

FYSA2041/K2 TERMINEN ELEKTRONIEMISSIO

Työssä tutkitaan termistä elektroniemissiota volframista, todetaan Stefanin–Boltzmannin lain paikkansapitävyys ja Richardsonin–Dushmanin yhtälön avulla määritetään elektronien irrotustyö $e\phi$.

1 Johdanto

Metallipinnoista tapahtuva terminen elektroniemissio aiheutuu energian siirtymisestä kidehilan värähtelyistä ”vapaille” elektroneille. Ilmiö voimistuu lämpötilan noustessa tai käytettäessä voimakkaita sähkökenttiä. Myös fotoneilla tai varauksellisilla hiukkasilla aineen pintaa pommitettaessa voidaan törmäysten välityksellä siirtää energiaa elektroneille niin, että ne emittoituvat.

Kaikkiin näihin prosesseihin vaikuttavat tarkasteltavan aineen ominaisuudet, lähinnä voimat, jotka normaalisti sitovat elektroneja aineeseen. Toinen huomattava tekijä on se, kuinka tehokkaasti energia siirtyy elektroneille. Onkin havaittu, että aineet reagoivat eri tavoin ulkoisiin virikkeisiin.

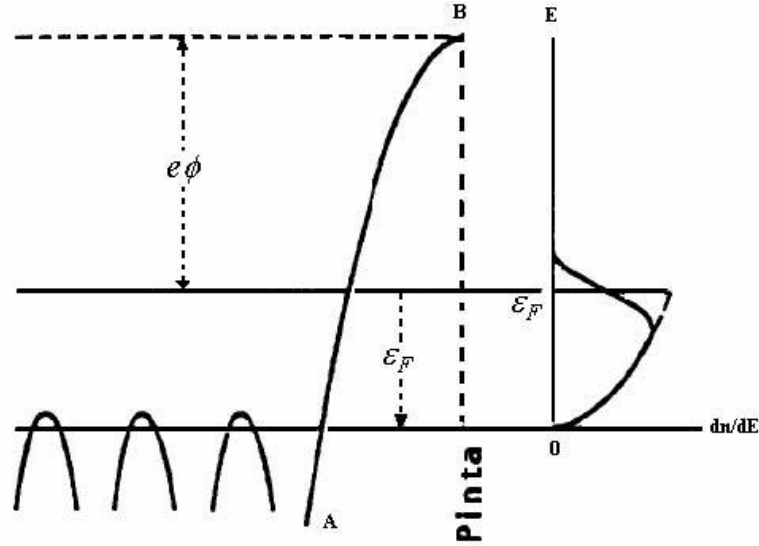
Elektroniemissiota esiintyy periaatteessa kaikissa kolmessa olomuodossa. Metalleihin on kiinnitetty erityistä huomiota, koska niissä on vapaita elektroneja verraten runsaasti. Kiinteistä aineista tapahtuva elektroniemissio on perustana suurelle joukolle elektronisia laitteita, joista tunnetuin on tyhjiöputki. Transistorin keksimiseen asti tyhjiöputki (triodi) oli ainoa tehokas keino vahvistaa jännitteitä.

2 Teoriaa

2.1 Yleistä

Normaalioloissa aineeseen kuuluvat elektronit ovat rajoitettuja ko. materiaaliin. Metallin valenssielektroneja voidaan pitää siinä mielessä vapaina, että ne eivät ole sidottuja mihinkään tiettyyn atomiin. Metallin pinnan potentiaalienergiaporras, joka rajoittaa

elektronit metallin sisälle, on esitetty kuvassa 1. Kuvaan on myös piirretty Fermi-jakautumafunktio.



Kuva 1. Potentiaalienergiaa pinnan lähellä esittää käyrä AB. Pinnalla potentiaalivalli $V = 0$, johteesta $V < 0$. Normaalilämpötilaa vastaava energijakautuma on esitetty oikealla.

Kun $T = 0$ K, on elektroneille annettava energiaa $e\phi$:n verran, jotta elektroni irtoaisi johteesta. Kun T kasvaa riittävästi (esim. lanka hehkuu), osa elektroneista saa kokonaisenergian $\varepsilon_F + e\phi$, jolloin alkaa ns. terminen emissio. Tämä merkitsee sitä, että energijakauman häntä kiipeää korkeudelle B.

