

L. LAESSON

ÜLIJUHTIVUSEST

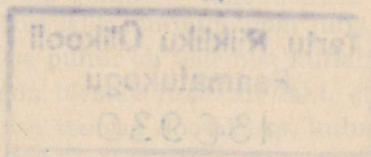
A-27778 III

L. LAESSON

ÜLIJUHTIVUSEST

P. Kaur.

16.VIII 66.



KIRJASTUS «VALGUS» * TALLINN 1966

Kaane kujundanud G. Pant

2

Tartu Riikliku Ülikooli
Raamatukogu
136930

Ülijuhtivus, üks kummalisemaid ja kaua aega mõistatuslikumaid nähtusi, on viimasel ajal muutunud paljude füüsikute erilise huvi objektiks. Ühelt poolt köidab nähtuse teoreetiline külg: avalduvad ju siin vahetult mikromaailma seaduspärasused, millele alluvad kõige väiksemate energiatega nn. kondenseeritud osakesed; teiselt poolt praktiline rakendamine — mitmesuguste perspektiivsete ülijuhtivate seadmete loomine. Seni on neid kasutatud ainult teaduslikes laboratuurides, kuid ei ole kahtlust, et lähemas tulevikus leiavad ülijuhtivad seadmed ka tehnilist rakendamist. Ülijuhtivate solenoidide tööstuslik tootmine ongi juba alanud.

Kuna ülijuhtivuse puhul on tegemist küllaltki keerulise nähtusega, (seda tõestab ilmekalt fakt, et ülijuhtivuse mikroskoopilise teooria loomiseks kulus peaaegu pool sajandit) siis on käesolevas kirjutises paljusid probleeme lihtsustatud, sest muidu oleksid need enamusele lugejaist jäänud arusaamatuks. Nende jaoks, kes tahaksid ülijuhtivusega põhjalikumalt tutvuda, on antud vastava kirjanduse loetelu.

Autor.

I. ÜLIJUHTIVUS JA ÜLIJUHID

ÜLIJUHTIVUSE AVASTAMINE

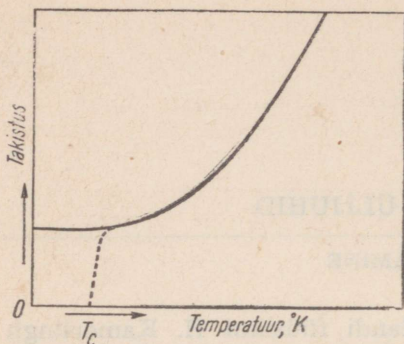
1908. a. õnnestus hollandi füüsikul H. Kamerlingh Onnesil veeldada heelium — inertne gaas, mille keemistemperatuur on vaid $4,2^\circ$ kõrgem absoluutsest nullist ($0^\circ\text{K} = -273,16^\circ\text{C}$).

Vedel heelium tegi uurijaile võimalikuks mitmesugused katsed väga madalatel temperatuuridel, sest praktiliselt saab katseseadmeid veeldatud heeliumiga jahutada kuni 1°K -ni. Seni ei olnud nii madalate temperatuuride diapsoon kättesaadav, sest isegi vedel vesinik muutus tahkeks juba 14°K juures. Ometi sõltus katsetest 0°K lähedal mitmete füüsika põhiprobleemide õige lahendamine.

1911. aastal alustaski Kamerlingh Onnes metallide elektrijuhtivuse uurimist vedela heeliumi temperatuuride diapsoonis. Metallide elektrijuhtivus oli tollal vaidlusaluseks probleemiks. Mis takistab elektronide liikumist metallides? Kas ainult metalli kristallvõre soojuslik võnkumine või ka kristallvõre ebakorrapärasused — võre defektid? Teiste sõnadega, kas metalli eritakistus temperatuuri lähenemisel 0°K -le muutub nulliks või mitte?

Kamerlingh Onnes kasutas uurimiseks mitmesugustest metallidest valmistatud kinnisi rõngaid, mida jahutati vedela heeliumiga väga madala temperatuurini. Muutuva magnetvälja abil tekitati rõngas ringlev elektrivool. Voolu kustumiseks kuluva aja järgi oli võimalik määrata metalli eritakistust. Mida kiiremini kustus rõngas ringlev vool, seda suurem pidi olema rõnga takistus.

Esimesed katsed plaatinarõngaga näitasid, et temperatuuri vähendamisel rõnga takistus esialgu vähenes,



Joon. 1. Tavalise metalli (pidev joon) ja ülijuhi (katkendlik joon) takistuse sõltuvus temperatuurist. Kriitilise temperatuuri T_c juures muutub ülijuhi takistus hüppeliselt nulliks.

siis aga jäi muutumatuks: plaatinal esines nn. jääktakistus (joon. 1, pidev joon). Arvates, et selle põhjuseks on plaatina ebapuhtus, otsustas uurija katsetada elavhõbedaga — ainsa metalliga, mida tollal saadi keemiliselt väga puhtal kujul.

Katsed elavhõbedast rõngaga tõid kaasa ootamatu avastuse. Temperatuuri pideval vähendamisel rõnga takistus esialgu vähenes, siis jäi peaaegu muutumatuks nagu plaatinarõnga puhulgi, aga umbes $4,2^\circ\text{K}$ juures takistus kadus sootuks (joon. 1, katkendlik joon). Madalamal temperatuuril kui $4,2^\circ\text{K}$ osutus elavhõbe ideaalseks elektrijuhiks. Rõngas ringlev elektrivool jäi muutumatuks mitme tunni jooksul. Temperatuuri tõstmisel üle $4,2^\circ\text{K}$ takistus jällegi taastus ja vool rõngas kustus otsekohe.

Kamerlingh Onnes nimetas elavhõbeda takistuseta oleku ülijuhtivaks, temperatuuri, mille juures takistus muutus nulliks — kriitiliseks temperatuuriks ja kogu selle senitundmatu nähtuse ülijuhtivuseks.

Järgnevatest katsetest selgus, et ülijuhtivaks muutub ka ebapuhas elavhõbe. Ülijuhtivus esineb veel tervel real metallidel, nagu plii, tina, nioobium jt., nende paljudel ühenditel ja sulamitel. Kuid erinevate ainete kriitilised temperatuurid osutusid erinevaiks. Kui elavhõbe muutus ülijuhtivaks $4,2^\circ\text{K}$ juures, siis tina $3,7^\circ\text{K}$ ja plii $7,2^\circ\text{K}$ juures. Tänapäeval tuntud ülijuhtidest on kõige kõrgem kriitiline temperatuur nioobiumi ja tina ühendil Nb_3Sn (18°K).

Kriitilisest temperatuurist kõrgemal temperatuuril on iga ülijuht normaalses olekus, sellest madalamal aga ülijuhtivas olekus. Kriitilise temperatuuri juures toimub üleminek ühest olekust teise, seega võib siin esineda nii üks kui ka teine. Keemiliselt puhastel metallidel on üleminek väga järsk. Selleks piisab temperatuuri muutmisest isegi $0,001^{\circ}$ võrra. Ebapuhastel ülijuhtidel, ühenditel ja sulamitel on aga üleminek palju aeglasem, s. t. selleks vajalik temperatuuri muutus on tunduvalt suurem (kuni 1°).

KRIITILINE VOOL JA MAGNETVÄLI

Varsti peale ülijuhtivuse avastamist tuli Kamerlingh Onnes mõttele ehitada ülijuhtiv solenoid, mis väikese energiatarvituse juures annaks väga tugeva magnetvälja.

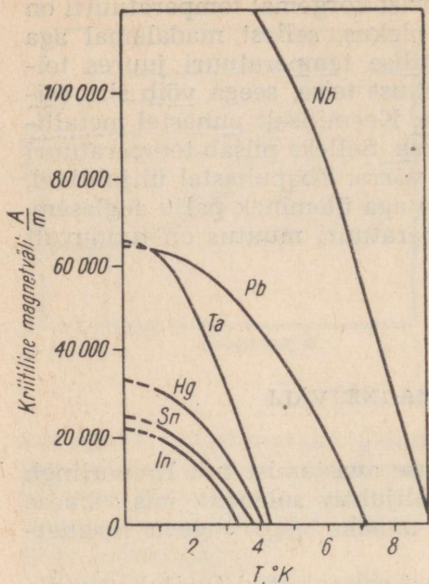
Solenoid kujutab endast spiraalset elektrijuhet, mille ümber voolu sisselülitamisel tekib magnetväli, mis on sega tugevam, mida tugevam on solenoidi läbiv vool ja mida suurem on solenoidi keerdude arv.

Erinevalt püsimateist on solenoidi ja elektromagneti (viimase saame siis, kui solenoidi sisse asetame raudsüdamikku) väljatugevus kergesti muudetav toitevoolu muutmisega.

Tavalisel solenoidil on küllaltki suur elektritakistus, mille ületamiseks kulubki enamus toitevoolu energiast. Solenoidi mähised kuumenevad ja tugeva voolu mõjul võivad isegi sulada. Et voolutugevus solenoidis on piiratud, siis on ka saadava magnetvälja tugevus piiratud.

Kui aga ehitada ülijuhtiv solenoid? Sellel takistus puudub ja solenoid ei kuumene. Voolutugevus võib olla väga suur, seega ka magnetväli väga tugev, palju tugevam kui tavalistel solenoididel. Mähise otsad võiks omavahel lühistada, tekiks tervenisti ülijuhtiv vooluring (sarnane ülijuhtiva rõngaga), milles kord tekitatud elektrivool ringleks väga kaua. Meelitav idee!

Kuid kõik katsed ehitada ülijuhtiv solenoid ebaõnnestusid. Selgus, et ükski tollal tuntud ülijuhtidest ei kan-



Joon. 2. Mõnede ülijuhtide kriitilise magnetvälja sõltuvus temperatuurist.

natanud välja ei tugevat voolu ega tugevat magnetvälja. Niipea kui vool ülijuhisis ületas nn. kriitilise voolu või ülijuht paigutati kriitilisest tugevamasse välisesse magnetvälja, ülijuhtivus hävis, taastus normaalne, s. t. takistusega olek. Ülijuhtiva solenoidiga saadi vaid väga nõrk magnetväli, sest kõigi tuntud ülijuhtide kriitilised voolud ja magnetväljad olid väikesed.

Mõni aasta hiljem (1916. a.) leidis inglise füüsik Silsbee, et kriitiline vool ja kriitiline magnetväli on omavahel seotud, kujutades ühe ja sama suuruse kahte erinevat külge: kriitiline vool on just selline, mis ülijuhi pinnal tekitab kriitilise magnetvälja. Et magnetvälja tugevust saab palju lihtsamalt ja täpsemalt kindlaks määrata kui voolutugevust (eriti nõrkade voolude puhul), siis tavaliselt tuuaksegi andmed just kriitiliste magnetväljade kohta.

Kriitiliseks magnetväljaks nimetatakse magnetvälja, mille voog on paralleelne silindrilise ülijuhi teljega ja mille mõjul ülijuht läheb üle normaalsesse olekusse.

Kriitiline magnetväli sõltub temperatuurist. Kriitilise temperatuuri juures on kriitiline väljatugevus null.

Ülijuhtivuse hävitamiseks piisab siis ükskõik kui nõrgast välisest väljast. Temperatuuri langedes kriitilise magnetvälja tugevus suureneb ja muutub maksimaalseks 0°K juures. Kriitilise magnetvälja tugevuse H_c sõltuvus temperatuurist T on kõigil ülijuhtidel ühesugune

$$H_c = H_0 \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right],$$

kus H_0 tähistab H_c maksimaalset väärtust 0°K juures, H_0 on aga igal ülijuhil erinev.

Graafiliselt on kriitilise magnetvälja sõltuvus temperatuurist mõnede ülijuhtide jaoks toodud joonisel 2. Igale ülijuhile vastab üks kõver, mille löikepunkt vertikaalteljega näitab H_0 väärtust, horisontaalteljega T_c väärtust. Kuna kõverad on paraboolid, siis nimetatakse sõltuvust paraboolseks.

IDEAALNE ELEKTRIJUHTIVUS JA ABSOLUUTNE DIAMAGNETISM

Väliselt ei teki ülijuhisis üleminekul normaalsest olekust ülijuhtivasse mingeid muutusi. Ka aine kristallstruktuur jääb samaks. Ent kardinaalselt muutuvad aine omadused, mis annavadki õiguse kõnelda ülijuhtivast olekust kui aine erilisest seisundist.

Ülijuhtivas olekus on aine ideaalne elektrijuht. Ent kas tõesti takistus täiesti puudub?

Igasugune mõõtmine on ju ebatäpne (mõõtmise vead!), eriti siis, kui mõõdetav suurus on väga väike. Küsimuse lahendamiseks tehti suurel hulgal täiendavaid katseid. Hiljuti läbiviidud korduskatsed näitasid, et ringlev elektrivool ülijuhtivas rõngas säilis muutumatuks isegi 2,5 aastat, kusjuures ei olnud märgata mingisugust voolutugevuse nõrgenemist. Järelikult pidi ülijuhi eritakistus ülijuhtivas olekus olema väiksem kui 10^{-23} oom-meetrit. 1962. a. tehtud mõõtmistest selgus, et tegelikult on eritakistus isegi väiksem kui 10^{-25}

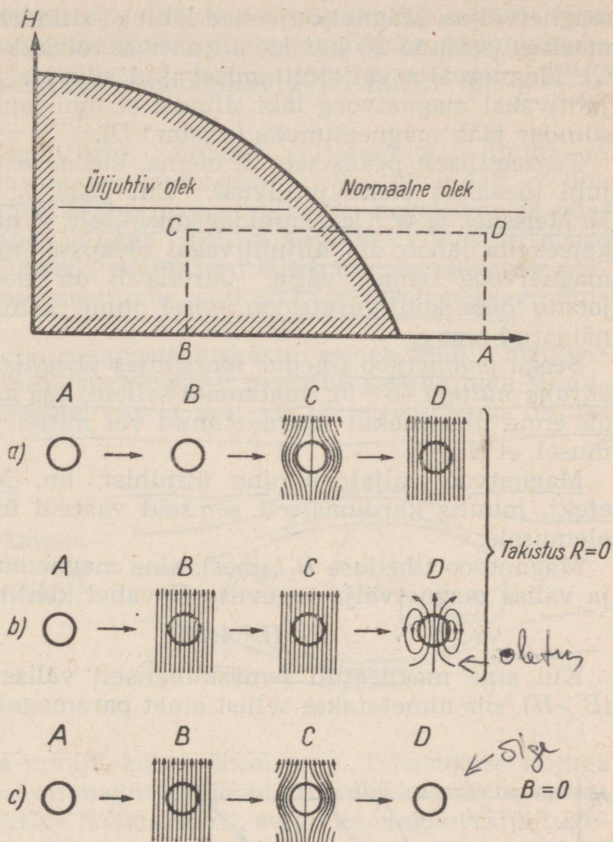
oom· m. Tavaliste heade elektrijuhtide, nagu plaatina, kuld, hõbe ja vask (need ei muutu üldse ülijuhtivaiks), eritakistused on toatemperatuuril 10^{-7} — 10^{-8} oom· m, s. o. 10^{17} — 10^{18} (kümme tuhat biljonit) korda suuremad. Umbes sama palju kordi on isolaatorite (klaas, eboniit jt.) eritakistused suuremad vase ja hõbeda omast. Seega näivad tavalised head elektriühid ülijuhtidega võrreldes isolaatoritena. Kui näiteks ülijuhtiva juhtme pikkus oleks võrdne kaugusega Maalt Päikeseni ja tagasi, siis selle juhtme takistus oleks palju väiksem kui 1 mm pikkusel sama läbimõõduga vask- või hõbejuhtmel sama temperatuuri juures.

Ideaalsest elektrijuhtivusest järeldub, et nõrga välise magnetvälja sisse- või väljalülitamine ei muuda magnetvoo tihedust ülijuhtiva katsekeha sees, sest välise välja muutumisel indutseeruvad katsekeha õhukeses pinnakihis ülijuhtivad elektrivoolud. Nendega kaasnev magnetväli kompenseeribki välise magnetvälja muutumise. See tähendab, kui katsekeha üleminek normaalsest ülijuhtivasse olekusse toimus välise magnetvälja puudumisel (magnetvoo tihedus $B = 0$), siis hiljem sisselülitatud kriitilisest nõrgem väline magnetväli ($H < H_c$) ei saa tungida massiivse ülijuhi sisse ja $B = 0$ ka ülijuhtivas olekus.

Kui aga katsekeha jahutati ülijuhtivaks muutumiseni välise magnetvälja H juures (katsekeha oli magneetunud, s. o. $B \neq 0$), siis magnetvoo tihedus B peab ülijuhtivas olekus jääma samaks kui üleminekuhetkel, kui ainult $B + H < H_c$.

Katsekeha (ülijuhist silindri) käitumist välises magnetväljast illustreerib joonis 3. $H_c(T)$ diagrammil on märgitud neli punkti A , B , C ja D , mis vastavad katsekeha erinevaile seisunditele. Punktides A ja B väline magnetväli puudub, kuid punktis A on katsekeha normaalses, punktis B aga ülijuhtivas olekus. Punktides C ja D on väline väli sisse lülitatud, punktis C on katsekeha ülijuhtiv, punktis D mitte. Diagrammi all on näidatud magnetjõujoonte jaotus katsekeha erinevates seisundites.

Rida a vastab olukorrale, kus katsekeha üleminekul oli magneetumata (väline magnetväli puudus). Väline



Joon. 3. Ülijuhi käitumine magnetväljas.

magnetväli ei suuda tungida katsekehasse seni, kuni keha on ülijuhtivas olekus, magnetjõujooned lähevad ümber silindri (seisundis C). Temperatuuri tõstmisel aga ülijuhtiv olek hävib ja magnetvoog läheb läbi silindri (seisundis D).

Rida b näitab teist juhtu: katsekeha jahutati välises

Joon. 3 ridades b ja c vahetada omavahel tähed B ja D , parandust arvestada ka tekstis.

magnetväljas. Magnetjõujooned läbivad silindri nii normaalses (seisund B) kui ka ülijuhtivas olekus (seisund C). Magnetvälja väljalülitamisel (kui silinder jääb ülijuhtivaks) magnetvoog läbi silindri ei tohi muutuda ja silinder jääb magneetunuks (seisund D).

Teoreetiliselt peaks see nii olema, kui arvestada ülijuhi ideaalset elektrijuhtivust. Ent 1933. a. näitasid H. Meissner ja W. Ochsenfelder katseliselt, et niipea kui katsekeha läheb üle ülijuhtivasse olekusse, tõrjutakse magnetvoog temast välja. Järelikult on magnetjõujoonte õige konfiguratsioon teisel juhul selline nagu näidatud reas c .

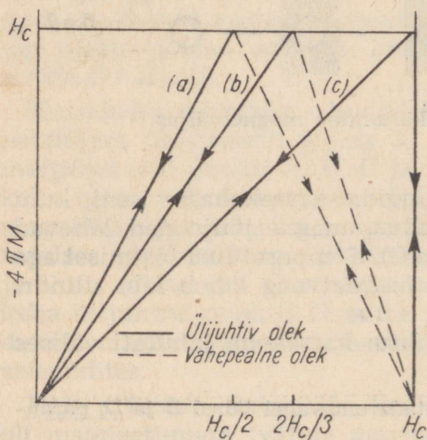
Seega magnetvoo tihedus massiivses ülijuhhis on alati võrdne nulliga ($B=0$), vaatamata sellele, kas katsekeha oli enne üleminekut magneetunud või mitte, ja tingimusel, et $H < H_c$.

Magnetvoo väljatõrjumine ülijuhhist, nn. Meissneri efekt, muutis kardinaalselt seniseid vaateid ülijuhtide olemusele.

Magnetvoo tiheduse B (aines), aine magneetumuse M ja välise magnetvälja tugevuse H vahel kehtib seos:

$$B = H + 4\pi M$$

Kui aine magneetub samasuunaliselt välise väljaga ($B > H$), siis nimetatakse sellist ainet paramagneetikuks.



Joon. 4. Mitmesuguse kujuga ülijuhtide magneetumiskõverad:

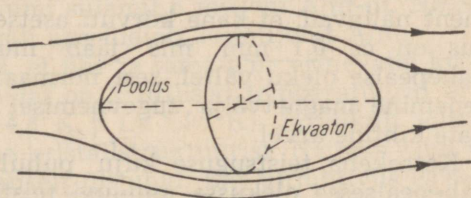
c – pikk silinder paralleelses väljas, b – ellipsoid, a – silinder perpendikulaarses väljas.

Kui aga magneetumine on vastassuunaline, siis $B < H$ ja sellist ainet nimetatakse diamagneetikuks. Absoluutseks diamagneetikuks nimetatakse ainet, millel $M = -\frac{H}{4\pi}$, s. o. millel $B = 0$.

Seega kriitilisest nõrgema väljatugevuse juures on ülijuht absoluutne diamagneetik. See tähendab, et ülijuhi magneetumine magnetväljas on negatiivne ja võrdeline välise väljaga (joon. 4, sirglõik c) kuni kriitilise väljatugevuseni, mil ülijuht läheb üle normaalsesse olekusse ja magneetumus muutub hüppeliselt peaaegu nulliks.

Niisugune magneetumiskõver esineb ainult magnetvälja suunaga paralleelselt asetatud teljega pika silindrilise katsekeha korral, sest siis on väljatugevus ülijuhi

Joon. 5. Ellipsoidaalne ülijuhtiv katsekeha magnetväljas.



pinna iga punkti kohal ühesugune. Teistsuguse kujuga katsekehal on magnetjõujoonte tihedus katsekeha erinevate punktide kohal erinev, seega ka magnetvälja tugevus keha välispinnal ebaühtlane. Kui näiteks ülijuht on ellipsoidaalne (joon. 5), siis on väljatugevus tema ekvaatori kohal palju tugevam kui poolusel või mõnes kehas kaugemal asuvas punktis. Magnetväli saavutab ekvaatori kohal kriitilise väärtuse H_c juba siis, kui tegelik väljatugevus katsekehast eemal on $\frac{2}{3} H_c$.

Edasisel kasvamisel ületab väljatugevus ellipsoidi ekvaatoril kriitilise väärtuse. Võiks arvata, et nüüd algab katsekeha järkjärguline üleminek normaalsesse olekusse ekvatoriaalvööndist ellipsoidi telje poole. Kuid magnetvoo sissetungimisel normaalsesse kihti jõujoonte tihedus ekvaatoril väheneb ja väljatugevus langeb alla kriitilise, s. t. ekvatoriaalvöönd peaks jällegi

olema ülijuhtivas olekus. Seda paradoksaalset nähtust uuris nõukogude füüsik L. D. Landau, kes leidis, et väljatugevuste $\frac{2}{3} H_c$ ja H_c vahel on ülijuhtiv ellipsoid nn. vahepealses olekus. $\frac{2}{3} H_c$ juures tekivad ellipsoidaalses ülijuhhis väga õhukesed normaalsed kihid paksude ülijuhtivate kihtide vahel: algab magnetvälja osaline sissetungimine katsekehasse. Edasisel väljatugevuse suurendamisel normaalsete kihtide paksus suureneb ja ülijuhtivail väheneb, kuni $H=H_c$ juures ülijuhtivad kihid kaovad: magnetvälja sissetung on nüüd täielik ja katsekeha magneetumine null (joon. 4, b).

Et erinevate lahutuspiirade moodustamisel katsekeha energia suureneb, iga keha aga püüab alati säilitada minimaalse energiaga seisundi, siis kihtide arv ei või olla liiga suur. See ei saa olla ka liiga väike, sest siis oleksid kihid liialt paksud ning tekiks jällegi ülalmainitud paradoksaalne olukord. Teooria ja eksperiment näitavad, et kahe kõrvuti asetseva kihi kogupaksus on ca 0,1 mm, mis jääb muutumatuks kogu vahepealse oleku vältel, sest normaalsete kihtide paksenemine magnetvälja tugevnemisel toimub ülijuhtivate kihtide arvel.

Katsekeha teistsuguse kuju puhul tekib üleminek vahepealsesse olekusse muidugi teistsuguse väljatugevuse juures. Näiteks magnetväljaga risti asetseva ülijuhtiva silindri puhul tekib lõhestumine väljatugevusel $\frac{1}{2} H_c$ (joon. 4, a).

ÜLIJUHTIVAD ELEMENDID JA ÜHENDID

Tänapäeval tuntud ülijuhtide hulk on võrdlemisi suur. Siia kuuluvad metallidest 24 elementi. Enamusel neist on kriitilised temperatuurid ja magnetväljad (need on toodud tabelis 1) väikesed. Kõrgeim kriitiline temperatuur on nioobiumil ($9,22^\circ\text{K}$), madalaim iriidiumil ($0,14^\circ\text{K}$). Võimalik, et veelgi madalamate temperatuuride juures esineb ülijuhtivus ka teistel puhastel metallidel.

Ülijuhtivus on avastatud ka umbes tuhandel ülijuhtivate metallide sulamil ja keemilisel ühendil, sealhulgas sulamitel mitteülijuhtivate metallidega. Huvitav on märkida, et ülijuhtivus võib esineda isegi sellistel ühenditel, mille kõik komponendid on puhtal kujul mitteülijuhtivad (näit. AuBi_2). Viimastel aastatel on leitud, et ka mõned pooljuhid võivad muutuda ülijuhtivaiks.

Mõningate sulamite kriitilised temperatuurid on palju kõrgemad kui puhastel metallidel. Seni saadud ülijuhtidest on kõrgeim T_c nioobiumi ja tina ühendil Nb_3Sn (ca 18°K). Teoreetilised arvutused näitavad, et mõnedel teistel ühenditel peaks T_c olema veelgi kõrgem. Näiteks on leitud, et Nb_3Si kriitiline temperatuur peaks olema $22,6^\circ\text{K} - 30,9^\circ\text{K}$.

Ka kriitilised magnetväljad on neil ühendeil palju suuremad kui puhastel metallidel. Nii ulatub see nioobiumi ja tsirkooniumi sulamil 6 miljoni A/m-ni, Nb_3Sn kriitiline magnetväli aga ületab 20 miljonit A/m.

Katsed näitavad, et ühe ja sama aine erinevatel kristallmodifikatsioonidel on kriitilised temperatuurid erinevad (näit. α La $4,8^\circ\text{K}$, β La $5,95^\circ\text{K}$). Järelikult sõltub ülijuhtivus ka aine kristallstruktuurist. Näiteks raud ja vismut ei ole tavaliselt ülijuhid. Ent ülijuhtivus esineb nende õhukestel kiledel, mis on saadud sadestamisel väga madala temperatuuri juures. Kile kuumutamisel, samuti pikemaajasel säilitamisel taastub normaalne olek. Ilmselt on põhjus kile kristallstruktuuri muutumises temperatuuri tõstmisel või kile pikemaajasel säilitamisel.

Sama tõestab katse kulla ja germaaniumi seguga, millest valmistatud kiles erinevate ainete kristallikesed asetsevad eraldi ja ülijuhtivust ei esine. Kui aga kile on saadud segu väga kiirel jahutamisel,* siis kristallikesed ei jõua korrapäraselt orienteeruda, nende asetus jääb kaootiliseks ja saadud kile on ülijuhtiv ($T_c = 0,35^\circ\text{K}$).

