja energije jer bi u tom slučaju bilo koja vrijednost energije bila statistički dozvoljena barem u nekoliko raspada. Prirodno objašnjenje spektra β -raspada bilo je da je samo određena i očuvana vrijednost energije dostupna te da nova i još neotkrivena čestica kadkad uzima djelić te energije. Pauli je ovu činjenicu iskoristio kako bi naglasio da još uvijek neotkriveni neutrino nije samo teorijska pretpostavka, nego se mora

raditi o stvarnoj čestici.



Slika 18.5: Grupa eksperimentalnih fizičara pod vodstvom Clydea Cowana (lijevo) i Freda Reinesa (desno). Projekt potrage za neutrinom zvao se Poltergeist.

Otkriće

1953. godine tim koji su predvodili Clyde Cowan i Frederick Reines potvrdio je detekciju neutrina u nuklearnim reaktorima. U ovom eksperimentu, antineutrini napravljeni u reaktoru pomoću β -raspada reagirali su s protonima kako bi se dobili neutroni i pozitroni

$$\bar{\nu}_e + p^+ \rightarrow n^0 + e^+ \quad (18.6)$$

Princip reakcije je da se elektron i pozitron ponište, a detektirani neutron izrači γ zraku. Istovremenost detekcije neutrona i poništenja pozitrona daje jedinstven potpis interakcije antineutrina. Ovaj antineutrino zapravo je antičestica elektron neutrina. Za ovo otkriće 1995., gotovo 40 godina nakon, dodijeljena im je Nobelova nagrada.

Eksperimentalni postav

Cowan i Reines koristili su bazen s vodom u kojoj je otopljen kadmij-kloridom. Bazen je bio okružen scintilatorima koji detektiraju fotone emitirane prilikom poništenja pozitrona, kao i one emitirane prilikom reakcije dva izotopa kadmija.

Nastavak istraživanja

1962. Leon Lederman, Melvin Schwartz i Jack Steinberger ukazali su na postojanje više od jedne vrste neutrina. Detektirali su interakciju muon neutrina te se 1988. godine bili nagrađeni Nobelovom nagradom za to otkriće.

Kada je otkriven tau lepton, očekivalo se da postoji i odgovarajući neutrino. Prvi dokazi za postojanje tau neutrina došli su iz opažanja manjka energije i momenta prilikom τ -raspada, analogno s β -raspadima koji su doveli do otkrića elektron neutrina. Prvi detekcija tau neutrina objavljena je 2000. godine na Fermilabu, a njegovo postojanje su otprije sugerirale teorijske postavke i eksperimentalni podaci dobiveni iz elektron-pozitron sudarača.

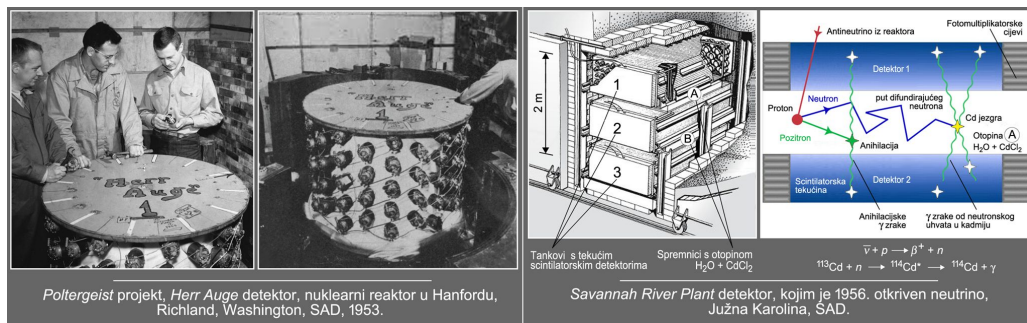
Današnji detektori

Današnji detektori neutrina iznimno su veliki kako bi bilo moguće njihovo opažanje, budući da neutrim slabo interagiraju s ostalim česticama. Najčešće su izgrađeni podzemno kako bi bili izolirani od kozmičkih zraka i ostalog pozadinskog zračenja.

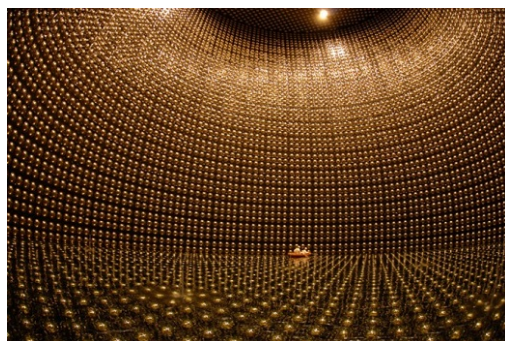
Vjerojatno najpoznatiji detektor neutrina je Super-Kamiokande u Japanu, smješten 1000 metara ispod planine Ikeno. Opservatorij je osmišljen za detekciju visokoenergetskih neutrina, proučavanje solarnih i atmosferskih neutrina, kao i za raspad protona. Izgrađen je od cilindričnog čeličnog bazena u kojeg stane 50 000 tona iznimno čiste vode. Radi na principu detekcije svjetla od Čerenkovog zračenja koje se snima posebnim kamerama. Koristeći informacije snimljene tim kamerama, utvrđuje se smjer i vrsta (okus) upadnog neutrina.

Neutrini u prirodi

U veljači 1965. nađen je prvi neutrino u prirodi u jednom od rudnika zlata u Južnoj Africi. Eksperiment je izveden u posebno pripremljenoj komori na dubini od 3 kilometra. U spomen tog otkrića, napravljena je plaketa koja stoji u glavnoj zgradi ERPM kompleksa u Boksburgu. Ovdje ćemo navesti nekoliko vrsta neutrina koji nastaju u



Slika 18.6: Gore: Detektor pod nazivom "Herr Auge". Dolje: shematski prikaz eksperimentalnog postava za detekciju neutrina; bazen napunjen vodom i CdCl_2 okružen s tekućim scintilatorima.



Slika 18.7: Super Kamiokande ("Super-K") detektor u Japanu. Detektori reagiraju na slabe bljeskove koji nastanu kada se neutrino sudari s molekulom vode.

prirodi.

- Neutrini nastaju zajedno s prirodnim pozadinskim zračenjem. Specifično, β -raspadi izotopa uranija, torija i kalija emitiraju antineutrine. Ti takozvani **geoneutrini** daju značajne informacije o Zemljinoj unutrašnjosti.
- **Atmosferski neutrini** posljedica su interakcije kozmičkih zraka s jezgrama atoma u Zemljinoj atmosferi. Prilikom interakcije nastaju kiše čestica. Većina tih čestica je nestabilna, a nakon njihovog raspada nastaju neutrini.
- **Solarni neutrini** nastaju zbog nuklearne fuzije u zvijezdama. Kada se četiri protona stope kako bi nastala jezgra jednog atoma helija, dva protona

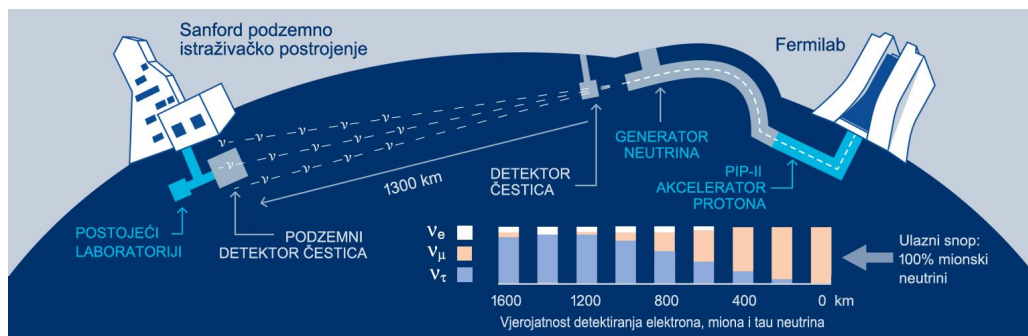
moraju postati neutroni, a svaka takva preobrazba protona u neutron otpušta jedan elektron neutrino.

- Šezdesetih godina prošlog stoljeća izračunato je da neutrini nose većinu gravitacijske energije oslobođene prilikom kolapsa masivne zvijezde, odnosno supernove. Budući da neutrini vrlo slabo interagiraju s materijom, smatra se da emisija neutrina od supernove nosi informaciju o unutarnjim dijelovima eksplozije.

Važnost otkrića neutrina

Iako na prvi pogled djeluju kao nebitne čestice, neutrini imaju važnu ulogu u fundamentalnim aspektima života: nastaju prilikom nuklearne fuzije koja pokreće Sunce i sve ostale zvijezde, tijekom radiativnih raspada koji Zemljinoj unutrašnjosti uzrokuju toplinu, te se smatra da su jedan od glavnih čimbenika u procesu supernove. Također je važno pitanje može li se znanje o neutrinima iskoristiti u praktične svrhe, i odgovor je potvrđan. Već je dokazano da je moguće šifrirati poruke u binarnom zapisu pomoću neutrina, a budući da oni mogu prolaziti neometano kroz materiju, to znači i da poruke brže putuju s jednog mjesta na drugo. Nadalje, razmatra se o korištenju neutrina u svrhu detekcije nuklearnog oružja i zaliha nafte u Zemlji.

Ukratko, neutrini nam daju sjajan uvid u razumijevanje procesa koji se događaju u zvi-



Slika 18.8: DUNE - *Deep Underground Neutrino experiment*

jezdama i u unutrašnjosti našeg planeta, te bi potencijalno mogli biti i pokretači novog doba tehnologije.

Literatura

- 1.
- 2.

V Matematičke dopune

19. Difrakcija

Povijest i primjena

Fresnel

Fresnelova difrakcija je difrakcija kod koje je izvor svjetlosti u blizini zapreke ili pukotine, pri čemu su valne fronte zakrivljene, a promatrani snopovi svjetlosti nisu paralelni.

Do tada su fizici bili poznati Huygensov princip i Youngov princip interferencije, no Fresnel je dao prvo konkretno objašnjenje difrakcije na ravnom rubu te objašnjenje pravocrtnog valnog širenja. Njegov glavni zaključak bio je da je zbrajanje sinusoidalnih funkcija jednakih frekvencija, a različitih faza ekvivalentno zbrajanju sila u različitim smjerovima.

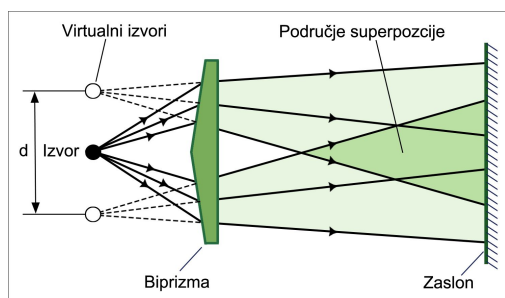
Pretpostavljajući da je svjetlost transversalni val, Fresnel je objasnio polarizaciju svjetlosti te je uveo pojmove linearne, kružne i eliptične polarizacije. To je dovelo do skupa jednačbi koje danas nazivamo Fresnelove relacije, a objašnjavaju ponašanje svjetlosti na granici dva medija tj. koeficijente refleksije i transmisije za okomiti ili paralelni smjer polarizacije kada upadna zraka dolazi pod nekim kutem na graničnu plohu. Fresnelova difrakcija dokazuje da svjetlo ima svojstva valova, konkretno dokazuje postojanje

svojstva interferencije. Tada to nije bilo široko prihvaćeno. Naime da bismo proučavali valnu prirodu svjetlosti (npr. interferenciju) potreban nam je koherentan izvor svjetlosti, dok su do tada u eksperimentima uglavnom bili upotrebljavani Sunce ili svijeće.

