



TAMPEREEN TEKNILLINEN YLIOPISTO  
TAMPERE UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

JONI MÄKILÄ  
SÄRÖYTYNEEN VIRRRAN AIHEUTTAMAT HÄVIÖT SEKÄ LÄMMÖN  
JAKAUTUMINEN KURISTIMESSA  
Diplomityö

Tarkastaja: professori Lauri Kettunen  
Tarkastaja ja aihe hyväksytty  
Tieto- ja sähkötekniikan tiedekunta-  
neuvoston kokouksessa 5. syyskuuta  
2014

## TIIVISTELMÄ

TAMPEREEN TEKNILLINEN YLIOPISTO

Sähkötekniikan koulutusohjelma

**MÄKILÄ, JONI:** Säröytyneen virran aiheuttamat häviöt sekä lämmön jakautuminen kuristimessa

Diplomityö, 85 sivua, 4 liitesivua

Kesäkuu 2015

Pääaine: Sähköverkot ja -markkinat

Tarkastaja: professori Lauri Kettunen

Avainsanat: Sydän häviöt, hystereesihäviöt, pyörrevirtahäviöt, lisähäviöt, käämin häviöt, virranahto, läheisyysvaikutus, lämpöresistanssiverkko, lämpenemä, konvektio, lämpösäteily, lämmönjohtuminen

Markkinoiden kiristyvän kilpailun ja hintapaineen vuoksi kuristimien tarkempi mitoittaminen suunnitteluvaiheessa on entistä tärkeämpää. Tässä työssä tarkastellaan folio- ja lankakäämisten rautasydämisten kuristimien häviö- ja lämpölaskentaa. Kuristimen häviö- ja lämpölaskenta liittyvät tiiviisti toisiinsa, joten niiden tutkiminen yhdessä on kannattavaa. Häviöiden määrä vaikuttaa kuristimen lämpötilaan ja kuristimen lämpötila puolestaan kuristimen häviöiden määrään materiaalien resistiivisyyksien lämpötilariippuvuuden vuoksi.

Sydämen häviölaskenta voidaan jakaa kolmeen häviötyyppiin, joita kutsutaan hystereesihäviöiksi, klassisiksi pyörrevirtahäviöiksi ja lisähäviöiksi. Häviötyyppien riippuvuudet magnetointitaajuudesta ja magneettivuon tiheydestä ovat erilaiset johtuen häviöiden erilaisista syntymekanismeista. Samasta syystä häviöt ovat toisistaan riippumattomia ja voidaan laskea erikseen. Sydämen kokonaishäviöt saadaan summaamalla eri häviötyypit.

Käämin häviöiden suuruuteen vaikuttaa johdinmateriaalin lisäksi johtimen muoto, käämin muoto ja etäisyys sydäimestä. Tässä työssä lasketaan häviöt foliokäämeille sekä poikileikkaukseltaan pyöreällä ja suorakaiteen muotoisella langalla käämityille käämeille. Käämin häviöt koostuvat niin ikään useammasta komponentista. Käämissä syntyy johtimen resistiivisyyden vuoksi häviöitä tasavirrallakin. Tasavirtahäviöiden lisäksi häviöitä synnyttäviä ilmiöitä ovat virranahto, läheisyysvaikutus ja ulkoisen magneettikentän aiheuttamat pyörrevirtahäviöt. Kuristimien tapauksessa käämin kokema ulkoinen magneettikenttä on sydämen ilmväleissä pullistuva magneettikenttä.

Kuristimen jatkuvuustilan lämpölaskennassa käytetään hyväksi häviölaskennan mukaan kuristimessa lämmöksi generoituvaa tehoa. Jatkuvuustilassa kuristimessa generoituva lämpö siirtyy kuristimesta ulos yhtä nopeasti kuin uutta lämpöä generoituu. Lämmön kulkeutumista kuristimen sisällä sekä kuristimen ja ympäristön välillä mallinnetaan lämpöresistanssiverkon avulla. Lämpöresistanssiverkon avulla voidaan mallintaa vain kuristimen loppulämpötiloja. Lämpöresistanssiverkon muodostamista varten työssä määritetään lämpöresistanssit konvektiolle, lämmönjohtumiselle ja lämpösäteilylle.

## ABSTRACT

TAMPERE UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

Master's Degree Programme in Electrical Engineering

**MÄKILÄ, JONI:** Losses generated by distorted current and distribution of heat in a reactor

Master of Science Thesis, 85 pages, 4 Appendix pages

June 2015

Major: Power systems and market

Examiner: Professor Lauri Kettunen

Keywords: Core losses, hysteresis losses, eddy currents, excess losses, winding losses, skin effect, proximity effect, heat resistance network, heat rise, convection, thermal radiation, thermal conduction

Tightening competition on the markets and pressure to lower prices are giving accurate designing more value. In this thesis thermal and loss calculation of reactors with foil or wire windings and iron core are investigated. Thermal and loss calculations are tightly bonded together. Therefore it is beneficial to investigate both in the same thesis. Losses generated in the reactor are directly causing the temperature of the reactor. However temperature of the reactor is effecting into losses via temperature dependence of the resistivity.

The loss calculation of an iron core can be separated in three independent loss type, which are called hysteresis losses, classical eddy current losses and excess losses. Each type of loss has its own generation mechanism. Due to this the different losses can be calculated separately and then be summed to get total losses of the iron core.

The losses in windings are dependent from the material and shape of the conductor in the winding and also from the shape of the winding and distance from the core. In this thesis the winding losses are calculated for foil windings and wire windings wound from wire with rectangular and round cross sections. Also losses of windings consist of several loss types. The resistivity of the conductor causes losses also with direct current. In addition to DC losses some losses are generated due to skin effect, proximity effect and eddy currents caused by external magnetic flux density. In case of reactors the external magnetic flux density is caused by air gaps in the iron core.

The temperatures of the reactor are calculated in thermal steady state. The generated heat inside the reactor is given by loss calculations. In thermal steady state the temperature flow out of the reactor is in balance with the generated heat. Thermal flux inside the core and windings of the reactor, between core and windings and between the reactor and its surroundings are modelled with a thermal resistance network. Thermal resistances of natural convection, thermal conduction and thermal radiation are determined to construct a thermal resistance network. Also thermal contact resistances between reactor parts are needed for thermal conduction.

## ALKUSANAT

Tämä diplomityö on tehty Trafotek Oy:lle. Työn aihe muotoutui laskentatyökalujen kehitysprojektista kesällä 2014. Työn tutkimuksen pohjalta luotu laskenta tuli osaksi Excel pohjaista suunnitteluohjelmistoa, joka on osa suurempaa ohjelmistoketjua. Työhön liittyvät mittaukset on tehty tuotekehityksen laboratorioissa tai tuotannon koekentillä. Koekentillä tehdyt mittaukset toteuttivat koestajat ennalta luotujen ohjeiden mukaisesti.

Haluan kiittää Trafotek Oy:tä ja etenkin työn ohjaajaa Business and Technology Development Director Matti Seppää mahdollisuudesta tehdä tutkimusta erittäin haastavan ja mielenkiintoisen aihealueen parissa. Lisäksi haluan kiittää Matti Seppää rakentavasta palautteesta ja työn ohjaamisesta.

Työn tarkastajana toiminutta professori Lauri Kettusta haluan kiittää avusta vaativimpien laskentamenetelmien kanssa ja ohjauksesta työn aikana. Keskustelumme auttoivat löytämään uusia näkökulmia työn aiheeseen.

Haluan kiittää perhettäni ja opiskelukavereita tuesta koko opiskeluaikana ja työn tekemisen aikana. Lisäksi haluan kiittää rakasta tyttöystävääni ymmärryksestä ja tuesta työn loppuvaiheen puristuksessa.

Turussa .5.2015

---

Joni Mäkilä

# SISÄLLYS

1	Johdanto .....	1
2	Ferromagneettisten materiaalien magnetoitumisen teoriaa.....	2
2.1	Maxwellin yhtälöt .....	2
2.2	Magnetoituma ja helpot magnetointisuunnat .....	3
2.3	Weissin alueet ja Blochin seinämät.....	4
3	Kuristimen sydänhäviöt .....	7
3.1	Hystereesihäviöt .....	8
3.2	Sydämen pyörrevirtahäviöt .....	10
3.3	Lisähäviöt.....	11
4	Kuristimen käämin häviöt .....	14
4.1	Virranahto .....	14
4.2	Läheisyysvaikutus .....	16
4.3	Johdin ulkoisessa magneettikentässä .....	17
4.4	Muita käämin häviöihin vaikuttavia tekijöitä .....	20
5	Kuristimen lämpölaskenta jatkuvuustilassa .....	21
5.1	Lämmön siirtymisen mekanismit.....	22
5.1.1	Lämmön johtuminen.....	22
5.1.2	Konvektio.....	25
5.1.3	Lämpösäteily.....	29
5.2	Lämpöverkkomalli .....	30
6	Kuristimen kokonaishäviöiden verifiointi mittausten avulla .....	35
6.1	Mittauksissa käytettävät prototyypit .....	35
6.2	Mittautulosten ja laskentatulosten vertailu .....	37
6.2.1	Prototyypin 1 mittaukset ja laskentatulokset .....	37
6.2.2	Prototyypin 2 mittaukset ja laskentatulokset .....	45
6.2.3	Prototyypin 3 mittaukset ja laskentatulokset .....	49
6.2.4	Prototyypin 3 lisämittaukset .....	52
7	Kuristimen lämpölaskennan verifiointi mittausten avulla .....	56
7.1	Prototyypin 1 mitattujen ja laskettujen lämpötilojen vertailu .....	56
7.1.1	Sydämen lämpötilat .....	56
7.1.2	Käämin lämpötilat.....	60
7.2	Prototyypin 2 mitattujen ja laskettujen lämpötilojen vertailu .....	64
7.2.1	Sydämen lämpötilat .....	64
7.2.2	Käämin lämpötilat.....	67
7.3	Prototyypin 3 mitattujen ja laskettujen lämpötilojen vertailu .....	71
7.3.1	Sydämen lämpötilat .....	71
7.3.2	Käämin lämpötilat.....	74
7.3.3	Prototyypin 3 lisämittaukset .....	78
8	Johtopäätelmät ja laskennan jatkokehitys .....	80
	Lähteet.....	84

Liite A: PT-100 lämpöantureiden viitteelliset asennuspaikat

Liite B: Näkyvyyskertoimien laskenta yleisimmille 2D- ja 3D-geometrioille

## TERMIT JA NIIDEN MÄÄRITELMÄT

### Symbolit

$A$	Pinta-ala
$a$	Foliokäämin ulkopinnan etäisyys käämin pylvään pinnasta
$A_{ag}$	Magneettivuon kohtaaman ilmvälän pinta-ala
$A_c$	Kuristimen sydämen poikkipinta-ala
$A_G$	Ilmvälissä pullistuvan magneettikentän vektoripotentiali
$A_0$	Lähde magneettikentän voimakkuuden vektoripotentiali
$A_1$	Johtimen ulkopuolella olevan magneettikentän vektoripotentiali
$A_2$	Johtimen sisällä olevan magneettikentän vektoripotentiali
$B$	Magneettivuon tiheys
$B_{max}$	Magneettivuon tiheyden huippuarvo
$B_n$	Yliaallon $n$ aiheuttama magneettivuon tiheys
$B_n^{\%}$	Yliaallon $n$ aiheuttaman magneettivuon tiheyden prosenttiosuus kokonaisvuontiheydestä
$B_x$	Magneettivuon tiheyden $x$ -akselin suuntainen komponentti
$c_p$	Ominaislämpökapasiteetti
$C_1, C_2$	Integrointivakioita
$C_{1n}, C_{2n}, C_{3n}$	Vakioita differentiaaliyhtälössä
$D$	Sähkövuon tiheys
$d$	Pyöröjohtimen halkaisija tai muuntajateräslevyn paksuus
$E$	Sähkökentän voimakkuus
$E_b$	Mustan kappaleen lähettämä säteilytiheys
$\dot{E}_g$	Tilavuudessa generoituva lämpöenergia
$\dot{E}_{in}$	Tilavuuteen tuleva lämpöenergia
$\dot{E}_{out}$	Tilavuudesta poistuva lämpöenergia
$E_s$	Todellisen kappaleen säteilytiheys
$\dot{E}_{st}$	Tilavuuteen varastoituva lämpöenergia
$e_z$	$Z$ -akselin suuntainen yksikkövektori
$f$	Taajuus
$f_n$	Yliaallon $n$ taajuus
$f_m$	Hystereesihäviöt aiheuttavan magneettikentän perusaallon taajuus
$f_0$	Staattisten hystereesihäviöiden mittauksessa käytetty taajuus
$F_{ij}$	Näkyvyyskerroin pintojen $i$ ja $j$ välillä
$F_1(\Delta_m)$	Virranahdon aiheuttamien häviöiden laskennassa käytettävä analyyttinen funktio
$F_2(\Delta_m)$	Läheisyysvaikutuksen aiheuttamien häviöiden laskennassa käytettävä analyyttinen funktio

$G$	Gravitaatiovakio
$G_M$	Maxwellin yhtälöistä johdettava dimensioton parametri laminoituneen sydänrakenteen pyörrevirtahäviöiden ratkaisuun
$G_p$	Analyttinen funktio johdinten välisen läheisyysvaikutuksen ratkaisemiseen
$Gr$	Grashoffin luku
$G_{rad}$	Ympäristöstä pintaan saapuva säteily
$H$	Magneettikentän voimakkuus
$h$	Konvektiivinen lämmönsiirtokerroin
$H_a$	Sinimuotoinen magneettikentän voimakkuus
$H_c$	Koersiivimagneettikentän voimakkuus
$H_{C,y}$	Johtimeen induoituneen virran synnyttämän magneettikentän voimakkuuden y-akselin suuntainen komponentti
$H_{C1,n}$	Alkuperäinen foliojohtimeen induoituneen virran tilaharmonisen synnyttämä magneettikentän voimakkuus
$H_{C2,n}$	Peilattu foliojohtimeen induoituneen virran tilaharmonisen synnyttämä magneettikentän voimakkuus
$H_e$	Johtimen kokema ympäröivien johtimien aiheuttama magneettikentän voimakkuus
$H_{exc}$	Lisämagneettikentän voimakkuus
$H_{g,y}$	Ilmaväliä mallintavan ekvivalentin virran synnyttämän magneettikentän voimakkuuden y-akselin suuntainen komponentti
$H_{in}$	Johtimen sisällä olevan magneettikentän voimakkuuden vektori sylinterikoordinaatistossa
$H_{in,r}$	Johtimen sisällä olevan magneettikentän voimakkuuden säteen suuntainen komponentti sylinterikoordinaatistossa
$H_{in,\phi}$	Johtimen sisällä olevan magneettikentän voimakkuuden kehän suuntainen komponentti sylinterikoordinaatistossa
$H_{max}$	Magneettikentän voimakkuuden huippuarvo
$H_w$	Yhden Blochin seinämän liikkeen synnyttämiä lisähäviöitä vastaava magneettikentän voimakkuus
$H_x$	Magneettikentän voimakkuuden x-suuntainen komponentti
$H_2$	Magneettikentän voimakkuus foliokäämin sisällä
$I$	Johtimessa kulkeva virta
$I_i$	Pinnasta i lähtevän säteilyn intensiteetti
$I_k$	Ensimmäisen lajin modifioitu Besselin funktio
$I_k'$	Ensimmäisen lajin modifioituneen Besselin funktion derivaatta
$J$	Johtimen virrantiheys
$j$	Imaginaariyksikkö
$J_i$	Kokonaissäteilyn voimakkuus
$J_{in}$	Johtimeen induoituneen virran tiheys

$\hat{J}_m$	Johdin kerroksen m virran amplitudi
$J_x$	Virrantiheyden x-akselin suuntainen komponentti
$J_z$	Virrantiheyden z-akselin suuntainen komponentti
$J_2$	Foliokäämiin indusoitunut virrantiheys
$k$	Kompleksinen aaltovektori
$k_f$	Materiaalista riippuva korjauskerroin magneettivuon särön huomioimiseksi hystereesihäviöiden laskennassa
$K_H$	Lisähystereesisilmukoiden aiheuttamat tehohäviöt huomioiva kerroin
$l$	Johtimen pituus
$L$	Karakteristinen pituus
$l_{ag}$	Sydämen kokonaisilmavälin pituus
$l_g$	Sydämen yksittäisen ilmavälin pituus
$l_s$	Sydämen ilmavälin pituus
$M_r$	Remanenssi magnetoituma
$n$	Yliaallon järjestysluku
$n$	Normaalivektori
$N_m$	Suorakaiteen muotoisten johtimien määrä kerroksessa
$Nu$	Nusseltin luku
$n_0$	Materiaalille ominainen mikrorakenteiden vaikutuksia tehohäviöihin kuvaava parametri
$p$	Sydämen ilmavälien indusoimien häviöiden laskennan jaksollinen pituus
$P_{cl}$	Klassiset pyörrevirtahäviöt
$P_{exc}$	Lisähäviöt
$P_{gap}$	Ilmavälissä pullistuvan magneettikentän käämiin indusoimat häviöt
$P_h$	Hystereesi häviöt
$P_{h,st}$	Staattiset hystereesihäviöt
$P_m$	Johdinkerroksen tehohäviöt
$P_{prox}$	Johtimien läheisyysvaikutuksen aiheuttamat tehohäviöt
$Pr$	Prandtlin luku
$q$	Lämpövirta
$q_{ij}$	Lämpövirta pinnasta i pintaan j
$q_r$	Säteen suuntainen lämpövirta
$q_x$	Lämpövirran x-suuntainen komponentti
$q''$	Lämpövirrantiheys
$q''_{kontakti}$	Kahden kappaleen kosketuspinnan kautta kulkeva lämpövirrantiheys
$q''_{rad}$	Säteilemällä siirtyvä lämpövirrantiheys
$q''_{rako}$	Kahden kappaleen kosketuspinnan ilmarakojen kautta kulkeva lämpövirrantiheys

$q_x''$	Lämpövirrantiheyden x-suuntainen komponentti
$R$	Resistanssi
$r$	Säde
$r'$	Virrallisen johtimen etäisyys origosta
$R''_{AB}$	Kappaleiden A ja B välinen kontaktiresistanssi
$R_{cond}$	Johtumisen lämpövastus
$R_{conv}$	Konvektion lämpövastus
$R_{dc}$	Tasavirtaresistanssi
$Re$	Reynoldsin luku
$R_{skin}$	Virranahdosta aiheutuvat tehohäviöt
$R_{rad}$	Säteilyn lämpövastus
$T$	Jaksonaika
$t$	Aika
$T_A$	Kappaleen A lämpötila
$T_B$	Kappaleen B lämpötila
$T_s$	Pinnan lämpötila
$T_{s,1}$	Pinnan 1 lämpötila
$T_{s,2}$	Pinnan 2 lämpötila
$T_\infty$	Kaukana pinnasta olevan ympäristön lämpötila
$u$	Fluidin nopeusprofiili
$v$	Fluidin virtausnopeus
$V_0$	Materiaalille ominainen mikrorakenteiden vaikutuksia tehohäviöihin kuvaava parametri
$W_h$	Sydämen ikkunan pituus x-suunnassa
$W_w$	Käämin leveys
$x$	Pisteen paikka x-akselin suuntaan
$x_{r,i}$	Johtimen keskipisteen x-koordinaatti
$x_l$	Foliokäämin sisäpinnan etäisyys sydämen pinnasta
$y$	Pisteen y-koordinaatti
$\alpha_s$	Absorptiokerroin
$\alpha_T$	Terminen diffusiviteetti
$\alpha_\rho$	Resistiivisyyden lämpötilakerroin
$\beta$	Virtaavan fluidin lämpölaajenemisen kerroin
$\beta_\lambda$	Lämmönjohtumisen lämpötilariippuvuuden materiaalikohdainen vakio
$\Delta B_n$	Säröytyneen magneettivuon tiheyden paikallisen minimin ja maksimin erotus
$\Delta_m$	Normalisoitu johtimen paksuus
$\Delta T$	Lämpötilaero
$\delta_T$	Termisen rajakerroksen paksuus
$\varepsilon$	Emissiviteetti
$\varphi_n$	Magneettivuon tiheyden yliaallon n vaihesiirtokulma

$\theta$	Muuntajaraudan kiteen magnetoituman kulma
$\theta_B$	Magneettivuon tiheyden hetkellisarvon vaihekulma
$\omega$	Kulmataajuus
$\Phi$	Magneettivuo
$\phi$	Sylinterikoordinaatiston kulma
$\sigma$	Sähkönjohtavuus
$\sigma_s$	Stefanin-Boltzmannin vakio
$\mu$	Permeabiliteetti
$\mu_d$	Fluidin dynaaminen viskositeetti
$\vartheta$	Fluidin kinemaattinen viskositeetti
$\gamma$	Suhteellinen johtimen paksuus
$\zeta$	Suorakaiteen muotoisen johtimen häviölaskennassa käytetty johtimen paksuuden ja tunkeutumissyvyyden funktio
$\lambda$	Lämmönjohtavuus
$\lambda_c$	Ilmaväliä mallintavan ekvivalentin virtalevyn käämiin indusoima virta
$\lambda_{c,n}$	Käämiin indusoituneen virran n kertaluvun tilaharmoninen
$\lambda_g$	Ilmaväliä mallintava ekvivalentti virtalevy
$\lambda_{g,n}$	Ekvivalentin virtalevyn n kertaluvun tilaharmoninen
$\lambda_{g,max}$	Ekvivalentin virtalevyn huippuarvo
$\lambda_0$	Lämmönjohtavuus referenssilämpötilassa
$\gamma_b$	Dimensioton parametri sydämen pyörrevirtahäviöiden laskemiseksi Bertottin menetelmällä
$\rho$	Resistiivisyys
$\tau_m$	Ekvivalentin foliojohtimen paksuus
$\kappa$	Kompleksinen permittiivisyys

## Lyhenteet

THD	Harmoninen kokonaissärö (Total Harmonic Distortion)
FFT	FFT (Fast Fourier Transformation) on algoritmi diskreetin Fourier muunnoksen laskemiseksi

# 1 JOHDANTO

Kilpailun jatkuva kiristyminen markkinoilla aiheuttaa suuren hintapaineen tuotevalmistukseen. Kuristimen hinnasta merkittävä osa koostuu materiaalikustannuksista. Kun saman induktanssin omaava kuristin voidaan suunnitella pienemmäksi, saadaan materiaalikustannuksissa säästettyä. Tällöin kuitenkin kuristin käy sitä lämpimämpänä mitä pienempi se on, koska sydämen magneettivuon tiheyttä ja johtimessa kulkevaa virtaa on kasvatettava. Kuristimen lämpötila ei kuitenkaan missään tapauksessa saa ylittää suurinta sallittua lämpötilaa. Tämä korostaa suunnitteluvaiheessa tehtävän häviö- ja lämpölaskennan tarkkuuden ja oikeellisuuden merkitystä, kun marginaalia lämpötiloissa pienennetään. Jokainen suunnitteluvirhe on yritykselle kallis.

Laskennan tarkkuus ei ole kuitenkaan ainut merkitsevä tekijä. Tehokkuus parantaa kilpailukykyä, jolloin laskennan on oltava riittävän nopeaa. Maxwellin yhtälöistä lähtien voidaan ratkaista hyvinkin tarkasti halutut suuret kuristimen käämin ja sydämen jokaisessa pisteessä. Tuotteen suunnittelun kannalta näin raskas laskenta ei ole kustannusteknisesti perusteltua. Keskiarvoistamalla laskennassa käytettävät suuret suuremman alueen ylitse saadaan riittävän tarkkoja tuloksia huomattavasti kevyemmällä laskennalla.

Trafotekillä on aiemmin tehty yksi aiheeseen liittyvää diplomityötä. Pertti Arvosen työ liittyi kuivamuuntajien lämpölaskentaan luonnollisella konvektiolla. Lisäksi Ilkka Rissanen ABB:lle tehty työ, joka liittyi kuristimen sydänhäviöiden laskentaan, on tehty yhteistyössä Trafotekin kanssa. Tämän työn tavoitteena on ollut jatkokehittää näissä töissä esiteltyjä laskentamenetelmiä ja lisäksi kehittää käämihäviöiden laskentaa. Häviöt 50 Hz:n taajuudella ovat olleet hyvin tunnettuja jo aiemmin, mutta tuntemus yliaaltojen vaikutuksesta häviöihin on ollut vajavaista. Muuntajaraudan valmistajat ilmoittavat häviöluvut yleensä vain 50 Hz:n taajuudella, joten suurempien taajuuksien huomioon ottaminen on tehtävä laskennallisesti. Vähimmällä huomiolla kuristimien häviölaskennassa on ollut kuristimen sydämen ilmaväleissä ”pullistuvan” magneettikentän indusoimat käämihäviöt. Osasyynä tähän on kyseisten häviöiden haastava matemaattinen mallintaminen. Toisena vaikuttavana tekijänä on se, että nämä häviöt nousevat merkittäviksi vasta kun sydämässä on suuri ilmaväli sekä magneettikentän taajuus ja voimakkuus ovat suuret.