* Kuld ja germaanium sulatatakse tiiglis, mille põhjas on väike auk. August väljakukkuv sulametalli tilk lõmastatakse suruõhuhaamriga vasest alasil. Kuna vask on väga hea soojusjuht, siis tardub sulametall peaaegu silmapilkselt.

Tabel 1

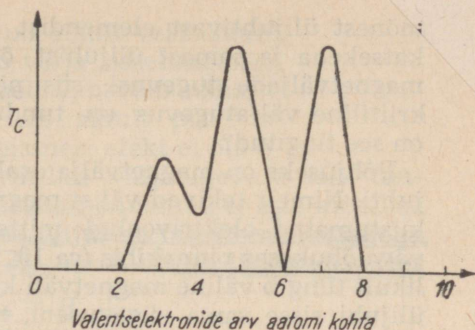
Elemendi nimetus	Keemiline tähistus	Kriitiline temperatuur T_c	Kriitiline magnetväli tuhandetes A/m
Alumiinium	Al	1,19	7,9
Kaadmium	Cd	0,56	2,4
Gallium	Ga	1,09	4,1
Hafnium*	Hf	0,35	—
Elavhõbe α	α Hg	4,15	32,8
Elavhõbe β	β Hg	3,95	27,1
Indium	In	3,41	22,5
Iriidium*	Ir	0,14	1,6
Lantaan α *	α La	4,8	—
Lantaan β *	β La	5,95	127,5
Molübdeen*	Mo	0,95	—
Niobium*	Nb	9,22	155
Osmium*	Os	0,8	5,2—6,5
Plii	Pb	7,19	64
Reenium*	Re	1,70	16
Ruteenium*	Ru	0,49	5,2
Tina	Sn	3,72	24,4
Tantaal	Ta	4,46	66,2
Tehneetsium*	Tc	8,2	—
Toorium*	Tn	1,39	—
Titaan*	Ti	0,40	8,0
Tallium*	Tl	2,39	13,0
Uraan α *	α Ur	0,6	160
Uraan γ *	γ Ur	1,80	—
Vanaadium*	V	5,30	104,5
Tsink	Zn	0,91	4,2
Tsircoonium*	Zr	0,56	3,7

* Üleminekuelemendid.

Peale kristallstruktuuri oleneb kriitiline temperatuur veel aatomi ruumalast, aatomi massist ja mitmetest teistest teguritest. Sõltuvust massist näitab 1950. a. avastatud nn. isotoopiline efekt: ühe ja sama aine erinevaid isotoopidel (massiarvud M on erinevad) on kriitilise temperatuuri ja massiarvu M vahel seos $T_c \sqrt{M} = \text{const}$.

Üleminekuelementidel (elemendid, mille elektronkatte eelviimane kiht ei ole täidetud) sõltub kriitiline temperatuur keskmisest valentselektronide arvust, s. o. keskmisest elektronide arvust välises elektronkihis. Kui

Joon. 6. Kriitilise temperatuuri T_c sõltuvus keskmisest valentselektronide arvust Z üleminekuelementidel.



näiteks sulam koosneb titaanist (valentselektronide arv $Z=4$) ja vanaadiumist ($Z=5$), siis keskmine valentselektronide arv on 4 ja 5 vahel olenevalt sellest, kui palju on sulamis protsentuaalselt titaani, kui palju vanaadiumi aatomeid.

1956. a. sõnastas USA füüsik B. T. Matthias need eksperimentaalselt avastatud seaduspärasused järgmiselt:

1) ülijuhtivus esineb ainult neil metallidel, mille valentselektronide arv Z on suurem kui 2 ja väiksem kui 8 ($2 < Z < 8$);

2) üleminekuelementide kriitilise temperatuuri T_c ja valentselektronide arvu vahelise funktsionaalse sõltuvuse graafik on kõverjoon (kõvera kuju on toodud joonisel 6). T_c maksimumid vastavad Z väärtustele 3, 5 ja 7 (viimased katsed näitavad, et see reegel ei kehti kõigi ühendite kohta).

3) Z iga väärtuse juures on eelistatud kindlad kristallstruktuurid ja kriitiline temperatuur on seda kõrgem, mida suurem on aatomi ruumala ja väiksem aatomi mass.

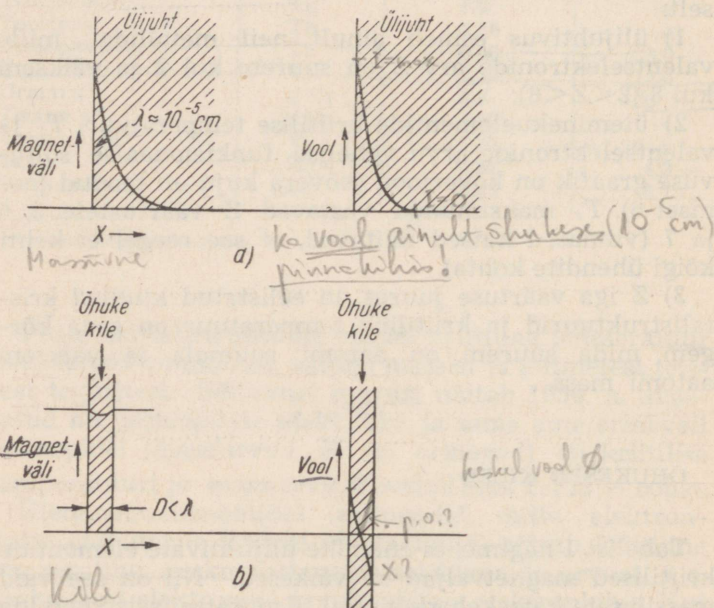
ÕHUKESED KILED

Tabelist 1 nägime, et enamike ülijuhtivate elementide kriitilised magnetväljad on väikesed. Nii on see vaid massiivsete katsekehade puhul. Kui katseliselt võrrelda

juhtivast elemendist valmistatud massiivse ja samast ülijuhist õhukese kile kriitiliste ade tugevusi, siis näeme, et õhukese kile iljatugevus on tunduvalt suurem. Millettud?

Pohjuseks on magnetvälja osaline sissetungimine ülijuhti. Nimelt tekivad välist magnetvälja ekraniseerivad kustumatud elektrivoolud mitte ülijuhi pinnal, vaid väga õhukeses pinnakihis (ca 10^{-5} cm sügavuseni). Järelikult tungib väline magnetväli kord-korralt nõrgenedes ülijuhi sisse sama sügavuseni, nagu näidatud joonisel 7, a. Massiivse katsekeha puhul, kui katsekeha mõõtmed on tuhandeid kordi suuremad välja sissetungimise sügavusest λ , võime viimasest tulenevaid efekte mitte arvestada ja lugeda, et magnetvoo tihedus B on võrdne nulliga kogu katsekeha ulatuses. Ent õhukese kile

Joon. 7. Magnetvälja sissetung ja ekraniseerivate voolude tugevus massiivses katsekehas (a) ja õhukeses kiles (b).



puhul, mille paksus D on ainult veidi suurem või isegi väiksem kui λ , muudab välja sissetungimine tunduvalt ülijuhi omadusi. Jooniselt 7, b võib näha, et sel juhul on väljatugevus kile sees ainult pisut väiksem kui väljaspool kilet, s. t. Meissneri efekt ei ole enam täielik. See põhjustabki kile kriitilise väljatugevuse H_{ck} tunduva suurenemise. Katseliselt on leitud, et kile kriitilise väljatugevuse ja samast ülijuhust massiivse katsekeha kriitilise väljatugevuse H_c vahel kehtib ligikaudne seos

$$H_{ck} = H_c \frac{\lambda}{D},$$

kus λ on magnetvälja sissetungimise sügavus massiivsesse ülijuhti.

Seega peaks kile kriitiline väljatugevus kile paksuse vähenemisel piiramatult kasvama. Tegelikult see aga nii ei ole. Nagu näitas Clogston 1963. a., on ka üliõhukese kile kriitiline väljatugevus piiratud nn. Pauli paramagnetismiga. Sellel küsimusel peatume veel hiljem.

Suure kriitilise väljatugevuse tõttu rakendatakse ülijuhtivaid kilesid tänapäeval laialdaselt mitmesugustes ülijuhtivates seadmetes, kus on vajalikud suured välja- ja voolutugevused.

MADALATE TEMPERATUURIDE SAAMINE JA SÄILITAMINE

Nagu juba öeldud, on enamike ülijuhtide kriitilised temperatuurid alla 10°K . Niivõrd madalate temperatuuride saamine on võimalik vaid katseseadmete jahutamisel vedela heeliumiga.

Vedelate gaaside kasutamine püsivate madalate temperatuuride saamiseks põhineb vedelike keemistemperatuuride jäävusel vedeliku täieliku aurumiseni.

Vedelat gaasi hoitakse nn. Dewari anumad (tavaliselt tuntakse seda termosnõuna). Võimalikult hea soojusisolatsiooni saamiseks on Dewari anuma seinad kahekordsed, nendevaheline ruum on hoolikalt õhust tühjaks pumbatud. Soojuskiirguse vähendamiseks anuma seinad hõbetatakse. Kõik see vähendab soojuse juurdevoolu

ümbritsevast ruumist ja gaasi aurumine toimub palju aeglasemalt kui tavalisest nõust. Kui vedela gaasiga täidetud Dewari anumasse asetada jahutatav katseseade, siis viimane jahtub gaasi keemistemperatuurini, mis püsib kogu gaasi aurumiseni. Püsiva temperatuuri tõttu võib sellises nõus sooritada ka pikemaajalisi katseid. Dewari anum kujutabki endast lihtsaimat krüostaati — seadist madala temperatuuri saamiseks ja säilitamiseks.

Katsekeha temperatuuri on võimalik muuta, kui krüostaat ühendada vaakumpumbaga. Nimelt sõltub vedeliku keemistemperatuur gaasi rõhust vedeliku pinnale ja väheneb rõhu vähenemisel. Vaakumpumba töötamisel pumbatakse osa gaasi krüostaadist välja, rõhk väheneb ja temperatuur krüostaadis langeb. Nii võib saadavate temperatuuride diapasoni tunduvalt laiendada. Enam kasutatavate gaaside keemistemperatuurid ja nendega saavutatavad temperatuuride diapasonid on toodud tabelis 2. Siit on näha, et temperatuure alla 10°K võib saada vaid vedela heeliumiga.

Tabel 2

Gaas	Keemistemperatuur normaalrõhul $^{\circ}\text{K}$	Saadavate temperatuuride diapason $^{\circ}\text{K}$	Auramissoojus cal/g
Hapnik	90,1	54—90,1	52
Lämmastik	77,3	63—77,3	47,8
Vesinik	20,4	10—20,4	106,8
Heelium	4,2	1—4,2	5,2

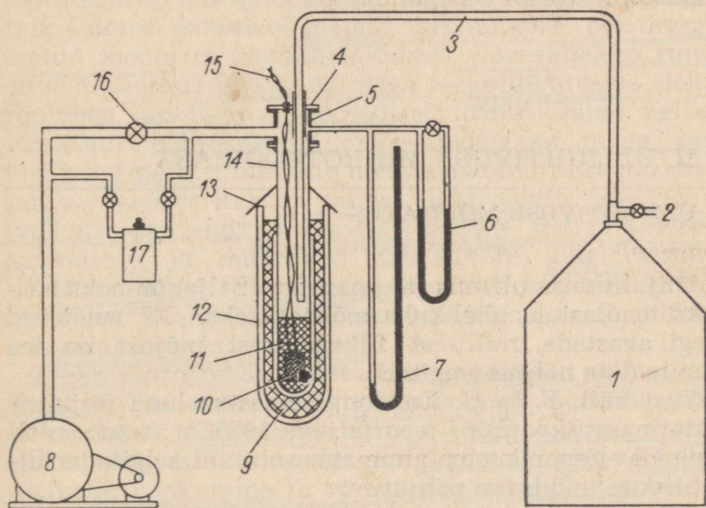
Heeliumi kasutamine on seotud mõningate raskustega, sest tema aurumissoojus on palju väiksem kui teistel gaasidel. Seetõttu ei saa vedelat heeliumi säilitada tavalistes Dewari anumates: neist auruks see liiga kiiresti. Tuleb võtta kasutusele mitmekordne soojusisolatsioon: vedela heeliumiga täidetud Dewari anum asetada omakorda teise, vedela lämmastikuga täidetud nõusse. Vedela lämmastiku kiht, neljakordsed hõbetatud klaasseinad ja kahekordne sügav vaakuum kindlustavad küllalt hea soojusisolatsiooni, mille tõttu heeliumi aurumine väheneb miinimumini.

Pealt kaetakse heeliuminõu soojust isoleeriva plaa-

diga, mille külge kinnitatakse ka katseseade. Temperatuuri muutmiseks ühendatakse nõu vaakumpumbaga. Eriseade — manostaat — hoiab rõhu nõus konstantsena suure täpsusega. Temperatuuri mõõtmiseks ühendatakse heeliuminõu manomeetritega, sest rõhu järgi määratakse kindlaks nõus valitsev temperatuur.

Joonisel 8 on toodud laboratoorse krüostaadi skeem. Taolises krüostaadis võib sooritada ka pikemaajalisi katseid. Heeliumikulu on võrdlemisi väike. Kui heeliuminõu ülaosa ja ühendustorusid täiendavalt jahutada külmade heelumiaurudega, siis võib vedela heeliumi aurumist vähendada 0,01 liitrini tunnis.

Vedela heeliumiga saab praktiliselt temperatuuri kuni 1°K . Veelgi madalamate, nn. ülimaldate temperatuuride saamiseks kasutatakse erimeetodit — adiabaatilist demagnetiseerimist. Meetod põhineb asjaolul, et mõnin-



Joon. 8. Laboratoorse krüostaadi skeem:

1 — Dewari anum vedela heeliumi hoidmiseks, 2 — gaasilise heeliumi võrk, 3 — šifoontoru krüostaadi täitmiseks, 4 — soojusisoleeriv plaat, 5 — ühendustorude harumuhv, 6 — õlimanomeeter, 7 — elavhõbemanomeeter, 8 — vaakumpump, 9 — vedel lämmastik, 10 — katsekeha, 11 — vedel heelium, 12 — väline Dewari anum, 13 — koonus, 14 — sisemine Dewari anum, 15 — katsekeha sisendjuhtmed, 16 — ventiilid, 17 — manostaat.

gate paramagnetiliste soolade temperatuur langeb nende demagnetiseerimisel. Selle meetodiga on võimalik saada temperatuure isegi alla $0,1^{\circ}\text{K}$.

Vedela heeliumi saamine oli veel paarkümmend aastat tagasi tõsiseks probleemiks. Tänapäeval toodetakse vedelat heeliumi tööstuslikult piisavas koguses. Heeliumi veeldamiseks kasutatakse mitmesuguse konstruktsiooniga heeliumi veeldajaid. Gaasi temperatuuri esialgne vähendamine toimub nn. detandrites, kus gaas jahtub ca 10°K -ni. Lõplikuks jahutamiseks kasutatakse Joule-Thompsoni efekti: teatavast temperatuurist, nn. inversioonitemperatuurist (heeliumil on see 51°K) madalama temperatuuriga gaas jahtub voolamisel läbi poorse vaheseina kõrgema rõhuga anumast madalama rõhuga anumasse. 10°K temperatuuriga heelium jahutubki lõplikult veeldumistemperatuurini Joule-Thompsoni ventiili läbimisel. Veeldatud heeliumi hoitakse kahekordsetes Dewari anumates.

II. ÜLIJUHTIVUSE MIKROTEOORIAST

ÜLIJUHTIVUSE MÕISTATUS

Ülijuhtivuse olemus jäi enam kui neljakümneks aastaks teadlastele täielikuks mõistatuseks. Ei suudetud isegi avastada, millisest füüsikalisest mõjust on see kummaline nähtus tingitud.

Tõsi küll, F. ja G. Londonil õnnestus luua ülijuhtivuse makroskoopiline teooria juba 1935. a., kuid see oli kirjeldav-fenomenoloogiline ega suutnud selgitada ülijuhtivuse tekkimise põhjust.

Eriti keeruliseks tegi probleemi asjaolu, et ülijuhtivust põhjustav mõju pidi olema väga nõrk, sest sellest tingitud energia vähenemine ülijuhtivas faasis on suurusjärgus 10^{-7} — 10^{-8} elektronvolti ühe aatomi kohta. See on miljoneid kordi väiksem elektroni omaenergiast metallis (ca 10—20 eV) ja elektronide kulonilisest tõukumisest tingitud energiamuutusest (ca 1 eV elektroni

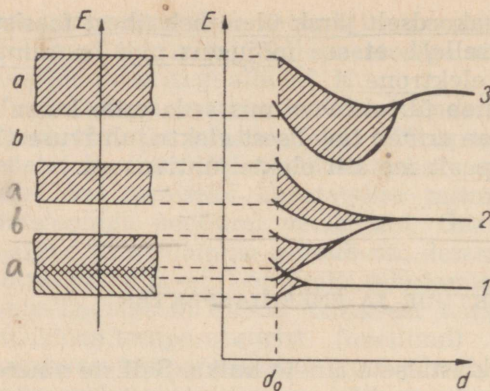
kohta). Ülijuhi erakordselt järsk üleminek ühest faasist teise aga vihjas sellele, et see mõjustus pidi haarama väga suurt hulka elektrone.

Milles siis seisneb ülijuhtivus, mis seda esile kutsub ja mille poolest see erineb tavalisest elektrijuhtivusest? Tutvumegi kõigepealt metalli elektrijuhtivusega.

METALLI STRUKTUUR JA ENERGIASPEKTER

Metall kuulub kristalsete ainete hulka. Selliste ainete omapäraks on nende struktuur: aineosakesed (aatomid, molekulid või ioonid) asuvad neis korrapäraselt, kindlatel kaugustel üksteisest, moodustades nn. kristallvõre — kujuteldava ruumilise võre, mille igas sõlmepunktis asub üks aineosake. Erinevalt teistest kristalsetest ainetest koosneb metalli kristallvõre positiivselt laetud ionidest (aatomijääkidest), võrevaheline ruum on aga täidetud elektrongaasiga — kollektiivsete elektronidega, mis liiguvad kaootiliselt ionide vahel. Sellise struktuuri põhjuseks on aatomitevaheline tugev vastastikune mõju, mille tõttu metalli aatomid võre moodustumisel ioniseeritakse: välise elektronikihi elektronid (valentselektronid) kaotavad sideme individuaalsete aatomitega ja muutuvad kristallvõre kõigi ionide «ühisomandiks». Elektrongaas määrab mitmed metalli omadused ja ongi selleks «tsementeerivaks materjaliks», mis hoiab koos kristallvõret.

Elektrongaasist on tingitud ka metalli hea elektrijuhtivus. Välise elektrivälja rakendamisel metallile saab elektrongaas täiendava kiiruse välja suunas: tekib elektrivool, millele avaldavad takistust võre ionide soojuslik võnkumine ja võres esinevad defektid (võõra aine aatomid, võre mehaanilised pinged jne.). Kuna kristallvõre vönkeamplituud sõltub temperatuurist ja väheneb selle langemisel, siis madala temperatuuri juures on vönkeamplituud väga väike ja elektronide liikumist praktiliselt enam ei sega. Võredefektid aga temperatuurist ei sõltu ja neist olenev takistus säilib, mistõttu tavalisel metallil esinebki nn. jääktakistus



lubatud
keelatud
kristallide
faasid
(kõrgel ϵ del
ühemüruud)
asuvad
lühematel
tsoonid,
milles peab
asuma
kogu energia!

Joon. 9. Eraldiseisvate aatomite energianivoode lõhestumine tsoonideks kristalli moodustumisel:

a – lubatud tsoon, b – keelutsoon, d – aatomitevaheline kaugus, d_0 – kaugus, mille juures aatomivahelised mõjud muutuvad küllalt tugevaks.

iseigi 0°K juures. Seega ülijuhtivust ei saa põhjendada metallide klassikalise elektronteooriaga.

Vaatleme sedasama probleemi kvantmehaanika seisukohalt.

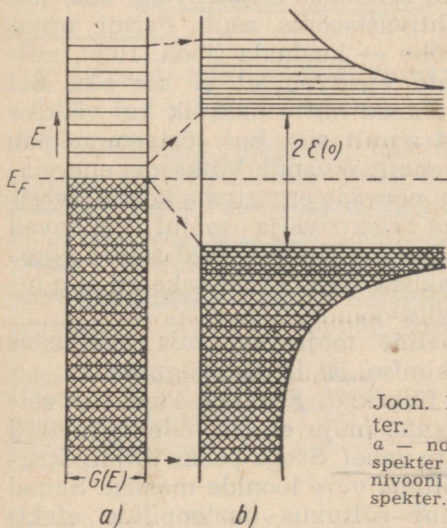
Kristallide kvantteooria (tsooniteooria) järgi koosneb metalli energiaspekter* vaheldumisi asetsevaist lubatud ja keelatud energiatsoonidest. Tsoonide tekkimise põhjuseks on aatomitevaheline tugev vastastikune mõjustus kristallis, mille tagajärjel üksikute aatomite valentselektronidele vastavad diskreetsed energianivood lõhenevad ja laienevad (joon. 9): diskreetse energianivoo asemele tekib lubatud energiatsoon (joon. 9, a), milles on palju üksteisele väga lähedal asuvaid energianivoosid. Igal sellisel energiavool võib nn. Pauli print-

* Süsteemi energiaspektriiks nimetatakse kõikvõimalikke energiasid, mida süsteemi kuuluvad osakesed võivad omada. Energiaspekter koosneb diskreetsetest (eraldi seisvatest) energianivoodest, mis vastavad lubatud energiatele. Mida kõrgemal nullnivoost asub energianivoo, seda suuremale energiale ta vastab.

siibi järgi asuda vaid kaks elektroni — üks spiniga** $+1/2$, teine spiniga $-1/2$. Rohkem elektrone sinna ei mahu. Lubatud tsoonide vahel asuvad keelutsoonid (joon. 9,b), millele vastavaid energiad elektronidel ei saa olla.

Ergastamata olekus, s.o. 0°K juures ja välise elektromagnetilise välja puudumisel on alumised tsoonid elektronide poolt täidetud täielikult, kõige ülemine tsoon (seda nimetatakse juhtivustsooniks) aga vaid teatava energianivoo — Fermi nivoo — Fermi nivoo (vt. joonis 10,a). Allpool Fermi nivoo on kõik energianivood täidetud, ülalpool aga tühjad. Seega on Fermi nivoole vastav Fermi energia see maksimaalne energia, mida võib omada ergastamata elektron metallis.

Soojuslikul või elektromagnetilisel ergastamisel saab mõni elektron täiendava energiakvandi ja läheb seetõttu



Joon. 10. Metalli energiaspekter.

a — normaalse metalli energiaspekter (nivood on täidetud Fermi nivoo E_F), b — ülijuhi energiaspekter.

** Spin — liikumishulga moment, üks elementaarosakeste iseloomustajaid. Põhimõtteliselt eristatakse täisarvulise (0, 1, 2) spiniga osakesi — bosoone ja poolarvulise ($-1/2$, $+1/2$) spiniga osakesi — fermione. Viimaste hulka kuulub ka elektron. Pauli printsiip kehtib ainult fermionide kohta. Bosoone võib igal energianivool olla ükskõik kui palju.

üle mõnele seni tühjale energianivoole ülalpool Fermi nivood. Tekib kaks nn. kvasiosakest: antud juhul ergastatud elektron ülalpool Fermi nivood ja «auk» (tühi koht) allpool Fermi nivood. Kui ergastamine toimub välise elektriväljaga, siis saavad kvasiosakesed täiendada kiiruse (elektron välja suunas ja sellele vastu «auk», mida võib vaadelda kui positiivselt laetud osakest). Elektrivool seisnebki kvasiosakeste suunatud liikumises. Et aga kvasiosakesed pörkuvad liikumisel võredefektidele ja hajuvad neilt, siis kaasneb vooluga alati elektritakistus.

Kuna energianivood asuvad juhtivustsoonis üksteisele väga lähedal, siis kvasiosakeste tekitamiseks piisab väga nõrgast väljast. Järelikult seletab tsooniteooria sellisel kujul küll metalli head elektrijuhtivust, kuid mitte ülijuhtivust.

Tsooniteooriaga võib seletada ülijuhtivust siis, kui oletada, et ülijuhi juhtivustsoonis asub Fermi nivoo ümber energeetiline lõhe — keeluala (joon. 10,b), millele vastavaid energiasid elektronidel ei saa olla. Sel juhul tekivad kvasiosakesed mitte ükskõik kui väikese ergastuse korral, vaid ainult siis, kui süsteem neelab lõhe laiusest suurema energiakvandi. Väiksema energiakvandi neelamisel, s. o. nõrkade ergastuste korral kvasiosakesi ei teki. Nõrga elektrivälja mõjul hakkavad elektronid küll liikuma välja suunas, kuid sellist liikumist võredefektid ei takista, kuna kvasiosakesed puuduvad. See ongi ülijuhtivus.

Ent elektronidevaheline mõjustus, mis põhjustas energeetilise lõhe tekkimise, jäi ikkagi selgusetuks.

1950. a. tuli inglise füüsik H. Fröhlich ideele, et selleks on nõrk vastastikune mõju elektronide ja metalli kristallvõre võnkumiste vahel. Seega peaks ülijuhi kriitiline temperatuur sõltuma võre ionide massist. Samal aastal avastatigi selline sõltuvus (isotoopiline efekt) eksperimentaalselt, kuid selgus, et energiamuutus tuli 10^3 — 10^4 korda suurem tegelikust.

1956. a. avastas L. N. Cooper nn. Cooperi efekti: nõrk vastastikune mõjustus elektronide vahel kristallvõre võngete kaudu viib elektronide ühinemisele elektronpaarideks.

Aasta hiljem näitasid J. Bardeen, L. N. Cooper ja

J. W. Schriffer, et elektronpaaride tekkimine ongi ülijuhtivuse põhjuseks, sest siis elektronide energia väheneb paaride seoseenergia võrra ja süsteemi energiaspektris tekibki energeetiline lõhe.

Arvutused näitasid, et energeetiline efekt tuleb sel juhul õiges suurusjärgus. Normaalses faasis elektronpaarid puuduvad, kõik teised mõjustused on aga mõlemas faasis ühesugused.

See idee ongi ülijuhtivuse mikroteooria — Bardeeni-Cooperi-Schriefferi (BCS) teooria aluseks.

Täiesti iseseisvalt jõudis teistsugust, palju rangemat, matemaatilist meetodit kasutades 1958. a. ülijuhtivuse teooria loomisele nõukogude matemaatik N. N. Bogoljubov koos kaastöötajatega.

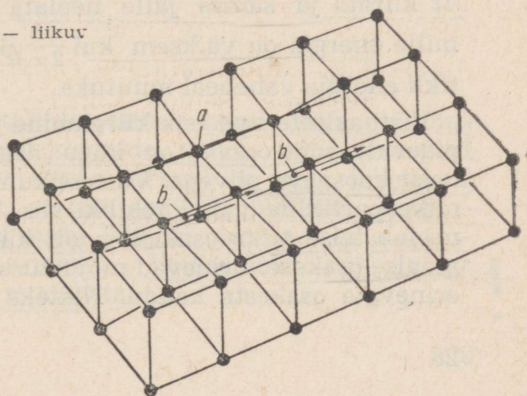
Tutvume lähemalt selle elektronidevahelise, nn. elektron-fonoon-elektron mõjustuse mehhanismiga.