Fresnel se bavio problemom valne prirode svjetlosti bez saznanja o Youngovom radu. Fresnel je ponudio matematički model širenja svjetlosti te se s tom idejom prijavio na natjecanje koje je organizirala francuska znanstvena akademija. Poisson, kao jedan od članova žirija, se zalagao za Fresnelovu teoriju da bi se u središtu sjene nekog malog kružnog diska trebala pojaviti svijetla točka. Arago je kasnije tu teoriju proveo u eksperiment i danas se ta svijetla točka naziva Poissonova, Aragoova ili Fresnelova u čast svoj trojici znanstvenika koji su pidonijeli tom otkriću.

Fresnelova biprizma je varijacija Youngovog eksperimenta s dvije pukotine. Sastoji se od dvije tanke prizme koje su spojene na svojim bazama tako da tvore jednakokrani trokut. Jedna valna fronta prođe kroz obje prizme; lijevi dio valne fronte refraktiran je desno, dok je desni dio valne fronte refraktiran lijevo. U području superpozicije pojavljuje se interferencija. U Youngovom eksperimentu pukotine moramo aproksimirati s točkastim izvorima, no to u stvarnosti nije tako pošto pukotine imaju svoju konačnu veličinu. Konačna širina pukotine uzrokuje neželjene

difrakcijske efekte koji uzrokuju greške u eksperimentu. Fresnelova biprizma nadilazi ovaj problem tako što pukotine zamjenjuje virtualnim pukotinama koje su točkaste.

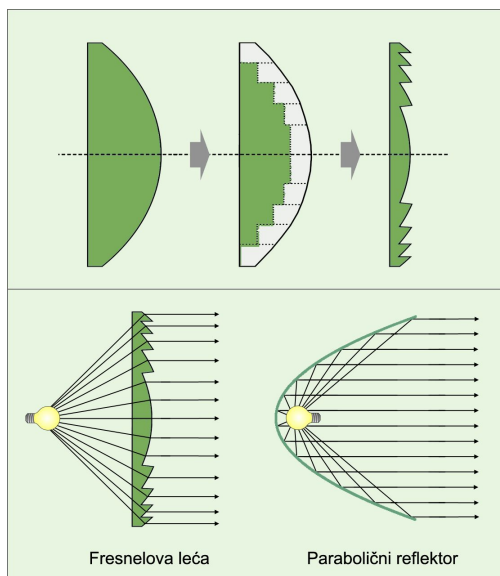


Slika 19.1: Fresnelova biprizma

Također, provodio je pokuse s instalacijom koja se zvala Fresnelovo ogledalo ili Fresnelova leća. Fresnelova leća je leća velikog vidnog kuta, a male debljine. To je stupnjevita leća sastavljena od niza staklenih prstenova sa zajedničkim žarištem ili fokusom. Zakrivljena je kao i druge leće, ali je tanka pa propušta više svjetlosti i manje se zagrijava.

Prve leće koje su ujedno bile i najveće, bile su sastavljene od puno prizmi. Danas su izrađene od stakla ili plastike pomoću 3D printera. Prvenstveno se koriste kao sabirne leće za lokalno jače osvetljenje ili u signalizaciji za dobivanje jačeg paralelnog snopa svjetlosti (npr. u svjetionicima, reflektorima ili projektorima). Sam Fresnel je dizajnirao šest vrsta leća isključivo za svjetionike.

Osim Fresnelovih leća, postoji i Fresnelov kolektor koji se sastoji od niza dugih ravnih ili malo zakrivljenih zrcala koja rotirajući oko jedne osi prate položaj Sunca i reflektiraju izravne Sunčeve zrake. Sam način rada se zasniva na Fresnelovim lećama; kolektor se sastoji od velikog broja ogledala koja su pod različitim kutevima, a omogućuju a se paralelni snop Sunčeve svjetlosti fokusira u žarište u kojem se nalazi apsorber. Fresnelova difrakcija ima svoje primjene i u astronomiji u detekciji egzoplaneta ili u koro-nagrafovima (teleskop za opažanje Sunčeve korone).



Slika 19.2: Fresnelova leća i parabolički reflektor

Fraunhofer

Fraunhoferova difrakcija je difrakcija kod koje se promatraju paralelni snopovi svjetlosti te se smatra da je izvor svjetlosti u beskonačnosti i da su valne fronte ravnine.

Fraunhofer se cijeli život bavio optikom te je sam izrađivao instrumente od stakla kao što su optičke leće. Osmislio je moderni spektroskop što je dovelo do otkrića 574 tamnih linija u Sunčevom spektru. Osim Sunca, proučavao je i ostale zvijezde čime je započela astronomska spektroskopija. Kirchhoff i Bunsen kasnije su objasnili te tamne linije koje su nazvane po Fraunhoferu. Fraunhoferova difrakcija također je nazvana njemu u čast iako on nije sudjelovao u nastanku teorije.

Huygens-Fresnelovo načelo

Prema Huygensovoj konstrukciji, svaka točka valne fronte može se razmatrati kao središte sekundarne smetnje. Pojedina sekundarna smetnja stvara male sferne valove te se valna fronta u svakom kasnijem trenutku može smatrati kao njihova omotnica (Slika 19.3). Fresnel je uspio objasniti difrakciju do-

	Fraunhoferova difrakcija	Fresnelova difrakcija
valne fronte	ravni val	sferični val
udaljenost izvora i zaslona	beskonačna (ili uz korištenje leća)	konačna bliski izvor i zaslon
kretanje uzorka difrakcije	fiksni položaj	pomično
površina izračuna	difrakcijski obrasci na sfernim površinama	difrakcijski obrasci na ravnim površinama
difrakcijski obrasci	oblik i intenzitet uzorka ostaje konstantan	promjenljiv nizvodno od izvora raspršenja

Tablica 19.1: Fraunhoferova i Fresnelova difrakcija

punjujući Huygensovu konstrukciju sa postulatom da sekundarni valovi interferiraju. Takva kombinacija Huygensove konstrukcije s načelom interferencije naziva se Huygens-Fresnelovo načelo. Prije razmatranja navedenoga potrebno je kratko se osvrnuti na valnu jednadžbu.

Valna jednažba

Valna jednažba za ravni val koji se kreće u z smjeru glasi:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)U(z,t) = 0 \quad (19.1)$$

Poopćenje prethodne jednažbe za ravni val na proizvoljan smjer širenja vodi na:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)U(z,t) = 0 \quad (19.2)$$

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)U(\vec{r},t) = 0 \quad (19.3)$$

Laplaceov operator (∇^2) zapisan općenito u sfernim koordinatama ima oblik:

$$\begin{aligned} \nabla^2 = & \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) \\ & + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} \end{aligned} \quad (19.4)$$

Sada je cilj preći sa opisa ravnog vala na opis sfernog vala. Budući da sferni val ne ovisi o kutevima θ i ϕ , drugi i treći član Laplaceovog operatora otpadaju te valna jednažba postaje:

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial U}{\partial r} \right) = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} \quad (19.5)$$

Napravimo sada supstituciju $\psi = rU$ nakon koje slijedi:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} \quad (19.6)$$

Iz jednažbe (6) lako se vidi čemu je jednak $\psi(r,t)$ i posljedično $U(r,t)$:

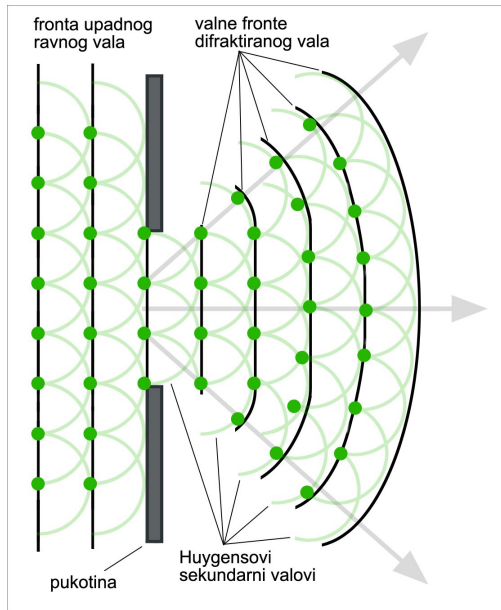
$$\psi(r,t) = Ae^{i(kr - \omega t)} \quad (19.7)$$

$$U(r,t) = \frac{\psi}{r} = \frac{A}{r} e^{i(kr - \omega t)} \quad (19.8)$$

gdje je A amplituda na jediničnoj udaljenosti od izvora.

Fresnelova konstrukcija zona

Uzmimo da S (Slika 19.4) označava trenutni položaj sferne monokromatske valne fronte polumjera r_0 koja putuje od izvora P_0 . Za promatranje svjetlosnog poremećaja uzimamo točku P. Gledamo li situaciju



Slika 19.3: Huyensovo načelo

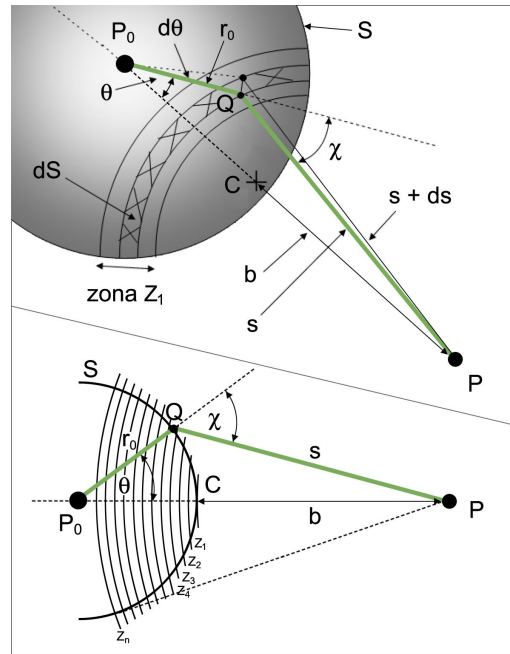
u određenom trenutku možemo zaboraviti na faktor $e^{-i\omega t}$. Iz oblika sfernog vala slijedi da je svjetlosni poremećaj u točki Q jednak Ae^{ikr_0}/r_0 . U skladu sa Huygens-Fresnelovim načelom, svaki dio valne fronte smatra se središtem sekundarnog poremećaja koji se širi u obliku malih sfernih valova. Stoga, izraz za doprinos $dU(P)$ uslijed dS kod točke Q glasi:

$$dU(P) = K(\chi) \frac{Ae^{ikr_0}}{r_0} \frac{e^{iks}}{s} dS \quad (19.9)$$

gdje je K faktor nagiba koji opisuje varijaciju sa smjerom amplitude.

