

ELEKTRONIEN TUNNELOINTIIN PERUSTUVA MIKROJÄÄHDYTIN

MIKKO LEIVO

PRO GRADU

31.10.1995



SOVELTAVAN FYSIIKAN LABORATORIO

FYSIIKAN LAITOS

JYVÄSKYLÄN YLIOPISTO

Tämä tutkielma on tehty kokonaisuudessaan Jyväskylän yliopiston fysiikan laitoksella soveltavan fysiikan tutkimusryhmässä.

Kiitokset erittäin asiantuntevasta ja motivoivasta ohjauksesta apulaisprofessori Jukka Pekolalle. Kiitokset myös yliassistentti Antti Manniselle hyvistä korjausehdotuksista.

Jyväskylässä 31.10.1995



Mikko Leivo

Sisällysluettelo

1. Johdanto	2
2. Metallielektronien tunneloituminen	4
2.1 NIN-tunneliliitos	5
2.2 SIS-tunneliliitos	8
2.3 NIS-tunneliliitos	9
2.3.1 Energia-aukko $\Delta=\Delta(T)$	12
3. NIS-mikrojähdytin	13
3.1 Jäähdyttimen rakenne ja toiminta	13
3.1.1 Jäähdytinliitos	14
3.1.2 Lämpömittariliitos	16
3.2 Jäähdytysteho	17
4. Näytteiden valmistus	20
5. Mittauslaitteisto	23
5.1 $^3\text{He}/^4\text{He}$ -laimennusjäähdytin	23
5.2 Näytealusta ja langoitus	25
5.3 Mittauskytkennät	26
6. $^3\text{He}/^4\text{He}$ -laimennusjäähdyttimen käyttö	28
6.1 Linjojen pumppaus	28
6.2 Esijäähdytys LN_2 :ssä ja siirto ^4He :een	29
6.3 ^3He -lämmönvaihtokaasu	29
6.4 ^4He -höyrystysastian pumppaus	30
6.5 $^3\text{He}/^4\text{He}$ -seoksen kondensointi	30
6.6 ^3He -pumppaus ja kierto	30
7. Kokeelliset tulokset	32
7.1 Yksinkertainen NIS-rakenne	33
7.1.1 IV-riippuvuus	33
7.1.2 Jäähdytysefekti	37
7.2 Jäähdytin ilman NS-kontaktia.....	40
7.3 Alustavia mittauksia kahden jäähdytinliitoksen SINIS-rakenteella...	44
7.3 Symmetrinen SINIS-rakenne	47
8. Yhteenveto	50
Liite 1.	52
Liite 2.	53
Lähteet	54

1. Johdanto

Tämänhetkisistä tieteenhaaroista matalien lämpötilojen fysiikka on niitä harvoja aloja, joissa on pystytty parempaan kuin luonto itsessään. Ulkoavaruuden 2.7 K taustalämpötila on alitettu usealla kertaluokalla. Mahdollisuus erittäin suuren lämpötila-alueen käyttöön on tehnyt lämpötilasta vitaaalin parametrin materian tutkimisessa.

Kujanjuoksu matalien lämpötilojen saavuttamiseksi alkoi jo 1800-luvulla. Vuonna 1883 onnistuttiin nesteyttämään typpeä N_2 sekä happea O_2 . Viisitoista vuotta myöhemmin *James Dewar* nesteytti vetyä ja saavutti jo 13 K lämpötilan, mutta lopullisen läpimurron teki hollantilainen *Heike Kamerlingh-Onnes* vuonna 1908. Hän pystyi nesteyttämään heliumin (4.2 K). Samalla avautui aivan uudenlaisia mahdollisuuksia täynnä oleva tutkimuskenttä suprajohtavuuksineen.

Erialaisten jäähdytyslaitteiden kehitys on ollut nopeaa nykyhetkeen asti. Adiabaattinen ydindemagnetointi mahdollistaa tänä päivänä operoinnin jopa pikokelvin-alueella. Seuraavassa on taulukoitu keskeisimmät käytössä olevat tekniikat tyypillisine lämpötilaskaaloineen.

Taulukko 1-1. Erialaista jäähdytystekniikoita [1].

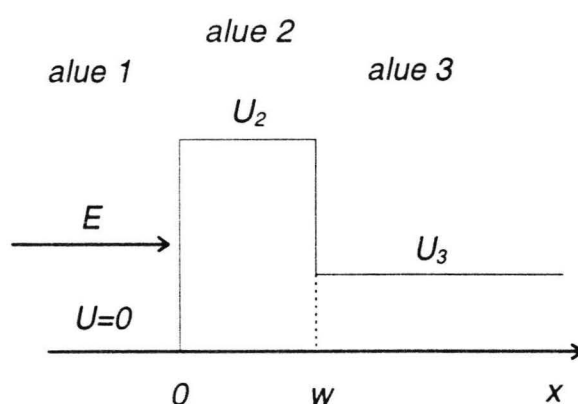
Lämpötila-alue	Jäähdytystekniikka	Käytössä vuodesta	Tyypillinen minimilämpötila
Kelvin	^4He -höyrystys	1908	1.3 K
	^3He -höyrystys	1950	0.3 K
Millikelvin	$^3\text{He}/^4\text{He}$ -laimennus-jäähdytys	1965	10 mK
Mikrokelvin	Ydindemagnetointi-jäähdytys	1956	50 μK

Edellä mainitut jäädytinlaitteistot palvelevat mm. puolijohdetutkimusta, mutta erityisesti yksittäiselektroni-ilmiöitä tutkivan nanoelektroniikan intressejä. Lisäksi tällä hetkellä on kehitteillä yhä spesifisempään käyttöön tarkoitettuja jäädyttimiä, kuten tässä työssä käsiteltävä NIS-tunneliliitokseen perustuva mikrojäähdytin. Toistaiseksi mikrojäähdyttimellä olemme pystyneet demonstroimaan elektronisen lämpötilan pienenemisen 300 mK peruslämpötilasta aina 100 mK lämpötilaan asti.

Mikromaailmaan sukeltaminen edellyttää siirtymistä klassisesta kvanttimekaaniseen fysiikkaan. Tärkeä kvanttimekaaninen ilmiö on elektronien tunneloituminen, jonka ymmärtäminen on perustana lähes kaikkien yksittäiselektroni-ilmiöiden hallitsemiselle. Seuraavassa luvussa tarkastellaan, miten ilmiötä voidaan käyttää elektronien täsmäjäähdytykseen.

2. Metallielektronien tunneloituminen

Yksinkertaisin esimerkki tunneloitumisesta voidaan esittää yksiulotteisen potentiaalivallin avulla [2]. Olkoon elektronin liike-energia E (nollapotentialissa) ja leveydeltään w olevan potentiaalivallin korkeus U_2 siten, että $E < U_2$.



Kuva 2-1. Yksiulotteinen potentiaalivalli.

Todennäköisyys, että elektroni läpäisee potentiaalivallin, saadaan ajasta riippumattomasta Schrödingerin yhtälöstä. Tällöin alkuperäisen (*alue 1*) ja läpäisseen (*alue 3*) aaltofunktion amplitudien suhteesta voidaan laskea vastaava virrantiheyksien suhde [2]:

$$\frac{j_3}{j_1} \propto e^{-2\kappa w}, \quad (2-1)$$

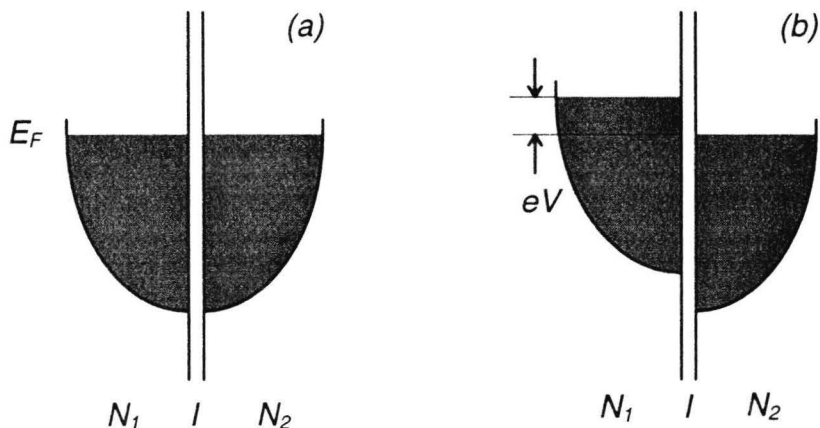
missä $\kappa = \hbar^{-1} \sqrt{2m(U_2 - E)}$. Kaavasta nähdään liitoksen läpi menevän virran eksponentiaalinen riippuvuus potentiaalivallin leveydestä w sekä korkeudesta

$U_2 - E$. Mitä leveämpi ja korkeampi potentiaalivalli on, sitä vähemmän sen läpi kulkee virtaa.

2.1 NIN-tunneliliitos

Tarkastellaan konkreettisempänä esimerkkinä normaalimetalli-eriste-normaalimetalli -tunneliliitosta (NIN-liitos) termisessä tasapainossa (fermi-pinnat samalla tasolla), jossa energiatilat on miehitytty fermienergiaan E_F asti [2]. Jos tunneliliitoksen toinen pää asetetaan negatiiviseen potentiaaliin V , se nostaa kaikkien siinä elektrodissa olevien elektronien energiaa määrällä eV .

Metallielektrodien välinen potentiaaliero pyrkii synnyttämään sähkövirran potentiaalivallina toimivan eristekerroksen läpi. Klassisesti tämä ei olisi mahdollista, mutta kvanttimekaanisesti elektronit voivat tunneloitua elektrodilta toiselle. Koska tunnelointivirran suuruus on suoraan verrannollinen liitoksen yli siirtyneiden elektronien lukumäärään, tunneliliitoksen virta-jännite -käyttäytymistä voidaan tarkastella seuraavasti.



Kuva 2-2. Energiakaavio NIN-tunneliliitokselle (a) ilman ulkoista jännitettä ja (b) kytkettynä jännitteeseen V .

Kuvassa 2-2 (b) vasemmalta oikealle siirtyvien elektronien lukumäärä on verrannollinen varattuihin energiatiloihin elektrodissa 1. Tällöin energiavälillä dE olevien vasemmalta oikealle ($1 \rightarrow 2$) tunneloituvien elektronien lukumäärä on verrannollinen tekijään $N_1(E - eV) f(E - eV) dE$, missä $N_1(E)$ on elektronien tilatiheys elektrodissa 1 ja $f(E)$ on fermifunktio, joka ilmoittaa millä todennäköisyydellä kyseinen energiatila on miehitetty. Fermifunktio on määritelty siten, että

$$f(E) = \frac{1}{e^{E/k_B T} + 1}. \quad (2-2)$$

Energian E nollakohtaksi on asetettu elektrodin 2 fermienergiataso, jolloin fermifunktion mukainen jakautuma on tason $E = 0$ molemmin puolin.

Toisaalta tunneloitumisen edellytyksenä on vapaan energiatilan löytyminen elektrodilta 2. Virran on täten oltava verrannollinen myös elektrodin 2 miehittämättömien tilojen lukumäärään $N_2(E) [1 - f(E)]$. Jos merkitään tunneloitumistodennäköisyyttä eristekerroksen läpi $P_{12}(E)$:llä, virta suuntaan $1 \rightarrow 2$ on

$$dI_{1 \rightarrow 2}(E) \propto P_{12}(E) N_1(E - eV) f(E - eV) N_2(E) [1 - f(E)] dE. \quad (2-3)$$

Vastaava lauseke voidaan kirjoittaa virralle suuntaan $2 \rightarrow 1$ muodossa

$$dI_{2 \rightarrow 1}(E) \propto P_{21}(E) N_1(E - eV) [1 - f(E - eV)] N_2(E) f(E) dE. \quad (2-4)$$

Koska elektronin tunneloitumistodennäköisyys on suunnasta riippumaton, eli $P_{12}(E) = P_{21}(E) \equiv P(E)$, saadaan yhdistämällä yhtälöt (2-3) ja (2-4) nettovirralle lauseke

$$dI_{net}(E) \propto P(E) N_1(E - eV) N_2(E) [f(E - eV) - f(E)] dE. \quad (2-5)$$

Nyt voidaan tehdä seuraavat approksimaatiot: Todennäköisyys P ei riipu energiasta (tämä pitää tarkasti paikkansa pienillä potentiaalieroilla) ja tilatiheys on fermipinnan ($E = 0$) lähellä hitaasti muuttuva funktio, jolloin

$$N_1(E - eV) \cong N_1(E) \cong N_1(0) \quad \text{ja} \quad N_2(E) \cong N_2(0). \quad (2-6)$$

Integroimalla kaikkien mahdollisten energioiden yli saadaan

$$I_{net} = A N_1(0) N_2(0) \int [f(E - eV) - f(E)] dE, \quad (2-7)$$

missä A on todennäköisyydestä P sekä tunneliliitoksen geometriasta riippuva parametri.

Pienillä jännitteillä V ylläolevaa fermifunktioiden erotusta on mahdollista approksimoida siten, että $f(E - eV) - f(E) \cong -eV \frac{df(E)}{dE}$. Funktion f derivaatta

voidaan luonnollisesti integroida: $\int_{-\infty}^{\infty} \frac{df(E)}{dE} dE \cong f(\infty) - f(-\infty) = 0 - 1 = -1$. Siten

NIN -tunneliliitoksen virta-jännite -riippuvuus saadaan muotoon

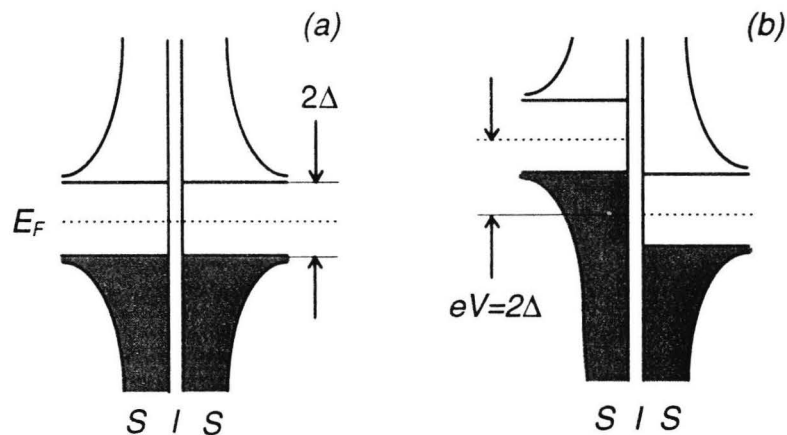
$$I = A N_1(0) N_2(0) eV. \quad (2-8)$$

Merkitimällä $A N_1(0) N_2(0) = (e R_N)^{-1}$, voidaan todeta tunneliliitoksen noudattavan Ohmin lakia: virta-jännite -käyrä on lineaarinen, ja sen kulma-kerroin vastaa tunneliliitoksen normaalitilan resistanssia R_N .

2.2 SIS-tunneliliitos

Koska suprajohteilla on fermipinnan kohdalla 2Δ :n suuruinen energia-aukko, poikkeaa suprajohde-eriste-suprajohde(SIS) -tunneliliitoksen (ns. Josephson-tunneliliitos) virta-jännite -käyrä edellä esitetystä tapauksesta [2].

Tarkastellaan kuvaa 2-3 (b). Kun elektrodien välillä on jännite $V < 2\Delta / e$, ei virtaa liitoksen yli kulje. Oikeanpuoleisessa elektrodissa ei ole energia-aukon kohdalla energiatiloja, joihin elektronit voisivat tunneloitua. Täten $V = 2\Delta / e$ on kynnysjännite, jolla tunneliliitoksen läpi alkaa kulkea virtaa. Lämpötilan kasvaessa energia-aukko pienenee (ks. kaava (2-14)), jolloin myös kynnysjännite pienenee. Äärellisessä lämpötilassa kynnys lisäksi pyöristyy elektronien termisen energian seurauksena.

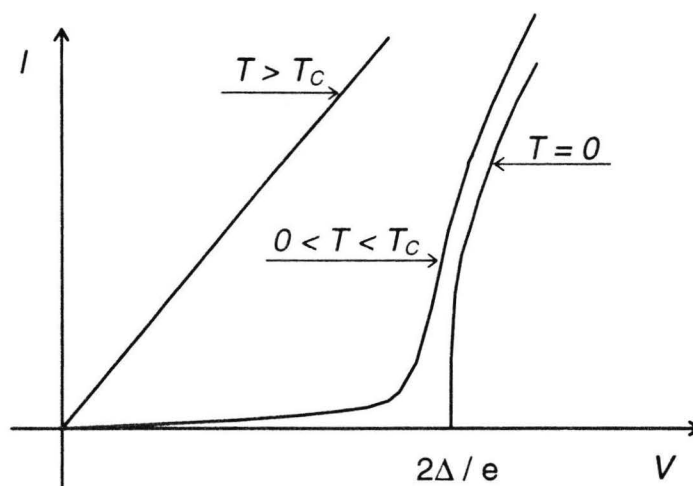


Kuva 2-3. Energiakaavio SIS-tunneliliitokselle lämpötilassa $T = 0$ (a) nolajännitteellä ja (b) potentiaalierolla $V = 2\Delta / e$.

Jos elektrodit ovat eri suprajohtemateriaalia, kynnysjännite määräytyy loogisesti energia-aukkojen keskiarvona. Itse tunneliliitoksen käyttäytyminen

on tällöin kuitenkin monimutkaisempaa, joten tässä on keskitytty ainoastaan tapaukseen, jossa elektrodit ovat samaa materiaalia.

Kuvaan 2-4 on hahmoteltu virta-jännite -käyriä SIS-tunneliliitokselle eri lämpötiloissa.