2.2 Richardsonin–Dushmanin yhtälö

Elektroniemission välttämätön, mutta ei riittävä ehto, on se, että elektronien energia on suurempi kuin potentiaalipöytäkorkeus B. Tarkastelemalla niiden elektronien lukumäärää, jotka tietyllä aikavälillä ovat liikkeessä kohtisuoraan metallin pintaa vastaan, voidaan johtaa yhtälö, joka kuvaa emittoituvan elektronivirran tiheyttä J . Tämän ns. Richardsonin–Dushmanin yhtälön mukaan

$$J = \frac{4\pi m e k^2}{h^3} T^2 e^{(-V_B + \varepsilon_F)/kT} = A_0 T^2 e^{-e\phi/kT} \quad (1)$$

missä m = elektronien massa, k = Boltzmannin vakio, h = Planckin vakio ja T = emittoivan aineen absoluuttinen lämpötila. Suure $A_0 = 4\pi mek^2/h^3$ on vakio, jolle voidaan laskea käytännön kannalta mukava numeerinen arvo $A_0 = 1,2 \text{ A/mm K}^2$.

Richardsonin–Dushmanin yhtälöä ei voida suoraan soveltaa havaitun termisen emissiovirran tiheyden ja lämpötilan välisen riippuvuuden teoreettiseen ennustamiseen. Yhtälöä johdettaessa nimittäin oletetaan kiteen pinta tasoksi, vaikka kidepinnat ovat tosiasiaassa muodostuneet monista eri kulmissa toisensa leikkaavista kidetasoista. Tämän lisäksi myös epäpuhtaudet vaikuttavat pinnan potentiaaliportaaseen. Näin ollen irrotustyön $e\phi = V_B - \epsilon_F$ arvo vaihtelee kiteen pinnalla. Emissiota tapahtuu parhaiten pisteissä, joissa $e\phi$ on pieni. Emissiovirran tiheyden laskemiseen tarvittava emissiopinnan ala on pinnan epätasaisuuden vuoksi vaikea määrittää tarkasti.

Richardsonin–Dushmanin yhtälöä johdettaessa ei ole otettu huomioon sitä, että Fermi-tason paikka riippuu lämpötilasta, jolloin irrotustyö on lämpötilan funktio. Tämä ilmiö näkyy erinomaisen hyvin puolijosteiden termistä emissiota tarkasteltaessa.

Epätarkkuutta aiheutuu edelleen siitä, että kaikki riittävän energian omaavat, pintaa vastaan kohtisuorasti liikkuvat elektronit, eivät emittoidu kiteestä varsinkaan silloin, kun kyseessä ei ole absoluuttisen puhdas pinta. Tämä potentiaaliportaan häiriö otetaan huomioon sisällyttämällä heijastuskertoimen r yhtälöön (1). Tällöin yhtälössä esiintyvä vakio kirjoitetaan muotoon