ELEKTRON-FONOON-ELEKTRON MÕJUSTUS

Vaatleme kaht elektroni, mis liiguvad teineteise järel läbi metalli kristallvõre (joon. 11). Kuna kristallvõre koosneb positiivselt laetud ionidest, elektron on aga laetud negatiivselt, siis ionide ja elektronide vahel tekib vastastikune külgetõmme, mille mõjul kristallvõre polariseerub: ioonid nihkuvad veidi oma tasakaaluasendest elektroni suunas. Elektroni liikumine teki-

Joon. 11. Elektroni liikumine kristallvõres ja elektronidevahelise külgetõmbe tekkimine:

a — kristallvõreioon, *b* — liikuv elektron.



tab võres häirituse. Teine elektron, liikudes esimese järel sama teed mööda, satub nüüd juba polariseeritud võre mõju alla. Kuna ioonid asuvad teise elektroni liikumisteele lähemal (polarisatsiooni tõttu), siis avaldavad need ka elektronile suuremat külgetõmmet. Nii tekibki vastastikune külgetõmme kahe elektroni vahel kristallvõre kaudu: esimene elektron tõmbab enda poole võre ioone, viimased omakorda teist elektroni.

Selline käsitlus on muidugi vaid ligikaudne ja annab meile ainult kvalitatiivse pildi elektronide ja võre omavahelisest mõjust. Protsessi kvantitatiivseks uurimiseks kasutatakse kvantväljade teooria meetodeid, mille järgi kirjeldatud protsessi vaadeldakse nn. virtuaalsete fonoonide vahetusena elektronide vahel. Siit ka nimetus elektron-fonoon-elektron mõjustus.

Kvantväljade teoorias vaadeldakse kõiki mikropartiklite vahel mõjuvaid jõude kui reaalsete või virtuaalsete osakeste vahetuse tulemust mikroosakeste vahel.

Virtuaalseiks nimetatakse selliseid osakesi, mille tekkimine ei ole kooskõlas energia jäävuse seadusega selle klassikalisel kujul. Mikroosake (näiteks elektron) võib kiirata ja samas jälle neelata virtuaalse osakese ka siis, kui tal reaalse osakese kiirgamiseks energiat ei jätku. Virtuaalsete osakeste eksisteerimise võimalus järeldub kvantmehaanikas tuntud määramatuse relatsioonist: mikroosakese energia ei ole lühikese ajahetke Δt jooksul täpselt määratav, energia määramatuse ΔE ja aja Δt vahel kehtib seos $\Delta E \Delta t = \frac{h}{2\pi}$, kus h on Plancki konstant, mis võrdub $6,6252 \cdot 10^{-34}$ J·s. Siit tulenebki, et mikropartikkel võib lühikeseks ajaks Δt kiirata ja samas jälle neelata virtuaalse osakese, mille energia on väiksem kui $\frac{h}{2\pi \Delta t}$, ilma et mikropartikli energia vahepeal muutuks.

Virtuaalsete osakeste kiirgamine ja neelamine toimub pidevalt: mikroosake on kogu aeg nagu ümbritsetud neist koosneva pilvega. Vastastikune mõjustus süsteemi mikropartiklite vahel tekibki siis, kui üks mikroosake neelab teise mikroosakese poolt kiiratud virtuaalse või reaalse osakese. Erinevad mõjustused toimuvad muidugi erinevate osakeste kaudu. Näiteks elektromagnetilised

mõjustused toimuvad virtuaalsete või reaalsete footonite vahetusel. Ka kristallvõre kujutab endast vastastikusel mõjutuses olevate osakeste süsteemi. Viimane on alatises soojuslikus võnkumises. Kristallvõre nn. nullvõnked säilivad isegi 0°K juures. Igasugust võnkumist võib aga lahutada normaalvõnkumisteks ja seada nendega vastavusse kvasiosakesed. Nii nagu footonid (elektromagnetilise välja kvandid) seatakse vastavusse elektromagnetiliste võnkumistega, nii ka fonoonid (helikvandid) seatakse vastavusse kristallvõre soojuslike võnkumistega. Energia ülekannet kehas võib vaadelda fonoonide liikumisena.

Elektronide vastastikune mõjustus kristallvõre võnkumiste kaudu toimubki virtuaalsete fonoonide vahetuse tulemusena. Üks elektron kiirgab virtuaalse fonooni (reaalse fonooni kiirgamiseks tal energiat ei jätku), mille teine elektron neelab. Tulemuseks on vastastikune mõjustus elektronide vahel, mis võib seisneda nii vastastikusel tõmbumises kui ka tõukumises. Tõmbejõud tekivad vaid sel juhul, kui virtuaalse fonooni energia on suurem kui kummagi elektroni energia muutumine protsessi vältel.

Kuid peale tõmbejõudude mõjuvad elektronide vahel veel kulonilised tõukejõud, mis on tingitud elektronide samanimelistest laengutest. Tõmbe- ja tõukejõudude suhtest olenebki, kas elektronpaarid tekivad või mitte. Kaks elektroni ühinevad elektronpaariks vaid siis, kui nendevahelised tõmbejõud on suuremad kulonilistest tõukejõududest. Seepärast ei olegi kõik metallid ülijuhid.

ELEKTRONPAARID

Ülijuhtivatel metallidel esineb resultatiivne tõmbumine ainult nende elektronide vahel, mille energiad põhiseisundis (ergastamata olekus) on väga lähedased Fermi energiale, s. o. mis asuvad õhukeses energianivoode kihis Fermi pinna lähedal. Ainult need elektronid ühinevad paaridesse. Väiksemate energiatega elektronid paare ei moodusta.

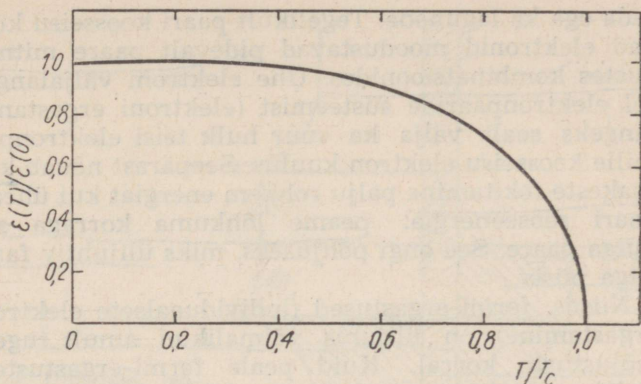
Elektronpaaride moodustumisel kogu süsteemi energia väheneb paaride seoseenergia võrra. Süsteem läheb üle stabiilsemasse, väiksema energiaga seisundisse. Teoreetiliselt on võimalik tõestada, et süsteemi energia väheneb kõige rohkem siis, kui tekkivad paarid on omavahel eristamatud. Ka paaride koguimpulsid ja koguspinid peavad olema nullid, s. t. paarid moodustuvad elektronidest, mille impulsid ja spinid on võrdsed ja vastassuunalised. Ülijuhi ergastamata olekus on sellistesse elektronpaaridesse koondunud kõik need elektronid, mis asuvad õhukeses nivoode kihis Fermi pinna lähedal. Selle kihi paksus on samas suurusjärgus fonoonide keskmise energiaga metallis.

Paaride moodustumisel elektronide energia väheneb ja neile vastavad energianivood nihkuvad allapoole. Seetõttu tekibki ülijuhil Fermi nivoo alla keelutsoon (nivoodest vaba tsoon), mille laius võrdub poolega paari seoseenergiast. Nivoode tihedus allpool tekkinud keelutsooni muutub ebauhtlaseks, nagu oli näha joonisel 10, b.

Samasugune energianivoode nihe, ainult ülespoole, on toimunud ka kvasiosakestele vastavas spektriosas ülalpool Fermi nivood.

Seega avaneb elektronpaaride moodustumisel metalli energiaspektris energeetiline lõhe laiusega $2\varepsilon(0)$.

Selle põhjus peitub paari seoseenergiast, sest süsteemi kõige madalam ergastatud seisund on selline, kus ergastatud on üksainus elektron ja see asub kõige madalamal nivool kvasiosakestele vastavas spektriosas. Kõik teised elektronid on aga põhiseisundis. Ülijuhis võib selline seisund tekkida vaid siis, kui elektronpaar neelab energiakvandi, mis on suurem paari seoseenergiast. Paar lõhestub kaheks elektroniks, millest üks jääb endisele nivoole, teine aga ergastub ja läheb kõrgemale nivoole, s. t. tekib kvasiosake. Ergastatud elektroni energia ei saa aga olla väiksem neelatud energiakvandist, s. o. seoseenergiast (arvates elektroni energiast paaris). Tähistame seoseenergia $2\varepsilon(0)$ -ga. Põhiseisundis oli kõige kõrgem nivoo Fermi nivoo madalam poole seoseenergia, s. o. $\varepsilon(0)$ võrra, elektroni ergastamiseks oli aga vaja vähemalt seoseenergiaga võrdne energiakvant, s. o. $2\varepsilon(0)$. Järelikult asub ergastatud elektron nivool, mis on $\varepsilon(0)$ võrra kõrgemal Fermi nivoo. Seega energeeti-



Joon. 12. Energeetilise lõhe laiuse olenevus temperatuurist.

lise lõhe laius on $2\epsilon(0)$ ja ta on sümmeetriline Fermi nivoo suhtes.

Erinevail ülijuhtidel on lõhe laius erinev. BCS-i teoorias näidatakse, et lõhe laius on võrdeline ülijuhi kriitilise temperatuuriga.

Temperatuuri tõstmisel lõhe laius väheneb ja muutub T_c juures nulliks (joon. 12).

Energeetiline lõhe Fermi nivoo ümber ongi see peamine, mis eristab ülijuhtivat faasi normaalsest faasist. Viimasel ajal on avaldatud arvamust, et mõnõngail metallidel (üleminekumetallidel) tekib energetiline lõhe mitte ainult paaride moodustumise tõttu, vaid ka teistel põhjustel. Vaatamata sellele, milline mõjustus on lõhe põhjustajaks, tekib sellise lõhe puhul ülijuhtiv faas. Energeetilise lõhe tõttu ei ole üksikute elektronide ergastamine, mida nimetatakse fermi-ergastuseks, nõrkade mõjustuste (nõrga elektri- või magnetvälja) korral võimalik, kvasiosakesed ei saa tekkida, järelikult puudub ka takistus.

Kvasiosakeste tekkimist takistab veel üks tähtis asjaolu, mida me seni ei arvestanud. Asi seisneb selles, et kujutus individuaalsetest elektronpaaridest on suurel määral idealiseeritud. Elektronpaaride tekkimine on kollektiivne protsess, millest võtab osa kogu süsteem tervikuna. Üksainus elektronpaar ei saaks üldsegi tek-

kida ega ka laguneda. Tegelikult paari koosseisu kuuluvad elektronid moodustavad pidevalt paare mitmesugustes kombinatsioonides. Ühe elektroni väljalangemisel elektronpaaride süsteemist (elektroni ergastamisel) langeks sealt välja ka suur hulk teisi elektronpaare, mille koosseisu elektron kuulus. Seepärast nõuab kvasiosakeste tekitamine palju rohkem energiat kui üheainsa paari seoseenergia: peame löhkuma korraga suure hulga paare. See ongi põhjuseks, miks ülijuhtiv faas on väga püsiv.

Niisiis, fermi-ergastused (individuaalsete elektronide ergastamine) on ülijuhis võimalikud ainult tugevate mõjustuste korral. Kuid peale fermi-ergastuste on elektronpaaride süsteemil võimalikud veel nn. kollektiivsed bose-ergastused. Ergastusenergia kandjaks on siin elektronpaarid. Bose-ergastused tekivad nõrkade mõjustuste korral, millest ei piisa paaride löhkumiseks. Kuna elektronpaarid kristallvõre defektidelt ei haju, siis nõrga välja mõjul tekibki ülijuhis takistuseta vool. Nii on see 0°K juures. Temperatuuri tõusmisel osa paare soojusenergia tõttu laguneb ja tekivad kvasiosakesed. Osa elektronpaare aga säilib kuni kriitilise temperatuurini. Elektriväljas saavad kiirenduse mõlemad — nii elektronpaarid kui ka kvasiosakesed — ning vool ülijuhis kujutab endast tegelikult kahe voolu summat. Esimene on ülijuhtiv, takistuseta vool, teine aga tavaline vool, mis allub Ohmi seadusele.

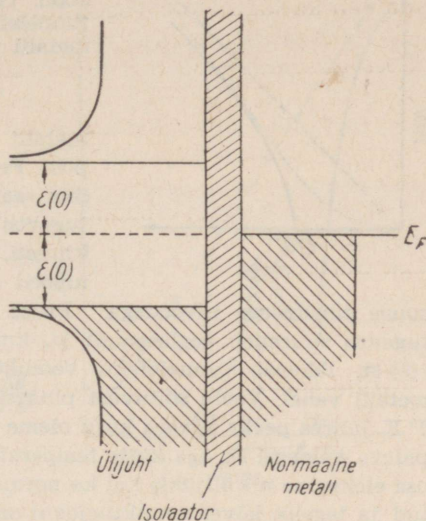
Fermi
tag. keh.
max-d
n paaris.

seg. $E = q\phi$ II vool
 $V = \mathcal{E}l$ pumbab
eliksi \rightarrow $I \cdot d\phi$

TUNNELEFEKT

Energeetilise lõhe olemasolu ülijuhi energiaspektris tõestavad mitmed katsed, mis võimaldavad ka lõhe laiust eksperimentaalselt mõõta. Üheks selliseks on tunneleffekt, mille ülijuhtidel avastas norralane I. Giaver alles üsna hiljuti, 1960. a.

Tunneleffekt ülijuhtidel seisneb elektronide «imbumises» läbi õhukese isolatsioonikihi ülijuhi ja normaalse metalli või kahe ülijuhi vahel. Klassikalise elektrodünaamika seisukohalt ei ole selline läbimine potentsiaalsest barjäärist (isolatsioonikihist) võimalik. Kvantmehaanika seisukohalt on see aga võimalik teatava tõenäosusega, kui teisel pool barjääri võib elektron sattuda



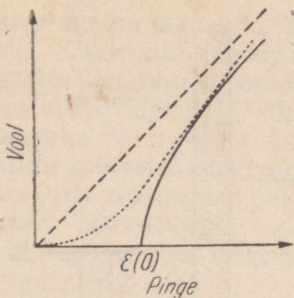
Joon. 13. Ülijuhist, isolaatorist ja normaalsest metallist koosnev «sandwich».

sama kõrgele või madalamale energianivoole. Läbimineku tõenäosus on seda suurem, mida õhem on potentsiaalne barjäär ja mida suurem on täidetud nivoo tihedus ühel pool ja samal kõrgusel või madalamal asuvate vabade nivoo tihedus teisel pool barjääri.

Joonisel 13 on näidatud ülijuhist, isolaatorist ja normaalsest metallist koosneva «sandwich'i» energianivood 0°K juures. Normaalsel metallil on nivood täidetud Fermi nivoo E_F ülijuhil energeetilise lõhe alumise piirini $E_F - \varepsilon(0)$.

Kuna Fermi nivood mõlemal pool barjääri on ühel kõrgusel ja energianivood Fermi nivoo üle tühjad, allpool aga vabu kohti ei ole, siis mingit tunneleefekti ei ole.

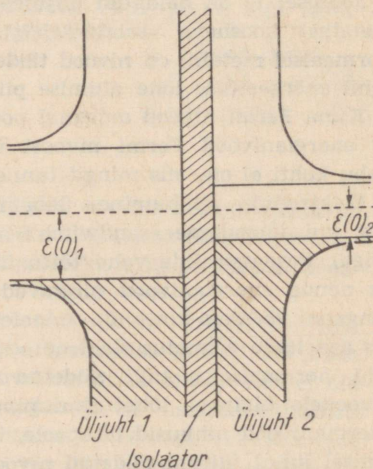
Elektronide «imbumine» läbi isolatsioonikihi võib tekkida siis, kui ühendame «sandwich'i» pingegaallikaga (näiteks patareiga). Potentsiaalide vahe tõttu ülijuhil ja normaalses metallis nende energianivood nihkuvad teineteise suhtes. Seni kui pinge on väiksem kui $\varepsilon(0)$, tunneleefekti ei teki. Pinge $\varepsilon(0)$ juures aga tekib võimalus elektroni «imbumiseks» läbi isolatsioonikihi normaalse metalli täidetud nivoodelt ülijuhi tühjadele nivoodele ülalpool lõhet (kui pinge mõjul normaalse metalli energianivood nihkusid ülespoole, ülijuhil aga allapoole; vastupidisel juhul ülijuhi täidetud nivoodelt allpool lõhet normaalse



Joon. 14. Voolu sõltuvus pingest tunneliefektil ülijuhi ja normaalse metalli vahel.

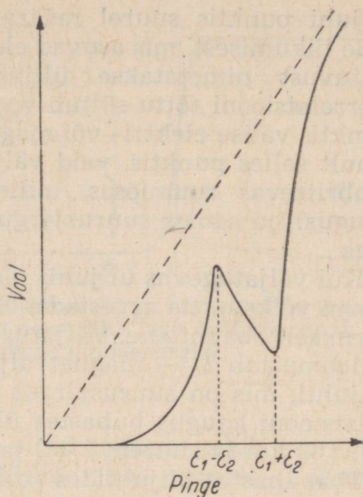
metalli täitmata nivoodele ülalpool Fermi nivood). Tekib vool läbi «sandwich'i». Esialgu voolutugevus kasvab pinge tõstmisel kiiresti, sest normaalse metalli nivood satuvad kohakuti ülijuhi suure tihedusega nivoodega. Pinge edasisel tõstmisel voolutugevus suureneb aeglasemalt ja, kui pinge on palju suurem $\epsilon(0)$ -st, läheneb tunneliefekti voolukõverale kahe normaalse metalli vahel. Voolu sõltuvust pingest on näidatud joonisel 14. 0° K juures peaks kõvera kuju olema selline, nagu on näidatud pideva joonega. Et aga katse temperatuur on alati üle 0° K , siis osa elektrone nii ülijuhis kui ka normaalses metallis on ergastatud ja tegelik kõver (punktirjoon) on veidi teistsugune.

Palju täpsemalt võib energetilise lõhe laiust määrata tunneliefektist kahe ülijuhi vahel. Ülijuhid valitakse sellised, et nende kriitilised temperatuurid, seega ka lõhede laiused oleksid erinevad (joon. 15). Tunneliefekt peaks tekkima pinge $\epsilon(0)_1 + \epsilon(0)_2$ juures. Et katsetemperatuur on kõrgem 0° K -st, siis osa elekt-



Joon. 15. Kahest ülijuhist ja isolaatorist koosnev «sandwich».

Joon. 16. Voolu sõltuvus pingest tunneliefektil kahe ülijuhi vahel.



rone on ergastatud seisundis ja tunneliefekt tekib varem: saame joonisel 16 kujutatud voolukõvera. Kõvera langev osa $\varepsilon(0)_1 - \varepsilon(0)_2$ ja $\varepsilon(0)_1 + \varepsilon(0)_2$ vahel on tingitud sellest, et siin ühtivad ühe ülijuhi ergastatud nivood teise ülijuhi energeetilise lõhega, mis viib voolu vähenemisele. Voolukõverast saab võrdlemisi täpselt määrata $\varepsilon(0)_1 - \varepsilon(0)_2$ ja $\varepsilon(0)_1 + \varepsilon(0)_2$ väärtused ja nendest on lihtne leida kummagi lõhe laiust. Peab märkima, et tunneliefektist leitud lõhe laiused langevad võrdlemisi hästi kokku BCS teooriast tulenevatega. See kinnitab BCS teooria õigsust.

III. ÜLIJUHTIVAD SULAMID

ÜLIJUHTIV KORRELATSIOON JA PINNAENERGIA

Uurimused näitavad, et elektronpaar on mikromaailma mastaabis väga suur moodustis. Elektronide kaugus üksteisest võib paaris ulatuda 10^{-5} — 10^{-4} cm, mis on tuhandeid kordi suurem aatomitevahelisest kaugusest metallis. Seetõttu sõltub elektronide liikumine mingis

ülijuhi punktis suurel määral paljude teiste elektronide liikumisest, mis asuvad elektronpaari piirides. Seda sõltuvust nimetatakse ülijuhtivaks korrelatsiooniks. Korrelatsiooni tõttu sõltub voolutugevus ülijuhi mingis punktis välise elektri- või magnetvälja tugevusest mitte ainult selles punktis, vaid väljatugevusest kogu punkti ümbritsevas ruumiosas, mille raadius (korrelatsiooni kaugus) on samas suurusjärgus elektronpaari mõõtmetega.

Kui väljatugevus ülijuhis oleks ühtlane, siis korrelatsiooni võiks mitte arvestada. Tegelikult on väljatugevus äärmiselt ebahütlane. Väljatugevuse muutumist ülijuhis iseloomustab λ — magnetvälja sissetungimise sügavus ülijuhti, mis on suurusjärgus 10^{-6} cm. Tähenab, korrelatsiooni kaugus puhastes ülijuhtivates metallides on ligi 100 korda suurem λ -st, ja seda tuleb arvestada.

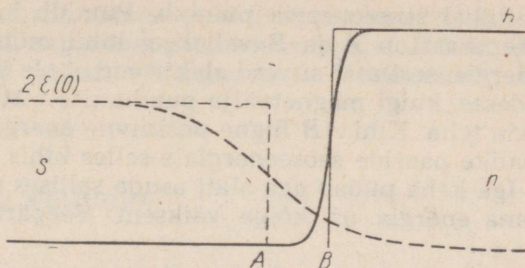
Ebapuhastes ülijuhtides (sulamites) on korrelatsiooni kaugus ξ (s. o. paari mõõtmed) palju väiksem ja võib olla isegi väiksem kui λ . Sel juhul on väljatugevus paari piirides peaaegu ühtlane ja välja võib vaadelda lokaalsena (s. o. ainult meid huvitavas punktis).

Korrelatsiooni kauguse ξ ja sissetungimise sügavuse λ suhtest olenevadki puhaste ülijuhtivate metallide ja ülijuhtivate sulamite kriitiliste magnetväljade erinevad tugevused ja ülijuhtide erinev käitumine välises magnetväljas.

Teatavasti toimub keemiliselt puhta ülijuhtiva metalli üleminek ülijuhtivast faasist normaalsesse välise magnetvälja toimel (silindrilise katsekeha korral, mille telg on paralleelne välja suunaga) väga järsult: kriitilise tugevusega magnetväli tungib ülijuhi sisse ühekorruga. Ent selline sissetungimine ei ole sugugi endastmõistetav. Silindril võiks esineda nn. vahepealne olek. Siis toimuks magnetvälja sissetungimine järk-järgult ja kriitiline väljatugevus oleks palju suurem.

Sellist olukorda aga ei saa esineda, kuna ülijuhi pinnaenergia on positiivne ja kihtidevaheliste lahutus-pindade tekkimisel silindri energia suureneks. Positiivse pinnaenergia tõttu ei lõhustu ülijuhtiv silinder kihtideks ning magnetvälja sissetungimine toimub järsult.

Peab ütlema, et teistsuguse kujuga katsekeha puhul või ka siis, kui magnetväli ei ole paralleelne silindri tel-



Joon. 17. Seoseenergia ja magnetvälja tugevus ülijuhtiva ja normaalse faasi lahutuspinnaal, kui $\xi > \lambda$ (positiivne pinnaenergia).

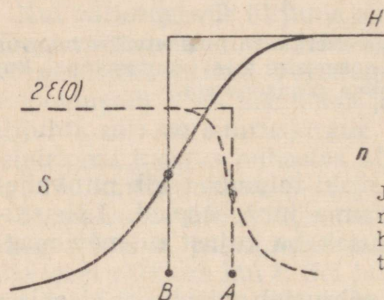
jega, selline lõhestumine siiski toimub: tekib nn. vahepealne olek, millest rääkisime juba eespool. Lõhestumise põhjuseks on siin katsekeha kujust tulenev magnetvälja ebaühtlus.

Positiivse pinnaenergia põhjustab asjaolu, et ideaalses ülijuhhis on korrelatsiooni kaugus palju suurem magnetvälja sissetungimise sügavusest. Öeldu selgub joonisest 17, kus on näidatud elektronpaari seoseenergia ja välise magnetvälja muutumine ülijuhtiva ja normaalse faasi lahutuspinnaal. Vasakul on kujutatud ülijuhtiv faas (s), paremal normaalne faas (n). Punktirjoon vastab seoseenergiale, mis ülijuhtivas faasis on $2\varepsilon(0)$, normaalses faasis aga null. Korrelatsiooni tõttu ei muutu seoseenergia nulliks hüppeliselt, vaid väheneb pikkamööda korrelatsiooni kauguse jooksul. Mõlemate faaside tasakaaluks peab normaalses faasis olema kriitilise tugevusega magnetväli H_c (pidev joon), mis ülijuhtivas faasis väheneb nullini. See toimub kaugusel, mis vastab magnetvälja sissetungimise sügavusele.

Vaatame idealiseeritud juhtu, kus mõlemad kõverad on asendatud järskude piiridega. Piirid on tõmmatud läbi punktide, kus seoseenergia ja väljatugevus on võrdsed poolega nende maksimaalväärtustest (kus seoseenergia on $\varepsilon(0)$ ja väljatugevus $\frac{H_c}{2}$). Saame kaks erinevat lahutuspiiri ülijuhtiva ja normaalse faasi vahel: piir A seoseenergia järgi ja B magnetvälja järgi. Piiride A ja

B vahel seoseenergia puudub. Puudub ka magnetväli. Seepärast on A ja B vahelisel kihil mõningane liigne energia, sest seal asuvad elektronid ei ole ühinenud paaridesse, kuigi magnetvälja puudumise tõttu nad võiksid seda teha. Kihi AB liigne positiivne energia vastab võimalike paaride seoseenergiale selles kihis.

Iga keha püüab aga alati asuda sellises seisundis, kus tema energia on kõige väiksem. Seepärast süsteemis



Joon. 18. Seoseenergia ja magnetvälja tugevus faaside lahutuspinnal, kui $\xi < \lambda$ (negatiivne pinnaenergia).

niisuguseid liigse energiaga kihte üldse ei teki, s. o. ideaalsest ülijuhist silinder ei saa lõhestuda magnetväljas erinevaks kihtideks.

Kuidas on aga lugu siis, kui korrelatsiooni kaugus ξ on väiksem sissetungimise sügavusest λ ? Selline olukord on kujutatud joonisel 18 (jooniste 17 ja 18 mastaabid on erinevad). Ka siin tekib kaks piiri — üks seoseenergia, teine välja järgi. Kuid piirid on nüüd vahetunud: A on paremal, B vasakul. See tähendab, et piiridevaheline kiht on normaalses olekus (magnetvälja järgi), kuid kihis on moodustunud ka elektronpaarid. Seega on kihi energia temas tekkinud elektronpaaride seoseenergia tõttu väiksem kui peaks olema, kihi energia on negatiivne. Negatiivse energiaga kiht vähendab kogu süsteemi energiat ja süsteem püüab selliseid kihte moodustada. Järelikult peavad negatiivse pinnaenergiaga ülijuhi magnetilised omadused olema hoopis teistsugused kui positiivse pinnaenergiaga ülijuhtidel. Positiivse või negatiivse pinnaenergia järgi (s. t. kas korrelatsiooni kaugus ξ on suurem või väiksem λ -st) jagataksegi üli-

juhid kahte suurde rühma: *positiivse pinnaenergiaga on I liiki ülijuhid, negatiivse pinnaenergiaga — II liiki ülijuhid*. Sellise jaotuse tõi sisse A. A. Abrikossov juba 1952. a.

