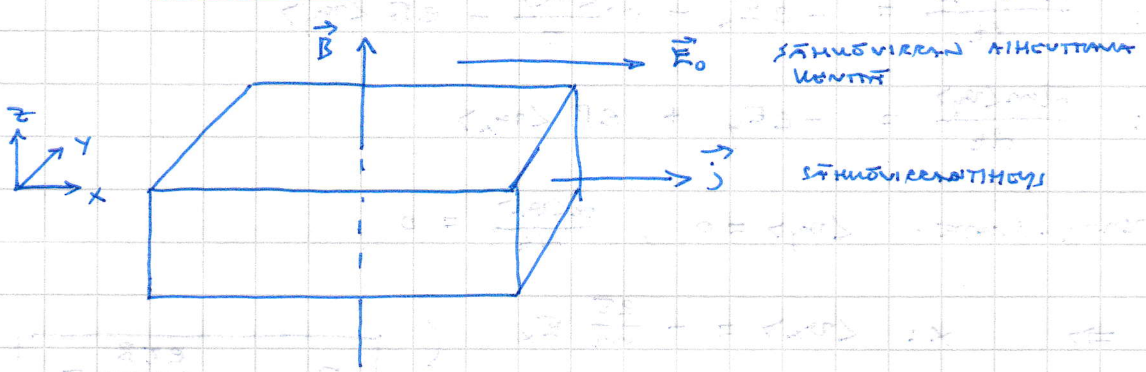
2. HALLIN ILMIÖ



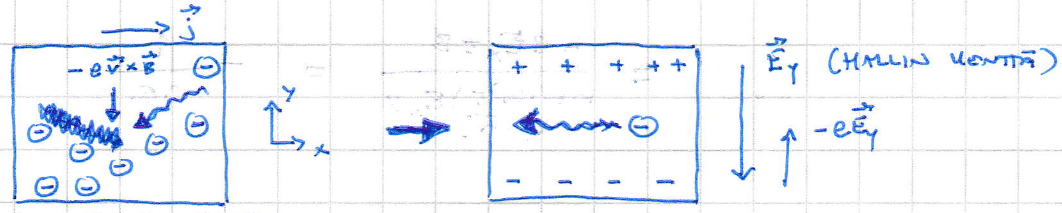
NYT YLEINEN LIIKEYHTÄLÖ VARAUKSILLE q

$$\frac{d\langle \vec{p}(t)\rangle}{dt} = q\vec{E} + q\vec{v}\times\vec{B} - \frac{\langle \vec{p}(t)\rangle}{\tau}$$

MIHIN SUUNTAAN TERMI $q\vec{v}\times\vec{B}$ AJAA VARAUKSIA, KUN 1) $q<0$; 2) $q>0$?

MOLEMMISSA TAPAUKSISSA NEGATIIVISEEN Y-SUUNTAAN!

(1)



ESIM. ELEKTRONEILLE

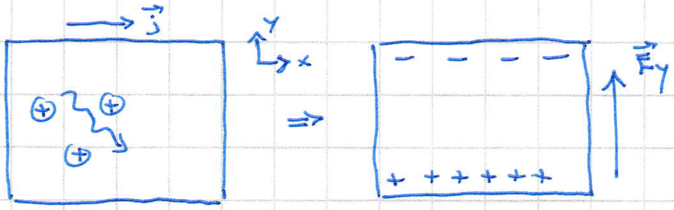
MAGNEETTIKENTÄN VAIKUTUKSESTA ELEKTRONIT AJAUTUVAT KOHTI MATERIAALIN NEGATIIVISTA Y-LAITAA. TÄSTÄ SEURAA MATERIAALIN POLARISOITUMINEN Y-SUUNNASSA ⇒ SÄHKÖKENTTÄ $\vec{E}_y$, NIIN KUTSUTTU HALLIN KENTTÄ.

AJASSA MUUTTUMATTOMASSA TILASSA HALLIN KENTTÄ JUURI KUMOAA TERMIN $-e\vec{v}\times\vec{B}$ ELEKTRONEJA AJAVAN VAIKUTUKSEN.

JÄNNITE-ERO MATERIAALIN YLI Y-SUUNNASSA VOIDAAN MITATA.

VASTAAVASTI POSITIIVISELLE VARAUKSENKULJETTAJALLE

(2)



NYT HALLIN KENTÄN SUUNTA ON VASTAKKAINEN KUIN ELEKTRONIEN TAPAUKSESSA!