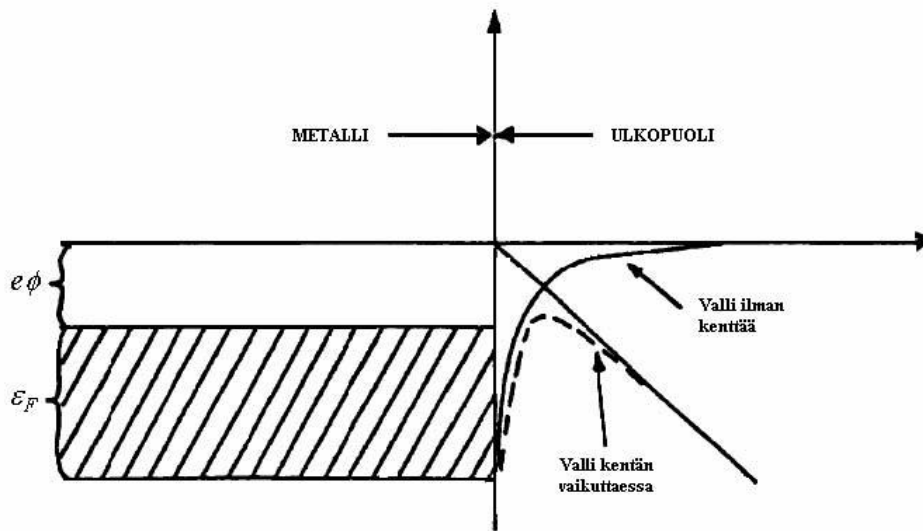
$$A_{eff} = A_0(1 - r) \quad (2)$$

mikä merkitsee, että vakion A havaittu arvo on aina pienempi kuin 'teoreettinen arvo'. Todellisuudessa vakio A on materiaalikohtainen ja riippuu lisäksi mm. kidetasojen suunnasta.

2.3 Schottkyn ilmiö, Childin–Langmuirin ”3/2-laki”

Virran kasvua ja sen riippuvuutta sähkökentästä sanotaan Schottkyn ilmiöksi. Termistä emissiota vaikeuttaa irronneiden elektronien muodostama avaruusvaraus, jonka

vaikutusta voidaan vähentää kiihdyttävällä sähkökentällä. Kenttä siirtää emittoidut elektronit katodin läheisyydestä kollektorielektrodille, jossa ne muodostavat mitattavan termisen emissiovirran. Kiihdytyskenttä siis muuttaa katodipinnan potentiaaliportaan potentiaalivalliksi kuvan 2 osoittamalla tavalla ja lisää siten emissiota. Voidaan osoittaa, että elektronien muodostaman avaruusvarauksen rajoittama virta on verrannollinen emissio- ja kollektoripintojen välisen potentiaalieron potenssiin $3/2$. Tätä sanotaan Childin–Langmuirin laiksi.



Kuva 2. Ulkoisen sähkökentän aiheuttama potentiaalivalli

Childin–Langmuirin laki on voimassa pienille virroille eli virroille, jotka ovat pienempiä kuin ns. kyllästysvirta. Kun kollektorin eli anodin jännite nostetaan niin suureksi, että anodin ja katodin välistä avaruusvarauspilveä ei juuri lainkaan pääse muodostumaan, saavutetaan em. kyllästysvirta.

2.4 Stefanin–Boltzmannin laki

Termistä emissiota tutkimalla voidaan todeta Stefanin–Boltzmannin laki. Sen mukaan mustan kappaleen fotonisäteilynä emittoima teho pinta-alayksikköä kohden on verrannollinen lämpötilan neljänteen potenssiin:

$$E = \sigma T^4, \quad (3)$$

missä σ on Stefanin vakio ja T absoluuttinen lämpötila.

Jos oletetaan, että lämmönjohtumisesta ja hehkukatodilla elektroniemissiosta aiheutuva energian menetys on pieni, saadaan säteilyteho lausekkeesta