I JA II LIIKI ÜLIJUHID

Positiivse pinnaenergiaga on kõik ^{I l.} puhtad ülijuhtivad metallid. Mõnikord nimetatakse neid ka «pehmeteks» ülijuhtideks. Ainus erand on niobium, mis kuulub II liiki.

Iga I liiki ülijuhti on kerge muuta II liiki ülijuhiks. Selleks tuleb vaid muuta ülijuhi kristallvõre küllalt ebakorrapäraseks sellele mõne teise metalli lisamisega või siis muul teel. Võredefektide hulga suurenemisel väheneb elektroni vaba tee pikkus metallis, s. o. keskmine kaugus, mida elektron läbib liikumissuuna olulise muutmiseta. Ilmneb, et kui vaba tee pikkus väheneb korrelatsiooni kauguseni (s. o. elektronpaari mõõtmeteni) puhtas ülijuhisis, siis mõjutab see ka elektronpaari: paari mõõtmed hakkavad vähenema koos vaba tee pikkusega: korrelatsiooni kaugus osutub võrdeliseks elektroni vaba tee pikkusega. Defektide küllaldase kontsentratsiooni korral tekib olukord, kus korrelatsiooni kaugus ξ saab väiksemaks magnetvälja sissetungimise sügavusest λ . See aga tähendab, et ülijuhi pinnaenergia muutus negatiivseks: nüüd on tegemist II liiki ülijuhiga. Selleks vajalik defektide kontsentratsioon on suhteliselt väike: ülijuhi üleviimiseks esimesest liigist teise piisab vaid mõnest protsendist lisametallist. Defektide kontsentratsiooni edasisel suurendamisel elektroni vaba tee pikkus väheneb aatomitevahelise kauguse suurusjärguni, millest väiksemaks see enam muutuda ei saa. Sellele defektide hulgale vastab ka korrelatsiooni minimaalne kaugus.

II liiki ülijuhtide hulka (neid nimetatakse ka «kõvadeks» ülijuhtideks) kuuluvad seega kõik need, mille kristallvõre on ebakorrapärane, järelikult sulamid ja osa keemilisi ühendeid. Korrapärase kristallvõrega keemilised ühendid kuuluvad aga I liiki.

Põhiline erinevus I ja II liiki ülijuhtide vahel seisneb nende erinevas üleminekus ülijuhtivast faasist normaalsesse välise magnetvälja toimel.

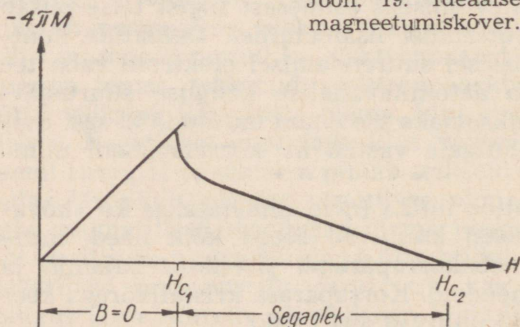
Eelmises punktis on öeldud, et positiivse pinnaenergia tõttu on I liiki ülijuhul selline üleminek hüppeline: kriitilise tugevuse saavutanud magnetväli tungib ülijuhi sisse väga järsult. Kogu katsekeha läheb seejuures normaalsesse faasi ühekorraga.

II liiki ülijuht, mille pinnaenergia on negatiivne, võib aga magnetväljas lõhestuda vahelduvaiks ülijuhtivaiks ja normaalseteks kihtideks. Seetõttu võib väli tungida ülijuhti võrdlemisi vabalt. Lõhestumine ja välja osaline sissetungimine ülijuhti algab madalama kriitilise väljatugevuse H_{c1} juures. Selle tulemusena katsekeha magneetumus edasisel välja tugevnemisel enam ei suurene, vaid vastupidi — väheneb. Välja tugevnemisel läheb üha suurem ja suurem osa katsekehast ülijuhtivast faasist üle normaalsesse faasi. Ülijuhtiv faas nagu tõrjutakse aegamööda katsekehast välja. Kogu katsekeha üleminek normaalsesse faasi toimub kõrgema kriitilise väljatugevuse H_{c2} juures, mil magnetvälja sissetungimine on täielik ja katsekeha magneetumus muutub nulliks (õigemini peaaegu nulliks, sest katsekeha on nõrgalt magneetunud ka normaalses olekus).

II liiki üldjuhi ideaalne magneetumiskõver on näidatud joonisel 19.

Katsekeha ideaalne elektrijuhtivus aga säilib senikaua, kuni veel ükskõik kui väike ala on ülijuhtivas faasis.

Joon. 19. Ideaalse II liiki ülijuhi magneetumiskõver.



Võrreldes ideaalse ülijuhi ja selle mõne sulami kriitilisi magnetvälju. näeme, et sulami H_{c_1} on palju väiksem H_c -st, H_{c_2} aga tunduvalt suurem. Näiteks $4,2^\circ\text{K}$ juures on tina $H_c = 42\,000\text{ A/m}$, 80% tina + 20% indiumi sulami $H_{c_1} = 11\,500\text{ A/m}$, H_{c_2} aga ligikaudu $300\,000\text{ A/m}$, s. o. enam kui 7 korda suurem H_c -st.

Ilmselt olenevad H_{c_1} ja H_{c_2} väärtused korrelatsiooni kaugusest ξ ja magnetvälja sissetungimise sügavusest λ . Seda sõltuvust võib, lähtudes energeetilistest kaalutlustest, kergesti leida, kui on teada magnetvälja sissetungimise iseloom II liiki ülijuhti, s. o. kui on teada II liiki ülijuhi mudel. Vaatame neist kahte lihtsamat: *kihilist* ja *niitjat* mudelit.

B. B. Goodmani poolt esitatud kihilise mudeli järgi lõhestub II liiki ülijuht magnetväljas õhukesteks, vaheldumisi asetsevaiks ülijuhtivaiks ja normaalseiks kihtideks. Arvestades, et seoseenergia muutub nulliks korrelatsiooni kaugusel ξ , võetakse normaalse kihi paksuseks 2ξ (sel juhul seoseenergia normaalse kihi keskel on null).

Energeetilistest kaalutlustest järeldub, et kihtide tekkimine algab magnetväljas siis, kui

$$H_{c_1} = H_c \left(\frac{\xi}{\lambda} \right)^{\frac{1}{2}}$$

(normaalsete kihtide kaugus üksteisest on lõpmatult suur). Väljatugevuse suurenemisel kihtide arv suureneb ja nende vahekaugus väheneb. Kuna magnetvood kihtides on paralleelsed, siis valitsevad kihtide vahel tõukejõud, mis kihtide lähenemisel üksteisele kiiresti suurenevad (eksponentsiaalne sõltuvus). H_{c_1} lähedal on tõukejõud väga nõrgad ja nad ei takista kihtide moodustamist: magnetvoo sissetungimine suureneb väljatugevuse kasvamisel kiiresti ja magneetumiskõver langeb järsult allapoole. Väljatugevuse edasisel suurenemisel, kui normaalsete kihtide vahekaugus muutub küllalt väikeseks (võrreldavaks ξ -ga), hakkavad kihtidevahelised tõukejõud uute kihtide moodustamist takistama. Magnetvoo sissetungimine muutub aeglasemaks ja magneetumiskõver laugjamaks (joon. 19). Kogu ülijuhi täielik üleminek normaalsesse olekusse toimub väljatugevusel

$$H_{c2} = \frac{\lambda}{\xi} H_c,$$

mil magnetvälja sissetungimine on täielik.

Teine lihtne mudel on A. A. Abrikosovi poolt esitatud niitjas mudel. Selle järgi toimub magnetvoo sissetungimine ülijuhti paralleelsete silindriliste niitidena, mille raadius on ξ . Niidi teljel on magnetvälja tugevus maksimaalne ja elektronpaaride seoseenergia null. Teljest eemaldumisel seoseenergia suureneb ja saavutab kaugusel ξ ülijuhitava faasi seoseenergia väärtuse. Teljest eemaldudes magnetvälja tugevus väheneb ja muutub nulliks kaugusel, mis on samas suurusjärgus λ -ga. Kuna niiti läbiv magnetvoog indutseerib enda ümber ringleva kustumatu elektrivoolu (ülijuhitava voolu), siis iga niit kujutab endast nagu pikka ja peenikest solenoidi. Abrikosovi mudeli järgi on ülijuhti tungiv magnetvoog kvanditud: iga niit kannab ühtainust magnetvoo kvanti suurusega $\Phi = \frac{h}{2e}$ (siin h on Plancki konstant ja e elektroni laeng).

Magnetvälja sissetungimine algab väljatugevuse

(+voolu, kui $\xi < \lambda$)

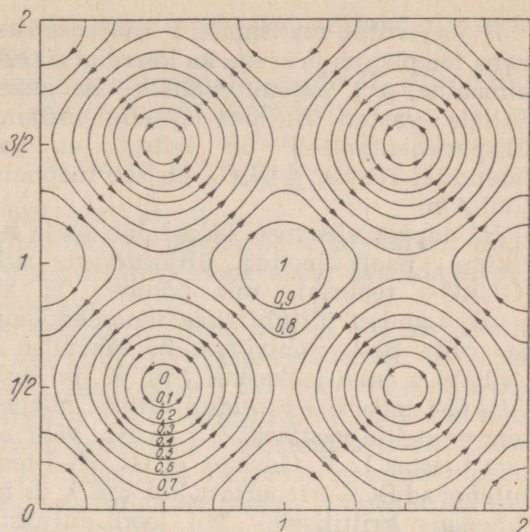
$$H_{c1} = H_c \frac{\xi}{\lambda} \left(\ln \frac{\lambda}{\xi} - 0,27 \right)$$

juures, mil niitide vahekaugus on lõpmatult suur. Väljatugevuse suurenedes niitide arv suureneb ja nende vahekaugus väheneb. Niitidevaheliste tõukejõudude mõjul muutub niitide asetus korrapäraseks. Magnetvälja edasisel tugevnemisel kaugus niitide vahel väheneb korrelatsiooni kauguse ξ suurusjärguni ja nende individuaalsus kaob: ülijuhis tekib perioodilise struktuuriga magnetvälja, voolude ja seoseenergia jaotus, nagu kujutatud joonisel 20. Magnetvälja edasisel tugevdamisel niitide vahekaugus enam ei vähene.

Magneetumiskõvera kuju on Abrikosovi mudeli korral samasugune kui kihilise mudeli puhul, sest ka siin vähenevad niitidevahelised tõukejõud kaugusega eksponentsiaalselt.

Magnetvoo täielik sissetungimine ülijuhti toimub väljatugevusel

$$H_{c2} = \frac{\lambda}{\xi} H_c,$$



Joon. 20. Voolude, magnetvälja ja seoseenergia jaotus II liiki ülijuhis (Abrikosovi järgi).

mil ülijuht läheb üle normaalsesse olekusse. Ainult üliõhuke pinnakiht paksusega ξ jääb veel ülijuhtivaks kuni väljatugevuseni

$$H_{c_3} = 1,7 H_{c_2}.$$

Mõlemate mudelite puhul on magneetumiskõverad ühesugused ja H_{c_2} pöördvõrdeline korrelatsiooni kaugusega. Kuna korrelatsiooni kaugus omakorda on teatavates piirides võrdeline elektroni vaba tee pikkusega, viimane aga pöördvõrdeline lisametalli hulgaga (defektide tihedusega) ülijuhis, siis võime teha praktiliselt väga tähtsa järelduse: H_{c_2} , s. o. maksimaalne väljatugevus, mille puhul sulamis on veel võimalik ülijuhtiv vool, on võrdeline lisametalli kontsentratsioonidega sulamis. See on õige teatavates piirides. Esiteks, lisametalli protsent sulamis peab olema küllalt suur selleks, et elektroni vaba tee pikkus oleks küllalt väike. Teiseks, lisametalli protsent ei tohi olla liiga suur, sest sel juhul muutuksid mitte ainult elektroni vaba tee pikkus, vaid ka teised ülijuhi karakteristikud, nagu kriitiline temperatuur jt.

H_{c2} saavutab maksimaalse väärtuse siis, kui elektroni vaba tee pikkus ja seega ka korrelatsiooni kaugus on minimaalne, s. t. aatomitevahelise kauguse suurusjärgus. Sellele vastab H_{c2} paarikümne miljoni A/m ümber. Eksperimentaalselt on leitud, et intermetallilistel ühenditel Nb_3Sn ja V_3Ga on see tõe poolest üle 20 miljoni A/m.

H_{c2} täpset väärtust võimaldab leida nõukogude füüsikute poolt loodud ülijuhtivate sulamite teooria (GLAG-i teooria), mis põhineb V. L. Ginsburgi—L. D. Landau ülijuhtivuse fenomenoloogilisele kvantteooriale. Selle põhivõrrandid lahendas A. A. Abrikosov 1958. a. juhu jaoks, kui $\xi \ll \lambda$, ja leidis, et sel juhul GLAG-i teooriast järeldub ülijuhi niitjas mudel ja sellele mudelile vastavad H_{c1} ja H_{c2} väärtused. Aasta hiljem tõestas L. P. Gorkov, et GLAG-i teooria võrrandid tulenevad BCS-i teooriast, kui $\xi \ll \lambda$ ja temperatuur on lähedane kriitilisele. Nii loodi ülijuhtivate sulamite teooria, mida selle autorite järgi nimetatakse ka GLAG-i teooriaks.*

GLAG-i teoorias on leitud täpsed valemid, mis seovad $\frac{\lambda}{\xi}$ suhte (ja seega ka H_{c2}) teiste ülijuhti iseloomustavate parameetritega: kriitilise temperatuuriga, elektrongaasi erisoojusega, metalli takistusega normaalses faasis jne. See võimaldab määrata H_{c2} teoreetiliselt. Ilmneb, et teoreetiliselt leitud H_{c2} väärtused erinevate ülijuhtide jaoks on väga heas kooskõlas eksperimentaalselt määratud H_{c2} väärtustega.

GLAG-i teooria järgi jääb katsekeha ülijuhtivaks väljatugevuseni H_{c2} . Ent 1963. a. leidis inglise füüsik A. M. Clogston, et ülijuhi poolt talutavat maksimaalset magnetvälja piirab veel teine tegur — paramagnetiline piir H_p . Selle põhjuseks on nn. Pauli paramagnetism; normaalse faasi elektronide spinide orienteerumine paralleelselt välise väljaga, mille tõttu normaalse faasi energia väheneb. Normaalse ja ülijuhtiva faasi energiad saavad võrdseks H_p juures. H_p -st tugevamas magnetväljas on aga normaalse faasi energia juba väiksem üli-

* Ülijuhtivate sulamite teooria loomise eest määrati V. L. Ginsburgile, L. D. Landaulle, A. A. Abrikosovile ja L. P. Gorkovile 1966. a. Lenini preemia.

juhtiva faasi energiast ja seega saab ülijuht olla vaid normaalses faasis.

Clogston näitas, et paramagnetiline piir H_p sõltub ülijuhi kriitilisest temperatuurist järgmiselt:

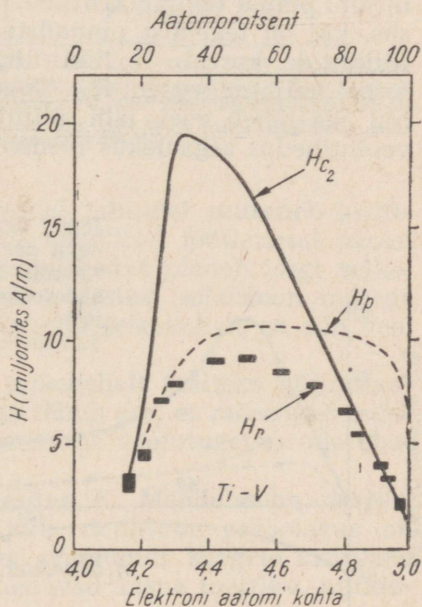
$$H_p = KT_c \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right],$$

kus $K = 1\,440\,000 \text{ A/m} \cdot \text{Kraad}$.

Paramagnetiline piir on järelikult seda suurem, mida kõrgem on ülijuhi kriitiline temperatuur ja mida madalam katsetemperatuur.

Ülijuhi poolt talutav väljatugevus ei saa seega olla suurem H_{c2} -st ega ka H_p -st. Katsed näitavad, et nii see ongi. Seda võib näha jooniselt 21, kus on toodud H_{c2} (Abrikosovi järgi) ja H_p (Clogstoni järgi) kõverad ning eksperimentaalselt määratud maksimaalselt talutavad väljatugevused H_r titaani ja vanaadiumi erineva protsentuaalse koostisega sulamite jaoks. Voolutihedus ülijuhisis on 10 A/cm^2 , temperatuur $1,2^\circ\text{K}$. Jooniselt on näha, et eksperimentaalse kõvera H_r kuju on väga sarnane H_{c2} kujuga, aga H_r on alati väiksem H_p -st.

Joon. 21. H_{c2} , H_p ja H_r kõverad sulamis titaan-vanaadium (sõltuvalt sulami kontsentratsioonist).



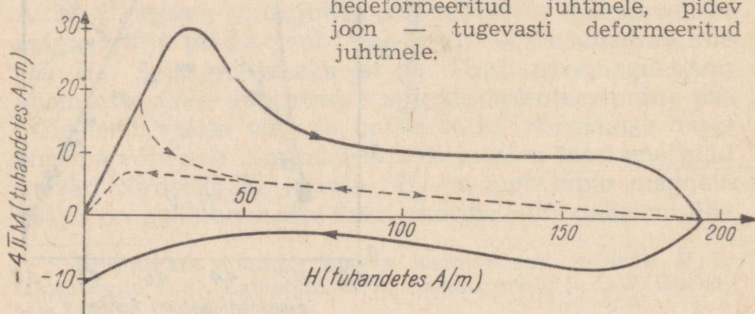
ED II LIIKI ÜLIJUHDID

kirjeldatud lihtsad II liiki ülijuhtide mudelid ja nendele põhinev teooria on rangelt võttes õige vaid ideaalsete II liiki ülijuhtide kohta, milles defektide kontsentratsioon on ühtlane kogu ülijuhi ulatuses. Reaalses ülijuhhis on aga defektide tihedus võrdlemisi ebaühtlane: reaalne ülijuht koosneb paljudest erineva suurusega ja erineva defektide kontsentratsiooniga aladest. Reaalse sulami struktuur segaolekus on enamikel juhtudel küll lähedane ideaalse ülijuhi mudelile, kuid sellega mitte identne. Seejuures sarnaneb osa reaalseid sulameid kihilise, osa niitja mudeliga.

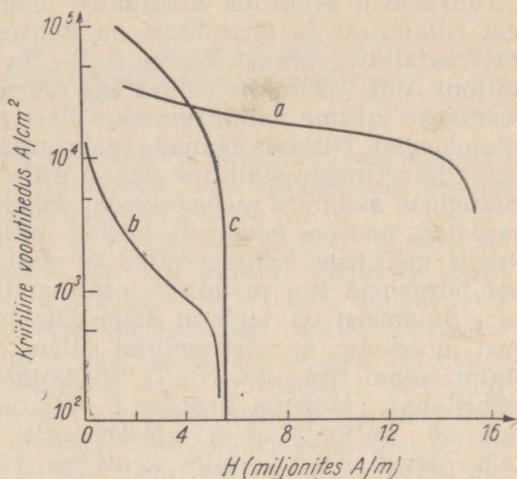
Huvitav on asjaolu, et H_{c2} defektide ebaühtlasest tihedusest ei olene: see on ühesugune nii ideaalsel kui ka reaalsel sulamil. Küll aga sõltub erineva defektide tihedusega alade jaotusest sulamis selle magneetumuskõvera kaju (joon. 22).

Viimasest omakorda sõltub ülijuhi kriitiline voolutihedus. Silsbee reegel (kriitiline vool on selline, mis ülijuhi pinnal tekitab kriitilise magnetvälja) kehtib vaid siis, kui on tegemist pinnaliste vooludega, s. o. I liiki ülijuhtide korral. II liiki ülijuhtidel kehtib Silsbee reegel väljatugevuseni H_{c1} . Tugevama magnetvälja puhul aga läheb vool läbi ülijuhi sisemuse. Kriitiline voolutihedus segaolekus oleneb eeskätt sulami valmis-

Joon. 22. Magneetumiskõverad erineva defektide jaotuse puhul Sn-In sulamil. Katkendlik joon vastab vähedeformeeritud juhtmele, pidev joon — tugevasti deformeeritud juhtmele.



tamise tehnoloogiast, mis määrab defektide kontsentratsiooni ja jaotuse. Ilmneb, et külmalt venitatud ülijuh-tivast sulamist juhtme kriitiline voolutihedus on sega-olekus palju suurem kui kuummenetlusel valmistatud



Joon. 23. Kriitilise voolutugevuse sõltuvus perpendikulaarse magnetvälja tugevusest: a – Nb₃Sn juhe, b – vähe deformeeritud Nb-Zr juhe, c – tugevasti deformeeritud Nb-Zr juhe (sama koostisega).

juhtmel (joon. 23). Paljudel juhtudel suureneb kriitiline voolutihedus juhtme termilisel töötlemisel pärast venitamist. Kriitiline voolutihedus oleneb isegi sellistest faktoritest nagu juhtme pikkus, isolatsioon, millega juhe on kaetud, jne. Teooria seisukohalt on siin veel palju mõistatuslikku.

Praktilise rakenduse seisukohalt (näiteks ülijuh-tivates solenoidides) on väga tähtis see, et mõningail sulameil ja ühendeil võib kriitiline voolutugevus olla eba-harilikult suur.

Selle selgitamiseks esitas K. Mendelssohn mudeli, mille järgi II liiki ülijuhi struktuur segaolekus on käsnaoline: üksteisega põimunud kõrgete kriitiliste näitajatega niidid moodustavad käsna toestiku, niitide-

vaheliste alade kriitilised välja- ja voolutugevused on aga palju väiksemad. Kahjuks ei võimalda ka see mudel leida teoreetiliselt optimaalset defektide jaotust võimalikult suure kriitilise voolutugevuse saamiseks. See tuleb ikkagi määrata katseliselt.

Tänapäeval praktilist kasutamist leidnud ülijuhtivatest sulamitest ja ühenditest on kahtlemata tähtsaim intermetalliline ühend Nb_3Sn , mille H_{c2} ulatub üle 20 miljoni A/m. Kahjuks on see aga äärmiselt rabe ning peenikese juhtme valmistamine sellest nõuab keerukat tehnoloogiat. Niisama halbade mehaaniliste omadustega on ka teine intermetalliline ühend V_3Ga . Seevastu mitmesuguste sulamite mehaanilised omadused on palju paremad: nad on enamasti küllalt hästi venitatavad. Nende kriitilised magnetväljad ja voolutugevused on aga nõrgemad kui mainitud intermetallilistel ühenditel. Sulameist on leidnud kõige laialdasemat kasutamist niobiumi ja tsirkooniumi sulam $Nb-Zr$ ja niobiumi sulam titaaniga $Nb-Ti$ (ülijuhtivate solenoidide mähistena). Mõlema kriitilised väljatugevused ületavad 10 miljonit A/m. Neist eriti perspektiivne näib olevat $Nb-Ti$, mille kriitiline väljatugevus on kõrgem kui $Nb-Zr$. $Nb-Ti$ võeti kasutusele alles õige hiljuti.

Tähtsamate ülijuhtivate sulamite ja ühendite mõningad näitajad on toodud tabelis 3.

Olgu mainitud, et suurte kriitiliste väljatugevuste ja kriitiliste vooludega ülijuhid avastati võrdlemisi hil-

Tabel 3

Ühend või sulam	Kriitiline tempe- ratuur T_{c2} °K	H_{c2} ja H_p miljonites A/m 0°K juures		Kriitiline voolu- tugevus perpendi- kulaarses magnet- väljas 4,2°K juures		Mehaani- lised omadused
		H_{c2}	H_p	Voolu- tihedus A/cm ²	Magnet- välja tugevus milj. A/m	
V_3Ga	14,5	22	20,8	10^5	6,4	väga rabe
Nb_3Sn	18,0	22	25,8	$2 \cdot 10^5$	6,4	väga rabe
$Nb-Ti$	9,7	11,5	13,9	$2 \cdot 10^4$	6,4	väga sitke
$Nb-Zr$	10,8	10,4	15,5	$5 \cdot 10^4$	4,8	sitke

juti — vähem kui 10 aastat tagasi. Nende praktiline rakendamine algas veelgi hiljem — 1960. aastal. Sellest äärmiselt lühikesest ajavahemikust hoolimata on nende kasutamisel tehtud väga suuri edusamme, eriti ülijuhtivate solenoidide kasutamisel.

ÜLIJUHTIVUS ILMA ENERGEETILISE LÕHETA

Lõpuks peatume lühidalt probleemil, mis viimasel ajal on köitnud paljude füüsikute tähelepanu. See on ülijuhtivus ilma energeetilise lõheta.

1960. a. leidsid A. A. Abrikossov ja L. P. Gorkov, et selline nähtus tekib siis, kui puhtale ülijuhile lisada väike hulk mõne ferromagneetiku (raua, koobalti või haruldaste muldmetallide) aatomeid, millel on nullist erinev spin (viimase põhjuseks on asjaolu, et nende elektronkatte eelviimane kiht on osaliselt täitmata). Ilmneb, et sellise lisandi tõttu elektronpaaride seoseenergia ülijuhis muutub. Osal elektronpaaridest on see maksimaalne, teisel osal paaridest on seoseenergia aga palju väiksem. Lisandi kontsentratsiooni suurendamisel viimati mainitud paaride arv suureneb ja nende seoseenergia samaaegselt väheneb. Lisandi teatava kontsentratsiooni juures eksisteerib teatav hulk elektronpaare, mille seoseenergia on võrdne nulliga. Selliste paaride lõhestamiseks ja kvasiosakeste tekitamiseks piisab lõpmatult väikesest energiahulgast. See tähendab, et energeetiline lõhe sellise ülijuhi spektris puudub. Kuid sulami ülijuhtivad omadused säilivad lisandi kontsentratsioonini, mille juures veel väikesel (kuid mitte lõpmatult väikesel) osal elektronpaaridest seoseenergia on maksimaalne. Lisandi kontsentratsioon on sel juhul väga väike — murdosa protsendist.

Analoogiline nähtus esineb ka väga õhukestel ülijuhtivatel kiledel välises magnetväljas.

Lõheta ülijuhtide omadused on mõnevõrra teistsugused kui tavalistel ülijuhtidel. Kahjuks ei ole võimalik neil pikemalt peatuda.

IV. ÜLIJUHTIVUSE PRAKTILINE RAKENDAMINE

ÜLIJUHTIVAD SEADMED

Järgnevalt kõneleme ülijuhtivuse praktilisest rakendamisest. Sel alal on tehtud suuri edusamme eriti viimaste aastate jooksul, pärast suurte kriitiliste välja- ja voolutugevustega II liiki ülijuhtide avastamist. Lühikesel ajaga on konstrueeritud ja katsetatud terve rida ülijuhtivaid seadmeid, mis omaduste poolest kaugelt ületavad analoogilisi tavalisi elektriseadmeid. Reeglina on nende energiavajadus, samuti kaal ja mõõtmed väikesed ning nende kasutegur ulatub peaaegu 100%-ni. Kuigi ülijuhtivaid seadmeid kasutatakse seni vaid teaduslikes laboratuurides, ei ole kahtlust, et tulevikus leiavad nad palju laiemat rakendamist.

