

Simo Pokela

**MONILIITOSAURINKOKENNOJEN
ARKKITEHTUURIEN KEHITYS
2020-LUVULLA JA RAKENTEIDEN
FYSIKAALISET RAJOITTEET**

Kandidaatintyö
Tekniikan ja luonnontieteiden tiedekunta
Arto Aho
Kesäkuu 2022

TIIVISTELMÄ

Simo Pokela: Moniliitosaurinkokennojen arkkitehtuurien kehitys 2020-luvulla ja rakenteiden fysikaaliset rajoitteet
Kandidaatintyö
Tampereen yliopisto
Tekniikan ja luonnontieteiden TkK-tutkinto-ohjelma, matemaattisten aineiden DI-opettajankoulutus
Kesäkuu 2022

Aurinkokennojen arkkitehtuurin valtava kehitys viime vuosikymmenen aikana on mahdollistanut yksi- ja moniliitosaurinkokennojen hyötysuhteiden kasvun. Lisäksi kaupallisten aurinkokennojen kustannukset ovat laskeneet, mikä on parantanut aurinkokennojen valmiiksi hyvää kilpailukykyä. Kehityksen jatkuvuuden kannalta on tärkeää ymmärtää, mitkä ovat teoreettiset ylärajat erilaisien aurinkokennojen hyötysuhteille, minkälaiset tekijät määrittävät nämä ylärajat ja minkälaisia fysikaalisia rajoitteita on käytännössä otettava huomioon aurinkokennojen toiminnassa. Nykypäivän teknologialla saavutetut yksiliitosaurinkokennojen hyötysuhteet lähestyvät niiden termodynaamisia rajoja, jotka ovat noin 30–32 %:n alueella. Suurempien hyötysuhteiden saavuttamista varten on suunniteltava ja rakennettava moniliitosaurinkokennoja, joiden hyötysuhteiden termodynaamiset rajat ovat huomattavasti suuremmat kuin yksiliitosaurinkokennoissa.

Tässä kandidaatintyössä perehdytään lyhyesti puolijohteiden olennaisiin ominaisuuksiin, minkä jälkeen tehdään kirjallisuusselvitys aurinkokennojen teoreettisista maksimihyötysuhteista, näiden termodynaamisista rajoista ja neljästä tehohäviötä aiheuttavasta ulkoisesta tekijästä. Opinnäytetyön loppupuolella lasketaan yksi havainnollistava esimerkki yksi- ja moniliitosaurinkokennon maksimihyötysuhteesta, termodynaamisista rajoista ja ulkoisien tekijöiden aiheuttamista tehohäviöistä.

Tuloksien vertailun vuoksi tässä opinnäytetyössä tutkitaan ja ratkaistaan moniliitosaurinkokennon lisäksi myös yksiliitosaurinkokennon maksimihyötysuhde ja sisäiset sekä ulkoiset häviöt. Yksiliitosaurinkokennon maksimihyötysuhteeksi saatiin noin 31 %, joka on yhtenevä aikaisemmin tehtyjen tutkimuksien tuloksien kanssa. Moniliitosaurinkokennona käytettiin 6-liitosaurinkokennoa, jonka maksimihyötysuhteeksi saatiin noin 58 %, joka myös vastaa aikaisempien tutkimuksien tuloksia. Kun ulkoiset tekijät otettiin huomioon, ideaalisen yksiliitosaurinkokennon hyötysuhde pieneni melko realistiseen likiarvoon 22,5 %. Ideaalisen 6-liitosaurinkokennon hyötysuhde väheni ulkoisien tekijöiden vaikutuksesta noin 47,8 %:iin. Tämä arvo oli huomattavasti enemmän, mitä tässä työssä esimerkkinä ja vertailun kohteena käytetyn laboratoriossa valmistetun 6-liitosaurinkokennon hyötysuhde oli. Toisaalta ulkoisien tekijöiden tehohäviötä arvioitiin osittain yleisien arvojen tai samankaltaisten materiaalien ominaisuuksien avulla, joten tulokset ovat vain suuntaa antavia.

Avainsanat: aurinkokenno, moniliitosaurinkokenno, puolijohde, hyötysuhteen termodynaamiset rajat, fysikaaliset rajoitteet

Tämän julkaisun alkuperäisyys on tarkastettu Turnitin OriginalityCheck –ohjelmalla.

ABSTRACT

Simo Pokela: Development and physical limitations of multi-junction solar cell architectures in the 2020s
Bachelor's thesis
Tampere University
Engineering and Natural Sciences
June 2022

The enormous development of solar cells during the last decade have made it possible to the efficiencies of both single- and multi-junction solar cells to increase. Furthermore, the costs of commercial solar cells have decreased, which has improved the already great price competitiveness of solar cells. For the development to continue it is important to understand what the theoretical upper limits of efficiencies of different solar cells are, what kind of factors determine these upper limits and what kind of physical limitations in practice must be considered in operating solar cells. The achieved efficiencies of single-junction solar cells with today's technology are approaching their own thermodynamic limits which are approximately in the range of 30–32 %. To achieve higher efficiencies, multi-junction solar cells with significantly higher thermodynamic limits of efficiencies must be designed and built.

In this bachelor's thesis the relevant properties of semiconductors are examined followed by a literature survey of the theoretical maximum efficiencies of solar cells, the thermodynamic limits of these efficiencies and four external power loss factors. At the end of this thesis, one illustrative example of the maximum efficiencies of both single- and multi-junction solar cell, the thermodynamic limits of these efficiencies and the power losses caused by external factors are calculated.

In addition to the examination and calculation of the maximum efficiency and both internal and external losses of a multi-junction solar cell, the same calculations are done to a single-junction solar cell to make comparisons of the results. The calculated maximum efficiency of single-junction solar cell was approximately 31 % that agrees with the results of previously conducted research. The multi-junction solar cell used in the calculations was a six-junction solar cell, whose calculated maximum efficiency was approximately 58 % that also agrees with the results of previously conducted research. When external factors were considered, the efficiency of the ideal single-junction solar cell decreased to a quite realistic approximate value of 22,5 %. The efficiency of the ideal six-junction solar cell decreased by the effects of external factors to approximately 47,8 %. This value was significantly higher than the efficiency of the six-junction solar cell that was built in a laboratory and used in the example and comparisons in this thesis. On the other hand, the estimations of power losses of the external factors were made partially with generic values or using the properties of similar materials, so the results are only approximate.

Keywords: solar cell, multi-junction solar cell, semiconductor, thermodynamic limits of efficiency, physical limitations

The originality of this thesis has been checked using the Turnitin OriginalityCheck service.

ALKUSANAT

Haluan kiittää ohjaajaani Arto Ahoa tämän kandidaatintyön mielenkiintoisen aiheen ehdottamisesta, omia oppimistaitojani vahvistavista neuvoista ja koko työn kirjoitusprosessin ajan jatkuneesta tuesta. Haluan kiittää häntä myös ohjaamasta kandidaatintyötäni suuntaan, jossa tähän saakka oppimani tiedot ja taidot riittivät tämän melko laajan aiheen käsittelyyn. Olen myös kiitollinen, että hän pystyi jatkamaan tuen ja palautteen antoa, vaikka alkuperäinen aikatauluni pääsi venymään. Erityiset kiitokset menevät myös avo-
puolisolleni, joka auttoi minua pysymään motivoituneena ja viemään tämän kandidaatintyön loppuun asti.

Tampereella, 27.6.2022

Simo Pokela

SISÄLLYSLUETTELO

1. JOHDANTO	1
2. TEORIA	2
2.1 Puolijohteiden ja aurinkokennojen perustoimintaperiaatteet	2
2.1.1 Kiinteiden aineiden energiavyörakenteet.....	2
2.1.2 N- ja p-tyyppin puolijohteet.....	5
2.1.3 Energiavyörakenteen muuntelu.....	6
2.1.4 Pn-liitos.....	8
2.2 Fysikaaliset rajoitteet.....	9
2.2.1 Hyötysuhteen lausekkeen johto ja approksimaatiot.....	9
2.2.2 Sisäiset häviöt.....	13
2.2.3 Materiaalien laaduista ja toimintaolosuhteista riippuvat rajoitteet	19
3. YKSI- JA MONILIITOSAURINKOKENNON FYSIKAALISTEN RAJOJEN	
LASKENTA JA VERTAILU	25
3.1 Kaupallinen piistä valmistettu yksiliitosaurinkopaneeli	26
3.2 Korkea hyötysuhteinen 6-liitosaurinkokenno	28
4. YHTEENVETO.....	32
LÄHTEET	34

LYHENTEET JA MERKINNÄT

II-VI puolijohde	yhdistepuolijohde, joka koostuu jaksollisen järjestelmän ryhmän 2 ja 6 alkuaineista
III-V puolijohde	yhdistepuolijohde, joka koostuu jaksollisen järjestelmän ryhmän 3 ja 5 alkuaineista
Al	alumiini
AlAs	alumiiniarsenidi
AlGaAs	alumiinigalliumarsenidi
As	arseeni
Ga	gallium
GaAs	galliumarsenidi
GaInNAsSb	galliumindiumtyppiarseeniantimonidi
GaInP	galliumindiumfosfidi
Ge	germanium
InSb	indiumantimonidi
LED	engl. light-emitting diode
Si	pii
Te	telluuri
ZnS	sinkkisulfidi
ZnSe	sinkkiselenidi
α	absorptiokerroin
c	valon nopeus
E	energia
E_g	energia-aukko
E_g^i	i:nnen alakennon energia-aukko
E_t	aineen kidevirheen luoma elektronin energiatila
η	hyötysuhde
f_{series}	sarjaresistanssin kuluttaman tehon osuus
f_{shunt}	rinnakkaisresistanssin kuluttaman tehon osuus
h	Planckin vakio
I_0	valon intensiteetti väliaineen rajapinnalla
I_{MP}	aurinkokennon maksimitehoa vastaava sähkövirta
I_{SC}	oikosulkuvirta
$I(s)$	valon intensiteetti syvyydellä s aineessa
J	sähkövirran tiheys
J^i	i:nnen alakennon sähkövirran tiheys
J_{MP}	aurinkokennon maksimitehoa vastaava sähkövirran tiheys
J_{opt}	aurinkokennon optimaalinen sähkövirran tiheys
J_{opt}^i	i:nnen alakennon optimaalinen sähkövirran tiheys
k	Boltzmannin vakio
\mathbf{k}	aaltovektori
μ	kemiallinen potentiaali
n	fotonitiheys
n_0	valon tulosuunnassa olevan väliaineen taitekerroin
n_1	väliaineen taitekerroin, minne valo taittuu tai mistä valo heijastuu
ν	taajuus
Ω	avaruuskulma
Ω_{abs}	avaruuskulma, jolla aurinkokenno absorboi säteilyä
Ω_{emit}	avaruuskulma, jolla aurinkokenno säteilee ympärilleen
$P_{below E_g}$	absorboitumattomien fotonien aiheuttama tehohäviö

$P_{Boltzmann}$	Boltzmannin tekijän tehohäviö
P_{Carnot}	Carnot'n tekijän tehohäviö
P_{emis}	emissiosta aiheutuva tehohäviö
P_{emis}^i	emissiosta aiheutuva tehohäviö i:nnessä alakennossa
P_{in}	Auringon säteilyn intensiteetti
P_{max}	aurinkokennon maksimiteho
$P_{M,Boltzmann}$	moniliitoskennon Boltzmannin tekijän tehohäviö
$P_{M,Carnot}$	moniliitoskennon Carnot'n tekijän tehohäviö
P_{therm}	termalisaatiosta aiheutuva tehohäviö
P_{therm}^i	termalisaatiosta aiheutuva tehohäviö i:nnessä alakennossa
q	alkeisvaraus
R	heijastuvuus kahden väliaineen rajapinnassa
R_{CH}	karakteristinen resistanssi
R_{series}	aurinkokennon kanssa sarjaan kytketyn vastuksen resistanssi
R_{shunt}	aurinkokennon kanssa rinnan kytketyn vastuksen resistanssi
s	valon kulkema matka väliaineessa
T	lämpötila
T_A	aurinkokennon toimintalämpötila
T_S	Auringon lämpötila mustana kappaleena
V	jännite
V_{MP}	aurinkokennon maksimitehoa vastaava jännite
V_{OC}	avoimen piirin jännite
V_{opt}	aurinkokennon optimaalinen toimintajännite
V_{opt}^i	i:nnen alakennon optimaalinen toimintajännite
W_{OC}	avoimen piirin energia-aukko-jännite poikkeama
W_{opt}	optimaalinen energia-aukko-jännite poikkeama

1. JOHDANTO

Ilmastonmuutoksen myötä fossiilisten polttoaineiden käyttöä pyritään vähentämään asteittain ja uusiutuviin ja hiilineutraaleihin energialähteisiin investoidaan enemmän kuin koskaan ennen. Vuonna 2020 uusiutuvien energialähteiden yhteenlasketun kapasiteetin kasvu oli yli 256 GW, joka rikkoi edellisen ennätyksen melkein 30 %:lla [1, s. 30]. Uusiutuvista energialähteistä erityisesti tuuli- ja aurinkoenergia ovat kehittyneet viime vuosikymmenenä. Esimerkiksi vuonna 2020 globaalien tuulivoiman kapasiteetti kasvoi 53 % enemmän kuin vuonna 2019, mikä oli tuulienergian uusi ennätys [2, s. 6]. Aurinkovoimailoitten kustannukset ovat laskeneet yli 80 % viime vuosikymmenen aikana, mikä on parantanut niiden kilpailukykyä merkittävästi fossiilisten polttoaineiden tasolle [1, s. 161][3]. Vuoden 2020 sähkön tuotannosta 9,4 % on arvioitu olevan peräisin uusiutuvista energialähteistä, joiden osuus on kaksinkertainen verrattuna vuoden 2015 arvioon [4, s. 1].

Aurinkoenergiaa hyödyntävien aurinkokennojen toiminta perustuu puolijosteiden ominaisuuksiin, joista tärkeimpiä ovat säädettävissä oleva sähkön johtavuus ja valenssi- ja johtavuusvöiden välinen energia-aukko, jota voidaan muokata suuruudeltaan ja tyypiltään sopivaksi erilaisia pn-liitoksia varten. Pn-liitokset ovat aurinkokennon tärkeimpiä komponentteja, jossa fotonien absorptio aiheuttaa valojänniteilmiötä, johon aurinkokennon energiantuotanto perustuu. Moniliitosaurinkokennot voivat useamman pn-liitoksen avulla hyödyntää suurempaa valon aallonpituusväliä ja näin muuttaa tehokkaammin säteilyä energiaksi kuin yksiliitosaurinkokennot.

Aurinkoenergiaa hyödyntävien aurinkokennojen rooli tulee olemaan entistä merkittävämpi energiantuotannossa, joten niiden hyötysuhteiden parantaminen ja fysikaalisten rajoitteiden ymmärtäminen on tärkeää jatkuvan kehityksen kannalta. Tässä kandidaatintyössä perehdytään lyhyesti puolijosteiden tärkeimpiin ominaisuuksiin aurinkokennojen kannalta, johdetaan aurinkokennojen hyötysuhteille ja näiden rajoitteille lausekkeet ja lopuksi lasketaan yhden yksi- ja moniliitosaurinkokennon teoreettiset maksimihyötysuhteet, joita verrataan vastaavanlaisiin rakennettuihin ja testattuihin aurinkokennoihin.

2. TEORIA

Aurinkokennojen ja näiden hyötysuhteiden rajoitteiden tarkastelua varten on ensin ymmärrettävä puolijohdeiden ja niistä tehtyjen aurinkokennojen perustoimintaperiaatteet. Tämän työn kannalta puolijohdeiden tärkeimmät ominaisuudet, joita käytetään hyödyksi aurinkokennoissa, käydään läpi luvussa 2.1. Luvussa 2.2 tutkitaan aurinkokennojen olennaisia fysikaalisia rajoitteita, joita käytetään työn laskennallisessa osuudessa.

