

1 Franck-Herzov poskus

Pri poskusu merimo energijski spekter atoma helija. Energijski nivoji helija niso degenerirani kot pri vodiku, pač pa se energije razlikujejo glede na kvantno število tirne vrtilne količine ter na spinsko valovno funkcijo dveh elektronov. V stanjih z glavnim kvantnim število $n \geq 2$ so stanja z $l = 0$ (spektroskopska oznaka S) energijsko nižja kot stanja z $l = 1$ (P). Prav tako imajo stanja, pri katerih sta spina elektronov sklopljena v kombinacijo, ki je simetrična glede na zamenjavo elektronov, nižjo energijo, kot stanja z antisimetrično kombinacijo. V prvem primeru govorimo o tripletnem stanju ali ortoheliju, v drugem primeru o singletnem stanju ali paraheliju. (Ko sta oba elektrona v osnovnem stanju, je možna le antisimetrična kombinacija). V tabeli so navedene energijske razlike med vzbujenimi stanji in osnovnim stanjem:

	parahelij		ortohelij	
	S	P	S	P
n=1	0 eV			
n=2	20,61 eV	21,21 eV	19,80 eV	20,96 eV
n=3	22,91 eV	23,08 eV	22,71 eV	23,00 eV

Ionizacijska energija meri 24,54 eV.

Pri Franck-Herzovem poskusu opazujemo prehod elektronov, ki smo jih pospešili z napetostjo U , skozi helij. Helijeve atome lahko vzbudijo v višje vzbujeno stanje le elektroni, katerih energija je večja od energijske razlike med vzbujenim in osnovnim stanjem helija. Dokler je energija elektronov manjša od energijske razlike med prvim vzbujenim in osnovnim stanjem, so trki elastični. Ker je masa helijevega atoma mnogo večja od mase elektrona, se kinetična energija helijevega atoma pri trku le malo spremeni, kar pomeni, da ima elektron po trku praktično enako energijo kot pred trkom. Drugače pa je, ko postane energija elektrona malo večja od energijske razlike prvega vzbujenega in osnovnega stanja. Tedaj se skoraj vsa energija elektrona porabi za vzbujanje in po trku se elektron praktično ustavi. Ko povečamo energijo elektronov (napetost U), energija elektrona po trku zopet naraste. Ko doseže energija elektrona energijsko razliko ΔE med naslednjim vzbujenim in osnovnim stanjem, se pojavi ponovi.

Poleg katode in anode se v bučki (katodni cevi) nahaja kolektor v obliki velike krožne zanke. Na kolektor je priključena majhna pozitivna napetost. Kolektor privtegne elektrone z majhno kinetično energijo; elektroni z veliko kinetično energijo pa nadaljujejo pot skozi kolektor in se absorbirajo na stenah bučke. Kolektorski tok torej naraste, ko je v bučki veliko počasnih elektronov, torej pri pospeševalni napetosti, ko je $e_0 U = \Delta E$.

Z merjenjem napetosti, pri katerih tok naraste, lahko določimo energije vzbujenih stanj v atomu. Posamezne nivoje pa lahko razločimo le v primeru, da so primerno razmaknjeni. Če pa sta dva ali več nivojev zelo blizu, jih pri poskusu zaznamo le kot en sam nivo.

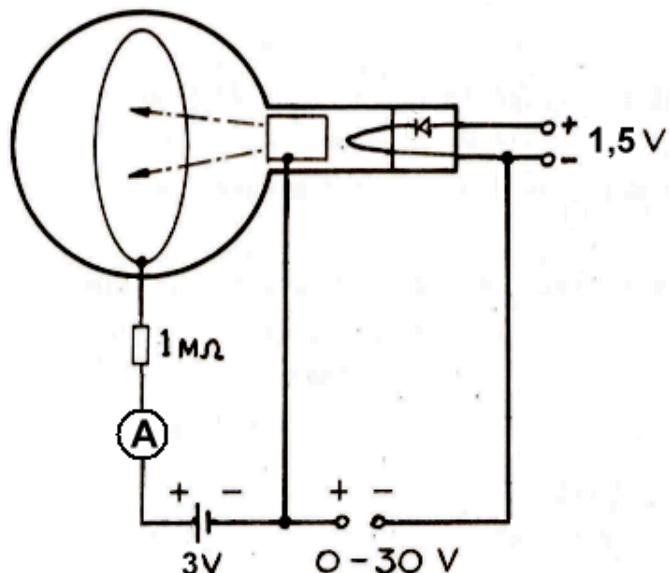
Naloga

Izmerite energije nekaj najnižjih vzbujenih stanj helijevega atoma in jih primerjajte z vrednostmi v tabeli.

Navodilo

Slika kaže eksperimentalno postavitev. Napetost na anodi spremojamo od 0 do 30 V in z ampermetrom merimo kolektorski tok.

Napetost povečujte v večjih korakih od 0 do 20 V, ko tok enakomerno narašča, od 20 V navzgor pa v majhnih korakih, tako da otipamo čim več vrhov. Ko opazimo večjo spremembo toka, področje skrbno premerimo v zelo majhnih korakih in preverimo, če nismo spregledali katerega od vrhov. Meritve vnašamo direktno na milimetrski papir, pri tem naj naj bo na vodoravnji osi razpon napetosti nekako med 20 V in 26 V.



Izmerjeni vrhovi bodo nekoliko premaknjeni glede na teoretične vrednosti, razmiki med njimi pa naj bi ustrezali teoretičnim energijskim razlikam med nivoji.

2 Sipanje elektronov na kristalu

Curek elektronov, ki ga pospeši napetost U , predstavlja ravno valovanje z valovno dolžino, ki je po de Broglieju enaka

$$\lambda = \frac{h}{m_0 v} = \frac{h}{\sqrt{2e_0 m_0 U}}. \quad (1)$$

Pri tem smo hitrost dobili iz izreka o kinetični energiji:

$$A = e_0 U = \frac{1}{2} m_0 v^2, \quad v = \sqrt{\frac{2e_0 U}{m_0}}. \quad (2)$$

Curek usmerimo na kristal. Curek se odbija od kristalnih ravnin po odbojnem zakonu. Odbiti curki konstruktivno interferirajo, če je izpolnjen Braggov pogoj

$$2d \sin \theta = N\lambda, \quad N = 1, 2, 3, \dots, \quad (3)$$

pri tem je d razmik med ravninami in θ kot, pod katerim elektronski curek vpada na ravnino. (Kot proti vpadni pravokotnici je $90^\circ - \theta$.) Po odboju ojačani curek nadaljuje pot pod enakim kotom glede na ravnino, tako da se ojačeni curek odkloni za dvojni kot, 2θ , od prvotne smeri.

Pri poskusu usmerimo curek na tarčo, ki jo sestavlja veliko število kristalčkov grafita, orientiranih v vse možne smeri. Nekateri od teh kristalčkov je orientiranih tako, da curek elektronov vpada ravno pod kotom, za katerega je izpolnjen Braggov pogoj. Na zaslonu ne dobimo le ene pike, temveč krog (kolobar), saj so kristalčki, za katere je izpolnjen pogoj, lahko še zavrteni okoli osi, ki sovpada z vpadnim curkom.

Naloga

- a) Pri sipanju elektronov na kristalu grafita preverite veljavnost de Brogliejevega enačbe za valovno dolžino delcev.
- b) Preverite enačbo za odvisnost valovne dolžine elektronov od pospeševalne napetosti na katodni cevi.

Podatki: $e_0 = 1,6 \cdot 10^{-19}$ As, $m_0 = 9,1 \cdot 10^{-31}$ kg, oddaljenost kristala od zaslona $l = 135$ mm, razmik med ravninami $d_{10} = 0,213$ nm, $d_{11} = 0,123$ nm.