Brošüüri piiratud mahu tõttu ei ole muidugi võimalik neil kõigil pikemalt peatuda. Enamike vaadeldud seadmete juures tuleb piirduda vaid ehituse ja tööprotsessi lühikesel kirjeldusega. Mitmed vähem tähtsad või liialt spetsiifilised seadmed jäävad hoopiski mainimata. Rohkem tähelepanu on pööratud tänapäeva seisukohalt kõige perspektiivsematele rakendusalaadele: tugevate magnetväljade saamisele ülijuhtivate solenoididega ja ülijuhtivate elementide kasutamisele elektronarvutite mäluseadmetes.

ÜLIJUHTIVAD SOLENOIDID

Juhtivate termotuumareaktsioonide ja elementaarosakeste uurimiseks, kõrgetemperatuurilise plasma kinihoidmiseks magnetlõksudes, osakeste suunamiseks mööda ettenähtud liikumisteed elementaarosakeste kiirendites jne. — lühidalt, väga mitmesuguste eksperimentide teostamiseks on vaja tugevat magnetvälja. Selle saamine osutub aga tihtipeale väga komplitseeritud probleemiks, eriti siis, kui on vaja pikemaajalist püsivat välja.

Tavaliselt kasutatakse sellise magnetvälja tekitami-

seks võimsaid vask- või alumiiniummähistega elektromagneteid ja solenoide. Sel meetodil on aga mitmeid puudusi.

Kõigepealt, tavaliste mähistega solenoidid (samuti ka elektromagnetid) vajavad väga palju toiteenergiat. Solenoidi maksimaalne väljatugevus (solenoidi teljel) on võrdeline ruutjuurega toiteenergia võimsusest. See tähendab, et väljatugevuse suurendamiseks n korda peab toitevõimsust tõstma n^2 korda. Kui suhteliselt väikeste (2—3 miljonit A/m) väljatugevuste ja väikese välja mahu (mõni kuupsentimeeter) korral toitevõimsus on veel mõistlikes piirides, siis tugevate (6—7 miljonit A/m) väljade puhul peab see olema väga suur.* Näiteks võib tuua Bell Telephone (USA) laboratoorse solenoidi, mis annab silindrilises ruumiosas pikkusega 10 cm ja diameetriga 5 cm maksimaalse väljatugevuse 7 miljonit A/m. Selleks vajalik toiteenergia võimsus on 1500 kW.**

Suurema väljamahu ja suurema väljatugevuse korral on toitevõimsus veelgi suurem. Näiteks, ruumiosas pikkusega 4 m ja diameetriga 2 m oleks 8 miljoni A/m-se väljatugevuse saamiseks vaja lausa fantastilist toitevõimsust — 100 000 kW.

Pealegi on tavalise solenoidi kasutegur väga väike, lähenedes püsirežiimis töötavatel magnetitel nullile. Toiteenergia kulub peaaegu täielikult mähiste takistuse ületamiseks, eraldudes neis soojusena. Takistuse vähendamiseks tuleb mähised valmistada jämedast, mitmesentimeetrise läbimõõduga vasklatist, nende läbipõlemise vältimiseks varustada magnet võimsa jahutussüsteemiga. Näiteks ülalmainitud 7 miljoni A/m-se väljatugevusega solenoid vajab 4000 liitrit jahutusvett minutis.

Koos toitevõimsusega suurenevad ka magneti kaal ja mõõtmed ning magneti maksumus. Isegi väikese mahu korral kaalub 4—5 miljoni A/m-se väljatugevusega elektromagnet kümneid tonne. Veelgi kolossalsemad on elementaarosakeste kiirendite magnetid, mille välja

* Võrdluseks võib öelda, et Maa magnetvälja tugevus on keskmisel laiusel ca 50—60 A/m.

** Võrdluseks: kaubarongi elektriveduri võimsus on ca 3000 kW.

maht ulatub mitmesaja kuupmeetri. Näiteks Dubna Rahvusvahelise Tuumaurimiste Instituudi sünkrofasotroni rõngakujulise elektromagneti läbimõõt on 60 meetrit ja kaal 36 000 tonni. Magnet töötab impulssidena, maksimaalne väljatugevus ulatub 1,1 miljoni A/m ja toiteenergia võimsus 145 000 kW-ni.

Rakenduslikust seisukohast on väga tähtis mitte ainult välja tugevus ja maht, vaid ka välja homogeensus (ühtlus) ja ajaline stabiilsus. Elektromagneti pooluste vahel on väli ühtlane aga ainult väikeste väljatugevuste korral (2—3 miljonit A/m). Tugevama välja puhul raud magneetub küllastuseni ja väli muutub ebaühtlaseks. Solenoidi magnetväli on veelgi ebaühtlasem. Väljatugevus on maksimaalne solenoidi teljel. Paaegu ühtlane väli saadakse vaid telje vahetus läheduses solenoidi sees.

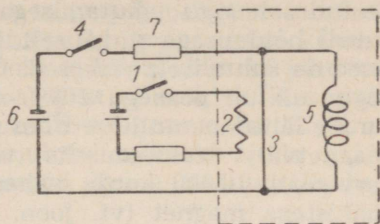
Ka ei ole tavaliste mähistega solenoidi ja elektromagneti väli kuigi stabiilne — seda mõjutavad toitegeneraatorite pinged kõikumised, kõrvalised magnetväljad jne. Ühtlast ja muutumatut magnetvälja on tavaliste solenoidide ja elektromagnetitega väga raske saada.

Tugevate magnetväljade saamiseks on palju ratsionaalsem kasutada ülijuhtivaid solenoide. Ülijuhtiv solenoid kujutab endast õhksüdamikuga pooli, millel asub spiraalne ülijuhtiv mähis. Viimane valmistatakse mõnest suure kriitilise väljatugevusega ja suure kriitilise voolutihedusega II liiki ülijuhist. Mähisejuhtme algus ja lõpp lühistatakse omavahel, nii et solenoidi mähis moodustab kinnise ülijuhtiva vooluringi, milles kord tekitatud vooluimpulss võib ringelda praktiliselt lõpmatult kaua. Seetõttu on ülijuhtiva solenoidi väli väga stabiilne.

Solenoidi käivitamiseks tuleb sellele anda esialgne vooluimpulss — käivitusimpulss. Kõige lihtsam on kasutada käivitusimpulsi andmiseks välist vooluallikat, mille lülitusskeem on toodud joonisel 24. Toitepatarei 6 ühendatakse lüliti 4 ja voolutugevust reguleeriva takisti 7 kaudu ülijuhtiva solenoidi mähisega 5. Enne patarei sisselülitamist tuleb aga solenoidi kinnine vooluring katkestada. Selleks lastakse läbi takisti 2 mõnesaja milliamprine vool. Takisti 2 kuumeneb ja

Joon. 24. Ülijuhtiva solenoidi käivituskeem (jahutatav skeemiosa on ümbritsetud punktiiriga):

1 — tüüriva vooluahela lüliti, 2 — tüüriv takisti, 3 — solenoidi mähiseotsi lühistav juhtmeosa, 4 — toitevoolu lüliti, 5 — solenoidi mähis, 6 — toitepatarei, 7 — toitevoolu tugevust reguleeriv takisti.



solenoidi mähiseotsi ühendava juhtmeosa 3 temperatuur tõuseb üle kriitilise: juhtmeosa 3 muutub mitteülijuhtivaks. Nüüd lülitatakse sisse toitepatarei 6. Mõne hetke pärast, kui voolutugevus solenoidi mähises on saavutanud maksimaalse väärtuse, seega ka solenoidi väljatugevus on saanud maksimaalseks, lülitatakse takisti 2 välja. Juhtmeosa 3 jahtub alla kriitilist temperatuuri ja lühistab solenoidi mähiseotsad. Nüüd võib toitepatarei välja lülitada: vool jääb ringlema kinnises ülijuhtivas vooluringis 5—3.

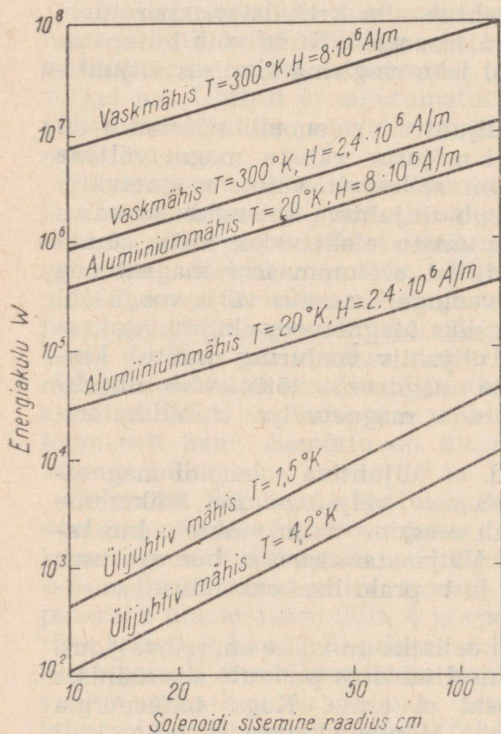
Magnetvoog läbi ülijuhtiva solenoidi südamiku on «külmutatud», seda ei mõjusta välise magnetväljade muutumine. Põhjus on selles, et välise magnetvälja muutumisel indutseerub ülijuhtiva solenoidi kinnises mähises täiendav kustumatu elektrivool, mille suund ja tugevus on just sellised, et summaarne magnetvoog (välise välja voog + vooluga kaasneva välja voog) läbi solenoidi jääb konstantseks. Magnetvoog «külmutatakse» hetkel, mil solenoidi ülijuhtiv vooluring muutub kinniseks. «Külmutatud» magnetvoo tõttu võib ülijuhtivaid solenoide kasutada magnetvälja stabilisaatoritena.

Uurimised näitavad, et ülijuhtiva solenoidi magnetväli on küllaltki ühtlane: väljatugevuse kõikumine tööruumalas (solenoidi sees) on palju väiksem kui tavalistel solenoididel. Välja stabiilsus ja homogeensus on aga väga tähtsad just praktilise rakenduse seisukohalt.

Ülijuhtiva solenoidi eeliseks on väike energiavajadus. Kuna ülijuhtival mähisel takistus puudub, siis mähises mingeid energiakadusid ei esine. Kogu toiteenergia läheb välja tekitamiseks. Mõningad energiakaod on küll

seotud solenoidi jahutamisega ja madalal töötemperaatuuril hoidmisega (tavaliselt $1,2\text{--}4,2^\circ\text{K}$ piirides), kuid need on suhteliselt väikesed. Ülijuhtiva solenoidi kasutegur ulatub peaaegu 100%-ni (tavalistel solenoididel on see lähedane nullile). Ühesuguse tugevuse ja mahuga magnetvälja tekitamiseks vajab ülijuhtiv solenoid tervenisti 10 000 korda vähem energiat kui tavaliste mähistega magnet (vt. joon. 25)! Kui tavalise magneti toiteks on vaja võimsaid generaatoreid, siis ülijuhtivale solenoidile piisab tavalisest 6-voldisest patareist!

Ka ülijuhtiva solenoidi kaal ja mõõtmed on tuhandeid kordi väiksemad kui tavalistel magnetitel (joon. 25). Suure kriitilise voolutihedusega (kuni $20\,000\text{ A/cm}^2$)



Joon. 25. Magnetvälja tekitamiseks vajalik energiavõimsus tavalistel magnetitel ja ülijuhtivatel solenoididel (solenoidi pikkus on kaks korda suurem diameetrist).

ülijuhtide kasutamisel võib solenoidi mähise valmistada väga peenikesest (diameetriga 0,1 mm ja isegi vähem) juhtmest. Ülijuhtiv solenoid ei vaja võimsat jahutus-süsteemi, sest mähises ju soojust ei eraldu. Ühesuguse väljaruumala korral võib mõnesajagrammine, mõõtmetelt teeklaasi mahtuv ülijuhtiv solenoid anda palju tugevama välja kui kümneid tonne kaaluv tavaline magnet!

Kõige tähtsam on aga see, et ülijuhtiva solenoidiga võib saada palju tugevamaid statsionaarseid magnetvälju kui tavaliste solenoididega. Kuigi viimaste väljatugevus ei ole teoreetiliselt piiratud, on üle 8 miljoni A/m-ste väljatugevuste saamine isegi väikese väljamahu (mõni kuupsentimeeter ja vähem) korral seotud niivõrd suure energiakulu ja jahutusseadme võimsusega, et selliste magnetite ehitamine on tehniliselt peaaegu võimatu.

Ülijuhtiva solenoidi maksimaalne magnetväli on teoreetiliselt piiratud vaid mähise kriitilise väljatugevusega (vt. tabel 3, lk. 48). Kaasajal tuntakse mitmeid väga suure kriitilise väljatugevusega ühendeid ja sulameid. Väiksemate väljatugevuste saamiseks (kuni 6 miljonit A/m) kasutatakse peamiselt hästi venitatavat sulamit Nb-Zr. Suuremate väljatugevuste korral valmistatakse mähis intermetallilisest ühendist Nb₃Sn. Hiljuti võeti kasutusele uus perspektiivne sulam Nb-Ti, mille kriitiline väljatugevus (11,5 miljonit A/m) on suurem kui Nb-Zr-il (10,4 miljonit A/m).

Sulamite heaks küljeks on nende sitkus, mis lubab neid kergesti töödelda: venitada juhtmeks, mähkida poolile jne. Suurema kriitilise magnetväljaga (22 miljonit A/m) intermetalliline ühend Nb₃Sn on aga väga rabe, mis teeb selle töötlemise võrdlemisi keerukaks ja saadud juhtme kalliks. Sellist juhet valmistatakse kas Nb₃Sn südamikuga peenikese niobiumist toruna või siis Nb₃Sn kihiga kaetud niobiumist traadina. Esimesel juhul täidetakse niobiumtoru enne venitamist niobiumi- ja tinapulbri seguga ning seejärel venitatakse toru külmalt soovitava jämedusega juhtme saamiseni. Teisel juhul (nõukogude metallurgide tehnoloogia järgi) kaetakse venitatav niobiumtraat sama niobiumi- ja tinapulbri seguga väljastpoolt. Seejärel kaetakse juhe

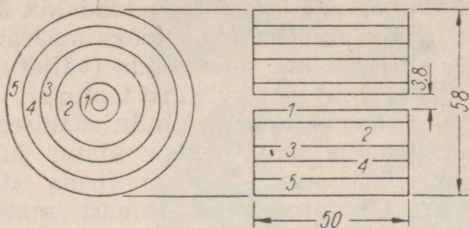
isolatsiooniga ja antakse sellele vajalik kuju (mähitakse poolile jm.). Alles nüüd kuumendatakse solenoidi teatav aeg ligikaudu $10\,000^{\circ}\text{C}$ juures. Niobiumi- ja tinapulber sulavad, moodustades väga hapra ühendi Nb_3Sn . Valmis juhet ei saa enam painutada ega venitada, sest see katkeb otsekohe.

Peale kriitilise väljatugevuse on otsustava tähtsusega ka mähise kriitiline voolutihedus. Kui see on väike, siis tugeva välja saamiseks peab solenoidi mähis olema väga jäme (kriitiline voolutugevus on siis suurem) või mähisekeerdude arv peab olema väga suur (miljoneid keerde). Praktiliselt on selliste solenoidide ehitamine ja ekspluateerimine võimatu. Suurte väljatugevustega ülijuhtivate solenoidide ehitamine algas alles siis, kui võeti kasutusele suurte kriitiliste voolutihedustega sulamid ja ühendid. Näiteks Nb-Zr juhe kannatab $4,8$ miljoni A/m tugevuses juhtmega perpendikulaarses magnetväljas voolutihedust $50\,000\text{ A/cm}^2$. Nb_3Sn kriitiline voolutihedus on $6,4$ miljoni A/m juures $200\,000\text{ A/cm}^2$ (vt. tabel 3). Selliste ülijuhtide mähisejuhtme diameeter on ca $0,1\text{--}1\text{ mm}$ ja mähisekeerdude arv ulatub kümnesse tuhandettesse.

Kriitiline voolutihedus oleneb suurel määral juhtme valmistamise tehnoloogiast, kusjuures külmalt venitatud juhtmel on see palju suurem. Seepärast venitataksegi sulamid traadiks külmmenetlusel. Nb_3Sn juhtme puhul on väga tähtis kuumutamise täpne temperatuur ja kestus. Üle- või alakuumutamisel väheneb kriitiline voolutihedus mitmekordselt.

Katsed näitavad, et kriitiline voolutihedus oleneb veel juhtme isolatsioonimaterjalist, mähisekeerdude tihedusest (tihedama mähise puhul on see väiksem) ja mähise juhtme pikkusest (lühikese juhtme kriitiline voolutihedus on palju suurem kui pikal juhtmel). Seepärast valmistataksegi ülijuhtiva solenoidi mähis tavaliselt üksteise peal asuvate eraldi sektsioonidena, mille magnetväljad on paralleelsed ja seega väljatugevused liituvad (joon. 26).

Mähise kriitiline voolutugevus oleneb ka voolu tekitamise viisist: kui voolutugevus mähises suureneb pikkamööda, siis kriitiline voolutugevus on palju suurem kui voolu kiirel tekkimisel.



Joon. 26. Viiesektsiooniline ülijuhtiv solenoid väljatugevusega 4,8 miljonit A/m.

Mõõtmed on antud millimeetrites. Nb-Zr mähisejuhtme kogupikkus on 2,725 km.

Nb-Zr mähistega solenoididel esineb veel üks seni selgitamata nähtus, nn. «treeninguefekt»: kriitiline voolutugevus suureneb mähise «treenimisel». Kui voolutugevust solenoidi mähises hetkeks suurendada üle kriitilise ja seejärel jällegi vähendada, siis järgneval voolutugevuse tõstmisel on kriitiline voolutugevus palju suurem. See aga tähendab, et «treenimisel» solenoidi maksimaalne väljatugevus kasvab.

Esimese ülijuhtiva magneti ehitas Yntema 1955. a. See niobiumist mähisega ja raudsüdamikuga elektromagnet andis väljatugevuse 400 000 A/m. Viis aastat hiljem ehitas S. A. Autler esimese niobiummähisega ülijuhtiva solenoidi, mille maksimaalne väljatugevus ulatus 350 000 A/m. Kuid erilist huvi need magnetid ei äratanud, sest saadavad väljatugevused olid veel väga väikesed.

Ülijuhtivate solenoidide arengus tuli murrang 1960. aastal, kui võeti kasutusele suure kriitilise väljatugevuse ja voolutihedusega sulamid ja ühendid. Molübdeeni ja reenumi sulamist solenoidiga saadi juba väljatugevus üle 1,2 miljoni A/m. Samal aastal võeti B. T. Matthiase, USA ühe tuntuima ülijuhtivuse uurija soovitusel kasutusele intermetalliline ühend Nb₃Sn, mille nimetatud uurija oli avastanud juba 1954. aastal. Peagi saadi Nb₃Sn solenoidiga väljatugevus 5,6 miljonit A/m. Võeti kasutusele niobiumi ja tsirkooniumi sulam Nb-Zr, millel on küll väiksem kriitiline väljatugevus,

kuid mida on palju lihtsam töödelda. Juba 1962. a. alustati teaduslikuks uurimistööks määratud Nb-Zr mähisega ülijuhtivate solenoidide (väljatugevusega 2,5—3,5 miljonit A/m) seeriaviisilist tootmist.

1962. aastal valmis Nb₃Sn mähisega solenoid, mille maksimaalne väljatugevus ulatus juba üle 7 miljoni A/m. 1963. aastal ehitati firma «General Electric» (USA) laboratooriumis samast materjalist mähisega solenoid, mis andis 8 miljoni A/m-se väljatugevuse. Selle solenoidi pikkus on 5 cm, väline diameeter 5,5 cm ja sisemine 0,7 cm, mähisejuhtme paksus 0,7 mm, voolutugevus mähises 266 ampri. Mähis koosneb viiest üksteise peal asuvast sektsioonist. Solenoidi töötemperatuur on 1,8°K.

Uusi edusamme tõi 1964. aasta. Firma «Westinghouse Electric» (USA) laboratooriumis valmis 8 miljoni A/m-se väljatugevusega solenoid, mille mähiseks kasutati uut, küllalt elastset materjali — niobiumi ja titaani sulamit Nb-Ti. Solenoidi pikkus on 15 cm, väline diameeter 17,5 cm.

Nb₃Sn südamikuga, väljastpoolt niobiumiga kaetud mähiselinti hakati tootma ka tööstuslikult. Katsetustel kannatas selline 16 mm laiune ja 0,06 mm paksune lint välja kuni 80 miljoni A/m-ni ulatuvaid impulssmagnetvälju.

Seeriaviisiliselt toodetavate Nb-Zr mähisega solenoidide maksimaalne väljatugevus tõusis 5,6 miljoni A/m-ni. Selliste solenoidide heaks näitajaks on võrdlemisi suur väljamaht ja väga ühtlane magnetväli: mitmekümne kuupsentimeetrises tööruumalas on väljatugevuse kõikumine väiksem kui 0,001%.

Firmal «Radio Corp. of America» valmis solenoid (foto 1), mis andis maksimaalse väljatugevuse juba 8,5 miljonit A/m. Solenoidide mähiseks kasutati õhukest roostevabast terasest linti, mis väljastpoolt on kaetud Nb₃Sn-ga ja õhukese vasekihiga. Selline lint ühendab endas terase sitkuse Nb₃Sn ülijuhtivate omadustega. Vaskkestaga kaetud solenoid kaalub 10,4 kg.

Sama firma alustas veelgi tugevama, 12 miljoni A/m-se magnetväljaga ülijuhtiva solenoidi ehitamist. Selle väljaruumala on palju suurem: solenoidi eeldatav sisemine diameeter on 30 cm. Mähiseks kasutatakse

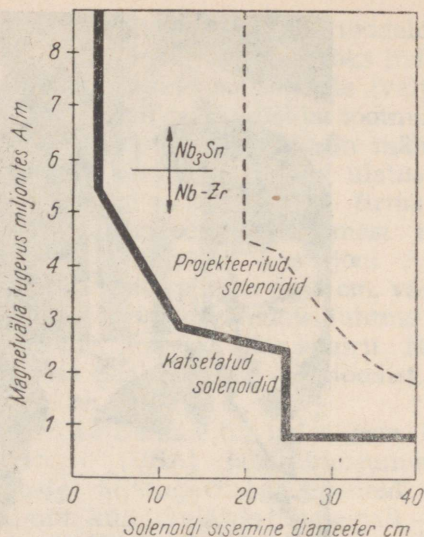


Foto 1. 1964. aastal valminud 8,5 miljoni A/m-se väljatugevusega ülijuhtiv solenoid.

Nb_3Sn -ga kaetud teraslinti. Solenoid on määratud eksperimenteerimiseks kosmoselaevadel. Toiteenergiat saab solenoid tavalisest 6-voldisest patareist.

Seniseid saavutusi (1964. a. suveks) ülijuhtivate solenoidide projekteerimisel ja ehitamisel illustreerib joon. 27. Katsetamine jätkub. Nb_3Sn -ga peaks olema võimalik saada väljatugevusi üle 20 miljoni A/m. Perspektiivne on ka intermetalliline vanaadiumi ja galliumi ühend V_3Ga . Teoreetiliselt on leitud veelgi kõrgemate kriitiliste temperatuuridega ja oletatavasti ka tugevamate kriitiliste väljatugevustega ühendeid, nagu Nb_3Si ja V_3Si , mida seni aga ei ole õnnestunud sünteesida. Näiteks Nb_3Si eeldatav T_c on $22^\circ\text{—}30^\circ\text{K}$.

Ülijuhtivate solenoidide ehitamisel kerkib esile ka mitmeid raskusi. Tugeva voolu tõttu mõjuvad solenoidi mähistele küllaltki tugevad jõud. Nende vähendamiseks kasutatatakse erilist mähise konstruktsiooni, nn. jõuvaba mähist, milles mähise keerud erinevates mähise-



Joon. 27. Ülijuhtivate solenoididega saadud väljatugevused ja väljamahud (1964. a. suveks).

kihtides on antiparalleelsed ja seetõttu voolu suund mähises ei ole risti magnetvälja jõujoontega.

Teiseks probleemiks on solenoidi kaitsmine läbipõlemise eest. 8 miljoni A/m-se väljatugevuse juures on väljaenergia 40 džauli kuupsentimeetri kohta, mis on umbes 10 korda suurem 1 cm³ heeliumi aurumissoojusest. Väljatugevuse suurenemisel energia kasvab võrdeliselt väljatugevuse ruuduga. Kui solenoidi mähis kas või üheski punktis muutub mingil põhjusel mitteülijuhtivaks, siis kogu väljaenergia eraldub seal peaaegu hetkeliselt soojusena. Mähiste läbipõlemise vältimiseks ümbritsetakse solenoid massiivse vaskkattega, mis lühistab solenoidi selle muutumisel mitteülijuhtivaks. Sel juhul enamus väljaenergiast eraldub vaskkattes ja ülijuhtiv mähis ei kuumene liigselt.

Veelgi keerukam olukord tekib suure väljamahu ja väljatugevusega solenoidide korral (kui näiteks ehitada ülijuhtiv tsüklotron), sest väljaenergia on siis väga suur. Kui mähis mingil põhjusel kaotab ülijuhtivuse,

siis vedela heeliumi kiire aurustumine võib viia hävitava plahvatuseni. Ülijuhtivate kiirendite loomine vajab veel täiendavat uurimist.

ÜLIJUHTIVATE SOLENOIDIDE RAKENDAMINE

Väikesed tugeva magnetväljaga ülijuhtivad solenoidid on väga sobivad mitmesuguste laboratoorsete uurimiste teostamiseks. Paljude katsete juures on vaja katseseade jahutada madala temperatuurini ja seejärel rakendada sellele tugevat magnetvälja. Kui selleks otstarbeks kasutada tavalist elektromagnetit, siis magneti pooluste vahele asetatava katsekeha jahutamine on tehniliselt väga raske ja katseaparatuur muutub keerukaks. Ülijuhtiva solenoidi võib aga paigutada samasse heeliumivanni uuritava katsekehaga. Suureneb ainult jahutusseadme maht ja vedela heeliumi kulu.

Isegi sel juhul, kui katsekeha omadusi uuritakse tavalise temperatuuri juures, annab ülijuhtiva solenoidi kasutamine tunduvat majanduslikku efekti.

Ülimadalate, kuni $0,1^{\circ}\text{K}$ -ni ulatuvate temperatuuride saamiseks kasutatakse nn. adiabaatilist demagnetiseerimist. Ka siin saab edukalt rakendada ülijuhtivaid solenoide, sest vedela heeliumiga jahutamine on niikuinii vajalik.

Ülijuhtivad solenoidid annavad väga stabiilse välja, seetõttu on neid võimalik kasutada mitmesuguste resonantsinähtuste uurimiseks (paramagnetiline resonants).

Ülijuhtiva solenoidi tugevas magnetväljas akumuleerub suur hulk energiat. Näiteks eespool kirjeldatud $8,5$ miljoni A/m -se väljatugevusega solenoidi magnetvälja energia on $20\,000$ džauli. Sellised solenoidid sobivad kvantgeneraatorite (maserite ja laserite) toitmiseks.