Työssä käsiteltävien laskentamenetelmien pohjalta luodaan uusi Excel pohjainen laskentaohjelmisto, jonka tavoitteena on olla vanhoja laskentapohjia merkittävästi tarkempi tinkimättä laskentanopeudesta liian paljon. Luotu laskenta tulee osaksi koko suunnitteluprosessin kattavaa ohjelmistoketjua. Osana työtä laskennan tarkkuutta pyritään varmentamaan tekemällä mittauksia valmistettavista prototyyppeistä kuristimista. Kokonaishäviöiden selvittäminen mittaamalla on yksinkertaista. Häviöiden jako komponentteihin on kuitenkin erittäin vaikeaa.

## 2 FERROMAGNEETTISTEN MATERIAALIEN MAGNETOITUMISEN TEORIAA

Ferromagneettisesta materiaalista tehty sydän on oleellisessa osassa induktiivisissa komponenteissa. Sydänmateriaalissa syntyy myös häviöitä, joiden ymmärtämiseksi on tunnettava ferromagneettisten materiaalien magnetoitumisen teorian periaatteita. Ferromagneettiset aineet magnetoituvat ulkoisen magneettikentän vaikutuksesta. Magnetoitumisen merkitystä materiaalin yksilölliseen BH-relaatioon kuvataan materiaalin suhteellisella permeabiliteetilla. Ferromagneettisten materiaalien suhteelliset permeabiliteetit ovat huomattavan suuria verrattuna para- ja diamagneettisiin aineisiin, joiden suhteelliset permeabiliteetit ovat hieman alle ja hieman yli yhden.

### 2.1 Maxwellin yhtälöt

Maxwellin yhtälöt ovat sähkömagneettisen mallintamisen oleelliset yhtälöt. Näiden neljän yhtälön sekä väliaine-yhtälöiden avulla makroskooppisen mittakaavan sähkömagneettinen luonnonilmiö voidaan mallintaa kokonaisuudessaan. Maxwellin yhtälöt ovat

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho, \quad (1a)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (2a)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (3a)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}. \quad (4a)$$

Yhtälöissä  $\mathbf{D}$  on sähkövuon tiheys,  $\rho$  on varaustiheys,  $\mathbf{B}$  on magneettivuon tiheys,  $\mathbf{E}$  on sähkökentän voimakkuus,  $\mathbf{H}$  on magneettikentän voimakkuus ja  $\mathbf{J}$  on virrantiheys. Yllä olevat yhtälöt ovat differentiaalimuodossa. Maxwellin yhtälöt esitetään usein myös integraalimuodossa.

$$\oint_{\partial V} \mathbf{D} \cdot \mathbf{n} \, da = \int_V \rho \, dV \quad \forall V \quad (1b)$$

$$\oint_{\partial V} \mathbf{B} \cdot \mathbf{n} \, da = 0 \quad \forall V \quad (2b)$$

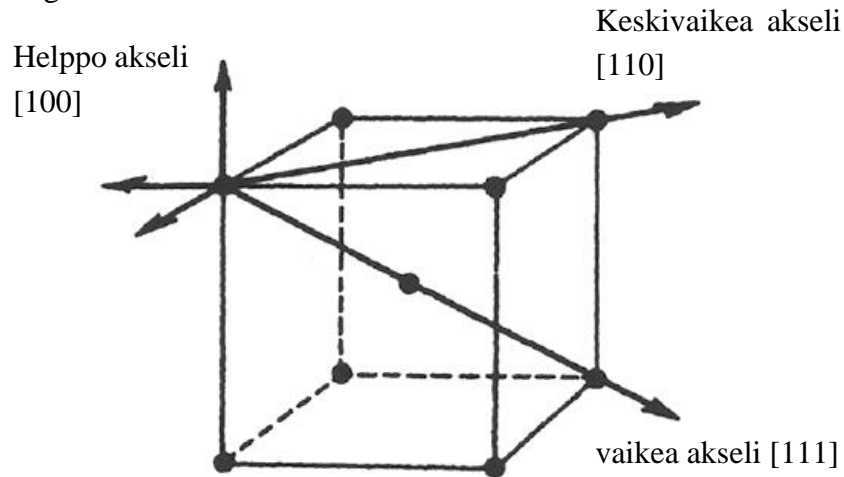
$$\oint_{\partial S} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = -\frac{\partial}{\partial t} \int_S \mathbf{B} \cdot \mathbf{n} da \quad \forall S \quad (3b)$$

$$\oint_{\partial S} \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = \int_S \mathbf{J} \cdot \mathbf{n} da + \frac{\partial}{\partial t} \int_S \mathbf{D} \cdot \mathbf{n} da \quad \forall S \quad (4b)$$

Yhtälöistä kahta ensimmäistä kutsutaan Gaussin laiksi sähkö- ja magneettikentille, kolmas on nimeltään Faradayn induktiolaki ja neljättä kutsutaan Ampèren laiksi Maxwellin lisäyksellä. (Nousiainen 2011)

## 2.2 Magnetoituma ja helpot magnetointisuunnat

Kuristimissa käytettävä muuntajarauta on yleensä kiteistä. Myös amorfista rautaa saataan käyttää joissain tapauksissa. Kiteisen raudan yhden kiteen sisäiset magneettiset momentit ovat yhdenmukaisesti suuntautuneet, koska raudan kiteessä yksi magnetoitumisakseli on raudan sisäenergian minimoitumisen kannalta muita suuntia edullisempi. Materiaalin anisotropiasta riippuen helppoja magnetointiakseleita voi olla myös useampia, mutta kiteisen muuntajaraudan tapauksessa uniakσιαalinen anisotropia määrää vain yhden helpon magnetointiakselin. Kidesuunnatussa muuntajaraudassa valmistusmenetelmien ansiosta kiteiden helpot magnetointiakselit asettuvat paremmin yhdensuuntaisiksi kuin suuntaamattomassa muuntajaraudassa. Tämän seurauksena suunnatussa muuntajaraudassa on suurempia yhdensuuntaisesti magnetoituneita alueita kuin suuntaamattomassa raudassa. Kuvassa 2.1 havainnollistetaan kiteen helppoa magnetoitumissuuntaa ja vaikeampia magnetointiakseleita.

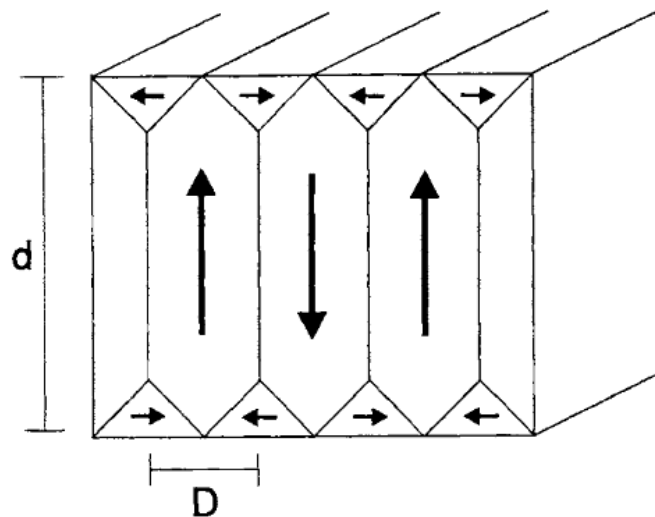


**Kuva 2.1.** Muuntajaraudan kiteen magnetointiakselit. Helppo magnetointiakseli on akseli [100]. (Bozorth 1993)

Magnetointiakselien suunta ja määrä kiteessä riippuu tarkasteltavan materiaalin ominaisuuksista. Kuvasta 2.1 nähdään, että raudan helppo magnetointisuunta on kiteen särmän suuntainen. (Bertotti 1998)

### 2.3 Weissin alueet ja Blochin seinämät

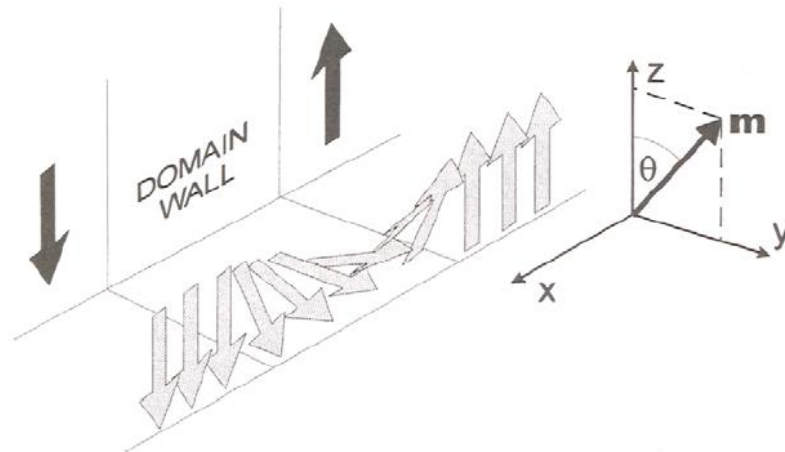
Kiderakenteeseen muodostuvia pieniä alueita, joissa materiaalin magneettiset momentit ovat luonnostaan suuntautuneet samansuuntaisiksi, kutsutaan Weissin alueiksi tai magneettisiksi domaineiksi. Kuvassa 2.2 on esitetty Weissin alueiden magnetoituman suuntautumisia ohuessa pii-rauta levyssä.



*Kuva 2.2. Weissin alueiden eli magneettisten domainien muoto ohuessa rautalevyssä. (Bertotti 1998)*

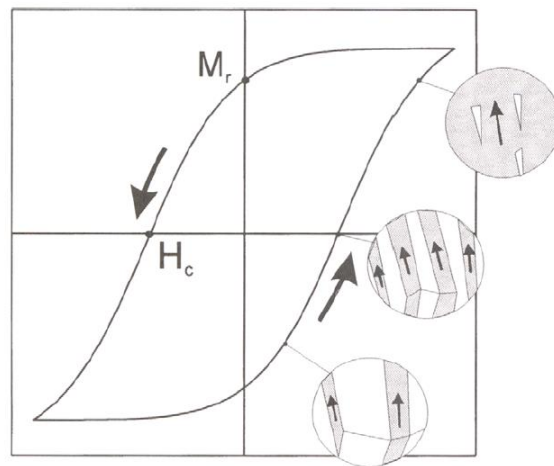
Levyn pintaan syntyy kuvan 2.2 mukaisesti  $90^\circ$  kulmassa olevia magnetoituneita alueita, jotka sulkevat levyn sisällä olevat magnetoituneet alueet. Sulkevien magnetoitumien vuoksi magnetoituma on lähteetön. Näin domain rakenteeseen ei synny myöskään napoja. Levyn sisällä olevien Weissin alueiden magnetoituman suunta johtuu helpoista magnetoituisuunnista. Kappaleen sisäenergian kannalta optimaalinen domainien koko riippuu materiaalin magnetostaattisesta energiasta ja Blochin seinämien energiasta. (Bertotti 1998)

Weissin alueita rajoittavat Blochin seinämät. Blochin seinämässä magneettisten momenttien suunta vaihtuu asteittain erisuuntaisesti magnetoituneiden Weissin alueiden välillä. Blochin seinämän eri puolilla magnetoituisuunnat voivat olla mielivaltaiset. Kuvassa 2.3 on  $180^\circ$  magnetoituisuunnan muutos.



**Kuva 2.3.** Magnetoituman suunnan muuttuminen Blochin seinämässä. (Bertotti 1998)

Ulkoisen magneettikentän vaikutuksesta Weissin alueissa tapahtuu muutoksia. Ne alueet joiden magnetoituma on lähellä ulkoisen magneettikentän suuntaa kasvavat erisuuntaisesti magnetoituneiden alueiden kustannuksella. Näin ulkoinen magneettikenttä ja sen muutokset aiheuttavat Blochin seinämien liikehdintää. Mitä voimakkaampi kenttä on, sitä suurempi osa magneettisista momenteista on suuntautunut samaan suuntaan. Ulkoisen magneettikentän voimakkuuden kasvaessa riittävän suureksi kaikki kappaleen magneettiset momentit ovat ulkoisen kentän suuntaisia. Tällöin kappale on saturoitunut. Weissin alueiden koon muutosta hystereesisilmukan eri vaiheissa on havainnollistettu kuvassa 2.4



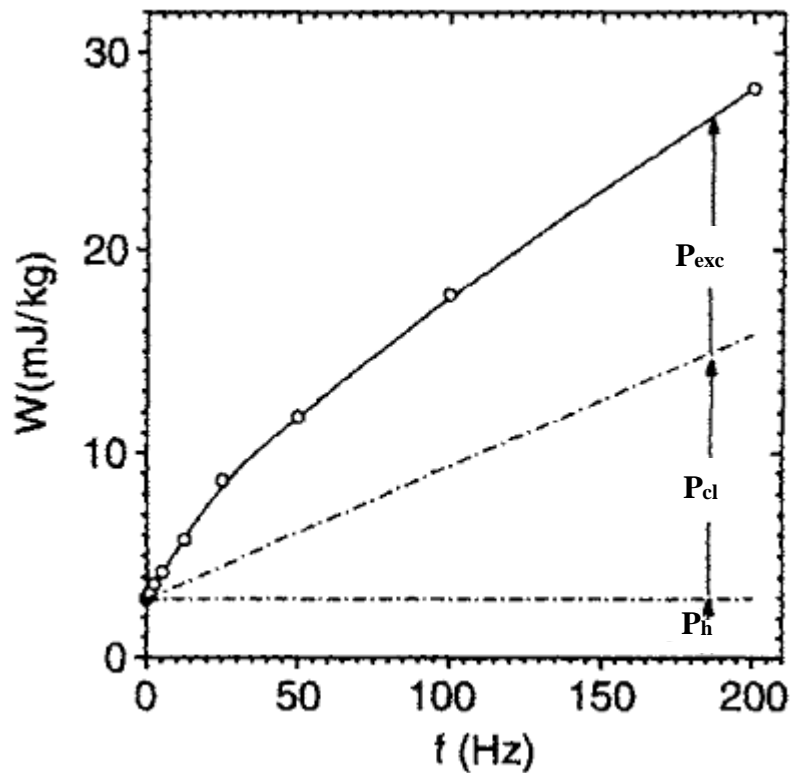
**Kuva 2.4.** Weissin alueiden koko hystereesisilmukan eri osissa. (Bertotti 1998)

Kuvasta 2.4 havaitaan miten hystereesisilmukan kärki taipuu materiaalin lähestyessä saturoitunutta tilaa. Ferromagneettisilla aineilla on suuri permeabiliteetti, joka kuitenkin pienenee nopeasti materiaalin lähestyessä saturoitunutta tilaa. Tästä syystä ferromagneettisten materiaalien magnetointikäyrä kääntyy lähes vaakasuoraksi magneettikentän voimakkuuden kasvaessa riittävän suureksi. Permeabiliteetti ei ole vakio vaan voi muuttua

riippuen sijainnista väliaineessa, syötetyn magneettikentän taajuudesta, ilmankosteudesta, lämpötilasta ja tärkeimpänä magneettikentän voimakkuuden huippuarvosta. (Bertotti 1998)

### 3 KURISTIMEN SYDÄNHÄVIÖT

Kuristimissa käytetään usein ferromagneettista materiaalia, jotta saavutetaan suurempia magneettivuon tiheyksiä kuin ilmasydämisillä kuristimilla. Sydänmateriaaleissa syntyy kuitenkin häviöitä muuttuvan magneettikentän vuoksi. Nämä häviöt voidaan jakaa kolmeen osaan, jotka ovat hystereesihäviöt, klassiset pyörrevirtahäviöt ja lisähäviöt. Kuvassa 3.1 on esitetty suunnatun muuntajaraudan kolmeen perusosaan jaetut häviökomponentit jaksonaikana taajuuden funktiona.



**Kuva 3.1.** Hystereesi häviöt, klassiset pyörrevirtahäviöt ja lisähäviöt taajuuden funktiona. (Fiorillo 2004)

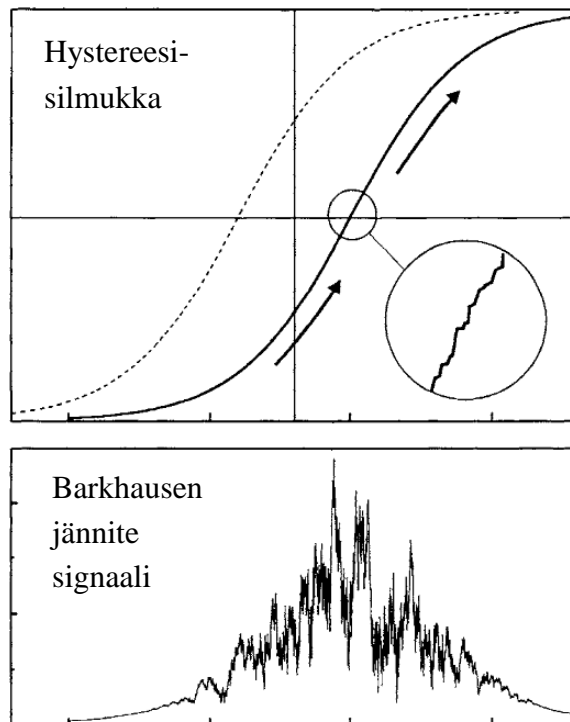
Kuvassa 3.1 hystereesihäviöitä on merkitty lyhenteellä  $P_h$ , klassisia pyörrevirtahäviöitä lyhenteellä  $P_{cl}$  ja lisähäviöitä merkinnällä  $P_{exc}$ . Häviöiden jako kolmeen toisistaan riippumattomaan osaan perustuu siihen, että jokainen häviötyyppi omaa erilaisen riippuvuuden magnetointitaajuuteen ja magneettivuon tiheyteen. Häviöiden suuruuteen vaikuttavat muun muassa magnetoinnin taajuus, magneettikentän huippuarvon suuruus ja sydämen materiaali. Tässä työssä tarkastellaan häviötä sydämen geometrialla, jossa sydän koostuu useista päällekkäin ladotuista ohuista laminoituista muuntajaraudalevyistä ja on poikkeukseltaan suorakaiteen muotoinen. (Bertotti 1998)

### 3.1 Hystereesihäviöt

Hystereesihäviöt vaihtosuureen jaksonaikaa kohti eivät riipu taajuudesta, kuten kuvasta 3.1 voidaan havaita. Hystereesihäviöiden suuruus on verrannollinen hystereesisilmukan pinta-alaan. Seuraavassa on esitetty hystereesisilmukan muodostuminen ja yliaaltopitoisen magneettivuon näkyminen hystereesisilmukassa.

Materiaalille ominainen hystereesisilmukka saadaan aikaiseksi altistamalla materiaali todella hitaasti kahden ääriarvon välillä vaihtelevalla ulkoiselle magneettikentän voimakkuudelle  $H$  ja piirtämällä indusoituneen magneettikentän voimakkuuden suuntainen magnetoituma. Vaikka muutos olisi miten hidas tahansa, käyrän meno ja paluu reitti eroavat toisistaan. Näin syntyy hystereesisilmukka. Hystereesisilmukan ensimmäistä neljänestä kutsutaan magnetoitikäyräksi. Näin ollen on selvää, että hystereesisilmukan pinta-ala on riippuvainen magneettivuon tiheyden huippuarvosta. Muita hystereesisilmukan muotoon vaikuttavia tekijöitä ovat remanenssi magnetoituma ja koersiivikentän voimakkuus. Remanenssi magnetoituma,  $M_r$ , ja koersiivikentän voimakkuus,  $H_c$ , on merkitty kuvaan 2.4. Remanenssi kuvaa tilannetta, jossa voimakkaalle magneettikentälle altistettu ferromagneettinen aine on jäänyt magnetoituneeseen tilaan ulkoisen magneettikentän poistuttua. Koersiivikentän voimakkuus on ulkoisen magneettikentän voimakkuus, joka tarvitaan magnetoituneen ferromagneettisen aineen palauttamiseksi magnetoitumattomaan tilaan.

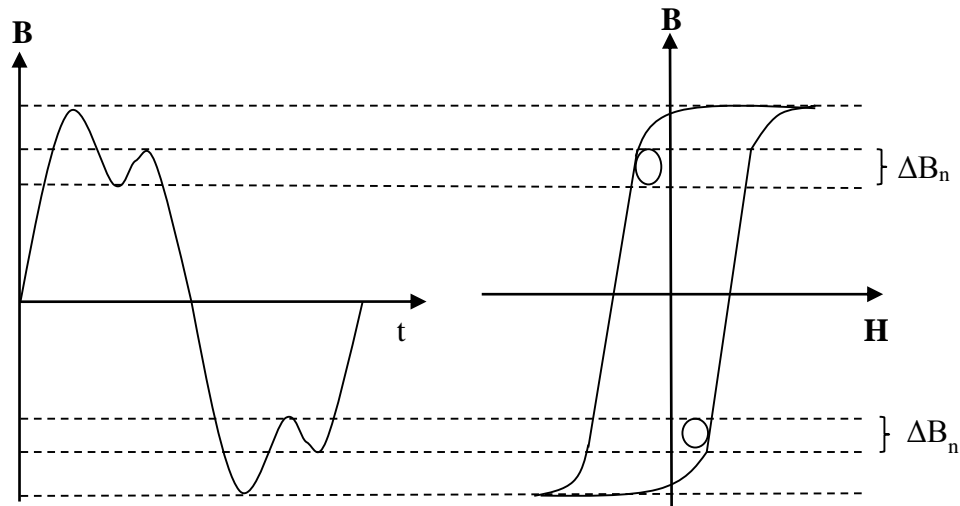
Kun hystereesikäyrää tarkastellaan riittävän läheltä, voidaan huomata, että käyrä ei ole täysin sileä. Hystereesikäyrässä olevia pieniä hyppäyksiä kutsutaan Barkhausen hypyiksi. Kuvassa 3.2 on esitetty hystereesikäyrä, jonka suurennoksesta voidaan havaita Barkhausen hypyt. Barkhausen hypyt voidaan havaitaan myös jännitettä mittaamalla. Kuvan 3.2 ala osassa on jännitesignaali havaittava Barkhausen melu.



**Kuva 3.2.** Hystereesisilmukka, jonka suurennoksessa näkyy Barkhausen hyppyjä ja alla Barkhausen signaali. (Bertotti 1998)

Barkhausen hyppy syntyy Blochin seinämien satunnaisten askelmaisten liikkeiden seurauksena. Epätasaiset liikkeet aiheutuvat seinämien taipumisista ja pinning-ilmioista. Pinning-ilmion aiheuttavat paikalliset sattumanvaraiset magneettikentät syntyvät materiaalin kiderakenteen epäjärjestyksistä ja mahdollisista epäpuhtauksista. Liikkuva Blochin seinämä kokee pinning kentän puoleensa vetävän voiman, jolloin seinämä taipuu. Kun seinämä vapautuu pinning kentän vaikutuksesta, palautuu seinämän taipunut osa muun seinämän kanssa samaan linjaan. (Bertotti 1998)

Virran yliaallot aiheuttavat magnetoituman suunnan hetkellisiä kääntymisiä. Tämä näkyy myös magneettivuon tiheyden käyrämuodossa säröytymisenä. Magnetoituman hetkelliset suunnanmuutokset aiheuttavat hystereesisilmukkaan ylimääräisiä pieniä lisäilmukoita. Kuva 3.3 havainnollistaa säröytyneen magneettivuon tiheyden ja hystereesisilmukan pienten lisäilmukoiden välistä yhteyttä.

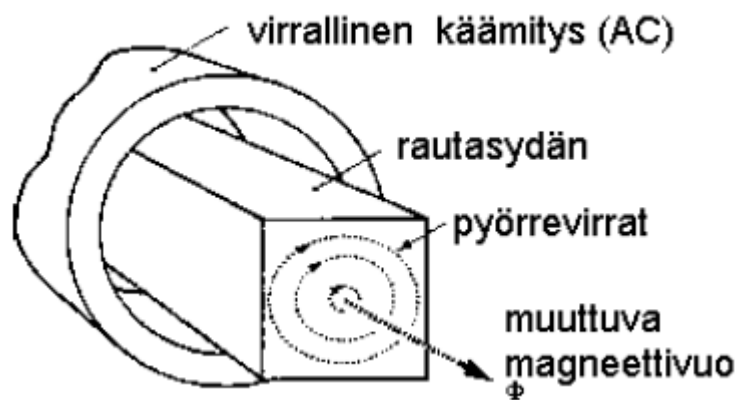


**Kuva 3.3.** Vasemmalla säröytyneen magneettikentän kuvaaja ajan funktiona ja oikealla hystereesisilmukka, jossa särön aiheuttamat lisähystereesisilmukat.