Navodilo

- a) Napetost nastavite na največjo možno vrednost. Izmerite premer ($2r$) najmanjšega kolobarja, ki ustreza sipanju na mrežni ravnini (10) in premer naslednjega večjega kolobarja, ki ustreza ravnini (11); v obeh primerih gre za prvi red, $N = 1$. Iz podane razdalje kristala do zaslona izračunajte kot ϑ , $\tan 2\vartheta = r/l$ in iz enačbe (3) valovno dolžino za oba primera. Dobijeno valovno dolžino primerjajte z vrednostjo, ki jo dobite iz de Brogliejeve enačbe (1).
- b) Ker so koti majhni, lahko zapišemo (za $N = 1$):

$$2d \sin \vartheta \approx 2d\vartheta = \lambda, \quad \tan 2\vartheta \approx 2\vartheta = \frac{r}{l}, \quad \lambda \approx \frac{rd}{l}$$

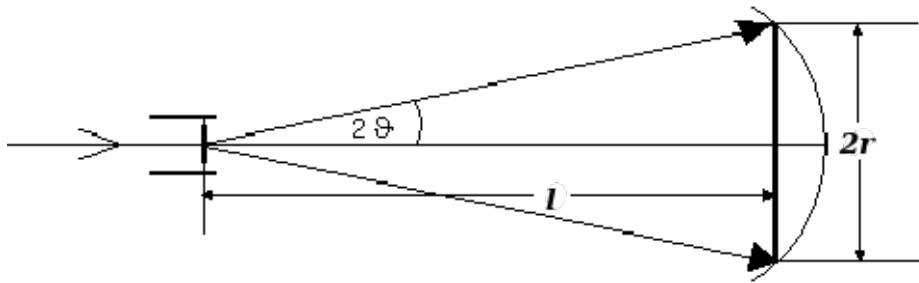
Kvadrirajmo (1) in dobimo

$$\lambda^2 = \frac{r^2 d^2}{l^2} = \frac{h^2}{2e_0 m_0 U}, \quad r^2 = \frac{h^2 l^2}{2e_0 m_0 d^2} \frac{1}{U}.$$

Kvadrat polmera kolobarja je torej obratno sorazmeren z napetostjo.

Odvisnost preverimo tako, da vrednosti polmerov in pripadajočih napetosti vnesemo v graf; na absciso nanašamo *recipročno* vrednost napetosti, na ordinato pa kvadrat polmera. Dobiti moramo premico.

Meritev polmerov naredite pri vsaj petih različnih pospeševalnih napetostih. Merimiteodisi manjši krog, ki ustreza sipanju na ravnini (10), bodisi večji krog (ravnina (11)).



3 Lastna nihanja molekul CO in CO₂: model na zračni drči

Pri vaji opazujemo lastna nihanja molekul CO in CO₂ na preprostem modelu na zračni drči. Pri molekuli CO₂ se omejimo na lastna nihanja, pri kateri atomi nihajo le v vzdolžni smeri. Tri vozičke z masami v razmerju mas kisika in ogljika postavimo na zračno drčo in povežemo z vzmetmi, ki igrajo vlogo elastične kemijske vezi.

Pri lastnem nihanju molekule CO nihata atoma drug proti drugemu, tako da njuno težišče miruje. Za tak primer smo izpeljali enačbo za krožno frekvenco in nihajni čas:

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m^*}} = \sqrt{\frac{k(m_O + m_C)}{m_O m_C}}, \quad t_0 = \frac{2\pi}{\omega_0}. \quad (4)$$

V približku obravnavamo molekulo CO₂ kot enodimensionalno verigo O—C—O, ki lahko niha le v vzdolžni smeri. V tem primeru dobimo dve lastni nihanji in dve frekvenci. Pri prvem načinu atom ogljika miruje, atoma kisika pa nihata drug proti drugemu. Frekvenca nihanja je enaka kot pri nihanju atoma kisika, ki bi bil pritrjen na togo steno. Za ta primer že poznamo rezultat:

$$\omega_1 = \sqrt{\frac{k}{m_O}}. \quad (5)$$

Pri drugem načinu nihata molekuli kisika v isti smeri, molekula ogljika med njim pa v nasproti, tako da ostane težišče molekule pri miru. Izpeljava enačbe za frekvenco je nekoliko bolj zahtevna, zato citiramo samo končni rezultat:

$$\omega_2 = \sqrt{\frac{k(2m_O + m_C)}{m_O m_C}}. \quad (6)$$

Vse tri frekvence padejo v infrardeče območje. Drugo lastno nihanje molekule CO₂ je pomembno, saj je odgovorno za absorpcijo IR sevanja, ki ga oddaja Zemlja v atmosfero.

Eksperimentalno so izmerili naslednje vrednosti obravnavanih frekvenc: $\nu_0 = 6,42 \cdot 10^{13}$ Hz, $\nu_1 = 4,00 \cdot 10^{13}$ Hz in $\nu_2 = 7,04 \cdot 10^{13}$ Hz. Atomska masa O je 16, C pa 12 osnovnih enot; osnovna enota je $1,660 \cdot 10^{-27}$ kg.

Naloga

- Opazujte in izmerite frekvenco lastnega nihanja dveh vozičkov na zračni drči in obe lastni frekvenci nihanja treh vozičkov.
- Preverite, če se razmerja lastnih frekvenc ujemajo s teoretičnimi in eksperimentalnimi vrednostmi.
- Iz izmerjenih frekvenc in mas vozičkov določite konstanto vzmeti k , iz podatkov za molekule pa elastično konstanto kemijske vezi med kisikom in ogljikom. Preverite, ali je smiselna predpostavka, da je konstanta kemijske vezi enaka za vsa tri nihanja.

Navodilo

- a) Stehtajte lažji voziček, ki bo predstavljal atom ogljika. Nato stehtajte še oba vozička „kisika“; z dodajanjem in odvzemanjem trajno elastičnega kita poskrbite, da bodo mase v razmerju 3:4.

Na zračno drčo postavite „kisik“ in „ogljik“ in ju povežite z vzemeljo. Zanihajte vozička drugega proti drugemu, tako da bo težišče čim bolj pri miru. (Pravzaprav se lastna frekvenca ne spremeni, če se težišče giblje, le meritev je nekoliko bolj nenatančna.) Izmerite nihajni čas s štoparico za vsaj 10 nihajev. Frekvenco izmerite še z ultrazvočnim slednikom in signal analizirajte s programom za Fourierovo analizo na računalniku.

Nato postavite na drčo vse tri vozičke in jih povežite z vzemetmi, tako da je „ogljik“ v sredini. Sistem zanihajte tako, da srednji voziček miruje, in izmerite nihajni čas in frekvenco (kot v primeru CO). Končno zanihajte sistem še tako, da nihata „kisika“ v isti smeri, „ogljik“ pa v nasprotni. Amplituda „ogljika“ je pri tem načinu precej večja od amplitud nihanja „kisikov“.

- b) Razmerja frekvenc primerjajte z razmerjem eksperimentalnih frekvenc za molekuli in s teoretičnimi vrednostmi (4) – (6) ob predpostavki, da so vsi k -ji enaki. Teoretična razmerja so potem odvisna le od razmerja mas.
- c) Iz enačb (4) – (6) izrazite k s krožno frekvenco in masami za vsako nihanje posebej. Za vsak način nihanja izračunajte k , najprej za izmerjene podatke, nato pa še za eksperimentalne vrednosti frekvenc in mas atomov.