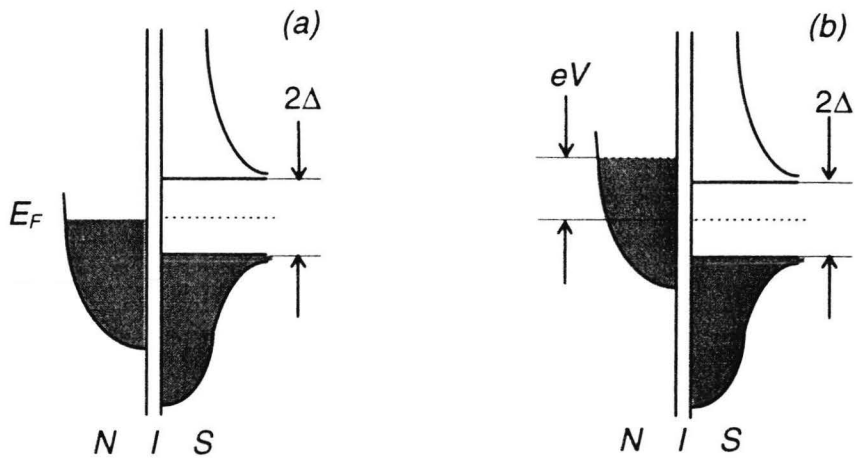


Kuva 2-4. IV-käyriä. Lämpötilan kasvaessa kynnysjännitteen arvo pienenee ja käyrän muoto pehmenee. Elektrodien muuttuessa kriittisen lämpötilan T_C yläpuolella normaaleiksi IV-käyrä muuttuu lineaariseksi, ja kulmakertoimen määrää liitoksen normaalitilan resistanssi R_N . Kaikki käyrät lähestyvät asymptoottisesti lineaarista IV-käyrää suurilla jännitteen arvoilla.

2.3 NIS-tunneliliitos

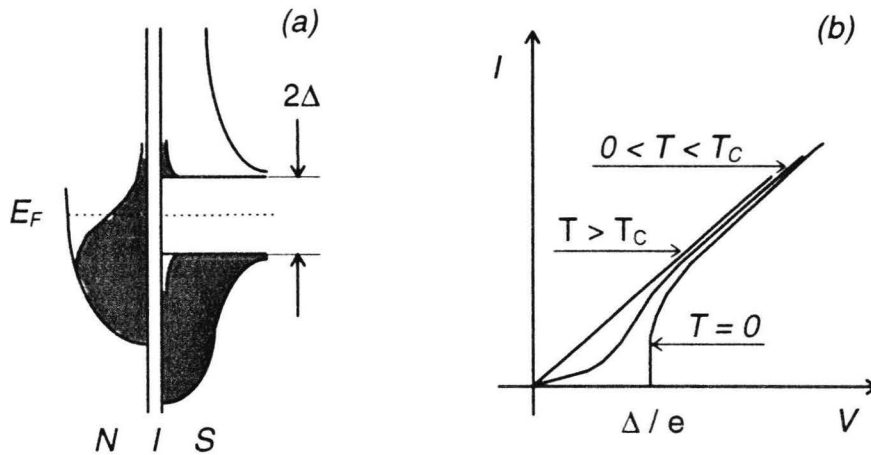
Edellä esitettyjen lisäksi tunneliliitos voidaan valmistaa myös normaalitilaisen metallin ja suprajohteen välille. Tällöin puhutaan NIS-tunneliliitoksesta [2].

Lämpötilassa $T = 0$ suprajohteen energiatilat on miehitetty energiaan $E_F - \Delta$ asti, eikä energia-aukon (2Δ) yläpuolella ole miehitettyjä tiloja. Kynnysjännite, jolla liitoksen yli alkaa kulkea virtaa, on nolalämpötilassa $V = \Delta / e$. Termisessä tasapainossa normaalielektrodin fermipinta on täsmälleen suprajohteen energia-aukon puolivälissä.



Kuva 2-5. Energiakaavio NIS-tunneliliitokselle lämpötilassa $T = 0$ (a) nolajännitteellä ja (b) potentiaalierolla $V > \Delta / e$.

Äärellisessä lämpötilassa $T > 0$ virta-jännite -käyrä pyöristyy kynnysjännitteen pienentyessä, kuten edellä SIS-tunneliliitoksen tapauksessakin, koska elektronit voivat termisen energian turvin nousta korkeammalle energiatilalle energia-aukon yläpuolelle. Vastaavasti energia-aukon alapuolelle jää miehittämättömiä tiloja.



Kuva 2-6. (a) Energiakaavio NIS-tunneliliitokselle äärellisen lämpötilan termisessä tasapainossa. (b) IV-käyriä eri lämpötiloissa. Asymptoottien kulmakerroin vastaa liitoksen normaalitilan resistanssia.

Kuten luvussa 2.1, voidaan myös NIS-tunneliliitoksen virta-jännite - riippuvuutta tarkastella tilatiheyksien avulla. Yleisesti on nyt oletettu, että suprajohtavuustransitiossa ainoastaan aineen tilatiheys muuttuu.

Elektronien tilatiheys suprajohtavassa elektrodissa voidaan kirjoittaa muotoon

$$N_S(E) = N_N(E) n_S(E) , \quad (2-9)$$

missä alaindeksi N viittaa normaaliin ja alaindeksi S suprajohtavaan tilaan. Aiemmin kuitenkin todettiin, että normaalimetallin tilatiheys N_N on energian suhteen hitaasti muuttuva funktio fermipinnalla. Tällöin analogisesti kaavan (2-7) kanssa saadaan äärellisessä lämpötilassa $T \neq 0$ NIS-tunneliliitoksen virralle lauseke

$$I_{NIS} = A N_{1N}(0) N_{2N}(0) \int n_S(E) [f(E-eV) - f(E)] dE . \quad (2-10)$$

Käyttämällä hyväksi matalan lämpötilan approksimaatiota (ks. liite 1), saa integroitava fermifunktioilauseke $f(E-eV) - f(E)$ arvon yksi välillä $0 < E < eV$ ja muulloin nolla. Täten edellinen modifioituu nolalämpötilassa muotoon

$$I_{NIS} = A N_{N1}(0) N_{N2}(0) \int_0^{eV} n_S(E) dE . \quad (2-11)$$

BCS-teorian¹ mukaan suprajohteen elektronit ovat pariutuneet ns. Cooperin pareiksi, joiden välillä oleva attraktiivinen vuorovaikutus syntyy fononien välityksellä [2,3].

¹ Teorian kehittivät Bardeen, Cooper ja Schrieffer vuonna 1957.

Lausekkeessa (2-9) voidaan $n_S(E)$ lausua nyt muodossa

$$n_S(E) = \frac{|E|}{\sqrt{E^2 - \Delta^2}}, \quad (2-12)$$

missä on oletettu, että energia-aukko Δ on isotrooppinen. Täten äärellisessä lämpötilassa tunnelointivirran I_{NIS} lauseke (2-10) saa muodon

$$I_{NIS} = A N_{1N}(0) N_{2N}(0) \int \frac{|E|}{\sqrt{E^2 - \Delta^2}} [f(E - eV) - f(E)] dE, \quad (2-13)$$

joka pätee kaikilla energioilla E .

2.3.1 Energia-aukko $\Delta = \Delta(T)$

Suprajohtavuustransitiossa fermipinnan lähellä olevat elektronit pariutuvat Cooperin pareiksi, joiden sidosenergia yhtä elektronia kohden on likimain Δ . Kun vastaavasti aukot eksitoituvat energian Δ verran ylöspäin, muodostuu suprajohteeseen 2Δ :n suuruinen energia-aukko. Näin myös fermipinta on aina energia-aukon puolivälissä.

Energia $k_B T_C$, missä T_C on suprajohteen kriittinen lämpötila, vastaa lähestulkoon nollalämpötilan sidosenergiaa Cooperin parille. Kun lisäksi $\Delta(T)$ ei oleellisesti muutu alueella $0 < T < T_C / 2$, on energia-aukko lämpötilassa $T = 0$ mahdollista määrittää kokeellisesti mm. lämpökapasiteetti- tai tunnelointimittauksilla. Useimmille suprajohteille $\Delta(0) / k_B T_C$ on välillä 1.6 - 2.3; sen teoreettinen arvo on $\Delta(0) \approx 1.76 k_B T_C$. Lähellä kriittistä lämpötilaa

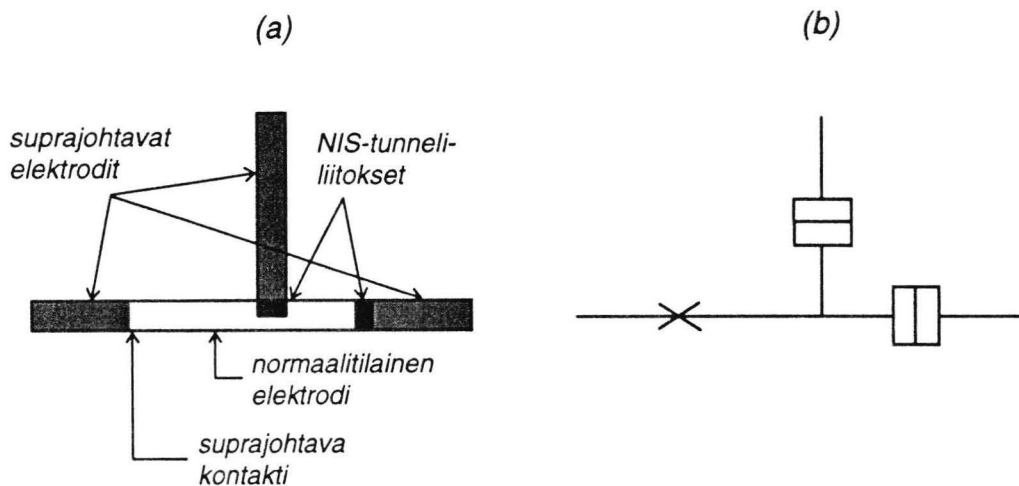
$\Delta(T)$ noudattaa approksimatiivista kaavaa $\Delta(T) \approx 3.1 k_B T_C \left(1 - \frac{T}{T_C}\right)^{1/2}$.

3. NIS-mikrojähdytin

Matalissa lämpötiloissa fononien lukumäärä pienenee aiheuttaen johtavuuselektronien termisen irtaantumisen hilalämpötilasta. Tällöin elektronien energijakauma voi olla likimain tasapainossa, vaikka elektronilämpötila poikkeaisikin hilalämpötilasta. Tästä syystä Fermi-Dirac - energijakaumaa manipuloimalla voidaan elektronista lämpötilaa laskea alle hilalämpötilan.

3.1 Jäähdyttimen rakenne ja toiminta

Yksinkertaisimmillaan mikrojäähdytin rakentuu kahdesta NIS-tunneliliitoksesta ja suprajohtavasta kontaktista [4]. Seuraavassa on esitetty kyseisenlaisen jäähdyttimen rakenne ja kaaviokuva.

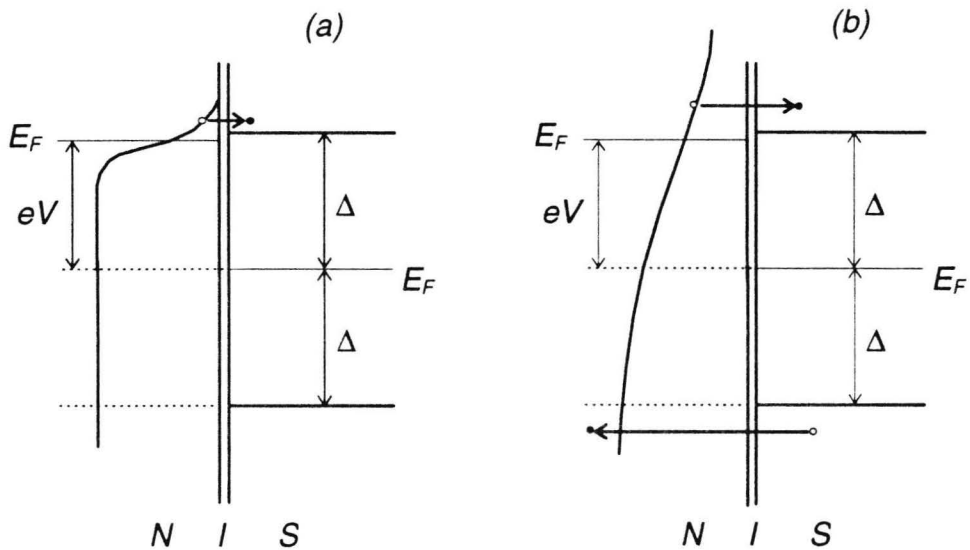


Kuva 3-1. (a) NIS-mikrojähdyttimen rakenne. Valmistusmenetelmä on esitetty myöhemmin luvussa 4. (b) Jäähdyttimen kaaviokuva symboleineen.

Mikrojähdyttimen NIS-tunneliliitoksista toinen toimii elektronijähdyttimenä toisen monitoroidessa normaalelektrodin lämpötilaa. Täten liitoksia voidaan kutsua loogisesti jähdytin- ja lämpömittariliitokseksi, joiden virtajännite -riippuvuutta seuraavassa karakterisoidaan.

3.1.1 Jähdytinliitos

Jähdytinliitoksen toimintaperiaatetta äärellisessä lämpötilassa $T > 0$ voidaan luonnehtia seuraavalla kuvalla.



Kuva 3-2. Jähdytinliitoksen toiminta. (a) Matalan ja (b) korkean lämpötilan approksimaatio.

Normaalelektrodin fermienergiataso E_F nostetaan ulkoisella jännitteellä V lähelle suprajohtavaa energia-aukkoa Δ , jolloin elektronit, joiden energia $E > E_F$, voivat tunneloitua eristekerroksen läpi suprajohtavan elektrodin puolelle. Tällöin ns. "kuumat" elektronit poistuvat normaalelektrodista ja fermijakauma terävöityy vastaten elektronisen lämpötilan laskua. Korkeassa lämpötilassa elektronien tunneloitumista voi tapahtua myös energia-aukon alapuolella normaalelektrodin vapaille energiatiloille.

Nyt kuvan 3-2 (b) mukaisessa tapauksessa jäädytinliitoksen virta-jännite - riippuvuus voidaan kirjoittaa kaavojen (2-10) ja (2-12) nojalla seuraavasti [2]:

$$I_{NIS} = \frac{1}{eR_N} \int_{\Delta}^{\infty} \frac{E}{\sqrt{E^2 - \Delta^2}} [f(E - eV) - f(E)] dE - \frac{1}{eR_N} \int_{-\infty}^{-\Delta} \frac{E}{\sqrt{E^2 - \Delta^2}} [f(E - eV) - f(E)] dE \quad (3-1)$$

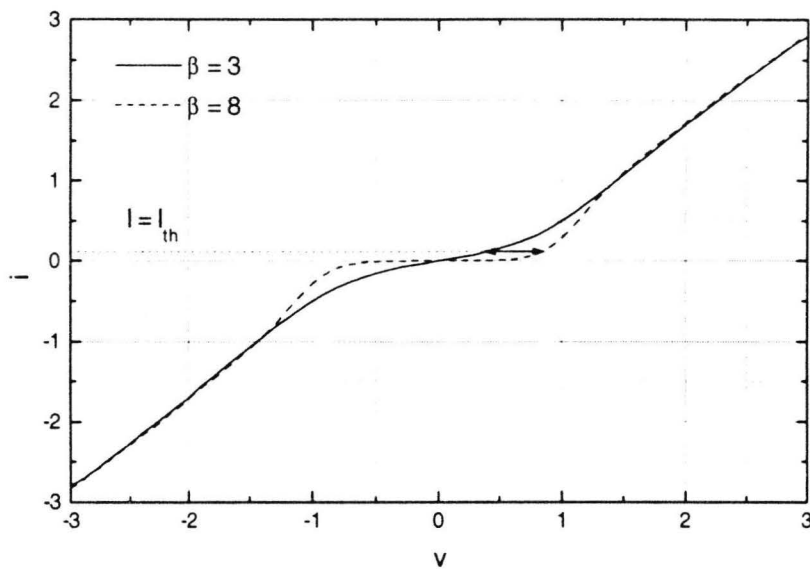
Tämä pätee yleisesti kaikilla energioilla E äärellisissä lämpötiloissa. Matalan lämpötilan approksimaatiossa normaalelektrodissa ei ole positiivisilla jännitteen arvoilla vapaita energiatiloja, johon suprajohteen energia-aukon alapuolella olevat Cooperin parit voisivat tuhoutuessaan tunneloitua. Tällöin virta-jännite -käyrän lauseke yksinkertaistuu muotoon

$$I_{NIS} \cong \frac{1}{eR_N} \int_{\Delta}^{\infty} \frac{E}{\sqrt{E^2 - \Delta^2}} f(E - eV) dE . \quad (3-2)$$

Jos NIS-tunneliliitos biasoidaan esimerkiksi siten, että $eV = \Delta$ eli normaalelektrodin fermipinta on energia-aukon tasalla (vrt. kuva 2-5 (b)), on matalan lämpötilan approksimaation antaman tunnelointivirran I_{NIS} suhteellinen virhe laskettavissa. Alumiinille lämpötilassa $T = T_C / 2 \cong 0.6$ K, jolloin energia-aukko $\Delta(T) \cong \Delta(0) = 190 \mu eV$, suhteellinen virhe on 0.3 prosenttia. Täten em. approksimaatiota voidaan käyttää hyvällä tarkkuudella mikrojäähdyttimen varsinaisella toiminta-alueella.

3.1.2 Lämpömittariliitos

Myös lämpömittarina toimivan NIS-tunneliliitoksen virta-jännite -käyrä noudattaa edellä esitettyjä relaatioita. Alla on piirretty lausekkeen (3-1) mukaisia IV-käyriä kahdessa eri lämpötilassa. Skaalauksessa on käytetty yksiköitä $v = eV / \Delta(0)$ ja $i = (I_{NIS} e R_N) / \Delta(0)$.



Kuva 3-3. NIS-tunneliliitoksen IV-käyriä kahdessa eri lämpötilassa: $\beta = \Delta(0) / k_B T$. Lämpömittariliitos asetetaan vakiovirtaan I_{th} , jolloin lämpötilan muutoksesta aiheutuva IV-käyrän muuttuminen havaitaan jännitteenmuutoksina liitoksen yli.

Suprajohtavan kontaktin merkitys mikrojäähdyttimessä on eristää normaalelektrodi termisesti suprajohtavasta elektrodista sallien kuitenkin sähköisen kontaktin. Sen toiminta perustuu ilmiöön, jota kutsutaan *Andreev-heijastukseksi* [5]. Cooperin pari rekombinoituu normaalelektrodin aukon kanssa synnyttäen NS-rajapinnan läpi menevän elektronin, jonka energia on keskimäärin E_F . Täten normaalelektrodin energia ei kasva.

Kokeelliset tulokset (käsitellään luvussa 7) kuitenkin osoittavat, että NS-kontaktista saattaa aiheutua merkittävä kontribuutio ulkoiseen lämpökuormaan.