Slijedeći Fresnela, pretpostavljamo da je K najveći u izvornom smjeru širenja ($\chi=0$), da brzo opada sa povećanjem kuta χ te da iščezava kada je pravac QP tangentan na valnu fronu ($\chi=\pi/2$). Za kraj pretpostavljamo da samo dio S primarnog vala, koji nema prepreka između točaka P_0 i P, doprinosi poremećaju u točki P. Stoga je ukupni poremećaj u točki P dan sa:

$$U(P) = \frac{Ae^{ikr_0}}{r_0} \iint_S \frac{e^{iks}}{s} K(\chi) dS \quad (19.10)$$



Slika 19.4: Zona Fresnelove konstrukcije

Kako bi se procijenilo (10) uvodi se tzv. Fresnelova konstrukcija zona. Sa središtem u P, konstruiramo sfere polumjera:

$$b, b + \frac{\lambda}{2}, b + \frac{2\lambda}{2}, b + \frac{3\lambda}{2}, \dots, b + \frac{j\lambda}{2}, \dots \quad (19.11)$$

gdje je b udaljenost između točke promatranja P i sjecišta pravca P_0P sa valnom frontom S. Konstruirane sfere dijele valnu frontu S u zone $Z_1, Z_2, Z_3, \dots, Z_j, \dots$. Pretpostavljamo da su r_0 i b veliki u usporedbi sa valnom duljinom te iz toga proizlazi da za K možemo pretpostaviti da ima istu vrijednost K_j unutar jedne zone. Uzme li se da vektor $\overrightarrow{AB}$ ima smjer od točke A prema točki B slijedi:

$$\overrightarrow{QP} = \overrightarrow{P_0P} - \overrightarrow{P_0Q} \quad (19.12)$$

Kvadriramo li sada jednadžbu (12) proizlazi:

$$s^2 = r_0^2 + (r_0 + b)^2 - 2r_0(r_0 + b)\cos\theta \quad (19.13)$$

Daljnjim diferenciranjem jednadžbe (13) dobije se:

$$sds = r_0(r_0 + b)\sin\theta d\theta \quad (19.14)$$

Diferencijalni element površine dS sada se može napisati na sljedeći način:

$$dS = r_0^2 \sin\theta d\theta d\phi = \frac{r_0}{r_0 + b} sds d\phi \quad (19.15)$$

Uvrstimo li sada jednadžbu (15) u izraz (10) dobije se doprinos $U(P)$ zone sa indeksom j :

$$U_j(P) = 2\pi \frac{Ae^{ikr_0}}{r_0 + b} K_j \int_{b+(j-1)\lambda/2}^{b+j\lambda/2} e^{iks} ds \quad (19.16)$$

$$U_j(P) = -\frac{2\pi i}{k} K_j \frac{Ae^{ik(r_0+b)}}{r_0 + b} e^{ikj\lambda/2} (1 - e^{-ik\lambda/2}) \quad (19.17)$$

Uzmemo li sada u obzir $k\lambda=2\pi$ zadnja dva člana u (17) postaju:

$$e^{ikj\lambda/2} (1 - e^{-ik\lambda/2}) = e^{i\pi j} (1 - e^{-i\pi}) = 2(-1)^j \quad (19.18)$$

Vratimo li se sada u jednadžbu (17) dobiva se:

$$U_j(P) = 2i\lambda(-1)^{j+1} K_j \frac{Ae^{ik(r_0+b)}}{r_0 + b} \quad (19.19)$$

Ukupni $U(P)$ dobije se sumacijom doprinosa od svih zona:

$$U(P) = 2i\lambda \frac{Ae^{ik(r_0+b)}}{r_0 + b} \sum_{j=1}^n (-1)^{j+1} K_j \quad (19.20)$$

Kako bi se procijenio $U(P)$ iz izraza (20) sumu je potrebno pažljivo promatrati. Jedan od načina da se članovi u sumi grupiraju jest:

$$\begin{aligned} \sum = & \frac{K_1}{2} + \left(\frac{K_1}{2} - K_2 + \frac{K_3}{2} \right) \\ & + \left(\frac{K_3}{2} - K_4 + \frac{K_5}{2} \right) + \dots \end{aligned} \quad (19.21)$$

pri čemu je zadnji član $\frac{K_{n-1}}{2} - K_n$ ili $\frac{K_n}{2}$ ovisno o tome jeli n paran ili neparan respektivno. U svrhu izračunavanja ove sume potrebno je na kratko pretpostaviti da je K_j veći od aritmetičke sredine svojih susjeda. Tada je svaka od zagrada u (21) negativna i slijedi:

$$\left. \begin{aligned} \sum & < \frac{K_1}{2} + \frac{K_{n-1}}{2} - K_n \quad (n = \text{paran}) \\ \sum & < \frac{K_1}{2} + \frac{K_n}{2} \quad (n = \text{neparan}) \end{aligned} \right\} \quad (19.22)$$

S druge strane, traženu sumu možemo napisati i na sljedeći način:

$$\begin{aligned} \sum = & K_1 - \frac{K_2}{2} - \left(\frac{K_2}{2} - K_3 + K_4/2 \right) \\ & - \left(\frac{K_4}{2} - K_5 + \frac{K_6}{2} \right) - \dots \end{aligned} \quad (19.23)$$

pri čemu je zadnji član $-\frac{K_n}{2}$ ili $-\frac{K_{n-1}}{2} + K_n$ ovisno o tome jeli n paran ili neparan respektivno. Stoga:

$$\left. \begin{aligned} \sum & > K_1 - \frac{K_2}{2} - \frac{K_n}{2} \quad (n = \text{paran}) \\ \sum & > K_1 - \frac{K_2}{2} - \frac{K_{n-1}}{2} + K_n \quad (n = \text{neparan}) \end{aligned} \right\} \quad (19.24)$$

Sada treba primjetiti kako se svaki K_j razlikuje jako malo od svojih susjeda pa su desne strane odgovarajućih izraza u (22) i (24) praktički jednake. Iz toga onda slijedi:

$$\left. \begin{aligned} \sum & = \frac{K_1}{2} - \frac{K_n}{2} \quad (n = \text{paran}) \\ \sum & = \frac{K_1}{2} + \frac{K_n}{2} \quad (n = \text{neparan}) \end{aligned} \right\} \quad (19.25)$$

Moguće je lako se uvjeriti analognim postupkom da (25) vrijedi i kada je K_j manji od aritmetičke sredine svojih susjeda. Tada su izrazi u zagradi u (21) i (23) pozitivni. Štoviše, može se očekivati da (25) vrijedi i kada su samo neki od izraza u zagradama negativni, a ostali pozitivni. Naime, tada se

suma može podijeliti na dva dijela s obzirom na predznak članova u zgradama. Stoga, možemo zaključiti da je suma jednaka (25) osim ako članovi u zgradama ne mijenjaju predznak tako često da se greška nakupi i postane nezanemariva. Isključimo li prethodni slučaj, iz (20) i (25) slijedi:

$$U(P) = i\lambda(K_1 \mp K_n) \frac{Ae^{ik(r_0+b)}}{r_0+b} \quad (19.26)$$

gdje se gornji i donji predznak odnose na n paran ili neparan respektivno.

Koristeći (19), (26) se može napisati u sljedećem obliku:

$$U(P) = \frac{1}{2}[U_1(P) + U_n(P)] \quad (19.27)$$

Na zadnjoj zoni (Z_n) koja se može vidjeti sa točke P, QP je tangenta na valnu frontu pa vrijedi $\chi = \pi/2$ i kao što je pretpostavljeno $K_n = K(\chi = \pi/2) = 0$.

Stoga, (26) se reducira na:

$$U(P) = i\lambda K_1 \frac{Ae^{ik(r_0+b)}}{r_0+b} = \frac{1}{2}U_1(P) \quad (19.28)$$

Posljednja jednadžba pokazuje da je ukupni poremećaj u točki P jednak polovici poremećaja koji dolazi od prve zone.

Jednadžba (28) je u skladu sa jednadžbom (8) ako vrijedi:

$$i\lambda K_1 = 1$$

$$K_1 = -\frac{i}{\lambda} = \frac{e^{-i\pi/2}}{\lambda} \quad (19.29)$$

Faktor $e^{-i\pi/2}$ može se objasniti pretpostavljajući da sekundarni valovi osciliraju četvrtinu perioda izvan faze primarnog vala dok se faktor $1/\lambda$ može objasniti manjom amplitudom sekundarnog vala naspram primarnog. Ovakve dodatne pretpostavke treba smatrati prikladnim načinom interpretacije matematičkih izraza i lišenim bilo kakvog fizičkog značaja.

I dalje slijedeći Fresnela, razmotrimo učinak u točki P kada su neke zone prepriječene ravnim zaslonom sa kružnim otvorom, okomitim na pravac P_0P i sa centrom na njemu. Ukupni poremećaj u točki P sada se treba razmatrati kao posljedica malih valova samo onih zona koje nisu prepriječene zaslonom. Kada zaslon prekriva sve zone osim pola prve zone, (20) za $j=1$ i pomnoženo sa $\frac{1}{2}$ daje:

$$U(P) = i\lambda K_1 \frac{e^{ik(r_0+b)}}{r_0+b} = \frac{Ae^{ik(r_0+b)}}{r_0+b} \quad (19.30)$$

Dakle, poremećaj u točki P isti je kada zaslon nema i kada zaslon prekriva sve osim pola prve zone. S druge strane, kada su sve zone prekrivene osim cijele prve (20) daje:

$$U(P) = 2i\lambda K_1 \frac{e^{ik(r_0+b)}}{r_0+b} = 2 \frac{Ae^{ik(r_0+b)}}{r_0+b} \quad (19.31)$$

Intenzitet vala ovisi o kvadratu amplitude te je stoga u prethodnom slučaju intenzitet u točki P četiri puta veći nego kada zaslon nema. Kada se otvor povećava intenzitet se smanji jer su prva dva člana u (20) različitog predznaka. Štoviše, budući da su K_1 i K_2 približno jednaki, slijedi da će nastupiti potpuna tama u točki P kada je otvor približno jednak prvim dvjema zonama. Stoga, kada se veličina otvora mijenja, dolazi do periodičke fluktuacije intenziteta u točki P. Sličan rezultat može se vidjeti i ako fiksiramo izvor i otvor te pomičemo točku P prema zaslonu. Tada je naime potrebno sve više zona koje bi prekrile otvor te iz toga slijedi analogija.