4 Absorpcija žarkov beta v aluminiju

Pri vaji bomo uporabili izotop stroncija 90, ki razpade z dvema razpadoma beta, da dobimo stabilno jedro. Za razpad beta je značilno, da kot produkt razpada dobimo jedro, elektron in antinevtrino. Stroncij 90 najprej razpade z razpadom β^- tako, da dobimo elektron, antinevtrino in nestabilen izotop itrija 90 (glej enačbo). Razpadna energija je enaka 0,546 MeV.



Nato izotop itrija ponovno razpade z razpadom β^- . Razpadna energija v tem primeru je 2,28 MeV. Ker razpade z razpadom β^- , dobimo elektron in antinevtrino (glej enačbo), hkrati pa nastane še stabilno jedro cirkonija 90 (${}_{40}^{90}\text{Zr}$).



Kako se delec z določeno energijo absorbira v snovi, pove absorpcijski koeficient μ . Kadar imamo debelino materiala majhno v primerjavi z dosegom, lahko pojemanje števila delcev opišemo s funkcijo:

$$N(x) = N_0 e^{-\mu x}. \quad (9)$$

N_0 v enačbi predstavlja število delcev pred prehodom skozi snov, x je debelina materiala in μ je absorpcijski koeficient, ki je za različne snovi in različne energije delcev različen. Absorpcijski koeficient v snovi je merjen v mm^{-1} . Pri poskusu bomo število delcev merili z Geiger-Müllerjevo cevjo. Geiger-Müllerjeva cev je vrsta plinskega števca. Znotraj cevi je plin skozi katerega potujejo elektroni, ki na svoji poti ionizirajo atome plina. Pozitivni ioni potujejo proti negativno nabitemu ohišju cevi, elektroni pa na žičko, ki je napeta po sredini cevi in je pozitivno nabita. Med potovanjem elektronov k žički, ti še vedno ionizirajo atome in to povzroči velik plaz elektronov na žičko, kar cev zazna kot električni impulz. Ker boste kot izvor uporabil stroncij 90, ki razpada z dvema razpadoma beta z različnima razpadnima energijama, število delcev ne bo pojemalo s samo eno eksponentno funkcijo, ampak z dvema:

$$N(x) = N_{01} e^{-\mu_1 x} + N_{02} e^{-\mu_2 x}. \quad (10)$$

To je posledica tega, da je absorpcijski koeficient odvisen od energije delca in ne le od snovi.

Naloga

**Preverite odvisnost med številom delcev beta in debelino aluminijastih plasti.
Izračunajte absorpcijska koeficiente za obe energiji beta delcev.**

Navodilo

Radioaktivni izvir postavite nekaj centimetrov od Geiger-Müllerjeve cevi. Pred cev postavite stojalo z aluminijevo folijo. Ko začnete meriti, pazite, da postavitve nič ne spremojte. Merite v časovnih intervalih po 60 s. Izmerite še ozadje, ki ga odštejete od izmerjenih vrednosti.

Prispevek prve eksponentne funkcije v (10) je viden le pri majhnih debelinah, saj imajo elektroni z 0,546 MeV kratek doseg. Druga eksponentna funkcija pa ustreza elektronom z večjo energijo in opiše izmerjene vrednosti za $x > 0,5$ mm.

Najprej določimo N_{02} in absorpcijski koeficient μ_2 , ki ustreza elektronom z večjo energijo. Narišemo graf, pri katerem na os y nanašamo $\ln N$ na os x pa x ; pri tem upoštevamo le točke za $x > 0,5$ mm. Velja:

$$\ln N(x) \approx \ln N_{02} - \mu_2 x, \quad 0,5 \text{ mm} < x < 2,5 \text{ mm}. \quad (11)$$

Skozi točke v grafu potegnemo premico; iz naklona dobimo μ_2 iz vrednosti pri $x = 0$ pa N_{02} .

Nato analiziramo meritve v intervalu $x < 0,5$ mm. Ker poznamo, kako se z razdaljo spreminja število elektronov z večjo energijo (N_2), lahko izračunamo prispevek elektronov z manjšo energijo (N_1):

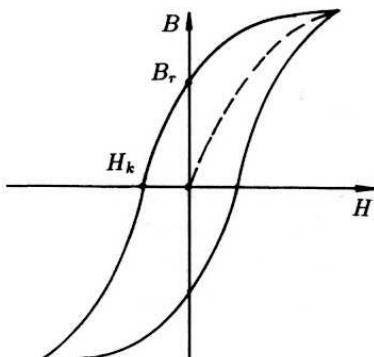
$$N_1(x) = N(x) - N_2(x) = N(x) - N_{02} e^{-\mu_2 x}, \quad x < 0,5 \text{ mm}.$$

Vrednosti $N_1(x)$ vnesemo v tabelo in narišemo graf $\ln N_1(x)$. Skozi točke potegnemo premico in iz naklona odčitamo μ_1 . Upoštevamo pa le točke v intervalu $x < 0,3$ mm

Do razdalje 0,5 mm merite z lističi z debelino 0,045 mm, od 0,5 mm do 2,5 mm pa s ploščicami z debelino cca 0,1 mm.

5 Feromagnetizem: histerezna zanka

Feromagnetne snovi se na zunanje magnetno polje odzovejo dovolj močno, da to opazimo tudi brez občutljivih merilnih naprav – npr. ko se magnet „prime“ železne pločevine. Do tako močnega odziva pride zaradi mikroskopskih lastnosti feromagnetnih snovi. Najbolj znani feromagnetiki so kovine železo, kobalt in nikel, ki so sestavljene iz ogromnega števila majhnih zrn, v katerih so atomski magnetni momenti enako usmerjeni. Takšna zrna se obnašajo kot majhni magnetki. Pravimo jim *magnetne domene* in so tipično velike nekaj deset mikrometrov. Ker so smeri magnetnega polja magnetnih domen v splošnem naključne, te kovine same po sebi nimajo (makroskopskega) zunanjega magnetnega polja. Lahko pa postanejo magnetne, kadar z zunanjim magnetnim poljem poskrbimo, da se atomski magnetni momenti znotraj večine magnetnih domen obrnejo v isto smer – tedaj feromagnetna snov postane magnetna. Če namagneteno kovino stalimo, se omenjena ureditev izgubi in kovina postane paramagnetna. V praksi pride do razmagnetena že pri precej nižji temperaturi: ko je termično nihanje atomov dovolj močno, se poruši enotna orientacija atomskih magnetnih momentov znotraj posamezne magnetne domene in snov prav tako postane paramagnetna. Temperatura, pri kateri pride do omenjenega faznega prehoda iz feromagnetnega v paramagnetno stanje, se imenuje *Curiejeva temperatura*.



Zanimivo je opazovati inducirano magnetno polje v feromagnetni snovi, ki jo postavimo v tuljavo, skozi katro lahko poljubno spremojemo električni tok. V razmagneteni kovini je gostota magnetnega polja enaka nič (izhodišče grafa na sliki). Ko tok skozi tuljavo povečujemo, v njej nastaja vse močnejše magnetno polje, ki orientira magnetno polje vse več domen v isto smer, zato gostota magnetnega polja v feromagnetni snovi strmo narašča (črtkana krivulja, ki gre iz izhodišča). Gostota magnetnega polja narašča, vse dokler niso poravnane smeri magnetnega polja večine magnetnih domen – pravimo da je prišlo do nasičenja. Če tok na tuljavi še naprej povečujemo, se magnetno polje v snovi povečuje le še zaradi vse močnejše jakosti magnetnega polja, ki jo povzroča tuljava, ne pa več zaradi urejanja magnetnih domen. Ko pričnemo tok zmanjševati in ta pade na 0, se gostota magnetnega polja feromagnetne snovi ne vrne na 0, pač pa ta ostane namagnetena – v njej preostane *remanentno magnetno polje* z gostoto B_r (točka B_r na grafu). Jakost magnetnega polja pade na 0 šele pri obratno usmerjenem zunanjem magnetnem polju z jakostjo H_k (točka H_k na sliki) – temu pravimo *koercitivno polje* in je merilo za odpornost oz. trajnost nastalega remanentnega magnetizma. Če tok skozi tuljavo v obratni smeri še naprej povečujemo, dobimo simetrično krivuljo za negativne vrednosti B in H . Nastali sklenjeni krivulji rečemo *histerezna*

zanka. Snovi, pri katerih je histerezna zanka široka, se razmagnetenu močneje upirajo in so zato primerne za trajne (*permanentne*) magnete. Snovi, pri katerih pa je histerezna zanka ozka, se lažje magnetijo in razmagnetijo, zato so primerne za transformatorska jedra ali jedra elektromotorjev.