3.2 Jäähdytysteho

NIS-tunneliliitoksen aikaansaama jäähdytys efekti voidaan ymmärtää elektronien kuljettaman termisen energian avulla. Kun jäähdytinsiitos biasoidaan potentiaaliin $eV < \Delta$, ainoastaan ne elektronit, joiden energia on fermienergiaa suurempi ("kuumat" elektronit), pystyvät tunnelehtumaan liitoksen yli. Tällöin normaalelektrodista poistuu energiamäärä $(E - eV)$ elektronia kohti ja jäähdytysteho on

$$P_N = \int \frac{dI_{NIS}}{dE} \frac{(E - eV)}{e} dE . \quad (3-3)$$

Nyt voidaan perustellusti käyttää matalan lämpötilan approksimaatiota, jolloin jäähdytysteho supistuu muotoon

$$P_N = \frac{1}{e^2 R_N} \int_{\Delta}^{\infty} \frac{E(E - eV)}{\sqrt{E^2 - \Delta^2}} \left[1 + e^{(E - eV)/k_B T} \right]^{-1} dE . \quad (3-4)$$

Teoreettinen maksimijäähdytysteho saavutetaan biasoimalla tunneliliitos siten, että $eV = \Delta$. Jos käytetään dimensiottomia suureita $\epsilon = E / \Delta$, $v = eV / \Delta$ ja $\beta = \Delta / k_B T$, saadaan maksimijäähdytysteho ratkaistuksi yhtälöstä

$$P_N^{max} = \frac{\Delta^2}{e^2 R_N} \int_1^{\infty} \frac{\epsilon \sqrt{\epsilon - 1}}{\sqrt{\epsilon + 1}} \left[1 + e^{-\beta(\epsilon - 1)} \right]^{-1} d\epsilon . \quad (3-5)$$

Muuttujanvaihdoilla $u = \varepsilon - 1$ ja kehittämällä neliöjuurilausekkeet sarjaksi, voidaan gammafunktion ominaisuuksia soveltamalla ratkaista P_N^{max} s.e.

$$\begin{aligned}
 P_N^{max} &\equiv \frac{\Delta^2}{e^2 R_N} \sqrt{\frac{\pi}{8}} \beta^{-3/2} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-1)^m}{m!(m+1)^{3/2}} \\
 &= \frac{\sqrt{2\pi}\Delta}{4e^2 R_N} (k_B T)^{3/2} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-1)^m}{m!(m+1)^{3/2}}
 \end{aligned} \tag{3-6}$$

Jäähdytystehon lisäksi on otettava huomioon normaalielektrodiin kohdistuva ulkoinen lämpökuorma. Häviävän pienen kontribuution muodostaa normaalielektrodin resistiivisyydestä aiheutuva *Joule-lämmitys* (ts. IV-lämmitys elektrodin sisällä), jolloin dominoiva osuus tulee elektronien ja hilan välisestä kytkennästä.

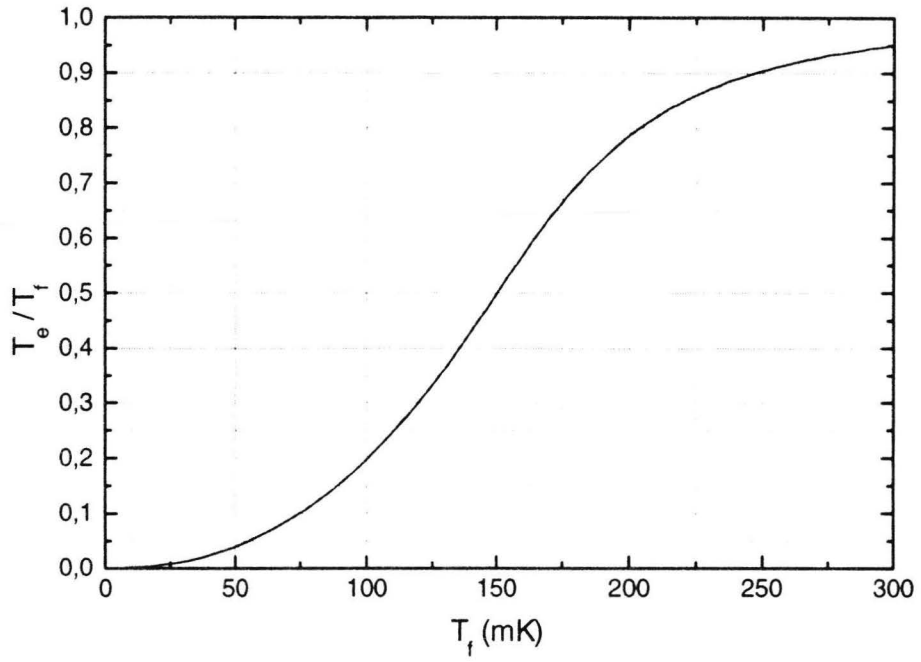
Fononien välityksellä siirtyvän lämmitystehon uskotaan noudattavan seuraavanlaista T^5 -riippuvuutta [6-8]:

$$P_{f-e} = \Sigma U (T_f^5 - T_e^5), \tag{3-7}$$

missä Σ on materiaalista riippuva parametri (kuparille $\Sigma \approx 2 \text{ nW} / \text{K}^5 \mu\text{m}^3$), U normaalielektrodin tilavuus, T_f hilalämpötila ja T_e elektroninen lämpötila.

Elektroninen minimilämpötila, jonka systeemi voi saavuttaa (ks. kuva 3-4), voidaan ratkaista tasapainottamalla yhtälöt (3-6) ja (3-7), eli

$$P_N^{max} - P_{f-e} = 0. \tag{3-8}$$

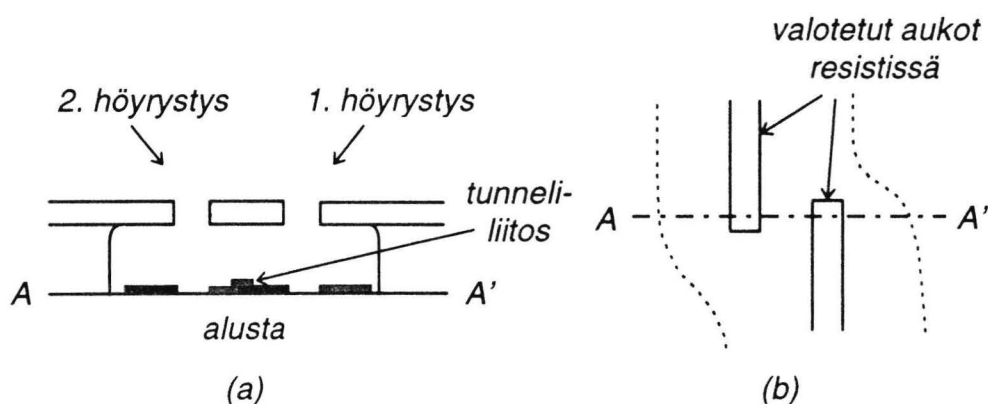


Kuva 3-4. Elektronien minimilämpötila T_e hilalämpötilan T_f funktiona. Käyrä on laskettu seuraavilla parametreilla: $\Delta(0) = 190 \mu\text{eV}$, $R_N = 10 \text{ k}\Omega$ ja $U = 320 \text{ \AA} \cdot 0.3 \mu\text{m} \cdot 10 \mu\text{m}$.

4. Näytteiden valmistus

Näytteiden valmistusmenetelmä perustuu elektronisuihkulitografiaan. Tietokoneohjatulla pyyhkäisyelektronimikroskoopilla (JEOL JSM-840A) voidaan DesignCad 2D -ohjelmalla suunniteltu kuvio valottaa elektronierkälle polymeerikalvolle. Kehityksen jälkeen varsinainen näyte syntyy, kun kuvion päälle höyrytetään elektronitykkihöyrystimellä (BAL-TEC BAE 250) ohut metallikalvo, joka ns. *lift-off* -prosessin jälkeen irtoaa kehitteeseen liukenevan polymeerin mukana muualta paitsi valotetun kuvion kohdalta pois (positiivikuva).

Alustamateriaalina käytetään oksidoitua piitä, koska pinnan on oltava eristävä. Oksidikerros on kuitenkin niin ohut, ettei alusta varaudu elektronisuihkun vaikutuksesta. Resistikerros, joka lingotaan piialustan päälle, muodostuu kahdesta erilaisesta polymeeristä. Alempi kerros on herkemmin valottuvaa kuin ylempi, jonka ansiosta aikaansaadaan kuvioon räystäsmäinen valotusprofiili. Tämä mahdollistaa tarvittavan monikulmametalloinnin.



Kuva 4-1. NIS-tunneliliitoksen valmistaminen kaksikulmahöyrystyksellä. (a) Sivuprofiili kehitetyistä resistikerroksista. Ensimmäinen metallointi tehdään alumiinilla (musta), joka oksidoidaan höyrystyksen jälkeen samassa tyhjiössä puhtaalla hapella. Näin syntyneen eristävän oksidikerroksen päälle höyrytetään toisessa kulmassa kuparia (harmaa), joka muodostaa tunneliliitoksen normaalelektroodin. (b) Valotuskuvio ylhäältä kuvattuna. Alempi resistikerros on kehittynyt onkaloksi varsinaisen valotuskuvion alle.

Suprajohtava kontakti tehdään höyrystämällä kolmannessa kulmassa osittain kuparikerroksen päälle vielä yksi alumiinikerros. Tällöin kuparin ja alumiinin välille ei ehdi muodostua eristävää kerrosta, koska kupari oksidoiduu melko hitaasti.

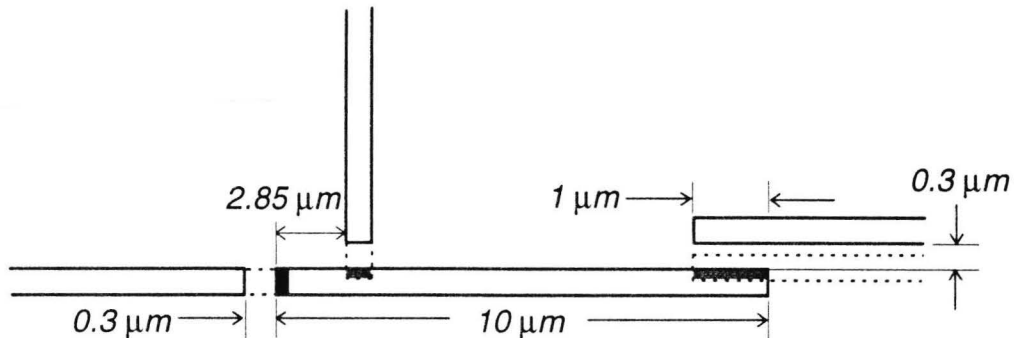
Monikulmahöyrystyksen haittapuolena on ylimääräisten "varjokuvioiden" muodostuminen (ks. kuva 4-1), jolloin näytteenvalmistuksessa on oltava erityisen huolellinen. Suuria höyrystyskulmia käyttämällä voidaan eliminoida se, etteivät ylimääräiset kuviot ole kontaktissa näytteen elektrodeihin.

Seuraavassa on näytteenvalmistuksessa tyypillisesti käytettyjä parametrejä:

Taulukko 4-1. Näytteenvalmistuksessa käytetyt materiaalit ja tyypilliset parametrit.

<i>Valmistusvaihe</i>	<i>Materiaali</i>	<i>Tyypillinen arvo</i>
1. resistikerroksen linkous	9 % P(MMA/MAA) liuotin: etikkahappo	paksuus ~ 300 nm
resistin paisto	-	170 °C / 40 min
2. resistikerroksen linkous	3 % PMMA liuotin: klooribentseeni	paksuus ~ 270 nm
resistin paisto	-	170 °C / 60 min
valotus	elektronisuihku	13-15 pA
1. kehitys	metyyli-isobutyryliketoni :	45 s
2. kehitys	isopropanoli (1:2) etyleeniglykolin monometyylieetteri : metanoli (1:2)	5-10 s
metallointi ja oksidointi	Al O ₂ Cu Al	~ 280 Å 0.3-1 mbar / 30 s-3 min ~ 320 Å ~ 320 Å
lift-off	asetoni	3-5 min

Kuvan 3-1 mukainen näytegeometria saadaan edellä mainitun prosessoinnin jälkeen käyttämällä seuraavanlaista DesignCad -kuviota.



Kuva 4-2. NIS-mikrojähdyttimen valotuskuvio tyypillisine mittoineen. Viivanleveytenä käytettiin $0.3\ \mu\text{m}$. Ensimmäinen alumiinikerros höyrystettiin 22° :een kulmassa suunnasta \downarrow ja oksidoinnin jälkeen kuparikerros symmetrisesti samassa kulmassa, mutta päinvastaisesta suunnasta (\uparrow). Päällimmäinen alumiinikerros höyrystettiin suunnasta \rightarrow kulmassa 30° . Kuvassa on merkitty harmaalla kohdat, joihin tunneliliitokset muodostuvat sekä mustalla NS-kontaktin muodostumiskohta.

Koska tunneliliitoksen jäähdytysteho on kääntäen verrannollinen liitoksen normaalitilan vastukseen (vrt. kaava 3-4), joka on vastaavasti kääntäen verrannollinen liitoksen pinta-alaan, käytettiin useimmiten yo. kuvassa oikeanpuoleista tunneliliitosta jäähdytykseen ja suurempivastuksista lämpötilan mittaukseen.

Tyypillisesti tunneliliitosten vastukset olivat muutaman kilo-ohmin luokkaa. Vastukseen vaikuttavat oksidointipaine ja -aika sekä höyrystyskulma. Lisäksi elektronitykkihöyrystin oli avattava ilmakehään ennen viimeisen alumiinikerroksen höyryttämistä, mikä luultavasti aiheutti vaihtelevan suuruisen vastuksen suprajohtavaan kontaktiin.

5. Mittauslaitteisto

Oleellisimpana osana mittauslaitteistoa on näytteen "esijäähdytykseen" käytettävä $^3\text{He}/^4\text{He}$ -laimennusjäähdytin. Elektroniikka, joka rakentuu laimennusjäähdyttimen ympärille, koostuu pääosiltaan muutamasta esivahvistimesta, häiriönsuodattimista ja jännitepyyhkäisystä. Tiedonkeruu tapahtuu GPIB-väylää pitkin suoraan tietokoneelle ASCII-muotoiseen tiedostoon. Tällä varmistetaan mittaustulosten helppo siirrettävyys ja analysointi.

5.1 $^3\text{He} / ^4\text{He}$ -laimennusjäähdytin

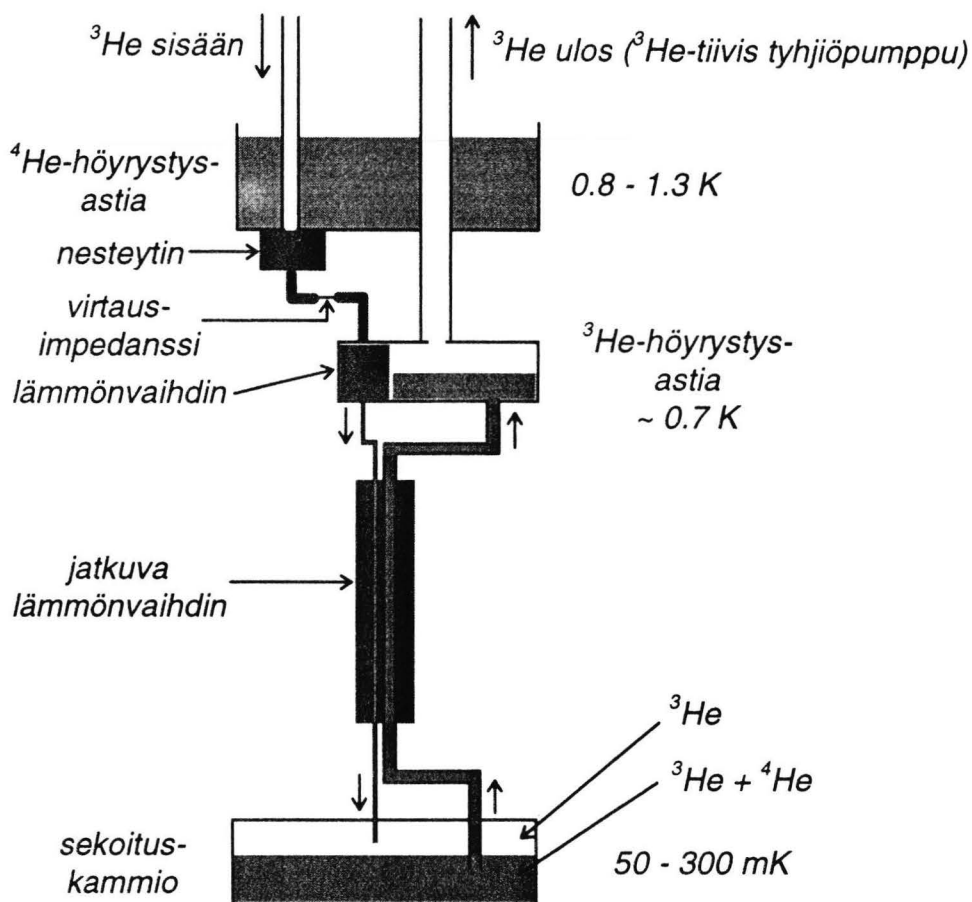
Laimennusjäähdyttimen toiminta [9] perustuu $^3\text{He}/^4\text{He}$ -seoksen ominaisuuksiin. Trikriittisessä pisteessä 0.86 K lämpötilassa seos separoituu kahdeksi eri faasiksi: laimeaksi ja konsentroituneeksi faasiksi. Laimeassa faasissa ^3He -konsentraatio on pieni, kun taas konsentroitunut faasi on likipitään kokonaan ^3He :a. Koska ^3He :n tiheys on pienempi kuin ^4He :n, konsentroitunut faasi kelluu laimean faasin päällä.

Kun lämpötila $T \rightarrow 0$, laimeaan faasiin jää äärellinen määrä ^3He :a (kokeellinen tulos 6.4 %), koska ^3He -atomit ovat mieluummin laimeassa kuin konsentroituneessa faasissa. $^3\text{He}/^4\text{He}$ -seosta pumpattaessa ^3He -atomeja siirtyy faasirajan yli laimeaan faasiin ja energiaa sitoutuu entalpiaeron verran, mikä aiheuttaa jäähtymisen.