2.1 Puolijohdeiden ja aurinkokennojen perustoimintaperiaatteet

Kiinteitä alkuaineita ja yhdisteitä voidaan luokitella niiden sähkönjohtavuuden perusteella metalleihin, puolijohdeisiin ja eristeisiin. Metallit johtavat hyvin lämpöä ja sähköä, koska niiden elektronit voivat liikkua vapaasti aineen kidehilassa. Eristeiden kidehilassa varauksen kuljettajat, kuten ionit tai elektronit, ovat sitoutuneet tiukasti aineen kiderakenteessa, mikä aiheuttaa eristeiden suuren resistiivisyyden. Puolijohdeet ovat kuin eristeitä 0 K:n lämpötilassa, mutta niiden elektronit eivät ole yhtä voimakkaasti sidottuja kuin eristeiden elektronit. [5, s. 86]

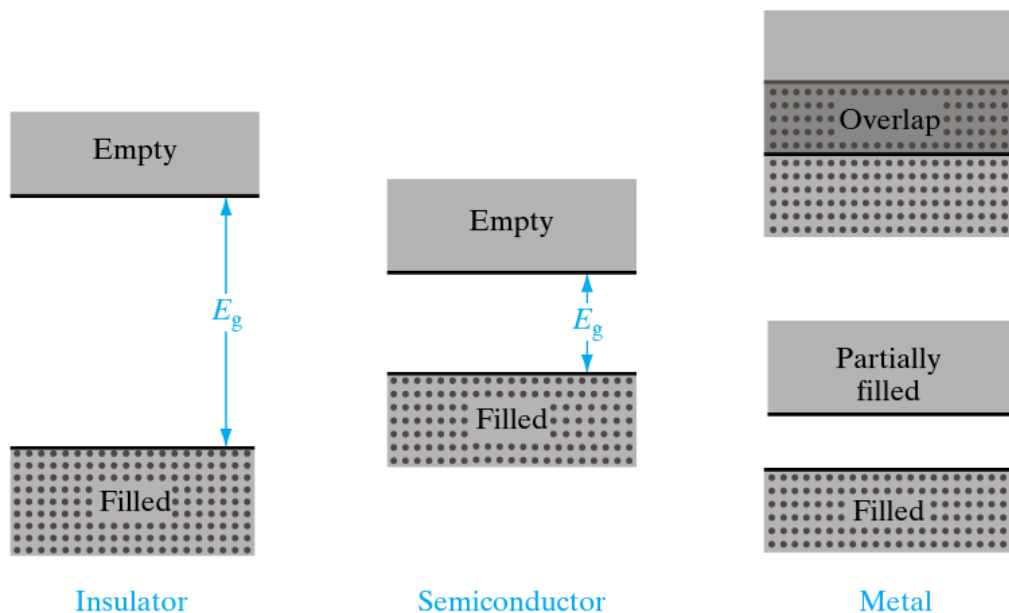
Puolijohdeiden elektronit voivat irrottautua atomien sidoksista absorboimalla lämpöenergiaa ympäristöstä tai virittymällä optisesti. Näistä virittymistavoista ensimmäinen mahdollistaa, että monet puolijohdeet johtavat sähköä huoneenlämpötilassa mutta kuitenkin huomattavasti huonommin kuin metallit. [5, s. 86] Aurinkokennojen toimintaperiaate perustuu puolijohdeiden elektronien kykyyn virittyä optisesti eli Auringon säteilyn avulla.

Luvussa 2.1.1 käydään läpi eri kiinteiden aineiden energiavyörakenteet ja verrataan niitä toisiinsa. Lisäksi määritellään puolijohdeiden suora ja epäsuora energia-aukkotyypit. Luvussa 2.1.2 määritellään puolijohdemateriaaleista valmistetut n- ja p-tyypin puolijohdeet. Luvussa 2.1.3 selitetään, kuinka puolijohdemateriaalien elektronirakennetta voidaan muokata seostamalla eri alkuaineita keskenään. Luvussa 2.1.4 perehdytään pn-liitokseen, joka on yksi aurinkokennojen tärkeimpiä komponentteja.

2.1.1 Kiinteiden aineiden energiavyörakenteet

Kiinteiden aineiden elektronirakenteita voidaan tutkia ratkaisemalla Schrödingerin ajasta riippumaton yhtälö elektronille atomissa, mitä on tarkasteltu esimerkiksi lähteessä [6, s. 44–49]. Tämän tuloksena tiedetään, että elektronien energiatilat ovat kvantittuneita eli

elektronit voivat olla vain tietyillä energiatiloilla. Kun atomit lähestyvät toisiaan ja muodostavat kovalenttisia sidoksia toisiensa kanssa, elektronien aaltofunktiot ja siten myös energiatilat limittyvät, jolloin lopputuloksena syntyy kaksi energiatiloiltaan käytännössä jatkuvaa energiavyötä. Energiatasoltaan alhaisempaa energiavyötä kutsutaan valenssi-
vyöksi, jolla elektronit ovat sitoutuneena aineen atomeihin. Korkeamman energiatason vyötä sanotaan johtavuusvyöksi, jolle nousseet elektronit pystyvät osallistumaan varauksen kuljettamiseen eli liikkumaan aineen kidehilassa vapaasti. Johtavuusvyöllä voi olla useita paikallisia energiaminimejä, mutta yleensä aineen luokittelussa käytetään johtavuusvyön pienintä energiainimiä. Tämän johtavuusvyön minimin ja valenssi-
vyön vä-
lissä on kaistaeroksi tai kielletyksi energiavyöksi kutsuttu energia-aukko (engl. band gap), jossa ei ole yhtään mahdollista miehitystilaa elektroneille. [5, s. 86–89, s. 92]



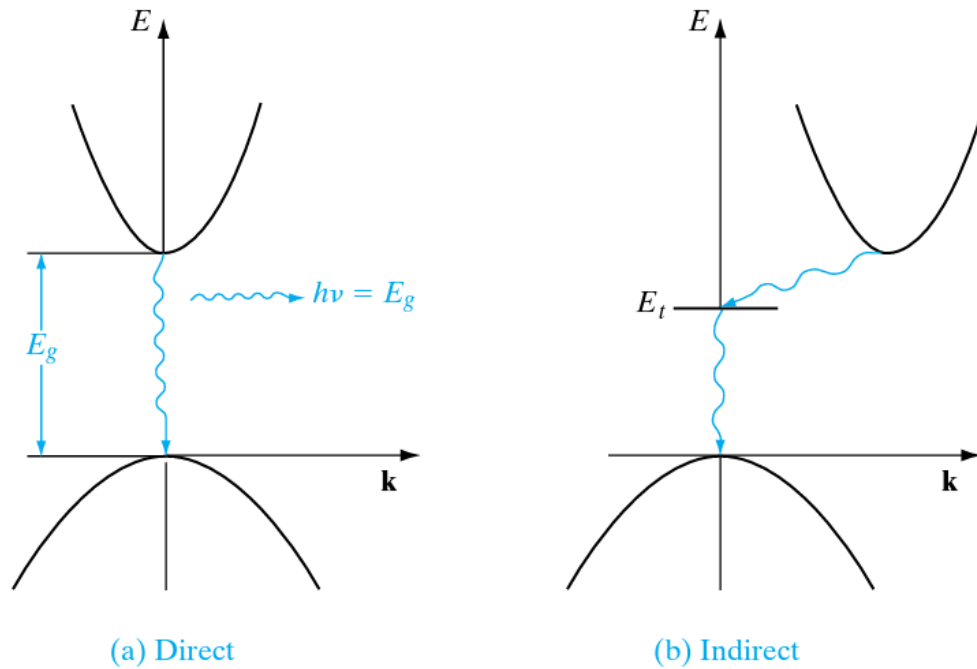
Kuva 1. Eristeiden, puolijohdeiden ja metallien yksinkertaistetut ja tyypilliset energiavyörakenteet. Alempi alue kuvaa valenssi-
vyötä ja ylempi johtavuusvyötä. [5, s.91]

Kuvassa 1 on havainnollistettu eristeiden, puolijohdeiden ja metallien tyypillisiä energiavyörakenteita 0 K:n lämpötilassa. Metallien energiavyöt ovat joko osittain päällekkäin tai johtavuusvyöllä on jo valmiiksi elektroneita perustilassa. Puolijohdeiden ja eristeiden ero on niiden energia-aukon E_g suuruus. Kuten taulukosta 1 voidaan todeta, puolijohdeilla energia-aukon suuruus on yleensä 0,1–3,5 eV. Eristeeksi voidaan luokitella esimerkiksi timantti, jonka energia-aukko on noin 7 eV [7, s. 456]. Energia-aukon suuruudelle ei ole kuitenkaan olemassa mitään sidottua arvoa, jota alhaisemmat luokiteltaisiin puolijohdeiksi ja jota korkeammat luokiteltaisiin eristeiksi. Erään määritelmän mukaan materiaali on puolijohde, jos sen energia-aukko on alle 3,0 eV, koska tätä suurempien energi-
aukkojen omaavien materiaalien sähkönjohtavuus laskee nopeasti [8].

Taulukko 1. Energia-aukkojen suuruuksia tyypillisille puolijohdemateriaaleille absoluutisessa nolapisteessä ja huoneenlämmössä, muokattu lähteestä. [7, s. 458]

Material	E_g (eV)	
	0 K	293 K
Si	1.15	1.11
Ge	0.74	0.67
Te	–	0.33
GaAs	1.53	1.35
InSb	0.23	0.16
ZnS	–	3.54

Lisäksi energia-aukot voidaan jakaa suoriksi ja epäsuoriksi energia-aukoiksi. Puolijohdemateriaalin energia-aukkotyyppi riippuu sen kiderakenteesta [6, s. 61]. Suoraa ja epäsuoraa energia-aukkoa on havainnollistettu kuvan 2 avulla, jossa elektronien mahdolliset energiatilat on esitetty aaltovektorin funktiona. Energia-aukkoa sanotaan suoraksi, kun valenssivyön energian maksimi ja johtavuusvyön energian minimi saadaan samalla liikemäärän eli aaltovektorin arvolla [6, s. 61]. Tällöin elektronit voivat siirtyä energiavyöltä toiselle absorboimalla tai säteilemällä fotonin, jolla on vähintään energia-aukon verran energiaa. Kun taas valenssivyön energian maksimi ja johtavuusvyön energian minimi saavutetaan eri aaltovektorin arvolla, energia-aukkoa sanotaan epäsuoraksi [6, s. 62]. Tällaisen energia-aukon ylittämiseksi elektronin liikemäärän täytyy muuttua energian lisäksi. Fotonien liikemäärät ovat kuitenkin hyvin pieniä verrattuna elektronien liikemääriin kidehilassa, joten tarvittava liikemäärän muutos on tapahduttava toisella tavalla [9, s. 162]. Yleisessä tapauksessa elektronin liikemäärä muuttuu kiinteässä aineessa, kun se absorboi tai emittoi fononin eli kvantittuneen värähtelyenergian kiderakenteessa. Kuvassa 2 on esitetty esimerkki, jossa elektroni siirtyy ensin johtavuusvyöltä kidevirheestä syntyvälle yksittäiselle energiatilalle E_t , joka sijaitsee valenssi- ja johtavuusvyön välissä. Liikemäärän muututtua elektronin täytyy enää luovuttaa energiaa esimerkiksi emittoimalla fotonin siirtyäkseen valenssivyölle. [5, s. 92]



Kuva 2. Energiavyöltä toiselle siirtyessä elektroni absorboi tai emittoi yhden tai useamman fotonin. (a) Suoran energia-aukon ylittäessä elektronin liikemäärä ei tarvitse muuttua. (b) Epäsuora energia-aukko, jossa elektronien liikemäärien on muututtava siirtymään energiavyöltä toiselle. [5, s. 92]

2.1.2 N- ja p-tyypin puolijohteet

Kun elektroni nousee johtavuusvyölle, valenssivyölle jää vapaa energiatila, joka vetää puoleensa lähellä olevia elektroneita. Tätä vapaata energiatilaa kutsutaan aukoksi, joka toimii positiivisen varauksen kuljettajana. Johtavuusvyöllä olevat elektronit toimivat negatiivisen varauksen kuljettajina. Itseispuolijohteisiksi (engl. intrinsic semiconductor) kutsutaan puolijohteita, joiden varauksen kuljettajat koostuvat vain elektroni-aukkopareista (engl. electron-hole pair), jotka syntyvät, kun elektroni virittyy johtavuusvyölle jättäen valenssivyölle aukon. Tällaisia ovat esimerkiksi jaksollisen järjestelmän neljännen pääryhmän alkuaineet pii ja germanium. Itseispuolijohteisiin sekoitetaan yleensä pieniä määriä seostusainetta (engl. dopant), joka lisää varauksen kuljettajien lukumäärää. Seostuksen (engl. doping) tarkoituksena on siis kasvattaa joko elektronien tai aukkojen määrää, mikä riippuu käytetystä seostusaineesta. [5, s. 103–104][7, s. 456–457] Tavallinen seostussuhde on luokkaa yksi seostusatomi miljoonaa atomia kohden [8]. Tällaisia puolijohteita kutsutaan seostepuolijohteeksi (engl. impurity semiconductor) [7, s. 460].

Esimerkiksi sekoittamalla puhtaaseen piihin jaksollisen järjestelmän viidennen pääryhmän alkuainetta, kuten esimerkiksi fosforia tai arseenia, saadaan niin sanottu n-tyypin

puolijohde. Tällaisessa puolijohdeessa seostusatomilla on viisi valenssielektronia, jolloin yksi elektroni jää lähes vapaaksi kiderakenteeseen yhtä seostusatomia kohti. Tämän elektronin miehittämä energiatila on hyvin lähellä johtavuusvyötä, jolloin kyseisen elektronin terminen viritys tapahtuu jo vain 50–100 K:n lämpötilassa. Samalla kun tämä elektroni virittyy johtavuusvyölle, seostusatomi muuttuu positiivisesti varautuneeksi ioniksi. N-typin puolijohdeessa käytettyä seostusainetta kutsutaan donoriksi (engl. donor). [5, s.104][7, s. 460] N-typin puolijohdeessa enemmistövarauksen kuljettajina (engl. majority carrier) toimivat siis elektronit [5, s.107].