Histerezno zanko lahko na zaslonu osciloskopa dobimo tako, da primarno navitje transformatorja vežemo na vir izmenične napetosti (shema na sliki). Žarek na osciloskopu odklanjam v smeri x kar z napetostjo na uporu, ki je zaporedno vezan s primarnim navitjem transformatorja. Če poleg napetosti na uporu poznamo še vrednost upora, lahko izračunamo tok, ki teče skozi primarno tuljavo, $I = U/R_1$.

Jakost magnetnega polja, ki ga inducira tuljava, podaja enačba

$$H = N_1 \frac{I}{l},$$

kjer je N_1 število ovojev primarne tuljave in l srednji obseg jedra transformatorja. V sekundarni tuljavi se inducira napetost $U_i = -N_2 d\Phi/dt = -N_2 S_2 dB/dt$, kjer magnetni pretok Φ v jedru določa presek jedra S_2 , okrog katerega je navita sekundarna tuljava, število navojev sekundarne tuljave N_2 in gostota magnetnega polja v jedru. Indukcijski zakon lahko izrazimo tudi z napetostnim sunkom $\int U_i dt = R_2 e = N_2 S_2 B$. Na kondenzatorju se pojavi naboј in zato tudi napetost $U_c = e/C = N_2 S_2 B / R_2 C$. S to napetostjo odklanjam žarek na osciloskopu v smeri y in iz nje določimo gostoto magnetnega polja z enačbo:

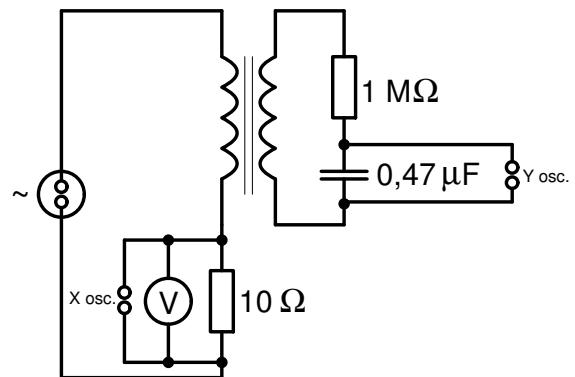
$$B = \frac{CR_2}{N_2 S_2} U_c.$$

Naloga

Posnemi histerezno zanko transformatorskega železa in določi gostoto remanentnega magnetnega polja B_r ter koercitivno magnetno polje H_k .

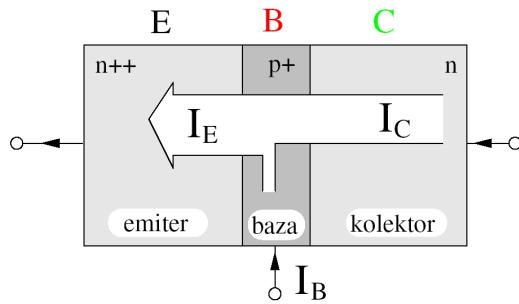
Navodilo

Primarno navitje transformatorja je preko upora priključeno na dva zaporedno vezana generatorja izmenične napetosti. Napetost na obeh generatorjih nastavite na največjo vrednost. Osciloskop postavite v način XY in primerno nastavite občutljivost v smeri x in y . S premikanjem I-kosa transformatorskega jedra lahko efektivno povečate ali zmanjšate presek jedra, s čimer lahko spremojamo pogoj, kako hitro pride do magnetnega nasičenja jedra. I-kos jedra premaknite tako, da bo histerezna zanka čim bolj nazorna. Zanko prerišite ali jo fotografirajte. Z odčitavanjem značilnih točk zanke na osciloskopu določite remanentno in koercitivno magnetno polje.



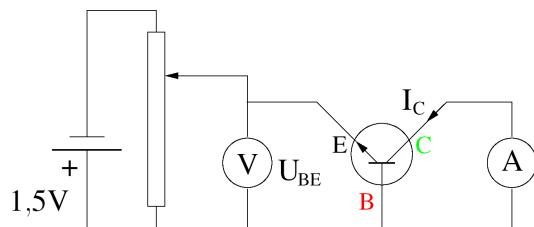
6 Boltzmannova konstanta

Pri vaji merimo Boltzmannovo konstanto k . Boltzmannova konstanta je povezana s kinetično energijo molekul ali atomov pri neki temperaturi T , saj po ekviparticijskem izreku vsaki prostostni stopnji gibanja (translacija v eni smeri, rotacija okoli neke osi, nek način nihanja molekule, ...) pri temperaturi T ustreza energija $\frac{1}{2}kT$.



Slika 1: Dogajanje v n-p-n tranzistorju med delovanjem. Iz kolektorja C teče električni tok v zaporni smeri preko vmesne p plasti na emiter E zaradi električnega toka iz baze B proti emitorju E.

Meritev Boltzmannove konstante k sloni na merjenju tokov skozi tranzistor BD139, ki sodi med tako imenovane n-p-n tranzistorje, ki so sestavljeni iz dveh plasti polprevodnikov tipa n in vmesne polprevodniške plasti tipa p (slika 1). Tranzistor deluje kot spoj dveh diod, vsaka sestavljena iz p-n stika. V diodi teče znaten tok, kadar je na polprevodnik tipa p priklopljena višja napetost kot na polprevodnik tipa n. Smeri p-n pravimo prevodna in smeri n-p zaporna smer. Na sliki 1 tok I_C od kolektorja proti bazi teče v zaporni smeri in tok I_B od baze proti emiterju v prevodni smeri. Tok I_E je vsota kolektorskega in baznega toka $I_E = I_C + I_B$. Za delovanje tranzistorja je značilno, da majhen I_B povzroči večji tok $I_C \gg I_B$. Pravimo, da bazni tok odpre tranzistor v smeri od kolektorja do emiterja oziroma da tranzistor ojačuje tok. Prevodnost tranzistorja je temperaturno odvisna in to lastnost uporabimo za merjenje Boltzmannove konstante k .



Slika 2: Shema vezja, ki ga uporabljamemo pri vaji. Kolektor C in baza B sta kratko sklenjena, tok skozi p-n stik od baze B proti emiterju E v prevodni smeri poganja napetost U_{BE} . Ampermeter meri kolektorski tok I_C , voltmeter meri napetost med bazo in emiterjem U_{BE} .