Merkillepantavaa tässä työssä käytetyssä omatekoisessa kryostaatissa on sen pieni koko [10]. Kokonaiskorkeus on 120 cm ja halkaisija vain noin 50 mm. Lisäksi laimennusjäähdytin itsessään on valmistettu muovista.

Seuraavassa on pääkohdittain selostettu jatkuvatoimisen laimennusjäähdyttimen toimintaa sekä esitetty kaaviokuva mittauksissa käytetyn

laimennusjäähdyttimen rakenteesta. Tarkempi kuvaus laimennusjäähdyttimen käytöstä on luvussa 6.



Kuva 5-1. $^3\text{He}/^4\text{He}$ -laimennusjäähdyttimen rakenne. Sisääntuleva ^3He -kaasu esijäähdytetään ja nesteytetään ^4He -höyrystysastiassa. Tarvittava paine aikaansaadaan virtausimpedanssilla. ^3He -neste kulkee ^3He -höyrystysastian ja jatkuvan lämmönvaihtimen läpi, jolloin se on sekoituskammioon saapuessaan lähes samassa lämpötilassa kuin sekoituskammio. Osmoottisen paineen ^3He -höyrystysastiaan nostama $^3\text{He}/^4\text{He}$ -neste vastaanottaa lämmönvaihtimissa ^3He -nesteestä luovuttaman energian.

Yllä esitetty kokonaisuus on suljettu metallilieriön, ns. tyhjiövaipan, sisälle. Koska laimennusjäähdytin toimii ^4He -kylvyssä, voidaan täten lämpökontakti laitteen sisäosien ja ^4He -kylvyn kanssa minimoida jäähdytyksen mahdollistamiseksi.

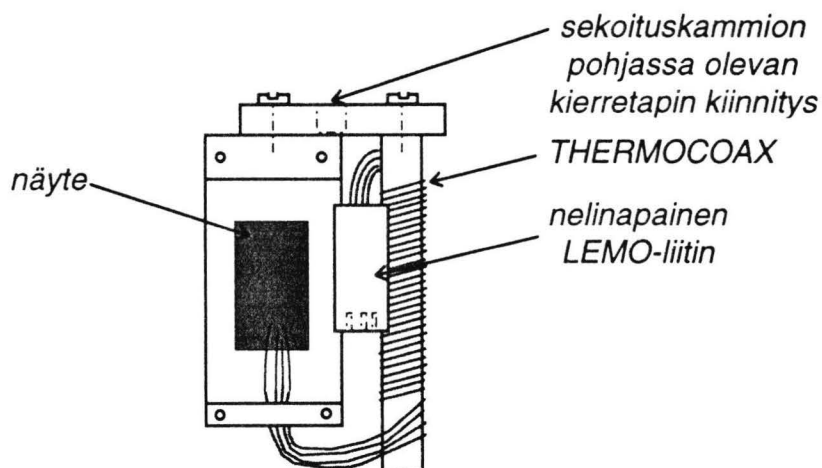
$^3\text{He}/^4\text{He}$ -laimennusjäähdyttimen jäähdytysteho on suoraan verrannollinen sekoituskammion lämpötilan neliöön.

5.2 Näytealusta ja langoitus

Näyte on asetettu erilliselle näytealustalle, joka on kiinnitetty sekoituskammion pohjaan (ks. kuvat 5-1 ja 5-2). Näin se on oleellisesti samassa lämpötilassa sekoituskammion kanssa, jonka lämpötilanmittaus tapahtuu tunneliliitoslämpömittarilla [11] ja tunnetuilla lämpötilapisteillä kalibroidun hiilivastuksen (*MATSUSHITA* $68\ \Omega$) avulla.

Laimennusjäähdyttimen langoitus huoneenlämpötilasta sekoituskammion lämpötilaan on seuraavanlainen. Ennen tyhjiövaippaa on RC-suodatin ($1\ \text{k}\Omega$, $1.5\ \text{nF}$), johon asti langoituksessa on käytetty RST-koaksiaalikaapelia. Suodattimesta lähtee häiriösuojattu manganiinilangoitus epoksiläpiviennin (*STYCAST 1266*) kautta tyhjiövaippaan, jossa se on ankkuroitu ^4He -höyrystysastian lämpötilaan. Lopuksi, ennen varsinaista näytettä on jokaiseen linjaan liitetty noin 25 cm pituinen, erittäin resistiivinen koaksiaalilanka [12] (*PHILIPS THERMOCOAX*), joka toimii mikroaaltotaajuuksien häiriöpoistajana.

Näytteen kiinnitys alustaan tapahtuu GE-vernissalla. Pieni rajapintavastus mahdollistaa hyvän termisen kontaktin piikiekon ja kuparialustan välille. Langoitus kiekolle tehdään ohuen hopealangan ja indiumjuotosten avulla.

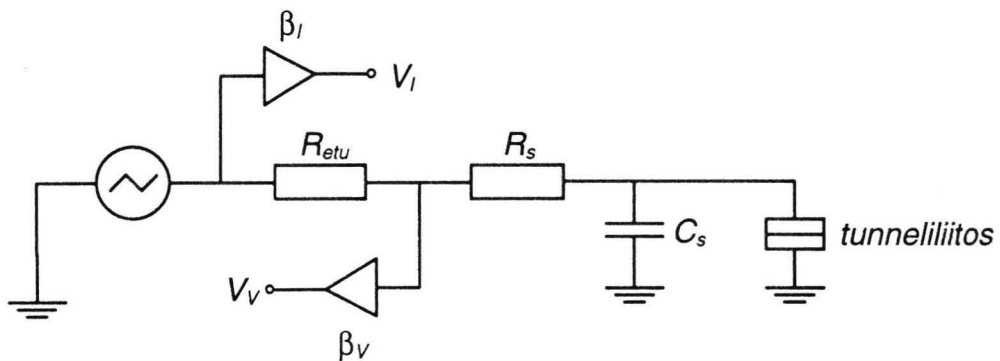


Kuva 5-2. Näytealusta ylhäältä kuvattuna. Kaikki osat on paketoitu tiiviiseen nippuun.

5.3 Mittauskytkennät

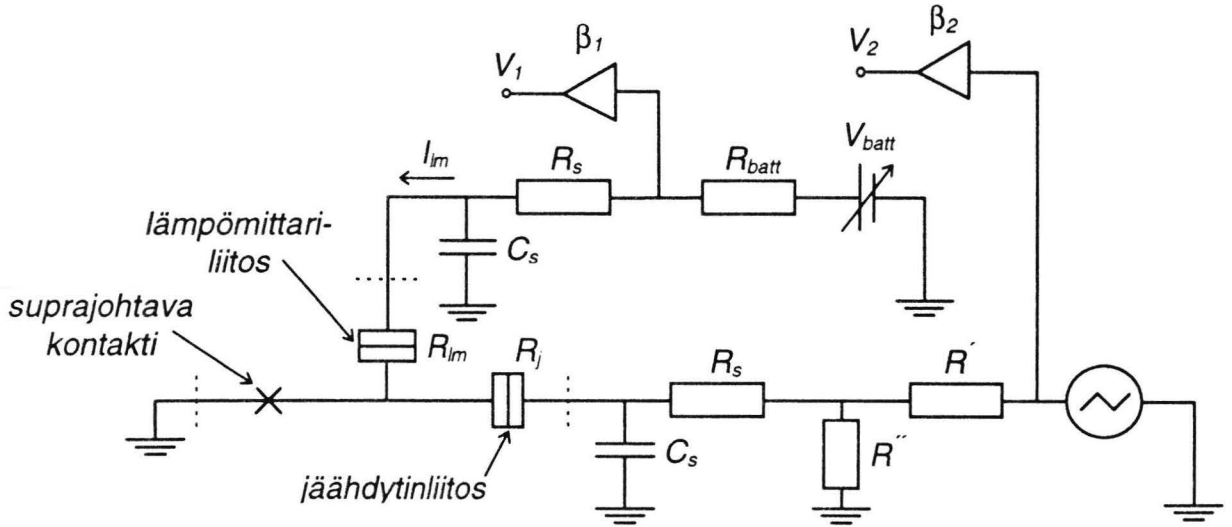
Oleellisimpana osana kytkennöissä on jännitepyyhkäisy, jonka kytkentäkaavio on esitetty liitteessä 2. Jännitepyyhkäisyn (DC-) amplitudi muunnetaan sopivaksi etuvastuksella. Pyyhkäisy nopeutta, jossa on otettava huomioon mittauspiirin aikavakio, voidaan säätää erillisellä valintakytkimellä. Mitattavat analogiset DC-jännitesignaalit vahvistetaan etuvahvistimilla (*SRS MODEL SR 560*) siten, että monikanavayleismittarin (*HP 3457A MULTIMETER*) herkkyys on mahdollisimman hyvä. Yleismittarin sisäänrakennettu A/D -muunnin lähettää jänniteinformaation ASCII-muotoisena tietokoneen mittausohjelmalle GPIB-väylää pitkin.

Alla on piirretty kytkentäkaavio tunneliliitosten IV-käyrien mittaamiseksi.



Kuva 5-3. IV-käyrien mittauskytkentä. Pyyhkäisyjännitteen amplitudia voi säätää muuttamalla etuvastusta $R_{etu} \gg R_s$. Huoneenlämpötilassa linjaan on kytketty alipäästösuodatin $R_s C_s$. Mitattavat signaalit vahvistetaan esivahvistimilla s.e. tunneliliitoksen yli oleva jännite $V = V_V / \beta_V$ ja sen läpi kulkeva virta $I = V_I / (R_{etu} \cdot \beta_I)$.

Jäähdytyskäyrien mittauskytkentä poikkeaa edellä esitetystä siten, että jännitepyyhkäisyn lisäksi lämpömittariliitos on asetettu vakiovirtaan kuvan 5-4 mukaisesti.



Kuva 5-4. Jäähdytinkäyrien mittauskytkentä. Paristo, jonka jännite V_{batt} syötetään suuren etuvastuksen $R_{batt} \gg R_s$ yli, toimii ideaalisena vakiovirtalähteenä. Täten lämpömittariliitos voidaan biasoida vakiovirtaan $I_{lm} = V_{batt} / R_{batt}$. Pyyhkäisyjännite muunnetaan tarpeeseen sopivaksi jännitteenjaolla. Katkoviivat ovat erottimena näytteen ja huoneenlämpötilassa olevan mittauspiirin välillä.

Yllä olevan kuvan mukaisella kytkennällä jäähdytinliitoksen yli pyyhkäistävä jännite saadaan siten, että

$$V_j = V_2 \cdot \frac{R''}{R' + R''} \cdot \frac{1}{\beta_2} \quad (5-1)$$

Suodattimen vaikutus jännitteeseen on häviävän pieni, koska $R'' \ll R_s + R_j$ ja $R_s \ll R_j$. Lämpömittariliitoksen yli oleva jännite, jonka muutos riippuu nyt lämpötilavaihtelusta normaalielektrodissa (vrt. IV-käyrän muuttuminen lämpötilan funktiona kuvassa 3-3), saadaan vastaavasti kaavasta

$$V_{lm} = \frac{V_1}{\beta_1} - R_s \cdot \frac{V_{batt}}{(R_{batt} + R_s)} \quad (5-2)$$

6. $^3\text{He} / ^4\text{He}$ -laimennusjäähdyttimen käyttö

Koska laimennusjäähdyttimen asianmukainen käyttö on edellytyksenä hyvien mittaustulosten saamiselle, on jäähdytysprosessin eri vaiheet suoritettava huolellisesti. Seuraavassa on pääpiirteittäinen luettelo tarvittavista toimenpiteistä.

6.1 Linjojen pumppaus

Ennen jäähdytystä on ensiarvoisen tärkeää pumpata laimennusjäähdyttimen linjat puhtaaksi huoneilmasta. Muutoin se saattaa lämpötilan laskiessa jäätyä ja aiheuttaa tukoksia. Pumppaus, johon yleensä käytetään mekaanista tyhjiöpumppua, voidaan aloittaa tyhjiövaipasta. Vaikka $^3\text{He}/^4\text{He}$ -seoksen kondensointilinja on yhteydessä ^3He -höyrystysastian ja sekoituskammion kautta ^3He :n sisäänsyöttölinjaan (ks. kuva 5-1), on kummatkin pumpattava erikseen linjassa olevan virtausimpedanssin takia.

^4He -höyrystysastiaan on liitetty tyhjiöeristetty linja, ns. sifoni, joka on laimennusjäähdyttimen toimiessa yhteydessä ^4He -kylpyyn. Sifoni on alkuvalmistelujen aikana vapaassa huoneilmassa, jonka vuoksi ^4He -höyrystysastia on paineistettava välittömästi tyhjiöpumppauksen jälkeen. Kaasuna on käytettävä heliumia, jolloin vältetään linjan tukkeutuminen esijäähdytyksen aikana.

6.2 Esijäähdytys LN₂:ssä ja siirto L⁴He:een

Laimennusjäähdyttimen esijäähdytys tapahtuu nestemäisessä työssä (LN₂). Sen tarkoituksena on minimoida nestemäisen heliumin kiehumisen siirrettäessä laimennusjäähdyttimen nestetyppiastiasta heliumastiaan (noin 1 litra). Esijäähdytyksen aikana suurin osa tyhjiövaipassa olevasta jäännöskaasusta adsorboituu vaipan seinämiin.

Sekoituskammioon kytketyn lämpötilanmittausvastuksen avulla nähdään, milloin laimennusjäähdyttimen sisäosat ovat likimain nestetyypen lämpötilassa (tämä kestää yleensä 30-60 min). Tällöin se voidaan siirtää ⁴He-kylpyyn.

Kun laimennusjäähdyttimen on laskettu heliumiin, pitää ⁴He-höyrystysastian paineistus lopettaa, koska mahdollisesti likainen kaasu saattaa jäätyä ja tukkia linjoja.

6.3 ³He-lämmönvaihtokaasu

Laimennusjäähdyttimen sisäosien jäähtymistä nopeutetaan päästämällä tyhjiövaipan sisälle pieni määrä ³He-kaasua. Tällöin kaasu toimii lämmönkuljettajana.

Lämpötilaeron tasaannuttua lämmönvaihtokaasu pumpataan pois, jotta jäähdytys alle nesteheliumin lämpötilan 4.2 K olisi mahdollista. Pumppaus tehdään heliumvuodonetsimellä, jonka massaspektrometri on asetettu herkäksi ⁴He-ioneille. Täten voidaan havaita mahdolliset vuodot tyhjiövaipassa tai laimennusjäähdyttimessä. Pumppaukseen käytetään diffuusiopumppua, jonka esipumppuna on mekaaninen pumppu.

6.4 ^4He -höyrystysastian pumppaus

Jotta $^3\text{He}/^4\text{He}$ -seoksen kondensointi olisi mahdollista, on tässä vaiheessa jäähdystystä aloitettava ^4He -höyrystysastian pumppaus. Tällöin sen lämpötila laskee aina 1.0 - 1.5 K asti.

6.5 $^3\text{He} / ^4\text{He}$ -seoksen kondensointi

^4He -höyrystysastian jäähdystyttyä minimilämpötilaansa, ts. välittömästi pumppauksen aloituksen jälkeen, voidaan aloittaa $^3\text{He}/^4\text{He}$ -seoksen kondensointi. Seos on pumpattu tyhjiötiiviseen tankkiin, josta lähtee linja nestetyypiloukun kautta kondensointilinjaan. Mahdolliset seoksessa olevat epäpuhtaudet kryopumppautuvat nestetyypiloukun aktiivihiiileen.

Kondensointi aloitetaan avaamalla linja tankista ^3He -höyrystysastian pumppauslinjaan. Koska pumppauslinja on termisesti ankkuroitu ^4He -höyrystysastiaan, seos nesteytyy ja vähitellen kulkeutuu lämmönvaihtimen läpi sekoituskammioon asti. Tankin paineesta nähdään, milloin kaikki käytössä oleva $^3\text{He}/^4\text{He}$ -seos, jota on noin 22 litraa, on saatu kondensoitua.

6.6 ^3He -pumppaus ja -kierto

Tankin linjan sulkemisen jälkeen voidaan aloittaa ^3He -höyrystysastian pumppaus liittämällä suljettuun kiertoon ^3He -tiivis tyhjiöpumppu ^3He -kaasun sisään- ja ulostulolinjojen välille (ks. kuva 5-1). Tällöin ^3He -höyrystysastian lämpötila laskee 0.7 - 0.9 K tienoille ollen sillä hetkellä laimennusjäähdyttimen

kylmin osa. Vastaavasti sekoituskammio on tällöin lämpimin osa laimennusjäähdyttimessä.

Kun sekoituskammio saavuttaa 0.86 K lämpötilan, tapahtuu $^3\text{He}/^4\text{He}$ -seoksessa faasiseparaatio luvun 5.1 mukaisesti. Sekoituskammion lämpötila laskee äkillisesti ja lämpötilagradientti ^3He -höyrystysastian ja sekoituskammion välillä muuttuu päinvastaiseksi. Laimennusjäähdyttimen voidaan sanoa täten käynnistyneen. Se, mikä minimilämpötila jäähdytyksessä saavutetaan, riippuu pitkälti edellä esitettyjen työvaiheiden onnistumisesta sekä luonnollisesti laimennusjäähdyttimen teknisen suunnittelun hyvydestä.