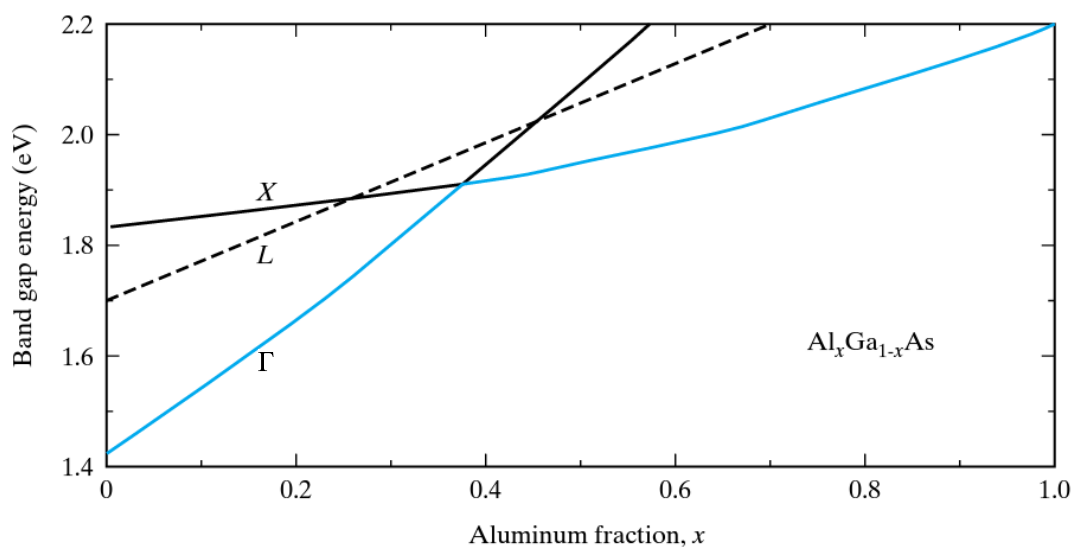
P-typin puolijohdeeksi sanotaan puolijohdetta, johon on sekoitettu alkuainetta, jolla on vähemmän valenssielektroneja kuin alkuperäisellä puhtaalla aineella. Energiavöiden kannalta tämä tarkoittaa, että lisätyt seostusatomit synnyttävät tyhjiä energiatiloja aivan valenssivyön yläpuolelle. Aineen elektronit voivat virittyä näille hieman ylempille energiatiloille jo yli 50 K:n lämpötilassa, jolloin valenssivyölle syntyy vapaita energiatiloja eli aukkoja, jotka toimivat p-typin puolijohdeessa enemmistövarauksen kuljettajina. Kun toisen atomin elektroni miehittää seostusatomien luoman tyhjän energiatilan, seostusatomi ionisoituu ja saa negatiivisen varauksen. P-puolijohde voidaan valmistaa esimerkiksi sekoittamalla piihin booria, jonka kaltaisia atomeja kutsutaan akseptoreiksi (engl. acceptor). [5, s. 105][7, s. 462]

2.1.3 Energiavyörakenteen muuntelu

Yhdistepuolijohdeet (engl. compound semiconductor) ovat kahdesta tai useammasta alkuaineesta koostuvia yhdisteitä, jotka voidaan luokitella puolijohdeiksi. Esimerkiksi binääristä (engl. binary) eli kahdesta alkuaineesta koostuvaa galliumarsenidia (GaAs) käytetään valoa emittoivissa diodeissa eli LED:issä (engl. light-emitting diode) ja aurinkokennoissa. Galliumarsenidin kaltaisia puolijohdeita sanotaan myös III-V yhdistepuolijohdeiksi, sillä gallium on jaksollisen järjestelmän kolmannesta pääryhmästä ja arseeni viidennestä pääryhmästä. Samalla tavalla sinkkiselenidin (ZnSe) kaltaisia puolijohdeita sanotaan II-VI yhdistepuolijohdeiksi. [5, s. 21–22] Mitä ionisempi sidos alkuaineiden välille muodostuu, sitä suurempi energia-aukko puolijohdemateriaalille syntyy. Esimerkiksi III-V yhdistepuolijohdeiden GaAs energia-aukko on noin 1,43 eV ja II-VI yhdistepuolijohdeiden ZnSe energia-aukko noin 2,7 eV [9, s. 26]. Lisäksi atomin koon kasvaessa aineen energia-aukko yleensä pienenee. Esimerkiksi piin energia-aukko on noin 1,11 eV, kun taas samassa pääryhmässä sijaitsevan mutta suuremman atomikoon omaavan germaniumin

energia-aukko on noin 0,67 eV [9, s. 26]. Näitä ominaisuuksia hyödyntämällä eri puolijohdeista voidaan valmistaa monia energiavyörakenteeltaan eroavia puolijohdemateriaaleja.

Energiavyörakenteita voidaan myös muokata korvaamalla osa yhdistepuolijohteen muodostavista atomeista eri alkuaineilla, joilla on kuitenkin yhtä paljon ulkoelektroneja kuin korvatulla alkuaineella. Esimerkiksi piistä ja germaniumista voidaan valmistaa seospuolijohdetta (engl. alloy semiconductor) $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$, jossa osa piistä on korvattu germaniumilla, jolla on samankaltaiset ominaisuudet kuin piillä. Kemiallisessa kaavassa x kuvaa germaniumin osuutta aineessa. Koska molemmilla alkuaineilla on neljä ulkoelektronia, seostuksessa aineen atomit eivät tuo ylimääräisiä elektroneja tai luo aukkoja materiaaliin. Lisäksi koska germaniumatomi on suurempi kuin piiatomi, materiaalin keskimääräinen kidehilavakio (engl. average lattice constant) kasvaa. [9, s. 56] Näin muodostetut puolijohdemateriaalit eivät ole siis seostepuolijohdeita, kuten aiemmin kuvatut n- ja p-tyyppin puolijohdeet. Koska puhtaan piin energia-aukko on noin 1,11 eV ja puhtaan germaniumin noin 0,67 eV, yhdistepuolijohteen $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ energia-aukolle voidaan asettaa arvoja 0,67–1,11 eV väliltä riippuen piin ja germaniumin suhteellisesta osuudesta materiaalissa [9, s. 56].



Kuva 3. $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$:n energia-aukon suuruus ja tyyppi alumiinin osuuden x funktiona. X ja L edustavat johtavuusvyöitä, joiden avulla laskettuna energia-aukko on epäsuora. Johtavuusvyön Γ avulla laskettu energia-aukko on suora. Sininen käyrä kuvaa materiaalissa vallitsevaa johtavuusvyötä, muokattu lähteestä. [5, s. 93]

Seostamalla alkuaineita, joilla on yhtä paljon ulkoelektroneja ja siten samankaltaisia ominaisuuksia keskenään, voidaan siis muokata energiavyörakenteita esimerkiksi muuttamalla energia-aukon suuruutta. Tämän lisäksi voidaan muokata yhdistepuolijohdeiden

energia-aukkotyyppejä, kun seostetaan alkuaineita, joilla on erityyppiset energia-aukot. Esimerkiksi GaAs:lla on suora energia-aukko ja alumiiniarsenidilla (AIAs) on epäsuora energia-aukko. Näiden seos on alumiinigalliumarsenidi $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, jossa x on alumiinin osuus aineessa. Koska alumiiniarsenidin energia-aukko on noin 2,16 eV, energia-aukon suuruus voidaan valita väliltä 1,43–2,16 eV muuttamalla alumiinin ja galliumin osuutta materiaalissa. Kun alumiinin osuus eli x on pienempi kuin 38 %, energiavyöryrakenteessa valenssi- ja johtavuusvyöiden pienin energia-aukko on tyypiltään suora. Suuremmilla alumiinin pitoisuuksilla aineen energiavyöryrakenteessa johtavuusvyön pienin energiainimi ja valenssivyön energiainimi saadaan eri aaltovektorin arvoilla, joten energia-aukko on tyypiltään epäsuora. [5, s. 92–94] Kuvassa 3 on esitetty, kuinka AlGaAs:n energia-aukon suuruus ja tyyppi muuttuvat alumiinin osuuden x funktiona.

2.1.4 Pn-liitos

Yhdistäessä p- ja n-tyyppin puolijohdetta fyysisesti toisiinsa niiden väliin syntyy alue, jota kutsutaan pn-liitokseksi (engl. p-n junction) [5, s.195]. Pimeässä olevissa pn-liitoksissa sähkövirta kulkee käytännössä vain toiseen suuntaan. Yleisimmät tasasuuntaukseen ja lojiikkapiireissä käytettävät diodit sisältävätkin tällaisen pn-liitoksen. Yksittäinen aurinkokenno koostuu yhdestä tai useammasta pn-liitoksesta. Pn-liitoksien lukumäärän perusteella aurinkokennot luokitellaan joko yksi- tai moniliitoksennoiksi. Koska aurinkokennot tuottavat positiivisen jännitteen ja negatiivisen sähkövirran, aurinkokennot eivät kulu vaan tuottavat tehoa.

P-tyyppin puolijohdemateriaalissa on paljon enemmän aukkoja kuin vapaita elektroneja, kun taas n-tyyppin puolijohdeessa tilanne on päinvastoin. Kun nämä kaksi eri puolijohdetyyppiä liitetään toisiinsa, materiaalien rajapinnassa n-tyyppin elektronit liikkuvat p-tyyppin puolelle ja p-tyyppin aukot liikkuvat n-tyyppin puolelle diffuusion vaikutuksesta. Puolijohdemateriaalien rajapinnassa tapahtuu paljon rekombinaatioksi kutsuttua ilmiötä, jossa toisensa kohtaavat elektronit ja aukot yhdistyvät, eli elektronit miehittää aineen kiderakenteessa olevan tyhjän energiatilan. Samalla n-tyyppin puolella seostusionien positiivinen varaus korostuu ja p-tyyppin puolella seostusionien negatiivinen varaus korostuu. Tämä synnyttää n-tyyppin puolelta p-tyyppin puolelle suuntautuvan sähkökentän, joka vastustaa elektronien hajautumista p-tyyppin puolelle ja aukkojen hajautumista n-tyyppin puolelle. Lopulta tämän sähkökentän vaikutus ja diffuusion vaikutus elektronien ja aukkojen liikkeessä kumoavat toisensa ja syntyy tasapainotila. [5, s.195–197]

Kun valon absorptio aineessa virittää elektronin johtavuusvyölle, se on vapaa liikkumaan ja kuljettamaan varausta johtavuusvyöllä. Metallien johtavuusvyöllä on paljon vapaita

elektroneita, mutta metalleissa ei vallitse mitään vuorovaikutusta, joka liikuttaisi vapaita elektroneita ja siten synnyttäisi sähkövirtaa. Puolijohteista tehdyssä pn-liitoksessa vaikuttaa kuitenkin sähkökenttä ja diffuusio, joiden avulla osa virittyneistä varauksista kuljettajista saadaan kerättyä, ennen kuin ne palaavat takaisin perustilaansa. Tässä työssä pn-liitoksessa tapahtuviin ilmiöihin, kuten varauksen kuljettajien rekombinaatioihin, ei tämän tarkemmin perehdytä, sillä aurinkokennojen termodynaamisia hyötysuhteita laskettaessa oletetaan, että tällaisia häviöitä ei tapahdu.

2.2 Fysikaaliset rajoitteet

Aurinkokennojen hyötysuhteiden termodynaamiset rajat kuvaavat, kuinka suurilla hyötysuhteiden arvoilla voidaan korkeintaan saavuttaa, jos ulkoiset häviöt voidaan poistaa kokonaan. Aurinkokennojen ulkoisia häviöitä aiheuttavat esimerkiksi valon heijastus ja absorptio aurinkopaneelien muissa osissa, aurinkokennojen varjostus, muodostuneiden varauksen kuljettajien epäonnistunut kerääminen ja säteilemätön rekombinaatio sekä korkea toimintalämpötila. Ulkoisten häviöiden lisäksi aurinkokennojen hyötysuhdetta alentavat sisäiset häviöt, joiden määräävät maksimihyötysuhteet muodostavat aurinkokennojen hyötysuhteiden termodynaamiset rajat.

Luvussa 2.2.1 johdetaan hyötysuhteen lauseke ja tutkitaan sen maksimipistettä energia-aukon ja jännitteen funktiona sekä arvioidaan käytettyjä approksimaatioita. Luvussa 2.2.2 käydään läpi viisi sisäistä häviötä, jotka määräävät aurinkokennojen hyötysuhteiden ylärajat. Luvussa 2.2.3 tutkitaan neljän eri ulkoisen tekijän vaikutuksia, jotka riippuvat aurinkokennon materiaaleista ja toimintaolosuhteista. Tässä kandidaatintyössä perehdytään lyhyesti vain resistiivisiin ja optisiin häviöihin, lämpötilan vaikutuksiin ja valon absorption voimakkuuteen absorptiokertoimen ja -pituuden avulla.

2.2.1 Hyötysuhteen lausekkeen johto ja approksimaatiot

Reversiibelisti toimivaa eli entropiaa tuottamatonta lämpövoimakonetta kutsutaan Carnot'n koneeksi, jonka hyötysuhde edustaa rakennettujen lämpövoimakoneiden hyötysuhteiden ylärajaa. Würfelin [10] ja Henryn [11] laskelmien mukaan aurinkoenergiaa sähköenergiaksi muuttavan Carnot'n koneen, jonka toimintalämpötila on 300 K, hyötysuhde on noin 93 %, kun Aurinkoa approksimoidaan 5 800 K:n mustaksi kappaleeksi. Tämä teoreettisen hyötysuhteen arvo on hieman alhaisempi kuin 5 800 K:n ja 300 K:n välillä toimiva Carnot'n kone, jonka hyötysuhde on noin 95 %. Ero johtuu siitä, että Auringon säteily on irreversiibeli eli vain yhteen suuntaan tapahtuva prosessi. [11] Aurinkokennojen hyötysuhteet ovat kuitenkin paljon edellä mainittuja hyötysuhteita alhaisempia, sillä

aurinkokennoilla on erilaisia sisäisiä häviöitä, joita ei voida poistaa käytännössä kokonaan.

Aurinkokennot muuttavat Auringon säteilyä sähköenergiaksi. Niiden tuottama teho riippuu siis Auringosta tulevan säteilyn fotonitiheydestä, jonka lauseke voidaan ilmoittaa fotonin energian E , säteilylähteen lämpötilan T , säteilyn kemiallisen potentiaalin μ ja säteilyn avaruuskulman Ω funktiona [12]:

$$n(E, T, \mu, \Omega) = \frac{2\Omega}{c^2 h^3} \frac{E^2}{e^{\frac{E-\mu}{kT}} - 1}, \quad (1)$$

missä c on valonnopeus, h on Planckin vakio ja k on Boltzmannin vakio. Yhtälöä (1) kutsutaan yleistyksi Planckin laiksi. Aurinkokennon tuottama sähkövirran tiheys J voidaan laskea integroimalla yhtälö (1) energian suhteen ja kertomalla tämä integraali alkeisvarauksella q . On kuitenkin huomioitava, että Kirchoffin lain mukaan aurinkokennon on myös emittoitava säteilyä, joten aurinkokennon tuottama sähkövirran tiheys on [12]

$$J = q \int_{E_g}^{\infty} n(E, T_S, 0, \Omega_{abs}) dE - q \int_{E_g}^{\infty} n(E, T_A, qV, \Omega_{emit}) dE, \quad (2)$$

missä T_S on Auringon lämpötila mustana kappaleena, Ω_{abs} on avaruuskulma, jonka alueella aurinkokenno absorboi säteilyä, T_A on aurinkokennon toimintalämpötila ja Ω_{emit} on avaruuskulma, jolla aurinkokenno säteilee ympärilleen. Auringon lämpösäteilyn kemiallinen potentiaali on nolla, kun taas aurinkokennon luminesenssisen säteilyn kemiallinen potentiaali $\mu = qV$, missä V on aurinkokennon yli oleva jännite. [12] Maasta katsottuna Auringon säteilyn avaruuskulma on $\Omega_{abs} \approx 6,8 * 10^{-5}$ steradiaania. Aurinkokennon säteilyn avaruuskulma on $\Omega_{emit} = \pi$. [11] Yhtälössä (2) oletetaan, että kaikki fotonit, joilla on tarpeeksi energiaa virittää elektroneita energia-aukon yli absorboituvat. Lisäksi yhtälössä (2) ei oteta huomioon sitä, että osa valosta absorboituu Maan ilmakehässä. Toisin sanoen yhtälön (2) avulla laskettu sähkövirran tiheys ja siten myöhemmin esitetyt eri sisäisten häviöiden lausekkeet ovat pätevämpiä avaruudessa kuin maanpinnalla. Yksinkertaisuuden vuoksi tässä opinnäytetyössä ei tutkita ilmakehän vaikutusta tarkemmin, mutta maanpinnalla toimivissa aurinkokennoissa sitä ei voitaisi jättää huomiotta.

Yhtälössä (2) laskettavissa integraaleissa voidaan käyttää Boltzmannin approksimaatiota, jossa jakajassa oleva -1 jätetään huomiotta. Tällöin laskettava integraali on muodoltaan seuraavanlainen:

$$\int_{E_1}^{E_2} \frac{E^2}{e^{\frac{E-\mu}{kT}}} dE = \gamma(E_1, T) e^{\frac{\mu-E_1}{kT}} - \gamma(E_2, T) e^{\frac{\mu-E_2}{kT}}, \quad (3)$$

missä käytetään yhtälöä (4) [12]:

$$\gamma(E, T) = \frac{2kT}{c^2 h^3} (E^2 + 2EkT + 2k^2 T^2). \quad (4)$$

Koska yhtälössä (2) integraalien ylärajana on ääretön, yhtälön (3) toinen termi lähestyy nollaa. Tällöin voidaan approksimoida yhtälön (2) analyyttinen ratkaisu [12]:

$$J \approx q \left(\Omega_{abs} \gamma(E_g, T_S) e^{\frac{-E_g}{kT_S}} - \Omega_{emit} \gamma(E_g, T_A) e^{\frac{qV - E_g}{kT_A}} \right). \quad (5)$$

Boltzmannin approksimaatio antaa yhtälössä (5) hieman todellista sähkövirran tiheyttä pienempiä arvoja, kun aurinkokennon energia-aukko on pieni. Noin 0,5 eV:n energia-aukolla analyyttisesti laskettu sähkövirran tiheys on noin 10 % pienempi kuin numeerisesti ratkaistu. Tätä alempia energia-aukkoja omaavia materiaaleja ei yleensä käytetä aurinkokennoissa, joten approksimaatio on järkevä tehdä analyyttisen ratkaisun saamiseksi. Lisäksi yhtälöllä (5) ratkaistut sähkövirran tiheyden arvot ovat numeerisesti laskettuja arvoja hieman suurempia, kun energia-aukko on enemmän kuin 5,0 eV. [12] Toisaalta näin korkeita energia-aukkoja omaavia materiaaleja ei myöskään käytetä aurinkokennoissa, joten Boltzmannin approksimaatio on järkevä tehdä, kun materiaalien energia-aukot ovat arvoiltaan välillä 0,5–5,0 eV.