SIIS: MITATAAN JÄNNITE-ERO ⇒ q:N ETUMERKKI (JA MUUTAKIN) ⟹

PALATAAN LIIKEYHTÄLÖÖN ELEKTRONIEN TAPAUKSESSA ($q = -e$)

$$x: \quad \frac{d m\langle v_x\rangle}{dt} = -eE_x - m\frac{\langle v_x\rangle}{\tau} - eB\langle v_y\rangle$$

$$y: \quad \frac{d m\langle v_y\rangle}{dt} = -eE_y + eB\langle v_x\rangle$$

STEADY-STATE: $\langle v_y\rangle = 0$, $\frac{d\langle v_x\rangle}{dt} = 0$

$$\Rightarrow \quad x: \quad \langle v_x\rangle = -\frac{e\tau}{m}E_x$$

$$y: \quad \langle v_x\rangle = \frac{E_y}{B}$$

$$\boxed{E_y = -\frac{e\tau B}{m}E_x}$$

MÄÄRITELLÄÄN HALLIN KERROIN

$$R_H \equiv \frac{E_y}{j_x B} \qquad \left(\text{SIMON: } R_H = \frac{\rho_{yx}}{|B|} = \frac{E_y}{j_x B}\right)$$

$$= \frac{-eE_x\tau B}{m\left(\frac{ne^2\tau}{m}\right)E_x B} = -\frac{1}{ne}$$

SIIS: R_H RIIPPUU VAIN VARAUKSENKULJETTAJIEN TIHEYDESTÄ JA VARAUKSESTA

KTS. VIIKON 2 LUENTODIAT: VERTAILU KOKEISIIN

(VÄLINÄYTÖS)

3. FERMI–DIRAC–JAKAUMA

TÄSSÄ ERITTÄIN "QUICK AND DIRTY" JOHTO FERMI–DIRAC–JAKAUMALLE. (ELEGANTIMPI JA YLEINEN KVANTTISTATISTIIKKOJEN JOHTO TEHDÄÄN KURSSILLA PHYS-C0220 TERMODYNAMIIKKA JA STATISTINEN FYSIIKKA).

LÄHDETÄÄN LIIKKEELLE GIBBSIN JAKAUMASTA. SYSTEEMIN i, JOKA ON LÄMPÖTILASSA T (LÄMPÖVARANNON VAIKUTUKSESTA) JA VUOROVAIKUTUKSESSA HIUKKASVARANNON KANSSA, TODENNÄKÖISYYS OLLA TILASSA E_i, N_i ON

HIUKKASTEN MÄÄRÄ

$$P_i(N_i, E_i) = \frac{e^{\beta(\mu N_i - E_i)}}{\underbrace{Z = \sum_i e^{\beta(\mu N_i - E_i)}}_{\text{SUURKANONINEN PARTITIOFUNKTIO}}} .$$

OTETAAN NYT SYSTEEMIKSEMME ELEKTRONIEN JOKIN ENERGIATILA ELEKTRONIKAASUSSA (MUUT TILAT SIIS ~ HIUKKASVARANTO).

TÄLLÖIN VOIMME KIRJOITTAA $E_i = N_i \epsilon_i$ JA $N_i \in \{0, 1\}$

TILAN OMINAISENERGIA

PAULIN KIELTOSÄÄNNÖSTÄ

⇒ KESKIMÄÄRÄINEN ELEKTRONIEN LUKUMÄÄRÄ TILASSA i:

$$\langle N_i \rangle = \sum_{N_i = 0,1} N_i P_i = \frac{0 \cdot e^{\beta \overset{0}{N_i}(\mu - \epsilon_i)} + 1 \cdot e^{\beta \overset{1}{N_i}(\mu - \epsilon_i)}}{Z = 1 + e^{\beta(\mu - \epsilon_i)}}$$

$$= \frac{e^{\beta(\mu - \epsilon_i)}}{1 + e^{\beta(\mu - \epsilon_i)}} = \frac{1}{e^{\beta(\epsilon_i - \mu)} + 1}$$

KIRJOITETAAN JAKAUMAFUNKTIO SIMONIN NOTAATION MUKAISESTI

$$\boxed{n_F\left[\beta(\epsilon - \mu)\right] = \frac{1}{e^{\beta(\epsilon - \mu)} + 1}}$$

(MIHIN DIRAC UNOHTUI?)