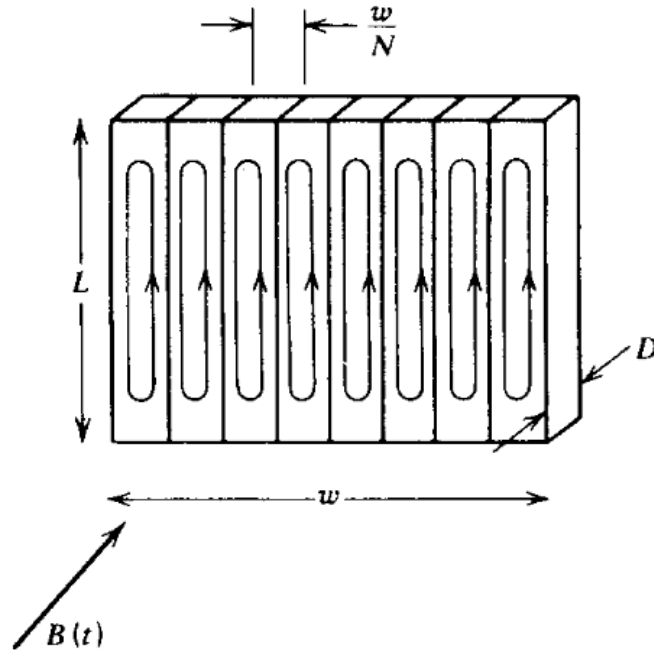
Hystereesisilmukan lisäilmukat kasvattavat hystereesisilmukan kokonaispinta-alaa eli hystereesihäviöiden suuruutta. (Lavers et. al. 1978)

### 3.2 Sydämen pyörrevirtahäviöt

Magneettikentän muutos edellyttää aina myös magneettikenttää vastaan kohtisuorassa olevan sähkökentän olemassaoloa. Muuttuva magneettikenttä indusoi ympärillään olevaan johtavaan materiaaliin sähkökentän Faradayn induktiolain mukaisesti. Jos johtavasta materiaalista muodostuu suljettu silmukka, alkaa siinä kiertää virta. Johtava materiaali voi olla esimerkiksi johdin silmukka tai kuristimen sydämen rauta. Kuvista 3.4 ja 3.5 on esitetty pyörrevirtojen syntyminen yhtenäisessä rautakappaleessa ja kuristimen laminoidussa rautasydämessä. (Nousiainen 2011)



**Kuva 3.4.** Pyörrevirtojen syntyminen yhtenäisessä rautakappaleessa. (Nousiainen 2011)

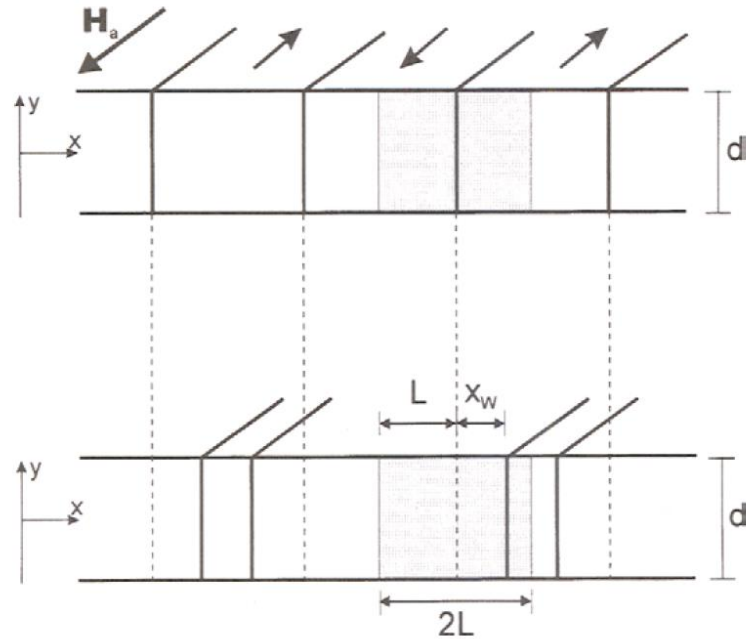


**Kuva 3.5.** Pyörrevirtojen jakautuminen laminoidussa sydänrakenteessa. (Zahn 2008)

Syntyvän virran suuruus riippuu silmukan pinta-alasta. Mitä suurempi pinta-ala on sitä suurempia ovat myös pyörrevirrat. Tämän vuoksi kuristimien rautasydämet tehdään toisistaan eristetyistä ohuista rautalaminaateista, jolloin pyörrevirtahäviöt pienenevät huomattavasti.

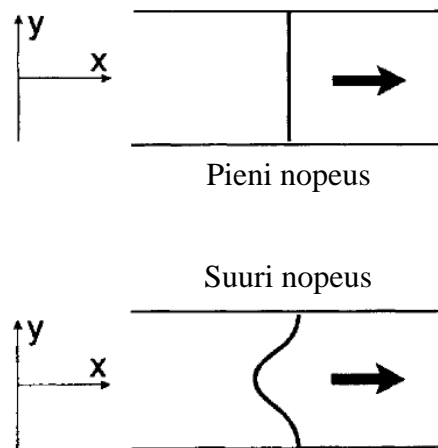
### 3.3 Lisähäviöt

Lisähäviöt (excess losses) ovat luonteeltaan pyörrevirtahäviöitä, joita klassinen pyörrevirtateoria ei selitä. Lisähäviöiden syntyminen liittyy ferromagneettisen materiaalin Blochin seinämien liikkeisiin. Pryn ja Bean loivat mallillaan pohjan lisähäviöiden laskennalle. Pryn ja Beanin mallissa oletetaan Weissin alueiden jakautuvan tasaisesti levyssä sekä magnetoituman suunnan olevan Blochin seinämien eri puolilla vastakkaisuuntaiset kuten kuvassa 2.2 kuvattiin. Suunnatussa muuntajaraudassa päästään lähelle ideaalista tilannetta, mutta domain rakenteen idealisoiminen johtaa kuitenkin häviöiden aliarvioimiseen etenkin korkeilla taajuuksilla. Tärkeintä antia Pryn ja Beanin mallissa on levyn paksuuden sekä Weissin alueiden koon suhteen  $2L/d$  tunnistaminen. Tämä suhde on tärkeä tekijä lisähäviöiden syntymiseen. (Bertotti 1998)



**Kuva 3.6.** Weissin alueiden leveyden muutokset esitettynä  $d$ -paksuisessa levyssä. (Bertotti 1998)

Bloch'in seinämät taipuvat taajuuden kasvaessa ja samalla myös seinämien liikenopeuden kasvaessa. Taajuuden kasvaessa syntyy enemmän pyörrevirtoja, joiden vuoksi magneettinen vastapaine kasvaa. Syntyvä magneettinen paine aiheuttaa Blochin seinämiin taipumista, jota on havainnollistettu kuvassa 3.7.



**Kuva 3.7.** Blochin seinämän taipuminen magneettisen vastapaineen vaikutuksesta. (Bertotti 1998)

Suurempi taajuus tarkoittaa samalla Blochin seinämien liikenopeuden kasvamista. Kuvassa 3.7 ylemmässä seinämässä ei tapahdu taipumista, koska seinämän nopeus on pieni. Kuvan alemmassa seinämässä taipumista tapahtuu, koska seinämän nopeus on suuri. (Bertotti 1998)

Blochin seinämien taipumisen lisäksi Weissin alueet eivät kaikki ole keskenään saman kokoisia vaan alueiden koko vaihtelee sattumanvaraisesti kappaleen sisällä. Satunnaisuuden vuoksi Bertotti on lähestynyt lisähäviöitä tilastollisten keskiarvojen kautta. Levyn poikkipinnalle jakautuu satunnaisesti  $n$  kappaletta aktiivisia korrelaatioalueita. Korrelaatioalueita kutsutaan toisinaan magneettisiksi objekteiksi. Korrelaatioalueet ovat keino kuvata Barkhausen hyppäyksen yhteydessä syntyvää kohonnutta todennäköisyyttä sille että seuraava hyppäys tapahtuu edellisen seinämän hyppäyksen läheisyydessä. Kentän  $H_w$  avulla voidaan esittää lisähäviöitä aiheuttava Blochin seinämien synnyttämä lisäkenttä muodossa

$$H_{exc} = \frac{H_w}{n} \quad (26)$$

Magneetikentän voimakkuus  $H_w$  kuvaa kentän voimakkuutta, joka syntyisi jos yksi seinämä olisi vastuussa koko poikkipinta-alalla syntyvästä häviöstä. Lisäkenttä on vastuussa pyörrevirtahäviöiden syntymisestä. Magneettisten objektien määrä ei ole riippumaton lisäkentästä, vaan lisäkentän kasvaessa magneettisten objektien määräkin kasvaa. Magneettisten objektien ja lisäkentän välistä riippuvuutta voidaan approksimoida lineaarisesti, jolloin saadaan

$$n(H_{exc}) = n_0 + \frac{H_{exc}}{V_0} + \dots, \quad (27)$$

jossa  $n_0$  ja  $V_0$  ovat materiaalin ominaisuuksia kuvaavia parametreja. Nämä parametrit kuvaavat materiaalin mikrorakenteen, kuten muiden muassa kide koon, kide rakenteen ja sisäisten jäännösjännitysten vaikutuksia häviöihin. (Bertotti 1998)

## 4 KURISTIMEN KÄÄMIN HÄVIÖT

Kuristimen virrallisessa käämissä syntyy aina häviöitä. Häviöt aiheutuvat muun muassa johtimen resistanssista, johdinta ympäröivien muiden johtimien vaikutuksista ja kuristimen sydämen ilmväleistä pullistuvasta käämiä leikkaavasta magneettikentästä. Käämin häviöt ovat voimakkaasti riippuvaisia johtimessa kulkevan virran taajuudesta. Seuraavissa kappaleissa esitellään fysikaalisia ilmiöitä, jotka aiheuttavat käämin häviöt.

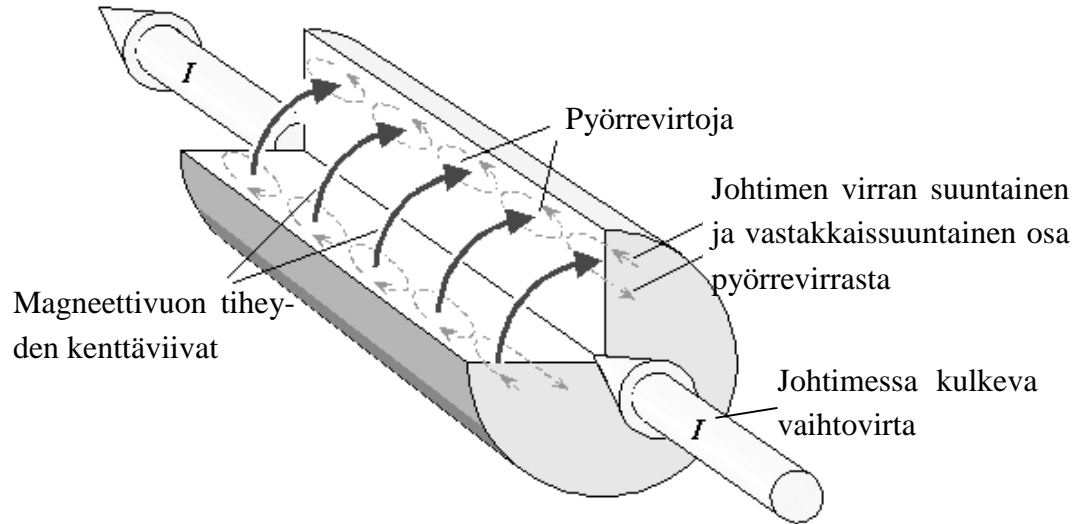
### 4.1 Virranajo

Johtimessa vaikuttava sähkökenttä aiheuttaa varauksiin voimavaikutuksen, joka saa ne liikkeelle. Näin johtimessa alkaa kulkea virtaa. Tasavirralla liikkuvat varaukset kokevat ainoastaan materiaalista riippuvan varauksen liikettä vastustavan materiaalin ominaisuuden, jota kutsutaan resistiivisyydeksi. Resistiivisyys on lokaali suure, joka liittyy varausten liikkeen seurauksena lämmöksi muuttuvaa tehoon. Käytännön laskuja varten materiaalin resistiivisyys voidaan kuitenkin keskiarvoistaa materiaalin tilavuuden yli. Ohuen johtimen resistiivisyyden aiheuttama kokonaisvastus johteessa, jossa vaikuttaa tasavirta, voidaan laskea seuraavasti

$$R = \rho \frac{l}{A}. \quad (5)$$

Yhtälössä  $\rho$  on materiaalin resistiivisyys,  $l$  on johtimen pituus ja  $A$  on johtimen poikkipinta-ala. Näin saatua resistanssia kutsutaan DC resistanssiksi. Kun johtimessa kulkee tasavirran sijaan vaihtovirtaa, resistanssin arvo muuttuu taajuudesta riippuvaiseksi. Syynä tähän on ilmiö, jota kutsutaan virranahdoksi.

Johtimessa kulkeva virta luo johtimeen ja sen ympärille sähkökenttää vastaan kohtisuorassa olevan magneettikentän Maxwellin yhtälöiden mukaisesti. Syntynyt magneettikenttä on myös ajan suhteen muuttuva virran tapaan. Muuttuva magneettikenttä puolestaan indusoi sähkökentän, joka on suunnaltaan virran muutosta vastustava. Kuvasta 4.1 nähdään, miten virran muutosta vastustavan sähkökentän vaikutuksesta syntyy pyörrevirtoja, joiden vuoksi virrantiheys johtimen pinnassa on suurempi kuin johtimen keskellä.



**Kuva 4.1.** Virranahtoilmiön synnyttävien pyörrevirtojen muodostuminen. (Johnson & Graham)

Virranahdon mallintamisessa olennainen suure on tunkeutumissyvyys. Yleisesti tunkeutumissyvyydellä tarkoitetaan matkaa, jossa sähkömagneettisen säteilyn amplitudi on väliaineessa laskenut  $1/e$  osaan alkuperäisestä pinnan kohtaaman säteilyn amplitudista. Käytännössä virrallisen johtimen tapauksessa virrantiheys tarkoittaa etäisyyttä johtimen pinnasta, jonka matkalla virrantiheys on laskenut  $1/e$  osaan johtimen pinnan virrantiheydestä.

Tunkeutumissyvyyden laskemiseksi voidaan johtaa yhtälö lähtien Maxwellin yhtälöistä. Käytettävät Maxwellin yhtälöt ovat Ampèren laki ja Faradayn induktiolaki kompleksisessa muodossa

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} \quad ja \quad \nabla \times \mathbf{E} = -j\omega\mathbf{B}. \quad (6)$$

Koska  $\mathbf{E}=\mathbf{J}/\sigma$  ja  $\mathbf{H}=\mathbf{B}/\mu$ , yllä olevista yhtälöistä saadaan

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu\mathbf{J} \quad ja \quad \nabla \times \mathbf{J} = -j\omega\sigma\mathbf{B}. \quad (7)$$

Voidaan olettaa että virrantiheydellä on vain z-akselin suuntainen komponentti, joka riippuu vain y:stä. Biot-Savartin lain ja symmetrian seurauksena magneettivuon tiheyden vektorissa on vain x-suuntainen komponentti. Näin ollen osittaisderivoineista jää jäljelle ainoastaan derivointi y:n suhteen, jolloin voidaan kirjoittaa yhtälöt tavallisina derivaattoina

$$\frac{dJ_z}{dy} = -j\omega\sigma B_x \quad ja \quad -\frac{dB_x}{dy} = \mu J_z. \quad (8)$$

Eliminoimalla magneettivuon tiheys saadaan yhtälö

$$\frac{d^2 J_z}{dy^2} = j\omega\mu\sigma J_z. \quad (9)$$

Tämän toisen asteen differentiaaliyhtälön ratkaisu on muotoa

$$J_z(y) = J_1 e^{ky} + J_2 e^{-ky}, \quad (10)$$

jossa

$$k = \sqrt{j\omega\mu\sigma} = (1 + j) \sqrt{\frac{\omega\mu\sigma}{2}}. \quad (11)$$

Koska virrantiheys ei voi kasvaa loputtomasti  $y$ :n lähestyessä ääretöntä, on oltava  $J_1 = 0$ . Näin lopullinen ratkaisu on

$$J_z(y) = J_z(0) e^{-ky} e^{-jky}. \quad (12)$$

Virrantiheyden intensiteetti laskee eksponentiaalisesti  $y$ :n kasvaessa. Differentiaaliyhtälön ratkaisusta saadaan tunkeutumissyvyyden määrittävä lauseke, joka on

$$\delta = \frac{1}{k} = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma}} = \frac{1}{\sqrt{\pi f \mu \sigma}} \quad (13)$$

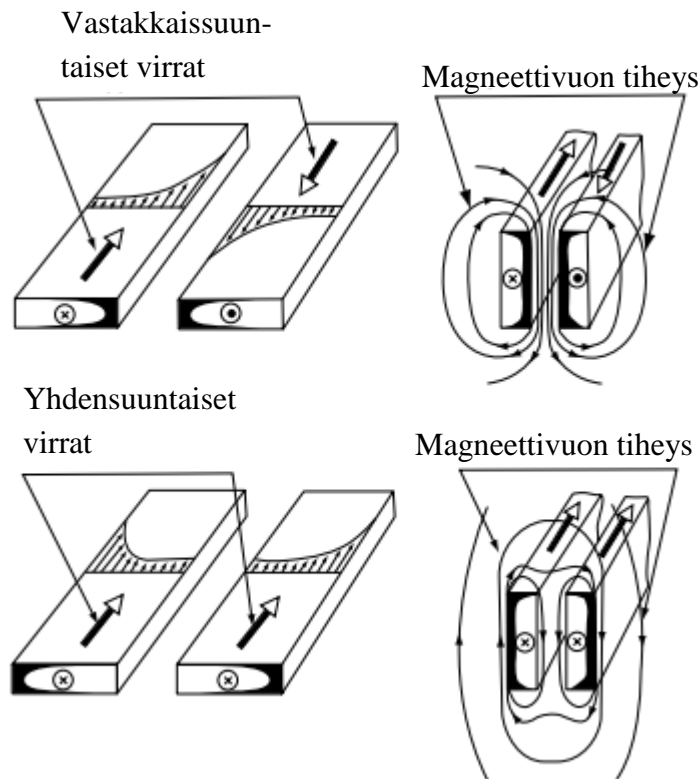
Yhtälössä  $\rho$  on materiaalin resistiivisyys,  $\omega$  on kulmataajuus,  $\mu$  on permeabiliteetti  $\sigma$  on sähkönjohtavuus ja  $f$  on taajuus. Tunkeutumissyvyys on siis kääntäen verrannollinen taajuuden, permeabiliteetin ja sähkönjohtavuuden neliöjuuriin. Näiden suureiden kasvattaminen pienentää tunkeutumissyvyyttä. (Popovic & Popovic 2000)

## 4.2 Läheisyysvaikutus

Kuristimien käämeissä johtimet käämitään mahdollisimman tiiviisti, jotta kuristimen koko olisi mahdollisimman pieni. Virrallinen johdin aiheuttaa ympärilleen magneettikentän. Lähekkäin olevien johtimien magneettikentät vaikuttavat toisiinsa siten, että virta jakautuu epätasaisesti johtimien poikkipinnalle. Kyseistä ilmiötä kutsutaan läheisyysvaikutukseksi (eng. proximity effect). Epätasaisen virran jakautumisen vuoksi läheisyysvaikutus aiheuttaa johtimessa paikallista lämpenemistä kasvattaen resistiivisyyttä ja siten myös johtimen häviöitä. Tästä syystä ilmiö on otettava huomioon häviölaskennassa.

Vaihtovirtaa kuljettava johdin synnyttää ympärilleen muuttuvan magneettikentän, kuten edellä esitettiin. Kun kaksi virrallista johdinta tuodaan toistensa läheisyyteen, niiden synnyttämät muuttuvat magneettikentät tunkeutuvat läheisyydessä olevaan johtimeen. Muut-

tuva magneettikenttä aiheuttaa pyörrevirtoja johtimeen. Tästä syystä virrantiheys johtimen poikkipinnalla jakautuu epätasaisesti. Kuva 4.2 havainnollistaa virran jakautumisen muuttumista läheisyysvaikutuksen vuoksi.



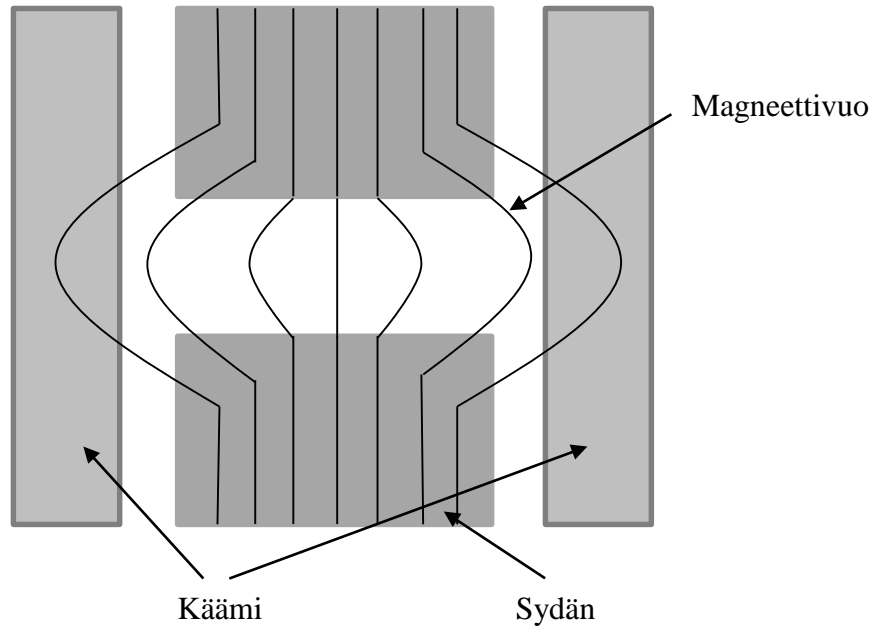
**Kuva 4.2.** Virrantiheyden jakautuminen kahdessa lähekkäin olevassa virrallisessa johtimessa, kun virtojen suunnat ovat vastakkaiset ja kun virtojen suunnat ovat yhdensuuntaiset. (Rudnev et. al. 2006)

Kuristimien tapauksessa vierekkäisten johdinkierrosten kuljettama virta on jokaisessa kierroksessa samansuuntainen. Tällöin johtimien synnyttämien magneettikenttien suunnat ovat johtimien välissä vastakkaissuuntaiset ja kumoavat toisensa. Johdinparin ulkopuolella magneettikentät ovat puolestaan samansuuntaiset ja näin vahvistavat toisiaan. Tämän seurauksena johdinparin ulkoreunoille syntyy suurempi virrantiheys. (Rudnev et. al. 2006)

### 4.3 Johdin ulkoisessa magneettikentässä

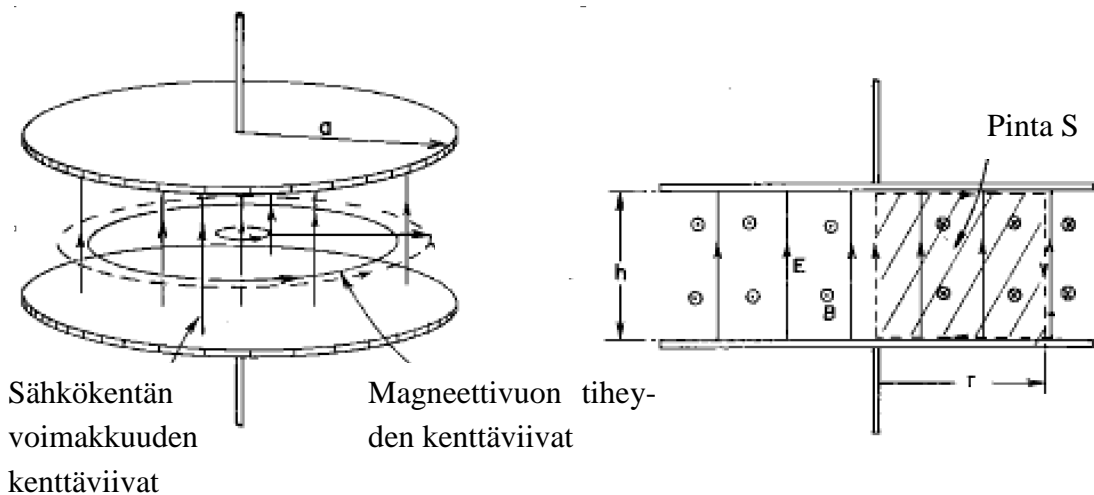
Kuristimien rautasydämissä on lähes aina ilmapäli, jotta sydän ei kyllästyisi halutulla virralla ja induktanssi saataisi mahdollisimman lineaariseksi. Ilmapäliissä magneettivuon kuitenkin pullistuu eli kenttäviivat leikkaavat käämiä. Näin ollen kuristimen käämissä olevat johtimet altistuvat viereisten johtimien aiheuttamien kenttien lisäksi ulkoiselle magneettikentälle. Pullistuva magneettikenttä voi aiheuttaa merkittäviä häviöitä etenkin käämin sisimmille kerroksille. Tämän vuoksi ilmapäliissä pullistuva magneettikenttä tulee

huomioida käämihäviöitä laskettaessa. Kuvassa 4.3 näkyy vuon pullistuminen ilmaväleissa.