Aurinkokennon hyötysuhde on [12]

$$\eta = \frac{JV}{P_{in}}, \quad (6)$$

missä P_{in} on Auringon säteilyn intensiteetti. Maksimihyötysuhdetta vastaava energia-aukko voidaan ratkaista yhtälön (6) osittaisderivaatan nollakohdan avulla, kun jännite pidetään vakiona [12]:

$$\left(\frac{\delta \eta}{\delta E_g} \right)_V = 0. \quad (7)$$

Yhtälöstä (7) optimaalisen toimintajännitteen V_{opt} ja energia-aukon riippuvuudelle saadaan yhtälö (8) [12]:

$$qV_{opt} = E_g \left(1 - \frac{T_A}{T_S} \right) - T_A k \ln \left(\frac{\Omega_{emit}}{\Omega_{abs}} \right). \quad (8)$$

Toisaalta hyötysuhde riippuu myös jännitteestä, joten on laskettava myös osittaisderivaatan nollakohta jännitteen suhteen [12]:

$$\left(\frac{\delta \eta}{\delta V} \right)_{E_g} = 0. \quad (9)$$

Yhtälön (8) johtamisessa käytetty Boltzmannin approksimaatio antaa riittävän tarkkoja tuloksia, kun ehto $E_g > 0,5$ eV on voimassa. Optimaalinen toimintajännite V_{opt} on siis

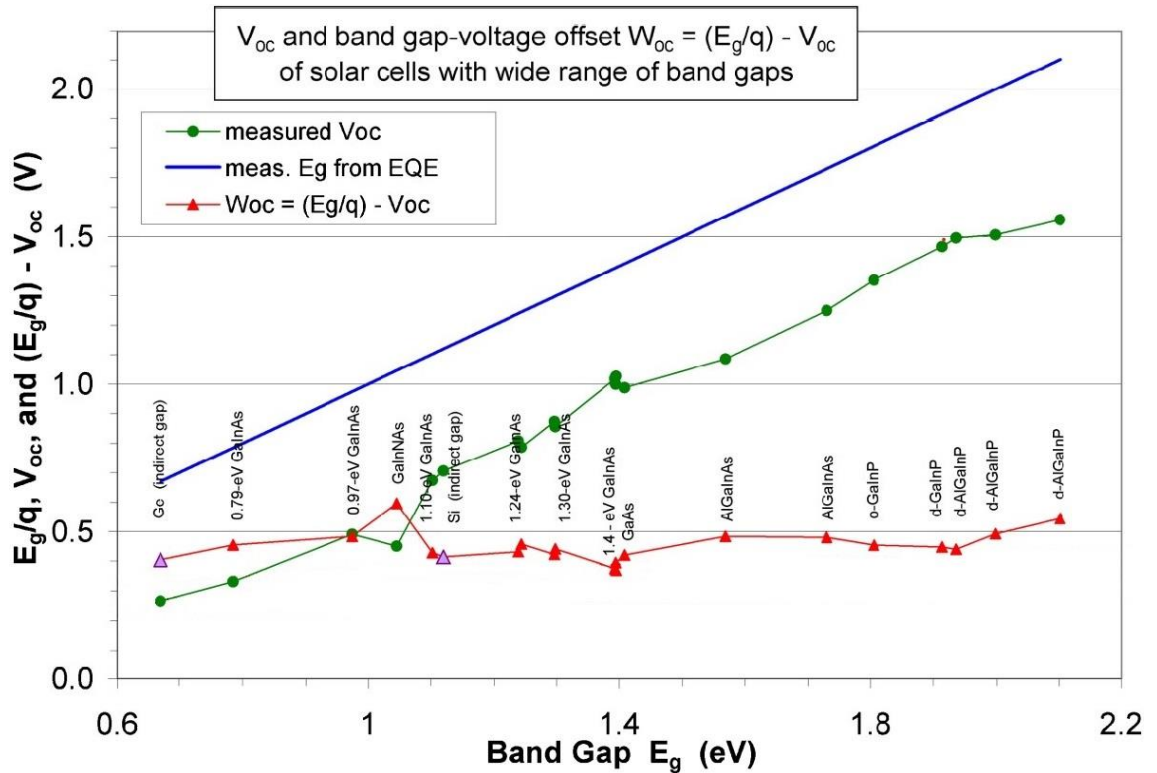
aurinkokennon maksimitehoa vastaavan jännitteen V_{MP} arvio. Kun aurinkokennoa valaistetaan maksimikonsentraatiolla, jolloin siis pätee ehto $\Omega_{emit} = \Omega_{abs}$, ja kun yhtälöt (7) ja (9) toteutuvat yhtä aikaa, yhtälö (8) antaa tarkan arvon jännitteestä V_{MP} optimaalisella energia-aukon arvolla. Muilla energia-aukon arvoilla voidaan approksimoida jännitettä V_{MP} yhtälön (8) avulla. Tällöin siis analyttisesti ja numeerisesti ratkaistut optimaalisen toimintajännitteen ja energia-aukon suhteet V_{opt}/E_g eroavat hieman toisistaan: Yhtälön (7) analyttinen ratkaisu antaa hieman korkeampia jännitteitä optimaalista energia-aukkoa suuremmilla energia-aukon arvoilla kuin numeerinen ratkaisu. Lisäksi optimaalista energia-aukkoa pienemmillä energia-aukon arvoilla analyttisesti lasketut jännitteet ovat hieman pienempiä kuin numeerisesti lasketut. Toisaalta nämäkin erot ovat hyvin pieniä, sillä 0,1 eV:n ero optimaalisesta energia-aukon arvosta aiheuttaa analyttisesti ja numeerisesti ratkaistujen suhteiden V_{opt}/E_g välillä vain alle 0,004 V/eV:n eron. Edellä mainittujen approksimaatioiden yhteisvaikutus on, että analyttisesti lasketut hyötysuhteet ovat hieman numeerisesti ratkaistuja arvoja pienempiä alhaisilla energia-aukon arvoilla ja hieman suurempia suuremmilla energia-aukon arvoilla. [12]

Käytännössä aurinkokennoja on mahdotonta valaista maksimikonsentraatiolla, jolloin $\Omega_{emit} > \Omega_{abs}$ on tosi. Tällöin yhtälön (8) avulla lasketut aurinkokennojen yli olevat jännitteet ovat suurempia kuin ne todellisuudessa ovat. Kun määritetään moniliitoskennojen maksimihyötysuhteita ja tutkitaan näiden riippuvuutta käytetyistä energia-aukoista ja toimintajännitteistä, voidaan määritellä esimerkiksi kennon ideaalisuutta kuvaava energia-aukko-jännite poikkeama (engl. band gap-voltage offset) avoimessa piirissä [13]:

$$W_{OC} = \frac{E_g}{q} - V_{OC}. \quad (10)$$

Mitä pienempi W_{OC} on, sitä ideaalisemmin aurinkokenno tuottaa jännitettä. Maksimikonsentraatioilla valaistu yksiliitosaurinkokenno, jonka energia-aukko on $E_g = 1,10$ eV, maksimihyötysuhde saavutetaan, kun optimaalisen toimintajännitteen arvo on arvoltaan $V_{opt} = 1,045$ V [12]. Tällöin yhtälöllä (10) ratkaistu aurinkokennon optimaalinen energia-aukko-jännite poikkeama on $W_{opt} = 0,055$ V. Yhden Auringon valaistuksessa on kuitenkin mitattu, että piistä tehdyn aurinkokennon, jonka energia-aukko on $E_g = 1,12$ eV ja avoimen piirin jännite on $V_{OC} = 0,706$ V, energia-aukko-jännite poikkeama avoimessa piirissä on $W_{OC} = 0,414$ V [13]. Kuvassa 4 on esitetty yleisistä puolijohdemateriaaleista valmistettujen aurinkokennojen avoimen piirin jännitteet V_{OC} , materiaalien energia-aukot E_g ja näiden avulla lasketut energia-aukko-jännite poikkeamat W_{OC} . Kuvasta 4 voidaan todeta, että W_{OC} :n arvot ovat useimmilla puolijohteista valmistetuilla aurinkokennoilla lähellä arvoa 0,5 V, joka on huomattavasti enemmän kuin aiemmin lasketun W_{opt} :n arvo.

Aurinkopaneelien suunnittelussa ja toiminnassa nämä erot W_{OC} :n ja siten V_{OC} :n arvojen välillä olisi otettava huomioon, mutta tässä opinnäytetyössä niitä ei huomioida yksinkertaisuuden vuoksi.



Kuva 4. Kokeellisesti ratkaistuja jännitteen V_{OC} ja energia-aukkojännitteen W_{OC} arvoja energia-aukon funktiona yhden Auringon valaistuksessa. W_{OC} pysyy suurin piirtein vakiona tutkitulla energia-aukkoalueella, muokattu lähteestä [13].

2.2.2 Sisäiset häviöt

Aurinkokennon yli on avoimen piirin jännite V_{OC} , kun sähkövirtaa ei ole. Asettamalla siis sähkövirran tiheys nolaksi yhtälössä (5) voidaan johtaa lauseke avoimen piirin jännitteelle [12]:

$$qV_{OC} = E_g \left(1 - \frac{T_A}{T_S}\right) - kT_A \ln \left(\frac{\Omega_{emit}}{\Omega_{abs}}\right) + kT_A \ln \left(\frac{\gamma(E_g, T_S)}{\gamma(E_g, T_A)}\right). \quad (11)$$

Yhtälön (11) oikealla puolella ensimmäistä termiä kutsutaan Carnot'n häviöksi, joka perustuu termodynamiikan toiseen pääsääntöön, jonka mukaan lämpöenergiaa ei voi muuttaa kokonaan työksi. Tämän tekijän aiheuttama tehohäviö on [12]

$$P_{Carnot} \approx \frac{E_g}{q} \left(\frac{T_A}{T_S}\right) J_{opt}, \quad (12)$$

missä optimaalinen sähkövirran tiheys yksiliitosaurinkokennon tapauksessa on [12]

$$J_{opt} \approx q\Omega_{abs}e^{\frac{-E_g}{kT_S}} \left(\gamma(E_g, T_S) - \gamma(E_g, T_A) \right), \quad (13)$$

mikä on ratkaistu sijoittamalla yhtälön (8) ratkaisu yhtälöön (5). Yhtälön (11) toista termiä kutsutaan Boltzmannin häviöksi, jota tapahtuu, kun aurinkokenno säteilee suuremmalla avaruuskulmalla kuin se absorboi tulevaa säteilyä. Tämän entropian kasvun aiheuttama tehohäviö on [12]

$$P_{Boltzmann} \approx \frac{kT_A}{q} \ln \left(\frac{\Omega_{emit}}{\Omega_{abs}} \right) J_{opt}. \quad (14)$$

Kolmas termi kasvattaa hieman avoimen piirin jännitettä. Tätä tapahtuu, kun varausten kuljettajien eli elektronien vapaat energiat kasvavat, kun säteilijän ja absorboijan lämpötilat eivät ole samoja. Elektronin lisääntynyt vapaa energia on käytännössä liike-energiaa, joka muuttuu aineen kiderakenteen lämmöksi. Termodynamiikan toisen pääsääntön mukaan elektronien kokonaisentropia kuitenkin kasvaa virittymis- ja jäähtymisprosessien jälkeen. Lopputuloksena aurinkokennon avoimen piirin jännite V_{OC} kasvaa hieman varausten kuljettajien jäähtymisessä siirtyvän entropian vuoksi. [12]

Carnot'n ja Boltzmannin häviöt laskevat aurinkokennon jännitettä. Kolmas jännitettä laskeva tekijä on termalisaatio (engl. thermalisation), josta aiheutuvat häviöt ilmenevät aurinkokennon lämpenemisenä. [11][12][14] Tätä ilmiötä tapahtuu, kun energia-aukkoa suuremman määrän energiaa saava elektroni virittyy johtavuusvyölle, minkä jälkeen ylijäänyt energia muuttuu elektronin liike-energiaksi. Tämä liike-energia muuttuu kuitenkin ajan kuluessa lämmöksi, kun elektroni saavuttaa tasapainotilan ympäristönsä kanssa. Termalisaation aiheuttama tehohäviö lasketaan kahden integraalin avulla käyttäen yhtälöä (1): [12]

$$P_{therm} = \int_{E_g}^{\infty} En(E, T_S, 0, \Omega_{abs})dE - E_g \int_{E_g}^{\infty} n(E, T_S, 0, \Omega_{abs})dE. \quad (15)$$

Käyttämällä Boltzmannin approksimaatiota saadaan analyttinen ratkaisu termalisaatiosta johtuvalle tehohäviölle [12]:

$$P_{therm} \approx \Omega_{abs}e^{\frac{-E_g}{kT_S}} \left(\chi(E_g, T_S) - E_g\gamma(E_g, T_S) \right), \quad (16)$$

missä käytetään yhtälöä (17) [12]:

$$\chi(E, T) = \frac{2kT}{c^2h^3} (E^3 + 3E^2kT + 6Ek^2T^2 + 6k^3T^3). \quad (17)$$

Lisäksi kaksi muuta sisäistä häviötä rajoittavat aurinkokennosta saatavaa sähkövirtaa. Kirchoffin lain mukaan aurinkokennon on emittoitava osan absorboimastaan säteilystä. Aurinkokennon säteilyn tehohäviö on [12]

$$P_{emis} = E_g \int_{E_g}^{\infty} n(E, T_A, qV_{opt}, \Omega_{emit}) dE \approx \Omega_{emit} E_g \gamma(E_g, T_A) e^{\frac{qV_{opt} - E_g}{kT_A}}, \quad (18)$$

missä on käytetty Boltzmannin approksimaatiota. Yhtälön (8) tulosta apuna käyttäen yhtälö (18) sievenee muotoon [12]:

$$P_{emis} \approx \Omega_{abs} E_g \gamma(E_g, T_A) e^{-\frac{E_g}{kT_S}}. \quad (19)$$

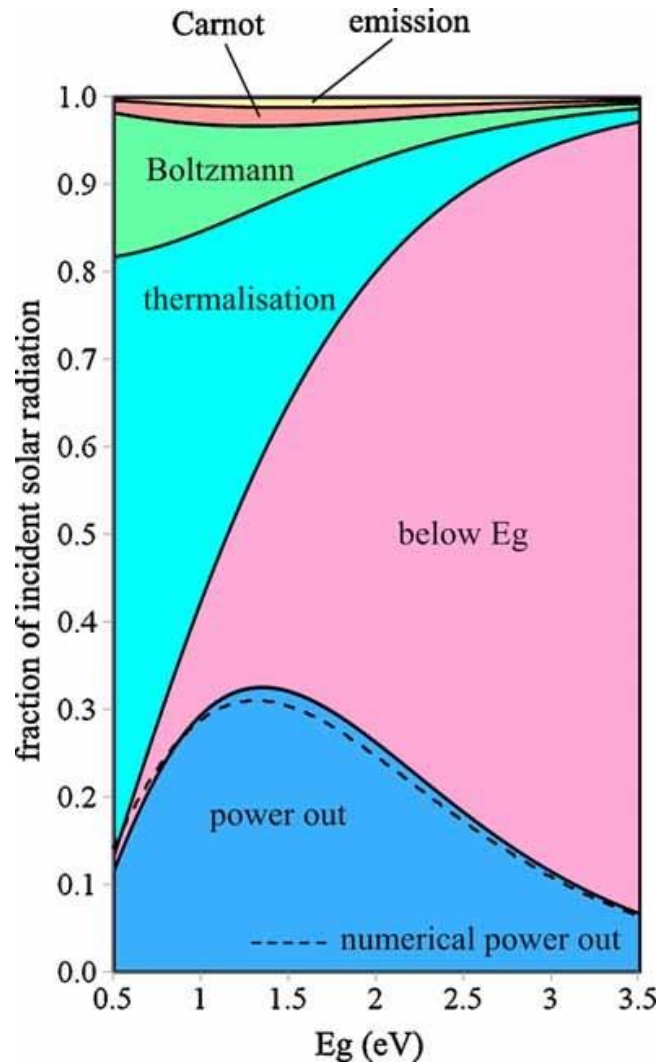
Aurinkokennon läpi kulkevien fotonien aiheuttama tehohäviö voidaan laskea käyttäen yhtälöä (1) ja Boltzmannin approksimaatiota [12]:

$$P_{below E_g} = \int_0^{E_g} E n(E, T_S, 0, \Omega_{abs}) dE \approx \Omega_{abs} \left(\chi(0, T_S) - e^{-\frac{E_g}{kT_S}} \chi(E_g, T_S) \right), \quad (20)$$

Aurinkokennon läpi menevät ja sen säteilemät fotonit eivät osallistu sähkövirran tuotantoon kennossa, joten nämä kaksi tekijää rajoittavat aurinkokennon tuottamaa sähkövirtaa. Yhteensä siis viisi häviötä pienentävät yksiliitoskennon hyötysuhdetta niin kutsuttuun Shockley–Queisser-rajaan, joka on noin 30–32 %. [11][12][14] Jotta näiden häviöiden osuus koko Auringon säteilemästä intensiteetistä voitaisiin selvittää, jokainen häviö on jaettava Auringon säteilyn intensiteetillä [12]:

$$P_{in} = \int_0^{\infty} E n(E, T_S, 0, \Omega_{abs}) dE \approx \Omega_{abs} \chi(0, T_S), \quad (21)$$

missä on käytetty myös Boltzmannin approksimaatiota. Auringon säteilyn intensiteetiksi saadaan yhtälön (21) avulla noin $1\,280\text{ W/m}^2$, jonka arvo on lähellä Maan ilmakehän ulkopuolella olevaa Auringon säteilyn intensiteettiä.