⟹

HUOM! KUN $T = 0\,K$ $(\beta = \infty)$, JAKAUMAMME ON ASKELFUNKTIO $\epsilon = \mu$ SUHTEEN

$\boxed{\epsilon < \mu}$

$$n_F = \frac{1}{\underbrace{e^{\beta(\epsilon-\mu)}}_{\substack{\to 0, \\ \text{KUN } \epsilon-\mu<0 \\ \text{JA } \beta\to\infty}} + 1} = 1$$

$\boxed{\epsilon > \mu}$

$$n_F = \frac{1}{\underbrace{e^{\beta(\epsilon-\mu)}}_{\substack{\text{NYT HYVIN SUURI,} \\ \text{KUN } \beta\to 0}} + 1} \approx e^{-\beta(\epsilon-\mu)} \xrightarrow[\beta\to\infty]{} 0$$

ABSOLUUTTISESSA NOLLAPISTEESSÄ SIIS VAIN TILAT $\epsilon < \mu$ VOIVAT OLLA MIEHITETTYJÄ.

(KERTAUS)

4. HIUKKASIA LAATIKOSSA

PROOSALLISEMMIN: AALTOFUNKTIOITA ÄÄRETTÖMÄN SYVÄSSÄ POTENTIAALIKUOPASSA

SCHRÖDINGERIN YHTÄLÖ (SY) : $-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\psi(\vec{r}) + \underbrace{V(\vec{r})}_{\text{VAKIO, } V_0}\psi(\vec{r}) = E'\psi(\vec{r})$

MERKITÄÄN $E = E' - V_0$

$$\Rightarrow -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\psi(\vec{r}) = E\psi(\vec{r})$$

RATKAISUT TASOAALTOJA $\psi(\vec{r}) \sim e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}$

$$\epsilon(\vec{k}) = \frac{\hbar^2k^2}{2m} \qquad \vec{p}(\vec{k}) = \hbar\vec{k}$$

OLETETAAN KUUTIOLLINEN MATERIAALI $(L \times L \times L)$ JA PERIODISET REUNAEHDOT (JOLLOIN ESIM. X-SUUNNASSA $\psi(x,y,z) = \psi(x+L,y,z)$), JOSTA SAAMME JÄLLEEN EHDOT SALLITUILLE k-ARVOILLE

$$e^{ik_\alpha L} = 1 \quad (\alpha = x,y,z) \Rightarrow k_\alpha = \frac{2\pi}{L}n_\alpha \quad (n_\alpha \in \mathbb{Z})$$

$\boxed{\text{TILATIHEYS } \tilde{g}(k)}$

AIVAN KUTEN HILAVÄRÄHTELYJEN TAPAUKSESSA (VIIKKO 1) SALLITTUJEN $\vec{k}$-PISTEIDEN MÄÄRÄ $\vec{k}$-AVARUUDEN PALLONKUOREN $(k, k+dk)$ SISÄLLÄ

$$\left(\frac{L}{2\pi}\right)^3 \cdot 4\pi k^2 dk = \frac{L^3}{2\pi^2}k^2 dk$$

$$= \frac{V}{2\pi^2}k^2\, dk$$

$$\equiv \tilde{g}(k)\,dk, \quad \text{JOSSA} \quad \tilde{g}(k) = \frac{V}{2\pi^2}k^2$$

SIIRRYTÄÄN NYT TILATIHEYDESTÄ $\tilde{g}(k)$ TILATIHEYTEEN $\tilde{g}(\epsilon)$

TILATIHEYDEN MÄÄRITELMÄN MUKAISESTI ELEKTRONITILOJEN, JOIDEN ENERGIA ON VÄLILLÄ $(\epsilon, \epsilon + d\epsilon)$ ON

$$\frac{dN_e}{d\epsilon} = \tilde{g}(\epsilon) \iff \tilde{g}(\epsilon)\, d\epsilon = dN_e$$

VASTAAVASTI TILATIHEYDEN $\tilde{g}(k)$ AVULLA

$$\frac{dN_e}{dk} = 2\tilde{g}(k) \iff 2\tilde{g}(k)\, dk = dN_e \, ,$$

JOSSA NYT ON OTETTU HUOMIOON ELEKTRONIEN SPIN-DEGENERAATIO: SAMASSA $\vec{k}$-TILASSA VOI OLLA KAKSI ELEKTRONIA (SPIN $+\frac{1}{2}$, SPIN $-\frac{1}{2}$).