**Kuva 4.3.** Magneettivuon pullistuminen kuristimen sydämen ilmaväleissä.

Magneettivuon pullistumisen suuruuteen vaikuttaa ilmavälin pituus ja vuon taajuus. Magneettivuon käämin sisään tunkeutuma matka riippuu muun muassa taajuudesta, käämin johdintyypistä ja johtimen materiaalista. Magneettivuon käyttäytyminen ilmavälissä on analoginen kondensaattorin levyjen välissä olevan sähkökentän käyttäytymisen kanssa. Kuvasta 4.4 nähdään miten Faradayn lain mukaisesti kondensaattorin levyjen välissä oleva sähkökenttä vaikuttaa magneettikenttään.

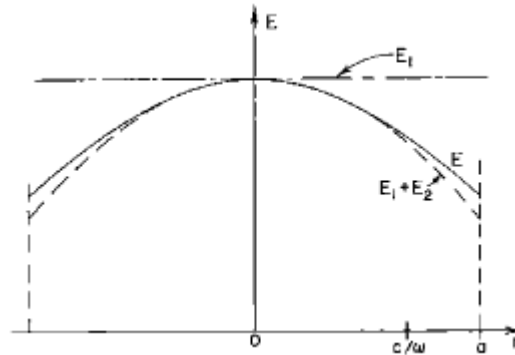


Sähkökentän  
voimakkuuden  
kenttäviivat

Magneettivuon tihey-  
den kenttäviivat

**Kuva 4.4.** Kondensaattorin levyjen välissä oleva sähkökenttä ja magneettikenttä. (Feynman 1963)

Kun taajuutta nostetaan, magneettikentän vaikutukset voimistuvat ja sähkökenttä ei ole enää tasaisesti jakautunut levyjen väliin. Kuva 4.5 näyttää kentän voimakkuuden alenemisen levyjen reunoja kohti



**Kuva 4.5.** Sähkökentän voimakkuus paikan funktiona kondensaattorin levyjen välissä. (Feynman 1963)

Myös rautasydämen ilmväleissä havaitaan vastaava ilmiö. Ilmavälin magneettikentän muutos synnyttää ilmaväliin sitä vastaan kohtisuorassa olevan sähkökentän. Vaihtovirtasovelluksissa magneettikentän voimakkuus siis pienenee ilmavälin reunoja kohti siirtäessä sähkökentän vaikutuksesta. Gaussin lain mukaisesti magneettikenttä on lähteetön. Tästä seuraa se, että sähkökentän vaikutuksesta magneettivuon kenttäviivat pyrkivät pullistumaan ilmvälissä. (Feynman 1963)

Magneettiirin reluktanssia määritettäessä usein arvioidaan magneettivuon pullistuvan ilmavälin pituuden verran sydämen ulkopuolelle. Tällöin pinta-ala, jonka läpi magneettivuon oletetaan kulkevan ilmvälissä, on

$$A_{ag} = (a + l_g)(b + l_g), \quad (14)$$

jossa  $a$  ja  $b$  ovat sydämen poikkipinnan särmien pituudet ja  $l_g$  on ilmavälin pituus. Kun halutaan ottaa huomioon myös sydämen pylvään pituuden vaikutus, yksi approksimaatio on

$$A_{ag} = A_c \left( 1 + \frac{l_{ag}}{\sqrt{A_c}} \ln \frac{2h}{l_{ag}} \right), \quad (15)$$

jossa  $A_c$  on sydämen poikkipinta-ala,  $A_{ag}$  on magneettivuon kohtaaman ilmavälin pinta-ala,  $l_{ag}$  on kokonaisilmavälin pituus ja  $h$  on sydämen pylvään korkeus. (Lee 1955, Nousiainen 2011)

Jakamalla suuri ilmaväli useampaan pieneen ilmaväliin saadaan magneettivuon pullistumista vähennettyä huomattavasti ja samalla käämiin indusoituneita häviöitä. Käämihäviöiden suuruuteen voidaan vaikuttaa myös pitämällä käämin ja sydämen etäisyys riittävän suurena. Aina ei voida kuitenkaan tilan puutteen vuoksi kasvattaa käämin ja sydämen

välistä etäisyyttä. Lisäksi käämin etäisyyttä kasvatettaessa käämin kehän pituus kasvaa, jolloin käämin resistiiviset häviöt kasvavat.

#### 4.4 Muita käämin häviöihin vaikuttavia tekijöitä

Käämin lämpötila vaikuttaa huomattavasti siinä syntyviin häviöihin. Tämä johtuu siitä, että johtimen resistiivisyys on riippuvainen lämpötilasta. Resisttiivisyyden lämpötilariippuvuus voidaan ottaa huomioon ilmaisemalla resistiivisyys lämpötilan funktiona käyttäen apuna tunnetussa referenssilämpötilassa mitattua resistiivisyyden arvoa. Kun lämpötilaerot eivät ole huomattavan suuria voidaan käyttää lineaarista lämpötilariippuvuutta. Lineaarinen lämpötilariippuvuus esitetään lausekkeella

$$\rho(T) = \rho_0[1 + \alpha_\rho(T - T_0)], \quad (16)$$

jossa  $\alpha_\rho$  on resistiivisyyden lämpötilakerroin,  $\rho_0$  on referenssilämpötilassa mitattu resistiivisyys,  $T$  on lämpötila, jossa resistiivisyys halutaan ilmoittaa ja  $T_0$  on referenssilämpötila. Resisttiivisyyden lämpötilakertoimen arvo 20°C lämpötilassa kuparille on 0,0039 ja alumiinille 0,0037. (TTT-Kirja ABB 2000)

Häviöiden lämpötilariippuvuuden seurauksena lämmön siirtyminen vaikuttaa häviöiden suuruuteen. Koska kuristimen käämin kokonaislämmönjohtavuutta hallitsee eristemateriaalien lämmönjohtavuus, eristemateriaalien lämmönjohtavuuden vaikutus on otettava huomioon. Tämä tehdään kuristimen lämpötilojen laskennassa.

## 5 KURISTIMEN LÄMPÖLASKENTA JATKUVUUSTILASSA

Kuristimien suunnittelussa lämpötilan mallintaminen on tärkeässä osassa. Kun samoista materiaaleista valmistetusta ja saman induktanssin omaavasta kuristimesta tehdään pienempi, sen käyntilämpötila nousee. Pienemmän koon vuoksi saavutetaan säästöjä materiaalikustannuksissa ja näin tarkemmalla mitoituksella voidaan saavuttaa kilpailuetua markkinoilla oleviin kilpailijoihin nähden. Käytännössä kuristimen suurinta sallittua lämpenemää ja kuumimman pisteen lämpötilaa rajoittavat standardit sekä eristemateriaalien lämmönkesto. Yksi eristeiden lämpöluokat määrittävistä standardeista on IEC 60085. Lämpöluokkia uusimmassa standardissa on kymmenen ja vanhoja kirjain tunnuksella merkittyjä lämpöluokkia on kuusi. Taulukossa 5.1 on esitetty lämpöluokkien tunnuksat ja suurin sallittu kuumimman pisteen lämpötila.

*Taulukko 5.1. IEC 60085 standardin mukaiset merkinnät lämpöluokille ja lämpöluokkien suurimmat sallitut lämpötilat.*

Lämpöluokka	Vanha merkintä	suurin sallittu kuumimman pisteen lämpötila	Suhteellinen lämmönkestoindeksi (°C)(RTE)
70			<90
90	Y	90	>90 - 105
105	A	105	>105 - 120
120	E	120	>120 - 130
130	B	130	>130 - 150
155	F	155	>150 - 180
180	H	180	>180 - 200
200		200	>200 - 220
220		220	>220 - 250
250		250	>250

Kuristimen lämpötila on suoraan verrannollinen ympäröivän ilman lämpötilaan. Vaikka kuristimen loppusijoituspaikan lämpötila on asiakasvaatimuksissa määritelty, tarvitaan standardi määrittelemään suurin sallittu ympäristön lämpötila. Suurimman sallitun ympäristön lämpötilan ja suurimman sallitun kuumimman pisteen lämpötilan erotuksesta saadaan suurin sallittu kuumimman pisteen lämpenemä.

Kuristimen häviölaskennan tarkkuus vaikuttaa suoraan myös kuristimen lämpötilan laskentaan, koska kuristimen lämpenemä on riippuvainen häviöiden suuruudesta. Mitä suuremmat häviöt kuristimessa syntyvät, sitä korkeampi on myös lämpötila. Kuristimen rakenne vaikuttaa omalta osaltaan lämpenemään, koska kuristimen häviöiden synnyttämän lämmön on siirryttävä eri lämmönsiirtymismekanismien kautta pois kuristimen rakenteista. Myöskin jäähdystapa vaikuttaa merkittävästi kuristimen lämpenemään. Luonnollisella konvektiolla kuristin jäähtyy heikoiten, pakotetulla konvektiolla huomattavasti paremmin ja suoralla nestejäähdytyksellä kaikkein parhaiten.

## 5.1 Lämmön siirtymisen mekanismit

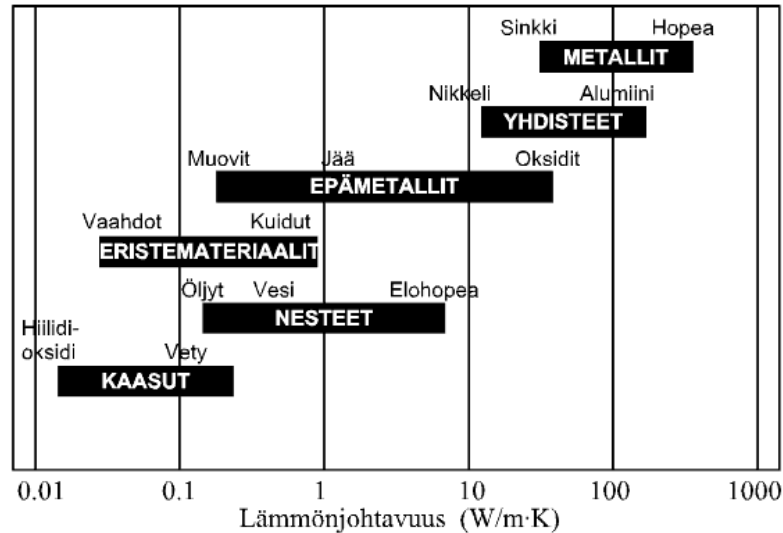
Lämmön siirtyminen tapahtuu kolmella eri mekanismilla, jotka ovat johtuminen, konvektio ja lämpösäteily. Kunkin mekanismin osuus kokonaislämmönsiirrosta riippuu muun muassa kuristimen geometriasta, käytetyistä materiaaleista ja ympäristön olosuhteista. Lämpö siirtyy luonnollisesti aina alenevan lämpötilagradientin suuntaan. Lämmön siirtoa ei siis ole ilman lämpötilaeroa, jos järjestelmään ei tehdä työtä. (Mikkonen 2013)

### 5.1.1 Lämmön johtuminen

Lämmön johtuminen vaatii aina väliaineen. Materiaalissa lämmön siirtyminen tapahtuu joko kiderakenteen atomien ja molekyylien värähtelynä tai vapaiden elektronien liikkeen mukana. Vapaiden elektronien suuren määrän vuoksi johteet johtavat lämpöä huomattavasti paremmin kuin sähköiset eristemateriaalit. Lämmön johtumista hallitseva aineen ominaisuus on lämmönjohtuminen  $\lambda(T)$ . Materiaalin lämmönjohtavuus eri lämpötiloissa ei ole täysin vakio. Lämmönjohtavuutta eri lämpötiloissa arvioidaan usein lineaarisella riippuvuudella, joka on muotoa

$$\lambda(T) = \lambda_0(1 \pm \beta_\lambda T), \quad (17)$$

jossa  $\lambda_0$  on lämmönjohtavuus referenssilämpötilassa joka yleensä on huoneen lämpötila ja  $\beta_\lambda$  on materiaalikohtainen vakio. Lämmönjohtavuuden riippuvuus lämpötilasta on huomioitava etenkin sovelluksissa joissa lämpötilaero on suuri. Kuvassa 5.1 on esitetty eri materiaalityyppien lämmönjohtavuuksien suuruusluokat.



**Kuva 5.1.** Eri materiaalien lämmönjohtavuuksien suuruusluokat. (Mikkonen 2013)

Lämmönjohtavuuden lisäksi tärkeä suure lämmön siirtymisen mallintamisessa on termisen diffusiviteetti, joka määritellään

$$\alpha_T = \frac{\lambda}{\rho c_p}. \quad (18)$$

Määritelmässä  $\lambda$  on lämmönjohtavuus,  $\rho$  on materiaalin tiheys ja  $c_p$  on materiaalin ominaislämpö massayksikköä kohti. Terminen diffusiviteetti kuvaa materiaalin kykyä johtaa lämpöä suhteessa sen kykyyn varastoida lämpöä. Käytännössä tämä tarkoittaa sitä, että suuren termisen diffusiviteetin omaavat materiaalit reagoivat nopeasti ympäristössä tapahtuviin muutoksiin ja pienen termisen diffusiviteetin omaavat materiaalit puolestaan reagoivat hitaasti ympäristössä tapahtuviin muutoksiin. (Mikkonen 2013)

Lämmönjohtumista kuvataan Fourier'n lämmönjohtumisen perusyhtälöllä, joka kirjoitetaan yleisessä muodossa

$$\mathbf{q}'' = -\lambda \nabla T = -\lambda \left( \mathbf{i} \frac{\partial T}{\partial x} + \mathbf{j} \frac{\partial T}{\partial y} + \mathbf{k} \frac{\partial T}{\partial z} \right) \quad (19)$$

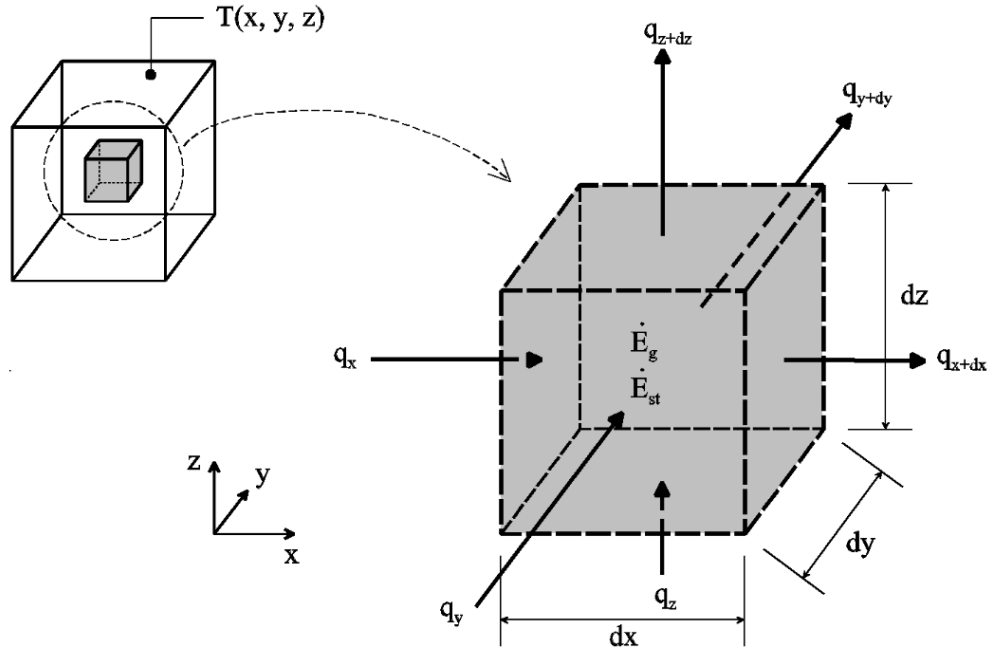
Fourier'n lämmönjohtumisen perusyhtälö tulee energiaperiaatteesta, eli lämpövirran suunta on pienemmän gradientin suuntaan. Yhtälöstä nähdään, että lämpövirran vektori on aina kohtisuorassa pintaa vastaan. Yksidimensioisessa x-suuntaisessa johtumisessa lämmönjohtumisen perusyhtälö redusoituu muotoon

$$q_x'' = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x}. \quad (20)$$

Lämpövirran tiheyden yhtälön perusteella lämpövirtaa voidaan estimoida

$$q = \lambda A \frac{\Delta T}{\Delta x}, \quad (31)$$

jossa  $A$  on pinta-ala jonka läpi lämpövirta kulkee. Lämmönjohtumisen yleisen differentiaaliyhtälön johtamiseksi tarkastellaan kuvan 5.2 mukaista tilavuusalkiota.



**Kuva 5.2.** Lämmönjohtumisen yleisen osittaisdifferentiaaliyhtälön johtamisessa käytettävän tilavuusalkion mitat sekä tilavuuteen saapuvat ja lähtevät lämpövirrat. (Mikkonen 2013)

Kirjoitetaan Fourier'n lämmönjohtumisen yhtälö uudelleen yksidimensioisen johtumisen tapauksessa muodossa

$$q_x = -\lambda dydz \frac{\partial T}{\partial x}. \quad (22)$$

Edellisen yhtälön perusteella voidaan kirjoittaa Taylorin sarja

$$q_{x+dx} \approx q_x + \frac{\partial}{\partial x} q_x dx + \frac{1}{2!} \frac{\partial^2 q_x}{\partial x^2} (dx)^2 + \dots \quad (23)$$

Kun Taylorin sarja katkaistaan toisen termin jälkeen, voidaan kirjoittaa tilavuusalkioon saapuvan ja lähtevän lämpövirran erotus

$$q_x - q_{x+dx} \approx -\frac{\partial}{\partial x} q_x dx = \frac{\partial}{\partial x} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) dx dy dz. \quad (24)$$

Sama menettely toistetaan myös muiden akselien osalta, jolloin saadaan

$$q = \left[ \frac{\partial}{\partial x} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) \right] dV. \quad (25)$$

Merkitään tilavuudessa generoituvaa lämpöenergiaa  $\dot{E}_g dV$ . Termodynamiikan ensimmäisen pääsäännön mukaan lämpöenergiaa ei voi luoda tai kadottaa, vaan se voi ainoastaan muuttua eri energian muotoon. Yhtälömuotoon puettuna termodynamiikan ensimmäinen pääsääntö on

$$\dot{E}_{in} + \dot{E}_g - \dot{E}_{out} = \dot{E}_{st} = \frac{dE_{st}}{dt}, \quad (26)$$

jossa  $\dot{E}_{in}$  on tilavuuteen saapuva energia,  $\dot{E}_{out}$  on tilavuudesta poistuva energia ja  $\dot{E}_{st}$  on tilavuuteen varastoitunut energia. Tämän perusteella tilavuuden sisäenergian täytyy muuttua tilanteessa, jossa johtumalla tuleva ja poistuva lämpöenergia sekä tilavuudessa generoitu lämpö eivät pidä toisiaan tasapainossa. Näin saadaan lämmönjohtumisen yleiseksi osittaisdifferentiaaliyhtälöksi

$$\rho c_p dV \frac{\partial T}{\partial t} = \left[ \frac{\partial}{\partial x} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) \right] dV + \dot{E}_g dV \quad (27)$$

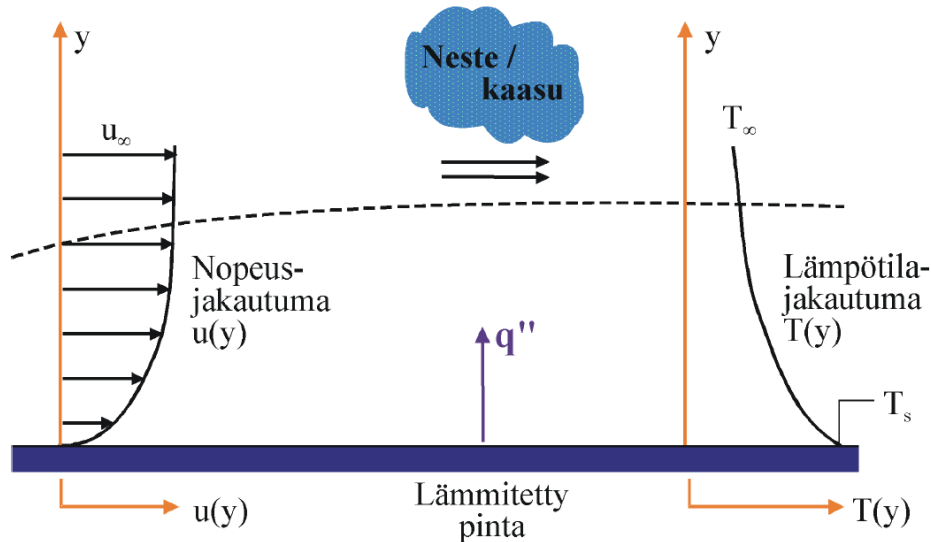
$$\Rightarrow \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \cdot (\lambda \nabla T) + \dot{E}_g \quad (28)$$

$$\Rightarrow \frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \nabla^2 T + \frac{\dot{E}_g}{\rho c_p}, \quad (29)$$

kun oletetaan  $\lambda$  olevan vakio. Lämmönjohtumisen yleisen differentiaaliyhtälön avulla lämpötila tunnetaan ajan ja paikan suhteen. (Mikkonen 2013)

### 5.1.2 Konvektio

Konvektioksi kutsutaan lämmönsiirtoa, jossa liikkuvan väliaineen mukana siirtyy lämpöenergiaa kahden eri faasin välillä. Kuristimien tapauksessa tämä tarkoittaa lämmön siirtymistä liikkuvaan ilmaan tai nesteeseen. Liikkuvan väliaineen ja lämpöä luovuttavan pinnan välille syntyy rajakerros. Rajakerroksessa väliaineen virtauksen nopeus pienenee kohti pintaa siirryttäessä ja väliaine on paikoillaan pinnalla. Konvektiossa esiintyy tästä syystä myös lämmönjohtumista rajakerroksessa. Kuva 5.3 havainnollistaa virtaavan väliaineen nopeusprofiilia.



**Kuva 5.3.** Konvektiossa syntyvän rajakerroksen nopeus- ja lämpöjakaumat. (Mikkonen 2013)

Luonnolliseksi konvektioksi kutsutaan tilannetta, jossa väliaineen liikkuminen aiheutuu yksinomaan lämpötilaerosta. Kuuma kappale lämmittää ympärillään olevaa fluidia, jolloin lämpölaajenemisen seurauksena fluidin tiheys pienenee. Tiheyden pieneneminen aiheuttaa noste voiman, joka saa fluidin virtaamaan. Pakotetussa konvektiossa puolestaan virtaus synnytetään pumpulla tai puhaltimella.