Ukupan broj zona ima jednostavan oblik kada je polumjer otvora (a) puno manji nego udaljenost zaslona od točke promatranja P. Krajnja Fresnelova zona koja nije pokrivena zaslonom imat će polumjer ugrubo jednak udaljenosti od točke P do ruba otvora:

$$b + \frac{N\lambda}{2} = \sqrt{b^2 + a^2} \quad (19.32)$$

Uzme li se $a \ll b$ nadalje slijedi:

$$\sqrt{b^2 + a^2} \approx b + (b/2)(a/b)^2$$

$$N = \frac{a^2}{b\lambda} \quad (19.33)$$

Broj N koji predstavlja broj Fresnelovih zona u otvoru zaslona poznat je kao *Fresnelov broj* sustava.

Za sve navedene rezultate potvrđeno je da se dobro slažu sa eksperimentom. Jedno predviđanje Fresnelove teorije bilo je odlučujući faktor koji je privremeno okončao dugu bitku između čestične i valne teorije svjetla. Naime, posljednje se odnosi na učinak koji nastaje kada se prva zona prekrije malim kružnim diskom okomitim na pravac P_0P . Naime, prema (20) kompleksna amplituda u točki P dana je sa:

$$U(P) = 2i\lambda \frac{Ae^{ik(r_0+b)}}{r_0+b} [-K_2 + K_3 - K_4 + \dots] \quad (19.34)$$

gdje je zbog pokrivenosti prve zone uzeto $K_1=0$. Sličnim argumentom kao i prije slijedi da je suma približno jednaka $-K_2/2$. Budući da se pretpostavlja da se K_2 malo razlikuje od K_1 slijedi da iza geometrijske sjene diska ima svjetla i čiji je intenzitet isti kao da diska nema.

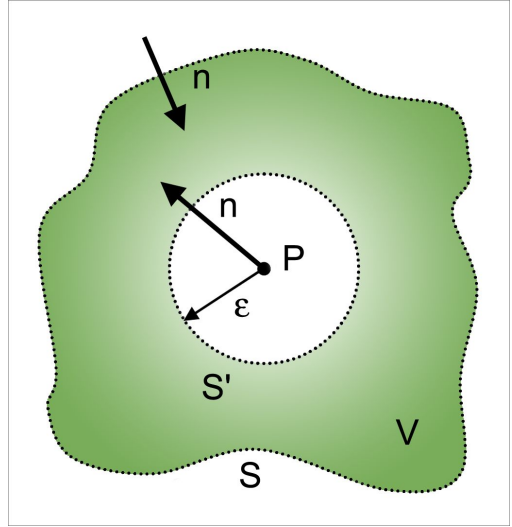
Kirchoffova teorija difrakcije

Kirchoffov integralni teorem

Osnovna ideja Huygens-Fresnelove teorije je da svjetlosni poremećaj u točki P nastaje uslijed superpozicije sekundarnih valova koji dolaze od površine koja se nalazi između te točke i izvora svjetla. Tu ideju je Kirchoff stavio na čvršću matematičku podlogu. Kirchoff je pokazao da se Huygens-Fresnelovo načelo može smatrati aproksimativnim oblikom određenog integralnog teorema koji izražava rješenje homogene valne jednadžbe, u proizvoljnoj točki polja, preko rješenja i njegovih prvih derivacija u svim točkama proizvoljne zatvorene površine koja okružuje točku P .

Monokromatski skalarni val može se rastaviti na prostorni i vremenski dio:

$$V(x, y, z, t) = U(x, y, z)e^{-i\omega t} \quad (19.35)$$



Slika 19.5: Izvod Helmholtz-Kirchoffovog teorema: područje integracije

U vakuumu prostorno ovisan dio zadovoljava vremenski neovisnu valnu jednadžbu:

$$(\nabla^2 + k^2)U = 0 \quad (19.36)$$

koja je također poznata kao Helmholtzova jednadžba.

Za daljnji račun potreban nam je jedan od Greenovih identiteta do kojeg se dolazi putem Gaussovog teorema:

$$\int_{\Omega} \vec{\nabla} \cdot \vec{F} dV = \oint_{\partial\Omega} \vec{F} \cdot d\vec{a} \quad (19.37)$$

gdje je $\vec{F}$ neko vektorsko polje, a normala $d\vec{a}$ je usmjerena prema van.

Uzme li se $\vec{F} = \phi \vec{\nabla} \psi - \psi \vec{\nabla} \phi$, raspisom argumenta integrala lijeve strane jednadžbe (3) slijedi:

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \cdot (\phi \vec{\nabla} \psi - \psi \vec{\nabla} \phi) &= \vec{\nabla} \phi \cdot \vec{\nabla} \psi + \phi \nabla^2 \psi \\ &\quad - \vec{\nabla} \psi \cdot \vec{\nabla} \phi - \psi \nabla^2 \phi \\ &= \phi \nabla^2 \psi - \psi \nabla^2 \phi \end{aligned} \quad (19.38)$$

Koristeći (3) i (4) dolazi se do jednog od Greenovih identiteta:

$$\begin{aligned} & \int_{\Omega} (\phi \nabla^2 \psi - \psi \nabla^2 \phi) dV \\ &= \oint_{\partial \Omega} (\phi \vec{\nabla} \psi - \psi \vec{\nabla} \phi) \cdot d\vec{a} \end{aligned} \quad (19.39)$$

Sada je potrebno uvesti volumen V kojeg zatvara površina S i točku P unutar njega. Nadalje, pretpostavlja se da U posjeduje neprekidne prve i druge parcijalne derivacije unutar i na površini. Ako je U' bilo koja druga funkcija koja zadovoljava iste zahtjeve neprekidnosti kao U onda iz (5) slijedi:

$$\begin{aligned} & \iiint_V (U \nabla^2 U' - U' \nabla^2 U) dV \\ &= - \iint_S \left(U \frac{\partial U'}{\partial n} - U' \frac{\partial U}{\partial n} \right) dS \end{aligned} \quad (19.40)$$

gdje je normala usmjerena prema unutra iz čega proizlazi minus na desnoj strani jednadžbe. Štoviše, ako U' zadovoljava vremenski neovisnu valnu jednadžbu kao i U , tj. ako

$$(\nabla^2 + k^2)U' = 0 \quad (19.41)$$

tada lijeva strana jednadžbe (6) iščezava u svakoj točki volumena V . Tada vrijedi:

$$\iint_S \left(U \frac{\partial U'}{\partial n} - U' \frac{\partial U}{\partial n} \right) dS = 0 \quad (19.42)$$

Sada je moguće uzeti $U'(x,y,z) = e^{iks}/s$, gdje s označava udaljenost od točke P do točke sa koordinatama (x,y,z) . Odabrana funkcija ima singularitet u $s=0$ pa je, slijedeći pretpostavke neprekidnosti, potrebno izuzeti točku P iz domene integracije. To je moguće učiniti na način da se točka P okruži malom sferom polumjera ϵ te da se proširi integraciju na volumen između vanjske površine S i površine S' spomenute sfere. Stoga, umjesto (8) slijedi:

$$\left\{ \iint_S + \iint_{S'} \right\} \left[U \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{e^{iks}}{s} \right) - \frac{e^{iks}}{s} \frac{\partial U}{\partial n} \right] dS \quad (19.43)$$

Nadalje, iz (9) proizlazi:

$$\begin{aligned} & \iint_S \left[U \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{e^{iks}}{s} \right) - \frac{e^{iks}}{s} \frac{\partial U}{\partial n} \right] dS \\ &= - \iint_{S'} \left[U \frac{e^{iks}}{s} \left(ik - \frac{1}{s} \right) - \frac{e^{iks}}{s} \frac{\partial U}{\partial n} \right] dS' \\ &= - \iint_{\Omega} \left[U \frac{e^{ik\epsilon}}{\epsilon} \left(ik - \frac{1}{\epsilon} \right) - \frac{e^{ik\epsilon}}{\epsilon} \frac{\partial U}{\partial s} \right] dS' \end{aligned} \quad (19.44)$$

Kada se pusti limes $\epsilon \rightarrow 0$ iz (10) se dobije izraz:

$$U(P) = \frac{1}{4\pi} \iint_S \left[U \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{e^{iks}}{s} \right) - \frac{e^{iks}}{s} \frac{\partial U}{\partial n} \right] dS \quad (19.45)$$

Jednadžba (11) je jedan oblik Helmholtz-Kirchoffovog integralnog teorema.

Do sada su se u računu razmatrali samo monokromatski valovi. Kirchoffov teorem moguće je poopćiti na valove koji nisu nužno monokromatski. Za daljnji račun potrebno je uzeti $V(x,y,z,t)$ kao rješenje valne jednadžbe:

$$\nabla^2 V = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 V}{\partial t^2} \quad (19.46)$$

Sada treba pretpostaviti da se V može zapisati u obliku Fourierovog transformata:

$$V(x,y,z,t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} U_{\omega}(x,y,z) e^{-i\omega t} d\omega \quad (19.47)$$

Tada prema Fourierovom inverznom transformatu U_{ω} ima oblik:

$$U_{\omega}(x,y,z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} V(x,y,z,t) e^{i\omega t} dt \quad (19.48)$$

Budući da je pretpostavljeno da $V(x,y,z,t)$ zadovoljava valnu jednadžbu (12), $U_{\omega}(x,y,z)$ će zadovoljavati vremenski neovisnu valnu jednadžbu. Štoviše, ispunjava li V uvjete regularnosti u i na površini S , na svaku komponentu Fourierovog transformata $U_{\omega}(x,y,z)$

može se zasebno primijeniti Kirchoffova formula:

$$U_\omega(P) = \frac{1}{4\pi} \iint_S \left[U_\omega \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{e^{iks}}{s} \right) - \frac{e^{iks}}{s} \frac{\partial U_\omega}{\partial n} \right] \quad (19.49)$$

Uvrsti li se sada (15) u (13) i promijeni li se poredak integracije, uz $k=\omega/c$, nakon par koraka slijedi:

$$V(P, t) = \frac{1}{4\pi} \iint_S \left\{ [V] \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{s} \right) - \frac{1}{sc} \frac{\partial s}{\partial n} \left[\frac{\partial V}{\partial t} \right] - \frac{1}{s} \left[\frac{\partial V}{\partial n} \right] \right\} dS \quad (19.50)$$

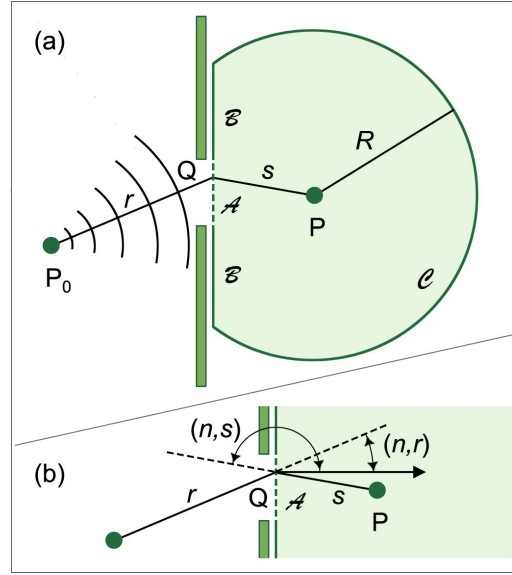
Izraz (16) je općeniti oblik Kirchoffovog teorema gdje uglate zgrade predstavljaju tzv. retardirane vrijednosti, tj. vrijednosti funkcija uzete u vremenu $t-s/c$.