ULKOISEN MAGNEETTIKENTÄN OLLESSA NOLLA!

$$\Rightarrow \quad \tilde{g}(\epsilon)\, d\epsilon = 2\tilde{g}(k)\, dk \iff \tilde{g}(\epsilon) = 2\tilde{g}(k)\left(\frac{dk}{d\epsilon}\right)$$

NYT $\quad \epsilon = \dfrac{\hbar^2 k^2}{2m} \Rightarrow \dfrac{d\epsilon}{dk} = \dfrac{\hbar^2 k}{m}$; $\quad k = \left(\dfrac{2m\epsilon}{\hbar^2}\right)^{1/2}$

$$\Rightarrow \tilde{g}(\epsilon) = 2\,\frac{m}{\hbar^2 k}\cdot k^2\left(\frac{V}{2\pi^2}\right) = \frac{V}{2\pi^2\hbar^3}(2m)^{3/2}\,\epsilon^{1/2}$$

ELI: $\tilde{g}(\epsilon) \propto \epsilon^{1/2}$

MÄÄRITELLÄÄN $g(\epsilon)$ VIELÄ UUDELLEEN (SIMONIN MUKAISESTI) VASTAAMAAN ÄSKEN JOHTAMAMME TILATIHEYTTÄ, MUTTA YKSIKKÖTILAVUUTTA KOHDEN:

$$\boxed{g(\epsilon) = \frac{\tilde{g}(\epsilon)}{V} = \frac{(2m)^{3/2}}{2\pi^2\hbar^3}\,\epsilon^{1/2}}$$

5. VAPAAN ELEKTRONIKAASUN PERUSTILA, $T = 0$ K

KUN $T = 0$ K ELEKTRONIT TÄYTTÄVÄT TILAT ENERGIAAN $\epsilon = \mu$ ASTI. YLEISESTI KUITENKIN KEMIALLINEN POTENTIAALI ON LÄMPÖTILAN FUNKTIO, $\mu(T)$, JOTEN MÄÄRITELLÄÄN FERMI-ENERGIA

$$\epsilon_F \equiv \mu(0)$$

(PALAAMME μ:N RIIPPUVUUTEEN LÄMPÖTILASTA HIEMAN MYÖHEMMIN)

NÄIN OLLEN VOIDAAN ELEKTRONIEN MÄÄRÄ ILMOITTAA INTEGRAALINA TILATIHEYDEN YLI

$$N = V\int_0^{\epsilon_F} g(\epsilon)\,d\epsilon = \underbrace{\frac{2}{3}\cdot\frac{V}{2\pi^2\hbar^3}(2m)^{3/2}\epsilon_F^{3/2}}_{\frac{2}{3}g(\epsilon_F)\epsilon_F}$$

$$\Leftrightarrow \quad \frac{3\pi^2\hbar^3 N}{V(2m)^{3/2}} = \epsilon_F^{3/2}$$

$$\Leftrightarrow \quad \epsilon_F = \frac{\hbar^2}{2m}\left(\frac{3\pi^2 N}{V}\right)^{2/3} = \frac{\hbar^2}{2m}\left(3\pi^2 n\right)^{2/3}$$

MIEHITETYT TILAT $\vec{k}$-AVARUUDESSA OVAT PALLON (FERMI-PALLON) SISÄLLÄ. TÄMÄN PALLON SÄDE ON k_F (FERMI-AALTOLUKU),

$$\epsilon_F = \frac{\hbar^2 k_F^2}{2m} \quad \Leftrightarrow \quad k_F = \left(3\pi^2 n\right)^{1/3}.$$

FERMI-PALLON PINTAA ($\epsilon = \epsilon_F$ ELI $k = k_F$) KUTSUTAAN ... FERMI-PINNAKSI! (HUOMAAMME TÄSSÄ SELKEÄN KAAVAN...)