V vaji kratko sklenemo kolektor in bazo kot kaže slika 2 in merimo odvisnost toka I_C skozi kolektor od napetosti med bazo in emiterjem U_{BE} . Teoretične napovedi te

odvisnosti ne bomo izpeljevali, ampak jo le zapišimo z Ebers-Mollovo enačbo

$$I_C = I_S(T) \left[e^{\frac{e_0 U_{BE}}{kT}} - 1 \right], \quad (12)$$

kjer sta $e_0 = 1,6022 \cdot 10^{-19}$ As osnovni naboj in T absolutna temperatura in je $I_S(T)$ velikost nasičenega toka v zaporni smeri. Ker je že za majhne pozitivne napetosti U_{BE} eksponentna funkcija v oklepaju veliko večja od ena, lahko enačbo (12) poenostavimo v

$$I_C = I_S(T) e^{\frac{e_0 U_{BE}}{kT}}. \quad (13)$$

Iz enačbe (13) vidimo, da lahko z merjenjem toka I_C v odvisnosti od napetosti U_{BE} pri stalni temperaturi izmerimo vrednost koeficiente $\frac{e_0}{k}$. Grafično iskani koeficient najbolj elegantno določimo tako, da narišemo graf odvisnosti logaritma toka $\ln I_C$ od U_{BE} , saj z logaritmiranjem enačbe (13) dobimo linearno relacijo

$$\ln I_C = \ln I_S(T) + \frac{e_0 U_{BE}}{kT} = N + K U_{BE}, \quad (14)$$

kjer je naklon premice enak $K = e_0/kT$ in nas vrednost konstante $N = \ln I_S(T)$ niti ne zanima.

Kadar merimo tok I_C v odvisnosti od temperature T pri stalni napetosti U_{BE} , tudi lahko določimo vrednost Boltzmannove konstantne k . Enačbo (14) preoblikujemo v

$$\ln I_C = \ln I_S(T) + \frac{e_0 U_{BE}}{kT} = N + K' \frac{1}{T}, \quad (15)$$

kjer je naklon premice enak $K' = e_0 U_{BE}/k$ in nas vrednost konstante $N = \ln I_S(T)$ ponovno ne zanima.

Naloga

- a) Določite vrednost Boltzmannove konstante k iz odvisnosti kolektorskega toka I_C od napetosti med bazo in emiterjem U_{BE} pri stalni temperaturi T .
- a) Določite vrednost Boltzmannove konstante k iz odvisnosti kolektorskega toka I_C od temperature T pri (čim bolj) stalni napetosti U_{BE} med bazo in emiterjem.

Navodilo

- a) Preverite vezavo tranzistorja in ostalega električnega kroga, kot je prikazano na sliki 2. Napetost U_{BE} nastavljamo od približno 0,45 do 0,6 V. Največji tok naj ne preseže 10 mA. Za vajo je uporabljen n-p-n tranzistor BD139. Ta tranzistor je temperaturno bolj stabilen in dovoljuje nekoliko večje tokove ter s tem večjo generacijo toplove. Kolektorski tok merite z mikroampermetrom. Temperaturo odčitajte na priloženem termometru. Za izbrano temperaturo narišite graf $\ln(I_C/I_1)$ v odvisnosti od U_{BE} , kjer si tok I_1 izberite poljubno. Odvisnost bi teoretično morala biti linearna, graf pa premica

$$\ln \left(\frac{I_C}{I_1} \right) = \ln \left(\frac{I_S(T)}{I_1} \right) + \frac{e_0}{kT} U_{BE} = N + K' U_{BE} \quad (16)$$

z naklonom e_0/kT . Iz grafa določite naklon premice, iz naklona izračunajte vrednost Boltzmannove konstante k in ocenite tudi napako rezultata. Da boste lahko lepo potegnili premico, naredite dovolj meritev pri različnih napetostih U_{BE} , recimo, vsaj 8 do 10 meritev.

- b) V drugem primeru ponovite meritve, a spremajte temperaturo. Ker se v tem primeru napetost U_{BE} težko ohranja pri konstantni vrednosti, ne bomo risali odvisnosti $\ln(I_C/I_1)$ od $1/T$, ampak odvisnost $\ln(I_C/I_1)$ od kvocienta U_{BE}/T . Zveza med odvisno in neodvisno spremenljivko je ponovno linearnejša

$$\ln\left(\frac{I_C}{I_1}\right) = \ln\left(\frac{I_S(T)}{I_1}\right) + \frac{e_0}{k} \frac{U_{BE}}{T} = N + K''x, \quad (17)$$

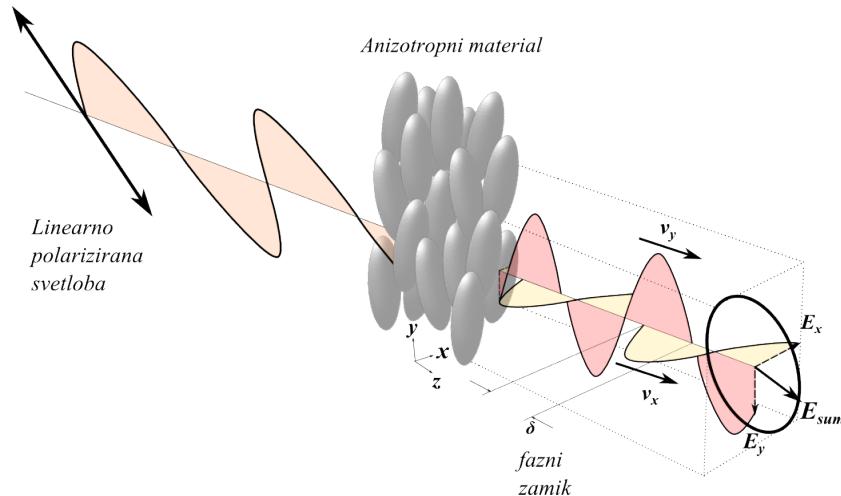
le da je naklon $K'' = e_0/k$ in je neodvisna spremenljivka $x = U_{BE}/T$. Temperaturo v tem primeru spremojamo tako, da v posodico s hladilnikom tranzistorja nalijemo vročo vodo, ki se nato ohlaja. Meritev temperature T , napetosti U_{BE} in toka I_C naredite vsakič, ko se temperatura spremeni za 5 K. Nato narišite graf $\ln(I_C/I_1)$ od U_{BE}/T , iz grafa določite naklon premice K'' in iz naklona izračunajte vrednost Boltzmannove konstante k ter ocenite napako rezultata.

7 Dvolomnost

Pri vaji opazujemo prehod svetlobe skozi enoosno anizotropno snov, ki je zaradi anizotropnih lastnosti dvolomna. V nalogi je v enem primeru to polimer (običajni lepilni trak) in v drugem primeru tekoči kristal v klinasti celici. Optično anizotropni materiali imajo različno dielektrično konstanto za različne smeri električnega polja in posledično različne lomne količnike za različne smeri polarizacije svetlobe, ki se širi skozi snov. To pomeni, da se dve različno polarizirani elektromagnetni valovanji (svetloba), ki se širita vzdolž iste smeri, po sredstvu širita z dvema različnima hitrostma, vsaka polarizacija s svojo. Od tod ime pojavi *dvolomnost*. Razlika med obema hitrostma je odvisna tudi od smeri razširjanja. Enoosni materiali imajo zaradi rotacijske simetričnosti okoli simetrijske osi od treh značilnih (lastnih) vrednosti lomnega količnika dve enaki in le tretjo različno. Največjo razliko med hitrostma opazimo, kadar sta polarizaciji orientirani vzdolž dveh lastnih smeri z različnima vrednostima lomnih količnikov. Za ta primer definiramo razliko obeh lomnih količnikov kot dvolomnost $\Delta n = n_{\max} - n_{\min}$. V nalogi obravnavamo dva značilna primera.

Lepilni trak

V prvem primeru vpada pravokotno na več plasti lepilnega traku polarizirana svetloba in opazujemo spekter prepuščene svetlobe po prehodu. Med lepilni trak in spektrometer postavimo še en polarizator, da izmerimo le spekter svetlobe z izbrano polarizacijo. Na ta način lahko podrobno preučimo, kaj se je s polarizirano svetobo zgodilo med prehodom skozi plasti lepilnega traku.