Väliaineen liikkeen vuoksi konvektiivista lämmönsiirtoa ratkaistaessa on ensin selvitettävä kuvan 5.3 mukainen rajakerroksen nopeusjakauma. Konvektiivisen lämmönsiirron lämpövästus muodostuu kokonaisuudessaan rajakerroksessa jonka paksuus on  $\delta_T$ . Fourier'n laista saadaan kirjoitettua lämpövirrantiheydelle yhtälö

$$q'' = -\lambda \frac{T_{\text{väliaine}} - T_{\text{pinta}}}{\delta_T} = -\lambda \frac{\Delta T}{\delta_T}. \quad (30)$$

Rajakerroksen paksuutta ei kuitenkaan voida määrittää muista suureista riippumatta. Rajakerroksen paksuus voidaan sisällyttää koko pinnan yli olevaan keskimääräiseen konvektiiviseen lämmönsiirtokertoimeen  $h$ . Kirjoitetaan lämpövirrantiheys uudelleen käyttäen konvektiivista lämmönsiirtokerrointa

$$q'' = -\frac{\lambda}{\delta_T} \Delta T = -h \Delta T. \quad (31)$$

Kun rajakerroksen nopeusprofiili on täysin kehittynyt, voidaan lämpötilaero laskea kaukana kappaleesta olevan ympäristön lämpötilan ja kappaleen pinnan lämpötilan erotuksena. Konvektiivista lämmönsiirtoa kuvaava yhtälö saadaan tällöin muotoon

$$q'' = h(T_s - T_\infty). \quad (32)$$

Lämpövirran tiheyden yhtälöstä saadaan lämpövirran yhtälö kertomalla lämpövirran tiheys pinta-alalla, jonka läpi lämpövirta kulkee. Näin saadaan lämpövirraksi

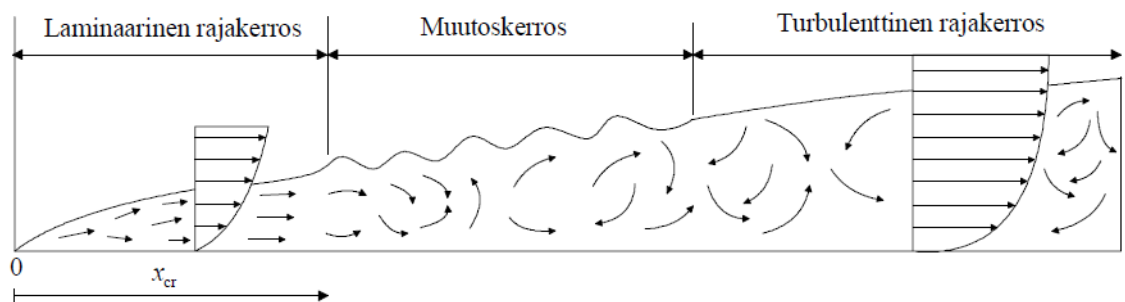
$$q = hA(T_s - T_\infty). \quad (33)$$

Konvektiivisen lämmönsiirtokertoimen tarkka määrittäminen vaatii fluidin virtauksen analysoimisen virtausopin keinoin ja on tämän vuoksi hyvin hankalaa. Taulukossa 5.2 on esitetty suuruusluokka arvioita konvektiivisen lämmönsiirtokertoimen suuruudelle eri väliaineilla ja konvektiotavoilla. (Mikkonen 2013)

**Taulukko 5.2.** Luonnollisen konvektion ja pakotetun konvektion konvektiivisen lämmönsiirtokertoimen suuruusluokat kaasuille ja nesteille sekä kiehumisen lämmönsiirtokertoimelle. (Mikkonen 2013)

	Luonnollinen konvektio (W/m <sup>2</sup> K)	Pakotettu konvektio (W/m <sup>2</sup> K)
<i>Kaasut</i>	2-25	25-250
<i>Nesteet</i>	50-1000	50-20000
<i>Kiehuminen</i>		2500-100000

Virtaavan väliaineen ja konvektiotavan lisäksi konvektiivisen lämmönsiirtokertoimen suuruuteen vaikuttavat muun muassa pinnan materiaali, pinnan karheus ja pinnan muoto. Lisäksi väliaineen pinnalla ei ole aina samanlaiset olosuhteet. Virtaus voi olla joko laminaarisesta tai turbulentsista. Laminaarisella virtauksella tarkoitetaan pinnan mukaisesti litteänä kulkevaa järjestäytyneitä virtausta. Turbulenttinen virtaus on puolestaan hyvin epä-säännöllistä virtausnopeuden ja suunnan vaihdelleessa eri kohdissa. Virtaus alkaa aina laminaarisena ja alkaa muuttumaan turbulentsiksi kuljettuaan kriittisen matkan  $x_{cr}$  pintaa pitkin. Muutos laminaarisesta turbulentsiksi ei kuitenkaan tapahdu välittömästi yhdessä pisteessä, vaan laminaarisen rajakerroksen ja turbulentsin rajakerroksen välissä on muutoskerros. Kuva 5.4 havainnollistaa virtauksen muuttumista laminaarisesta turbulentsiksi.



**Kuva 5.4.** Laminaarisen ja turbulentsin virtauksen välinen muutoskerros. (BL20A0100 Terminen laitesuunnittelu –luentomateriaali 2014)

Kuvasta 5.4 nähdään myös laminaarisen ja turbulenttisen virtauksen nopeusprofiilien ero. Turbulenttisen virtauksen nopeusprofiili on parabolinen ja litistyy pintaa kohti mentäessä. Nopeusprofiilin ja epäjärjestyksestä aiheutuvan ilman sekoittumisen vuoksi konvektiivinen lämmönsiirtokerroin saavuttaa maksimiarvonsa kun virtaus on täysin turbulenttista. (BL20A0100 Terminen laitesuunnittelu –luentomateriaali 2014)

Konvektiota kuvaavien kaavojen määrittämiseen käytetään joukkoa dimensiottomia konvektiivista lämmönsiirtoa kuvaavia tunnuslukuja. Nämä tunnusluvut ovat Nusseltin luku, Prandtin luku, Grashofin luku ja Reynoldsin luku. Dimensiottomien lukujen avulla ratkaistavien suureiden määrää saadaan huomattavasti pudotettua. (Arvonen 1995, BL20A0100 Terminen laitesuunnittelu –luentomateriaali 2014)

Nusseltin luvusta saadaan määritettyä konvektiokerroin kun Nusseltin luku tunnetaan. Nusseltin luku on

$$Nu = \frac{hL}{\lambda}, \quad (34)$$

jossa  $h$  on konvektiivinen lämmönsiirtokerroin,  $L$  on karakteristinen pituus ja  $\lambda$  on fluidin lämmönjohtavuus. Pinnan karakteristinen pituus määritellään olevan

$$L = \frac{4A}{p}, \quad (35)$$

jossa  $A$  on pinna pinta-ala ja  $p$  on pinnan kehän pituus. Nusseltin luku kuvaa siis konvektiolla ja johtumalla siirtyvien lämpöenergioiden suhdetta. (BL20A0100 Terminen laitesuunnittelu –luentomateriaali 2014)

Reynoldsin luvun avulla voidaan päätellä onko fluidin virtaus laminaarista vai turbulenttista. Reynoldsin luku saadaan kaavalla

$$Re = \frac{vL}{\vartheta}, \quad (36)$$

missä  $v$  on fluidin virtausnopeus,  $L$  on karakteristinen pituus ja  $\vartheta$  on fluidin kinemaattinen viskositeetti. Kinemaattinen viskositeetti saadaan jakamalla fluidin dynaaminen viskositeetti fluidin tiheydellä. Reynoldsin luvun arvoa, jolla virtaus muuttuu laminaarisesta turbulenttiseksi, kutsutaan kriittiseksi Reynoldsin luvuksi. Kriittisen Reynoldsin luvun suuruus riippuu tarkasteltavan pinnan geometriasta. (BL20A0100 Terminen laitesuunnittelu -luentomateriaali)

Konvektiossa syntyy pinnalle rajakerros kuvan 5.3 mukaisesti. Rajakerrokseen kehittyy samanaikaisesti sekä nopeusrajakerros että termien rajakerros. Näiden rajakerrosten suhdetta kuvataan Prandtin luvulla, joka saadaan kaavasta

$$Pr = \frac{\mu_d c_p}{\lambda}. \quad (37)$$

Yhtälössä  $\mu_d$  on dynaaminen viskositeetti,  $c_p$  on fluidin ominaislämpökapasiteetti ja  $\lambda$  on fluidin lämmönjohtavuus. Fluidin nopeus vaikuttaa suoraan syntyvään lämpötilaprofiiliin ja lämpötilaprofiili edelleen konvektiiviseen lämmönsiirtoon. Tästä syystä nopeusraja-kerroksen ja termisen rajakerroksen suhde vaikuttaa konvektiiviseen lämmönsiirtoon. (BL20A0100 Terminen laitesuunnittelu -luentomateriaali)

Grashofin luku kuvaa nostevoiman ja viskoisten voimien suhdetta. Grashofin luku saadaan kaavalla

$$Gr = \frac{G\beta\Delta TL}{g^2}, \quad (38)$$

jossa  $G$  on gravitaatiovakio ja  $\beta$  on virtaavan fluidin lämpölaajenemiskerroin. Grashofin lukua käytetään vapaan konvektion yhteydessä ilmoittamaan laskentakaavojen pätevyysalueita yhdessä Prandtin luvun kanssa. Laminaarisen virtauksen yhtälöt ovat päteviä, kun Grashofin ja Prandtin lukujen tulo  $GrPr$  on väliltä  $10^4 - 10^9$ . Turbulenttisen virtauksen laskentakaavat puolestaan ovat päteviä Grashofin ja Prandtin lukujen tulon ollessa yli  $10^9$ . (Arvonen 1995, Faghir et. al. 2010)

### 5.1.3 Lämpösäteily

Lämpösäteily on lämmönsiirron tavoista ainut johon ei liity väliainetta. Lämpösäteily on sähkömagneettista säteilyä ja kulkee siksi myös tyhjiössä. Ideaalisen mustan kappaleen lähettämä säteilytiheys voidaan esittää Stefan-Boltzmanin lain mukaisesti

$$E_b = \sigma_s T^4, \quad (39)$$

jossa  $\sigma_s$  on Stefan-Boltzmanin vakio. Todellisen kappaleen säteilytiheys ei kuitenkaan koskaan saavuta ideaalista mustan kappaleen säteilytiheyttä. Kappaleen emissiviteetti  $\varepsilon$  kuvaa kappaleen kykyä lähettää säteilyä verrattuna ideaaliseen mustaan kappaleeseen. Emissiviteetin avulla todellisen kappaleen lähettämä säteilytiheys voidaan esittää muodossa

$$E_s = \varepsilon \sigma_s T^4. \quad (40)$$

Kappaleen emissiviteetti saa arvoja nollan ja yhden väliltä. Emissiviteetin suuruus riippuu voimakkaasti pinnan materiaalista ja karheudesta. (Mikkonen 2013)

Säteilevään pintaan saapuu aina myös lämpösäteilyä ympäristöstä. Absorptiokerroin  $\alpha_s$  kuvaa kuinka suuri osa saapuvasta säteilystä absorboituu pintaan. Myös absorptiokerroin saa arvoja nollan ja yhden väliltä. Kun absorptiokerroin on alle yhden, osa saapuvasta

säteilystä heijastuu. Harmaan pinnan eli epäideaalisen pinnan tapauksessa absorpitokerroin ja emissiviteetti ovat yhtä suuret. Tällöin pinnan nettosäteily voidaan kirjoittaa muodossa

$$q''_{rad} = \varepsilon E_b(T_s) - \alpha_s G_{rad} = \varepsilon \sigma_s (T_s^4 - T_\infty^4), \quad (41)$$

jossa  $G_{rad}$  on saapuva säteily,  $T_s$  on pinnan lämpötila ja  $T_\infty$  on ympäristön lämpötila. Säteilyn lämpövirrantiheyden lausekkeen riippuvuus lämpötilojen neljännestä potenssista osoittaa säteilylämmönsiirron olevan hyvin epälineaarinen ilmiö. (Mikkonen 2013)

Tarkasteltaessa pinnan ja ympäristön lämpösäteilyn sijaan kahden pinnan välistä säteilylämmönsiirtoa on huomioitava pintojen muodot ja sijainnit toisiinsa nähden. Pintojen muotojen ja sijainnin vaikutukset voidaan yhdistää näkyvyyskerroimeen  $F$ . Pinnan  $i$  ja  $j$  välistä lämpösäteilyn näkyvyyskerrointa kuvataan alaindekseillä, jolloin pinnan  $i$  näkyvyyskerroin pinnan  $j$  suhteen on  $F_{ij}$ . Näkyvyyskerroimen määritelmä on

$$F_{ij} = \frac{q_{ij}}{A_i J_i}, \quad (42)$$

jossa  $J_i = \pi I_i$  on pinnan  $i$  kokonaissäteilyvoimakkuus,  $A_i$  on pinnan  $i$  pinta-ala ja  $q_{ij}$  on lämpövirta pinnasta  $i$  pintaan  $j$ . Pinnasta  $i$  lähtevän säteilyn intensiteetti  $I_i$  oletetaan vakioksi. Näkyvyyskerroin saa aina arvon nollan ja yhden väliltä. Näkyvyyskerroimen arvo nolla kuvaa sitä, että pintojen välillä ei ole suoraa näköyhteyttä ja lämpösäteilyä pintojen välillä ei tästä syystä ole. Näkyvyyskerroimen arvo yksi kuvaa puolestaan tilannetta, jossa koko pinnasta  $i$  lähtevä säteily saavuttaa pinnan  $j$ . (BL20A0100 Terminen laitesuunnittelu -luentomateriaali)

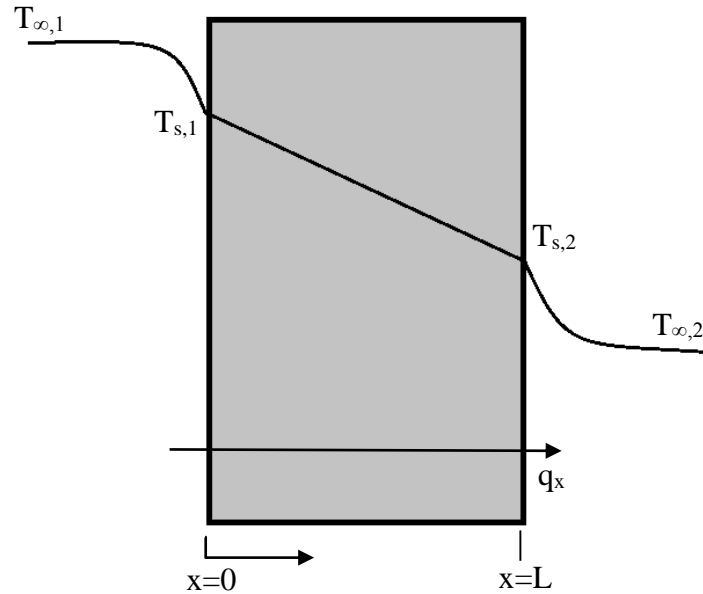
Huomioitaessa näkyvyyskerroin säteilyn nettolämpövirran lausekkeessa saadaan säteilylämmönsiirroksi kappaleesta muihin rakenteen pintoihin

$$q_{ij} = A_i F_{ij} \varepsilon_i \sigma_s (T_s^4 - T_\infty^4), \quad (43)$$

jossa  $\varepsilon_i$  on säteilyn lähteen emissiivisyys. Näkyvyyskerroimen arvoja yleisimmille 2D ja 3D geometrioille on esitetty liitteessä B. (BL20A0100 Terminen laitesuunnittelu -luentomateriaali)

## 5.2 Lämpöverkkomalli

Tarkastellaan kuvan 5.5 mukaista stationaaria yksidimensioista lähteetöntä johtumista levyn läpi.



**Kuva 5.5.** Yhtenäisen johdelevyn lävitse johtuvan lämmön suunta ja lämpötilan kuvaaja paikan funktiona.

Lämmönjohtumisen yleisen osittaisdifferentiaaliyhtälön perusteella (kaava 27) voidaan kirjoittaa yksidimensioisen lähteettömän johtumisen tapauksessa

$$\frac{d}{dx} \left( \lambda \frac{dT}{dx} \right) = 0. \quad (44)$$

Yhtälöä (44) kahdesti integroimalla yleiseksi ratkaisuksi saadaan

$$T(x) = C_1 x + C_2. \quad (45)$$

Reunaehtojen avulla saadaan ratkaistua integroimisvakiot, jolloin lämpötilajakaumaksi saadaan

$$T(x) = (T_{s,2} - T_{s,1}) \frac{x}{L} + T_{s,1}. \quad (46)$$

Fourier'n lämmönjohtavuuden perusyhtälön mukaisesti tarkasteltavan tapauksen lämpövirraksi saadaan

$$q_x = -\lambda A \frac{dT}{dx} = \frac{\lambda A}{L} (T_{s,2} - T_{s,1}). \quad (47)$$

Yhtälö (47) johdettiin lämpövastuksen määritelmän muodostamista varten. Jakamalla pintojen lämpötilaerotus lämpövirralla  $q_x$  saadaan johtumisen lämpöresistanssiksi

$$R_{cond} = \frac{T_{s,2} - T_{s,1}}{q_x} = \frac{L}{\lambda A}, \quad (48)$$

jossa  $L$  on johtumismatka,  $A$  on pinta-ala jonka lävitse johtuminen tapahtuu ja  $\lambda$  on materiaalin lämmönjohtavuus.

Samalla periaatteella saadaan johdettua lämpöresistanssin lausekkeet myös muille lämmönsiirtymistavoille. Kaavan (33) konvektiivisen lämpövirran lausekkeella jaetaan pinnan ja ympäristön lämpötilaero, jolloin saadaan

$$R_{conv} = \frac{T_s - T_\infty}{q} = \frac{1}{hA}. \quad (49)$$

Säteilyn lämpöresistanssille saadaan lämpöresistanssin lausekkeeksi

$$R_{rad} = \frac{T_s - T_\infty}{q} = \frac{T_s - T_\infty}{A_i F_{ij} \varepsilon_i \sigma (T_s^4 - T_\infty^4)}. \quad (50)$$

Sylinterin muotoisen säännöllisen rakenteen tapauksessa lämpöresistanssin esittäminen sylinterikoordinaatistossa on karteesisessä koordinaatistossa tehtyä tarkastelua käytännöllisempi. Tällöin lämmön johtimista tarkastellaan sylinterin säteen suunnassa. Lämmönjohtumisen yleisestä differentiaaliyhtälöstä saadaan sylinterikoordinaatistossa

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left( \lambda r \frac{dT}{dr} \right) = 0. \quad (51)$$

Lämpövirran yhtälöksi saadaan Fourier'n lämmönjohtumisen perusyhtälön mukaisesti

$$q_r = -\lambda A \frac{dT}{dr} = -\lambda (2\pi r L) \frac{dT}{dr}. \quad (52)$$

Kun materiaalin lämmönjohtavuus on vakio, lämpövirran lauseketta voidaan integroida kahdesti. Tällöin lämpötilajakaumaksi saadaan

$$T(r) = C_1 \ln r + C_2. \quad (53)$$

Integrointi vakiot pystytään jälleen ratkaisemaan reunaehtojen avulla ja lämpötilajakauman yhtälö voidaan kirjoittaa muotoon

$$T(r) = \frac{T_{s,2} - T_{s,1}}{\ln \left( \frac{r_1}{r_2} \right)} \ln \left( \frac{r}{r_2} \right) + T_{s,2}. \quad (54)$$

Sijoittamalla lämpötilajakauma lämpövirranyhtälöön saadaan

$$q_r = \frac{2\pi L \lambda (T_{s,1} - T_{s,2})}{\ln \left( \frac{r_2}{r_1} \right)}. \quad (55)$$

ja edelleen lämpöresistanssin lausekkeeksi

$$R_{cond} = \frac{\ln \left( \frac{r_2}{r_1} \right)}{2\pi L \lambda}. \quad (56)$$

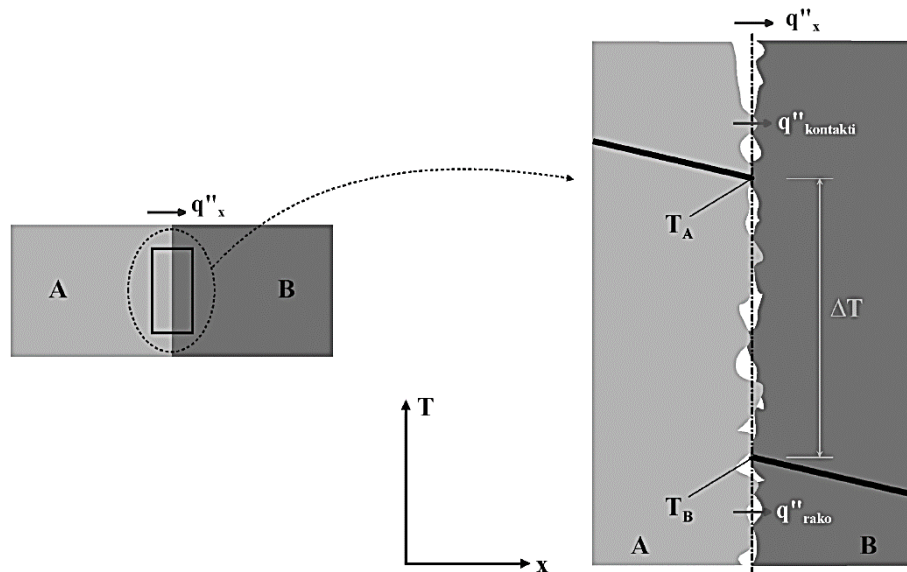
Vastaavalla tavalla voidaan johtaa lämpöresistanssi konvektiolle sylinterikoordinaatistossa. Johdon tuloksena saadaan

$$R_{conv} = \frac{1}{2\pi r L h'} \quad (57)$$

jossa  $h$  on konvektiivinen lämmönsiirtokerroin. (Mikkonen 2013)

Lämpövastus on analoginen sähkösuureiden resistanssin kanssa. Analogiassa lämpötilaeron korvaa potentiaaliero. Lämpöresistanssien kanssa pätevät samat laskusäännöt kuin sähkösuureiden resistanssin kanssa. Eli sarjassa olevat lämpöresistanssit voidaan laskea suoraan yhteen ja rinnakkain olevat lämpökonduktanssit eli lämpöresistanssin käänteisarvot voidaan laskea yhteen. Näin ollen esimerkiksi useasta eri materiaalista koostuvan kerroksellisen rakenteen lämpöverkkomalli on helppo muodostaa ja laskea. (Mikkonen 2013)

Todellisissa rakenteissa kahden kappaleen kontakti ei ole koskaan täydellinen. Lämpö ei pääse siis siirtymään kappaleesta toiseen koko pinnalta vaan ainoastaan alueelta, jolta kappaleet ovat kosketuksissa. Kuva 5.6 havainnollistaa kahden kappaleen epäideaalista kontaktia.



**Kuva 5.6.** Kahden materiaalin rajapinnan lävitse johtuvat lämpövirrat ja lämpötilaerot. (Mikkonen 2013)

Kuvassa 5.6  $q''_{kontakti}$  kuvaa suoraan kappaleen A pinnalta kappaleeseen B kulkevaa lämpövirran tiheyttä ja  $q''_{rajo}$  kuvaa kappaleiden väliin jäävien rakojen läpi johtuvaa lämpövirran tiheyttä. Usein nämä raot ovat täyttyneet ilmalla. Kuristimien tapauksessa raot saattavat olla myös hartsin täyttämiä. Suurin vaikutus kappaleiden väliseen kontaktiresistanssiin on pintojen karheudella. Kontaktiresistanssi voidaan määrittellä seuraavasti

$$R''_{AB} = \frac{T_A - T_B}{q''_x}. \quad (58)$$

Kontaktiresistanssin luotettava määrittäminen on kätevintä mittaustulosten avulla. Kontaktiresistanssia voidaan mallintaa myös kahden rinnakkain olevan lämpöresistanssin avulla, joiden lävitse lämpövirrat  $q''_{\text{kontakti}}$  ja  $q''_{\text{rako}}$  kulkevat. Taulukkoon 5.3 on listattu kuristimen kannalta olennaisten materiaalien tyypillisiä kontaktiresistansseja tyhjiössä eri puristusaineilla.

**Taulukko 5.3.** Kontaktiresistanssit yksikössä  $\times 10^4 \text{ m}^2 \text{ K/W}$ . (Mikkonen 2013)

<i>Materiaali</i>	<i>Puristusaine</i>	
	<i>100 kN/m<sup>2</sup></i>	<i>10000 kN/m<sup>2</sup></i>
<i>Teräs</i>	6,0 - 25,0	0,7 - 4,0
<i>Kupari</i>	1,0 - 10,0	0,1 - 0,5
<i>Alumiini</i>	1,5 - 5,0	0,2 - 0,4

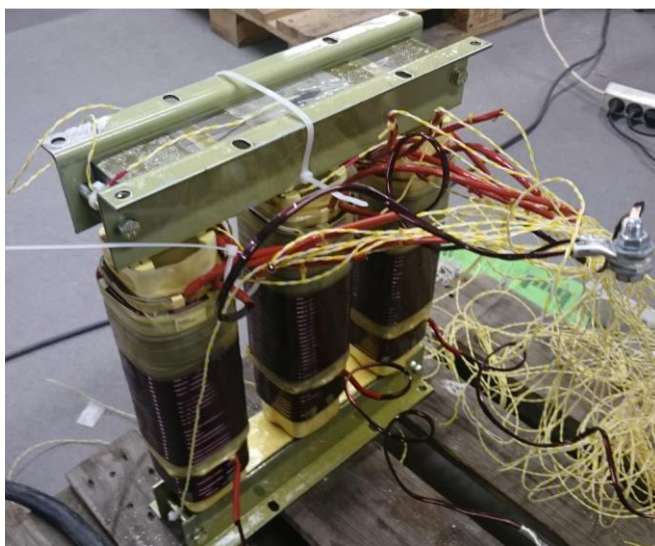
Taulukosta 5.3 havaitaan, että puristusaineella on huomattava vaikutus kontaktiresistanssin suuruuteen. Tämä osaltaan vaikeuttaa kuristimen rakenteissa olevien kontaktiresistanssien arvioimista. (Mikkonen 2013)

## 6 KURISTIMEN KOKONAISHÄVIÖIDEN VERIFIOINTI MITTAUSTEN AVULLA

Laskennan tarkkuuden varmentamiseksi valmistettiin kolme erilaista prototyyppikuristinta. Kuristimet suunniteltiin siten, että mahdollisimman vähillä mittauksilla saadaan mahdollisimman paljon tietoa häviöihin vaikuttavista tekijöistä ja näiden tekijöiden oikeasta huomioinnista laskennassa. Kuristimet eivät kuitenkaan voi olla liian erilaisia keskenään, jotta niiden avulla voidaan määrittää mitkä kuristimien rakenteiden eroavaisuudet muuttavat häviöitä ja kuinka paljon. Tämän vuoksi laskennan toimivuutta erittäin haastavilla kuristimen rakenteilla ja käyttöolosuhteilla, kuten esimerkiksi suurten sydämen ilmavälien ja erittäin korkeiden virran yliaaltojen tapauksessa, ei voida varmentaa tämän työn puitteissa.