LISÄKSI VOIDAAN MÄÄRITELLÄ FERMI-ENERGIAA VASTAAVA FERMI-LÄMPÖTILA

$$k_B T_F = \epsilon_F$$

FERMI-LIIKEMÄÄRÄ $\quad p_F = \hbar k_F \quad$ (SKALAARIT TÄSSÄ)

JA FERMI-VAUHTI $\quad v_F = \dfrac{p_F}{m} = \dfrac{\hbar}{m} k_F .$

ESIMERKKI: KALIUM (MONOVALENTTI T.S. $Z = 1$)

$$n = 1{,}402 \cdot 10^{28}\ m^{-3}$$

$$\Rightarrow \epsilon_F = 3{,}4 \cdot 10^{-19}\ J = 2{,}12\ eV$$

$$k_F = 0{,}746\ Å^{-1}$$

$$v_F = 8{,}6 \cdot 10^{5}\ m/s \quad \text{(SUURI!)}$$

$$T_F = 2{,}46 \cdot 10^{4}\ K$$

(JA YLEISESTI NORMAALI-LÄMPÖTILOISSA $T \ll T_F$)

KTS. TAULUKKO VIIKON 2 LUENTODIOISSA

6. VAPAAT ELEKTRONIT, KUN T > 0 K

NYT TULEE OTTAA HUOMIOON ELEKTRONIEN FERMI-DIRAC-JAKAUMA

$$n_F\left[\beta(\epsilon-\mu)\right] = \frac{1}{e^{\beta(\epsilon-\mu)}+1}.$$

ENTÄ KEMIALLINEN POTENTIAALI, $\mu(T)$?
$\mu(T)$ VOIDAAN MÄÄRITTÄÄ ELEKTRONIEN LUKUMÄÄRÄN AVULLA,

$$N = V\int_0^\infty g(\epsilon)\, n_F\left[\beta(\epsilon-\mu)\right] d\epsilon.$$

TÄMÄ ON TOSIN KOVIN, KOVIN SOTKUISTA... VOIDAAN OSOITTAA, ETTÄ

$$\mu(T) \approx \underbrace{\mu(0)}_{=\epsilon_F}\left[1-\frac{\pi^2}{12}\left(\frac{T}{T_F}\right)^2\right] \approx \epsilon_F$$

(KATSO ESIM. ASHCROFT & MERMIN, LUKU 2, TAI BURNS, KAPPALE 9-2.)

ESIMERKIKSI Na ($T_F = 3{,}75 \cdot 10^4\ K$) HUONEENLÄMPÖTILASSA
$\Rightarrow$ KORJAUSTERMI $\propto \left(\frac{T}{T_F}\right)^2$ ON SUURUUSLUOKKAA $6\cdot 10^{-5}$.

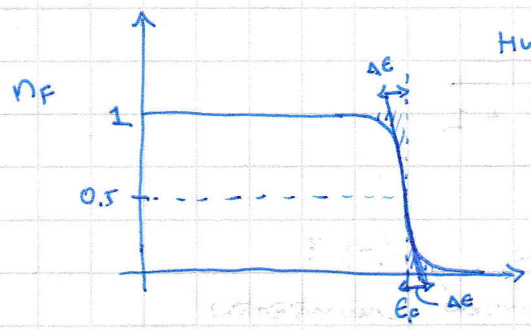
SIIS: MEIDÄN TARKOITUKSIIMME VOIMME VARSIN HUOLETTOMASTI APPROKSIMOIDA $\mu(T) \approx \epsilon_F$ $(T \ll T_F)$

ELEKTRONIKAASUN KOKONAISENERGIA VOIDAAN SIIS KIRJOITTAA

$$E = V\int_0^\infty g(\epsilon)\, n_F\left[\beta(\epsilon-\epsilon_F)\right] d\epsilon$$

OMINAISLÄMPÖ

TARKASTELLAAN ENSIN JAKAUMAA n_F, KUN $T > 0$ K.



HUOMAA: KUN $\epsilon = \epsilon_F \Rightarrow n_F = \frac{1}{2}$

KUINKA SUURELLA ETÄISYYDELLÄ $\Delta\epsilon = |\epsilon - \epsilon_F|$ JAKAUMA POIKKEAA MERKITTÄVÄSTI TAPAUKSESTA $T = 0$ K ?

TEHDÄÄN SUURUUSLUOKKA-ARVIO LASKEMALLA n_F:N DERIVAATTA KOHDASSA $\epsilon = \epsilon_F$

$$\left.\frac{dn_F}{d\epsilon}\right|_{\epsilon=\epsilon_F} = -\frac{1}{4k_BT}.$$