Slika 3: Prehod linearno polarizirane svetlobe, ki ima polarizacijo (smer električnega polja) pod kotom 45° glede na obe lastni smeri, skozi anizotropni material. Zaradi fazne razlike med valovanjema z različnimi polarizacijama je po prehodu valovanje eliptično polarizirano.

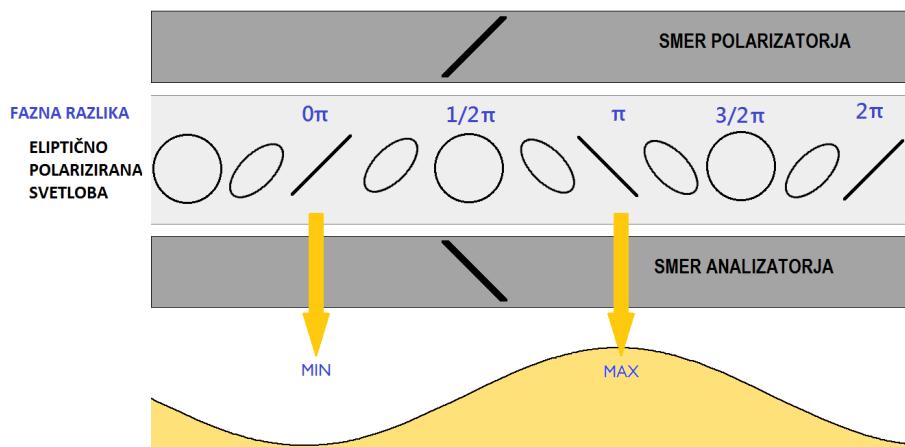
Lepilni trak ima zaradi postopka izdelave polimerna vlakna v traku orientirana pretežno vzdolž traku. Zato ima za polarizacijo vzdolž traku in pravokotno na trak različno vrednost lomnega količnika. S polarizatorjem pred trakom poskrbimo, da je orientacija polarizacije vpadle bele svetlobe iz projektorja čim bolj pod kotom 45°

glede na rob traku. V tem primeru ima vpadlo valovanje enako veliki komponenti električnega polja tako vzporedno kot pravokotna na polimerna vlakna v lepilnem traku. Tisti del valovanja, ki ima polarizacijo vzdolž polmernih molekul, ima eno hitrost valovanja $c_1 = c_0/n_1$, tisti del, ki ima polarizacijo pravokotno na polimerne molekule, ima drugo hitrost valovanja $c_2 = c_0/n_2$. Frekvenca obeh je enaka, zato imata valovanji z različnimi polarizacijama različno valovno dolžino (slika 3). Po prehodu skozi lepini trak se obe polarizaciji sestavita v tako imenovano eliptično polarizirano valovanje (slika 3), ki ima v splošnem s časom spremenljivo smer polarizacije. Vrh vektorja električnega polja opisuje elipso. S polarizatorjem, ki je postavljen med lepilni trak in spektrometer, opazujemo povprečno vrednost električnega polja polarizacije v izbrani smeri.

Fazna razlika δ med valovanji z obema polarizacijama po prehodu skozi lepilni trak je odvisna od valovne dolžine svetlobe λ , debeline traku d in dvolomnosti Δn in jo izračunamo po enačbi

$$\delta = \frac{2\pi d}{\lambda} \Delta n . \quad (18)$$

Ustrezna kombinacija vseh treh parametrov (λ , d in Δn) lahko da izhodno valovanje, ki je linearno polarizirano bodisi enako kot vpadlo valovanje ($\delta = 0$) ali pravokono glede na vpadlo valovanje ($\delta = 180^\circ (= \pi)$). V tem primeru bomo, kadar imamo prekrižana (pod kotom 90°) ali vzporedna polarizatorja pred in za lepilnim trakom dobili zelo veliko (maksimum) ali skoraj nič (minimum) prepuščenega valovanja določene valovne dolžine (slika 4).



Slika 4: Gostota energijskega toka prepuščene svetlobe različnih eliptičnih valovanj po prehodu skozi celotni sistem prvega polarizatorja, lepilnega traku in drugega polarizatorja.

Ker svetimo s projektorjem, ki oddaja belo svetobo, so v vpadli svetlobi zastopane vse valovne dolžine. Izhodno svetobo opazujemo s spektrometrom, ki pokaže, koliko svetlobe katere valovne dolžine je v svetlobi po prehodu skozi sistem polarizator, lepilni trak, polarizator. Prvi in drugi polarizator postavimo bodisi vzporedno bodisi pravokotno (slika 4) enega glede na drugega. Tedaj vemo, da je fazna razlika med dvema zaporednima minimumoma v spektru natančno 2π . En minimum naj bo pri valovni dolžini λ_1 , drugi pri valovni dolžini λ_2 , pri čemer se d in Δn ne spreminta.

Opisano zapišemo z enačbo

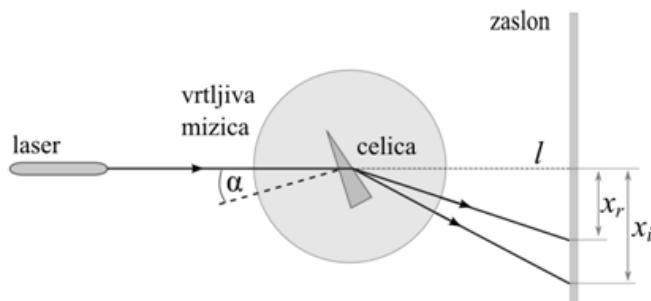
$$\frac{2\pi}{\lambda_1}d\Delta n - \frac{2\pi}{\lambda_2}d\Delta n = 2\pi, \quad (19)$$

iz katere lahko izračunamo dvolomnost

$$\Delta n = \frac{1}{d} \frac{\lambda_2 \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1}. \quad (20)$$

Tekoči kristali v klinasti celici

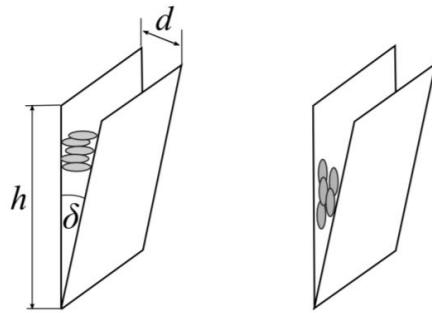
V drugem primeru vpada na klinasto celico, v kateri je nematični tekoči kristal, po kotom α nepolarizirana laserska svetloba (slika 5). Tekoči kristali so prav tako kakor polimeri v lepilnem traku anizotropni, ker se v tekočekristalni fazi uredijo dolge osi podolgovatih molekul v povprečju vse v isto smer. Dielektrična konstanta za električno polje vzdolž podolgovatih molekul je drugačna kakor dielektrična konstanta za električno polje pravokotno na smer podolgovatih molekul. Ker ima vsaka od lastnih vrednosti polarizacije v tekočem kristalu drugačen lomni količnik, se vsaka polarizacija lomi pod drugim kotom. Curka svetlobe z različnima polarizacijama se prostorsko ločita in na oddaljenem zaslonu opazimo namesto ene pike dve piki (slika 5).



Slika 5: Shema eksperimenta. Z l je označena razdalja med celico in zaslonom, x_r in x_i označujejo razdaljo, za katero se odkolnita redni in izredni curek na zaslonu.