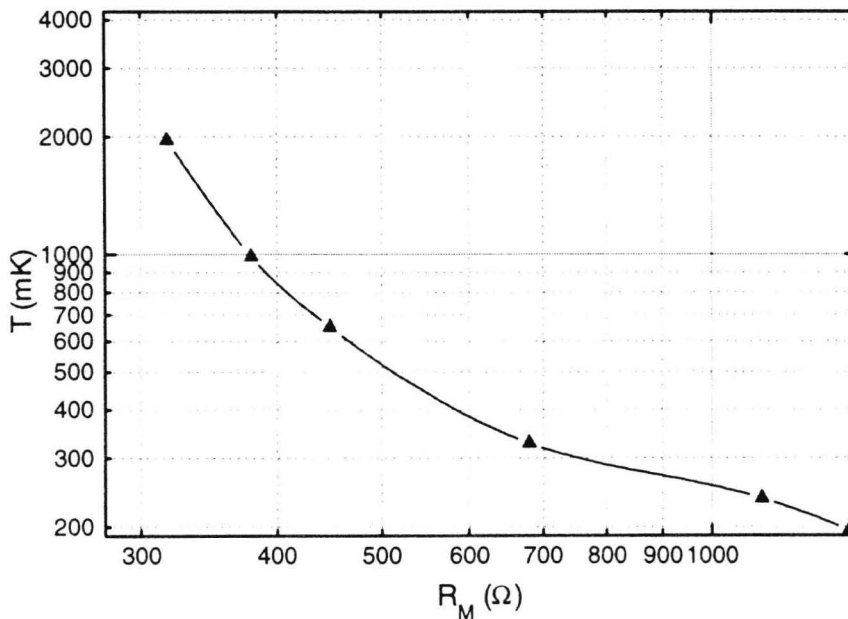
Jäähdytysprosessin ylläpidossa on oleellista tarkkailla ^3He -kaasun kiertoa. Jos ^3He -pumpun takapaine nousee liiaksi, tarkoittaa se sitä, että kierrossa olevan ^3He -kaasun määrä vähenee ja laimennusjäähdyttimen jäähdytysteho lakkaa yhtäkkisesti. Jos vastaavasti pumpun takapaine on normaalia pienempi, ^3He -kierto on liian hidasta.

Kun laimennusjäähdytin on saavuttanut minimilämpötilansa, eli ^3He -kierto on niin vähäistä, että jäähdytysteho vastaa suuruudeltaan ulkoisen lämpökuorman lämmitystehoa, voidaan kiertoa lisätä lämmittämällä ^3He -höyrystysastiaa. Lämmitys toteutetaan syöttämällä virtaa höyrystysastian sisään kytketyn vastuksen läpi. Koska laimennusjäähdytysteho on verrannollinen ^3He -kiertoon, voidaan lämpötilaa laskea näin entistä alemmaksi.

7. Kokeelliset tulokset

Kokeellisten tulosten analysointi on jaettu eri osiin, joista ensimmäisessä (luku 7.1) selvitetään yksinkertaisella NIS-rakenteella ja viimeisessä symmetrisellä SINIS-rakenteella saavutettavia jäähdytysominaisuuksia. Luvuissa 7.2 ja 7.3 käsitellään yleisesti eri mikrojäähdyttingeometrioihin liittyviä kysymyksiä. Analysoinnissa on erikseen käsitelty eri parametrien vaikutusta sekä tunneliliitoksen virta-jännite -riippuvuuteen että jäähdytyskäyriin.

Näytteen peruslämpötilaa on mitattu hiilivastuksella, joka on kalibroitu itse näytteen kanssa samalle alustalle kiinnitetyllä tunneliliitoslämpömittarilla [11].

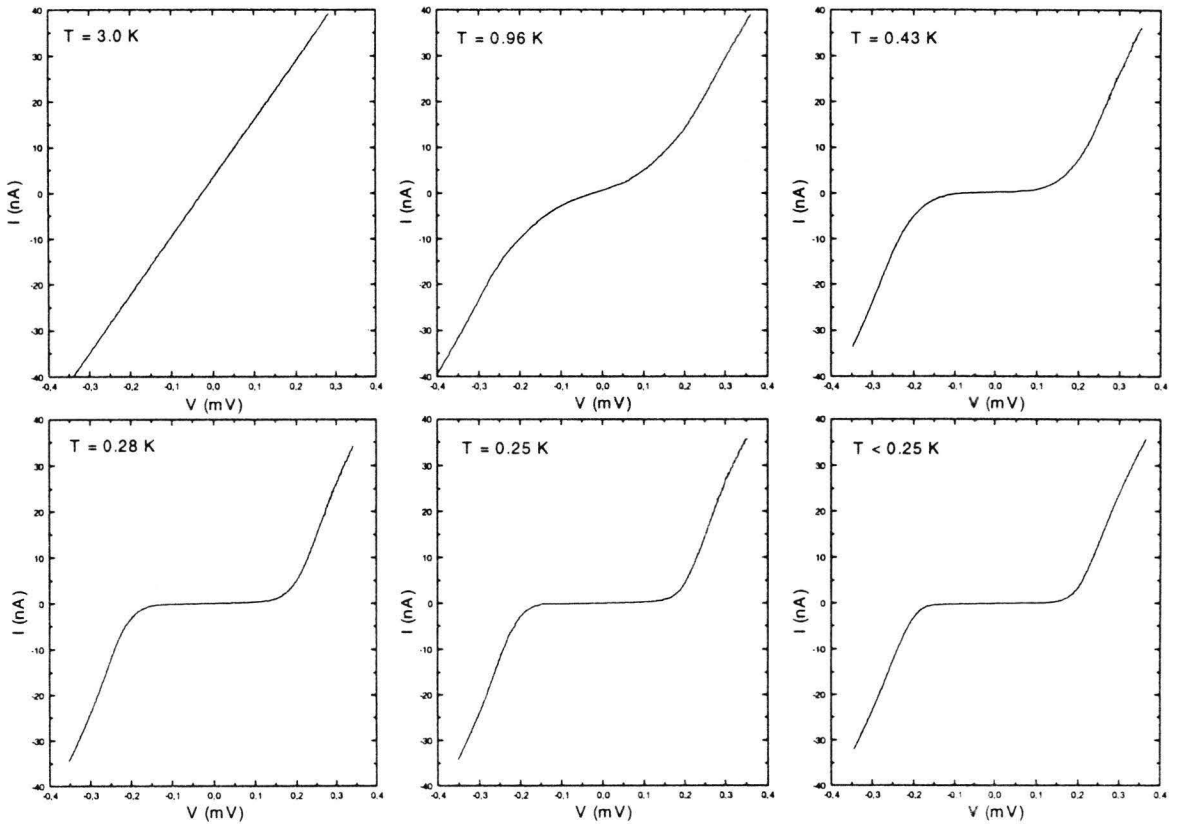


Kuva 7-1. Hiilivastuksen lämpötilakalibraatio. Alle 0.2 K lämpötiloissa kalibraatio ei ole enää kovin luotettava, koska hiilivastuksen ja tunneliliitoslämpömittarin (40 liitosta, $R_T = 7.2 \text{ M}\Omega$) terminen kontakti sekoituskammioon saattavat poiketa toisistaan merkittävästi.

7.1 Yksinkertainen NIS-rakenne

7.1.1 IV -riippuvuus

Seuraavassa on esitetty kuvan 4-2 mukaisella näytegeometrialla (kuparielektrodin pituus on tässä $7\ \mu\text{m}$) valmistetun mikrojäähdyttimen toisen NIS-tunneliliitoksen IV-käyriä eri lämpötiloissa. Mittauskytkentä selviää kuvasta 5-3.

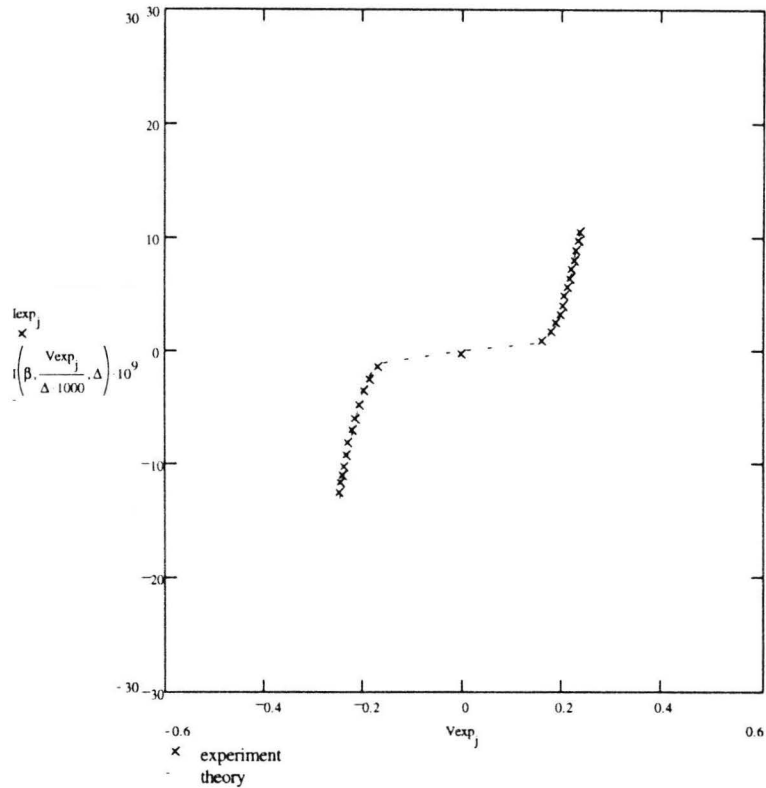


Kuva 7-2. NIS-tunneliliitoksen IV-käyriä eri lämpötiloissa. Alumiinin ollessa normaalitilassa IV-käyrä on lineaarinen, jolloin liitoksen vastus voidaan määrittää sen kulmakertoimesta. Kyseiselle liitokselle $R_N = 7.8\ \text{k}\Omega$.

Näytteenvalmistustekniikan vuoksi toisen muodostuvan tunneliliitoksen pinta-ala on pienempi, joka täten vastaa suurempaa vastusta R_N . Koska mikrojäähdyttimen jäähdytysteho on kääntäen verrannollinen liitoksen normaalilavastukseen, on edullisinta valita tunneliliitokset siten, että $R_{im} > R_j$. Lisäksi lämpömittariliitos on ideaalisempi suurella vastuksenarvolla, koska liitoksessa generoituvan lämmityksen määrä riippuu kääntäen verrannollisesti liitoksen normaalilavastuksesta. Tässä yhteydessä käsiteltävän näytteen jäähdytin- / lämpömittariliitos -parin vastuksiksi mitattiin 2.8 k Ω ja 7.8 k Ω .

Tarkasteltaessa yllä olevaa kuvasarjaa 7-2 havaitaan lämpötilan vaikutus NIS-tunneliliitoksen läpi kulkevaan virtaan. Alumiinin kriittisen lämpötilan (n. 1.2 K ohutkalvolle) yläpuolella IV-käyrä on lineaarinen, mutta lämpötilan laskiessa kriittisen lämpötilan alapuolelle (ts. energia-aukon Δ syntyessä suprajohteeseen) alkaa IV-käyrään muodostua tasanne. Täydellisellä tasanteella ei pienillä jännite-eroilla liitoksen läpi kulje virtaa. Äärellinen lämpötila aiheuttaa kuitenkin IV-käyrään pyöreyttä, koska osalla elektroneista on edelleen tarpeeksi termistä energiaa tunneloitumiseen; ts. $k_B T > \Delta$. Nollajännitteen molemmin puolin symmetrisesti esiintyvät kynnsjännitteet vastaavat suprajohtavan alumiinin energia-aukkoa $\Delta(0)$ (kuvassa $\sim 200 \mu\text{eV}$).

Teoriaosassa on NIS-tunneliliitoksen IV-riippuvuudelle johdettu integraalilauseke, joka pystytään numeerisesti ratkaisemaan. Täten liitoksen IV-käyrän teoreettinen muoto eri lämpötiloissa tunnetaan. Näytteen lämpötilaa voidaan tällöin arvioida sovittamalla saadut mittauspisteet laskettuun käyrään. Pienimmän neliösumman menetelmällä etsitään lämpötila, jossa kaavasta (3-1) laskettu IV-käyrä ja mittauspisteet poikkeavat toisistaan mahdollisimman vähän. Lämpötilan lisäksi sovituspärametreina on käytetty energia-aukkoa $\Delta(0)$ sekä liitoksen normaalilaista vastusta R_N , joka on mitattavissa melko tarkasti.

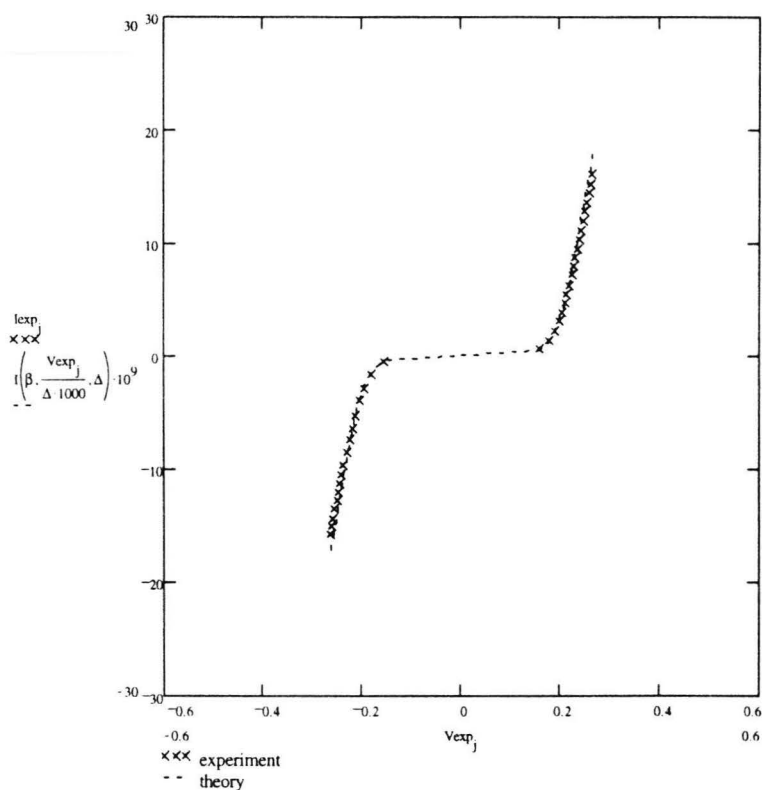


Kuva 7-3. MathCad -ohjelmalla tehty pienimmän neliösumman sovitus kokeelliseen IV-käyrään. Mittauspisteet on merkitty symbolilla \times ja sovituskäyrä katkoviivalla. Kun sovitusparametrit olivat $R_N = 7.823 \text{ k}\Omega$ ja $\Delta(0) = 220 \mu\text{eV}$, lämpötilaksi saatiin 254 mK.

Hiilivastuskalibraation mukaan kuvan 7-3 IV-käyrä on mitattu 253 mK lämpötilassa, joten kyseisellä sovituksella saatu lämpötila vastaa ainakin tässä tapauksessa tarkasti tunneliliitoslämpömittarilla mitattua lämpötilaa. Täten menetelmän avulla voidaankin nyt arvioida kuvasarjan 7-2 viimeistä IV-käyrää vastaava lämpötila, jota ei kalibraatiosta saatu. Sovitus, josta lämpötilaksi saatiin 225 mK, on esitetty kuvassa 7-4.

Vertailun vuoksi vastaavanlainen lämpötilasovitus tehtiin IV-käyrälle, joka mitattiin kalibraation mukaan lämpötilassa 430 mK. Koska tämä lämpötila asettuu tunneliliitoslämpömittarin ideaaliselle toiminta-alueelle, voidaan sitä pitää erittäin luotettavana. Sovituksesta lämpötilaksi saatiin 401 mK. Ero syntyy luultavasti siitä, että todellisissa mittauksissa esiintyvät epäideaalisuudet muuttavat merkittävästi IV-käyrän tyypillistä muotoa ko. lämpötilassa. Eli vaikka tässäkin tapauksessa sovitettu käyrä noudattaa

mitatun käyrän muotoja melko hyvin, teorian ja kokeellisten tulosten välinen vertailu ei enää anna luotettavaa arviota lämpötilalle.

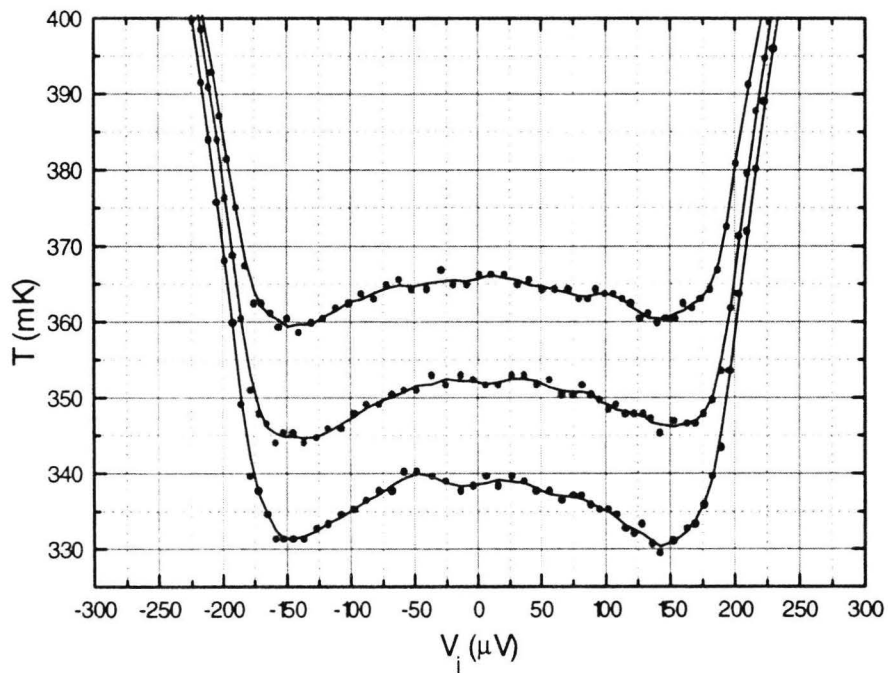


Kuva 7-4. Pienimmän neliösumman sovitus IV-käyrälle. Nyt lämpötila on 225 mK. Sovitusparametrit olivat samat kuin kuvassa 7-3. Pieni eroavaisuus IV-käyrän asymptoottien kulmakertoimissa kielii siitä, että todellisuudessa tunneliitoksen vastus R_N on ollut hieman mitattua suurempi.

Kuten IV-käyrästäkin huomataan, laimennusjäähdyttimellä aikaansaatava näytteen lämpötila alkaa vähitellen lähestyä vakioarvoa (hieman yli 200 mK) eli satureitua. Tämä johtunee pääosiltaan näytteeseen johtimia pitkin tulevasta lämpövuodosta, joka oleellisesti määrää tasapainolämpötilan, johon näyte asettuu.