### 6.1 Mittauksissa käytettävät prototyypit

Ensimmäinen prototyyppi on lankakääminen kuristin, jonka sydänmateriaalina on käytetty suuntaamatonta muuntajaterästä. Käytetyn kuparilangan poikkileikkaus on suora-kaiteen muotoinen. Käämissä on kaksi johdinkerrosta ja käämin paksuus on noin 8 mm. Kuristimessa on ilmavälejä neljä kappaletta pylvästä kohti. Näistä kaksi on iespalojen ja sydämen jalan välissä sekä kaksi on sydämen jalan keskellä. Käämin massa on noin 12 kg ja sydämen massa on noin 17 kg. Jäähdytystapana on luonnollinen konvektio. Ensimmäinen prototyyppi näkyy kuvassa 6.1.



*Kuva 6.1. Lankakääminen lämpö- ja häviömittauksien tekemiseksi valmistettu kuristin.*

Toinen prototyyppi on foliokääminen kuristin, jonka sydän on tehty suunnatusta muuntajateräksestä. Käämin johdinmateriaali on alumiinia ja käämin paksuus on 13,6 mm. Kuristimessa on ilmvälejä yhteensä kahdeksan, joista kaksi on sydämen iespalojen ja sydämen jalan välissä. Käämin massa on noin 17 kg ja sydämen massa noin 110 kg. Jäähdytystapana on pakotettu epäsuora nestejäähdytys. Toinen prototyyppi näkyy kuvassa 6.2.



**Kuva 6.2.** Nestejäähdytteinen alumiinifoliokääminen lämpö- ja häviömittauksia varten valmistettu kuristin

Kolmas prototyyppi on foliokääminen kuristin, jonka sydänmateriaalina on käytetty suuntaamatonta muuntajaterästä. Käämin johdinmateriaali on alumiinia ja käämin paksuus on noin 12 mm. Kuristimen sydämessä on kolme kappaletta ilmvälejä pylvästä kohti. Kaksi ilmväleistä on sydämen pylvään ja iespalojen välissä. Käämin massa on noin 4 kg ja sydämen massa on noin 28 kg. Kuristimen jäähdytystapa perustuu luonnolliseen konvektioon. Kolmas prototyyppi on esitetty kuvassa 6.3.



*Kuva 6.3. Sarjavalmisteinen alumiinifoliokääminen kuristin, johon on asennettu lämpöanturit mittauksia varten.*

## 6.2 Mittaustulosten ja laskentatulosten vertailu

Mittaukset toteutettiin Trafotekin tuotekehityksen laboratoriossa ja tehomuuntajaliiketoimintayksikön tuotannon koekentällä. Ympäristön lämpötila kaikissa mittauksissa oli noin 20 °C. Mittauksissa käytetyt syötettävän virran arvot valittiin siten, että mittaustuloksia saataisi mahdollisimman laajasti eri sydämen magneettivuon tiheyksillä ja erilaisilla taajuusspektreillä. Jokaisen prototyypin mittauksissa mitattiin häviöt Fluken Norma tehoanalysaattorilla. Virran mittaus tehoanalysaattorille tehtiin Fluken virtapihdeillä. Virtapihtien mittaustarkkuus on +1...-1 % mittausalueesta. Tehoanalysaattorin mittaustarkkuus on 0,2 %.

### 6.2.1 Prototyypin 1 mittaukset ja laskentatulokset

Ensimmäiselle prototyypille tehtiin seitsemän mittausta. Mittauksissa käytettyjen virtojen taajuusspektrit on esitetty taulukossa 6.1 yhdessä virran THD arvojen kanssa. Virran THD (total harmonic distortion) eli harmoninen kokonaissärö kuvaa virrassa esiintyvien harmonisten yliaaltojen suhdetta sinimuotoiseen virran perusaaltoon. Siten harmoninen kokonaissärö kuvaa sinimuotoisen signaalin puhtautta.

**Taulukko 6.1.** Lankakäämisen prototyypin mittauksissa käytettyjen virtojen taajuusspektri ja THD arvot.

$f$ (Hz)	50 Hz	150 Hz	250 Hz	350 Hz	550 Hz	650 Hz	THD (%)
$I$ (A)	48 A						0
	40 A						0
	30 A						0
	30 A	7 A	7 A	4 A	3 A	2 A	37
	30 A	3 A	3 A	2 A	1,5 A	1 A	16
	39 A	6 A	6 A	4 A	3 A	2 A	24
	39 A	3 A	3 A	2 A	1,5 A	1 A	11

Taulukossa 6.1 esitetyistä virroista saadaan laskettua rautasydämessä vaikuttava magneettivuon tiheyden huippuarvo. Lasketut magneettivuon tiheydet on esitetty taulukossa 6.2.

**Taulukko 6.2.** Lankakäämisen prototyypin mittauksissa käytettyjen virtojen aiheuttamat laskennalliset magneettivuon tiheyden huippuarvot.

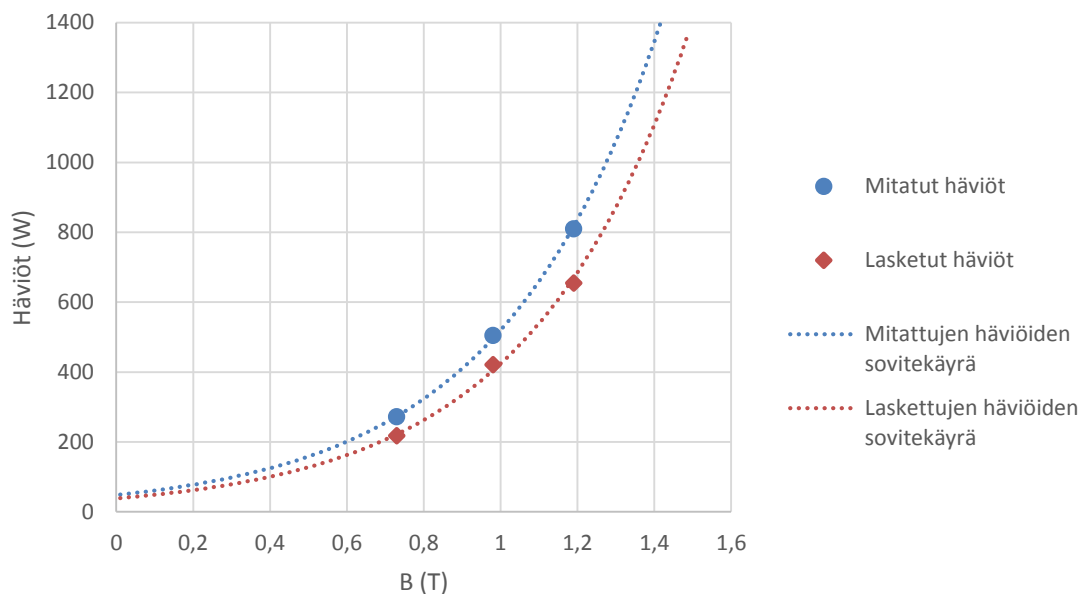
$I$ (A)	$B$ (T)
48 A	1,19
40 A	0,98
30 A	0,73
30 A	0,71
30 A	0,70
39 A	0,93
39 A	0,92

Mitattujen häviöiden ja laskettujen häviöiden vertailemiseksi tulokset on koottu taulukoon 6.3, johon on myös laskettu laskennallisten tulosten virhe mittaustulosiin nähden.

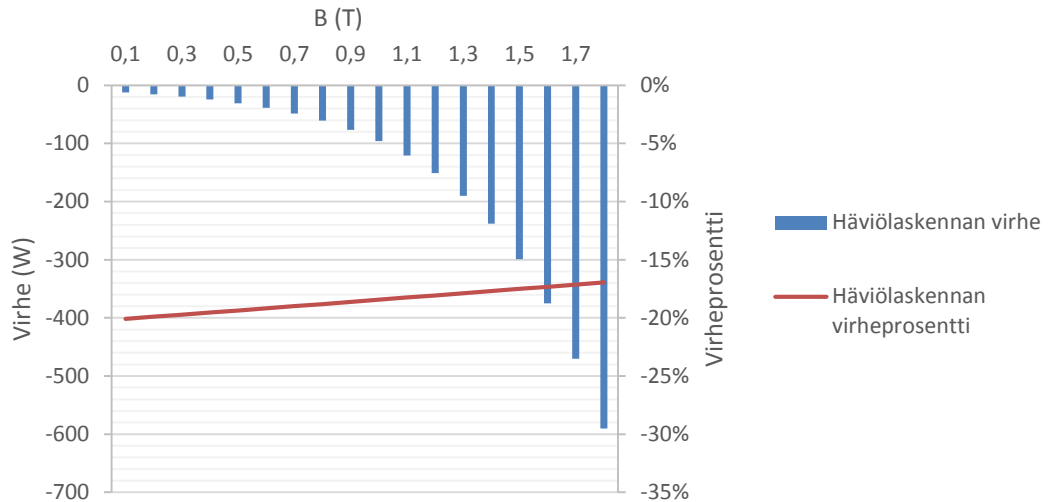
**Taulukko 6.3.** Häviöiden mitatut ja lasketut arvot, sekä näiden virhe ja virheprosentti.

mittauksen nro.	mitatut häviöt (W)	lasketut häviöt (W)	laskettujen ja mitattujen häviöiden virhe (W)	häviöiden virheprosentti
6	809,8	655	-154,8	-19,1 %
1	504,5	421	-83,5	-16,5 %
2	271,8	218	-53,8	-19,8 %
4	379,0	326	-53,0	-14,0 %
7	297,3	235	-62,3	-21,0 %
5	578,9	514	-64,9	-11,2 %
8	519,9	423	-69,9	-18,6 %

Mittauksia, joissa käytettiin ideaalista sinimuotoista viidenkymmenen hertsin taajuista virtaa, voidaan verrata suoraan keskenään. Vertailun avuksi kuvaan 6.4 on piirretty mitatut pisteet ja samoihin toimintapisteisiin lasketut häviöt. Kolmesta toimintapisteestä voidaan extrapoloida laskennan ja mittausten häviöt myös muille magneetti vuon tiheyksille.

**Kuva 6.4.** Mittauksien toimintapisteissä mitatut ja lasketut häviöt, sekä näistä extrapoloimalla muihin magneettivuon tiheyksiin muodostetut käyrät.

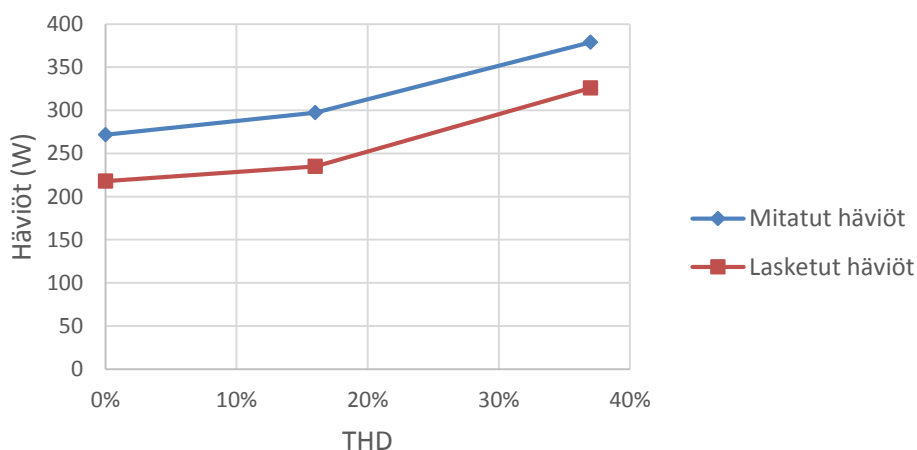
Kuvasta 6.4. havaitaan, että laskennan ja mittausten välinen virhe kasvaa magneettivuon tiheyden kasvaessa. Korkeilla vuon tiheyksillä kuitenkin virheen suhteellinen suuruus pienenee. Laskennan virheen suuruuden hahmottamiseksi absoluuttinen virhe ja häviöiden virheprosentti on piirretty kuvaan 6.5.



**Kuva 6.5.** Mitatuista arvoista extrapoloidun ja lasketuista arvoista extrapoloidun käyrän välinen absoluuttinen virhe ja virheprosentti.

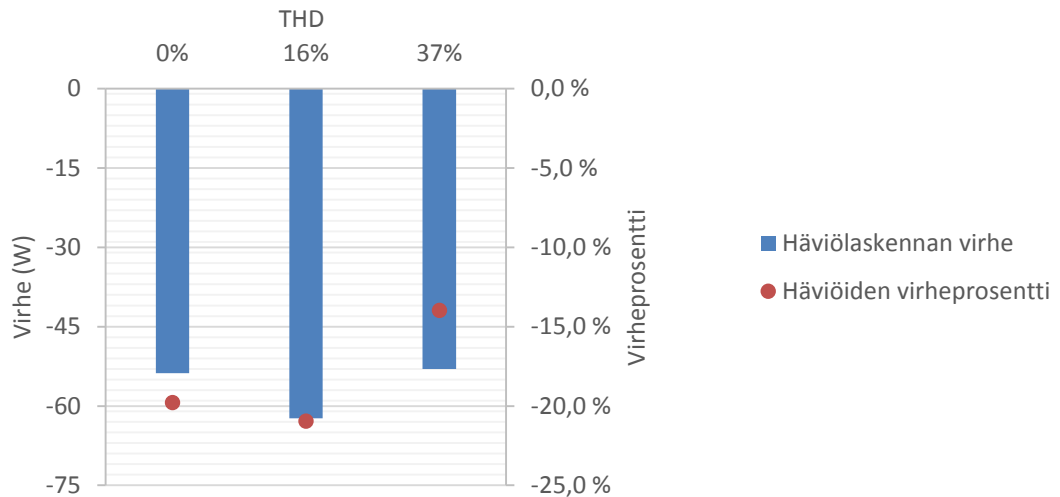
Kuvasta 6.5 huomataan hyvin absoluuttisen virheen kasvavan suuremmilla magneettivuon tiheyksillä. Kuvaan 6.5 on piirretty myös häviöiden virheprosentti. Häviöiden suhteellinen virhe pienenee vuon tiheyden kasvaessa, koska häviöt kasvavat ja niiden välinen erotus ei kasva yhtä nopeasti.

Säröytyneellä virralla tehdyistä mittauksista kahden laskennallinen vuon tiheys on suuruusluokaltaan samaa luokkaa viimeisen sinimuotoisella virralla tehdyn mittauksen kanssa eli luokkaa 0,75 T. Tämän vuoksi näitä kahta mittausta voidaan verrata paitsi keskenään, myös sinimuotoisen virran mittauksen kanssa. Kuvassa 6.6. on esitetty mitatut ja lasketut häviöt.



**Kuva 6.6.** Mitatut ja lasketut häviöt harmonisen kokonaissärön funktiona noin 0,75 T magneettivuon tiheydellä.

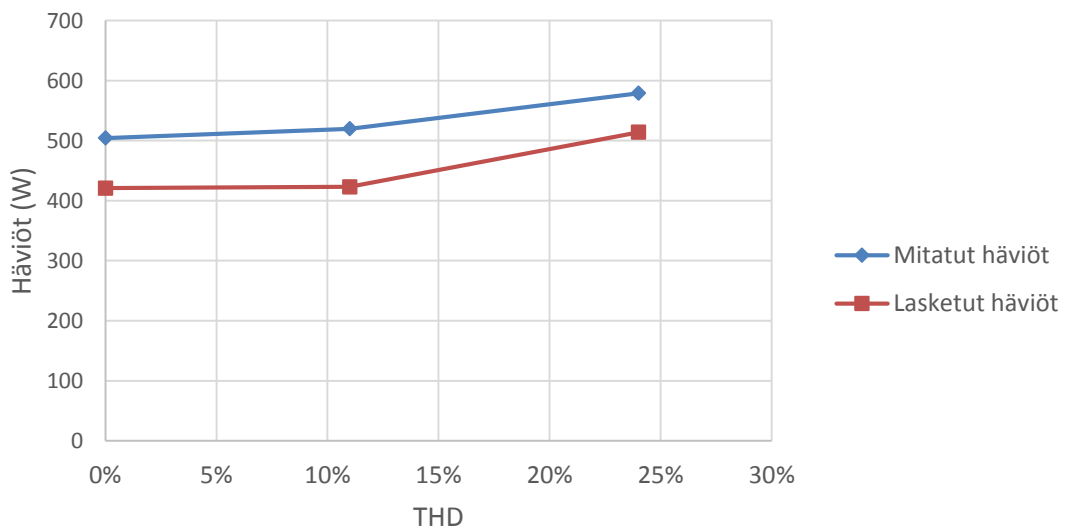
Laskennan virhe ja virheprosentti on esitetty graafisesti kuvassa 6.7.



**Kuva 6.7.** Kuristimen häviölaskennan absoluuttinen virhe ja virheprosentti eriasteisesti säröytyneellä virralla.

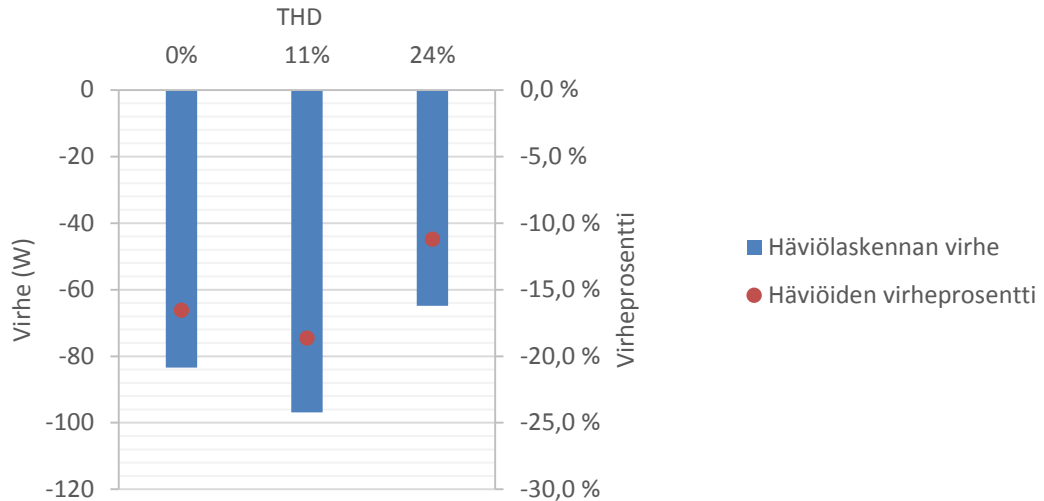
Mittauksissa käytettyjen virtojen yliaaltojen suhteet ovat samat jokaisessa mittauksessa. Tästä syystä häviöiden kasvua voidaan tutkia suoraan suhteessa harmoniseen kokonaissäröön.

Magneettivuon tiheyden suuruusluokalla 1 T tehtiin vastaavat mittaukset sinimuotoisella virralla ja kahdella eriasteisesti säröytyneellä virran muodolla. Kuvassa 6.8 on esitetty mitatut häviöt ja lasketut häviöt.



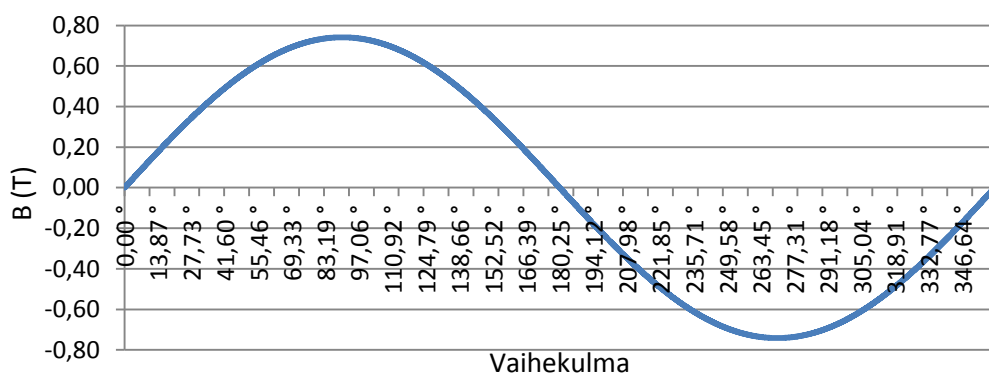
**Kuva 6.8.** Mitatut ja lasketut häviöt harmonisen kokonaissärön funktiona noin 1,0 T magneettivuon tiheydellä.

Kuvassa 6.9 on havainnollistettu laskennan virhettä ja virheprosenttia eri mittauksissa.

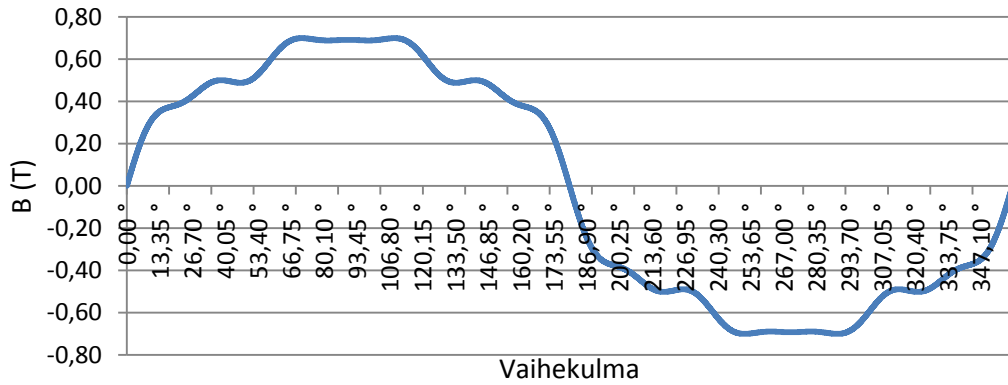


**Kuva 6.9.** Kuristimen häviölaskennan absoluuttinen virhe ja virheprosentti eriasteisesti säröytyneillä virroilla noin 1,0 T magneettivuon tiheyden vaikuttaessa sydämessä.

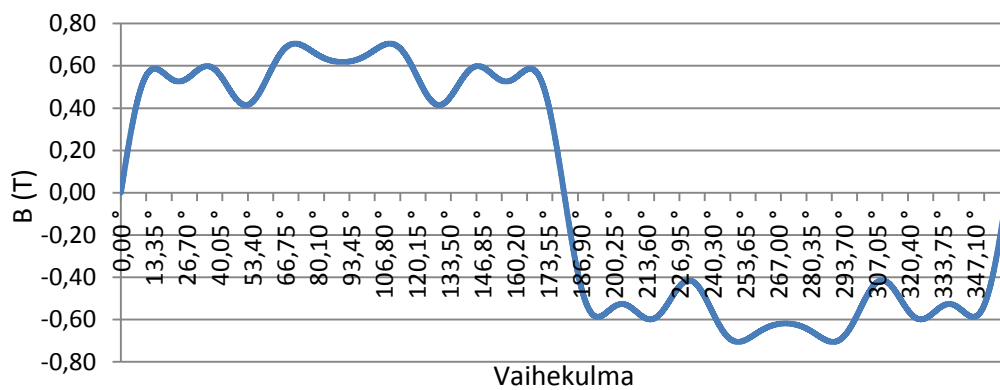
Ennako odotuksista poiketen mittaustulokset osoittavat, että siniaaltoon lisättäessä hie- man yliaaltoja häviöt eivät korkeamman vuon tiheyden tapauksessa nouse käytännössä lainkaan. Enemmän yliaaltoja sisältävän virran aiheuttamat häviöt ovat kuitenkin hu- mattavasti korkeammat kuin puhtaan siniaallon aiheuttamat häviöt. Myös alemmalla vuon tiheydellä häviöt lähtevät nousemaan särön kasvaessa varsin verkkaisesti. Selitystä kevyesti säröytyneen virran yllättävän alhaisiin häviöihin voidaan hakea simuloidusta magneettivuon tiheyden käyrämuodosta. Kuvissa 6.10, 6.11 ja 6.12 on esitetty magneet- tivuon käyrämuodot 30 A sinimuotoisella virralla ja saman perusaallon eriasteisesti säröytyneillä virroille.