Kuva 5. Sisäisten häviöiden ja aurinkokennon tuottaman tehon osuus materiaalin energia-aukon funktiona, kun kaikki säteily otetaan huomioon. Käytettyjen approksimaatioiden vaikutusta on havainnointu numeerisesti lasketun katkoviivakäyrän avulla. Analyytisesti ja numeerisesti ratkaistujen hyötysuhteiden ero on korkeimmillaan 1,9 %. [12]

Kuvassa 5 on esitetty näiden sisäisten tehohäviöiden ja yksiliitosaurinkokennon tuottaman tehon osuudet käytetyn materiaalin energia-aukon funktiona. Kuvan 5 mukaan aurinkokennon, jossa käytetyn puolijohdemateriaalin energia-aukko on 1,0 eV tai vähemmän, termalisaatiohäviö on suurin tehohäviö. Kun aurinkokennon energia-aukko on yli 1,5 eV, termalisaatiohäviöt vähenevät, mutta merkittävä osa säteilystä kulkee aurinkokennon lävitse absorboitumatta, jolloin yksiliitosaurinkokennon maksimihyötysuhde laskee merkittävästi. Kuvasta 5 voidaan päätellä, että yksiliitoskennon maksimihyötysuhde saavutetaan energia-aukon likiarvolla 1,3 eV.

Moniliitoskennojen tapauksessa on huomioitava jokainen alakenno (engl. subcell) ja tämän sisäiset häviöt erikseen. Oletetaan, että moniliitoskennon ylin alakenno absorboi kaiken säteilyn, jolla on suurempi tai yhtä suuri energia kuin kyseisen kennon energia-

aukko. Tällöin ylimmän alakennon alapuolella oleva alakkenno voi absorboida vain säteilyä, joka on läpäissyt ylimmän kennon ja jolla on suurempi tai yhtä suuri energia kuin toiseksi ylimmän kennon energia-aukko. Merkitään päällimmäisen alakennon energia-aukoksi E_g^1 , sen alapuolella olevan alakennon energia-aukoksi E_g^2 ja niin edelleen. Lisäksi oletetaan, että kaikkien alakenttien toimintalämpötilat ovat yhtä suuria. Yksittäisen pn-liitoksen tuottama sähkövirran tiheys on tällöin:

$$J^i = q \int_{E_g^i}^{E_g^{i-1}} n(E, T_S, 0, \Omega_{abs}) dE - q \int_{E_g^i}^{E_g^{i-1}} n(E, T_A, qV_{opt}^i, \Omega_{emit}) dE, \quad (22)$$

missä J^i , E_g^i ja V_{opt}^i ovat i :nnten pn-liitoksen sähkövirran tiheys, energia-aukko ja yli oleva optimaalinen jännite tässä järjestyksessä. Ylimmän alakennon tapauksessa integraalin ylärajaksi asetetaan $E_g^0 = \infty$ kuten yksiliitoksen tapauksessa. Boltzmannin approksimaatiota käyttäen ja yhtälön (3) avulla yhtälö (22) sievenee muotoon:

$$J^i \approx q\Omega_{abs} \left(\gamma(E_g^i, T_S) e^{\frac{-E_g^i}{kT_S}} - \gamma(E_g^{i-1}, T_S) e^{\frac{-E_g^{i-1}}{kT_S}} \right) - q\Omega_{emit} \left(\gamma(E_g^i, T_A) e^{\frac{qV_{opt}^i - E_g^i}{kT_A}} - \gamma(E_g^{i-1}, T_A) e^{\frac{qV_{opt}^i - E_g^{i-1}}{kT_A}} \right). \quad (23)$$

Kun yhtälön (8) ratkaisua optimaaliselle jännitteelle V_{opt} sovelletaan yksittäisen alakennon tapauksessa, yhtälö (23) sievenee muotoon:

$$J^i \approx q\Omega_{abs} \left(e^{\frac{-E_g^i}{kT_S}} \left(\gamma(E_g^i, T_S) - \gamma(E_g^i, T_A) \right) + e^{\frac{-E_g^{i-1}}{kT_S}} \left(\gamma(E_g^{i-1}, T_A) - \gamma(E_g^{i-1}, T_S) \right) \right). \quad (24)$$

Kun moniliitoksenkennossa on m kappaletta alakenttiä, moniliitoksen Carnot'n tekijän aiheuttama tehohäviö voidaan laskea summaamalla kaikkien alakenttien Carnot'n häviöt:

$$P_{M,Carnot} \approx \sum_{i=1}^m \frac{E_g^i}{q} \left(1 - \frac{T_A}{T_S} \right) J^i \quad (25)$$

Samalla tavalla voidaan laskea m kappaletta alakenttiä sisältävän moniliitoksen Boltzmannin tekijän aiheuttama tehohäviö:

$$P_{M,Boltzmann} \approx \sum_{i=1}^m \frac{kT_A}{q} \ln \left(\frac{\Omega_{emit}}{\Omega_{abs}} \right) J^i \quad (26)$$

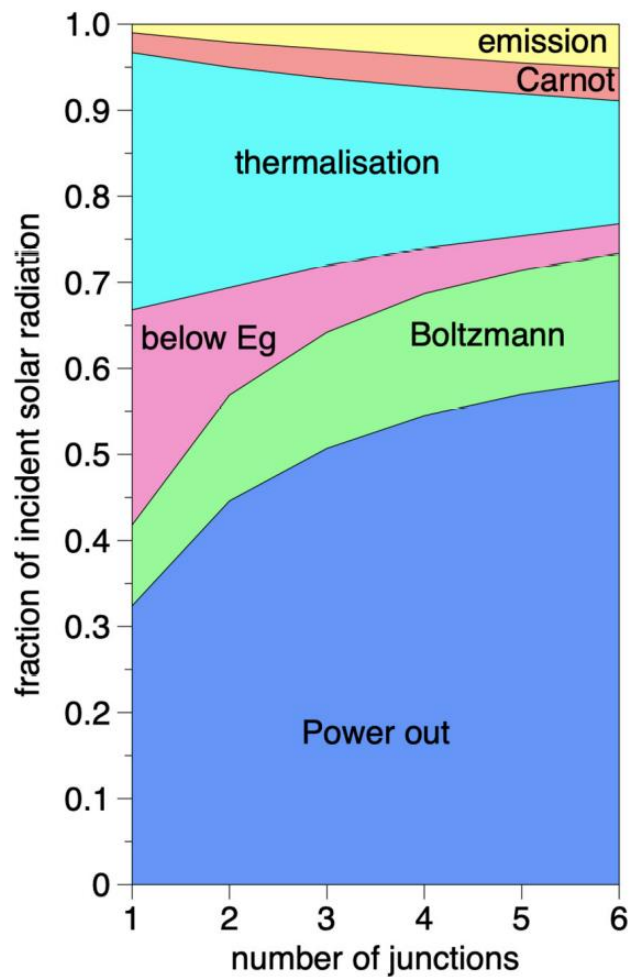
Yksittäisen alakennon termalisaatiosta johtuva häviö voidaan laskea muuttamalla hie-
man yhtälöä (15):

$$P_{therm}^i = \int_{E_g^i}^{E_g^{i-1}} E n(E, T_S, 0, \Omega_{abs}) dE - E_g^i \int_{E_g^i}^{E_g^{i-1}} n(E, T_S, 0, \Omega_{abs}) dE. \quad (27)$$

Käyttämällä Boltzmannin approksimaatiota ja laskemalla integraalit yhtälö (27) sievenee muotoon:

$$P_{therm}^i \approx \Omega_{abs} \left(\begin{array}{l} e^{\frac{-E_g^i}{kT_S}} (\chi(E_g^i, T_S) - E_g^i \gamma(E_g^i, T_S)) + \\ e^{\frac{-E_g^{i-1}}{kT_S}} (E_g^i \gamma(E_g^{i-1}, T_S) - \chi(E_g^{i-1}, T_S)) \end{array} \right). \quad (28)$$

Koko moniliitoskennon termalisaatiosta johtuvat häviöt saadaan summaamalla yksittäisien alakennojen termalisaatiohäviöt yhtälön (28) avulla.



Kuva 6. Sisäisten häviöiden ja aurinkokennon tuottaman tehon osuus kennon pn-liitosten lukumäärän funktiona, kun kaikki säteily otetaan huomioon. Aurinkokennon pn-liitosten energia-aukot ovat valittu optimaalisesti maksimihyötysuhteen saavuttamiseksi.

Integraalien ylärajoja muuttamalla yhtälöstä (18) voidaan johtaa myös lauseke yksittäisen alakennon emissiohäviölle:

$$P_{emis}^i = E_g^i \int_{E_g^i}^{E_g^{i-1}} n(E, T_A, qV_i, \Omega_{emit}) dE$$

$$\approx \Omega_{emit} E_g^i \left(\gamma(E_g^i, T_A) e^{\frac{qV_{opt}^i - E_g^i}{kT_A}} - \gamma(E_g^{i-1}, T_A) e^{\frac{qV_{opt}^i - E_g^{i-1}}{kT_A}} \right). \quad (29)$$

Sijoittamalla yksittäisen alakennon optimaalisen jännitteen ratkaisu yhtälöstä (8) yhtälö (29) sievenee muotoon:

$$P_{emis}^i \approx \Omega_{abs} E_g^i \left(\gamma(E_g^i, T_A) e^{\frac{-E_g^i}{kT_S}} - \gamma(E_g^{i-1}, T_A) e^{\frac{-E_g^{i-1}}{kT_S}} \right). \quad (30)$$

Summaamalla puolestaan kaikkien alakenttien emissiohäviöt saadaan koko moniliitoskennon emissiohäviö. Moniliitosaurinkokennon läpi menevät fotonit, joilla ei ole tarpeeksi energiaa virittää elektroneita alimmassakaan alakennossa, jonka energia-aukko on pienin kaikista alakentistä. Moniliitoskennossa absorboitumattomien fotonien aiheuttama tehohäviö voidaan laskea siis yhtälön (20) avulla, kun integraalin ylärajaksi asetetaan alhaisin energia-aukko, jota moniliitoskennossa käytetään.

Kuvassa 6 on esitetty sisäisten häviöiden osuudet ja aurinkokennon maksimihyötysuhde kennon pn-liitosten lukumäärän funktiona. Pn-liitosten energia-aukot ovat valittu optimaalisesti maksimihyötysuhteen saavuttamiseksi. Kuvasta 6 voidaan arvioida termaliisaatiohäviöiden olevan suurin sisäinen tehohäviö, mutta pn-liitosten lukumäärän kasvaessa sen ja absorboitumattomien fotonien osuudet pienenevät huomattavasti. Kuudella optimaalisesti valitulla pn-liitoksella aurinkokennon teoreettinen maksimihyötysuhde on lähes 60 %. Koska jokainen alakenno säteilee ympärilleen ja muuttaa Auringon säteilyä sähkövirraksi, jokaisessa alakennossa tapahtuu emissiota, Carnot'n ja Boltzmannin tekijästä aiheutuvia häviöitä, jolloin pn-liitosten eli alakenttien lukumäärän kasvaessa moniliitoskennon edellä mainittujen häviöiden osuudet kasvavat.

2.2.3 Materiaalien laaduista ja toimintaolosuhteista riippuvat rajoitteet

Kuvassa 7 on esitetty kytkentäkaavio aurinkokennosta, jonka resistiivisiä häviöitä aiheuttavat rinnan ja sarjaan kytketty vastus. Mitä suurempi sarjaresistanssin arvo on, sitä suuremman jännitehäviön vastus aiheuttaa, jolloin myös aurinkokennosta saatava teho pienenee. Pääasiassa sarjaresistanssin aiheuttavat kennon ja tämän ylä- ja alapuolella ole-

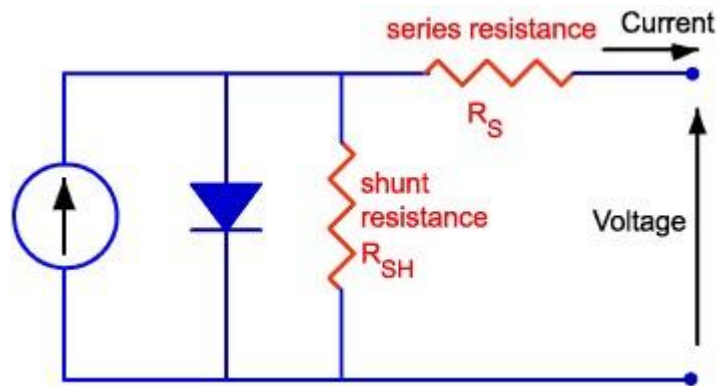
vien metallisten varauksen kerääjien ominaisresistanssit sekä näiden välinen kontaktiresistanssi (engl. contact resistance). Sarja- ja rinnakkaisvastuksen aiheuttamat tehon alenemat voidaan tietynlaisissa olosuhteissa arvioida aurinkokennon karakteristisen resistanssin (engl. characteristic resistance) avulla: [15]

$$R_{CH} = \frac{V_{MP}}{I_{MP}} \approx \frac{V_{OC}}{I_{SC}}, \quad (31)$$

missä V_{MP} ja I_{MP} ovat aurinkokennon maksimitehoa vastaavat jännite ja sähkövirta ja I_{SC} on aurinkokennon oikosulkuvirta. Sarjaresistanssin aiheuttama tehohäviön osuus on [15]

$$f_{series} = \frac{R_{series}}{R_{CH}}, \quad (32)$$

missä R_{series} on sarjavastuksen resistanssi. Ideaalisessa aurinkokennossa sarjaresistanssin arvo ja siten myös sen aiheuttaman menetetyt tehon osuus f_{series} ovat nollia.