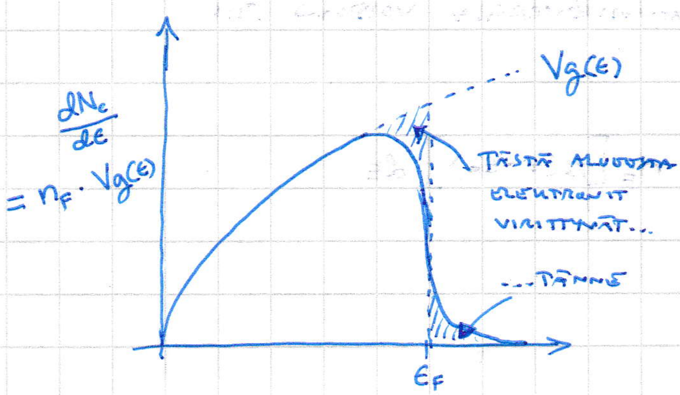
TÄLLÖIN

$$\Delta\epsilon \approx 4k_BT \cdot \underbrace{\Delta n_F}_{1/2} = 2k_BT$$

TÄMÄ SIIS YKSINKERTAINEN SUURUUSLUOKKA-ARVIO!

TULOS ON IHAN USKOTTAVA. TERMISISSÄ FLUKTUAATIOISSA ENERGIANMUUTOSTEN SUURUUSLUOKKA ON $\sim k_BT$. KOSKA ϵ_F ON TYYPILLISESTI USEITA eV JA NORMAALILÄMPÖTILOISSA $k_BT \sim \frac{1}{40}$ eV, VOIVAT AINOASTAAN NE ELEKTRONIT, JOTKA OVAT LÄHELLÄ FERMI-PINTAA VIRITTYÄ TERMISESTI.

TARKASTELLAAN SITTEN ELEKTRONIEN JAKAUMAA ENERGIAN SUHTEEN



APPROKSIMOIDAAN VARJOSTETTU ALUE KOLMIOKSI, JONKA KORKEUS ON $\frac{1}{2}Vg(\epsilon_F)$ JA KANTA YLLÄ OLEVAN TARKASTELUN MUKAISESTI k_BT.

TÄMÄ ALA (= ELEKTRONIEN LUKUMÄÄRÄ) SAA TERMISESSÄ FLUKTUAATIOSSA ENERGIAN $\sim k_BT$.

KAASUN KOKONAISENERGIAN MUUTOS SIIS LÄMPÖTILAN MUUTOKSESSA 0 K → T ON SUURUUSLUOKKAA

$$E(T) - E(0) \approx \frac{1}{2}Vg(\epsilon_F)(k_BT)^2$$

KAASUN LÄMPÖKAPASITEETTI ON SIIS

$$C \approx \underbrace{V g(\epsilon_F)}_{\frac{3}{2}N/\epsilon_F,\ \text{KTS. SIVU } \boxed{5-1}} k_B^2 T \qquad \left(C = \frac{\partial E}{\partial T} \right)$$

$$= \frac{3}{2} N k_B \left(\frac{k_B T}{\epsilon_F} \right) = \frac{3}{2} N k_B \left(\frac{T}{T_F} \right) \quad \propto \quad T \, !$$

OMINAISLÄMPÖ (LÄMPÖKAPASITEETTI ELEKTRONIA KOHTI)

$$\frac{C}{N} = c = \underbrace{\frac{3}{2} k_B}_{\text{KLASSISEN ELEKTRONIKAASUN TULOS}} \left(\frac{T}{T_F} \right) \quad \sim 0.001 - 0.01$$

OK, TÄMÄ OLI SUURUUSLUOKKA-ARVIO. ENTÄ TARKKA TULOS? N.K. SOMMERFELDIN KEHITELMÄÄN PERUSTUVA LASKU (KTS. ASHCROFT & MERMIN, LUKU 2, TAI BURNS, KAPPALE 9-2) ANTAA TULOKSEN

$$c = \frac{\pi^2}{3} \left[\frac{3}{2} k_B \left(\frac{T}{T_F} \right) \right],$$

JOTEN ARVIOMME OLI VAIN NOIN TEKIJÄN 3 PIELESSÄ. (EI HASSUMMIN.)

YHTEENVETONA: (JOHTAVUUS) ELEKTRONIEN TARKASTELU KVANTTIKAASUNA ANTAA LÄMPÖKAPASITEETIN (TAI OMINAISLÄMMÖN), JOKA ON TEKIJÄN $\left(\frac{T}{T_F}\right) \sim 0{,}01$ PIENEMPI KUIN DRUDEN KLASSISEN MALLIN TULOS.