Kirchoffova teorija difrakcije

Iako Kirchoffov integralni teorem utjelovljuje osnovnu ideju Huygens-Fresnelovog načela, zakoni koji vladaju doprinosima od različitih dijelova površine su kompliciraniji nego je Fresnel pretpostavio. Kirchoff je dođue pokazao da se u puno slučajeva teorem može reducirati na aproksimativni i mnogo jednostavniji oblik koji je zapravo jednoznačan Fresnelovoj formulaciji problema. Ipak, za razliku od Fresnela, Kirchoffova formulacija daje eksplicitan izraz za faktor nagiba koji je ostao neodređen u Fresnelovoj teoriji.

Za razmatranje difrakcije u Kirchoffovoj fomulaciji potreban je monokromatski val sa izvorom u točki P_0 , zaslon sa otvorom i točka P u kojoj se računa svjetlosni poremećaj (Slika 19.6). Nadalje, pretpostavlja se da su linearne dimenzije otvora velike u usporedbi s valnom duljinom te male u usporedbi sa udaljenošću zaslona od P_0 i od P .

Kirchoffov integralni teorem za monokromatski val (11) uz Sliku 8.a) sada daje:



Slika 19.6: Izvod Fresnel-Kirchoffove difrakcijske formule

$$U(P) = \frac{1}{4\pi} \left[\iint_A + \iint_B + \iint_C \right] \left\{ U \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{e^{iks}}{s} \right) - \left(\frac{e^{iks}}{s} \right) \frac{\partial U}{\partial n} \right\} dS \quad (19.51)$$

U prethodnom izrazu uočava se problem jer U i $\partial U / \partial n$ na površinama A, B i C nikad nisu egzaktano poznate veličine. Ipak, razumno je pretpostaviti da se svugdje na A , osim u neposrednoj blizini rubova otvora, U i $\partial U / \partial n$ neće osjetno razlikovati od vrijednosti dobivenih u odsutnosti platna. Također, za spomenute veličine se očekuje da će na B aproksimativno iščezavati:

$$\left. \begin{array}{ll} \text{na } A: & U = U^{(i)}, \quad \frac{\partial U}{\partial n} = \frac{\partial U^{(i)}}{\partial n} \\ \text{na } B: & U = 0, \quad \frac{\partial U}{\partial n} = 0 \end{array} \right\} \quad (19.52)$$

gdje

$$\left. \begin{aligned} U^{(i)} &= \frac{Ae^{ikr}}{r}, \\ \frac{\partial U^i}{\partial n} &= \frac{Ae^{ikr}}{r} \left[ik - \frac{1}{r} \right] \cos(n, r) \end{aligned} \right\} \quad (19.53)$$

Aproksimacije (18) su poznate kao Kirchoffovi rubni uvjeti i temelj su Kirchoffove teorije difrakcije.

Preostalo je proučiti doprinos sferne površine C. Očito je da se dovoljnim povećanjem polumjera R, vrijednosti U i $\partial U/\partial n$ na C mogu učiniti proizvoljno malim. Ipak, povećanjem polumjera R povećava se i površina integriranja C preko svih granica. Stoga, uvjeti $U \rightarrow 0$ i $\partial U/\partial n \rightarrow 0$ nisu dovoljni kako bi integral preko površine C iščeznuo. Naime, potrebno je uzeti fizikalno očitu pretpostavku da radijacijsko polje ne postoji u svim trenucima nego ga izvor počne proizvoditi u određenom trenutku $t=t_0$. Nadalje, u svakom trenutku $t>t_0$ polje ispunjava prostor do udaljenosti $c(t-t_0)$ od točke P_0 . Polumjer R se stoga uzme toliko velik da u trenutku kada se promatra svjetlosni poremećaj u točki P nijedan doprinos od krivulje C nije mogao stići do P jer u tom trenutku polje još nije stiglo do tog udaljenog područja. Iz prethodnog sada možemo zaključiti da integral preko površine C uistinu iščezava. Sada treba pogledati sljedeće normalne derivacije koristeći Sliku 8.b):

$$\frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{e^{iks}}{s} \right) = \frac{e^{iks}}{s} \left[ik - \frac{1}{s} \right] \cos(n, s) \quad (19.54)$$

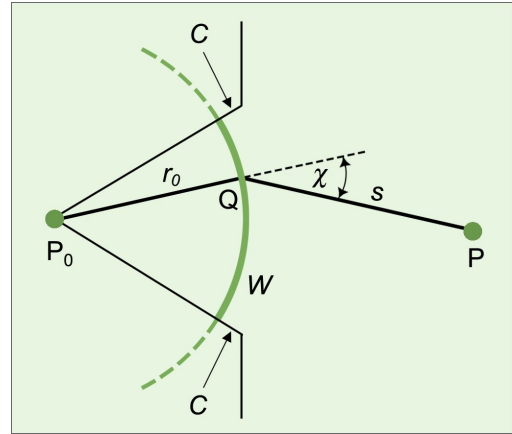
$$\frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{e^{ikr}}{r} \right) = \frac{e^{ikr}}{r} \left[ik - \frac{1}{r} \right] \cos(n, r) \quad (19.55)$$

gdje se $1/s$ i $1/r$ zanemaruju u odnosu na k jer je prethodno pretpostavljeno da je valna duljina puno manja u usporedbi sa udaljenošću zaslona od P_0 i P.

Konačno, koristeći (17), (18), (19), (20) i (21) te činjenicu da integral preko površine C iščezava prema opisanom, slijedi Fresnel-Kirchoffova difrakcijska formula:

$$U(P) = -\frac{iA}{2\lambda} \iint_A \frac{e^{ik(r+s)}}{rs} \times [\cos(n, r) - \cos(n, s)] dS \quad (19.56)$$

Očito je da je umjesto površine A mogla biti odabrana bilo koja površina čiji se rubovi podudaraju sa onima površine A. Na Slici 8 odabrana je zato jedna pogodna koja odgovara dijelu valne fronte W zajedno sa dijelom C površine stošca koji ima vrh u točki izvora P_0 . Ako je polumjer zakrivljenosti valne fronte jako velik, doprinos površine C se očigledno može zanemariti. Izbor ovakve površine proizlazi iz toga što na W vrijedi $\cos(n, r=r_0)=1$.



Slika 19.7: Ilustracija difrakcijske formule

Nadalje, stavi li se $\chi = \pi - \angle(r_0, s)$ umjesto (22) sada se dobije:

$$U(P) = -\frac{i}{2\lambda} \frac{Ae^{ikr_0}}{r_0} \iint_W \frac{e^{iks}}{s} (1 + \cos\chi) dS \quad (19.57)$$

Usporedbom prethodnog izraza sa §2.2 (10) lako je uočiti izgled faktora nagiba:

$$K(\chi) = -\frac{i}{2\lambda} (1 + \cos\chi) \quad (19.58)$$

Sada se jasno vidi da je $K_1=K(0)=-i/\lambda$ u skladu sa Huygens-Fresnelovim pristupom. S druge strane, Fresnel je pretpostavio $K(\pi/2)=0$ i Kirchhoff je to ovim računom opovrgao.

Pogledom natrag na Fresnel-Kirchoffovu difrakcijsku formulu uočljiva je simetričnost na zamjenu točke izvora i točke promatranja. Prethodno implicira da izvor u točki P_0 proizvodi isti rezultat u točki P kao što bi izvor u točki P proizvodio u točki P_0 . Ovaj rezultat poznat je kao Helmholtzov recipročni teorem.

Babinetovo načelo

Iz prethodne rasprave može se izvući zaključak o raspodjeli svjetla difraktiranog na komplementarnim zaslonima, tj. na onakvima gdje otvori na jednom odgovaraju neprozirnim područjima na drugom i obrnuto. Neka $U_1(P)$ i $U_2(P)$ predstavljaju respektivno svjetlosni poremećaj kada je jedan ili drugi zaslon postavljen između izvora i točke promatranja. Isto tako neka $U(P)$ predstavlja kada nijedan zaslon nije prisutan. Onda, budući da se U_1 i U_2 mogu izraziti kao integrali preko otvora pripadnih zaslona, i s obzirom da se otvori pojedinih zaslona zbrajaju u slučaj kada nijednog zaslona nema:

$$U_1 + U_2 = U \quad (19.59)$$

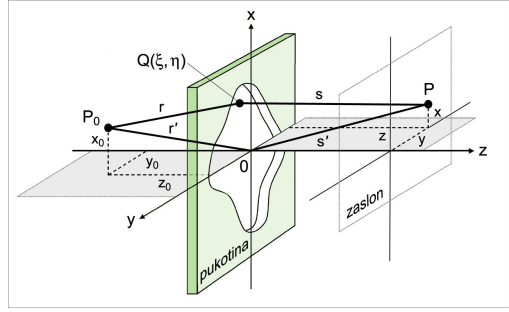
Prethodni rezultat poznat je kao Babinetovo načelo.

Iz Babinetovog načela slijedi jedan zanimljiv zaključak. Ako je $U_1=0$ onda je $U_2=U$, tj. na područjima gdje intenzitet iščezava u prisutnosti jednog od zaslona, intenzitet u prisutnosti drugog jednak je kao da zaslona nema.

Fraunhoferova difrakcija

Primjena Fresnel Kirchhoffovog difrakcijskog integrala na Fraunhoferovu difrakciju

Neka se pukotina nalazi u xy ravnini. U točki $P_0 = (x_0, y_0, z_0)$ nalazi se izvor, a točka $P = (x, y, z)$ se nalazi na uzorku (na zastoru za vizualizaciju). Na slici je još naznačena



Slika 19.8: Difrakcija svjetlosti na pukotini

točka na pukotini $Q = (\xi, \eta)$. Prije uvrštavanja u Fresnel-Kirchoffov difrakcijski integral potrebno je uzeti u obzir da su dimenzije pukotine male.

Iz jednadžbi

$$r^2 = (x_0 - \xi)^2 + (y_0 - \eta)^2 + z_0^2 \quad (19.60)$$

$$s^2 = (x - \xi)^2 + (y - \eta)^2 + z^2 \quad (19.61)$$

$$r'^2 = x_0^2 + y_0^2 + z_0^2 \quad (19.62)$$

$$s'^2 = x^2 + y^2 + z^2 \quad (19.63)$$

slijedi

$$r^2 = r'^2 - 2(x_0\xi + y_0\eta) + \xi^2 + \eta^2 \quad (19.64)$$

$$s^2 = s'^2 - 2(x\xi + y\eta) + \xi^2 + \eta^2 \quad (19.65)$$

koje je (zbog dimenzija pukotine) potrebno aproksimirati.

$$r \approx r' - \frac{x_0\xi + y_0\eta}{r'} + \frac{\xi^2 + \eta^2}{2r'} - \frac{(x_0\xi + y_0\eta)^2}{2r'^3} - \dots \quad (19.66)$$

$$s \approx s' - \frac{x\xi + y\eta}{s'} + \frac{\xi^2 + \eta^2}{2s'} - \frac{(x\xi + y\eta)^2}{2s'^3} - \dots \quad (19.67)$$

Do Fraunhoferove difrakcije dolazi u slučaju kad je izvor svjetlosti beskonačno udaljen tj. u slučaju kad je dimenzija pukotine puno manja od udaljenosti pukotine od zastora za vizualizaciju.