7.1.2 Jäähdytyssefekt

Jäähdytyskäyrien mittaamisessa käytetty kytkentä poikkeaa IV-käyrien mittausspiiristä vain vähän (ks. kuva 5-4). Samalla tavalla jännitettä pyyhkäistään jäähdytinliitoksen yli, mutta lisäksi lämpömittariliitokseen on nyt kytketty mittausspiiri, jolla liitos voidaan asettaa vakiovirtaan. Alla olevaan kuvaan on piirretty kolmessa eri laimennusjäähdyttimen lämpötilassa mitattuja jäähdytyskäyriä.

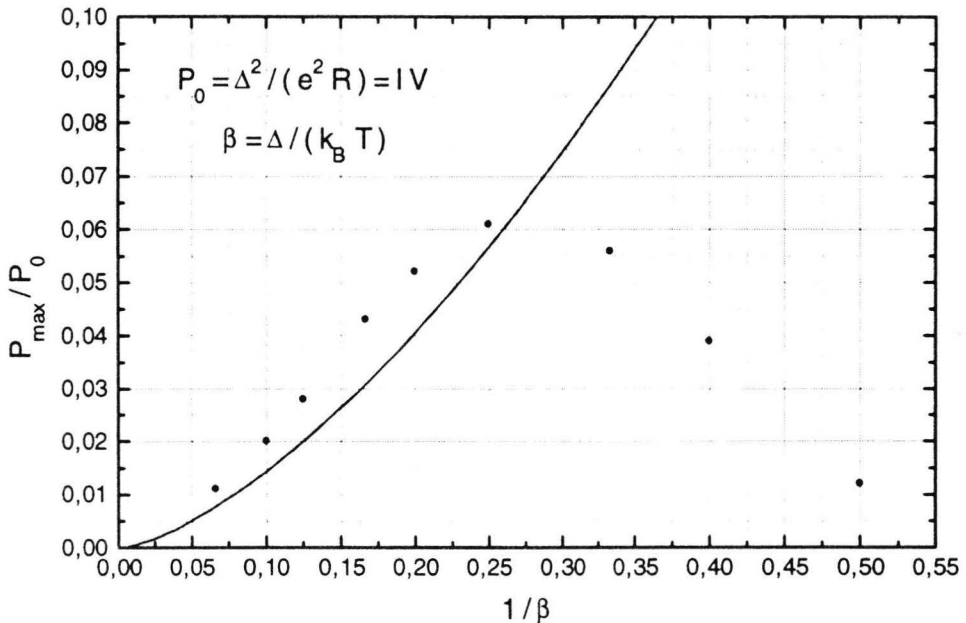


Kuva 7-5. Jäähdytyskäyriä lämpötiloissa 365, 352 ja 340 mK. Näytteen jäähdytin- ja lämpömittariliitosten karakteristiset vastukset ovat kuten edelläkin; 2.8 kΩ ja 7.8 kΩ. Yhtenäinen käyrä on saatu kolmen pisteen keskiarvoistuksella.

Kyseisen näytteen maksimijäähdytysteho saavutetaan jännitteellä, joka on likimain 150 μV. Äärellisessä lämpötilassa tällainen tulos on odotettavissa, koska tällöin normaalielektrodin fermipinta on juuri ja juuri suprajohteen energia-aukon alapuolella, ts. $V_j < \Delta / e$.

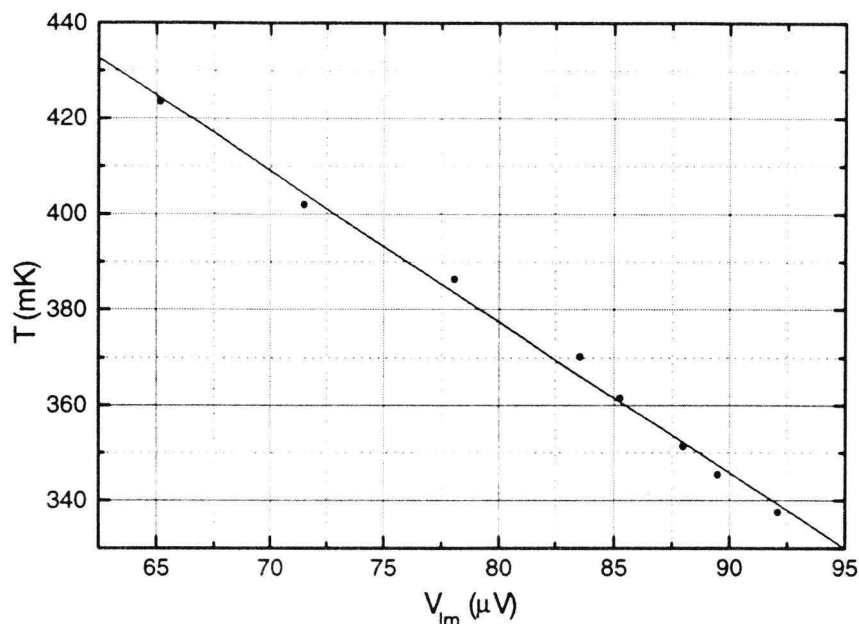
Kuvan 7-5 mukaan näytteen jäähdytysteho paranee lämpötilan laskiessa. Todellisuudessa maksimijäähdytysteho kuitenkin pienenee termiin $(k_B T / \Delta)^{3/2}$ verrannollisena matalan lämpötilan rajalla (vrt. yhtälö (3-6)). Koska terminen kytkentä elektronien ja fononien välillä noudattaa T^6 -lakia, elektronit irtoavat hilan lämpökylvystä ja jäähdytys efekti näkyy matalissa lämpötiloissa voimakkaampana.

Seuraavassa on vertailtu maksimijäähdytystehon matalan lämpötilan approksimaation yhtenevyyttä yleiseen tapaukseen. Lämpötila on lausuttu dimensiottoman suureen $1/\beta = k_B T / \Delta$ avulla.



Kuva 7-6. Teoreettinen maksimijäähdytysteho P_{max} skaalattuna energia-aukosta ja tunneliliitoksen normaalilavastuksesta riippuvalla termillä P_0 , joka vastaa suprajohtavassa elektrodissa generoituvaa IV-lämmitystä. Matalissa lämpötiloissa maksimijäähdytys noudattaa likimain kaavan (3-6) mukaista potenssilakia (yhtenäinen käyrä on laskettu, kun $V_{j,max} = \Delta / e$), mutta lämpötilan kasvaessa havaitaan sillä olevan maksimikohta (pisteet). Tämä maksimi vastaa lämpötilaa $k_B T \approx 0.3 \Delta$ eli noin 0.7 K. Ero yhtenäisen käyrän ja pisteistön välillä matalissa lämpötiloissa johtuu siitä, että todellisuudessa maksimijäähdytystehoa vastaava biasointijännite on $V_{j,max} < \Delta / e$.

Kalibraatio lämpömittariliitoksen yli mitattavan jännitteen V_{lm} lämpötilariippuvuudelle tehtiin seuraavalla tavalla. Aluksi määritettiin jäähdynliitoksen nollabiaspisteitä $V_j = 0$ vastaavat jännitteet V_{lm} useissa eri lämpötiloissa. Näin saatiin pisteistö, jossa esiintyy lämpömittariliitoksen yli oleva jännite lämpötilan funktiona. Sovittamalla tähän pisteistöön käyrä halutulle lämpötila-alueelle voitiin normaalielektrodin elektronilämpötila T lausua jännitteen V_{lm} avulla analyttisesti.

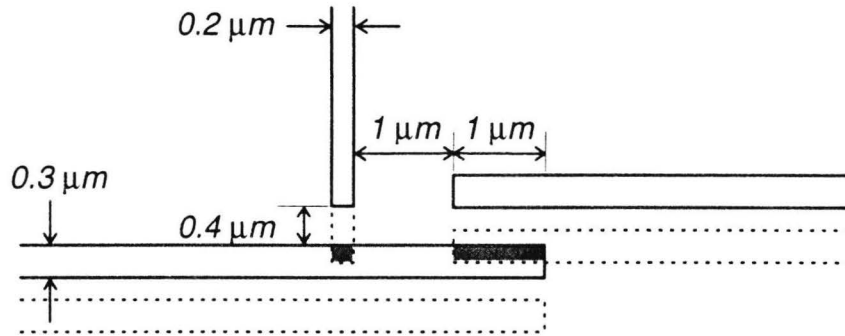


Kuva 7-7. Kalibraatio lämpömittariliitoksen yli olevan jännitteen lämpötilariippuvuudelle. Sovitettu käyrä on lineaarinen: $T(V_{lm}) = 630.5 - 3.2 V_{lm}$.

Kaikissa mittauksissa kalibraatio ei ollut lineaarinen, vaan tarkasteltavan lämpötila-alueen mukaan sovitus saattoi olla myös toista astetta. Ongelmana kyseisissä kalibraatioissa on kuitenkin se, että usein lämpötilapisteitä ei saada alueelta, johon mikrojäähdytin näytteen jäähdyttää (alle pienimmän pohjalämpötilan). Tällöin sovitettua käyrää on ekstrapoloitava, joka aiheuttaa mitatun minimilämpötilan arvioon epävarmuutta. Erityisesti tämä koskee jäljempänä esitettävää näytegeometriaa, jolla jäähdytysefektivi on merkittävästi suurempi kuin edellä.

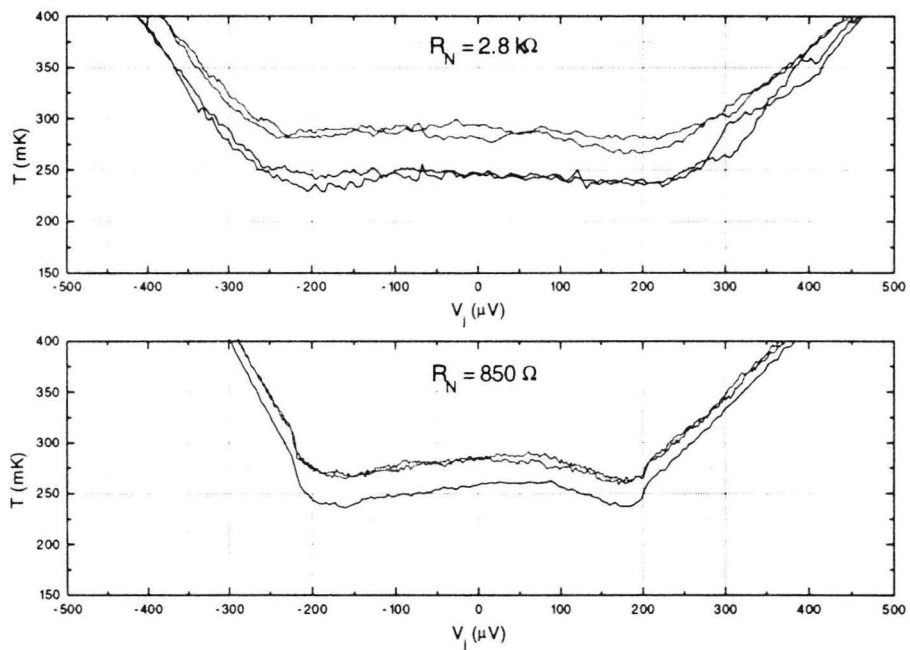
7.2 Jäähdytin ilman NS-kontaktia

Jäähdytys efekti voidaan havaita myös kuvan 7-8 mukaisessa yksinkertaisessa rakenteessa, jossa ei ole NS-kontaktia.



Kuva 7-8. NIS-mikrojähdytin ilman NS-kontaktia. Huomaa, että poiketen edellisestä geometriasta lämpömittariliitos on nyt ainoastaan $1 \mu\text{m}$:n päässä jäähdytinliitoksesta.

Näytteen tunneliliitosten vastuksiksi mitattiin $2.8 \text{ k}\Omega$ ja 850Ω . Vastaavat jäähdytys efektit selviävät kuvasta 7-9.



Kuva 7-9. Jäähdytyskäyriä kahdelle eri tunneliliitosvastukselle (ei NS-kontaktia).

Kuten odottaa saattaakin, suuremmalla tunneliliitosvastuksella jäähtyys efekti on melko olematon. Silmämääräinen arvio antaa muutaman millikelvinin lämpötilanlaskun. Pienemmällä jäähtytiliitosvastuksella havaitaan sen sijaan noin 25 mK luokkaa oleva jäähtyminen. Jäähtyminen aiheutuu kupari-elektrodin äärellisen lämmönjohtavuuden vuoksi syntyvästä lämpötila-gradientista.

Puhtaiden metallien lämmönjohtavuus κ määräytyy matalissa lämpötiloissa elektronisen lämmönjohtavuuden κ_{el} mukaan, koska fononeista aiheutuva neliöllisesti lämpötilasta riippuva kontribuutio on tällöin häviävän pieni. Nyt lämmönjohtavuus saadaan määritetyksi Wiedemannin-Frantzin laista

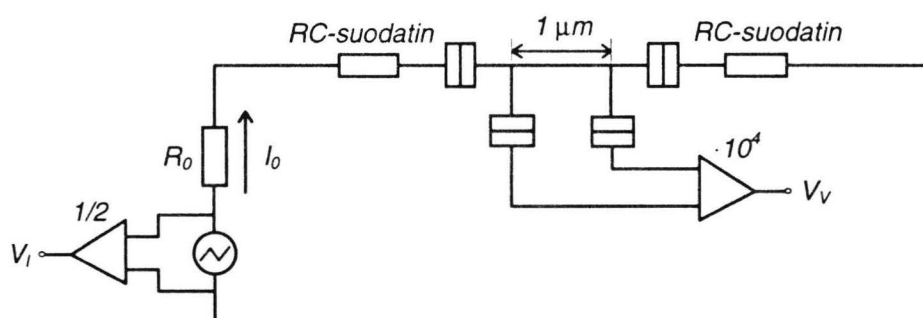
$$\frac{\kappa}{\sigma} = L_0 T, \quad (7-1)$$

missä $L_0 = \frac{\pi^2 k_B^2}{3e^2} = 2.45 \cdot 10^{-8} \text{ W}\Omega / \text{K}^2$ on ideaalinen Lorentzin vakio.

Kuparielektrodin sähkönjohtavuus σ voidaan laskea kaavasta

$$\sigma = \frac{l}{RA}, \quad (7-2)$$

missä l on elektrodin pituus, A poikkipinta-ala ja R resistanssi. Resistanssin määrittämiseen käytettiin seuraavanlaista nelilankamittauskytkentää.

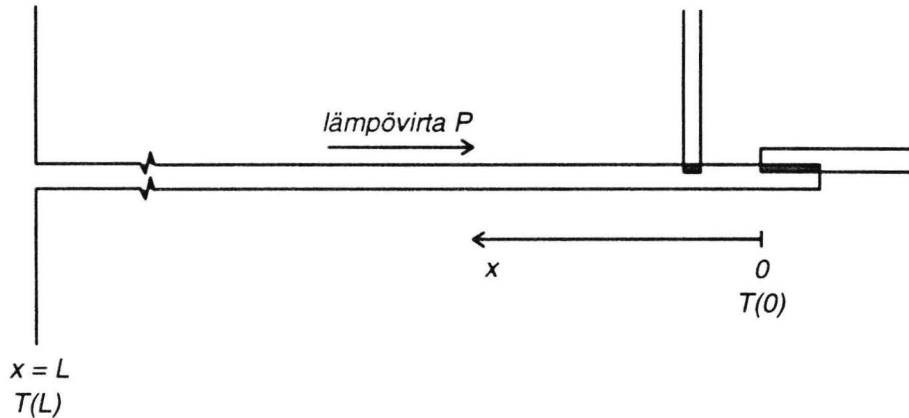


Kuva 7-10. Mittauskytkentä kuparielektrodin resistanssin R määrittämiseksi.

Kuvassa 7-10 esitettyjen RC-suodattimien karakteristiset arvot olivat 200Ω ja $3.2 \mu\text{F}$. Mittaus tehtiin noin 1 K lämpötilassa.

Tasajännitepyyhkäisy V_0 syötettiin suuren etuvastuksen $R_0 = 1 \text{ M}\Omega$ läpi, jolloin jännitelähteen rinnalle kytketystä esivahvistimesta saatiin kuparielektrodin läpi kulkeva virta $I_{mit} = (2 \cdot V_0) / R_0$. (Tässä tunneliliitosten vastukset $R_N \ll R_0$). Vastaavasti jännitehäviö elektrodissa $1 \mu\text{m}$:n matkalla mitattiin siten, että $V_{mit} = V_V / 10^4$. Piirtämällä jännitehäviö V_{mit} virran I_{mit} funktiona saatiin pisteistöön sovitetun suoran kulmakertoimesta $1 \mu\text{m}$:n pituisen kuparielektrodin resistanssi $R \approx 0.7 \Omega$. Täten ohuen kuparikalvon sähkönjohtavuudeksi saatiin $\sigma = 1.46 \cdot 10^8 \Omega^{-1}\text{m}^{-1}$. Taulukkoarvona kuparin sähkönjohtavuus huoneenlämpötilassa on $0.6 \cdot 10^8 \Omega^{-1}\text{m}^{-1}$.

Lämmönjohtavuuden avulla voidaan myös arvioida tunneliliitoksen maksimijäähdytystehosta P_{max} riippuvaa elektronisen lämpötilan pienenemistä ΔT , mihin liittyen tarkastellaan seuraavanlaista yksinkertaista mallia.



Kuva 7-11. Yksinkertainen malli kuparielektrodin lämmönjohtavuudelle. Vaaka-akseli on valittu siten, että jäähdytynliitos on kohdassa $x = 0$ ja sen kohdalla oleva lämpötila $T(0)$. Elektrodin pituus on $42 \mu\text{m} \equiv L$. Päiden välisen lämpötilaeron $T(L) - T(0)$ takia elektrodiin muodostuu lämpövirta P .

Lämpötila $T(0)$ vastaa nyt elektronista minimilämpötilaa T_e . Lisäksi oletetaan elektrodin tilavuus niin pieneksi, että termalisoituminen elektroni-fononi -

kytkennän kautta hilalämpötilaan T_f tapahtuu vasta alueella $x \geq L$. Tällöin siis $\Delta T = T_f - T_e = T(L) - T(0)$.