HUOMAA KUITENKIN, ETTÄ DRUDEN MALLISSA KAIKKI ELEKTRONIT KONTRIBUOIVAT LÄMPÖKAPASITEETTIIN, KUN TAAS KVANTTIMEKAANISESSA MALLISSA ~~[illegible]~~ KONTRIBUUTIO TULEE VAIN NIILTÄ ELEKTRONEILTA, JOTKA OVAT ENERGIAN $\sim k_B T$ PÄÄSSÄ FERMI-PINNASTA!

KOKEELLISESTI ELEKTRONIEN KONTRIBUUTIO METALLIEN OMINAISLÄMPÖÖN ON $c \sim \gamma T$, JOSSA γ ON MATERIAALIKOHTAINEN VAKIO.

KTS. VIIKON 2 LUENTODIOISTA VERTAILU KOKEELLISTEN ARVOJEN JA SOMMERFELDIN MALLIN ENNUSTEEN $\gamma = \frac{\pi^2}{2}\left(\frac{k_B}{T_F}\right)$ VÄLILLÄ.

LÄMMÖNJOHTAVUUS

KINEETTISEN TEORIAN MUKAISESTI LÄMMÖNJOHTAVUUS KUVAUTUU

$$\kappa = \frac{1}{3} n c_v \langle v \rangle \lambda \quad ; \quad \lambda = \langle v \rangle \tau$$

TÄSSÄ c_v ON LÄMPÖKAPASITEETTI PER HIUKKANEN, | VAKIOTILAVUUDESSA!
EDELLISEN SIVUN TULOKSEN MUKAISESTI

$$c_v = \frac{\pi^2}{2} k_B \left(\frac{T}{T_F} \right)$$

ENTÄ $\langle v \rangle$? ENSINNÄKIN VOIMME TODETA, ETTÄ HYVIN SUURELLA OSALLA ELEKTRONEISTA $v \approx v_F$ (MIETI $\tilde{g}(k)$:N PARABELISTA MUOTOA JA RELAATIOTA $\vec{v} = \frac{\hbar}{m} \vec{k}$).

MUTTA VIELÄ OLENNAISEMPAA ON, ETTÄ VAIN ELEKTRONIT LÄHELLÄ FERMI-PINTAA VOIVAT VIRITTYÄ YLEMMILLE $|\vec{k}|$-TILOILLE SITEN, ETTÄ FERMI-PALLON ULKOPUOLISTEN TILOJEN MIEHITYS JOHTAA ELEKTRONIEN NETTOVIRTAUKSEEN (~ LÄMMÖNJOHTUMINEN).

KTS. VIIKON 2 LUENTODIOISSA KUVIA ELEKTRONIEN VIRITTYMISTÄ FERMI-PALLON ULKOPUOLISILLE TILOILLE.

NÄILLE ELEKTRONEILLE $v \approx v_F$, JOTEN VOIMME KÄYTTÄÄ FERMI-VAUHTIA LÄMMÖNJOHTAVUUDEN LAUSEKKEESSA TERMIN $\langle v \rangle$ TILALLA.

YHDISTETÄÄN TULOKSET:

$$\kappa = \frac{1}{3} n \cdot \frac{\pi^2}{2} k_B \left(\frac{T}{T_F} \right) \cdot \underbrace{\langle v \rangle^2}_{v_F^2} \tau = \frac{\pi^2 n k_B^2 T}{3m} \tau$$

VRT. DRUDEN MALLIN TULOS $\frac{4}{\pi} \cdot \frac{n k_B^2 T}{m} \tau$

TULOKSET OVAT MELKEIN SAMAT, MUTTA HUOMAA

$$\left. \begin{array}{l} \langle v \rangle_{DRUDE} \ll v_F \\ c_v^{DRUDE} \gg c_v^{SOMMERFELD} \end{array} \right\}$$

DRUDEN MALLIN VIRHEET LIIKAMÄÄRÄN KUMOAVAT TOISENSA!

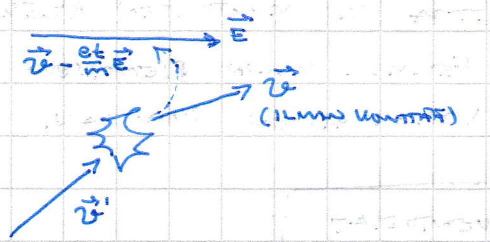
DC – SÄHKÖNJOHTAVUUS

MUISTA: DRUDEN MALLISSA $\langle \vec{v} \rangle = -\frac{e\vec{E}}{m}\tau$, $\vec{j} = -ne\langle \vec{v} \rangle = \sigma \vec{E}$

$$\Rightarrow \quad \sigma = \frac{ne^2}{m}\tau$$

MITEN SÄHKÖNJOHTAVUUDEN LAUSEKE NYT MUUTTUU SOMMERFELDIN MALLISSA? MIKSI?