**Kuva 6.10.** Simuloitu sinimuotoisen 30 A virran synnyttämän magneettivuon tiheyden käyrämuoto.

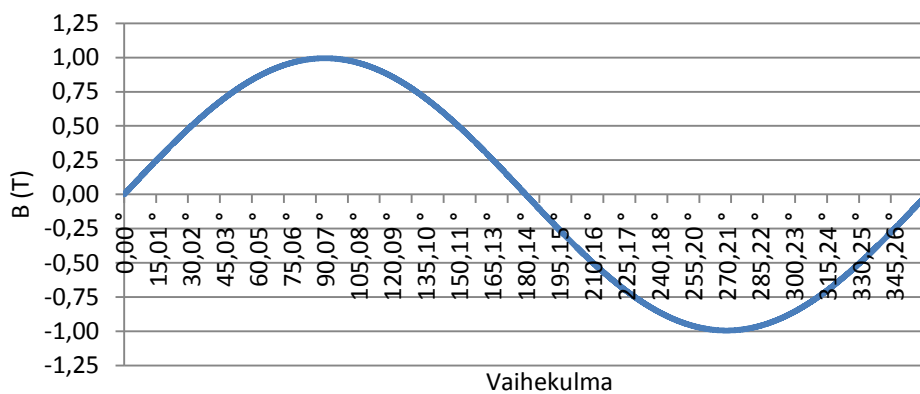


**Kuva 6.11.** Simuloitu säröytyneen 30 A virran aiheuttama magneettivuon tiheyden käyrämuoto.

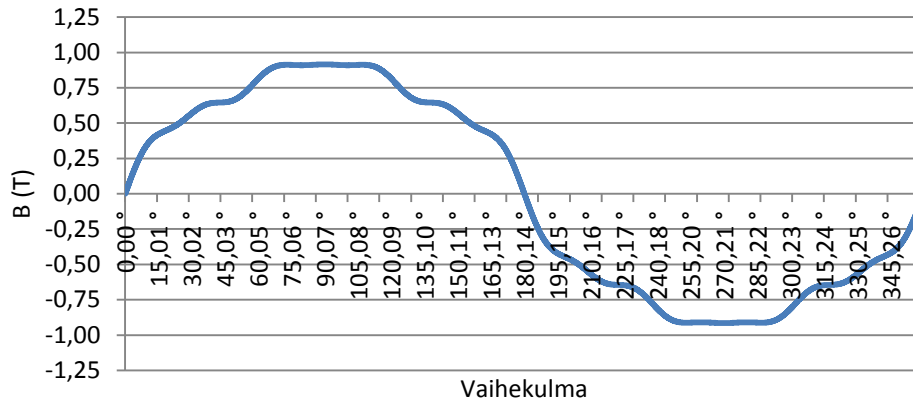


**Kuva 6.12.** Simuloitu voimakkaasti säröytyneen 30 A virran synnyttämän magneettivuon tiheyden käyrämuoto.

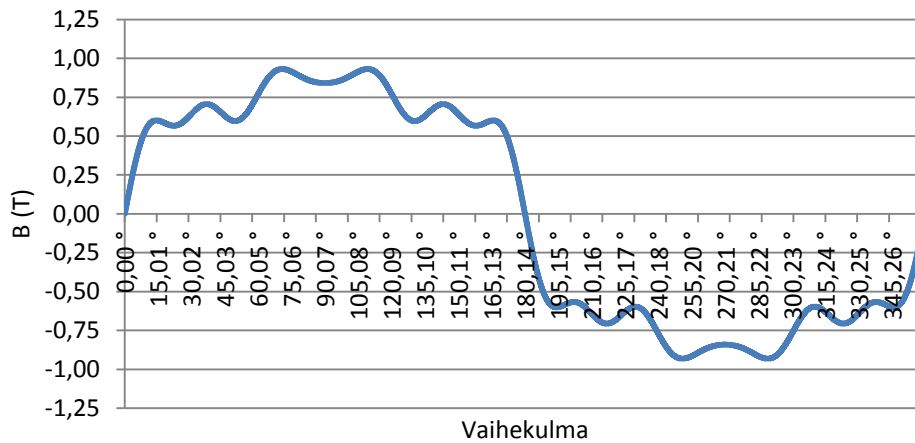
Kuvissa 6.13, 6.14 ja 6.15 on esitetty käyrämuodot korkeammalla magneettivuon tiheydellä.



**Kuva 6.13.** Simuloitu sinimuotoisen 40 A virran synnyttämän magneettivuon tiheyden käyrämuoto.



**Kuva 6.14.** Simuloitu säröytyneen virran aiheuttaman magneettivuon tiheyden käyrämuoto.



**Kuva 6.15.** Simuloitu voimakkaasti säröytyneen virran aiheuttaman magneettivuon tiheyden käyrämuoto.

Kuvista 6.10 ja 6.11 havaitaan, että yliaallot litistävät käyrämuotoa. Litistymisen vuoksi magneettivuon tiheyden huippuarvo laskee. Sama ilmiö havaitaan myös korkeammalla magneettivuon tiheydellä vertaamalla kuvia 6.13 ja 6.14. Vuon huippuarvon laskeminen selittää häviöiden maltillisia mittaustuloksia kevyemmin säröytyneillä virroilla. Voimakkaammin säröytyneellä virralla magneettivuon tiheyden käyrämuodon litistymisestä huolimatta häviöt ovat selvästi suuremmat kuin sinimuotoisella virralla, koska särön synnyttämät häviöt ovat merkittäviä.

Laskennan virhettä havainnollistavista kuvista 6.7 ja 6.9 nähdään, että kevyemmin säröytyneen virran tapauksessa laskennan virhe on suurimmillaan. Todennäköisin syy tälle on se, että laskenta ei osaa huomioida särön vaikutuksia kun yliaaltojen osuus ei ole riittävän suuri synnyttämään paikallisia minimejä ja maksimejä. Magneetikentän voimakkuuden paikallisten minimien ja maksimien pienempi määrä havaitaan hyvin vertaamalla kuvia 6.14 ja 6.15. Kuvista 6.7 ja 6.9 havaitaan myös laskennan virheen olevan varsin suuri. Suhteellinen virhe on pahimmillaan jopa noin 24 %.

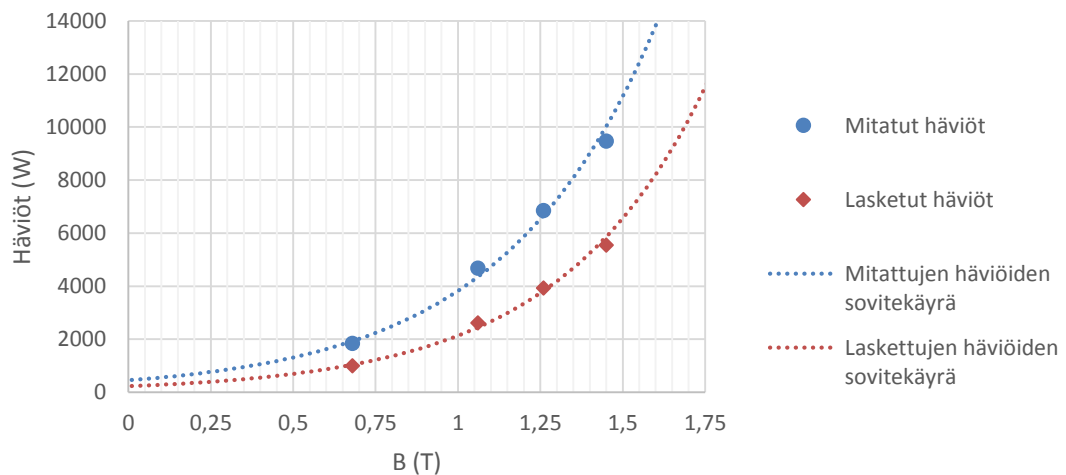
### 6.2.2 Prototyypin 2 mittaukset ja laskentatulokset

Nestejäähdytteisen kuristimen nimellisvirta on 1300 ampeeria. Näin suuriin virtoihin ei tuotekehityksen laboratoriossa päästä. Tämän vuoksi sinimuotoisella virralla tehdyt mittaukset suoritettiin tehomuuntajaliiketoimintayksikön koekentällä. Mittauksissa käytetyt sinimuotoiset virrat on esitetty taulukossa 6.4. Myös virtojen synnyttämät laskennalliset magneettivuon tiheyden huippuarvot on esitetty samassa taulukossa.

**Taulukko 6.4.** Mittauksissa käytetyt sinimuotoiset virrat ja niitä vastaavat sydämessä vaikuttavat laskennalliset magneettivuon tiheyden huippuarvot

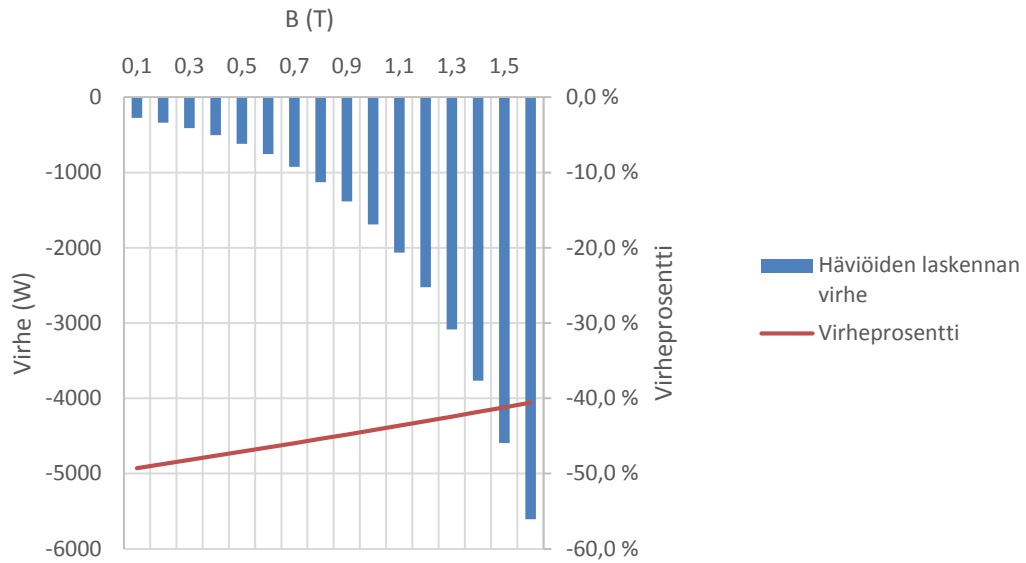
Virta (A)	$B(T)$
708,7	0,68
1103,0	1,06
1310,3	1,26
1507,4	1,45

Neljän tehdyn mittauksen tulosten perusteella voidaan extrapoloida häviöt myös muille magneettivuon tiheyksille. Kuvassa 6.16 on esitetty mitatut ja lasketut häviöt neljässä toimintapisteessä ja mittauspisteisiin sovitetut käyrät.



**Kuva 6.16.** Sinimuotoisella virralla tehtyjen mittausten tulokset ja vastaavissa toimintapisteissä lasketut häviöt, sekä mittausten ja laskennan tuloksiin sovitetut käyrät.

Eri magneettivuon tiheyksiä vastaava laskennan absoluuttinen ja suhteellinen virhe on esitetty kuvassa 6.17.



**Kuva 6.17.** Häviölaskennan absoluuttinen ja suhteellinen virhe eri magneettivuon tiheyksillä.

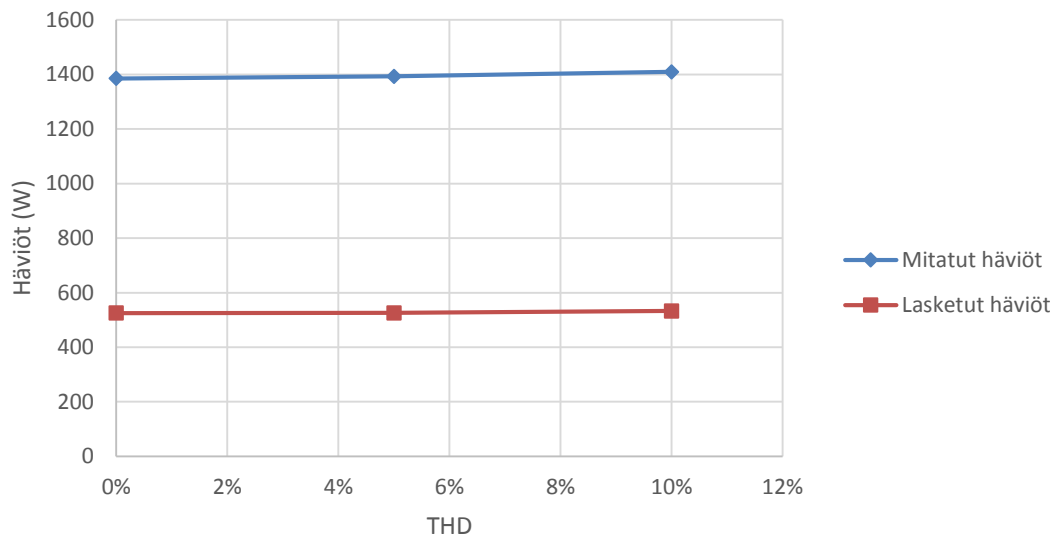
Kuvista havaitaan täysin edellisessä kappaleessa esitetyn lankakäämisen prototyypin mitaustuloksia vastaavat ilmiöt. Häviölaskennan virhe kasvaa vuon tiheyden kasvaessa suhteellisen virheen kuitenkin samalla pienentyessä. Laskennan virhe on kuitenkin huomattavan suuri.

Tehomuuntajaliiketoimintayksikön koekentällä ei ole mahdollisuutta tuottaa syötettävään virtaan yliaaltoja, joten säröytyneellä virralla tehtävät mittaukset jouduttiin toteuttamaan tuotekehityksen laboratoriossa. Syötetyt virrat olivat alhaisia kuristimen nimellisvirtaan nähden. Taulukkoon 6.5 on koottu mittauksissa käytettyjen virtojen virtaspektrit ja THD arvot. Lisäksi taulukossa ovat sinimuotoisella virralla tehdyt vertailu mittaukset.

**Taulukko 6.5.** Mittauksissa syötettyjen säröytyneiden virtojen virtaspektrit, THD arvot ja perusaallon taajuuksia vastaavat sinimuotoiset vertailumittauksissa käytetyt virrat.

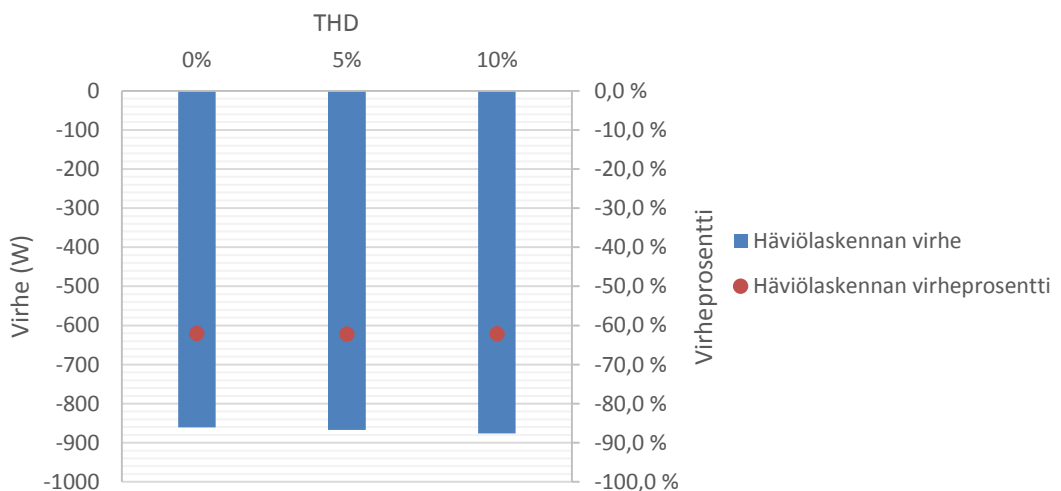
$f$ (Hz)	50 Hz	150 Hz	250 Hz	350 Hz	550 Hz	650 Hz	THD (%)
$I$ (A)	512,4						0
	512,4	43,9	29,3	14,6	3,7	3,7	5
	512,4	29,3	19,3	9,7	2,4	2,4	10
	366,0						0
	366,0	65,9	51,2	36,6	22,0	14,6	9
	366,0	51,2	36,6	22,0	14,6	7,3	19
	366,0	14,6	7,3	1,8	1	0,7	34

Mitatut ja lasketut häviöt suuremmalla virralla eri säröytymisasteella on esitetty graafisesti kuvassa 6.18.



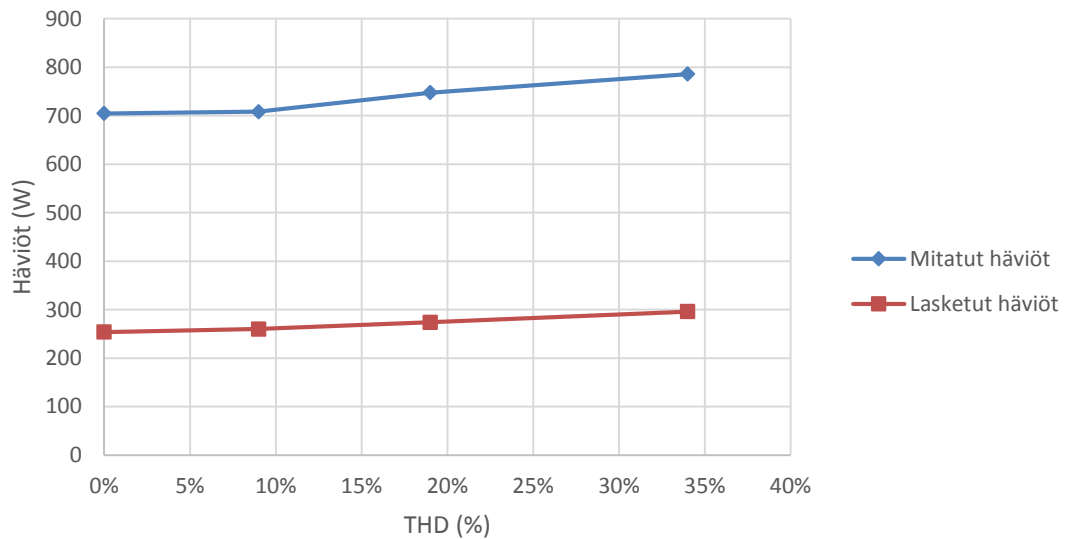
**Kuva 6.18.** Mitatut ja lasketut häviöt 512,4 A virran perusaallolla ja eriasteisilla säröytymisillä.

Yllä olevasta kuvasta havaitaan, että häviöt nousevat hieman särön vaikutuksesta. Nousu on kuitenkin varsin pientä, koska säröytymisasteet ovat melko pienet. Lisäksi laboratorion virransyöttölaitteistosta ei saatu syötettyä niin suurta virtaa, että kuristin olisi kunnolla lämmennyt. Myös magneettivuon tiheys on alhainen pienestä virrasta johtuen. Huomattavaa on myös laskennan suuri virhe mitattuihin tuloksiin nähden. Virhettä on havainnollistettu kuvassa 6.19, jossa on esitettyä myös suhteellinen virhe.



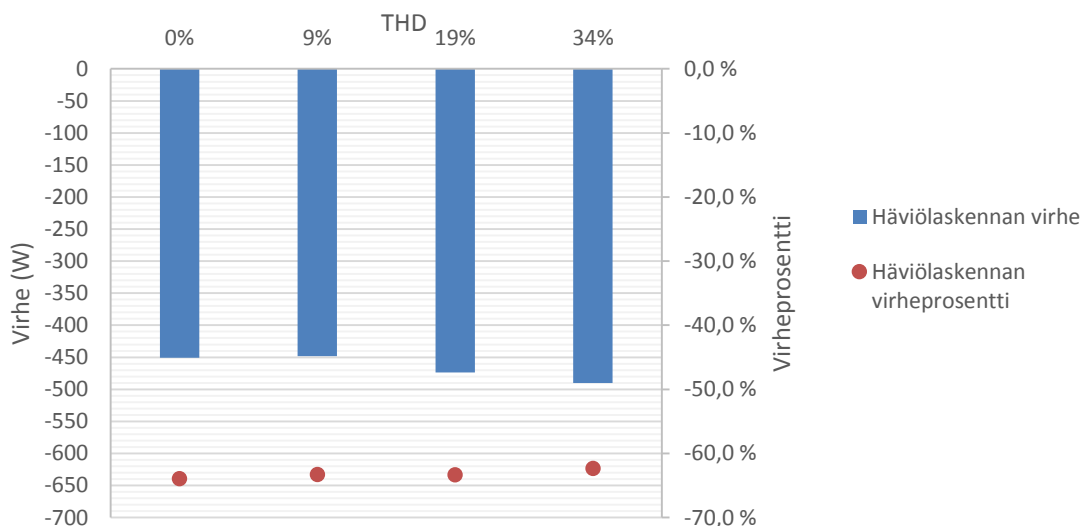
**Kuva 6.19.** Laskennan absoluuttinen ja suhteellinen virhe mittaustuloksiin nähden 512,4 A virran perusaallolla.

Myös alhaisemmalla säröytyneellä virralla mitatut häviöt ja vastaavat lasketut arvot on esitetty graafisesti kuvassa 6.20.



**Kuva 6.20.** Mitatut ja lasketut häviöt 366,0 A perusaallolla ja eriasteisesti säröytyneellä virralla.

Pienemmällä virran perusaallolla yliaaltoja pystyttiin tuottamaan enemmän. Tästä syystä säröytyneimmässä virrassa on hyvin korkea yliaaltojen osuus. Laskennan virhe on myös näissä mittauksissa suuri. Häviölaskennan virheen tarkastelemiseksi yllä esitetyn kuvaa-  
jan mukaiset absoluuttiset ja suhteelliset virheet on esitetty kuvassa 6.21.



**Kuva 6.21.** Häviölaskennan absoluuttiset ja suhteelliset virheet virran 366,0 A perusaallolla tehdyillä mittauksilla.

Kuvasta havaitaan virheen jälleen kasvavan häviöiden noustessa, mutta samalla suhteellinen virhe pienenee. Muutokset ovat kuitenkin varsin pieniä johtuen kuristimen matalista häviöistä ja lämpötiloista.

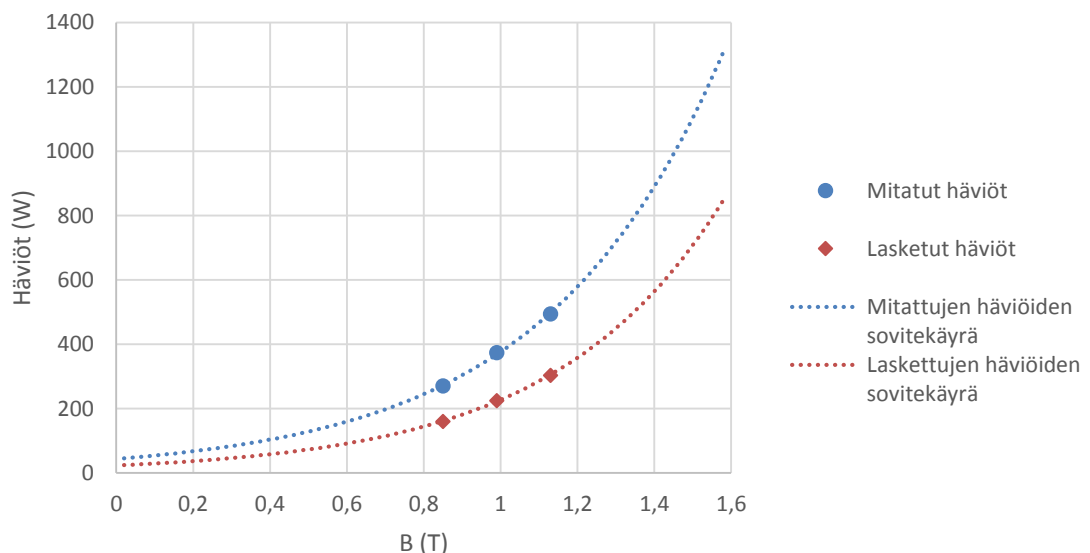
### 6.2.3 Prototyypin 3 mittaukset ja laskentatulokset

Kolmannen prototyypin mittaukset toteutettiin kokonaisuudessaan tuotekehityksen laboratorioissa. Matalan induktanssin ja nimellisvirran ansiosta tälle kuristimelle pystyttiin tekemään mittauksia voimakkaasti säröytyneellä virralla jopa nimellisvirran suuruisella virran perusaallolla. Mittauksissa käytettyjen virtojen taajuusspektrit ja THD arvot on esitetty taulukossa 6.6.