Iz tog razloga faktor $[\cos(n, r) - \cos(n, s)]$ iz (22) neće znatno varirati pa ga zamjenjujemo s $2\cos\delta$, gdje je δ kut između duljine P_0P i normale na površinu pukotine.

$$U(P) = -\frac{Ai \cos\delta}{\lambda r' s'} e^{ik(r'+s')} \iint e^{ikf(\xi, \eta)} d\xi d\eta \quad (19.68)$$

gdje je

$$f(\xi, \eta) = -\frac{x_0\xi + y_0\eta}{r'} + \frac{\xi^2 + \eta^2}{2r'} - \frac{(x_0\xi + y_0\eta)^2}{2r'^3} - \frac{x\xi + y\eta}{s'} + \frac{\xi^2 + \eta^2}{2s'} - \frac{(x\xi + y\eta)^2}{2s'^3} \dots \quad (19.69)$$

Uz pokrate $l_0 = -\frac{x_0}{r}, m_0 = -\frac{y_0}{r'}, l = \frac{x}{s'}$ i $m = \frac{y}{s'}$

$$f(\xi, \eta) = (l_0 - l)\xi + (m_0 - m)\eta + \frac{1}{2}\left[\left(\frac{1}{r'} + \frac{1}{s'}\right)(\xi^2 + \eta^2) - \frac{(l_0\xi + m_0\eta)^2}{r'} - \frac{(l\xi + m\eta)^2}{s'}\right] \dots \quad (19.70)$$

Za razliku od Fresnelove difrakcije kod Fraunhoferove difrakcije možemo zanemariti kvadratične članove u $f(\xi, \eta)$. Da bi ona vrijedila moraju biti zadovoljena dva uvjeta.

$$|r'|, |s'| \gg \frac{(\xi^2 + \eta^2)_{max}}{\lambda} \quad (19.71)$$

$$\frac{1}{r'} + \frac{1}{s'} = 0 \text{ i } l_0^2, m_0^2, l^2, m^2 \ll \frac{|r'|\lambda}{(\xi^2 + \eta^2)_{max}} \quad (19.72)$$

Uvjet (13) kaže da Fraunhoferova difrakcija vrijedi ukoliko je zastor za vizualizaciju paralelan ravnini pukotine pod uvjetom da su i P_0 i P u blizini z osi.

a) $r' < 0$

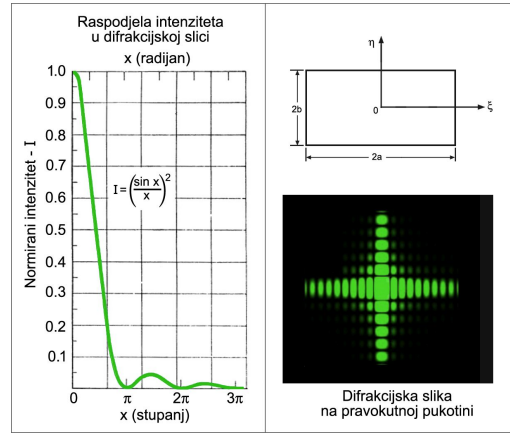
Na pukotinu padaju konkavne valne fronte, P_0 je središte konvergencije upadnog vala, a slika (19.8) dobivena na zastoru za vizualizaciju je Gausijan.

b) $r' > 0$

Valne fronte su konveksne.

Vrste pukotina kod Fraunhoferove difrakcije

Pravokutna pukotina



Slika 19.9: Primjer uzorka difrakcije na pravokutnoj pukotini.

S obzirom da se l_0, m_0, l i m u Fraunhoferovoj difrakciji pojavljuju isključivo u kombinacijama $l - l_0 \equiv p$ i $m - m_0 \equiv q$ redefiniramo

$$U(P) = C \iint e^{-ik(p\xi + q\eta)} d\xi d\eta \quad (19.73)$$

Za slučaj sa slike 10 vrijedi

$$U(P) = \int_{-a}^a e^{-ikp\xi} d\xi \int_{-b}^b e^{-ikq\eta} d\eta \quad (19.74)$$

$$= C2 \frac{\sin(kpa)}{kp} 2 \frac{\sin(kqb)}{kq}$$

Intenzitet iznosi

$$I(P) = |U(P)|^2$$

$$= I_0 \frac{\sin^2(kpa)}{(kpa)^2} \frac{\sin^2(kqb)}{(kqb)^2} \quad (19.75)$$

gdje je I_0 intenzitet u središtu uzorka.

Glavni se maksimum nalazi u $x=0$, dok su minimumi u $x = \pm\pi, \pm2\pi, \dots$. Sekundarni maksimumi su korijeni jednadžbe $\tan x - x = 0$ te se asimptotski približavaju vrijednostima $x = (2m+1)\frac{\pi}{2}, m \in \mathbb{Z}$.

Unutar svakog pravokutnika kojeg čine parovi uzastopnih tamnih linija intenzitet raste do maksimuma. Svi su ti maksimumi mali dio središnjeg maksimuma i brzo se smanjuju s povećanjem udaljenosti od središta. Što je otvor veći manja je efektivna veličina uzorka difrakcije.

Kružna pukotina

Ovaj se problem radi geometrije razmatra u polarnim koordinatama $\xi = \rho \cos \theta, \eta = \rho \sin \theta$. Za točku P također uvodimo koordinate $p = w \cos \psi$ i $q = w \sin \psi$.

Ako radijus pukotine iznosi a vrijedi

$$\begin{aligned} U(P) &= C \int_0^a \int_0^{2\pi} e^{-ikpw \cos(\theta-\psi)} \rho d\rho d\theta \\ &= 2\pi C \int_0^a J_0(k\rho w) \rho d\rho, \end{aligned} \quad (19.76)$$

gdje je iskorišten izraz za Besselovu funkciju

$$J_n(x) = \frac{i^{-n}}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{ix \cos \alpha} d\alpha. \quad (19.77)$$

Ako se primjeni rekursijska relacija za Besselove funkcije

$$\frac{d}{dx} [x^{n+1} J_{n+1}(x)] = x^{n+1} J_n(x) \quad (19.78)$$

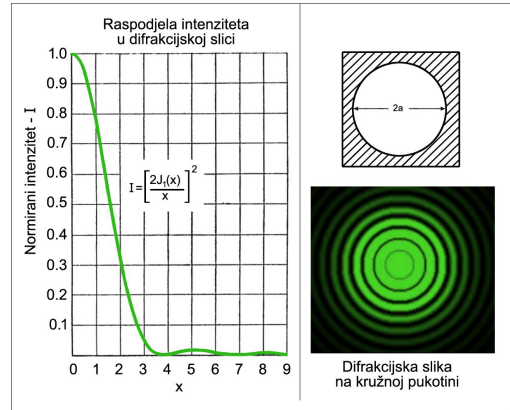
$U(P)$ postaje

$$U(P) = CD \left[\frac{2J_1(kaw)}{kaw} \right] \quad (19.79)$$

U ovome slučaju intenzitet iznosi

$$I(P) = |U(P)|^2 = I_0 \frac{4J_1^2(kaw)}{(kaw)^2} \quad (19.80)$$

Glavni je maksimum ponovno u $x=0$. Sekundarni su maksimumi u x -evima koji zadovoljavaju ili jednadžbu $\frac{d}{dx} \left[\frac{J_1(x)}{x} \right] = 0$ ili jednadžbu $\frac{d}{dx} [x^{-n} J_n(x)] = -x^{-n} J_{n+1}(x)$. Duž x osi se razmak među susjednim minimumima/maksimumima asimptotski približava π .



Slika 19.10: Primjer uzorka difrakcije na kružnoj pukotini.

Uzorak na zastoru za vizualizaciju sastoji se od svijetlog diska centriranog na $p=q=0$. Disk je omeđen koncentričnim svijetlim i tamnim prstenima. Intenzitet svjetlih prstena se naglo smanjuje te golim okom možemo vidjeti najviše prva dva prstena.

Dvije ili više pukotina

Dvije pukotine

Neka su A_1 i A_2 dvije pukotine i neka je otvor A_2 u ξ smjeru η puta veći od A_1 .

Fraunhoferove difrakcije na pukotinama iznose

$$U_1(p, q) = C \iint e^{-ik(p\xi + q\eta)} d\xi d\eta \quad (19.81)$$

$$U_2(p, q) = C \iint e^{-ik(p\xi + q\eta)} d\xi d\eta \quad (19.82)$$

Supstitucijama $\xi' = \frac{\xi}{\mu}$ i $\eta' = \eta$ dobije se

$$\begin{aligned} U_2(p, q) &= \mu C \iint e^{-ik(\mu p \xi' + q \eta')} d\xi' d\eta' \\ &= \mu U_1(\mu p, q) \end{aligned} \quad (19.83)$$

Znači u slučaju da je pukotina jednoliko proširena u omjeru $\mu:1$ u određenom smjeru Fraunhoferov se uzorak sakuplja u istom tom smjeru u omjeru $1:\mu$ te mu je intenzitet μ^2 puta veći.

Više pukotina

U slučaju N pukotina svakoj pukotini dodjeljujemo točku O_i s koordinatama (ξ_i, η_i) , $i=1, 2, \dots, N$.

$$\begin{aligned} U(p, q) &= C \sum_n \iint e^{-ik[(\xi_n + \xi')p + (\eta_n + \eta')q]} d\xi' d\eta' \\ &= C \sum_n e^{-ik(p\xi_n + q\eta_n)} \\ &\quad \times \iint e^{-ik(p\xi' + q\eta')} d\xi' d\eta' \end{aligned} \quad (19.84)$$

Integral u (25) odnosi se na jednu pukotinu dok suma predstavlja superpoziciju koherentnih difrakcijskih uzoraka. Analogno dosadašnjim razmatranjima slijedi izraz za intenzitet.

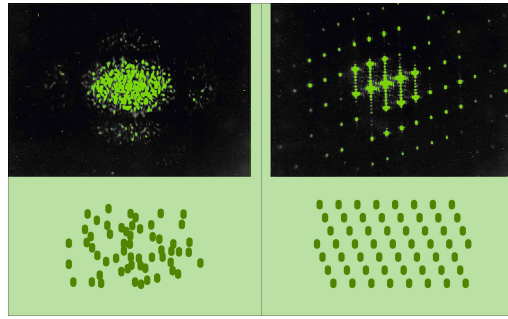
$$\begin{aligned} I(p, q) &= I^0(p, q) \left| \sum_n e^{-ik(p\xi_n + q\eta_n)} \right|^2 \\ &= I^0(p, q) \sum_n \sum_m e^{-ik[p(\xi_n - \xi_m) + q(\eta_n - \eta_m)]} \end{aligned} \quad (19.85)$$

U slučaju da pregrada ima veći broj pukotina na izgled difrakcijskog uzorka utječe njihov raspored. Ako su otvori nasumično razbacani po pregradi članovi s različitim m i n će u ukupnom zbroju biti 0, dok članovi $m=n$ imaju vrijednost 1.