Suure väljatugevusega ülijuhtivad solenoidid on väga kohased suurte energiatega osakeste uurimiseks. Väikese väljamahuga solenoide saab kasutada näiteks Wilsoni kambrites ja tilgakambrites, mida läbides laenguga elementaariosakesed kalduvad magnetvälja toimel

oma esialgsest teest kõrvale. Trajektoori kuju järgi määratakse kindlaks, milliste osakestega on tegemist, jälgitakse nende lagunemist teisteks osakesteks jne.

Elementaarosakeste kiirendites kasutatakse tugevat magnetvälja kiirendatava osakese hoidmiseks ettenähtud liikumisteel, samuti osakese suunamiseks märklauale (kallutatavad ja fokuseerivad magnetid) kiirenduse lõpul. Selleks rakendatavad elektromagnetid tarbivad väga palju elektrienergiat, kuid nende väljatugevused on võrdlemisi väikesed.

Ülijuhtivate solenoidide kasutamine võimaldaks suurema väljatugevuse tõttu tunduvalt suurendada kiirendatavate osakeste lõppenergiat, seejuures oleks kiirendaja enda toiteenergia võrratult väiksem. Kahjuks kujutab ülijuhtiva sünkrotroni või sünkrofototroni ehitamine tänapäeval endast veel liialt keerukat ülesannet. Küll aga saab ülijuhtivaid solenoide juba lähemas tulevikus kasutada kallutatavate ja fokuseerivate magnetitena.

Suure väljatugevuse ja väljamahuga ülijuhtivate solenoidide abil saab uurida tugeva magnetvälja mõju elusobjektidele, muu hulgas ka inimorganismile. Nendega saab uurida magnetvälja mõju keemiliste protsesside kulgemisele. Sellised solenoidid on väga sobivad «magnetlõksudeks» ülikuumas plasma kinnihoidmiseks, sest miljonitesse kraadidesse ulatuva temperatuuri tõttu ei saa plasmad hoida üheski nõus, tavaliste solenoidide kasutamine on aga seotud väga suurte kuludega.

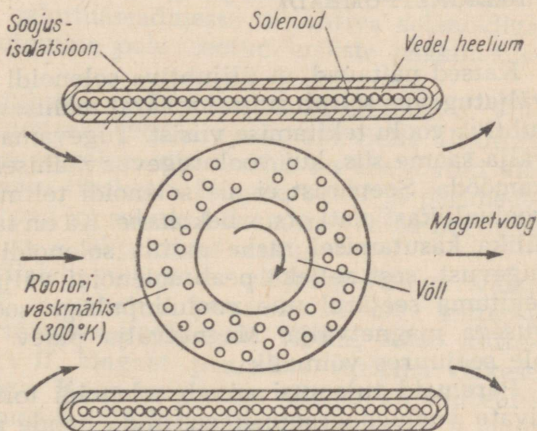
Perspektiivne on ülijuhtivate solenoidide kasutamine magnethüdrodünaamilistes generaatorites — seadmeis, kus soojusenergia muudetakse vahetult elektrienergiaks. Elektrienergia allikaks on siin kuumendatud gaasijuga, mis liigub tugevas magnetväljas. Mida tugevam on magnetväli, seda rohkem ioniseeritud gaasiosakesed kiirenevad ja seda suurem on generaatori võimsus. Tavalise elektromagneti kasutamisel väheneksid sellise generaatori eelised miinimumini. Leiti näiteks, et 20 000 kW magnethüdrodünaamilise generaatori elektromagnet vajab toitevõimsust 15 000 kW, s. o. 75% generaatori poolt toodetavast energiast. Kui elektromagnet asendada ülijuhtiva solenoidiga, siis kulub selle

jahutamiseks vaid 50—100 kW. Tunduvalt vähenevad ka generaatori gabariidid ja kaal.

Tööstuslikus magnethüdrodünaamilises generaatoris on aga vaja kasutada tugevat, kuni mitme kuupmeetriselise mahuga magnetvälja. Nii suure magnetvälja mahuga ülijuhtivaid solenoide ei ole veel ehitatud. Raskusi tekitab ka suuremõtmelise solenoidi soojuslik isoleerimine kuumast, kuni 2500°K ulatuva temperatuuriga gaasi- ja solenoidi jahutamine madala (ca 2—4°K) töötemperatuurini.

Suuri võimalusi avab ülijuhtivate solenoidide rakendamine tavalistes elektrivoolugeneraatorites ja -mootorites. Kasutatavate elektromagnetite ja püsomagnetite asendamine palju suurema väljatugevusega ülijuhtivate solenoididega suurendab tunduvalt elektrimasinate võimsust. Hiljuti (1964. a. suvel) avaldati andmed esimeste sellisuunaliste katsete kohta, mis viidi läbi NSVL TA Elektromehaanika Instituudis. Ilmnes, et juba 1,6 miljoni A/m-se ülijuhtiva solenoidi kasutamine tavalises vahelduvvoolugeneraatoris suurendas generaatori väljundpinget üle 20 korra. Generaatori võimsus tõusis rohkem kui 200 korda, seejuures mõõtmed ei muutunud.

Joon. 28. 600 000 kW ülijuhtivate ergutusmähistega turbogeneraatori skeem.



Ülijuhtivate solenoidide väga stabiilne magnetväli ja solenoidi väljatugevuse isereguleerimine võimaldab luua väga stabiilsete staatiliste ja dünaamiliste karakteristikutega elektrimasinaid. Soojuskadude puudumine solenoidis võimaldab tõsta elektrimasina kasutegurit.

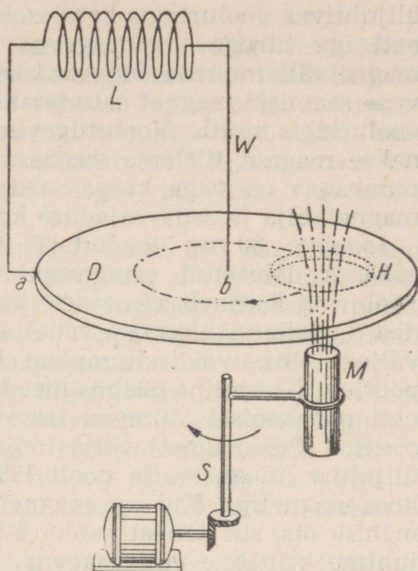
Suure väljatugevusega ülijuhtivate solenoidide kasutamisel võib loobuda senisest magnetmaterjalist — terasest. Energiakaod vähenevad, masina kasutegur tõuseb veelgi.

Juba 1962. a. avaldati ühe sellise 600 000 kW ülijuhtivate ergutusmähistega turbogeneraatori projekt. Generaatori skeem on toodud joonisel 28. Ergutuseks kasutatakse vedela heeliumiga jahutatavaid ülijuhtivaid solenoide, mis annavad generaatoris ca 8 miljoni A/m tugevusega välja. Rootorit ei jahutata, see töötab toatemperatuuril. Rootori pikkus on 2 m ja diameeter 1 m. Rootoril asub kolmefaasiline vaskmähis. Et nii suure väljatugevuse korral ei ole enam vajadust rootori terasüdamikujärele, siis on viimane asendatud täiendavate vaskmähistega. Generaatori kasutegur ulatub 99,9%, sest kaod rootoris ja solenoidide jahutamiseks on võrdlemisi väikesed.

«MAGNETPUMBAD»

Katsed näitavad, et ülijuhtiva solenoidi maksimaalne väljatugevus sõltub suurel määral mähises ringleva ülijuhtiva voolu tekitamise viisist. Tugevama maksimaalse välja saame siis, kui voolutugevus mähises kasvab pikkamööda. Seepärast ei ole solenoidi toitmine tavalisest vooluallikast alati otstarbekohane. Ka on tavalise vooluallika kasutamisel raske muuta solenoidi magnetvälja tugevust, sest selleks peab solenoidi välja lülitama ja tekitama seejärel uue vooluimpulsiga soovitava tugevusega magnetvälja. Magnetvälja pidev muutmine ei ole seejuures võimalik.

Paremaid tulemusi annab solenoidi toitmine ülijuhtivate voolugeneraatoritega, mida nende autorid sageli



Joon. 29. Volger'i ja Admiraal'i «magnetpump»:

L – solenoid, *W* – ühendusjuhtmed, *D* – ülijuhtiv ketas, *M* – pöörlev magnet, *H* – normaalne «auk» ülijuhtivas ketas, *S* – pöörlemistelg.

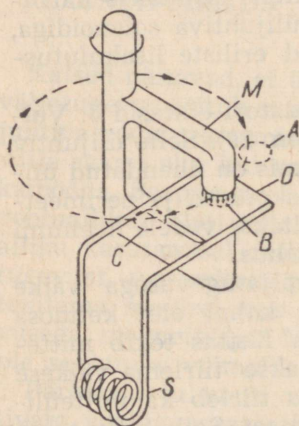
nimetavad «magnetpumpadeks» (generaator nagu «pumpab» magnetvälja portsjonite kaupa ülijuhtivasse solenoidi). «Magnetpumpadega» tekitatakse solenoidi magnetväli pikkamööda, seega saadakse tugevam maksimaalne väli. Kuna «magnetpump» asetatakse harilikult samasse jahutusseadmesse ülijuhtiva solenoidiga, siis tema kasutamine pole seotud eriliste lisakulutustega.

Esimese ülijuhtiva voolu generaatori ehitasid J. Volger ja P. S. Admiraal 1962. a. (joon. 29). Selle ülijuhtiv vooluring koosneb solenoidist *L*, mis on ühendatud ülijuhtiva liikumatu tinaketta *D* keskpunkti ja perimeetriga. Nii ketas kui ka solenoid hoitakse vedela heeliumi temperatuuril, s. o. ülijuhtivas olekus.

Ketta all tiirleb niisuguse väljatugevusega väike püsिमagnet *M*, et vahetult tema kohal olev kettaosa läheb üle normaalsesse olekusse. Kettas tekib mitteülijuhtiv «auk» *H*. Magnet pannakse tiirlema väikese elektrimootoriga. Koos magnetiga tiirleb ka mitteülijuhtiv «auk» mööda ülijuhtivat ketast. Selle tõttu tekib

ülijuhtivas vooluringis ketas-solenoid elektrivool. Magneti iga tiiruga voolutugevus suureneb ja solenoidi magnetväli muutub tugevamaks. Soovitava väljatugevuse saamisel magnet seisatatakse, vool aga ülijuhtivas vooluringis säilib. Voolutugevuse vähendamiseks pannakse magnet tiirlema vastassuunas. Sellise «magnet-pumbaga» on väga kerge saada soovitava tugevusega magnetvälja ja seda vajaduse korral muuta.

Joonisel 30 on toodud T. G. Berlincourt'i poolt 1963. a. leiutatud «magnetpumba» skeem. Ülijuhtiv vooluring koosneb siin suure kriitilise väljaga solenoidist S , mille mähiseotste vahel asetseb väikese kriitilise väljaga tina- või indiumplaat D . Energiaallikaks on pöörlev U -kujuline püsomagnet M , mille jõujooned magneti pöörlemisel löikuvad kord plaadiga, kord mähise otstega. Püsimagneti välja mõjul tekib plaadis mitte-ülijuhtiv, magnetvälja poolt läbitav «auk», mis liigub koos magnetiga. Kui aga magneti pooluste vahele satub mähise ots, siis sellest «auk» läbi ei lähe, sest mähisejuhtme kriitiline väljatugevus on suurem püsimagneti väljast. Magneti iga pöördega tuuakse «augu» kaudu ülijuhtivasse kontuuri solenoid-plaat uus «portsjon» magnetvoogu. Kuid elektrodünaamika seaduste järgi magnetvälja voog läbi kontuuri ei tohi muutuda. Ülijuhtivas kontuuris tekib ringlev elektrivool, mille mag-



Joon. 30. Berlincourt'i magnet-pump:

S – solenoid, D – mähiseotsi ühendav indiumplaat, M – pöörlev magnet, A, B, C – normaalse «augu» asendid magneti M pöörlemisel.

netväli kompenseerib sissetoodava välja voo. Mida kauem magnet ringleb, seda tugevam vool tekib ülijuh-tivas vooluringis ja seda tugevam on ka solenoidi mag-netväli. Magneti seisatamisel ülijuh-tiv vool säilib. Säi-lib muidugi ka solenoidi magnetväli. Väljatugevuse vä-hendamiseks pannakse püsomagnet pöörlema vastassuu-nas.

Suurema voolutugevusega (kuni 800 amprit), kuid samal põhimõttel töötav ülijuh-tiv alalisvoolugeneraa-tor ehitati 1964. a. firma «Westinghouse Electric» poolt. See generaator koosneb rõngakujuliselt paigutatud tinaplaatidest, mis paarikaupa ühendatakse suure kriitilise väljatugevusega ülijuh-tivate juhtmetega. Plaa-tide kohal ringleb ülijuh-tivatest ergutussolenoididest magnetsüsteem kiirusega 100 pööret minutis. Kogu seadme diameeter on ainult 10 cm ja ta paiguta-takse samasse jahutusseadmesse ülijuh-tiva solenoi-diga.

Sama generaatori teises variandis puuduvad liikuvad osad täiesti. Ergutuseks vajalik ringlev magnetväli saa-dakse kolme liikumatu ülijuh-tiva ergutussolenoidiga, mis ühendatakse kolmefaasilise vahelduvvoolugene-raatoriga. Solenoidi läbiv vahelduvvool tekitabki ring-leva magnetvälja. Veelgi suuremate voolutugevuste saa-miseks konstrueeris H. L. Laquer 1963. a. ülijuh-tiva ala-lisvoolugeneraatori. See koosneb raudsüdamikust, mil-lel asetsevad kaks mähist: peenikesest juhtmest palju-keermeline vaskmähis ja üksainus keerd jämedast üli-juhtivast juhtmest. Kogu seade hoitakse vedela hee-liumi temperatuuril. Vaskmähisest lastakse läbi perioo-diliselt muutuv vool. Voolutugevus muutub aeglaselt nullist maksimumini ja tagasi nullini. Samasugune, kuid palju tugevam vool indutseerub ka ülijuh-tivas mähise-keerus, mis kahe soojusliku juhtimisega ülijuh-tiva lüliti kaudu on ühendatud ülijuh-tiva solenoidiga. Lülitades vajalikul hetkel lülitid ümber, saame voolutugevust üli-juhtivas ahelas (solenoid-mähis) tõsta astmetena mõne tuhande amprini. Seade on eriti kohane nende ülijuh-tivate solenoidide toitmiseks, mille mähiseks kasuta-takse jämedat ülijuh-tivat linti ja mis seepärast kannatavad väga suuri voolutugevusi.

Kirjeldatud ülijuh-tivad alalisvoolugeneraatorid teki-

tavad tugeva voolu tervenisti ülijuhtivas vooluringis. Kuna pinge on peaaegu null, siis ei kõlba nad tavalise, takistusega vooluringi toiteks.

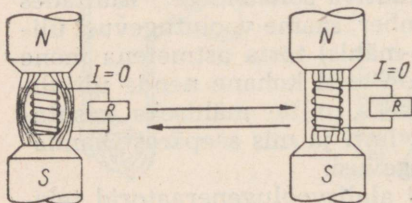
VAHELDUVVOOLUGENERAATOR

Massiivse ülijuhi magnetiliste omaduste muutumist välises magnetväljas kasutatakse ülijuhtivas vahelduvvoolugeneraatoris (joon. 31), mis võib toita ka mitteülijuhtivat vooluringi.

Seade koosneb U -kujulisest püsिमagnetist, mille pooluste $N-S$ vahel asetseb massiivne ülijuhist (tinast) silinder tavalise vaskmähisega. Silindrit hoitakse kriitilise temperatuuri juures, nii et ta juba väikesel temperatuuri muutumisel muutuks kas ülijuhtivaks või mitteülijuhtivaks.

Normaalses olekus läbib püsिमagneti pooluste vaheline magnetvoog silindrit. Temperatuuri alandamisel aga muutub silinder ülijuhtivaks ja väljatõrjutud magnetvoog löikab vaskmähist, tekitades pingeimpulsi. Temperatuuri tõstmisel üle kriitilise (selleks võib kasutada näiteks soojuskiirgust) taastub normaalne olek, magnetvoog tõmbub silindrisse tagasi, lõigates uuesti vaskmähist. Mähises tekib vastassuunaline pingeimpulss. Muutes perioodiliselt silindri temperatuuri, saamegi mähises vahelduva elektromotoorse jõu: seadis töötab vahelduvvoolugeneraatorina.

Generaatori väike kaal, suhteliselt suur kasutegur (nioobiumist silindri puhul ca 44%) ja liikuvate osade puudumine õigustab tema kasutamist sekundaarse elemendina siis, kui vedelat heeliumi on vaja ka mõne teise, peamise seadme jahutamiseks.



Joon. 31. Vahelduvvoolugeneraatori töötamis-skeem.

Vasakul on silinder ülijuhtivas, paremal normaalses olekus. R — koormustakisti.

Ülijuhtiva trafo eeliseks on väga lai, peaaegu optiliseni ulatuv transformeeritavate sageduste diapason. Eriti tähtis on asjaolu, et ta võimaldab transformeerida ka väga väikese sagedusega vahelduvvoolu, peaaegu alalisvoolu.

Ka on ülijuhtiva trafo kaal palju väiksem ja kasutegur peaaegu 100%. Need eelised ilmnevad eriti suure võimsusega trafode puhul. Näiteks arvutati kahe 570 000 kW transformaatore, ülijuhtiva ja harilikku, mõningad näitajad. Kui harilikku kogukaal on üle 200 tonni, sellest mähis 90 tonni, siis ülijuhtiva trafo kogukaal on 65 tonni, mähised 9 tonni. Ülijuhtiva transformaatore mähise hoidmine madalal töötemperatuuril ($2-4^{\circ}\text{K}$) on küll seotud energiakuluga ca 480 kW, aga see on ligi 6 korda väiksem kui energiakaod harilikus transformaatoreis (480 ja 3150 kW). Muidugi on 9 tonni kaaluvate mähiste soojuslik isoleerimine ja jahutamine tehniliselt raske, kuid sugugi mitte võimatu.

Kahjuks ei saa ülijuhtiva trafo mähiseks kasutada suure kriitilise väljatugevusega II liiki ülijuhte, sest need ei talu vahelduvvoolu. Välja sissetungimise tõttu tekitab muutuv magnetväli neis pöörisvoole ning ülijuhtivus kaob. I liiki ülijuhikud kannatavad küll vahelduvvoolu, kuid nende kriitilised väljatugevused on väikesed ja seetõttu trafo võimsus jääb väikeseks. Võimsuse suurendamiseks tuleb kasutada erilise konstruktsiooniga mähiseid, milles primaar- ja sekundaarmähise kihid asetsevad vaheldumisi. Kuna trafo südamikku ümber primaar- ja sekundaarmähises tsirkuleerivad võrdsed ja vastassuunalised voolud, siis vahelduvate mähisekihtide puhul on nende resultatiivne magnetväli peaaegu null. See võimaldab isegi suurte voolutugevuste korral kasutada I liiki ülijuhte. Kuna neis vool läbib vaid õhukest pinnakihti, siis võib mähise juhtmeks edukalt kasutada õhukest ülijuhtivat linti või ka trükitud mähiseid. Isolatsiooniks sobib hästi tavaline immutatud paber, mida kasutatakse harilikkes kõrgepingekaablites, sest isolatsioonimaterjalide omadused on 4°K juures tunduvalt paremad kui tavalisel temperatuuril.

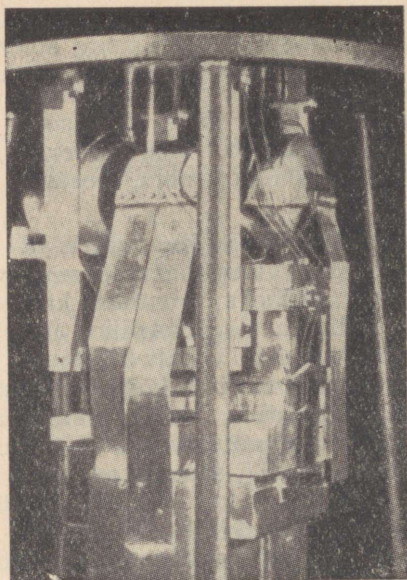


Foto 2. 15 kW ülijuhtiv trafo.

Fotol 2 on näha eksperimentaalne ülijuhtivate mähis-
tega trafo võimsusega 15 kW. Trafo mähised on õhuke-
sest tinalindist, isolatsiooniks kasutatakse immutatud
paberit. Mähiseid jahutatakse vedela heeliumiga.

ÜLIJUHTIVAD ENERGIAÜLEKANDELIINID

Tuleviku seisukohalt on kahtlemata väga suuri pers-
pektiive ülijuhtivate energiaülekanделиinide ehitamisel.
Tõsi küll, nende maksumus on kõrge, kuid ülekantavad
energiavõimsused võivad olla selle eest väga suured. Ka
energiakaod on palju väiksemad.

Kuigi vahelduvvoolu puhul saab kasutada ainult 1
liiki ülijuhte, mille kriitiline voolutugevus on võrdle-
misi väike, võib isegi sel juhul ülekantav energia olla
küllalt suur. Kui kasutada koaksiaalkaablit läbimõõ-
duga 6 cm (soone diameeter 3 cm), siis võib vahelduv-
voolu tugevus olla 3000 amprit. Pinge juures 200 kV

ulatub ülekantav energiavõimsus 600 000 kW-ni. Võrreldes energiakadudega tavalises kõrgepingeliinis on ülijuhtiva kaabli jahutamiseks vaja kaks korda vähem energiat, mis moodustab 200 km pikkuse kaabli korral vaid 1% ülekantavast võimsusest.

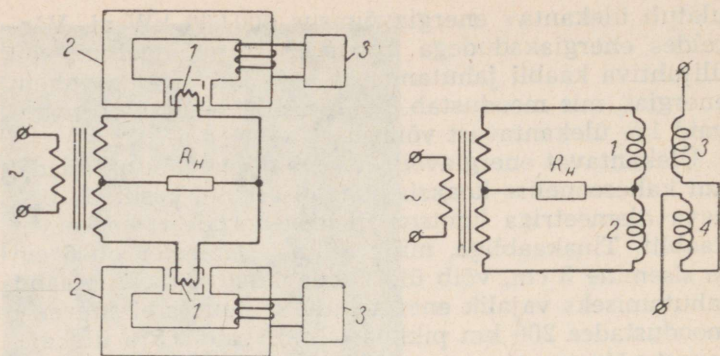
Ülekantavat energiavõimsust võib veelgi suurendada, kui kahesoonelise koaksiaalkaabli asemel kasutada erineva diameetriga kontsentrilistest torudest koosnevat kaablit. Tinakaabliga, mille väline diameeter on 6 cm ja sisemine 3 cm, võib üle kanda 1 200 000 kW. Kaabli jahutamiseks vajalik energiakulu seejuures ei suurene, moodustades 200 km pikkusel liinil vaid 0,5% ülekantavast võimsusest.

Alalisvoolu energia ülekandmisel võivad ülekantavad võimsused olla tunduvalt suuremad, sest siin saab kasutada II liiki ülijuhte. Kahesoonelise Nb₃Sn koaksiaalkaabli puhul, mille soone läbimõõt on 3 cm, ulatub ülekantava energia võimsus (200 kV pinge juures) lausa astronoomilise suuruseni — 120 miljonit kW. Käsivarrejämeduse Nb₃Sn juhtmega võiks üle kanda kogu USA-s tarbitava energia tippvõimsuse.

ÜLIJUHTIV ALALDI

Ülijuhtiva alaldi konstrueeris J. L. Olsen juba 1958. a. (joon. 32, paremal). Ventiilideks on ülijuhtivad mähisepoolid 1 ja 2, mis viiakse perioodiliselt kord ülijuhtivasse, kord normaalsesse olekusse. Olenevalt sellest, kumb mähistest on ülijuhtivas, kumb normaalses olekus, läheb vool tarbijasse R_H kas mööda ülemist või alumist vooluringi.

Oletame, et esimese poolperioodi jooksul voolu suund skeemis on päripäeva. Et vool läbiks koormuse R_H , peab mähis 1 olema ülijuhtivas, 2 aga normaalses olekus. Järgmise poolperioodi vältel, kui voolu suund on vastupidine, peab aga 1 olema mitteülijuhtiv ja 2 ülijuhtiv. Et ümberlülitamine toimuks õigeaegselt, on ventiilid 1 ja 2 magnetiliselt seotud tavaliste, välisest alalisvooluallikast toidetavate mähisepoolidega 3 ja 4. Viimaste



Joon. 32. Olseni alaldi (paremal) ja selle täiustatud variant (vasakul).

toitevool valitakse selline, et nende magnetväljade tugevused oleksid peaaegu võrdsed ülijuhtivate mähisepoolide kriitiliste magnetväljadega, kuid magnetväljade suunad oleksid vastupidised.

Esimese poolperioodi vältel magnetväljade suunad ülijuhtivas mähises 1 ja tavalises mähisepoolis 3 on vastupidised ja summaarne väljatugevus mähises 1 on väiksem kriitilisest, s. t. ta jääb ülijuhtivaks. Samal ajal on poolide 2 ja 4 magnetväljad samasuunalised ning summaarne väljatugevus mähises 2 ületab kriitilise: mähis 2 läheb üle normaalsesse olekusse. Järgmise poolperioodi vältel on välja suund mähistes 1 ja 2 muutunud ning summaarne magnetväli on mähises 1 suurem kriitilisest, mähises 2 aga väiksem kriitilisest: vool läheb mööda teist vooluringi.

Alaldi täiustatud variandis (joon. 32, vasakul) on ülijuhtivad mähisepoolid asendatud ülijuhtivate kileribadega 1 ja alalisvooluga toidetavad mähisepoolid elektromagnetitega 2. Sünkroniseerivad elemendid 3 muudavad elektromagnetite väljatugevust sünkroonselt alandatava vahelduvvooluga, nii et ühe poolperioodi jooksul oleks üks kiledest «kinni», teine «lahti». Järgneva poolperioodi vältel on olukord vastupidine: esimene kile on «lahti», teine «kinni». Koormuses R_H saadakse alandatud vool.

Olseni alaldi töötab ka võimendina. Vahelduvvoolu signaali võimendamine toimub tavalisi mähiseid toitva alalisvooluallika arvel.

ÜLIJUHTIV MEHAANILINE VÕIMENDI

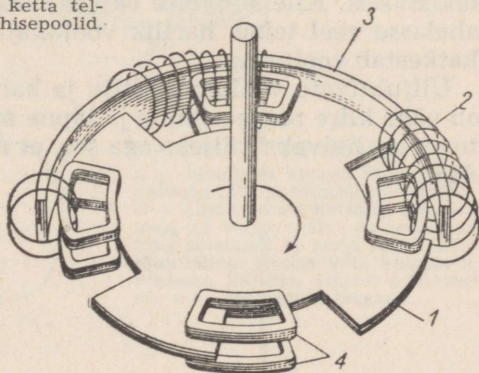
Ülijuhi magnetilistel omadustel põhineva mehaanilise võimendi konstrueeris T. A. Buchhold 1960. a. Seade muudab nõrga alalisvoolusignaali tugevaks vahelduvvoolusignaaliks. Võimendus toimub välise mehaanilise energiaallika arvel.