Kuva 7. Yksinkertaistettu kytkentäkaavio aurinkokennosta, joka koostuu rinnakkain kytketystä virtalähteestä ja diodista sekä rinnan ja sarjaan kytketystä vastuksesta, muokattu lähteestä. [15]

Rinnakkaisvastus aiheuttaa häviöitä aurinkokennossa, kun sen läpi kulkee sähkövirta, mikä taas laskee kennosta ulos saatua sähkövirtaa. Mitä pienempi resistanssi rinnan kytketyllä vastuksella on, sitä vähemmän tehoa aurinkokennosta saadaan. Nykypäivänä aurinkokennoissa rinnakkaisvastusten resistanssit ovat erittäin suuria, jolloin niiden aiheuttamat häviöt ovat erittäin pieniä. Rinnakkaisvastukset aiheuttavatkin häviöitä yleensä vain silloin, jos aurinkokennon valmistuksessa on tapahtunut jonkinlaisia virheitä. Myös rinnakkaisvastuksen aiheuttamaa tehohäviötä voidaan arvioida aurinkokennon karakteristisen resistanssin avulla: [15]

$$f_{shunt} = \frac{R_{CH}}{R_{shunt}}, \quad (33)$$

missä R_{shunt} on rinnakkaisvastuksen resistanssi. On huomioitava, että yhtälöissä (32) ja (33) oletetaan tehohäviöiden osuuksien olevan kohtuullisia. Jos f_{series} tai f_{shunt} ylittää 20 %, yhtälöä (32) tai (33) ei voida käyttää arvioimaan kyseisen tehohäviön osuutta. [15]

Optisia häviöitä ovat esimerkiksi aurinkokennosta heijastuva säteily ja varjostushäviöt. Molemmat tekijät voivat vaikuttaa suuresti aurinkokennon tuottamaan sähkövirtaan ja siten myös tehokkuuteen. Oletetaan, että säteily lähestyy kohtisuorassa aurinkokennon pintaa. Tällöin valon heijastuvuus kahden väliaineen rajapinnassa on [15]

$$R = \left(\frac{n_0 - n_1}{n_0 + n_1} \right)^2, \quad (34)$$

missä n_0 on esimerkiksi aurinkokennoa ympäröivän ilman taitekerroin ja n_1 on kenno-materiaalin taitekerroin. Jokaisen väliaineen taitekerroin ja siten myös valon heijastuvuus riippuvat valon aallonpituudesta. Yhtälön (34) mukaan esimerkiksi sinistä valoa, jonka aallonpituus on noin 500 nm, heijastuu pinnoittamattomasta piistä huomattavasti, jopa noin 38,8 %. Piin taitekertoimena käytetään tässä tapauksessa arviota 4,3 ja ilman taitekertoimena arviota 1,0. [15] Tätä hyvin suurta heijastuvuutta voitaisiin pienentää asentamalla piikennon pinnalle lasikerros, jonka taitekerroin on suurempi kuin ilman mutta pienempi kuin piin. Useampien aurinkokennoissa käytettävien lasien taitekertoimet ovat näkyvän valon aallonpituuksilla arvoiltaan 1,5–1,6 välillä. Kun lasin taitekerroin on sinisen valon tapauksessa noin 1,53, yhtälön (34) mukaan valon siirtyessä ilmasta lasiin noin 4,4 % valosta heijastuu. [16] Noin 95,6 % valosta siis etenee lasiin, kunnes se kohtaa lasin ja piin rajapinnan, jossa jäljellä olevasta valosta heijastuu yhtälön (34) mukaan noin 22,6 %. Alkuperäisestä sinisestä valosta heijastuu siis yhteensä noin 21,6 %, joten lasikerroksen asentaminen lisäisi selvästi tässä tapauksessa aurinkokennoon pääsevän valon osuutta ja siten myös sähkövirran tuottoa. Huomattavasti pienempiin heijastuvuuksiin päästään kuitenkin paremmin heijastuksenestopinnoitteilla (engl. antireflective coatings). Riippuen käytetystä heijastuksenestopinnoitteesta ja aurinkokennon materiaalista voidaan saavuttaa jopa vain 1–5 % heijastuvuusarvoja. [17][18]

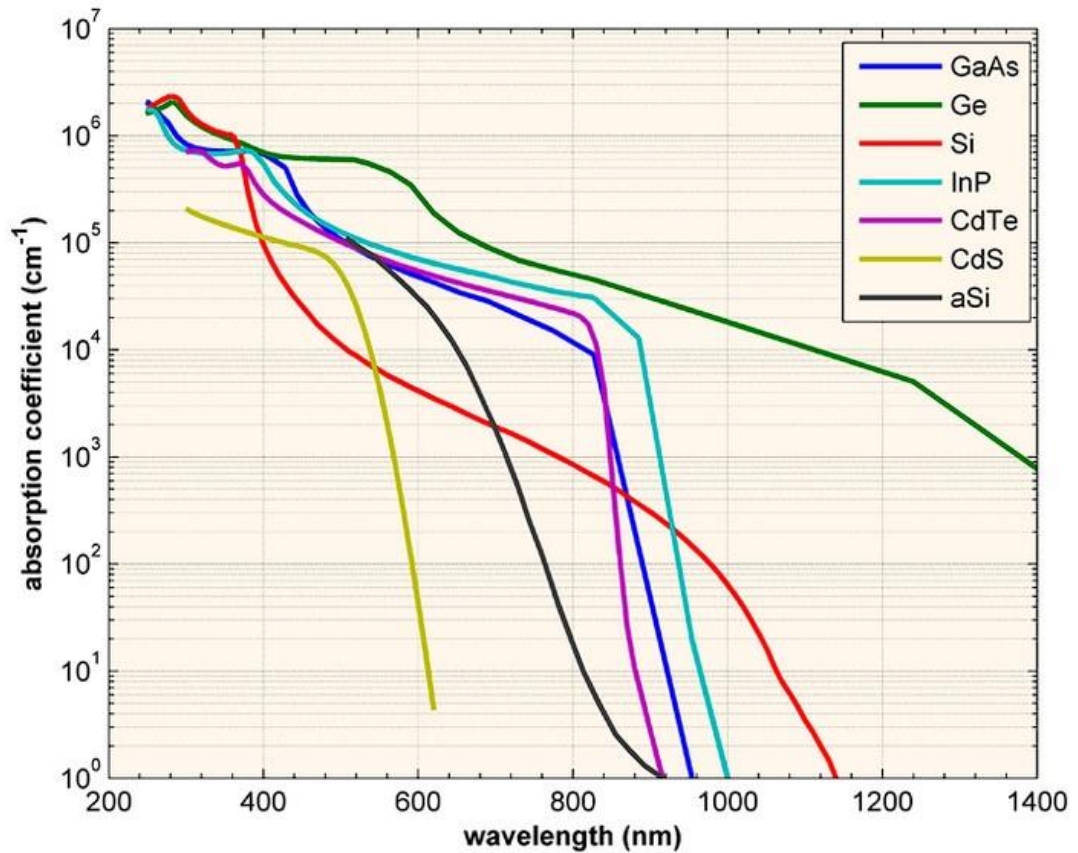
Varjostushäviöitä syntyy, kun aurinkokennoon kulkeutuvan säteilyn määrä ja siten myös aurinkokennon tuottama sähkövirta laskevat varjostuksen vuoksi. Täysin varjostettu aurinkokenno ei tuota sähkövirtaa. Koska sarjaan kytkettyjen aurinkokennojen läpi kulkeva sähkövirta on yhtä suuri jokaisessa kennossa, yhdenkin kennon täysi varjostus aiheuttaa muiden kennojen tuottaman tehon kuluvaan varjostetussa kennossa. [15] Pahimmissa tapauksessa sarjaan kytketyt aurinkokennot eivät tuota tehoa lainkaan, kun yksikin aurinkokenno on täysin varjostettu kyseisessä kytköksessä. Varjostuksen vaikutuksia voidaan ehkäistä sijoituspaikan suunnittelulla ja ohitusdiodeilla, jotka estävät tehokkaammin toimivia aurinkokennoja rasittamasta varjostettuja kennoja.

Kaikkia varjostushäviöitä ei voida kuitenkaan poistaa, sillä aurinkokennon etupuolelle on suositeltavaa asentaa metalleista valmistettu virtakisko, jonka tarkoitus on kerätä aurinkokennossa syntyvää sähkövirtaa ja minimoida resistiivisiä häviöitä. Virtakiskon osat kuitenkin heijastavat kaiken niihin osuvan valon ja siten aiheuttavat pieniä varjostushäviöitä kennossa. Toisaalta ilman näitä säännöllisesti sijoitettuja sähkövirran kerääjiä aurinkokennon resistiiviset häviöt olisivat suuria. Näiden tekijöiden kannalta virtakiskot suunnitellaan niin, että niiden aiheuttamat varjostushäviöt ja resistiiviset häviöt olisivat mahdollisimman pieniä ja yhtä suuria. [15]

Aurinkokennon toimintalämpötilalla on suuri merkitys aurinkokennon tuottaman tehon kannalta. Lämpötilan noustessa elektronien keskimääräinen energia kasvaa, jolloin suurempi määrä elektroneita voi virittyä johtavuusvyölle. Tämä voidaan myös kuvailla siten, että lämpötilan noustessa aineen valenssi- ja johtavuusvyön välinen energia-aukko pienenee, jolloin johtavuusvyölle virittyminen on elektroneille todennäköisempää. Koska lämpötilan noustessa useammilla elektroneilla on mahdollisuus virittyä johtavuusvyölle, varauksen kuljettajien määrä ja siten myös aurinkokennon oikosulkuvirta I_{SC} kasvavat. Tämän kasvun suuruus riippuu aurinkokennon rakenteesta, mutta esimerkiksi yleisien piikkenojen tapauksessa I_{SC} kasvaa vain muutamia prosentin sadasosia lämpöastetta kohti. Lämpötilan noustessa aineen energia-aukko siis pienenee, mikä laskee aurinkokennon avoimen piirin jännitettä V_{OC} . Lämpötilan muutoksella on suurempi vaikutus avoimen piirin jännitteeseen V_{OC} kuin oikosulkuvirtaan I_{SC} . Toisaalta mitä suurempi V_{OC} aurinkokennolla on, sitä vähemmän lämpötilan muutos vaikuttaa sen arvoon suhteellisesti. Yleisillä piikkenoilla avoimen piirin jännite V_{OC} laskee luokkaa 1–10 mV/°C, joka on prosenteissa noin muutamia kymmeniä prosenteja lämpöastetta kohti. Kaiken kaikkiaan siis yleisimpien aurinkokennojen maksimiteho laskee lämpötilan noustessa. Esimerkiksi piikennon teho laskee noin 0,4–0,5 %/°C. [15]

Kuvassa 8 on esitetty muutamien puolijohdemateriaalien absorptiokertoimia valon aallonpituuden funktiona. Absorptiokerroin kuvaa, kuinka hyvin materiaali absorboi valoa, jolla on tietty aallonpituus. Absorptiokertoimen arvo riippuu siis valon aallonpituudesta ja materiaalista, jonka lävitse valo kulkee. Mitä suurempi materiaalin absorptiokerroin on tietyllä valon aallonpituudella, sitä lyhyemmän matkan kyseisen aallonpituuden fotonit kulkevat materiaalissa. [5, s. 144] Materiaalin absorptiokerroin määrittää, kuinka paksuja aurinkokennoja kyseisestä materiaalista on tehtävä, jotta suurin osa Auringon säteilystä voidaan hyödyntää. Esimerkiksi piistä tehdyn aurinkokennon paksuus olisi oltava ainakin noin luokkaa 100 µm, kun taas GaAs:sta valmistetun kennon paksuus tarvitsee olla vain noin 1 µm:n luokkaa. [9, s. 34] Toisin sanoen piin absorptiokerroin on huomattavasti pienempi kuin galliumarsenidin. Ero johtuu siitä, että piin energia-aukko on epäsuora,

joten fotonin absorptioon tarvitaan lisäksi lähellä oleva fononi, jolla on riittävästi liikemäärää. Tämä vaatimus tekee säteilyn absorptiosta piikennossa epätodennäköisempää kuin suoran energia-aukon omaavassa GaAs:sta valmistetussa aurinkokennossa.



Kuva 8. Yleisien puolijohdemateriaalien absorptiokertoimia valon aallonpituuden funktiona. Materiaalien absorptiokertoimien arvot laskevat nopeasti, kun valon aallonpituus lähestyy materiaalin energia-aukkoa vastaavaa aallonpituutta. Suorien energia-aukkojen tapauksessa absorptiokertoimien arvot laskevat jyrkästi, kun taas epäsuorien energia-aukkojen tapauksessa absorptiokertoimien arvot laskevat loivasti. [15]

Tietyn aallonpituisen valon absorptiota aineessa voidaan kuvata yhtälöllä (35) [15]:

$$I(s) = I_0 e^{-\alpha s}, \quad (35)$$

missä I_0 on valon, joka ei heijastu, intensiteetti aineen rajapinnalla, α on valon aallonpituutta vastaava absorptiokerroin ja s on valon kulkema matka aineessa. Yhtälön (35) avulla voidaan määrittää aineen absorptiosyvyudet (engl. absorption depth) eri valon aallonpituuksille. Absorptiosyvyys kuvaa, kuinka pitkän matkan tietyn aallonpitoinen valo voi edetä aineessa, kunnes valosta on jäljellä $1/e$ eli noin 37 %. [15] Kuvasta 8 voidaan arvioida, että oranssin valon, jonka aallonpituus on noin 600 nm, absorptiokerroin piissä on noin $4 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$ ja galliumarsenidissa noin $48 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-1}$. Piin ja galliumarsenidin absorptiosyvyudet ovat oranssille valolle siis noin $2,40 \text{ }\mu\text{m}$ ja $0,21 \text{ }\mu\text{m}$ tässä järjestyksessä.

Viiden absorptiosyvyyden jälkeen alkuperäisestä valosta on enää jäljellä noin 0,7 %, joten lähes kaiken oranssin valon absorboimiseen piikennon täytyisi olla noin 12,0 μm paksu. Vastaavasti galliumarsenidista valmistetun aurinkokennon täytyisi olla paksuudeltaan noin 1,04 μm , joka on alle kymmenesosa piikennon vaaditusta paksuudesta. Toisaalta galliumarsenidia ei voida käyttää aurinkokennoissa infrapunasäteilyn hyödyntämiseen, sillä kuten kuvasta 8 voidaan todeta, galliumarsenidin absorptiokerroin laskee jyrkästi, kun infrapunasäteilyn energia ei enää riitä virittämään elektroneita galliumarsenidin suoran energia-aukon yli. Taulukon 1 mukaan huoneenlämmössä piin energia-aukko on noin 1,11 eV, jonka energian omaavan valon aallonpituus on noin 1 100 nm. Tämä alhainen ja epäsuora energia-aukko selittää piin absorptiokertoimen loivasti laskevan käyrän kuvassa 8.

3. YKSI- JA MONILIITOSAURINKOKENNON FYSIKAALISTEN RAJOJEN LASKENTA JA VERTAILU

Teorialuvussa esitetyillä yhtälöillä voidaan laskea erilaisten yksi- ja moniliitosaurinkokennojen hyötysuhteiden termodynaamiset rajat ja sisäisten tekijöiden aiheuttamat tehohäviöt. Tässä kandidaatintyössä näitä rajoja tutkitaan kaupallisen yksiliitosaurinkopaneelin ja laboratorio-olosuhteissa rakennetun moniliitosaurinkokennon avulla, joiden tietojen pohjalta lasketaan ensin niiden ideaaliset tehot ja hyötysuhteet. Molempien aurinkokennojen sisäiset tehohäviöt lasketaan, ja näiden osuuksia ja suuruuksia verrataan keskenään. Lopuksi arvioidaan ulkoisten tekijöiden vaikutuksia molemmissa aurinkokennoissa. Tavoitteena on päästä mahdollisimman lähelle rakennettujen aurinkokennojen mitattuja tehoja ja hyötysuhteita.