Za taj slučaj vrijedi

$$I(p, q) \approx N I^0(p, q). \quad (19.86)$$

S druge strane članovi s različitim m i n značajno doprinose ukoliko su pukotine pravilno raspoređene.



Slika 19.11: Difrakcijski uzorak ovisno o rasporedu pukotina

Optička rešetka i rezolucija

Optička ili difrakcijska rešetka optička je naprava periodičke strukture koja razlaže upadnu svjetlost pod različitim kutovima ovisno o valnoj duljini svjetlosti. Rešetke mogu biti transmisijske, ukoliko su napravljene nizanjem pukotina ili od ploče transparentnog materijala s utorima, ili refleksijske, ukoliko su napravljene brazdanjem materijala s reflektivnom površinom.

Promotrimo rešetku koja se sastoji od N paralelnih periodičkih brazdi urezanih u stakleni tanjur s periodom duljine d kao na slici 19.12. Tanjur se nalazi u ξ, η -ravnini, gdje je η smjer prema/od čitatelja u kojem se protežu brazde.

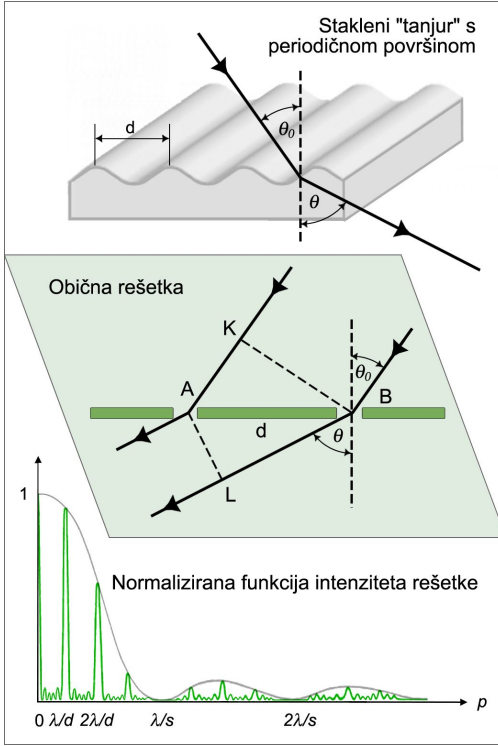
Uzmemo li da svjetlost na rešetku upada tako da je $q=0$ ($\eta_n = 0$) te, kao i dosad, $p \equiv l - l_0 = \sin\theta - \sin\theta_0$ ($\xi_n = nd$), imamo:

$$\begin{aligned} U(p) &= U^0(p) \sum_{n=0}^{N-1} e^{-ikndp} \\ &= U^0(p) \frac{1 - e^{-iNkp d}}{1 - e^{-ikpd}} \end{aligned} \quad (19.87)$$

gdje je:

$$U^0(p) = C \int F(\xi) e^{-ikp\xi} d\xi.$$

$F(\xi)$ je transmisijaska funkcija koja se definira kao omjer smetnje koju val uzrokuje na ξ, η -ravnini u prisutnosti nekog objekta i smetnje koju bi uzrokovao bez prisutnosti objekta.



Slika 19.12: Stakleni "tanjur" s periodičnom površinom

Intezitet se dobiva kao:

$$I(p) = |U(p)|^2 = H(N, \frac{kd p}{2}) I^0(p) \quad (19.88)$$

gdje je:

$$H(N, x) = \left(\frac{\sin(Nx)}{\sin(x)} \right)^2$$

$$I^0(p) = |U^0(p)|^2$$

Funkcija $I^0(p)$ ovisi o obliku pojedinačnog prereza, dok je funkcija H efekt interferencije svih prereza. To se dobro može vidjeti na najjednostavnijem mogućem slučaju rešetke konstante rešetke d , te širine prereza s (slika 16). Razmatrajući razliku puteva 2 zrake otklonjene dvama susjednim prerezima pod istim kutem dobivamo da njihova razlika iznosi $BL - AK = d(\sin\theta - \sin\theta_0) = dp$. Odgovarajuća je fazna razlika jednaka $d p k = \frac{d p 2\pi}{\lambda}$, iz čega slijedi da funkcija H ima

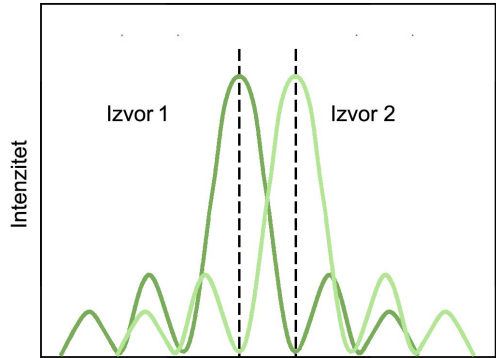
maksimume visoke N^2 (pogledati definiciju funkcije H) kada je

$$p = \sin\theta - \sin\theta_0 = \frac{m\lambda}{d} \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (19.89)$$

gdje m nazivamo redom interferencije.

Za rešetku prikazanu na slici 19.13 izraz za intezitet (30), uz $I^0(p)$ dobivenom prema izrazu (16) uz $2a=s$ i $2b=L$ glasi:

$$I(p) = I_0 \left(\frac{\sin^2(\frac{Nkd p}{2})}{\sin^2(\frac{kd p}{2})} \right) \left(\frac{\sin^2(\frac{ksp}{2})}{(\frac{ksp}{2})^2} \right) \quad (19.90)$$



Slika 19.13: Rayleighov kriterij

Funkcija na grafu sa slike 19.13 prikazuje izraz $\frac{I(p)}{N^2}$, na grafu su označene i točke središnjih maksimuma interferencije cijele rešetke opisane u izrazu (31) te točke minimuma funkcije $I^0(p)$ koje se pojavljuju za $\frac{ksp}{2} = n\pi$ u točkama $p = \frac{n\lambda}{s}, n = \pm 1, \pm 2, \dots$. Vidljivo je da funkcija $I^0(p)$ modelira oblik funkcije $H(N, x)$.

Dobro je za daljnu raspravu primijetiti i to da su maksimumi (i primarni, i manji, sekundarni) funkcije interferencije cijele rešetke $H(N, x)$ razdvojeni minimumima na vrijednosti $\frac{kd p}{2} = n\pi$ u točkama $p = \frac{n\lambda}{Nd}, n = \pm 1, \pm 2, \dots$

Iz prethodnog se dolazi do zaključka da je razlika između maksimuma i susjednog minimuma jednaka:

$$\Delta p = \frac{\lambda}{Nd} \quad (19.91)$$

S druge strane, mijenjajući valnu duljinu za $\Delta\lambda$, m -ti red maksimuma je, prema (31) pomaknut za

$$\Delta p = \frac{|m|}{d} \Delta\lambda \quad (19.92)$$

Prema Rayleighevom kriteriju, dvije će zrake biti razlučive tek kada se maksimum jedne poklapa s minimumom druge što je ilustrirano na slici 19.13.

Prema tome, izjednačavajući izraze (33) i (34) dobivamo rezoluciju optičke rešetke:

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = |m|N \quad (19.93)$$



Popis tablica

1.1	Tablica odnosa apsorpcije svjetla i boje	14
7.1	Klasifikacija vakuuma prema NPL	72
7.2	Sastav zraka pri standardnim uvjetima na razini mora ($101.325 Pa$; $0^{\circ}C$)	72
7.3	Klasifikacija vakuuma prema kriteriju srednjeg slobodnog puta molekula	82
12.1	Doze zračenja prikazane preko broja pojedenih banana.	128
12.2	Tablica nekih radionuklida koji se češće koriste i njihovih primjena.	130
19.1	Fraunhoferova i Fresnelova difrakcija	183

Popis slika

1.1	Shematski prikaz spektroskopskog postupka	5
1.2	Shematski prikaz spektralnih regija. <i>Encyclopedija Britannica</i>	6
1.3	Lom svjetlosti na prizmi	6
1.4	Shematski prikaz suvremenog kompaktnog spektrometra	7
1.5	Optička rešetka	7
1.6	Bljesak	9
1.7	Vidljivi spektar vodika	12
1.8	Vizualizacija Stokesovih i Anti-Stokesovih linija	13
1.9	Eksperimentalni postav	17
2.1	Intuitivni model Zeemanovog efekta	20
2.2	Stern-Gerlachov eksperimentalni postav	20
2.3	Landeov vektorski model za Zeemanov efekt	20
2.4	Zeemanovo cijepanje energijskih nivoa	21
2.5	Relaksacija magnetizacije	22
2.6	Relaksacija magnetizacije M nakon primjene RF pulsa	23
2.7	Prikaz glavnih komponenta NMR mjerenja na određenom uzorku	24
2.8	Magnetizacija uzorka	25
2.9	Prikaz relaksacije magnetizacije	26
2.10	Primjer spektroskopskog potpisa molekule etanola	26
2.11	MRI uređaj	27
3.1	Emisija i apsorpcija zračenja	29
3.2	Problem odboja	30
3.3	Ilustracija problema odboja	30
3.4	Shematski prikaz eksperimentalnog uređaja	32
3.5	Slika Mössbauerovog uređaja u laboratoriju	32
3.6	Kvadrupolno cijepanje	34
3.7	Magnetsko cijepanje	34
3.8	Prikaz pomaka u plavi i crveni dio spektra	35