Seade (joon. 33) kujutab endast ülijuhtivat väljalõigetega ketast 1, mis välise jõuallika (näiteks elektrimootori) toimel pannakse pöörlema. Ketas pöörleb teda ümbritseva ülijuhtiva mähise 3 magnetväljas. Välja jõujooned 2 on joonisel näidatud kontsentriliste suletud ringjoontena. Ketta all ja peal asuvad sümmeetriliselt neli paari tavalisi liikumatuid mitteülijuhtivaid mähisepooli 4.

Võimendatav alalisvool juhitakse ülijuhtivasse mähisesse. Selle ümber tekib magnetväli, mille tugevus on võrdeline voolutugevusega. Kuna ülijuhtiv ketas on absoluutne diamagnetik, siis magnetjõujooned teda ei

Joon. 33. Buchholdi võimendi:

1 — ülijuhtiv ketas, 2 — magnetvälja jõujooned, 3 — ülijuhtiv mähis (mähise telg ühtub ketta teljega), 4 — tavalised mähisepoolid.



läbi ja kogu mähise magnetvoog peab kulgema läbi ketta väljalõigete. Ketta pöörlemisel satub tavaliste mähisepoolide vahele kord ketta väljalõige, kord magnetvoo poolt mitteläbitav kettaosa. Selle tagajärjel magnetvoog läbi mähiste 4 muutub ja neis indutseerub vahelduv elektromotoorne jõud. Ühendades mähised 4 välise vooluahelaga, saame viimases vahelduvvoolu, mille tugevus on võrdeline ülijuhtivat mähist 3 toitva võimendatava alalisvoolu tugevusega. Seade töötab võimendina, mille eelisteks on kõrge stabiilsus ja väikesed mürad.

Sama seade töötab ka vahelduvvoolugeneraatorina, kui toita ülijuhtivat mähist püsiva vooluga.

ÜLIJUHTIVAD KAITSEKORGID JA VOOLUKATKESTID

Ülijuhtiv kaitsekork kujutab endast vooluringi lülitatud ülijuhtivat kileriba. Kui voolutugevus ahelas ületab kile kriitilise voolutugevuse, läheb kile üle normaalsesse olekusse. Tekkinud takistuse tõttu eraldub kiles suur hulk soojust ja kile aurub peaaegu silmapilkselt, katkestades vooluringi.

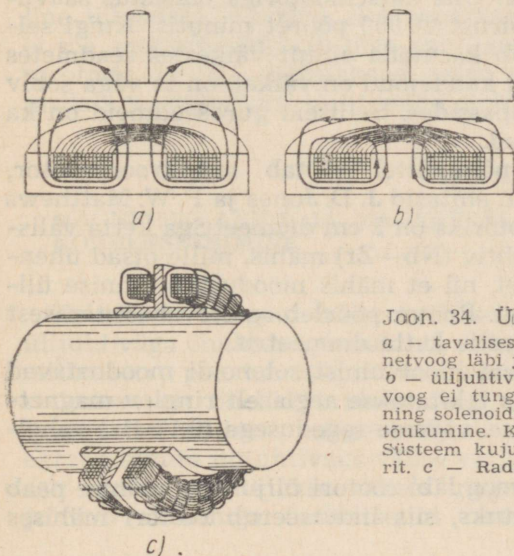
Kui vooluringi lülitatav kileriba on küllalt pikk, siis kriitilisest tugevama voolu korral see otsekohe ei sulä, küll aga katkestab vooluringi, kui kile takistus normaalses olekus on palju suurem ülejäänud vooluahela takistusest. Kile sulamise vältimiseks lülitatakse vooluahelasse veel teine, harilik voolukatkesti, mis lõplikult katkestab vooluringi.

Ülijuhtivate voolukatkestite ja kaitsekorkide eeliseks on väga kiire reageerimine ja täpne maksimaalne voolutugevus, halvaks küljeks aga see, et neid on raske asendada.

ÜLIJUHTIVAD LAAGRID JA ASÜNKROONMOOTORID

Kui asetada ülijuhtiv katsekeha kriitilisest nõrge-
masse välisesse magnetvälja, siis väli deformeerub:
magnetvoog ei saa tungida ülijuhisse ja välja jõujooned
ülijuhi lähedal asetuvad paralleelselt tema pinnaga.
Seetõttu tekib jõud, mis püüab katsekeha magnetväljast
eemaldada. Sellise jõu olemasolu võib demonstreerida,
langetades väikese püsिमagneti ülijuhtivale plaadile.
Tõukejõu tõttu jääb magnet hõljuma teatavale kõrgu-
sele plaadi pinna kohale. Analoogiliselt jääb ülijuhtiv
kera hõljuma ülijuhtiva rõnga kohale, kui viimases on
eelnevalt tekitatud ringlev elektrivool.

Kirjeldatud põhimõttel töötab ülijuhtiv laager
(joon. 34). See koosneb väikesest ülijuhtivast solenoi-
dist, mille kohale on asetatud ülijuhtiv ketas. Ühtlase
väljatugevuse korral on kettale mõjuv tõukejõud võr-
deline väljatugevuse ruuduga ja ketta pindalaga ning
pöördvõrdeline ketta ja solenoidi vahekauguse ruuduga.
Kui ketast koormata, siis ta läheneb solenoidile, seejuu-



Joon. 34. Ülijuhtiv laager:

a – tavalisest kettast läheb mag-
netvoog läbi ja tõukejõude ei teki;
b – ülijuhtivasse kettasse magnet-
voog ei tungi, väli deformeerub
ning solenoidi ja ketta vahel tekib
tõukumine. Ketast võib koormata.
Süsteem kujutab endast püstlaag-
rit. c – Radiaalne laager.

res tõukejõud suureneb kiiresti ja ketas tõugatakse uuesti eemale.

Ülijuhtiva laagriga saadakse väga suuri pöörlemiskiirusi, sest ketta pöörlemisel hõõrdumine peaaegu puudub, eriti, kui seade asub vaakuumis. Kahjuks kannatab selline hõõrdevaba laager koormust ainult kuni $0,3 \text{ kG/cm}^2$ ning seepärast saab teda kasutada vaid väikestes täppiseadmetes (gürokompassid, akseleraatorid).

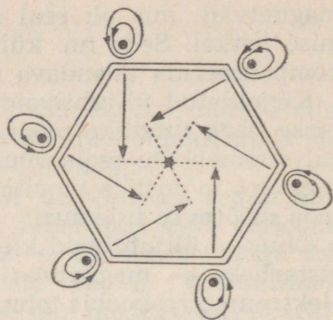
Joonisel 34 on kujutatud ka ülijuhtiv radiaalne laager. Tavalisest materjalist võllile on kinnitatud T-kujuline ülijuhtiv rõngas, mis pöörleb koos võlliga ülijuhtivate solenoidide vahel. Solenoidide magnetväli ei lase võllil nihkuda ei telje ega ka raadiuse suunas.

Ülijuhtivas asünkroonmootoris, mille skeem on toodud joonisel 35, kasutatakse samuti tõukejõudu magnetvälja ja ülijuhtiva pinna vahel. Staatoriks (paigalseisvaks osaks) on siin ringikujuliselt asetsevad ülijuhtivad solenoidid (joonisel kujutatud punktidenä). Rootoriks (pöörlevaks osaks) on ülijuhtivale laagriale toetuv hulktahukas (näiteks kuup või püstprisma). Rootorile mõjuvad jõud on joonisel näidatud noolekestega. Staatoris tekitatakse ringlev magnetväli, mille mõjul rootor hakkab pöörlema. Ühe katsemootoriga õnnestus saavutada pöörlemiskiirust 20 000 pöört minutis. Kuigi sellist mootorit saab kasutada ainult väikestes seadmetes (ülijuhtiva laagri kandejõud on väike), on ta väga sobiv näiteks gürokompassides. Selliseid güroseadmeid on ka edukalt katsetatud.

Teistsugusel põhimõttel töötab asünkroonmootor, mille katsemudeli ehtasid J. D. Jones ja P. W. Matthews 1964. a. Selle rootoriks on 2 cm diameetriga ketta välisküljel asuv ülijuhtiv (Nb—Zr) mähis, mille otsad ühendatakse omavahel, nii et mähis moodustab kinnise ülijuhtiva vooluringi. Rootor pöörleb roostevabast terasest võllil, mis läbib selle ketta diameetrit.

Kolm ülijuhtivat niobiumist solenoidi moodustavad staatori. Staatoris tekitatakse aeglaselt ringlev magnetväli kolmefaasilise, väikese sagedusega (0,17 Hz) vahelduvvooluga.

Kuna magnetvoog läbi rootori ülijuhtiva mähise peab jääma muutumatuks, siis indutseerub rootori mähises



Joon. 35. Ülijuhtiva asünkroonmootori skeem.

ringleva magnetvälja mõjul elektrivool. Rootori ümber tekib magnetväli. Rootori ja staatori väljade vastastikuse mõju tulemusena hakkab rootor pöörlema.

Võib kasutada ka teistsugust, nn. külmutatud magnetvooga rootorit. Selle mähises tekitatakse kustumatu elektrivool juba enne mootori käivitamist. Rootor käitub magnetina ja hakkab staatori ringleva magnetvälja mõjul pöörlema.

Sellise mootori miniatuurset varianti saab edukalt kasutada ülimaldadel temperatuuridel (alla 1°K) teostatavate katsete juures, kui osutub vajalikuks mehaaniline liikumine. Tavalisi elektrimootoreid seal kasutada ei saa, sest neis eraldub liiga palju soojust. Kirjeldatud mootoris on aga energiakaod palju väiksemad ja ülimaldala temperatuuri säilitamine seetõttu kergem.

MAGNETEKRAANID JA MAGNETVÄLJA KONDENSEERIMINE

Kriitilisest nõrgem magnetväli suudab tungida vaid ülijuhi väga õhukesse pinnakihti. Juba ühe kümnendiku millimeetri paksuse ülijuhtiva ekraaniga ümbritsetud ruumiosa on täielikult isoleeritud mõnetuhande A/m tugevusest välisest magnetväljast. Selleks on vaja ekraan muuta ülijuhtivaks välise välja puudumisel. Kui aga ekraan jahutatakse välises magnetväljas, siis ülijuhtiva ekraaniga ümbritsetud ruumis säilib selline

magnetväli, mis oli seal ekraani ülijuhtivaks muutumise hetkel. Seda nn. külmutatud välja on aga lihtne kompenseerida täiendava magnetsüsteemiga.

Kirjeldatud ülijuhtivaid magnetilisi ekraane kasutatakse väga tundlike mõõteriistade, näiteks ülijuhtivate galvanomeetrite isoleerimiseks väliste magnetväljade segavast mõjust, sest viimane võib tunduvalt moonutada mõõtmise tulemusi.

Õhukesi ülijuhtivaid kilesid võib kasutada ka teiseks otstarbeks — magnetvoo kokkusurumiseks. Näiteks elektronmikroskoobis toimub elektronkimpude fokuseerimine «magnetläätsedega» — solenoididega. Ent solenoidi väli on hajutatud võrdlemisi suurde ruumiossa, mis vähendab elektronmikroskoobi lahtusvõimet. Kui aga katta solenoid väljastpoolt õhukese, magnetvoogu mitteläbilaskva ülijuhtiva kilega, jättes vabaks vaid kaks kitsast rõngakujulist riba solenoidi siseküljel, siis kogu solenoidi magnetvoog peab minema läbi nende avade. Välja hajumine on palju väiksem, kogu magnetväli on koondunud väikesesse ruumiossa. Tunduvalt suureneb elektronmikroskoobi lahtusvõime. Eeldatakse, et sel teel saaks isegi üksikuid aatomeid fotografeeritavaks muuta.

Firma «General Electric» (USA) laboratooriumides avastati originaalne ja lihtne moodus tugeva magnetvälja saamiseks nõrga välja kondenseerimise teel. Ülijuhtivast materjalist (Nb_3Sn) katsekehasse puuriti teineteise kõrvale kaks silindrikujulist õõnsust, üks suurem, teine palju väiksem, mis omavahel ühendati kitsa kanaliga, nii et saadi 8 meenutav õõnsus. Katsekeha asetati seejärel tavalise elektromagneti pooluste vahele ja jahutati allapoole kriitilist temperatuuri. Selle tagajärjel õõnsust läbiv magnetvoog «külmutatakse», s. t. see ei saa enam muutuda. Nüüd asetati suuremasse õõnsusse seda täpselt täitev Nb_3Sn kolb. Kuna magnetväli ei läbi õõnsuse ülijuhist seinu ja kolbi, siis kogu magnetvoog surutakse kokku väiksemasse õõnsusesse, kus väljatugevus tunduvalt suureneb. Sel teel saadi väljatugevusi kuni 1,2 miljonit A/m ja arvatakse, et võib saada kuni 8 miljoni A/m-ni ulatuvaid väljatugevusi. Tugeva magnetvälja saamine sel teel on lihtsam ja odavam kui ülijuhtivate solenoididega.

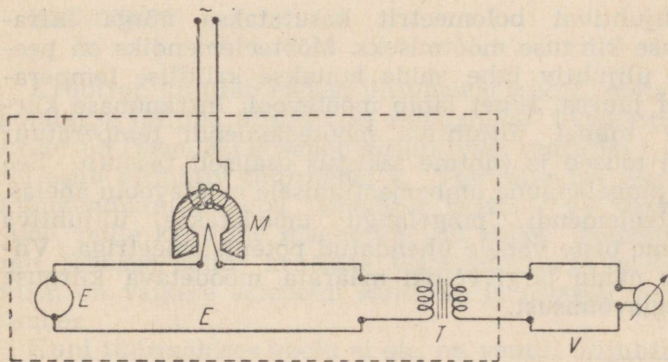
ÜLIJUHTIV MODULAATOR

Ülijuhtiva modulaatori abil muudetakse nõrk alalisvoolusignaali helisagedusega vahelduvvooluks, mida siis võimendatakse tavalise lampvõimendiga.

Modulaator kujutab endast ülijuhtivast materjalist (näiteks tantaalist) peenikest juhet, mis asub perioodiliselt muutuv magnetväljas — vahelduvvooluga toidetava elektromagneti pooluste vahel. Vooluallikast tulev nõrk alalisvool juhitakse läbi modulaatori M trafo T primaarmähisesse (joon. 36). Trafo sekundaarmähis ühendatakse tavalise lampvõimendi sisendiga. Kaks korda perioodi jooksul, kui elektromagneti väljatugevus ületab tantaali kriitilise väljatugevuse, muutub tantaaljuhe mitteülijuhtivaks ja katkestab vooluringi. Trafo primaarmähisesse jõuab vool impulssidena. Trafo sekundaarmähises saadakse palju kõrgema pingega vahelduvvool, mille edasine võimendamine toimub juba tavalise lampvõimendiga. Sel teel võib mõõta väga nõrku elektromotoorseid jõude (10^{-11} — 10^{-12} V) ja väikesi takistusi.

Joon. 36. Ülijuhtiva modulaatori lülitusskeem:

M — modulaator, E — vooluallikas, T — trafo, V — lampvõimendi.



Ülijuhtide kasutamine võimaldab ehitada väga tundlike mõõteriistu, nagu ülijuhtiv galvanomeeter, bolomeeter ja termomeeter.

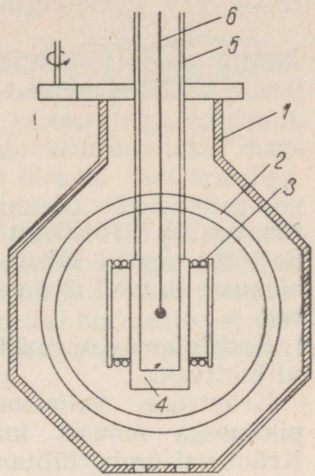
Ülijuhtiv galvanomeeter (joon. 37) kujutab endast mõnekeerulist ülijuhtivat mähist 3, mille keskel asub peenikese kvartsiiniidi 6 otsas rippuv mõne millimeetri pikkune püsomagnet. Mõõdetav pingeallikas ühendatakse mähisega. Seda läbiv vool tekitab magnetvälja, mille mõjul püsomagnet pöörduv kõrvale oma esialgsest asendist. Pöördenurga järgi saabki määrata mõõdetava pinge või voolutugevuse suurust.

Kogu liikuv süsteem isoleeritakse välistest muutuva-
test magnetväljadest õhukese seatinast ekraaniga 1. Kui ekraan jahtub alla kriitilist temperatuuri, siis süsteemi läbiv magnetvoog «külmutatakse». Toroidaalsete* rõngaste 2 magnetväli kompenseerib «külmutatud» magnetvälja.

Voolutugevuste mõõtmisel ei ole ülijuhtiva galvanomeetri tundlikkus eriti suur (kuni 0,1 milliamprit). Seda suurem on tundlikkus pingete mõõtmisel, sest isegi üliväikese pinge puhul tekib galvanomeetri tervenisti ülijuhtivas vooluahelas küllalt tugev vool. Ülijuhtiva galvanomeetriga saab mõõta pingeid 10^{-12} voldini. Nii suure tundlikkusega ei ole ükski teist tüüpi galvanomeeter.

Ülijuhtivat bolomeetrit kasutatakse nõrga infrapunase kiirguse mõõtmiseks. Mõõteelemendiks on peenike ülijuhtiv juhe, mida hoitakse kriitilise temperatuuri juures. Juhet läbib mõõtevool. Infrapunase kiirguse toimel ülijuhtiva mõõteelemendi temperatuur veidi tõuseb ja juhtme takistus osaliselt taastub. See viib pingelangude ümberjaotumisele mõõtevoolu ahelas. Mõõteelemendi pingelangu mõõdetakse ülijuhtiva juhtme otste vahele ühendatud potentsiomeetriga. Viimase näidu järgi võibki määrata mõõdetava kiirguse energiavõimsust.

* Toroid — rõngakujuline elektromagnet



Joon. 37. Ülijuhtiva galvanomeetri skeem:

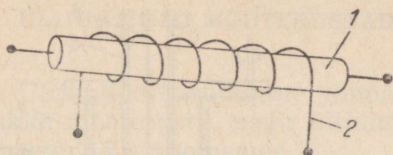
1 — seatinast ekraan, 2 — toroidrõngad «külmutatud» magnetvälja kompenseerimiseks, 3 — kallutav mähis, 4 — vaskraam, 5 — tsentraalne toru, 6 — kvartsniit.

Kuna mõõteelemendi normaalne olek taastub väga väikesel temperatuuri muutumisel (mõni tuhandik kraadi) ja ka mõõteelemendi soojusmahtuvus on madala temperatuuri juures väike, siis ülijuhtiva bolomeetri tundlikkus on väga suur, lävitundlikkus 10^{-10} — 10^{-12} vatti. Tavalisel põhimõttel töötava bolomeetri tundlikkus on tuhandeid kordi väiksem.

KRÜOTRON

Krüotron kujutab endast ülijuhtivat releed, mida kasutatakse lülitina ülijuhtivas vooluahelas. Lihtne traatkrüotron (joon. 38) koosneb ülijuhtivast ventiilist 1, millel asub ülijuhtiv tüürmähis 2. Ventiiliks on peenike, kümnendikmillimeetri jämedune seatina- või tantaaljuhe, mille kriitiline magnetväli on väike. Tüürmähis, mis tehakse suure kriitilise väljatugevusega nioobiumist, on väikese solenoidi kujuline ja asetseb ventiili ümber.

Kuni tüürmähises voolu ei ole, on ventiil ülijuhtiv ja laseb voolu läbi: krüotron on avatud. Krüotroni sulgemiseks lastakse tüürmähisesse ülijuhtiv vool, mis teki-



Joon. 38. Krüotron:

1 — ventiil, 2 — tüürmähis.

tab ventiili kriitilisest väljast tugevama magnetvälja. Seetõttu ventiil läheb üle normaalsesse, takistusega olekusse ja vool läbi ventiili katkeb. Krüotron on suletud.

Katkkestame tüürmähises voolu: ventiil muutub taas ülijuhtivaks.

Krüotrone valmistatakse mitmesuguses suuruses, pikkusega mõnest kuni mõnekümne sentimeetrini. Krüotroni ümberlülitamine toimub kiiresti, vähem kui tuhandiku sekundi jooksul. Krüotrone kasutatakse laialdaselt mitmesugustes ülijuhtivates skeemides.

ÜLIJUHTIVAD SOOJUSLÜLITID

Ülijuhtivat soojuslülitit kasutatakse eksperimentides, kus katsekeha on vaja jahutada ülimadala temperatuurini, alla 1°K . Jahutatav katsekeha ja jahutaja (selleks on paramagnetiline sool, mille temperatuur demagnetiseerimisel langeb), ühendatakse omavahel ülijuhtiva soojuslülitiga, seatinast või tantaalist peenikese, diametriuga 0,1—0,2 mm, traadiga, mille pikkus võib olla mõnest kuni mõnekümne sentimeetrini. Madala temperatuuri juures on ülijuhtiva traadi soojusejuhtivus väga väike. Kui aga kriitilisest tugevama tüüriva magnetväljaga viia traat normaalsesse olekusse, siis selle soojusejuhtivus muutub kuni 10 000 korda suuremaks. Katsekeha jahutamisel on soojuslülitid «avatud» (normaalses olekus) ja soojuslik kontakt jahutajaga hea. Jahutamise lõppedes soojuslülitid «suletakse», s. o. tüüriv magnetväli lülitatakse välja, traat muutub ülijuhtivaks ja soojuslik kontakt katkeb. «Suletud» soojuslülitid korral on soojuse juurdevool katsekehasse väljastpoolt väga väike, ainult

mõni vatt minutis. Tüürivat magnetvälja võib saada väikese ülijuhtiva solenoidiga.

Mõni aasta tagasi valmistati nn. anisotroopne ülijuhtiv soojuslülit. Selleks on kahe ferromagnetilise plaadi vahele asetatud seatinast traat (diameetriga 1,6 mm). Kogu süsteem asetatakse välisesse muutumatusse magnetvälja, nii et välja jõujooned oleksid risti traadiga. Kui magnetväli on plaatide tasapinnas, siis magnetvoog läheb läbi plaatide ja traat on ülijuhtiv. Kui plaate pöörata, nii et väli oleks risti plaatide pinnaga, siis väli läbib plaate ja ka traati ning ülijuhtivus kaob. Seejuures traadi soojusejuhtivus üleminekul normaalsesse olekusse suureneb umbes 10 korda, mis võimaldabki seadme kasutamist soojuslülitina.

ÜLIJUHTIVAD MÄLUSEADMED

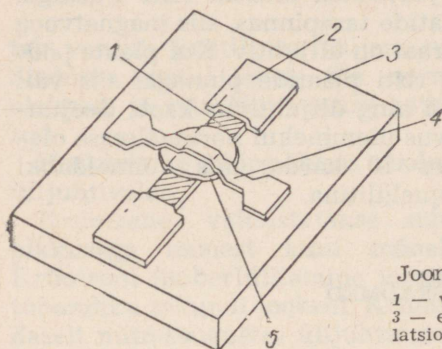
Tuleviku ülikiirelt töötavaile elektronarvuteile on vaja mäluseadmeid, milles võiks kiiresti talletada ja «lugeda» väga suurt hulka informatsiooni. Neile nõuetele vastavad ülijuhtivad mäluseadmed, milles mälu pesadeks kasutatakse mitmesuguseid ülijuhtivaid elemente või neist koosnevaid skeeme: kilekrüotrone, Crow' elemente ja teisi. Ülijuhtivate elementide kasutamine võimaldab luua mäluseadmeid, milles mälu pesade arv võib ulatuda miljarditesse. Nii suurt mälu mahtu ei võimalda ükski teine mälulement.

Esimene täielikult ülijuhtivatest elementidest koosnev elektronarvuti on kavas ehitada aastail 1964—65.

Kilekrüotron (joon. 39 ja 40) koosneb kolmest üksteise peal asuvast õhukesest ülijuhtivast kilest: seatinakraanist, inglistinast või indiumist ventiilist ja seatinast tüürivast kileribast. Tüürribasid võib olla ka rohkem kui üks. Ekraani ja tüürkile paksus on 0,8—1,0 mikronit, ventiilil 0,6—0,7 mikronit. Ventiili ja tüürriba pikkus on vaid mõni millimeeter, laius 0,1—0,2 mm. Üksteisest on kiled eraldatud õhukeste isoleerivate kileribadega. Kilekrüotrone valmistatakse kahte tüüpi: põikkrüotronid, mille ventiil ja tüürriba on omavahel risti (joon. 39), ja pikikrüotronid (joon. 40), millel ven-

tiil ja tüürriba on paralleelsed. Põhimõttelist vahet neil ei ole, erinevus seisneb vaid nende ehituses ja töökiiruses.

Kui laseme läbi ülijuhtiva tüürriba nõrga voolu, siis selle ümber tekib magnetväli. Ülijuhtiv ekraan ei lase magnetvoogu läbi ning väljatugevus tüürriba ja ekraani



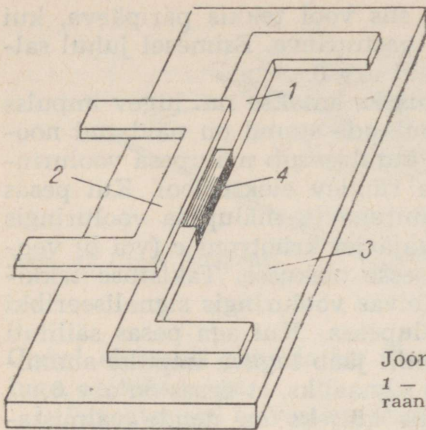
Joon. 39. Põikkrüotron:

1 – ventiil, 2 – ventiili klemmid,
3 – ekraan, 4 – tüürriba, 5 – iso-
latsioon.

vahel (ventiili pinnal) ületab ventiili kriitilise magnetvälja. Ventiil läheb üle normaalsesse olekusse ja vool läbi ventiili katkeb. Kui katkestame voolu tüürribas, siis ventiil muutub taas ülijuhtivaks.

Kilekrüotroni ümberlülitamine (ventiili avamine või sulgemine) toimub ülikiirelt. Põikkrüotronil toimub see vaid miljondiku sekundi jooksul, pikikrüotronil veelgi kiiremini: ümberlülitamiseks kulub vaid viis sajamiljondikku sekundit. Ülikiire reageerimisaeg ja miniatuursed mõõtmed võimaldavad kilekrüotrone kasutada nii elektronarvutite loogilistes seadmetes kui ka mälu-seadmetes. Viimastes salvestatakse informatsioon kaheksüsteemis, arvudena 0 või 1. Ülijuhtivas mälu-pesas (selleks võib olla kilekrüotronidest vooluring) salvestatakse informatsioon ringleva kustumatu elektri-vooluna, kusjuures voolu ringlemise suund määrabki mälu-pesas säilitatava arvu.

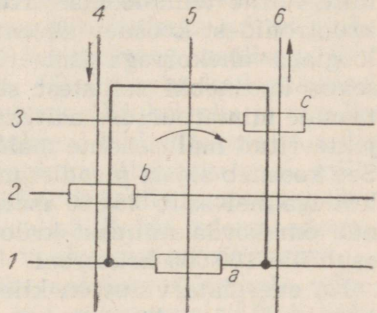
Kilekrüotronidest mälu-pesa koosneb tavaliselt viiest või seitsmest krüotronist. Üks lihtsamaid skeeme on toodud joonisel 41. Siin on vaid kolm põikkrüotroni *a*, *b* ja *c*. Neist *a* on tavaline, ühe tüürribaga põikkrüot-



Joon. 40. Pikikrüotron:
1 – ventiil, 2 – tüürriba, 3 – ekraan, 4 – isolatsioon.