Vsakega od žarkov z eno od lastnih polarizacij smemo obravnavati podobno kot v običajni geometrijski optiki, ko obravnavamo lom svetlobe na prizmi s kotom δ ob vrhu prizme. Prizmo v nalogi predstavlja klinasta celica, ki je sestavljena iz dveh enakih tenkih stekelc pravokotne oblike, ki se vzdolž enega roba stikata, ob nasprotnem robu pa je med njima distančnik s debelino $d = 550 \mu\text{m}$. Stekelci klinaste celice zaradi distančnika tvorita klin z ostrom kotom δ ob robu nasproti distančnika. Ker je distančnik mnogo tanjši od dolžine stekelca h , sta stekelci skoraj vzporedni in lahko kot δ v klinu poenostavimo v $\delta = d/h$. Glede na sidranje molekul tekočega kristala lahko naredimo dve tipični klinasti celici. V eni so podolgovate osi molekul pravokotne na steni celice (ker sta steni skoraj vzporedni, smemo privzeti, da so molekule pravokotne na obe steni), v drugi so molekule orientirane z dolgimi osmi pretežno vzporedno s stenama celice. Prvi celici pravimo homeotropna, drugi pravimo planarna (slika 6).

V nalogi obravnavamo najpreprostejšo postavitev poskusa s klinasto celico, ko vpadna svetloba na prvo steno celice pravokotno (slika 7) in je vpadni kot α na sliki 5 enak

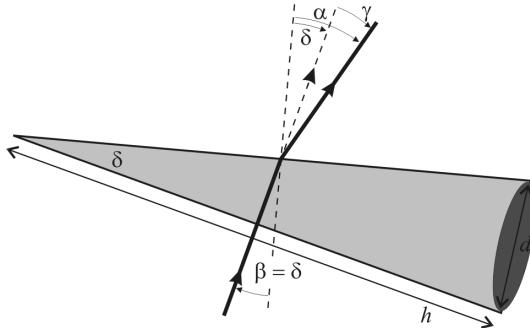


Slika 6: Skica klinaste celice in orientacije podolgovatih molekul v homeotropni (levo) in planarni (desno) klinasti celici. Označene so tudi značilne dimenzijske参量 δ , h in d .

nič. V tem primeru pri homeotropni celici ne pričakujemo pojava dvolomnosti, saj se svetloba po celici širi vzdolž molekul in je električno polje za vse polarizacije pravokotno na dolge osi molekul. V primeru planarne celice pričakujemo pojav dveh svetlobnih curkov po prehodu skozi celico, saj je za eno polarizacijo električno polje vzporedno z dolgimi osmi molekul, za polarizacijo pravokotno na prvo polarizacijo pa je električno polje pravokotno na dolge osi molekul. Za pravokotni vpad je zveza med odklonom curka svetlobe γ , lomnim količnikom snovi n in kotom δ v klinasti celici preprosta. Lomni zakon $n \sin \beta = \sin \alpha$ zaradi majhnih kotov poenostavimo v $n\beta = \alpha$ in (slika 7) dobimo

$$\gamma = (n - 1)\delta, \quad (21)$$

saj je vpadni kot β na drugo stekelce klinaste celice zaradi pravokotnega vpada na prvo stekelce celice enak kotu δ ob vrhu klinaste celice, $\beta = \delta$.



Slika 7: Shema prehoda svetlobe skozi klinasto celico pri pravokotnem vpadu svetlobe na prvo ploskev celice. S h je označena širina klinaste celice, z d velikost distančnika v klinasti celici. Z δ je označen kot v klinasti celici, z γ kot odklona laserskega curka izbrane polarizacije, z α lomni kot v zraku in z β vpadni kot na mejo tekoči kristal-zrak.

Ker je vpadla svetloba nepolarizirana, se polarizacija s časom spreminja in v povprečju zavzame vse možne vrednosti, tako da svetloba v celici "čuti" oba lomna količnika. V homeotropni celici sta lomna količnika za obe polarizacije enaka in dobimo na zaslonu le eno pikto, ki ustrezata tako imenovanemu rednemu lomnemu količniku n_r . V planarni celici imamo za vsako polarizacijo drug lomni količnik in na zaslonu dobimo dve pikto, ena ustrezata rednemu lomnemu količniku n_r , druga ustrezata izrednemu

lomnemu količniku n_i . Obe vrednosti izračunamo iz enačbe (21) iz obeh kotov γ , ki ju izračunamo iz izmerjenih razdalj x_r , x_i in l (slika 5).

Naloga

- a) Izmerite dvolomnost lepilnega traku.
- b) Posvetite na klinasto celico in ugotovite, katera celica ima planarno in katera homeotropno ureditev molekul.

Izmerite kot δ v klinu planarne celice, če veste, da je debelina distančnika $550 \mu\text{m}$.

Izmerite lomna količnika za redni in izredni curek laserske svetlobe.

Povečujte vpadni kot laserskega curka pri homeotropni celici. Ko se curka krajevno ločita, preverite ali sta njuni polarizaciji pravokotni.

Navodilo

- a) Na objektnem steklu je nanešenih več slojev lepilnega traku. Skupno debelino d vseh slojev lepilnega traku izmerite z mikrometrom, tako da izmerite skupno debelino vseh slojev skupaj z objektnim stekлом in od te debeline odštejete debelino objektnega stekla, ki ga ravno tako izmerite z mikrometerskim vijakom na mestu, kjer ni lepilnega traku. Meritve ponovite večkrat in ocenite napako meritve. Polarizatorja postavite tako, da brez vmesnega lepilnega traku spektrometer ne zazana nič prepuščene svetlobe. V tem položaju sta polarizatorja prekrižana. Za meritve z vzporedno orientacijo polarizatorjev, zasukajte prvi polarizator, ki ima vgrajen kotomer, za 90° . Med prekrižana polarizatorja vstavite lepilni trak na steklu tako, da bo rob traku približno pod kotom 45° glede na prepustno smer prvega polarizatorja. Na grafu spektrometra bi morali videti minimume in maksimume. Fino nastavitev orientacije lepilnega traku naredite tako, da bodo minimumi čim bližje vrednosti nič. Zdaj na spektrometu ustavite merjenje (gumb stop) in z miško odčitajte valovno dolžino dveh zaporednih minimumov. Če vidite na zaslonu tri minimume, odčitajte vse tri valovne dolžine. Nato ponovno poženite merjenje in zasukajte drugi polarizator za 90° . Ponovno ustavite meritve in odčitajte valovni dolžini dveh (ali valovne dolžine treh) zaporednih minimumov. Iz vseh parov izmerjenih valovnih dolžin zaporednih minimumov izračunajte dvolomnost lepilnega traku z enačbo (20). Rezultati naj vsebujejo tudi oceno napake zaradi merskih napak pri odčitavanju valovnih dolžin in debeline sloja lepilnega traku.

Vse meritve ponovite tudi za drugi sloj lepilnega traku (na drugem objektnem stekelcu).

Opozorilo: Spektrometer ne kaže prave valovne dolžine, zato je potrebno vse odčitane vrednosti zmanjšati za 18 nm .