Lämpövirralle P on olemassa lauseke

$$P = \frac{A}{L} \int_{T(0)}^{T(L)} \kappa(T) dT, \quad (7-3)$$

missä A on poikkipinta-ala, L pituus ja $\kappa(T) = L_0 \sigma T$ yhtälön (7-1) mukaisesti. Koska nyt $T(0) \approx T$, missä T on elektronilämpötila lämpömittariliitoksen kohdalla (ts. lämpötila, jota mitataan), voidaan yllä olevasta yhtälöstä ratkaista $T(0)$:n muutos lämpövirran P suhteen:

$$\frac{dT(0)}{dP} = -\frac{L}{AL_0\sigma T}. \quad (7-4)$$

Kuparielektrodin poikkipinta-ala on tässä $A = t \cdot w = 350 \text{ \AA} \cdot 0.3 \text{ \mu m}$, joten vakiolle $L / (AL_0\sigma)$ saadaan numeroarvoksi $1.1 \cdot 10^9 \text{ K}^2$. Jos tunneliliitoksen maksimijäähdytysteho on P_{max} ja yllä laskettu lämpötilan muutos tunnetaan, voidaan elektronilämpötilan muutos ΔT laskea näytteen peruslämpötilan suhteen siten, että

$$\Delta T = P_{max} \frac{dT(0)}{dP} = -1.1 \cdot 10^9 \frac{P_{max}}{T}. \quad (7-5)$$

Tarkastellaan tapausta $R_N = 850 \text{ \Omega}$, jolle yhtälön (3-6) perusteella maksimijäähdytysteho on 1.2 pW peruslämpötilassa 280 mK (energia-aukolla $\Delta = 200 \text{ \mu eV}$). Tällöin yhtälöstä (7-5) saadaan $\Delta T \approx -5 \text{ mK}$. Kuvasta 7-9 nähtynä ΔT on hieman yli 20 mK, joten edellä esitetty malli antaa melko hyvän arvion elektronisen lämpötilan pienenemiselle.

Approksimatiivisen mallin paikkansapitävyyttä voidaan tutkia seuraavalla tavalla. Tasapainottamalla maksimijäähdytystehon P_{max} ja elektroni-fononi - kytkennästä aiheutuvan lämpövirran P_{f-e} yhtälöt saadaan määritetyksi vastaava elektrodin tilavuus $U = U_1 + U_2$.

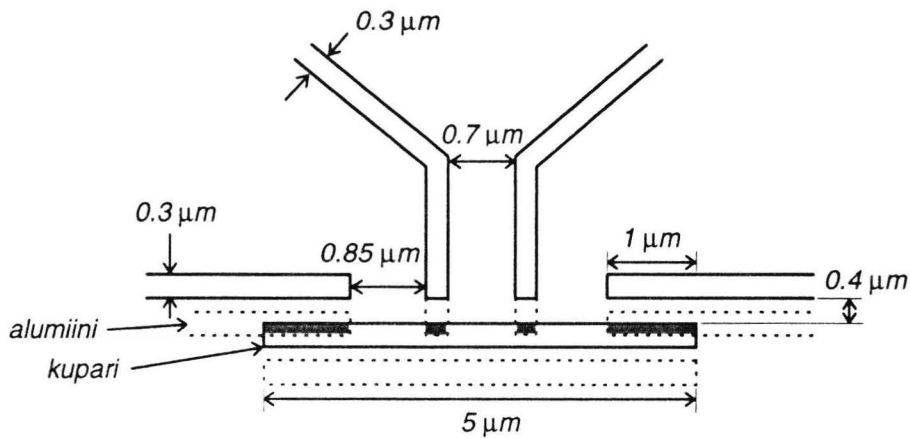
Olkoon U_1 kuparielektrodin kapeamman osuuden tilavuus ja U_2 leveämmän ($w = 25 \mu m$, $t = 350 \text{ \AA}$) osuuden tilavuus (ks. kuvassa 7-11, kun $x \geq L$). Merkitään $T_f = T_e + \Delta T$, jolloin yhtälöstä (3-7) saadaan ehdolla $T_f \approx T_e \equiv T$

$$P_{f-e} = 5 \Sigma U T^4 \Delta T. \quad (7-6)$$

Tilavuudesta U , joka vastaa elektrodin täydellistä termalisoitumista hilalämpötilaan, voidaan täten ratkaista karakteristinen pituus L_{th} , jonka etäisyydellä jäähdytinsiitoksesta elektronilämpötila on tasaantunut itse näytteen lämpötilaan. Tässä $T = 280 \text{ mK}$ ja $\Sigma = 2 \text{ nW} / (\text{K}^5 \mu m^3)$. Tulokseksi saatiin $L_{th} \approx L + 4.6 \mu m = 46.6 \mu m$. Jos elektrodi olisi koko matkalta $0.3 \mu m$ kapea, termalisoituminen tapahtuisi etäisyydellä $L_{th}' = 380 \mu m$. Näinollen kuparielektrodi on likimain termalisoitunut, kun $x = L$.

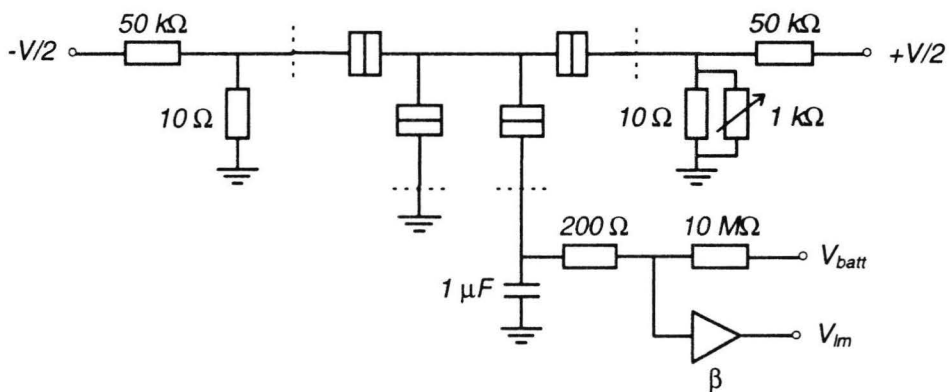
7.3 Alustavia mittauksia kahden jäähdytinsiitoksen SINIS-rakenteella

Aivan uudelleenlaiseen mikrojäähdytingeometriaan siirryttiin, kun havaittiin ettei tunnelisiitoksen jäähdytysteho P riipu siitoksen yli menevän virran suunnasta. Ts. jäähdytysteho on symmetrinen jännitteen suhteen: $P(-V) = P(V)$. Tämän oivalluksen seurauksena voitiin suprajohdavasta kontaktista jäähdytingeometriassa luopua ja kytkeä kaksi NIS-tunnelisiitosta sarjaan kuvan 7-12 mukaisesti.



Kuva 7-12. Symmetrinen mikrojäähdytinrakente, jossa jäähdytinelementteinä toimivat kaksi sarjaankytkettyä NIS-tunneliliitosta.

Seuraavassa on esitetty kaaviokuva käytetystä mittauskytkennästä.

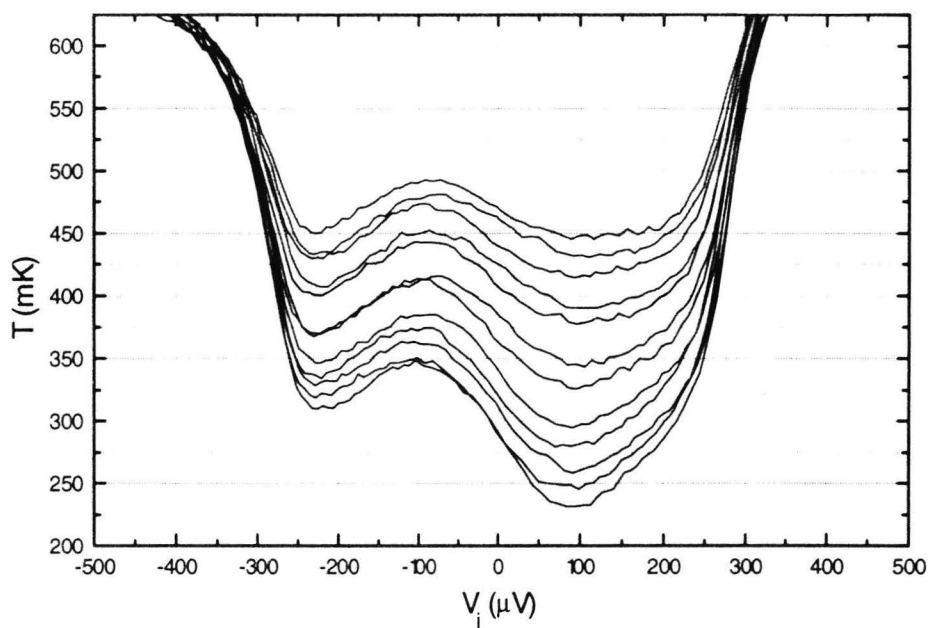


Kuva 7-13. Mittauskytkentä symmetriselle jäähdytinrakenteelle. Katkoviivat ovat erottimena näytteen ja huoneenlämpötilassa olevan mittauspiirin välillä. Jäähdytinliitokset on biasoitu symmetrisellä jännitteellä V . Vakiovirtalähteenä toimivan ($R_N \ll 10 \text{ M}\Omega$) ulkoisen jännitelähteen V_{batt} avulla lämpömittariliitos on asetettu vakiovirtapisteeseen. Toinen lämpömittariliitos on maadoitettu nollapotentiaaliin.

Jotta jäähdytyskäyrien mittaus onnistuisi aiemmin esitetyllä tavalla (jännitettä mitataan lämpömittariliitoksen yli nollapotentiaalia vastaan), tunneliliitoksilla rajatun kuparielektrodin olisi oleellisesti oltava nollapotentiaalissa. Tämä ei käytännössä useinkaan pidä paikkaansa, koska valmistusteknisesti on lähes mahdotonta aikaansaada jäähdytinliitoksille täsmälleen yhtä suuret normaali-tilavastukset R_N . Lisäksi kuparielektrodin potentiaali saattaa vaihdella

pyyhkäisyjännitteen muuttuessa, sillä tunneliliitoksen vastus riippuu sen yli olevasta jännitteestä.

Jäähdytinsiitosvastusten epäsymmetrisyyttä voidaan yrittää kompensoida säätövastuksella (kuvassa 7-13 $1\text{ k}\Omega$:n säätövastus). Täydellisesti näytteestä aiheutuvaa epätasapainoa, joka mittauksissa on aina läsnä, ei kuitenkaan ole mahdollista yllä esitetyllä mittauskytkennällä eliminoida. Oman ongelmansa jäähdytyskäyrien tulkintaan tuo nollopotentiaaliin muiden rinnalle kytketty "ylimääräinen" tunneliliitos, joka myöskin osallistunee jäähdytysprosessiin.



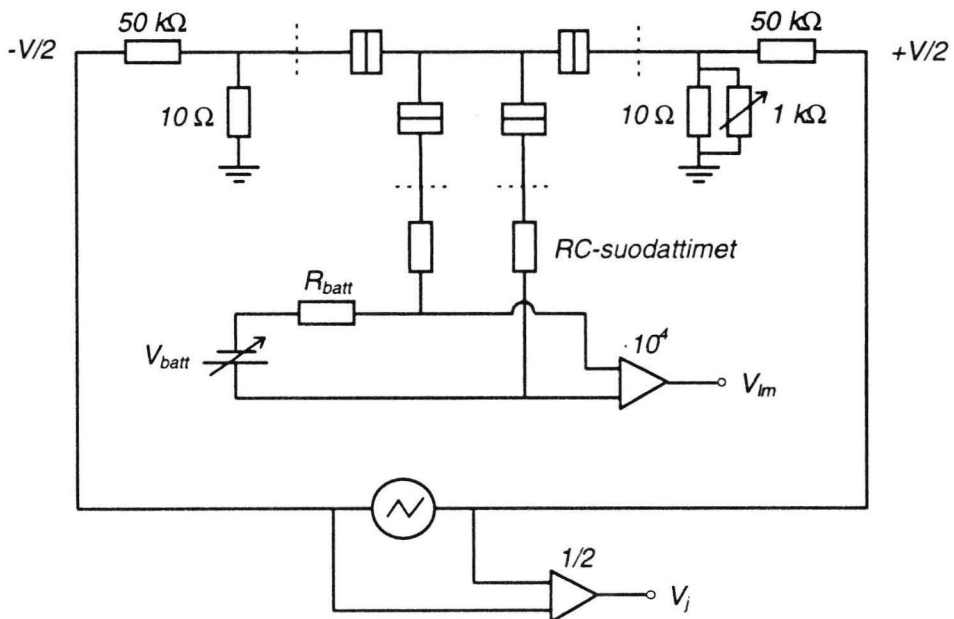
Kuva 7-14. Jäähdytyskäyriä eri pohjalämpötilassa symmetriselle mikrojäähdyttimelle. Mittaukset on tehty kuvan 7-13 mukaisella kytkennällä. Tässä jäähdytinsiitosten vastukset olivat $305\ \Omega$ ja $289\ \Omega$ sekä lämpömittariliitoksen vastus $961\ \Omega$. Kyseiset vastukset on mitattu noin 2 K lämpötilassa.

Vaikka jäähdytyskäyrät ovat varsin epäsymmetrisiä, on merkittävä parannus mikrojäähdyttimen jäähdytystehossa selvästi havaittavissa. Lämpötilan pieneneminen on parhaimmillaan hieman yli 100 mK . Täten jäähdytysteho on karkeasti sanottuna enemmän kuin kaksinkertaistunut sarjaan kytkettyjen NIS-tunneliliitosten ansiosta.

7.4 Symmetrinen SINIS-rakenne

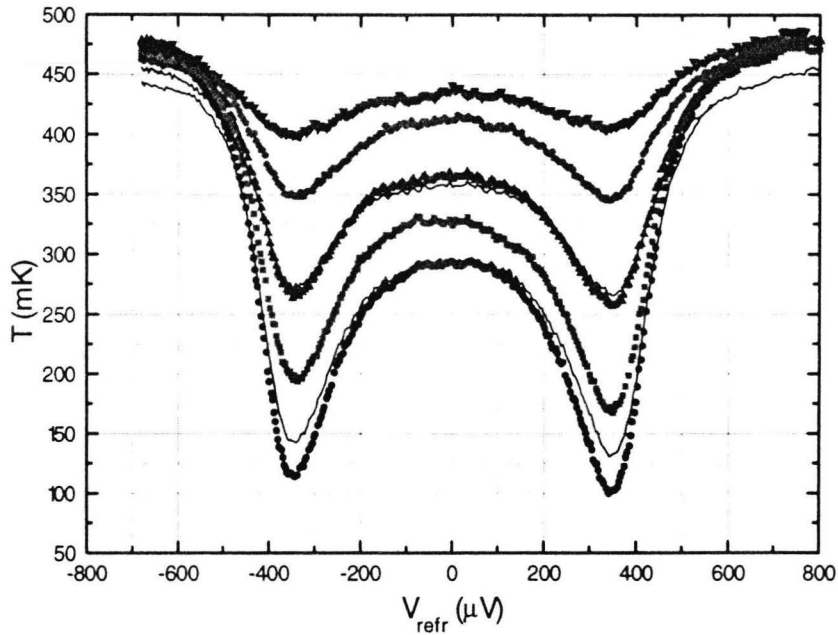
SINIS-rakenteessa kuparielektrodi on yhteydessä muihin näytteen osiin ainoastaan NIS-tunneliliitosten kautta, mikä minimoi elektrodiin johtimia pitkin tulevan ulkoisen lämpövirran mitättömän pieneksi. Ts. kuparielektrodi on kytketty termisesti irti muusta näytteestä mahdollisimman hyvin.

“Oikeanlaisen” jäähdytingeometrian löytämisen lisäksi kokeellinen kehitystyö johti tarkoituksenmukaisen mittauskytkennän muokkautumiseen. Edellisessä luvussa mainitut ongelmat lämpömittariliitoksen yli olevan jännitteen mittauksessa poistuvat, kun käytetään kuvan 7-15 mukaista differentiaalista mittauskytkentää.



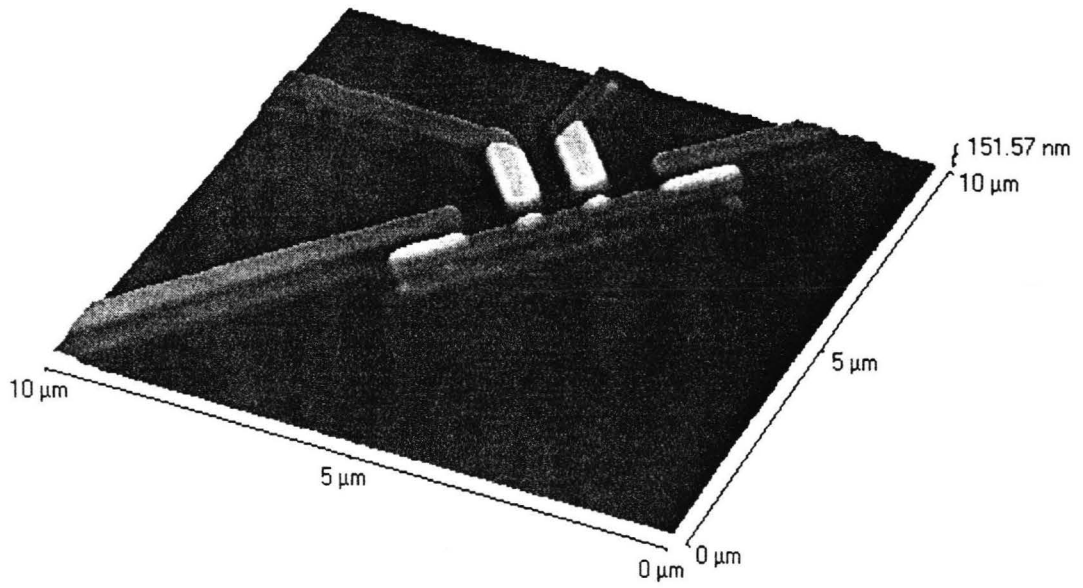
Kuva 7-15. Jäähdytyskäyrien mittauskytkentä symmetriselle SINIS-rakenteelle. Paristo, jolla kaksi sarjaankytkettyä lämpömittariliitosta biasoidaan vakiovirtaan $I_{lm} = V_{batt} / R_{batt}$, on muuhun mittauspiiriin nähden kelluvassa potentiaalissa. Tällöin jännite lämpömittariliitosten yli V_{lm} voidaan mitata differentiaalisesti, eikä tunneliliitosvastusten pienestä epäsymmetrisyydestä ole enää haittaa.