VASTAUS: EI MITENKÄÄN! ELEKTRONIEN JAKAUMA EI VAIKUTA ASETTUMISNOPEUTEEN MITENKÄÄN. $\langle \vec{v} \rangle = \vec{v}_{DRIFT}$ ON ULKOISEN KENTÄN $\vec{E}$ JA MALLIN PARAMETRIN τ SANELEMA TULOS.



$\langle \vec{v} \rangle = 0$ $(\vec{E} = 0)$

$\langle \vec{v} \rangle - \langle \frac{et}{m}\vec{E} \rangle = \frac{e\tau}{m}\vec{E}$ $(\vec{E} \neq 0)$

SAMOIN TULOKSET HALLIN ILMIÖN SUHTEEN JA AC-SÄHKÖNJOHTAVUUDEN TAPAUKSESSA (JOTA TÄLLÄ KURSSILLA EI OLE KÄSITELTY TOSIN) PYSYVÄT MUUTTUMATTOMINA SOMMERFELDIN MALLISSA.

SEKÄ LÄMMÖNJOHTAVUUDEN ETTÄ SÄHKÖNJOHTAVUUDEN LAUSEKKEISSA ON PARAMETRINA SIRONTA-AIKA τ. TÄMÄN VAIKUTUS VOIDAAN POISTAA(*, KUTEN DRUDEN MALLIN TAPAUKSESSAKIN, VERTAAMALLA LORENZIN LUVUN ENNUSTETTA KOKEELLISIIN ARVOIHIN. (TÄMÄ EI TIETENKÄÄN VALIDOI MALLIA, MUTTA ANTAA VIITETTÄ SÄHKÖN- JA LÄMMÖNJOHTAVUUDEN TASAPAINOSTA MALLISSA).

$$\text{NYT} \quad L = \frac{\kappa}{\sigma T} = \frac{\pi^2}{3}\left(\frac{k_B}{e}\right)^2 \approx 2{,}45 \cdot 10^{-8}\ \mathrm{W\Omega K^{-2}}$$

JOKA ON HYVIN SOPUSOINNUSSA KOKEELLISTEN ARVOJEN KANSSA, $\boxed{\text{KTS. VIIKON 2 LUENTODIAT}}$

*) SIIS KUN VERTAILLAAN MITATTUJEN ARVOJEN SUHTEEN.

ASETUTUMISNOPEUS SOMMERFELDIN MALLISSA

MIETITÄÄN VIELÄ ASETUTUMISNOPEUTTA $\langle \vec{v} \rangle = \vec{v}_{DRIFT}$ SOMMERFELDIN MALLIN VALOSSA.

HOMOGEENISESSA SÄHKÖKENTÄSSÄ SIIS

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = \hbar \frac{d\vec{k}}{dt} = -e\vec{E}$$

$$\Leftrightarrow \quad \delta\vec{k} = -\frac{e\,\delta t}{\hbar}\vec{E}$$

$$\langle \delta\vec{k} \rangle = -\frac{e\langle \delta t \rangle}{\hbar}\vec{E} = -\frac{e\tau}{\hbar}\vec{E}$$

SÄHKÖKENTTÄ AIHEUTTAA SIIS MUUTOKSEN ELEKTRONIEN $\vec{k}$-ARVOISSA, TS. FERMI-PALLON PIENOISEN SIIRTYMÄN SÄHKÖKENTTÄÄ $\vec{E}$ VASTAKKAISEEN SUUNTAAN.

KTS. VIIKON 2 LUENTODIAT

LOPUKSI: KUINKA SUURI ON ELEKTRONIEN ASETUTUMISVAUHTI v_{DRIFT} ?

OTETAAN ESIMERKIKSI SÄHKÖVIRRANTIHEYS $j = 10^7 \frac{A}{m^2}$, JOKA ON ERITTÄIN KORKEA ARVO.

$$\Rightarrow \quad v_{DRIFT} = \frac{j}{ne} \sim 10^{-3}\ m/s \quad !$$

(VERTAA $v_F \approx 10^6\ m/s$)