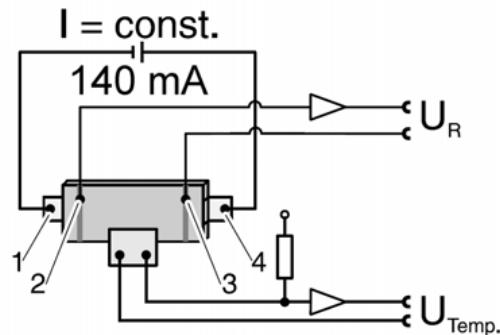
- b) Kot δ v klinasti celici določimo tako, da izmerimo širino klinaste celice h in iz znane debeline distančnika $d = 550 \mu\text{m}$ izračunamo $\delta = d/h$. Zdaj posvetimo pravokotno na eno in drugo od obeh pripravljenih klinastih celic. Pravokotnost

vpada preverimo tako, da vrtimo in nagibamo klinasto celico, dokler je ne orientiramo tako, da se od prve stene odbita svetloba ne odbije natanko nazaj v laser, s katerim svetimo na celico. Med poskusom smo pozorni, da res svetimo na del klinaste celice, ki vsebuje tekoči kristal. Planarno in komeotropno celico ločimo po tem, da se pri planarni celici curek po prehodu razdeli v dva delna curka, medtem ko se pri homeotropni celici to ne zgodi. Ko po prehodu preko planarne celice na oddaljeni steni (zaslonu) opazimo dve svetli piki, s polarizatorjem preverimo, da sta polarizaciji svetlobe v obeh curkih med seboj pravokotni. Na zaslonu označite mesto obeh svetlih pika, nato pa vzorec vzemite iz vpadlega laserskega curka in na zaslonu označite še lego nemotenga curka svetlobe. Kot γ za redni in izredni žarek je enak kvocientu x_r/l oziroma x_i/l , ki ju lahko določimo, ko izmerimo tudi razdaljo l med klinasto celico in zaslonom. Za zadnjo meritev uporabimo laserski merilnik razdalj, ki pokaže razdaljo od zadnjega dela ohišja do ovire pred laserjem, v katero svetimo.

Po končani meritvi s planarno celico mizico z obema klinastima celicama preumnemo, da gre laserski curek skozi homeotropno celico. Pri pravokotnem vpadu vidimo na zaslonu le eno piko. Da opazimo anizotropnost tekočega kristala, se mora svetloba skozi tekoči kristal širiti pod nekim od nič različnim kotom glede na dolge osi molekul. Zato sukajte homeotropno celico okoli navpične osi, dokler na zaslonu ne opazite dveh svetlih pik. Čeprav za ta primer ne bomo računali lomnega količnika, izmerite razdaljo med obema pikama in s polarizatorjem preverite, da sta polarizaciji svetlobnih curkov, ki dasta obe piki, med seboj pravokotni. V poskusu s homeotropno celico je razlika v svetlosti obeh pik na zaslonu velika, ker je v izrednem curku gostota svetlobnega toka majhna. Zato morate pik opazovati na zaslonu od blizu, da piko izredenega curka sploh opazite.

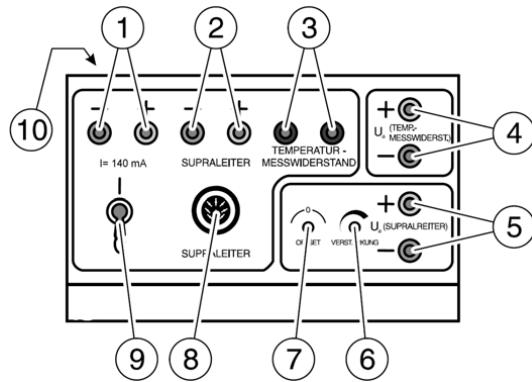
8 Superprevodnost

Pri vaji opazujemo fazni prehod keramike $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ iz superprevodnega stanja v stanje običajne (Ohmske) prevodnosti. Opisani fazni prehod se dogaja pri temperaturi okoli -180°C , tako da je izziv vaje ohlajanje do tako nizkih temperatur in merjenje temperature ter upora pri zelo nizkih temperaturah.



Slika 8: Shema vezave ploščice iz keramike $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ (temno siva) v vezju za sočasno merjenje električnega upora in temperature keramične ploščice. S svetlo sivo barvo je označen senzor merilnika temperature, U_R je napetost na keramični ploščici in $U_{\text{Temp.}}$ je napetost na senzorju temperature. Tokovni vir skozi keramično ploščico poganja konstanten tok 140 mA.

V superprevodnem stanju je upor vzorca enak nič, medtem ko ima upor od nič različno vrednost pri temperaturah nad temperaturo prehoda v superprevodno stanje. Da bi opazili omenjeni prehod iz ali v superprevodno stanje, moramo meriti upor izbranega vzorca v odvisnosti od temperature. Na sliki 8 je narisana shema električnega vezja za merjenje odvisnosti električnega upora keramične ploščice iz $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ od temperature.



Slika 9: Kontrolni del merilne naprave. Pri vaji uporabljamo le priključke 10 (napajanje), 4 (izhodna napetost senzorja merilnika temperature $U_{\text{Temp.}}$), 5 (napetost na keramični ploščici U_R) in 8 (vhod, kamor so priklopljeni vsi vhodni in izhodni priključki na shemi na sliki 8, ki so sicer očem skriti v aluminijastem ohišju skupaj z merjencem).

Temperaturo merimo z upornikom iz platine in iridija (svetlo siva ploščica na sliki 8), ki je pritrjen neposredno na keramično ploščico, da kar najbolj natančno meri njeno

temperaturo. V vezje je termoupornik vezan tako, da izhodna napetost U_{Temp} (izhod 4 na sliki 9) v intervalu od 0 do 200 mV ustrezna temperaturi od 0°C do -200°C . Upora keramične ploščice ne merimo direktno, ampak s tokovnim virom poskrbimo, da skozi ploščico ves čas teče konstanjen tok $I_0 = 140 \text{ mA}$. Napetost U_R (izhod 5 na sliki 9) je po Ohmovem zakonu $U = I_0 R$ sorazmerna uporu keramične ploščice, ki ga želimo meriti. Ker nas zanima spremembra upora in ne absolutna vrednost upora, je natančna vrednost toka $I_0 = 140 \text{ mA}$ nepomembna, pomembno je le, da je tok konstanjen med celotno meritvijo. Prehod v superprevodno stanje zaznamo kot padec napetosti U_R na nič.

Meritev je olajšana tako, da obe napetosti merimo z računalnikom, ki na zaslon izrisuje obe vrednosti napetosti v odvisnosti od časa in hkrati generira tabelo vrednosti $(t, U_{\text{Temp}}, U_R)$, da lahko po meritvi podatke obdelamo z, recimo, orodjem Excel.

Naloga

Izmerite spremenjanje napetosti U_R na keramični ploščici, skozi katero teče stalni tok $I_0 = 140 \text{ mA}$, v odvisnosti od temperature T in iz grafa $U_R(T)$ odčitajte temperaturo prehoda v superprevodno stanje.

Navodilo

Aluminijasto sondo v celoti potopite v tekoči dušik v Dewarjevo posodo in jo v njej pustite tako dolgo, da bo temperatura padala na manj kot -190°C ($U_{\text{Temp}} > 190 \text{ mV}$). Na računalniku nato zbrisete sliko, če je kakšna na zaslonu, in poženete meritev s pritiskom na zeleno puščico nad napisom „Simboli“ v orodni vrstici. Nato vzamete aluminijasto sondu (držite jo nežno za sivo električno žico) iz tekočega dušika in jo postavite na mizo, da se začne segregati. Na zaslonu spremljate spremenjanje obeh napetosti in počakajte, da se sonda ogreje na dovolj visoko temperaturo, blizu sobne temperature. Po opravljeni meritvi prenesete tabelo izmerjenih vrednosti $(t, U_{\text{Temp}}, U_R)$ iz računalnika. Narišete graf $U_R(T)$, pri čemer temperaturo T preberete iz napetosti U_{Temp} v tabeli.

Iz grafa odčitajte temperaturo prehoda keramike iz superprevodnega stanja v stanje običajne prevodnosti. Prehod prepoznate po hitri spremembi napetosti U_R iz končne vrednosti na nič oziroma iz nič na končno vrednost.