Poiketen yksinkertaisen NIS-rakenteen tapauksesta kynnysjännite kahden sarjaankytketyn tunneliliitoksen yli on nyt kaksinkertainen. Tämän vuoksi maksimijäähdytysteho saavutetaankin jännitteellä $eV_j \approx \pm 2\Delta$.



Kuva 7-16. Jäähdytyskäyriä symmetriselle SINIS-rakenteelle. Tässä jäähdytinsiitosten vastukset olivat $1.0 \text{ k}\Omega$ ja $1.1 \text{ k}\Omega$. Alin jäähdytyskäyrä on piirretty kahdella eri $T(V_m)$ -kalibraation sovituksella. Todellisuudessa saavutettava elektroninen minimilämpötila lienee jossain pessimistisemmän ja hieman optimistisemmän sovituksen välimaastossa.

Kuten yllä olevasta kuvasta nähdään, symmetrisellä SINIS-mikrojähdytin-rakenteella on mahdollista aikaansaada merkittävän suuri elektronilämpötilan lasku. Parhaimmillaan 300 mK peruslämpötilasta pystyttiin saavuttamaan lähes 100 mK elektronilämpötila, mikä tuo mikrojähdyttimen hyvin lähelle käytännön sovellutusmahdollisuuksia.



Kuva 7-17. AFM (Atomic Force Microscope) -kuva todellisesta näytteestä. Tunneliliitokset näkyvät keskimmaisessä kuparielektrodissa vaaleampina alueina.

8. Yhteenveto

Kokeellisen kehitystyön tuloksena on täten pystytty kehittämään mikrojäähdytinkomponentti, jonka jäähdytysteho on riittävä elektronisen lämpötilan pienentämiseen yli 65 prosenttia lähtien 300 mK peruslämpötilasta. Tällöin kokonaisjäähdytystehon on laskettu olevan 1.5 pW [14].

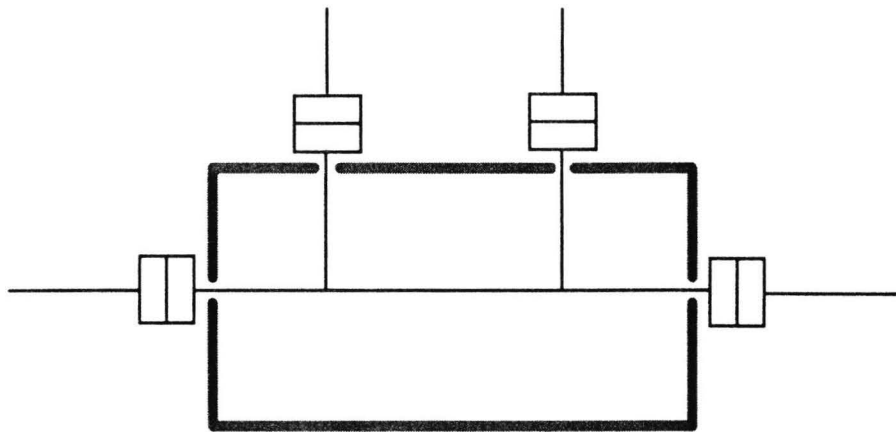
Komponentin esijäähdytys tapahtui $^3\text{He}/^4\text{He}$ -laimennusjäähdyttimellä. Koska mittauksissa kuitenkin osoittautui, että jo noin 300 mK peruslämpötilan saavuttaminen saattaisi riittää, esijäähdytykseen voitaisiin ajatella käytettävän ^3He -höyrystysjäähdytintä. Tällöin koko jäähdytysprosessi yksinkertaistuisi entisestään.

Näytteenvalmistustekniikka, eli oleellisesti elektronisuihkulitografia ja monikulmatyhjiöhöyrystys, hallitaan siinä määrin hyvin, että komponentit ovat valmistuksellisesti melko toistettavia. Tämä antaa mahdollisuuden myös hieman eksoottisempien mikrojäähdytingeometrioiden kokeiluun.

Sovellutuksista ehkäpä potentiaalisin kohde on tällä hetkellä avaruusteknologiassa käytettävien erikoisherkkien hiukkasilmmaisimien jäähdytys [15]. Koska laimennusjäähdytin on mutkikas sekä raskas laitteisto, ja koska gravitaatio on eilinehto $^3\text{He}/^4\text{He}$ -seoksen faasiseparaation syntymiselle, ei laimennusjäähdyttimen käyttö avaruudessa ole mahdollista ilman monimutkikkaita erikoisjärjestelyjä (kuten esimerkiksi keinotekoisen painovoiman luomista laimennusjäähdytintä pyörittämällä). Näinollen mikrojäähdytin olisi erinomainen tapa ilmaisimien jäähdytykseen. Muita sovellutuskohteita voisivat olla jonkinlaiset integroidut rakenteet, joissa mikrojäähdytin olisi liitetty toisen nanokomponentin yhteyteen.

Jatkossa mikrojäähdyttimen kehitystyössä eteen tulevia parannusmahdollisuuksia on mm. jäähdytiniitosten normaalilavastuksen pienentäminen. Se voidaan toteuttaa kahdella eri tavalla: kasvattamalla tunneliliitoksen pinta-alaa tai/ ja tekemällä alumiini- ja kuparielektrodien

välinen oksidikerros ohuemmaksi. Valmistusteknisistä syistä jälkimmäisellä menetelmällä saavutettava maksimijäähdytystehon kasvaminen tulee kuitenkin olemaan melko marginaalista. Toinen parannusmahdollisuus on yrittää eristää kuparielektrodi termisesti ympäristöstään. Koska suprajohtavat alumiinielektrodit eivät kuljeta lämpöä juuri lainkaan, koko kuparielektrodista poistuva lämpömäärä absorboituu välittömästi jäähdytinkiitosten läheisyyteen. Tällöin piialustan kautta takaisin johtuva lämpökuorma saattaa vaikuttaa oleellisesti maksimijäähdytystehoon. Ongelman ratkaisuksi on esitetty seuraavanlaista rakennetta.



Kuva 8-1. Parannusehdotus kuparielektrodin termiselle eristämiselle ympäristöstään. Harmaalla merkitylle aluella voitaisiin syövyttää (esim. tetrametyyliammoniumhydroksidilla) sopivan syvyinen ura, joka estäisi kuparielektrodista poistuvan lämmön välittömän kytkeytymisen takaisin piialustan kautta. Näin syntyvälle saarekkeelle voitaisiin tällöin valmistaa myös muita nanokomponentteja.

Mikrojähdyttimen toiminta-alueita voitaisiin teoriassa laajentaa ottamalla käyttöön korkean lämpötilan suprajohteet, jolloin jäähdytysseffekti olisi mahdollinen jo 77 K lämpötilassa. Tällä hetkellä korkean lämpötilan suprajohteet ovat kuitenkin erittäin vaikeasti käsiteltäviä ja muokattavia, eikä saavutettavissa oleva minimilämpötilakaan ole välttämättä vaivaan nähden riittävä. Sen sijaan matalissa lämpötiloissa mikrojähdyttimen tehokkuutta voitaisiin edelleen parantaa valitsemalla sellainen suprajohte, jonka energia-aukko Δ on suuri (maksimijäähdytysteho $P_{max} \propto \Delta^{1/2}$).

Liite 1.

Matalan lämpötilan approksimaatio I_{NIS} :lle.

Fermifunktio on määritelty seuraavasti:

$$f(\varepsilon) = \frac{1}{e^{(\varepsilon-\mu)/k_B T} + 1}, \quad (L-1)$$

missä ε on energia, μ kemiallinen potentiaali, $k_B = 1.38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$ Boltzmannin vakio ja T lämpötila. Jos energia E lasketaan fermitasosta E_F ($\approx \mu$), voidaan fermifunktio $f(E)$ kirjoittaa muotoon

$$f(E) = \frac{1}{e^{E/k_B T} + 1}, \quad (L-2)$$

$$f(E - eV) = \frac{1}{e^{(E-eV)/k_B T} + 1}. \quad (L-3)$$

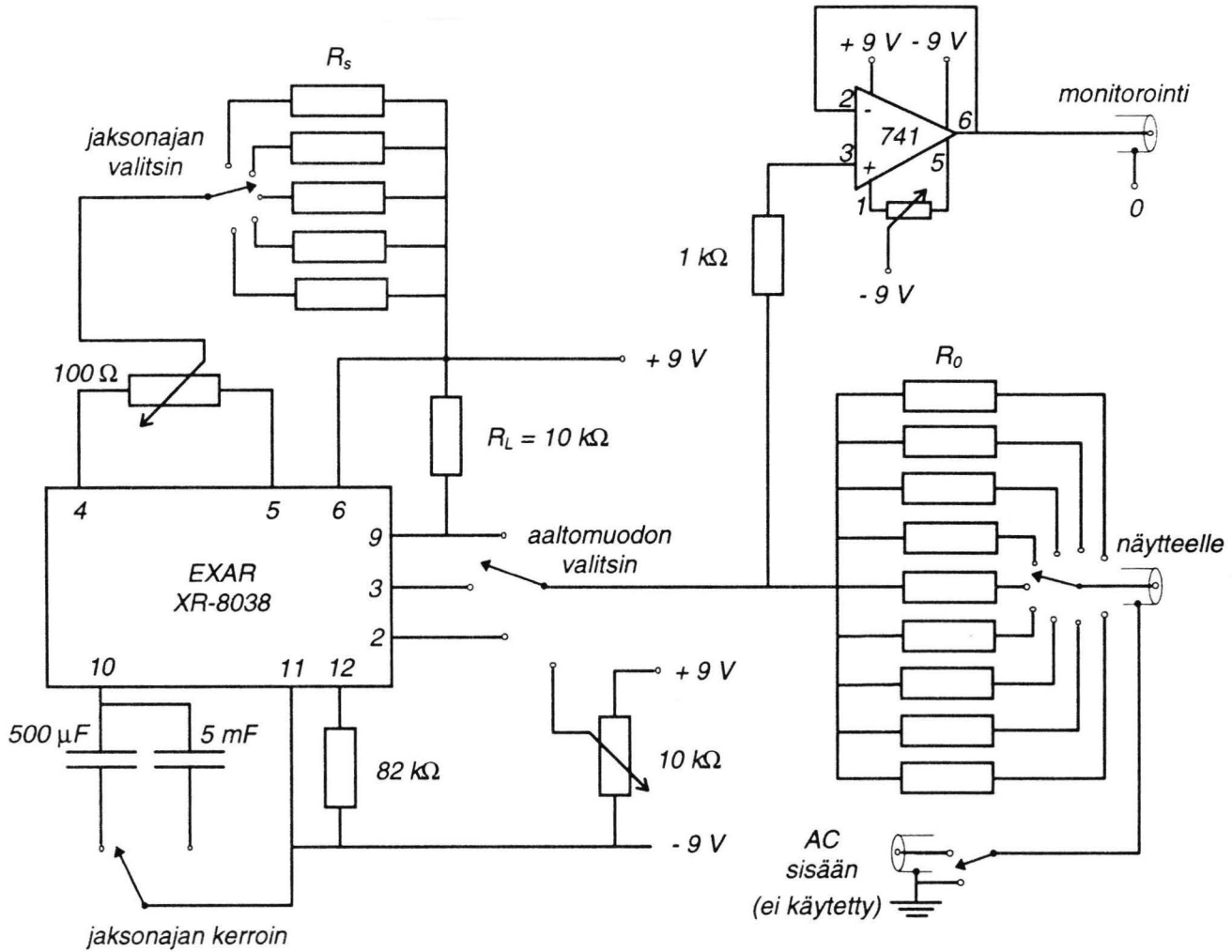
Rajalla $T \rightarrow 0$, saadaan eri energian E arvoilla lausekkeiden (L-3) ja (L-2) erotuksesta seuraavasti:

$$f(E - eV) - f(E) = \begin{cases} 1 - 0 = 1, & \text{kun } 0 < E < eV \\ 1 - 1 = 0, & \text{kun } E < 0 \\ 0 - 0 = 0, & \text{kun } E > eV \end{cases}. \quad (L-4)$$

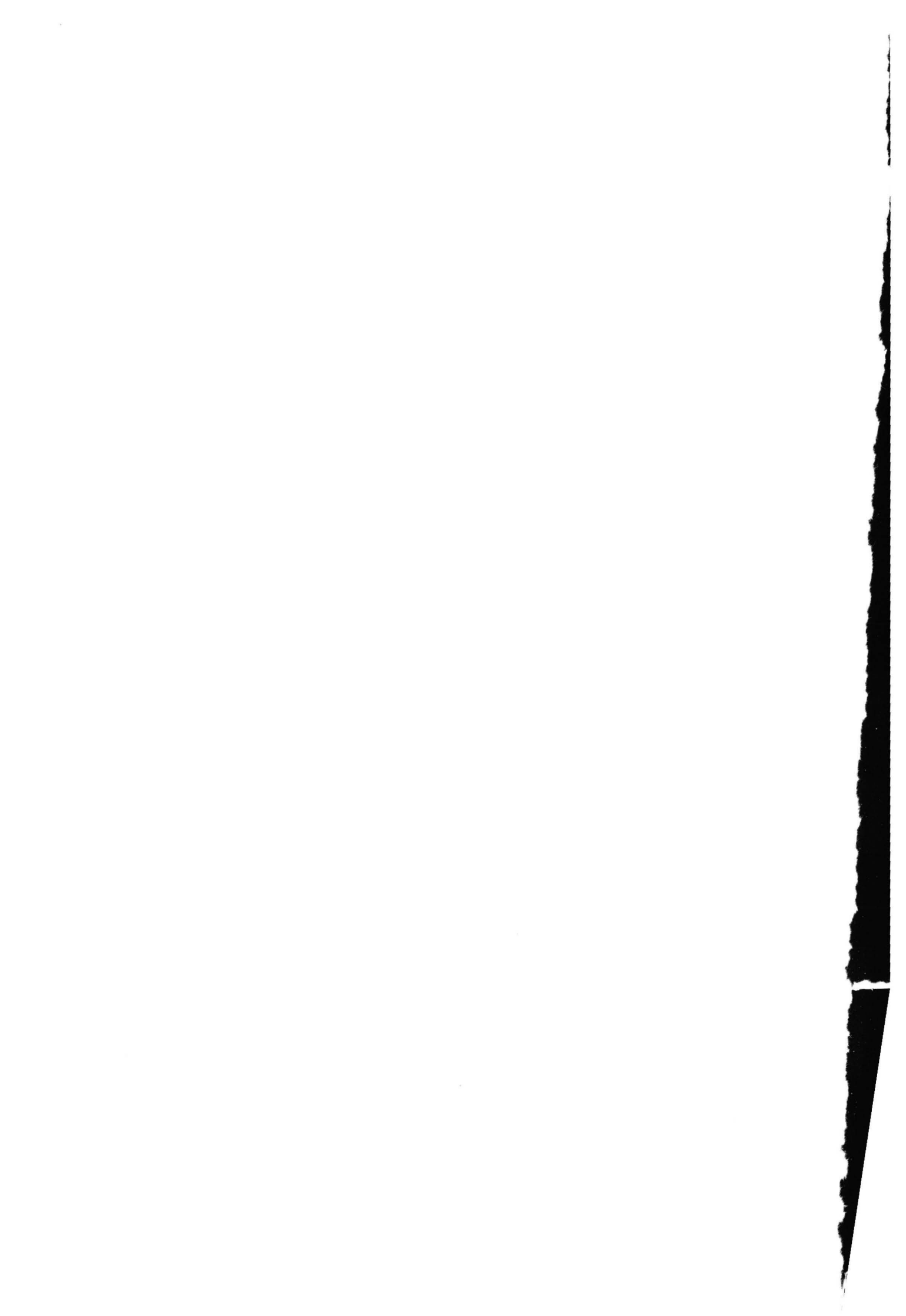
Näinollen tunneloitumisvirran laskemisessa voidaan integroimisrajat asettaa välille $0 < E < eV$.

Liite 2.

Jännitepyyhkäisyn kytkentäkaavio.



R_s arvot:	jakso	R_0 arvot:
56 k Ω	177 s	906 M Ω
27 k Ω	84 s	450 M Ω
12 k Ω	38 s	100 M Ω
5.6 k Ω	18.5 s	30 M Ω
2.7 k Ω	9.3 s	10 M Ω
		3 M Ω
		1 M Ω
		300 k Ω
		100 k Ω



Lähteet

- [1] Frank Pobell, *Matter and Methods at Low Temperatures* (Springer-Verlag, Berlin, 1992)
- [2] L. Solymar, *Superconductive Tunneling and Applications* (Chapman and Hall Ltd., London, 1972)
- [3] P. V. E. McClintock, D. J. Meredith, and J. K. Wigmore, *Matter at Low Temperatures* (John Wiley & Sons, New York, 1984)
- [4] M. Nahum, T. M. Eiles, and John M. Martinis, *Appl. Phys. Lett.* **65**, 3123 (1994)
- [5] A. F. Andreev, *Sov. Phys. JETP* **19**, 1228 (1964)
- [6] A. N. Korotkov, M. R. Samuelsen, and S. A. Vasenko, *J. Appl. Phys.* **76**, 3623 (1994)
- [7] M. L. Roukes, M. R. Freeman, R. S. Germain, R. C. Richardson, and M. B. Ketchen, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 422 (1985)
- [8] R. L. Kautz, G. Zimmerli, and John M. Martinis, *J. Appl. Phys.* **73**, 2386 (1993)
- [9] O. V. Lounasmaa, *Experimental Principles and Methods Below 1 Kelvin* (Academic Press Inc., San Diego, 1988)
- [10] J. P. Pekola, and J. P. Kauppinen, *Cryogenics* **34**, 843 (1994)
- [11] J. P. Pekola, K. P. Hirvi, J. P. Kauppinen, and M. A. Paalanen, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 2903 (1994)
- [12] A. B. Zorin, *Rev. Sci. Instrum.* **66**, 4296 (1995)
- [13] A. Bardas and D. Averin, *Peltier effect in NS microcontacts*, ilmestyy *Phys. Rev. B* (1995)
- [14] M. M. Leivo, J. P. Pekola, and D. V. Averin, *Efficient Peltier refrigeration by a pair of normal metal / insulator / superconductor junctions*, lähetetty julkaistavaksi (1995)
- [15] C. Hagmann, D. J. Benford, and P. L. Richards, *Cryogenics* **34**, 213 (1994); ja erikoisnumero *Cryogenics* **34**, No. 5 (1994)