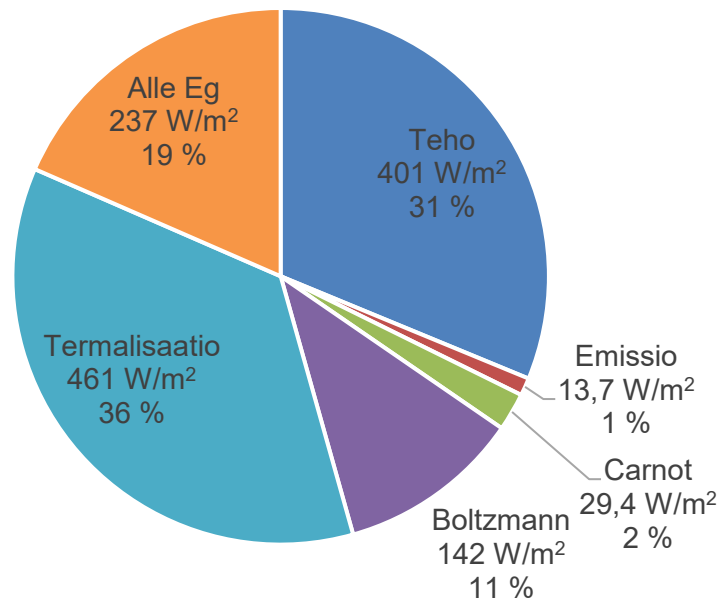
Tässä opinnäytetyössä tutkittavat ulkoiset tekijät ovat optiset häviöt, fotonien absorboituvuus, toimintalämpötilan vaikutukset ja resistiiviset häviöt. Ideaalisen aurinkokennon tuottamasta tehosta on ensin poistettava optisten häviöiden osuudet. Seuraavaksi tutkitaisiin aurinkokennoon kulkeutuvien fotonien absorptiotodennäköisyyttä esimerkiksi absorptiokertoimen avulla. Tämän jälkeen aurinkokennon kyky tuottaa absorboituneista fotoneista sähkövirtaa ja siten tehoa riippuu kennon toimintalämpötilasta, jonka suuri nousu aiheuttaa tehon ja siten hyötysuhteen aleneman. Näiden häviöiden jälkeen jäljelle jääneestä tuotetusta tehosta osa kuluu sarja- ja rinnakkaisvastuksissa, joilla on äärelliset resistanssit.

Luvussa 3.1 esitetään piistä valmistetun kaupallisen yksiliitosaurinkopaneelin ominaisuuksia. Lisäksi lasketaan piistä valmistetun ideaalisen yksiliitosaurinkokennon sisäiset häviöt, teho ja hyötysuhteen termodynaamiset rajat. Lopuksi arvioidaan kaupallisen yksiliitosaurinkopaneelin ominaisuuksien avulla, kuinka suuria tehohäviöitä tutkittavat ulkoiset tekijät aiheuttavat ideaalisessa yksiliitoskennoissa. Luvussa 3.2 tutkitaan laboratoriossa rakennettua moniliitosaurinkokennoa, jossa on kuusi erilaista pn-liitosta, ja sen ominaisuuksia. Moniliitoskennon tietojen pohjalta lasketaan ensin samanlaisen mutta ideaalisen 6-liitoskennon sisäiset häviöt, teho ja hyötysuhde. Tämän jälkeen laboratoriossa valmistetun moniliitoskennon tietojen avulla lasketaan ja arvioidaan ulkoisten tekijöiden vaikutuksia ideaalisessa 6-liitoskennoissa.

3.1 Kaupallinen piistä valmistettu yksiliitosaurinkopaneeli

Eräs Panasonicin piistä valmistetun yksiliitosaurinkopaneelin maksimiteho on 370 W ja hyötysuhde 20,3 %. Koska paneelin pinta-ala on noin 1,8250 m², kyseisen aurinkokennon teho pinta-alayksikköä kohti on noin 203 W/m². Maksimitehon ja hyötysuhteen arvot ovat laskettu käyttämällä Auringon säteilyn intensiteettiä 1 000 W/m² ja lämpötilaa 25°C. Maksimitehopisteen jännitteeksi V_{MP} on ilmoitettu 34,7 V ja sähkövirraksi I_{MP} on ilmoitettu 10,86 A, joka jaettuna aurinkopaneelin pinta-alalla antaa maksimitehopisteen sähkövirran tiheyden $J_{MP} \approx 5,585 \text{ A/m}^2$. Maksimitehopisteen jännitteen V_{MP} , sähkövirran I_{MP} ja tehon P_{max} lämpötilakertoimet ovat -0,26 %/°C, 0,04 %/°C ja -0,34 %/°C tässä järjestyksessä. Aurinkopaneelin toimintaan vaikuttavia resistansseja ei ole mainittu. [19] Maksimitehopisteen jännitteen ja sähkövirran tiheyden avulla voidaan määrittää aurinkopaneelin karakteristisen resistanssin arvoksi $R_{CH} \approx 5,93 \text{ } \Omega\text{cm}^2$, jolla voidaan arvioida aurinkopaneelin resistiivisiä häviöitä.

Taulukon 1 mukaan piin energia-aukko on noin 1,15 eV lämpötilassa 0 K ja noin 1,11 eV lämpötilassa 293 K. Koska piin energia-aukko muuttuu vain 0,04 eV lämpötilan noustessa 293 K:llä, voidaan olettaa, että piin energia-aukko on yhtä suuri lämpötilassa 293 K ja 298 K. Sisäisten häviöiden aiheuttamat tehohäviöt voidaan laskea käyttämällä yhtälöitä (12), (14), (16), (19) ja (20). Aurinkokennon tuottama maksimiteho $P_{max} = J_{opt}V_{opt}$ voidaan laskea yhtälöiden (8) ja (13) avulla tai vähentämällä Auringon säteilyn intensiteetistä kaikki sisäiset tehohäviöt. Kuvassa 9 on esitetty monikiteisestä piistä valmistetun yksiliitosaurinkokennon sisäisten häviöiden ja tuotetun tehon suuruudet ja suhteet Auringon säteilyn intensiteettiin, kun Aurinkoa pidetään 5 800 K:n mustana kappaleena. Piin energia-aukkona on käytetty arvoa 1,11 eV ja aurinkokennon operointilämpötilana 298 K eli 25°C. Lisäksi Auringon säteilyn intensiteetti on laskettu yhtälön (21) avulla, jossa ei huomioida ilmakehän vaikutusta valon intensiteettiin.



Kuva 9. Kiteisestä piistä valmistetun ideaalisen yksiliitosaurinkokennon tuottaman tehon ja sisäisten häviöiden suuruudet ja osuudet Auringon säteilyn intensiteetistä. Vertailuja tehdessä on huomioitava, että kuvassa esitetyt tulokset on laskettu Auringon säteilyn intensiteetin ollessa noin $1\,280\,W/m^2$, jossa ei huomioida ilmakehän vaikutusta.

Kuvan 9 mukaan piistä valmistetun yksiliitosaurinkokennon hyötysuhteen yläraja on noin 31 %, joka on Shockley–Queisser-rajan asettamalla arvovälillä. Kuvassa 9 esitetyt tulokset vastaavat kuvassa 5 esitettyjä teho-osuuksia, kun näitä tutkitaan energia-aukon likiarvolla 1,1 eV: Tehohäviöiden suurin tekijä on termalisaatio. Toiseksi suurin tehohäviöitä aiheuttava tekijä on aurinkokennon läpi menevät fotonit, joilla ei ole tarpeeksi energiaa osallistua sähkövirran tuottamiseen. Nämä kaksi häviötä ovat suurimmat häviöt yksiliitoskennoissa ja riippuvat voimakkaasti yksiliitoskennon valitusta energia-aukosta, kuten voidaan todeta myös kuvasta 5. Mitä suurempi energia-aukko yksiliitoskennoissa on, sitä pienempi määrä fotoneja voi absorboitua kennossa. Toisaalta mitä pienempi energia-aukko yksiliitoskennoon valitaan, sitä suurempia termalisaatiohäviöitä kennossa syntyy. Boltzmannin tekijän aiheuttamia häviöitä voidaan pienentää valaisemalla aurinkokennoa suuremmalla intensiteetillä tai rajoittamalla aurinkokennon säteilyä ympäristöönsä [12][15]. Yksiliitosaurinkokennoissa emissio ja Carnot'n tekijän aiheuttamat häviöt ovat hyvin pieniä verrattuna muihin sisäisiin häviöihin ja aurinkokennon tuottamaan tehoon.

Tutkitaan optisten häviöiden osuutta vain heijastuvuuden avulla. Aurinkokennon tuottama sähkövirta on lineaarisesti ja jännite logaritmisesti riippuvainen tulevan valon intensiteetistä [15]. Koska aurinkopaneelin optisia ominaisuuksia ei ole suoraan mainittu [19],

oletetaan, että aurinkokennon päällä käytetään heijastuksenestopinnoitetta, josta heijastuu vain 5 % tulevasta säteilystä. Yksinkertaisuuden vuoksi oletetaan myös, että tällöin aurinkokennon tuottama teho laskee 5 %, vaikka todellisuudessa tehon alenema olisi hieman suurempi. Tällöin kuvassa 9 esitetyn ideaalisen yksiliitosaurinkokennon teho laskee noin 381 W/m^2 :iin ja hyötysuhde noin 29,8 %:iin.

Koska yksiliitoskennon piikiteen paksuutta ei mainita [19], arvioidaan sen paksuudeksi $160 \text{ }\mu\text{m}$, sillä optimaalisten piikentöjen paksuudeksi riittää noin $100 \text{ }\mu\text{m}$, mutta käytännössä piikentöjen paksuutena käytetään yleensä arvoa väliltä $200\text{--}500 \text{ }\mu\text{m}$ [15]. Kuvasta 8 voidaan arvioida, että infrapunasäteilyn, jonka aallonpituus on 940 nm , absorptiokerroin piissä on noin 200 cm^{-1} . Yhtälön (35) mukaan tällaista valoa absorboituu noin 95,9 % piissä, jonka paksuus on $160 \text{ }\mu\text{m}$. Aallonpituuden kasvaessa yli $1\ 000 \text{ nm}$:n rajan säteilyn absorptiokerroin ja siten absorboituvuus piissä laskevat hyvin nopeasti, kuten kuvan 8 avulla voidaan todeta. Yksinkertaisuuden vuoksi arvioidaan, että noin 98 % piikentöjen läpi kulkevasta valosta absorboituu aurinkokennossa, jolloin ideaalisen yksiliitosaurinkokennon teho laskee noin 373 W/m^2 :iin ja hyötysuhde noin 29,1 %:iin.

Panasonicin yksiliitosaurinkopaneelin arvioitu toimintalämpötila on noin 44°C eli 317 K [19]. Kun oletetaan, että kuvassa 9 esitetyllä aurinkokennon parametreilla on samanlaiset lämpötilariippuvuudet kuin Panasonicin yksiliitosaurinkopaneelilla, 44°C :n lämpötilassa ideaalisen aurinkokennon maksimiteho laskee edelleen noin 349 W/m^2 :iin ja hyötysuhde noin 27,3 %:iin. Toisaalta jos aurinkokenno toimisi 278 K :n eli 5°C :n lämpötilassa, maksimiteho nousisi 6,8 % eli noin 398 W/m^2 :iin, jolloin hyötysuhde olisi arvoltaan noin 31,1 %.

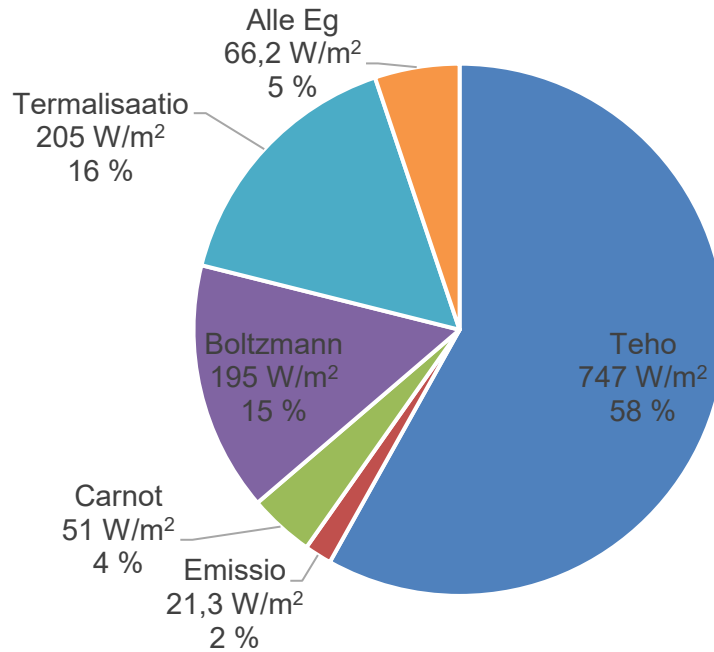
Tyypillisten kaupallisten aurinkokennojen sarjaresistanssien arvot ovat luokkaa $1,0 \text{ }\Omega\text{cm}^2$ ja rinnakkaisresistanssien arvot ovat luokkaa $1\ 000 \text{ }\Omega\text{cm}^2$ [15]. Näitä arvioita käyttäen Panasonicin yksiliitosaurinkokennon resistiivisiä häviöitä voidaan arvioida yhtälöiden (32) ja (33) avulla. Sarjaresistanssin käyttämä tehon osuus on $f_{series} \approx 16,9 \%$ ja rinnakkaisresistanssin käyttämä tehon osuus on $f_{shunt} = 0,593 \%$. Kun optiset häviöt ja valon osittainen absorptio otetaan huomioon, toimintalämpötilassa 44°C sarja- ja rinnakkaisresistanssissa tapahtuvat tehohäviöt vähentävät kuvassa 9 lasketun yksiliitoskennon tuottamaa tehoa yhteensä noin 288 W/m^2 :iin. Ulkoiset tekijät huomioiden kuvassa 9 esitetyn ideaalisen yksiliitosaurinkokennon hyötysuhde olisi vähentynyt siis noin 22,5 %:iin.

3.2 Korkeahyötysuhteinen 6-liitosaurinkokenno

John Geisz et al. ovat raportoineet valmistaneensa moniliitosaurinkokennon, jossa on kuusi pn-liitosta. Pn-liitoksien energia-aukot ovat $2,1 \text{ eV}$, $1,7 \text{ eV}$, $1,4 \text{ eV}$, $1,2 \text{ eV}$, $0,95 \text{ eV}$

ja 0,69 eV ylhäältä alaspäin. Pn-liitoksien energia-aukot on valittu hyvin optimaalisesti, ja niiden paksuudet on määritelty niin, että jokaisen kennon läpi kulkee likimain yhtä iso sähkövirran tiheys. Kun ilmakehän vaikutukset ja kaikki tuleva säteily huomioidaan, suurin ero alakennojen sähkövirran tiheyksissä on noin 0,4 mA/cm². Maanpinnalla yhden Auringon valaistuksessa kyseisen moniliitosaurinkokennon hyötysuhteeksi on mitattu noin 39,2 % ja 143-kertaisessa Auringon valaistuksessa jopa noin 47,1 %. Hyötysuhteen laskemisessa operointilämpötila on ollut 25°C eli 298 K ja Auringon säteilyn intensiteettinä on käytetty arvoa 1 000 W/m². Tämän intensiteetin ja sitä vastaavan kennon hyötysuhteen avulla voidaan laskea kennon maksimitehoksi noin 392 W/m² yhden Auringon valaistuksessa. Maksimitehopisteen jännitettä V_{MP} tai sähkövirran tiheyttä J_{MP} ei ole suoraan mainittu, mutta niiden arvot voidaan arvioida artikkelissa olevan J - V kuvaajan avulla: Jännitteen likiarvolla $V_{MP} \approx 4,85$ V sähkövirran tiheys on noin $J_{MP} \approx 8,05$ mA/cm², joilla päästään hyvin lähelle aiemmin laskettua maksimitehoa $P_{max} = J_{MP}V_{MP} \approx 390$ W/m². Näillä arvoilla voidaan myös määrittellä moniliitoskennon karakteristisen resistanssin arvoksi $R_{CH} \approx 602$ Ωcm². Moniliitoskennon sarjaresistanssiksi arvoksi on määritelty noin 0,16 Ωcm², jota voitaisiin artikkelin mukaan pienentää kiinnittämällä enemmän huomiota virtakiskon suunnitteluun, jolla voitaisiin päästä arvoon 0,015 Ωcm² asti. Tehon, jännitteen tai sähkövirran tiheyden lämpötilakertoimia ei ole kerrottu. [20]

Moniliitosaurinkokennon sisäiset häviöt voidaan laskea käyttämällä edellä mainittuja energia-aukkoja ja yhtälöitä (20), (25), (26), (28) ja (30). Carnot'n ja Boltzmannin tekijöiden laskemiseen tarvittavat optimaaliset sähkövirran tiheydet ratkaistaan yhtälön (24) avulla. Yksinkertaisuuden vuoksi ei oteta huomioon eri alakennojen sähkövirran tiheyksien keskeisiä eroja. Koko moniliitoskennon teho lasketaan summaamalla kaikkien alakennojen tehot, jotka lasketaan yhtälöiden (8) ja (24) avulla, tai vähentämällä Auringon säteilyn intensiteetistä kaikki sisäiset tehohäviöt. Kuvassa 10 on esitetty 6-liitosaurinkokennon sisäisten häviöiden ja tuotetun tehon suuruudet ja suhteet Auringon säteilyn intensiteettiin. Käytetyt energia-aukot ovat samat kuin Geiszin et al. rakentamassa 6-liitoskennessä [20]. Kaikkien alakennojen operointilämpötila oletetaan olevan 298 K. Auringon säteilyn intensiteettinä käytetään edelleen likiarvoa 1 280 W/m², kun Aurinkoa pidetään 5 800 K:n mustana kappaleena.