$$P = U_f I_f = I_f^2 R_f, \quad (4)$$

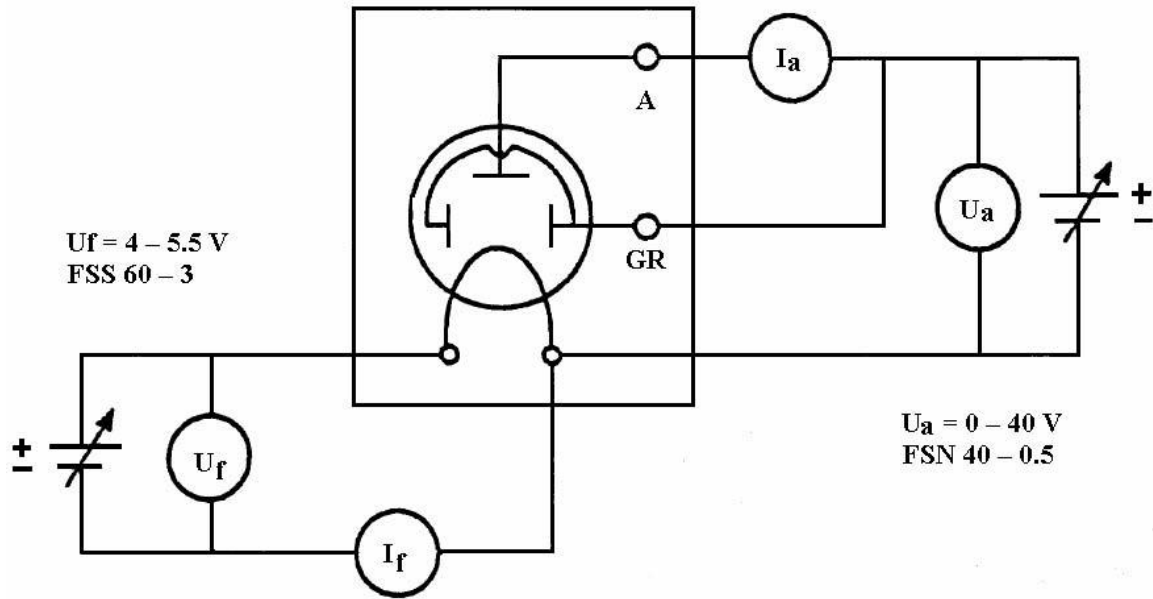
missä U_f on hehkujännite, I_f hehkuvirta ja R_f hehkulangan vastus. Koska hehkulangan vastus muuttuu lämpötilan muuttuessa ($0,3\text{--}3\Omega$ välillä $20\text{--}2500\text{ }^\circ\text{C}$), on yksinkertaisinta laskea säteilyteho hehkujännitteen ja virran tulona.

3 Termisen elektroniemission kokeellinen tutkiminen

Edellä esitettyjen elektronien liikkeen säädettävyyttä kuvaavien ilmiöiden kokeelliseen tutkimiseen soveltuu hyvin tyhjiöputki, kaksi elektrodinen diodi. Putken sisällä on oltava suhteellisen hyvä tyhjiö ($P \leq 10^{-9}$ bar), sillä muuten katodi palaa nopeasti poikki korkeassa lämpötilassa. Lisäksi Childin–Langmuirin lakikin edellyttää elektroniemission tapahtuvan tyhjiössä.

3.1 Laitteisto ja työn suoritus

Mittaukset tehdään Ferrantin diodiputkella, jonka tyyppimerkintä on GRD7. Putkessa on sylinterin muotoiset aksiaaliset elektrodit; katodi (K) on valmistettu volframista. Suoja-anodit (GR) tekevät anodin (A) ja katodin välisen kentän säteittäiseksi ($E \parallel r$) ja poistavat reunailmiöt mitta-alueelta (keskimmäisen anodin kohdalta). Mittauskytkentä on esitetty kuvassa 3.



Kuva 3. Kaaviokuva työn laitteistosta. Diodiputki on kuvassa keskellä.

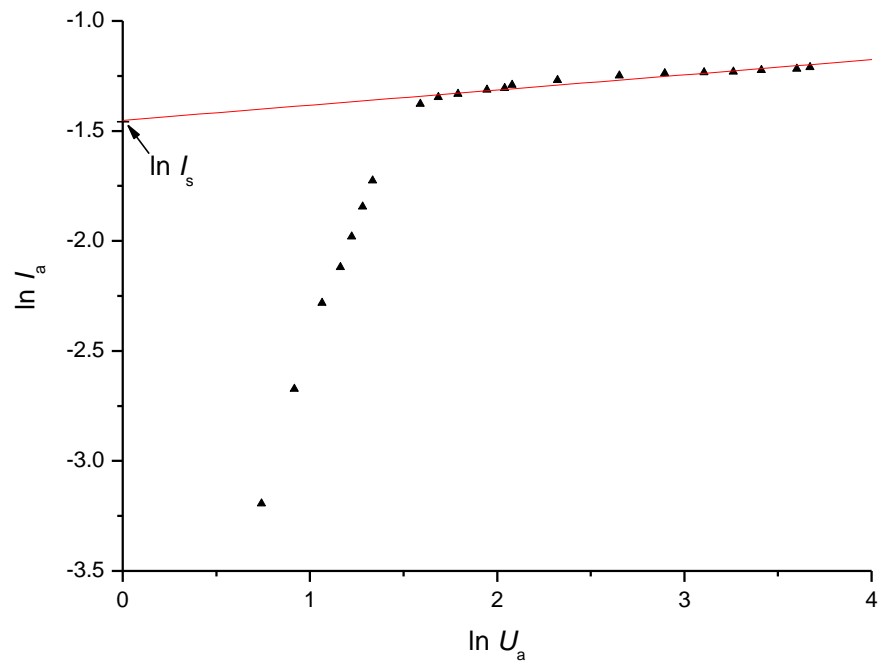
Diodin läpi kulkenut anodivirta mitataan anodijännitteen funktiona. Pidetään erityisesti huoli siitä, että anodin tehonkulutus ei ylitä kahta wattia (2 W) suurimmilla U_a :n arvoilla. Mittaukset tehdään neljällä hehkujännitteen arvolla. $U_f = 4,0, 4,5, 5,0$ ja $5,5 \text{ V}$. Hehkulangan lämpötilan mittaamisessa käytetty optinen pyrometri on rikki. Tämän vuoksi työssä käytetään työpaikkaohjeessa annettuja lämpötiloja. Hehkuvirta merkitään kussakin tapauksessa muistiin.