3.9	Glava Mössbauerovog senzora na roveru	35
3.10	Magnetske nanočestice u bakteriji	36
3.11	Rezultat spektroskopije u analizi lakova protiv korozije	36
4.1	Spektar elektromagnetskog zračenja	39
4.2	Portret Röntgena i prvi rendgen ljudskog tijela	40
4.3	Max von Laue.	40
4.4	Prikaz raspršenja rendgenskog zračenja na slojevima kristala.	41
4.5	Shematski prikaz rendgenskog difraktometra.	41
4.6	Ovisnosti intenziteta difraktiranog zračenja o difrakcijskom kutu.	42
4.7	Ovisnost intenziteta difraktiranog zračenja o veličini difrakcijskog zrna	42
4.8	Ovisnosti intenziteta difraktiranog zračenja o deformaciji jedinične ćelije	42
4.9	Vektor položaja u kristalnoj rešetci.	43
4.10	Povezanost Braggovog zakona s vektorom $\vec{q}$.	44
4.11	Usporedba difrakcijskih grafova za dvije vrste kubičnih ćelija	45
4.12	Makro slika snježnih pahuljica, jasno se vidi heksagonalna simetrija.	45
4.13	Prikaz difrakcije X-zraka na <i>Rocknest</i> uzorku	46
4.14	»Fotografiranje« X-trakama	46
5.1	Shematski prikaz apsorpcije i emisija fotona	50
5.2	Shematski prikaz vjerojatnosti prijelaza	50
5.3	Prikaz sustava s četiri nivoa.	51
5.4	Valentna i vodljiva vrpca u različitim tipovima materijala.	52
5.5	Shema metalne veze.	52
5.6	Skica principa rada LIDAR-a	53
5.7	Fermatov princip	57
5.8	Snellov zakon	58
5.9	Mikrostruktura napravljena pomoću lasera	58
5.10	Prikaz superponirajućih modova te konačnog pulsa	58
5.11	Shema za "chirped pulse amplification"	59
5.12	Wiggler magnet	59
5.13	Shematski prikaz FEL	60
6.1	Raspršenje EM valova na neravnoj plohi	62
6.2	Pojednostavljeni postav za modificirani postupak fotografiranja objekta	62
6.3	Hologram pronalazača holografske metode, Dennisa Gabora	64
6.4	Računalno generirani hologram	64
6.5	Računalno generirani akustički hologram	65
6.6	Prikaz matematičkog modela postava za optičko holografiranje	65
6.7	Volumetrijski prikazi	69
6.8	Hologram kao sabiruća leća	69
7.1	Vakuumska pumpa s tekućim klipom	73
7.2	Veliki kriogeni detektorski sustavi	75
7.3	Kategorizacija vakuumskih pumpi.	76
7.4	Mehaničke pumpe	77
7.5	Grafički prikaz turbomolekularne pumpe	77
7.6	Jednostavna jednostruka difuzijska pumpa	78
7.7	Pojednostavljena kriogena pumpa	78
7.8	Grafički prikaz dometa pojedine vrste manometra iskazan u Torr-ima.	79

8.1	Osnovna shema adijabatskog hladnjaka	86
8.2	pV dijagram adijabatskog hladnjaka	87
8.3	Osnovna shema Joule-Thomson hladnjaka	87
8.4	Dilucijski hladnjak	89
8.5	Graf ovisnosti vjerojatnosti absorpcije fotona u atom o valnoj duljini	90
8.6	Princip rada laserskog hlađenja	91
8.7	Shematski prikaz termočlanka	92
8.8	Shematski prikaz poprečnog presjeka vakuumski izolirane cijevi	94
8.9	Shematski prikaz unutrašnjosti kriostata	95
8.10	Graf rezultata mjerenja ovisnosti otpora žive o temperaturi	96
9.1	Primjer klistrona u jednom linearnom akceleratoru	102
9.2	Shema klistrona s dvije rezonantne šupljine	103
10.1	Elektromagnetska »prozirnost« naše atmosfere	106
10.2	Grafički prikaz Planckova zakona	107
10.3	Shematski prikaz radioteleskopske antene	109
10.4	Filtriranje bijelog šuma	109
10.5	Shematski prikaz radio interferometra	110
10.6	VLT interferometar sa ANTU i MELIPAL	112
10.7	Signal pomoću kojeg su otkriveni Pulsari	114
10.8	Prva slika crne rupe u središtu galaksije M87	115
11.1	Slikovit prikaz plazme(crveno-jezgre, plavo-elektroni)	118
11.2	Prikaz oblika stelatora	120
11.3	Plan izgleda ITER-a	122
12.1	Santorio Santorio začetnik eksperimentalne medicine	125
12.2	Fosforescentni pigmenti	127
12.3	Fosforescentni pigmenti nakon 1 minute	127
12.4	Fosforescentni pigmenti nakon 4 minute	127
12.5	Moderni ciklotron korišten u radioterapijske svrhe.	129
12.6	Shematski prikaz generatora radionuklida.	129
12.7	Shema rada gama kamere.	131
12.8	Pojednostavljeni princip rada SPECT uređaja.	131
12.9	Shema rada PET uređaja.	132
12.10	Shema nakupljanja ^{18}F -NaF	132
12.11	PET snimka pacijenta liječenog od tumora	133
12.12	Prozirna nanočestica stakla zarobljena u optičkoj pinceti.	133
12.13	Struktura ribosoma	134
12.14	Mehanički utjecaj molekulu ili stanicu	134
12.15	Najznačajnije grane nanorobotike	135
13.1	Shema aparature za proizvodnju snopa neutralnih čestica.	137
13.2	Aparat koji je koristio John A. Eldridge	138
13.3	Ilustracija postupka promjene polja u Starkovom deakceleratoru	140
13.4	Shema komore za molekularnu epitaksiju	142
14.1	Inverzni Primakoff efekt u vakumu i u statičkom magnetskom polju	146
14.2	Shema eksperimenta	147

14.3	Izmjereni intervali u traženju aksiona	147
14.4	ADMX rezonantna šupljina	148
14.5	SQUID pojačalo	148
15.1	Mionski raspad	151
15.2	Shematski prikaz nastanka Čerenkovljevog zračenja	152
15.3	Čerenkovljevo zračenje iz jezgre nuklearnog reaktora	153
15.4	Mionska tomografija	154
15.5	Usporedba "elektronog" i "mionskog", egzotičnog atoma	155
16.1	Kozmičko zračenje	158
16.2	Shema aparature za detekciju kaona	159
16.3	Barionski oktet	160
16.4	Barionski deкуплет	161
16.5	Mezonski oktet	161
16.6	Hadronski kolor-singleti	161
16.7	Model deuteronu	162
16.8	Tablica kvarkova	163
17.1	Ideja eksperimenta provjere pariteta u beta raspadu	166
17.2	Gospođa Wu na Sveučilištu Kolumbija.	167
17.3	Shematski prikaz donjeg dijela mjernog postava	168
17.4	Grafički prikaz rezultata mjerenja.	168
17.5	Fitch-Cronin eksperiment	169
18.1	Prva eksperimentalna opservacija neutrina	171
18.2	Energijski spektar solarnih neutrina	172
18.3	Shema detektora solarnih neutrina	174
18.4	Detekcija neutrina Čerenkovljevim zračenjem	175
18.5	Grupa eksperimentalnih fizičara pod vodstvom Cowana i Reinesa	176
18.6	Detekcija neutrina	177
18.7	Super Kamiokande ("Super-K") detektor u Japanu	177
18.8	DUNE	178
19.1	Fresnelova biprizma	182
19.2	Fresnelova leća i parabolički reflektor	182
19.3	Huygensovo načelo	184
19.4	Zona Fresnelove konstrukcije	184
19.5	Izvod Helmholtz-Kirchoffovog teorema: područje integracije	187
19.6	Izvod Fresnel-Kirchoffove difrakcijske formule	189
19.7	Ilustracija difrakcijske formule	190
19.8	Difrakcija svjetlosti na pukotini	191
19.9	Difrakcija na pravkoutnoj pukotini	192
19.10	Difrakcija na kružnoj pukotini	193
19.11	Difrakcijski uzorak ovisno o rasporedu pukotina	194
19.12	Stakleni "tanjur" s periodičkom površinom	195
19.13	Rayleighov kriterij	195



Kazalo

A

aksion, 145

D

Dopplerov efekt, 31

E

epitaksija, 141

F

fentosekundni laseri, 54

fuzija, 117

H

hologram, 61

I

infracrvena spektroskopija, 9

inverzija naseljenosti, 49

J

Joule-Thomsonov efekt, 86

K

klasifikacija vakuumu, 72

klistron, 101

kvazar, 113

L

laser, 49

leptonski broj, 172

M

mion, 151

mionska tomografija, 153

Mössbauerova spektroskopija, 32

MRI, 25, 141

N

NASA, ii

neutrino, 172

O

optička rešetka, 3

P

paritet, 165

PET, 131

plazma, 117

Poisson, Siméon Denis; na HL, 181

pulsar, 113

R

radiofarmaceutici, 126

Ramanova spektroskopija, 11

S

sastav zraka, 72

spektar Sunca, ii

SQUID, 148

srednji slobodni put, 82

T

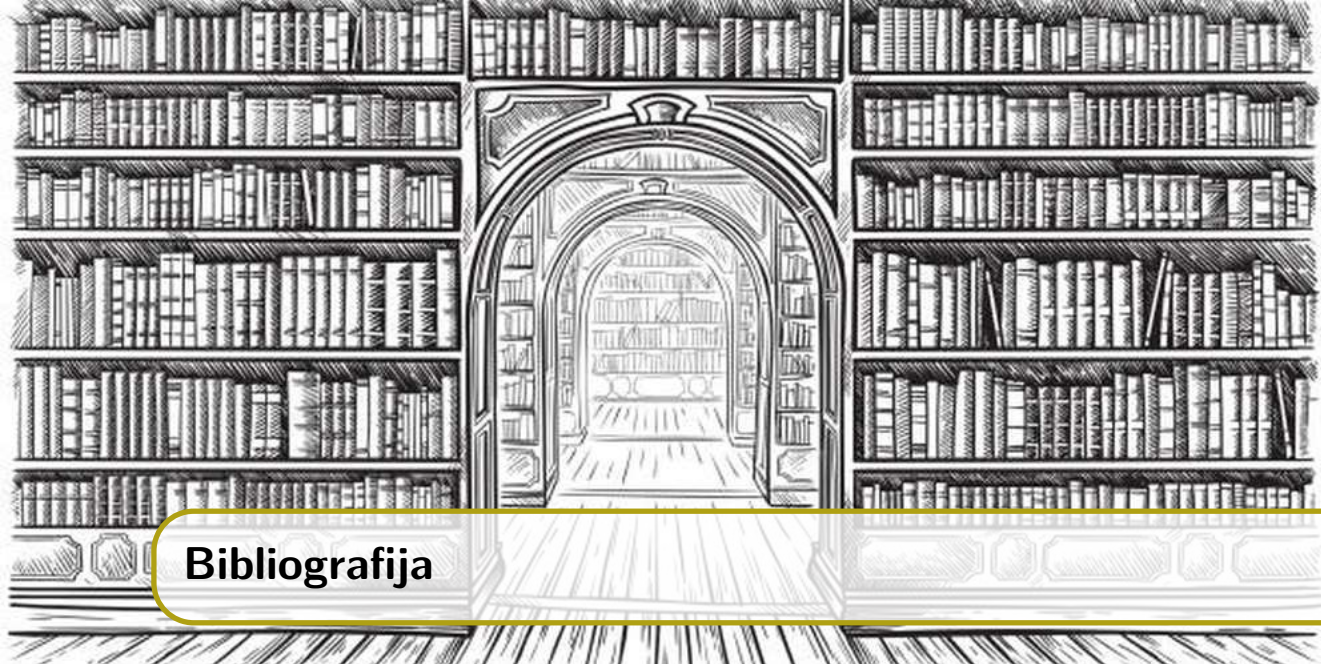
turbomolekularna pumpa, 76

U

ultraljubičasta spektroskopija, 14

Z

Zeemanov efekt, 19



Bibliografija

Knjige

Članci



ISBN:000-000-00000-0-0