Joon. 41. Krüotronidest koosneva mälupeša töötamis skeem:

a, b, c – põikkrüotronid. Jämeda joonega on näidatud informatsiooni säilitava mälupeša vooluring. Nool näitab voolu suunda arvu 1 säilitamisel.



ron, *b* ja *c* on aga mõlemad kahe tüürribaga. Mälupeša ülijuhtivasse vooluringi, s. o. informatsiooni säilitavas vooluringi, on lülitatud krüotroni *a* ventiil ja kummagi teise krüotroni *b* ja *c* üks tüürribadest.

Informatsiooni salvestamisel antakse juhtmetele 1 ja 5 ühesugused vooluimpulssid. Juhtmele 5 antud impulss suleb krüotroni *a*. Seetõttu juhtmele 1 antud impulss suundub läbi (joonisel tähistatud jämeda joonega) vooluahela. Viimase induktiivsuse tõttu impulss veidi hilineb, krüotron *a* jõuab vahepeal taas avaneda ja mälupeša ülijuhtivas vooluringis (läbi jämeda joonega tähistatud vooluahela ja krüotroni *a* ventiili) tekib ringlev elektrivool. Kas vool ringleb päri- või vastupäeva, see oleneb latile 1 antud impulsi suunast: kui impulss

oli vasakult paremale, siis vool tekkis päripäeva, kui paremalt vasakule, siis vastupäeva. Esimesel juhul salvestati arv 1, teisel juhul arv 0.

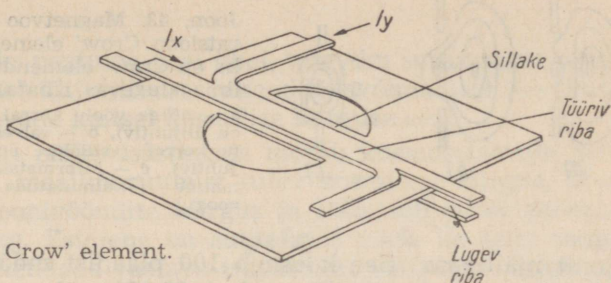
Informatsiooni lugemiseks antakse nn. lugev impulss juhtmele 4 (või 6; impulsside suund on näidatud noolekestega). Selle mõjul indutseerub mälupesa vooluringis täiendav, päripäeva ringlev elektrivool. Kui pesas säilitati arv 1, siis voolutugevus mälupesa vooluringis suureneb ning selle tagajärjel krüotroni c (või b) ventiil läheb üle normaalsesse olekusse. Takistuse tekkimine juhett 3 (või 2) läbivas vooluringis signaaliseeribki arvu 1 olemasolust mälupesas. Kui aga pesas säilitati arv 0, siis c (või b) ventiil jääb lugeva impulsi andmisel ülijuhtivaks. See on signaaliks, et pesas on arv 0.

Kilekrüotronide heaks küljeks on nende valmistamise lihtne tehnoloogia. Kümnetest tuhandetest kilekrüotronidest koosnev skeem kantakse vaakuumtehno­loogiaga ühekorraga isoleerivale alusplaadile. Mäluseade koosnebki sellistest skeemiplaatidest. Kilekrüotronide miniatuursuse näiteks võib tuua ühe sellise projekteeritud mäluseadme mahuga 3,5 miljonit mälupesa. See koosneb sajast plaadist mõõtmetega 23×23 cm, millest igaühel asub 35 000 mälupesa. Iga mälupesa koosneb omakorda mitmest krüotronist, nii et igal plaadil asub üle 100 000 krüotroni.

Ka energiatarvidus on kilekrüotronidel tühine. Kogu mainitud 3,5 miljoni pesaga mäluseadmes hajub vaid 3—4-vatine energiavõimsus. Seetõttu on ka mäluseadme jahutamine lihtne.

Elektronarvutite mäluseadmete jaoks on loodud mitmeid muidki ülijuhtivaid mäluelemente. Mõned neist, näiteks Crow' elemendid, on veel paremate omadustega kui kilekrüotronidest mälupesad.

Crow' element (joon. 42) kujutab endast õhukest, ülijuhtivast kilest, näiteks seatinast, valmistatud plaadikest, mille keskel on kaks D -kujulist ava. Avad on teineteisest eraldatud kitsa kileribaga, sillakesega (ventiiliga). Sillakesel asub õhukesest kilest kitsas tüürriba, sillakese all «lugev» kileriba. Sillakese, tüürriba ja «lugeva» riba vahel on õhukesed isoleerivad kileribad. Joonisel näidatud Crow' elemendi tüürriba juhitakse kahest suunast tulevate vooludega I_x ja I_y . Muidugi võib



Joon. 42. Crow' element.

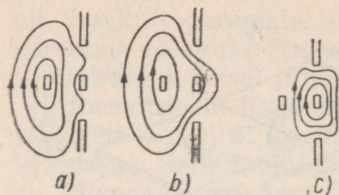
Crow' elementi tüürida ka ühest suunast tuleva vooluga, näiteks l_x -ga.

Informatsiooni salvestamiseks antakse tüürribale salvestav vooluimpulss. Tüürriba ümber tekib magnetväli, mille mõjul sillake muutub hetkeks mitteülijuhtivaks. Sel hetkel tungib magnetvoog osaliselt läbi Crow' elemendi ava (joon. 43). Voolu katkestamisel tüürribades muutub sillake taas ülijuhtivaks ja ava läbiv magnetvoog «külmutatakse»: läbi sillakese ja auku ümbritseva kile hakkab ringleva ülijuhtiv vool, mille suund sillakeses on vastupidine tüürribale antud vooluimpulsi suunaga. Ringlev vool säilitabki informatsiooni, s. t. arvu 1 või 0, olenevalt voolu suunast sillakeses.

Informatsiooni lugemiseks antakse tüürribale teine, sama tugev vooluimpulss kui salvestavgi. Kui selle suund ühtib mälu pesas ringleva voolu suunaga sillakeses (s. o. kui tüürribale antud lugev impulss on vastasuunaline varem antud salvestava impulsi suunaga), siis sillake muutub jällegi hetkeks mitteülijuhtivaks. See tähendabki, et pesas on arv 1. Kui aga lugeva impulsi ja pesas säiliva voolu suunad on vastupidised, siis sillake jääb ülijuhtivaks. See tähendab, et pesas on 0.

«Lugevas» kileribas, mis asub sillakese all, tekib nõrk vooluimpulss iga kord, kui sillake muutub mitteülijuhtivaks. Seega, kui informatsiooni lugemisel üheaegselt tüürribale antava lugeva impulsi suunaga tekib impulss ka «lugevas» ribas, siis pesas on arv 1. Kui «lugevas» ribas impulssi ei teki, siis pesas on 0.

Crow' elemendid on miniatuursed ja vajavad väga vähe energiat. Näiteks on projekteeritud Crow' elementidest koosnev kompaktne mälu seade, milles on 6,5 mil-



Joon. 43. Magnetvoo konfiguratsioon Crow' elemendis (näha on Crow' elemendi ristlõige ilma «lugeva» ribata):

a — nõrga voolu korral («sillake» on ülijuhtiv), b — salvestava voolu korral («sillake» on mitteülijuhtiv), c — informatsiooni säilitamine («külmutatud» magnetvoog).

jonit mälupesa. See koosneb 100 plaadist mõõtmetega 17×17 cm. Igale plaadile mahub 65 000 mälupesa. Kogu mäluseadme energiavajadus ei ületa 3 vatti.

Nagu ajakirjanduses teatati, õnnestus USA firma «Radio Corporation of America» laboratooriumis valmistada veelgi miniatursem mäluelement.

Selleks on õhuke (0,004 mm paksune) klaasplaat, mille pindala on 5×5 cm. Vaakuumkambris kaeti plaat kolme üliõhukese kilega: all tinakile, sellel ränioksiidist isoleeriv kile ning kõige peal võrekujuline seatinast kile. Viimane koosneb 128 horisontaalsest ja 128 vertikaalsest ribast. Ribade ristumiskohad on mälupesadeks. Neid on plaadil 16 384.

Informatsiooni salvestamiseks saadetakse vastavate horisontaal- ja vertikaalribade kaudu kaks vooluimpulssi. Ribade lõikumiskohal (pesas) läheb tinakile hetkeks üle normaalsesse olekusse, seejärel ülijuhtivus taastub. Pesas tekib magnetvoo «külmutamise» tõttu ringlev ülijuhtiv vool. Olenevalt antud impulsside suunast tekib kas päri- või vastupäeva ringlev vool, s. o. pesas salvestati kas 1 või 0.

Informatsiooni lugemiseks saadetakse pesasse kaks uut impulssi. Kui need on samasuunalised salvestatavate impulssidega, siis midagi ei juhtu. Kui aga impulsid on vastassuunalised, siis mälupesas ringleva voolu suund muutub. See tekitab täiendava vooluimpulsi. Täiendava impulsi tekkimine näitabki, et pesas on arv 1, selle puudumine — arv 0.

Lõpuks peatume veel ühel, tuleviku seisukohalt perspektiivsel ülijuhtivuse rakendamisvõimalusel — kosmoselaevade kaitsel kosmilise kiirguse eest.

Lennul päikesesüsteemis mõjub kosmoselaevale primaarne, maailmaruumist tulev kosmiline kiirgus, Maa radiatsioonivööndite kiirgus ja Päikeselt tulev prootonite voog. Esimene on suhteliselt nõrk, ka teise mõju võib vähendada vastava trajektoori valikuga. Ohtlik on aga just Päikeselt tulevate prootonite voog, mille intensiivsus suureneb eriti Päikese «pursete» ajal.

Kuna inimorganism talub kiirgust vaid teatava piirini, siis tuleb kosmoselaev ümbritseda osakesi neelava ekraaniga. Ekraani paksus peab olema seda suurem, mida pikema kestusega on kosmoselend, sest meeskonnale mõjuv summaarne kiirgusdoos on pikema lennu korral suurem. Ekraan neelab osakesed, mille energia on väiksem teatavast nn. lävienergiast. Viimasest suurema energiaga osakesed aga tungivad laeva sisemusse. Kuna meeskonnale mõjuv summaarne kiirgusdoos lennu pikenedes suureneb, siis pikemaajalise lennu puhul peab laeva tungivate osakeste arv olema väiksem, s. o. lävienergia peab olema suurem ja osakesi neelav ekraan paksem. Suurte energiatega osakeste protsentuaalne hulk kosmilises kiirguses on väike, nii et lävienergia kasvamisest sellest suuremate energiatega osakeste arv väheneb kiiresti. Lühiajaliste, mõnekuulise kestusega lendude puhul on lävienergia ca 500 MeV, pikema kestusega lendude puhul 1 BeV (= 1000 MeV). Kui ekraaniks kasutada vett, siis 1 BeV energiaga osakeste neelamiseks peab veekihi paksus olema vähemalt 3 meetrit.

Ent kosmoselaeva kaitseks on veel teine põhimõtteline võimalus. Laetud osakesi võib kõrvale kallutada tugeva magnetväljaga. Ümbritsedes kosmoselaeva tugevat välja andva ülijuhtiva solenoidiga (tavaliste solenoidide kasutamine ei ole mõeldav, sest nende kaal koos toiteseadmetega oleks liialt suur), saab laevas luua kaitstud ala, kus kiirguse intensiivsus ei ületa meeskonnale ohutut normi. Kaitstud alasse suudavad tungida

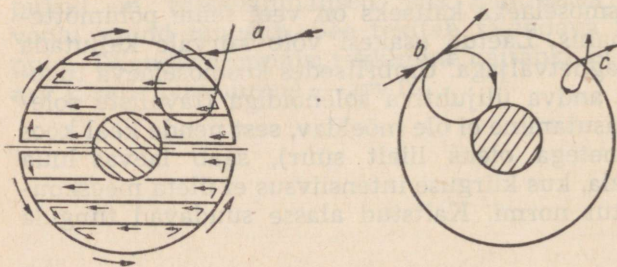
vaid lävienergiast suurema energiaga osakesed. Kõik teised osakesed aga kallutatakse magnetvälja poolt kõrvale. Mida suurem on lävienergia, seda väiksem on kaitstud ala (ühesuguse välja puhul). Kaitstud ala asukoht ja kuju olenevad aga magnetvälja jaotusest ruumis, mis omakorda oleneb solenoidi kujust.

Väga pika solenoidi puhul asub kaitstud ala solenoidi telje ümber (joon. 44, paremal). Pika solenoidi halvaks küljeks on aga see, et kaitstud alas on tugev magnetväli, mis mõjustab navigatsioonisüsteemi ja võib halvasti mõjuda ka meeskonna liikmete tervisele. Seetõttu on parem kasutada erilise kujuga toroidaalset solenoidi (joon. 44, vasakul), mille kaitstud ala on väljavaba. Toroidi puhul tekivad aga raskused nende osakeste kalutamisel, mis liiguvad täpselt mööda toroidi telge, sest magnetväli neile ei mõju. See probleem on seni veel lahendamata.

Arvutused näitavad, et ülijuhtivate solenoidide kasutamine on ökonoomne vaid siis, kui kaitstud ala on küllalt suur, mõnesaja kuupmeetri ümber. Siis on solenoidi kaal koos toiteseadmega tunduvalt väiksem kui osakesi neelaval ekraanil. Kui näiteks kaitstud ala on 200 m^3 ja lävienergia on 1 BeV , siis oleks neelava vee-ekraani mass ca $9 \cdot 10^5 \text{ kg}$, toroidil aga $3 \cdot 10^5 \text{ kg}$, s. o. 3 korda väiksem. Kui väljamaht on sama, kuid lävienergia on 500 MeV , oleksid vastavad massid $3 \cdot 10^5 \text{ kg}$ ja $8 \cdot 10^4 \text{ kg}$ (toroidi mass 4 korda väiksem). Väga pika solenoidi mass oleks viimasel juhul vaid 10^4 kg , s. o. 30 korda väiksem kui vee-ekraanil.

Joon. 44. Kaitstud ala (viirutatud) asukoht ja kuju pikal solenoidil (paremal) ja spetsiaalse kujuga toroidil (vasakul). Vasakpoolisel joonisel on noolekestega näidatud voolu suund.

a, b, c – kosmiliste osakeste trajektoorid.



Raskusi valmistab muidugi selliste hiiglaslike ülijuhtivate solenoidide valmistamine ja nende ohutu töö tagamine: magnetvälja energia ulatub siin ju biljonitesse džaulidesse.

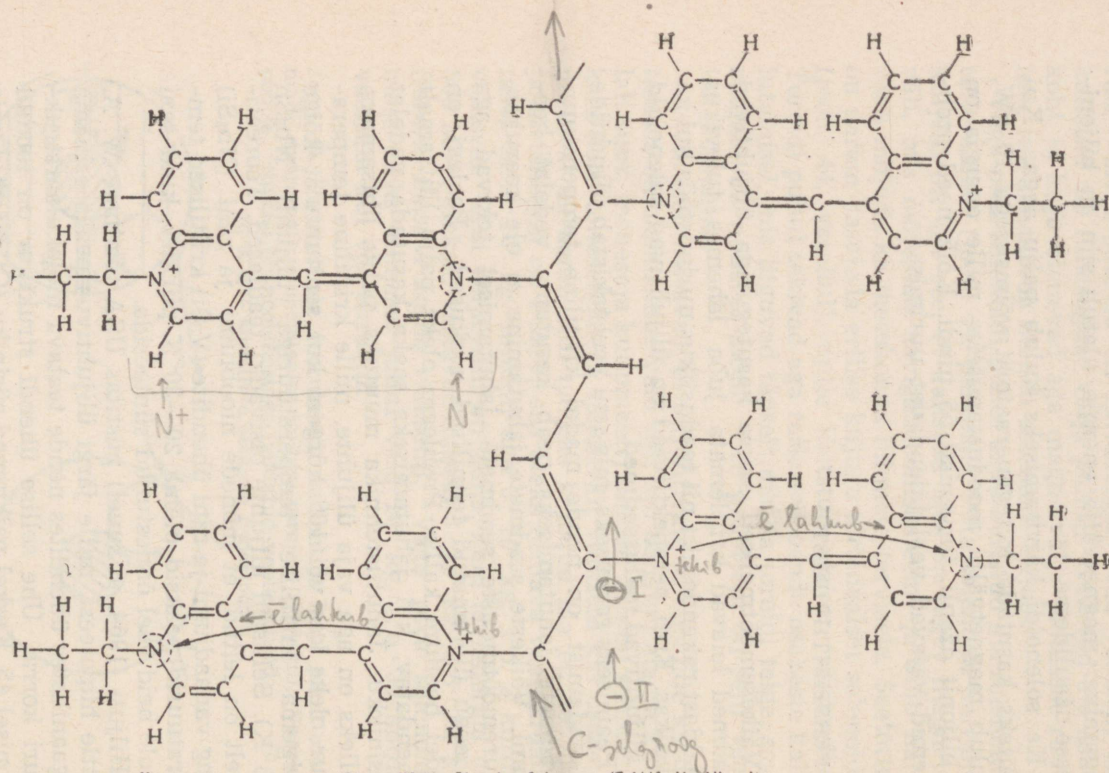
Ka solenoidi käivitamiseks kulub palju aega. Kui näiteks kasutada toitegeneraatorit võimsusega 10 kW, kulub magnetvälja moodustamiseks, mille energia on 2 biljonit džauli, tervenisti 55 tundi. Kõik need probleemid vajavad veel täiendavat uurimist.

PERSPEKTIIVIDEST

Väikesemõotmelised suure kasuteguriga ülijuhtivad seadmed leiavad kahtlemata juba lähemas tulevikus laialdast rakendamist nii teaduslikus uurimistöös kui ka tehnikas. Eriti perspektiivsed on ülijuhtivad solenoidid ja ülijuhtivad mäluseadmed.

Peamiseks raskuseks, mis seni veel takistab ülijuhtide rakendamist, on nende madal kriitiline temperatuur. Seadmete jahutamiseks peab kasutama vedelat heeliumi. Väikeste seadmete jahutamine ei ole keerukas, suuremõotmeliste seadmete jahutamisel tekivad aga peaaegu ületamatud tehnilised raskused. Pealegi on vedel heelium kallis. Probleem oleks palju lihtsamalt lahendatav, kui jahutamiseks saaks kasutada vedelat vesinikku. Jahutustehnika muutuks palju lihtsamaks. Selleks on aga vaja ülijuhte, mille kriitiline temperatuur oleks kas või 10° kõrgem kui senituntuist kõige kõrgema kriitilise temperatuuriga ülijuhil Nb_3Sn (18°K). Selliseid ülijuhte otsivadki teadlased. Teoreetiliselt on leitud, et mõnede niobiumi ja räni (Nb_3Si) ning vanaadiumi ja räni ühendite (V_3Si) kriitilised temperatuurid peaksid olema $20\text{—}30^{\circ}\text{K}$ piirides, kuid seni ei ole neid veel õnnestunud sünteesida.

Hiljuti (1964. a. suvel) püstitas USA teadlane W. A. Little hüpoteesi, mille järgi ülijuhtivus peaks esinema orgaanilistes ühendites nende teatava molekulaarstruktuuri korral. Ühe sellise ühendi struktuur on toodud joonisel 45. Keskel paiknevad süsiniku (C) aatomid, mis moodustavad «selgroo», mille külge «ribidena» kinni-



Joon. 45. Ülijuhtiva orgaanilise ühendi struktuur (Little'i järgi).

tuvad külgmised dietüülsüaniinjodiidi molekulid. Viimaste koosseisu kuuluvad ka kaks lämmastiku (N) aatomit, üks neist neutraalne (joonisel ümbritsetud punktiiriga), teine positiivselt ioniseeritud (N^+). Selline polariseeritud molekul on väga kergesti ümberpolariseeritav, mis toimub elektroni üleminekul (joonisel näidatud noolekesega) neutraalsest N aatomist N^+ iooni.

Kui mööda «selgroogu» liigub mõni elektron, siis toimub külgmiste molekulide ümberpolariseerimine: elektronid külgmistes molekulides lähevad «selgroo» lähedal asuvast N aatomist kaugemal asuvasse N^+ iooni. Viimane muutub neutraalseks, «selgroo» lähedal paiknev N aatom muutub aga N^+ iooniks. Seejuures külgmise molekul tervikuna paigalt ei nihku. Kui nüüd esimese elektroni järel mööda «selgroogu» lasta teine elektron, siis viimane liigub juba ümberpolariseeritud molekulide elektriväljas (joonisel on kaks ülemist molekuli polariseeritud nagu tavaliselt, kaks alumist aga ümberpolariseeritud). Kuna kirjeldatud protsess on analoogiline elektronide liikumisega ülijuhtiva metalli kristallvõres, siis ka mööda «selgroogu» liikuvate elektronide vahel peab tekkima vastastikune külgetõmme ja moodustuma elektronpaarid, s. o. sellise struktuuriga ühend peaks olema ülijuhtiv ühes suunas — mööda «selgroogu».

Eriti huvitav on see, et selline ühend peaks olema ülijuhtiv isegi tavalise ($20\text{--}30^\circ\text{C}$) temperatuuri juures, sest ülijuhi kriitiline temperatuur T_c on pöördvõrdeline ruutjuurega polariseeritavate osakeste massiarvust M:

$$T_c \propto \frac{1}{\sqrt{M}} .$$

Metalli kristallvõre polariseerimisel nih-

kub koguioon tervikuna, kirjeldatud molekulaarstruktuuri korral toimub ümberpolariseerimine ainult ühe elektroni liikumisel. Kui arvestada, et elektroni mass on ca 100 000 korda väiksem keskmisest metalli iooni massist ja võtta ülijuhtiva metalli keskmiseks kriitiliseks temperatuuriks 6°K , siis orgaanilise ülijuhi kriitiline temperatuur $T_c = 6^\circ \cdot \sqrt{100\,000} = 2000^\circ\text{K}$. See on tunduvalt kõrgem tavalisest toatemperatuurist (ca 300°K). Ülijuhtivuse võimalikkus sellises süsteemis on aga seni veel vaieldav.

Huvi pakub ka nõukogude teadlase Ginsburgi idee kahesuunalise ülijuhtivuse võimalikkusest orgaanilistes ühendites, s. o. struktuuri puhul, kus polariseeritavad molekulid asetsevad mõlemal pool ülijuhtivat pinda. Ka sel juhul peaksid kriitilised temperatuurid olema üsnagi kõrged.

Huvitav on märkida, et orgaaniliste ülijuhtide ideele tuli juba 30-ndail aastail ülijuhtivuse makroskoopilise teooria looja F. London. Tema arvates pidi informatsioon elavates rakkudes säilima just ülijuhtivate ringvooludena. Seni ei ole seda aga suudetud tõestada.

Uute, suurte kriitiliste temperatuuridega ülijuhtide otsimine jätkub. Kui neid otsinguid kroonib edu, siis toob see kaasa põhjaliku ümberkujunduse elektrotehnikas: seniste elektriseadmete asemele astuvad uued, ülimalt ökonoomsed ülijuhtivad seadmed. Kas ja millal see toimub, seda näitab tulevik.

KIRJANDUST

- A. A. Абрикосов. «Природа» № 5, 1964, стр. 26.
- J. Bardeen, J. Schrieffer. Recent Developments in Superconductivity. Amsterdam, 1961. (Tõlge: Дж. Бардин, Дж. Шриффер. Новое в изучении сверхпроводимости. Москва, 1962).
- C. P. Bean, R. W. Schmitt. «Science» V. 140, № 3462, 1963, p. 26.
- A. A. Абрикосов. «Успехи физических наук», Т. 87, вып. 1, 1965, стр. 125.
- J. W. Bremer. Superconductive Devices. New York-London, 1962. (Tõlge: Д. Бремер. Сверхпроводящие устройства. Москва, 1964).
- О. Б. Буль. «Электричество» № 5, 1964, стр. 86.
- P. Кроншот, В. Арп. «Успехи физических наук», Т. 78, вып. 4, 1962, стр. 653.
- E. A. Lynton. Superconductivity. London-New York, 1962. (Tõlge: Э. А. Линтон. Сверхпроводимость. Москва, 1964).
- K. Mendelssohn. Cryophysics. New York-London, 1960. (Tõlge: К. Мендельсон. Физика низких температур, Москва, 1963).
- Ю. В. Васильев. «Вестник Академии Наук СССР» № 4, 1964, стр. 154.

SISUKORD

Saateks

I	Ülijuhtivus ja ülijuhid	5
	Ülijuhtivuse avastamine	5
	Kriitiline vool ja magnetväli	7
	Ideaalne elektrijuhtivus ja absoluutne diamagnetism	9
	Ülijuhtivad elemendid ja ühendid	14
	Õhukesed kiled	17
	Madalate temperatuuride saamine ja säilitamine	19
II	Ülijuhtivuse mikroteooriast	22
	Ülijuhtivuse mõistatus	22
	Metalli struktuur ja energiaspekter	23
	Elektron-fonoon-elektron mõjustus	27
	Elektronpaarid	29
	Tunneleffekt	32
III	Ülijuhtivad sulamid	35
	Ülijuhtiv korrelatsioon ja pinnaenergia	35
	I ja II liiki ülijuhid	39
	Reaalsed II liiki ülijuhid	46
	Ülijuhtivus ilma energeetilise lõheta	49
IV	Ülijuhtivuse praktiline rakendamine	50
	Ülijuhtivad seadmed	50
	Ülijuhtivad solenoidid	50
	Ülijuhtivate solenoidide rakendamine	61
	«Magnetpumbad»	64
	Vahelduvvoolugeneraator	68
	Ülijuhtiv trafo	69
	Ülijuhtivad energiaülekanaliinid	70
	Ülijuhtiv alaldi	71
	Ülijuhtiv mehaaniline võimendi	73
	Ülijuhtivad kaitsekorgid ja voolukatkestid	74
	Ülijuhtivad laagrid ja asünkroonmootorid	75
	Magnetekraanid ja magnetvälja kondenseerimine	77
	Ülijuhtiv modulaator	79
	Ülijuhtivad mõõteriistad	80
	Krüotron	81
	Ülijuhtivad soojuslülitid	82
	Ülijuhtivad mäluseadmed	83
	Kosmoselaevade kaitse kosmilise kiirguse eest	89
	Perspektiividest	91
	Kasutatud kirjandus	95

Лаэссон Леонардо Александрович. О СВЕРХПРОВОДИМОСТИ. На эстонском языке. Оформление Т. Пяньга. Издательство «Валгус». Таллин, Пярнуское шоссе, 10.

Toimetaja M. Kalman. Kunstiline toimetaja H. Keigo Tehniline toimetaja O. Mullari. Korrektor S. Kõiv.

Laduda antud 10. I 1966. Trükkida antud 15. VI 1966. Paber 54×84, 1/16. Trükipoognaid 6,0. Tingtrükipoognaid 5,0. Arvestuspoognaid 4,53. Trükiarv 4000. MB-04303. Tellimise nr. 2661. Trükikoda «Kommunist», Tallinn, Pikk tn. 2. Hind 17 kop. 2—3—6.

17 kop.

A
27778

136930

TÜ RAAMATUKOGU



1 0300 00338639 0