3.2 Mittauksen suorittaminen

1. Aseta hehkujännite U_f lukemaan 4 V .
2. Anna laitteen stabiloitua hetken ja korjaa tarvittaessa säätöä.
3. Kirjaa hehkuvirta ylös.
4. Mittaa anodivirta anodijännitteen funktiona $U_a = 40 \text{ V}$ saakka.
5. Toista mittaukset muilla hehkujännitteen arvoilla. Tarkkaile kunkin mittauksen aikana hehkujännitteen stabiilisuutta!

3.3 Tulosten käsittely

1. Kullakin hehkujännitteen arvolla piirretään $\ln I_a$ $\ln U_a$:n funktiona. Kaikki neljä käyrää voi sijoittaa samaan kuvaan. Jokaiselle käyrälle tehdään erikseen suorasovitus pistejoukon lineaariseen osaan (kuva 4), ja kyllästysvirta määritetään kohdasta, jossa suora leikkaa $(\ln I_a)$ -akselin.



Kuva 4. Kyllästysvirran määrittäminen.

2. Tutkitaan kyllästysvirran riippuvuutta lämpötilasta ottamalla luonnollinen logaritmi yhtälön (1) molemmin puolin. Tällöin nähdään, että

$$\ln \frac{I_s}{T^2} = C - \frac{e\varphi}{k} \frac{1}{T}, \quad (5)$$

missä C on vakio. Yhtälössä (5) I_s on kutakin hehkujännitettä (lämpötilaa) vastaava kyllästysvirta. Miksi virrantiheys J on voitu korvata kyllästysviralla? Kun esitetään mittaustulokset kaavan (5) mukaisessa muodossa, voidaan saadusta suoran yhtälöstä ratkaista irrotustyö $e\varphi$. Irrotustyön arvo ilmoitetaan virheineen. Miksi kyllästysvirran saavuttamiseksi tarvittava jännite kasvaa lämpötilan kasvaessa?

3. Stefanin–Boltzmannin lain paikkansapitävyyden toteamiseksi piirretään hehkuteho P_f hehkulangan lämpötilan neljännen potenssin funktiona, jolloin tuloksena pitäisi olla suora. Hehkutehona voidaan käyttää tuloa $U_f I_f$, vaikka vain osa hehkulangasta toimii tehollisesti emittoivana pintana: koko P_f :n käyttäminen aiheuttaa vain vakiokertoimen muutoksen ja meille riittää todeta tehon ja lämpötilan neljännen potenssin lineaarinen riippuvuus.

Hyödyllistä lisätietoa:

Termisestä elektroniemissiosta

Rev. Mod. Phys. 21, 185 - 270 (1949)

Rev. Mod. Phys. 7, 95 - 128 (1935)

Proc. Phys. Soc. London 50, 496 (1938)

http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1928/richardson-lecture.pdf

27.5.2008

Optisesta pyrometristä

Pure & Appl. Chem. Vol. 60 No. 3 pp. 341-350 (1988)

Rev. Sci. Instrum. Vol. 72 No. 5 pp. 3366-3374 (2001)