Kuva 10. Ideaalisen 6-liitosaurinkokennon tuottaman tehon ja sisäisten häviöiden suuruudet ja osuudet Auringon säteilyn intensiteetistä. Pn-liitosten energia-aukot ovat ylhäältä alaspäin 2,1 eV, 1,7 eV, 1,4 eV, 1,2 eV, 0,95 eV ja 0,69 eV. Vertailuja tehdessä on huomioitava, että kuvassa esitetyt tulokset on laskettu Auringon säteilyn intensiteetin ollessa noin $1\,280\, W/m^2$, jossa ei huomioida ilmakehän vaikutusta.

Kuvan 10 mukaan 6-liitosaurinkokennon hyötysuhteen yläraja on noin 58 %, joka vastaa kuvassa 6 esitettyä hyötysuhdetta, kun aurinkokennossa on kuusi kappaletta pn-liitoksia. Suurimpia sisäisiä häviöitä aiheuttavat termalisaatio ja Boltzmannin tekijä. Useamman ja erisuuruisten energia-aukkojen ansiosta termalisaatiosta ja aurinkokennojen läpi menevistä fotoneista aiheutuvat tehohäviöt ovat huomattavasti pienempiä moniliitoskennoissa kuin yksiliitoskennoissa. Alhaisen energia-aukon omaavat alakennot absorboivat fotoneita, jotka muuten kulkisivat aurinkokennon läpi. Toisaalta moniliitoskennon ylemmät alakennot hyödyntävät tehokkaammin korkeaenergisiä fotoneita ja vähentävät näin termalisaatiohäviöitä. Boltzmannin ja Carnot'n tekijästä sekä emissiosta aiheutuvat häviöt kasvavat hieman sekä absoluuttisesti että suhteellisesti, kun alakennojen lukumäärää lisätään.

6-liitosaurinkokennon artikkelissa ei kerrota heijastuksen vaikutusta. Lisäksi pn-liitokset on tehty erilaisista seospuoliyohteista, joiden absorptiokertoimia ei ole mainittu. Artikkelin kuvan mukaan kuitenkin kaikkien alakennojen ulkoinen kvanttitehokkuus (engl. external quantum efficiency) on noin 0,85. [20] Ulkoinen kvanttitehokkuus kuvaa, kuinka suuri osuus tulevasta säteilystä absorboituu aurinkokennossa. Yksittäisen alakennon ulkoisen kvanttitehokkuuden arvo 0,85 kertoo siis, että yhteensä 15 % tulevasta säteilystä on joko

heijastunut tai edennyt kyseisen alakennon läpi absorboitumatta. [15] Yksinkertaisuuden vuoksi arvioidaan siis, että noin 85 % tulevasta säteilystä absorboituu moniliitosaurinkokennossa, jolloin kuvan 10 ideaalisen moniliitoskennon teho laskee noin 635 W/m^2 :iin ja hyötysuhde noin 49,6 %:iin.

Koska moniliitosaurinkokennon tehon, jännitteen tai sähkövirran tiheyden tarkkoja lämpötilariippuvuuksia ei mainita, arvioidaan niitä samankaltaisten materiaalien lämpötilakertoimilla: galliumindiumfosfidista (GaInP), GaAs:sta ja galliumindiumtyppiarseeni-anti- monidista (GaInNAsSb) valmistetun 3-liitosaurinkokennon hyötysuhteen lämpötilakerroin on noin $-0,09 \text{ \%}/^\circ\text{C}$ [21]. Kun käytetään tätä lämpötilakerrointa ja vertailun vuoksi samaa toimintalämpötilaa kuin aiemmin lasketulla yksiliitosaurinkokennolla eli 44°C :ta, kuvassa 10 esitetyn 6-liitosaurinkokennon hyötysuhteeksi saadaan noin 47,9 %. Tätä hyötysuhdetta vastaava teho on noin 613 W/m^2 .

Ideaalisen 6-liitosaurinkokennon resistiivisten häviöiden arvioinnissa voidaan käyttää Geiszin et al. mainitsemaa sarjaresistanssin arvoa $R_{series} = 0,16 \text{ }\Omega\text{cm}^2$, mutta rinnakkaisresistanssin arvoa ei kerrota [20]. Laboratoriossa rakennetuissa huippuluokan aurinkokennoissa rinnakkaisresistanssin arvo on kuitenkin yleensä luokkaa $1,0 \text{ M}\Omega\text{cm}^2$ [15]. Rinnakkaisresistanssin aiheuttaman tehohäviön osuus on tällaisella rinnakkaisresistanssin arvolla $f_{shunt} = 0,0602 \text{ \%}$. Sarjaresistanssin arvolla $R_{series} = 0,16 \text{ }\Omega\text{cm}^2$ syntyvän tehohäviön osuus on myös vain $f_{series} \approx 0,0266 \text{ \%}$. Näiden resistanssien yhteenlaskettu tehon kulutus on vain noin $0,532 \text{ W/m}^2$. Kun kuvassa 10 esitetyn ideaalisen 6-liitosaurinkokennon tuottamassa tehossa ja hyötysuhteessa huomioidaan edellä käsitellyt ulkoiset tekijät, moniliitoskennon teho laskee noin 612 W/m^2 :iin ja hyötysuhde noin 47,8 %:iin.

4. YHTEENVETO

Aurinkokennojen maksimihyötysuhteen lauseke johdettiin käyttäen useaa approksimaatiota, jotka antoivat riittävän päteviä tuloksia yleisimmissä tapauksissa. Tässä kandidaattityössä ilmakehän vaikutusta ei otettu huomioon, joten lasketut tulokset eivät ole täysin päteviä sellaisenaan maanpinnalla toimivissa aurinkokennoissa. Yksiliitosaurinkokennojen tehon ja sisäisten tehohäviöiden lausekkeita sovellettiin moniliitosaurinkokennojen tehon ja sisäisten tehohäviöiden määrittämistä varten. Lisäksi käytiin läpi neljä eri ulkoista tekijää, joiden aiheuttamia tehohäviöitä on käytännössä hyvin vaikea poistaa kokonaan. Ulkoisista tekijöistä tarkastelun kohteena olivat resistiiviset ja optiset häviöt, toimintalämpötilan vaikutus ja valon osittainen absorptio absorptiokertoimen ja -syvyyden avulla.

Lasketut yksi- ja 6-liitosaurinkokennon hyötysuhteiden termodynaamiset rajat ja sisäisten häviöiden osuudet olivat yhteneviä aikaisemmin tehtyjen tutkimuksien kanssa. Yksiliitosaurinkokennon hyötysuhteen ylärajaksi saatiin yhden Auringon valaistuksessa noin 31 %, joka on Shockley–Queisser-ajan asettamalla arvovälillä. Yksiliitosaurinkokennon suurimmat tehohäviöt olivat termalisaatio ja aurinkokennon läpi etenevät fotonit, joilla ei ole tarpeeksi energiaa osallistua sähkövirran tuottamiseen. Lasketun moniliitosaurinkokennon hyötysuhteen ylärajaksi saatiin yhden Auringon valaistuksessa noin 58 %, joka on yhtäpitävä aikaisempien tutkimuksien kanssa. Moniliitosaurinkokennoissa suurimpia tehohäviöitä aiheuttivat termalisaatio ja Boltzmannin tekijä.

Vertailun vuoksi tässä opinnäytetyössä tutkittiin kaupallista yksiliitosaurinkopaneelia ja laboratoriossa rakennettua korkeahyötysuhteista 6-liitosaurinkokennoa. Näiden aurinkokennojen ominaisuuksia hyödynnettiin ideaalisien yksi- ja 6-liitosaurinkokennojen ulkoisten tehohäviöiden osuuksien laskennassa. Koska kaikkia tarvittavia arvoja ei voitu määrittää kummastakaan aurinkokennosta, muutamaa muuttujaa arvioitiin yleisien arvojen tai samankaltaisten materiaalien ominaisuuksien avulla. Ideaalisen yksiliitosaurinkokennon hyötysuhde laski melko realistiseen 22,5 %:iin ja teho noin 288 W/m²:iin. Merkittävin käsitelty ulkoinen tekijä yksiliitoskennon tapauksessa oli sarja- ja rinnakkaisvastuksien resistansseista aiheutuva tehohäviö. Ideaalisen 6-liitosaurinkokennon hyötysuhde laski vain noin 47,8 %:iin ja teho noin 612 W/m²:iin, jotka olivat huomattavasti suurempia, mitä esimerkkinä ja vertailun kohteena käytetyn 6-liitosaurinkokennon vastaavat arvot olivat. Ideaalisen moniliitoskennon suurimmaksi ulkoiseksi tekijäksi osoittautui optiset häviöt. Aurinkokennon tehoa ja hyötysuhdetta alentavat todellisuudessa monet muut ulkoiset

tekijät, joita tässä opinnäytetyössä ei käsitelty, mikä voi selittää ainakin lasketun moniliitoskennon korkean hyötysuhteen.

LÄHTEET

- [1] REN21, Renewables 2021 Global Status Report, Paris, 2021, 370 p. Saatavissa (viitattu 19.4.2022): https://www.ren21.net/wp-content/uploads/2019/05/GSR2021_Full_Report.pdf
- [2] Global Wind Energy Council (GWEC), Global Wind Report 2021, London, 2021, 78 p. Saatavissa (viitattu 19.4.2022): <https://gwec.net/wp-content/uploads/2021/03/GWEC-Global-Wind-Report-2021.pdf>
- [3] Lazard, Lazard's Levelized Cost of Energy Analysis – Version 14.0, New York, 2020, 20 p. Saatavissa (viitattu 19.4.2022): <https://www.lazard.com/media/451419/lazards-levelized-cost-of-energy-version-140.pdf>
- [4] Ember, Global Electricity Review 2021, London, 2021, 21 p. Saatavissa (viitattu 19.4.2022): <https://ember-climate.org/app/uploads/2021/03/Global-Electricity-Review-2021.pdf>
- [5] B. G. Streetman, S. K. Banerjee, Solid State Electronic Devices, 7th edition, Pearson Education, Limited, Boston, 2016, 616 p.
- [6] S. Dimitrijević, Principles of Semiconductor Devices, 2nd edition, Oxford University Press, 2012, 611 p.
- [7] P. A. Tipler, R. A. Llewellyn, Modern Physics, 6th edition, New York: W. H. Freeman and Co., 2012, 702 p.
- [8] Chemistry LibreTexts, Introduction to Inorganic Chemistry, 10.5: Semiconductors – Band Gaps, Colors, Conductivity and Doping, University of California at Davis, päivitetty 8.6.2021. Saatavissa (viitattu 25.3.2022): https://chem.libretexts.org/Bookshelves/Inorganic_Chemistry/Book%3A_Introduction_to_Inorganic_Chemistry/10%3A_Electronic_Properties_of_Materials_-_Semiconductors_and_Semiconductors/10.05%3A_Semiconductors-_Band_Gaps_Colors_Conductivity_and_Doping#title
- [9] A. Kitai, Principles of Solar Cells, LEDs and Diodes: The role of the PN junction, John Wiley & Sons, 2011, 316 p.
- [10] P. Würfel, Thermodynamic limitations to solar energy conversion, Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures, Vol.14, No.1–2, 2002, pp. 18–26. Saatavissa (viitattu 22.3.2022): [https://doi.org/10.1016/S1386-9477\(02\)00355-7](https://doi.org/10.1016/S1386-9477(02)00355-7)
- [11] C. H. Henry, Limiting efficiencies of ideal single and multiple energy gap terrestrial solar cells, Journal of Applied Physics, Vol.51, No.8, 1980, pp. 4494–4500. Saatavissa (viitattu 22.3.2022): <https://doi.org/10.1063/1.328272>
- [12] L. C. Hirst, N. J. Ekins-Daukes, Fundamental losses in solar cells, Progress in Photovoltaics: Research and Applications, Vol.19, No.3, 2011, pp. 286–293. Saatavissa (viitattu 4.4.2022): <https://doi.org/10.1002/pip.1024>

- [13] R. R. King, D. Bhusari, A. Boca, D. Larrabee, X.-Q. Liu, W. Hong, C. M. Fetzer, D. C. Law, N. H. Karam, Band gap-voltage offset and energy production in next-generation multijunction solar cells, *Progress in Photovoltaics: Research and Applications*, Vol.19, No.7, 2011, pp. 797– 812. Saatavissa (viitattu 2.5.2022): <https://doi.org/10.1002/pip.1044>
- [14] M. Yamaguchi, F. Dimroth, J. F. Geisz, N. J. Ekins-Daukes, Multi-junction solar cells paving the way for super high-efficiency, *Journal of Applied Physics*, Vol 129, No.240901, 2021. Saatavissa (viitattu 22.3.2022): <https://doi.org/10.1063/5.0048653>
- [15] C. B. Honsberg, S. G. Bowden, *Photovoltaics Education Website*, 2019. Saatavissa (viitattu 21.6.2022): <https://www.pveducation.org/>
- [16] M. Ulizio, Optical properties of glass: How light and glass interact, Kopp glass, 2015. Saatavissa (viitattu 16.5.2022): <https://www.koppglass.com/blog/optical-properties-glass-how-light-and-glass-interact>
- [17] J. Reuna, A. Hietalahti, A. Aho, R. Isoaho, T. Aho, M. Vuorinen, A. Tukiainen, E. Anttola, M. Guina, Optical Performance Assessment of Nanostructured Alumina Multilayer Antireflective Coatings Used in III–V Multijunction Solar Cells, *ACS Applied Energy Materials*, Vol.5, No.5, 2022. Saatavissa (viitattu 17.5.2022): <https://doi.org/10.1021/acsaem.2c00133>
- [18] H. K. Raut, V. A. Ganesh, A. S. Nair, S. Ramakrishna, Anti-Reflective Coatings: A Critical, In-Depth Review, *Energy & Environmental Science*, Vol.4, No.10, 2011, pp. 3779–3804. Saatavissa (viitattu 17.5.2022): <https://doi.org/10.1039/C1EE01297E>
- [19] Panasonic, EverVolt™ Module PK Black Series EVPV370PK/360PK, 2021. Saatavissa (viitattu 21.6.2022): https://ftp.panasonic.com/solar/datasheet/ds_evpv370pk_360pk.pdf
- [20] J. F. Geisz, R. M. France, K. L. Schulte, M. A. Steiner, A. G. Norman, H. L. Guthrey, M. R. Young, T. Song, T. Moriarty, Six-junction III–V solar cells with 47.1% conversion efficiency under 143 Suns concentration, *Nature Energy*, Vol.5, No.4, 2020, pp. 326–335. Saatavissa (viitattu 30.5.2022): <https://doi.org/10.1038/s41560-020-0598-5>
- [21] A. Aho, R. Isoaho, A. Tukiainen, V. Polojärvi, T. Aho, M. Raappana, M. Guinea, Temperature coefficients for GaInP/GaAs/GaInNAsSb solar cells, *AIP Conference Proceedings*, Vol.1679, No.1, 2015. Saatavissa (viitattu 2.6.2022): <https://doi.org/10.1063/1.4931522>