**Taulukko 6.6.** Kolmannen prototyypin mittauksissa käytetyt virrat.

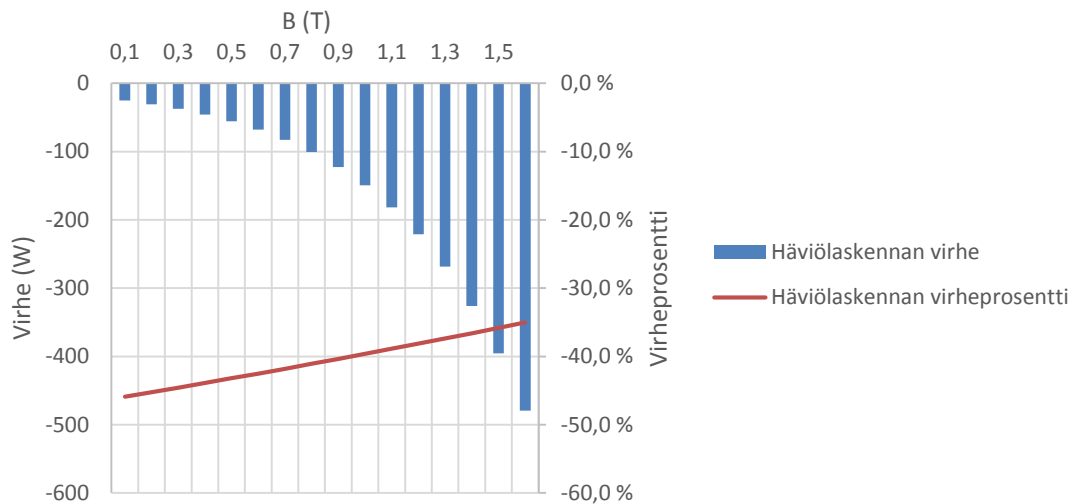
$f$ (Hz)	50	150	250	350	550	650	THD (%)
$I$ (A)	90						0
	90	7	6	5	4	3	11
	90	15	13	11	9	7	27
	105						0
	120						0
	120	9	8	7	6	5	12
	120	18	16	14	12	10	26

Sinimuotoisella virralla tehtiin kolme eri mittausta taulukon 6.8 mukaisesti. Sinimuotoisilla virroilla saatujen häviömittausten ja vastaavat laskennalliset arvot on esitetty graafisesti kuvassa 6.22.



**Kuva 6.22.** Sinimuotoisilla virroilla tehtyjen mittausten häviöt laskennallisen magneettivuon tiheyden funktiona sekä pisteisiin sovitettut käyrät häviöille muilla magneettivuon tiheyksillä.

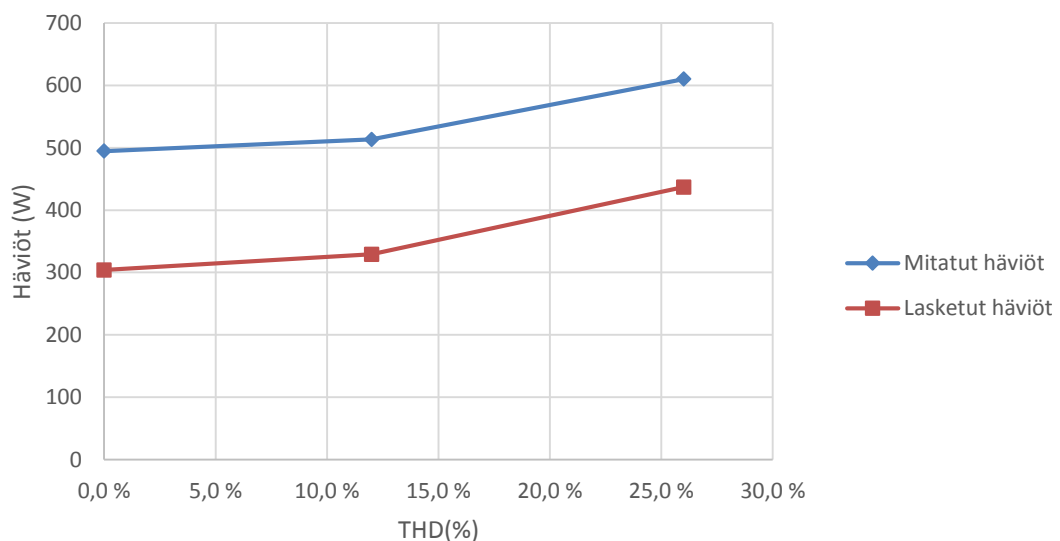
Kolmannella prototyypillä häviöiden laskennalliset arvot seuraavat mitattuja arvoja hieman paremmin kuin toisella prototyypillä, mutta kuitenkin huonommin kuin ensimmäisellä prototyypillä. Häviölaskennan absoluuttinen virhe ja suhteellinen virhe on esitetty kuvassa 6.23.



**Kuva 6.23.** Häviölaskennan absoluuttinen ja suhteellinen virhe sinimuotoisilla virroilla.

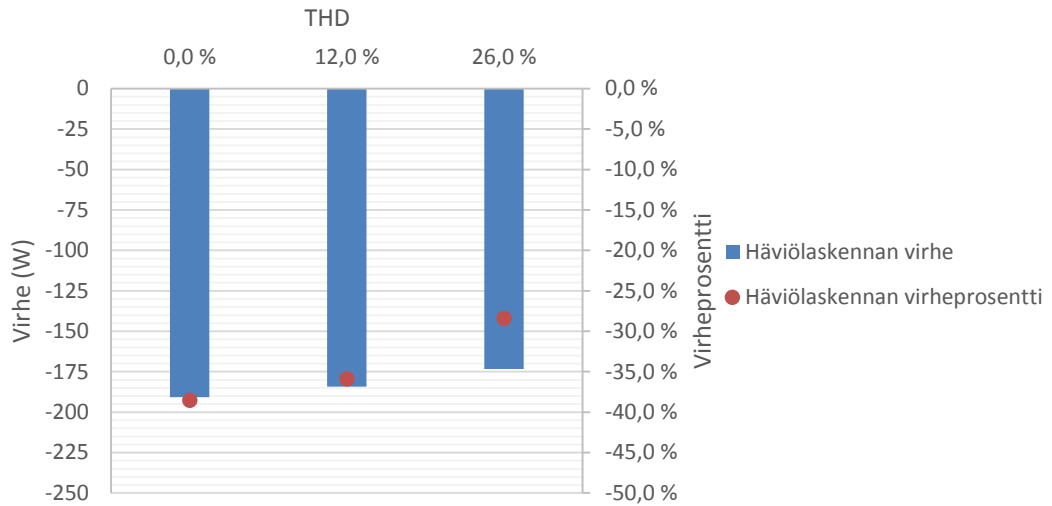
Kuvasta huomataan, että häviölaskennan suhteellinen virhe pienenee kasvavan magneettivuon tiheyden eli suuremman virran suuntaan. Absoluuttinen virhe kuitenkin jälleen kasvaa suurenevan magneettivuon tiheyden suuntaan.

Likimain kuristimen nimellisvirran suuruisella virralla tehtiin mittaukset sinimuotoisen virran lisäksi kahdella eriasteisesti säröytyneellä virralla. Kyseisillä virroilla mitatut ja vastaavissa toimintapisteissä lasketut häviöt on esitetty kuvassa 6.24.



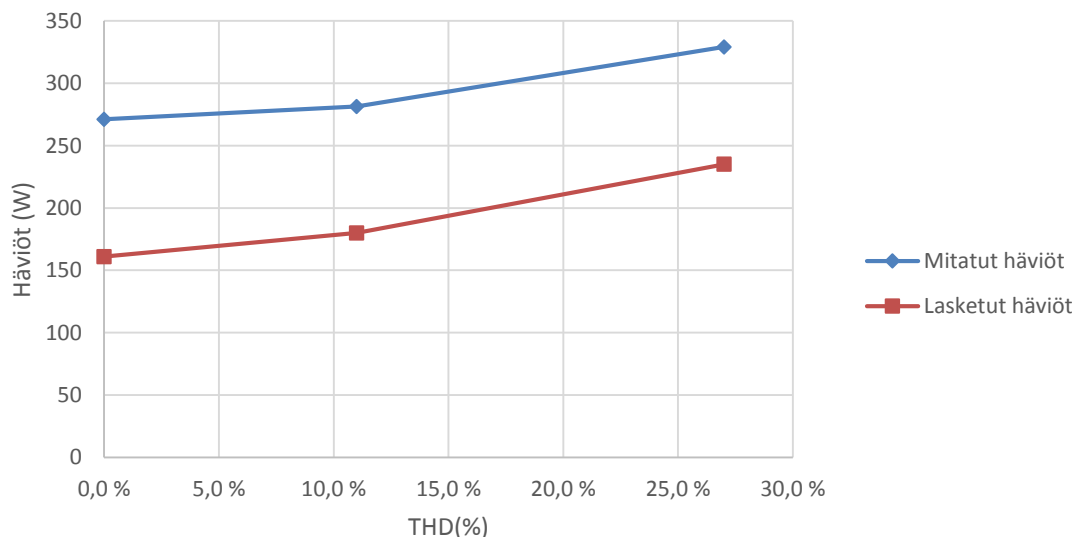
**Kuva 6.24.** Virran perusaallon suuruudella 120 A tehtyjen mittausten tulokset ja vastaavat laskennalliset arvot.

Laskennalliset arvot ovat varsin paljon mitattuja pienemmät sinimuotoisten mittausten tapaan. Laskennan tarkkuuden tutkimiseksi laskennan absoluuttinen ja suhteellinen virhe eri mittauksissa on esitetty kuvassa 6.25.



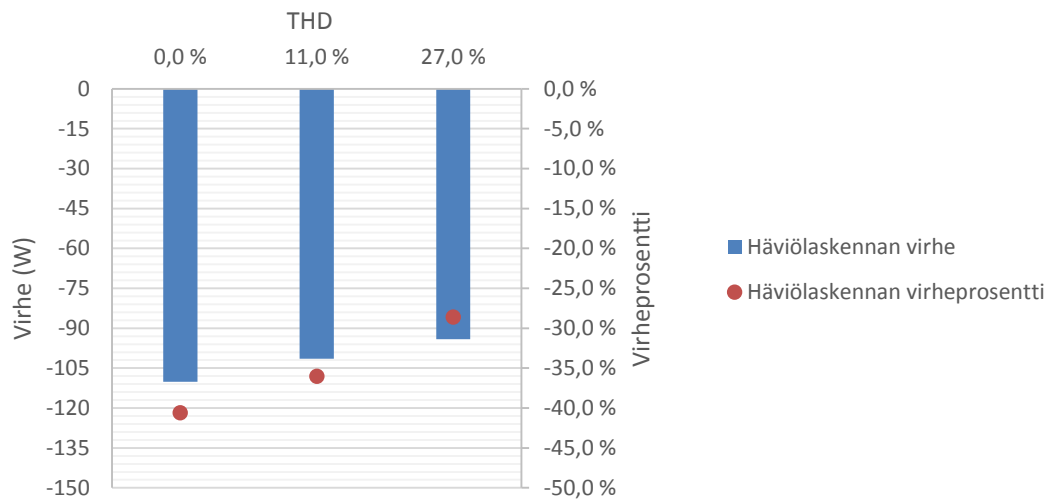
**Kuva 6.25.** Laskennan suhteellinen ja absoluuttinen virhe 120 A perusaallon mittauksissa.

Kuvasta huomataan laskennan virheen pienenevän voimakkaammin säröytyneellä virralla. Samalla suhteellinen virhe pienenee vielä voimakkaammin. Vastaavat mittaukset alhaisemmalla virran perusaallolla ja mittauksia vastaavat laskennalliset arvot on esitetty kuvassa 6.26.



**Kuva 6.26.** Virran perusaallon suuruudella 90 A tehtyjen mittausten tulokset ja vastaavat laskennalliset arvot.

Kuvasta havaitaan, että alhaisemmalla virran perusaallolla mittaustulokset ja laskenta käyttäytyvät täysin vastaavasti kuin korkeammallakin perusaallon suuruudella. Mittauspisteissä laskettujen arvojen absoluuttinen ja suhteellinen virhe on esitetty kuvassa 6.27.

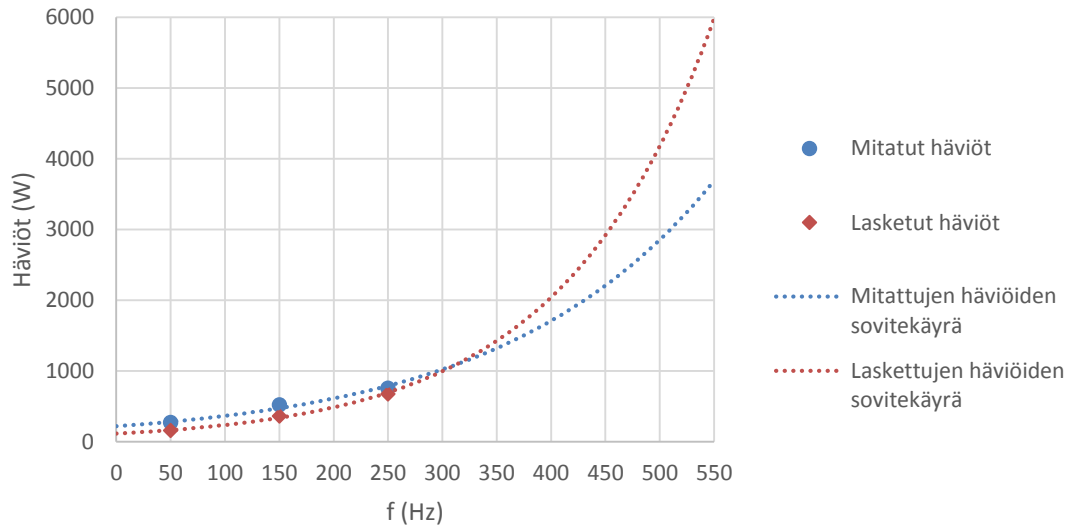


**Kuva 6.27.** Laskennan absoluuttinen ja suhteellinen virhe 90 A virran perusaallolla.

Häviölaskennan virhe käyttäytyy alemmalla virran perusaallon suuruudella vastaavasti kuin suuremmallakin virran perusaallolla. Suhteellinen virhe kuitenkin laskee voimakkaammin sen ollessa sinimuotoisella virralla suurempi kuin edellä esitetyllä suuremmalla virran perusaallolla, mutta saavuttaen suuremman perusaallon arvon voimakkaammin sä- röytyneellä virralla.

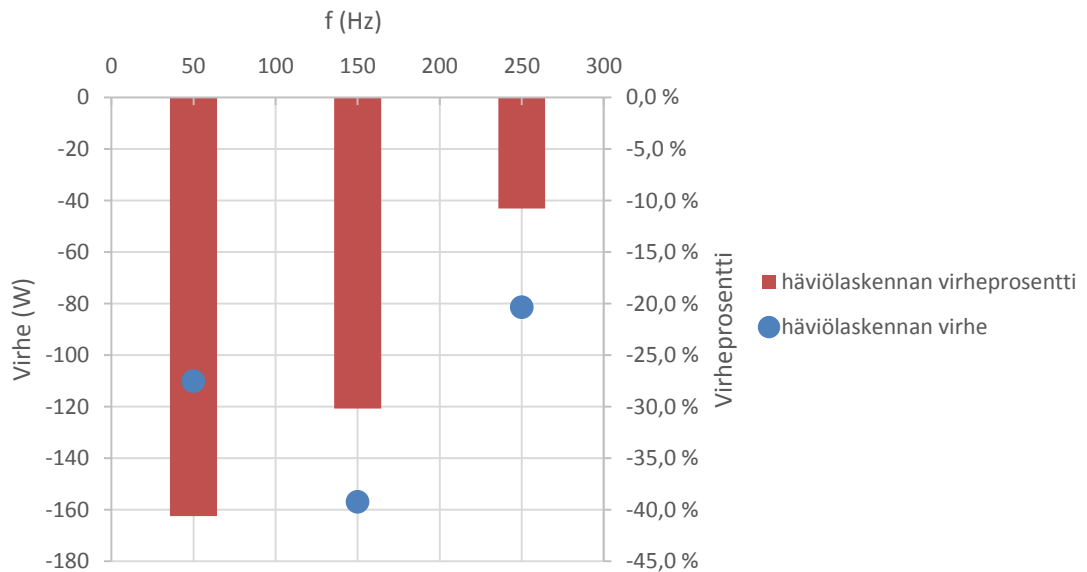
#### 6.2.4 Prototyypin 3 lisämittaukset

Kolmannelle prototyypille tehtiin muita prototyyppijä enemmän mittauksia laskennan tarkemman taajuuskäyttämisen tarkastelemiseksi ja häviölaskennan odottamattoman suuren virheen syiden löytämiseksi. Ensin tarkastellaan kolmannen prototyypin mittaustulosten ja laskentatulosten käyttäytymistä sinimuotoisella 90 A virralla kolmella eri taajuudella. Mittauksissa käytetyt taajuudet olivat 50 Hz, 150 Hz ja 250 Hz. Mittaustulokset ja laskentatulokset on esitetty kuvassa 6.28.



**Kuva 6.28.** Mittaus- ja laskentatulokset kolmella eri taajuisella 90 A virralla, sekä mitauspisteisiin sovitettua käyriä.

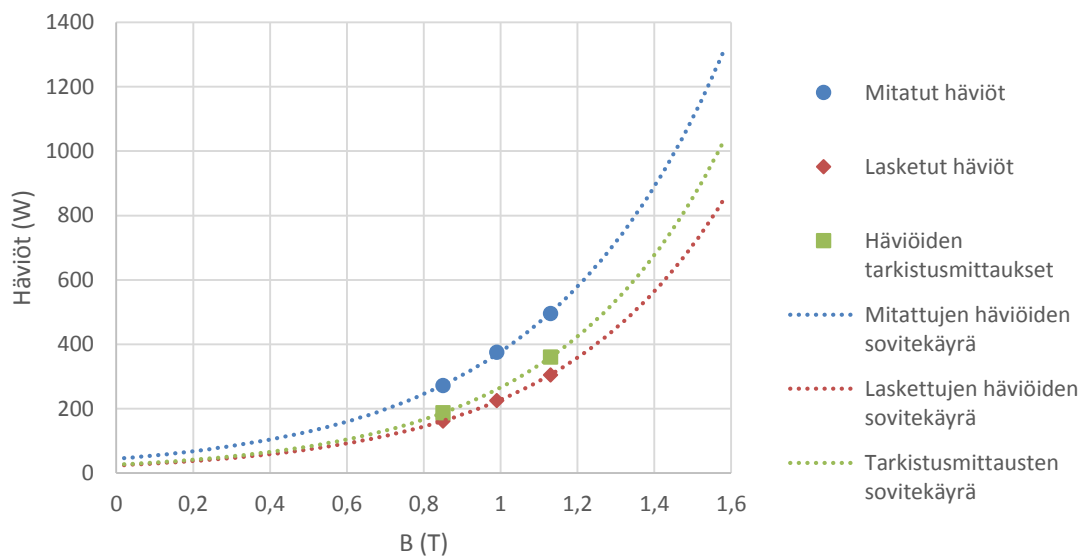
Häviölaskenta aliarvioi häviöitä alhaisella taajuudella, mutta taajuuden kasvaessa lasketut häviöt kasvavat huomattavasti mitattuja häviöitä nopeammin. Laskennan virheen tarkastelemiseksi absoluuttinen ja suhteellinen virhe on esitetty kuvassa 6.29.



**Kuva 6.29.** Häviölaskennan absoluuttinen ja suhteellinen virhe eri taajuuksilla.

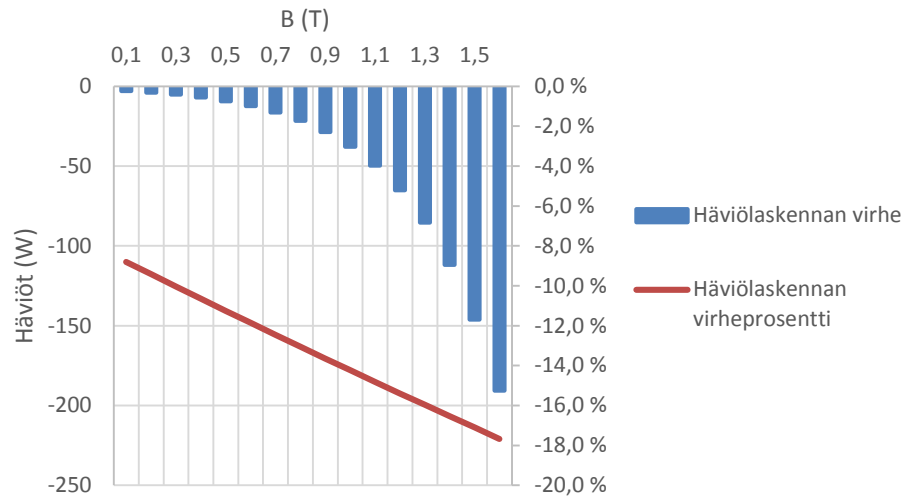
Suhteellinen virhe pienenee nopeasti taajuuden kasvaessa. Absoluuttinen virhe puolestaan ensin kasvaa, mutta virhe kääntyy taajuuden kasvaessa pieneneväksi. Tulokset viittaavat siihen, että jokin häviölaskennan osa yliarvioi korkeamman taajuuden vaikutuksia. Lämpötiloista voidaan yrittää päätellä minkä kuristimen osan häviöiden laskennassa suurien taajuuksien vaikutusta yliarvioidaan. Tämän vuoksi päätelmät esitetään yhteenvetokappaleessa kun mitatut ja lasketut lämpötilat on esitelty.

Laboratoriossa ja tehomuuntajaliiketoimintayksikön koekentällä sähkön syöttö tapahtuu taajuusmuuttajan kautta. Taajuusmuuttajan käytön seurauksena virrassa esiintyy aina hie- man kytkentätaajuisia yliaaltoja. Näiden yliaaltojen määrää ja vaikutusta häviöihin ei tar- kalleen tunneta, joten vertailumittaukset tehtiin tehoelektroniikkaliiketoimintayksikön koekentällä kahdella erisuuruisella 50 Hz:n taajuisella virralla. Virtojen suuruudet olivat 90 A ja 120 A, koska näitä arvoja käytettiin myös laboratoriossa. Tehoelektroniikkaliike- toimintayksikön koekentällä virta tuotetaan pyörivällä koneella, jolloin virta on tarkem- min sinimuotoista kuin laboratoriossa. Kuvassa 6.30 näytetään jo aiemmin esitellyt tuo- tekehityksen laboratoriossa mitatut häviöt ja laskennalliset häviöt. Uutena kuvaan on tuotu vertailumittaukset pyörivän koneen tuottamalla sähkövirralla.



**Kuva 6.30.** Häviöiden tarkistusmittauksien tulokset sekä niihin sovitettu käyrä yhdessä aiemmin esitellyjen mittaus- ja laskentatulosten kanssa.

Kuvasta havaitaan, että pyörivällä koneella tuotetun virran aiheuttamat häviöt ovat huomattavasti lähempänä laskettuja häviöitä kuin laboratoriossa mitatut häviöt. Häviölaskennan virheen tarkastelemiseksi tarkistusmittausten suhteen kuvaan 6.31 on piirretty tarkistusmittausten sekä häviölaskennan mittauspisteisiin piirrettyjen sovitekäyrien välinen absoluuttinen ja suhteellinen virhe 0,1 T näytteistys välillä.



**Kuva 6.31.** Laskennan absoluuttinen ja suhteellinen virhe tarkistusmittauksiin nähden.

Kuvasta huomataan, että häviölkaskennan virhe on alle kymmenen prosenttia alhaisilla magneettivuon tiheyksillä ja ylittää 17 % vasta rautasydämen alkaessa kyllästymään. On kuitenkin huomattava, että tarkistusmittauksissa mitattiin häviöt vain kahdessa pisteessä, joten sovitekäyrän piirtäminen ei välttämättä kerro koko totuutta.

## 7 KURISTIMEN LÄMPÖLASKENNAN VERIFIKOINTI MITTAUSTEN AVULLA

Lämpölaskennan tarkkuuden varmentamiseen käytettiin samoja prototyyppejä kuin häviöiden mittaamiseen. Jokaiseen prototyypikuristimeen kiinnitettiin 24 PT-100 lämpöanturia, joiden avulla saadaan tietoa paikallisista lämpötiloista eri puolilla kuristinta. Mittauspisteitä oli iespaloissa yhteensä kolme, jokaisessa käämissä neljä ja jokaisessa rautasydämen pylväässä kolme. Lämpöantureiden kiinnittämiseen käytettiin Araldite kaksikomponenttiliimaa mahdollisimman hyvän kontaktin varmistamiseksi. Antureiden sijoituspaikat löytyvät liitteestä A. PT-100 lämpöantureiden mittaustarkkuus on  $\pm 1,6$  % eli 150 asteen lämpötilassa mittausrvirhe on  $\pm 2,4$  °C.

### 7.1 Prototyypin 1 mitattujen ja laskettujen lämpötilojen vertailu

Ensimmäisen prototyypin mittauksissa ympäristön lämpötila oli 19–22 °C. Muita ympäristöolosuhteita kuten ilman kosteutta tai painetta ei mitattu. Mittauspaikkana toimi tuotekehityksen laboratorio, joten kaikki mittaustulokset ovat keskenään verrattavissa.

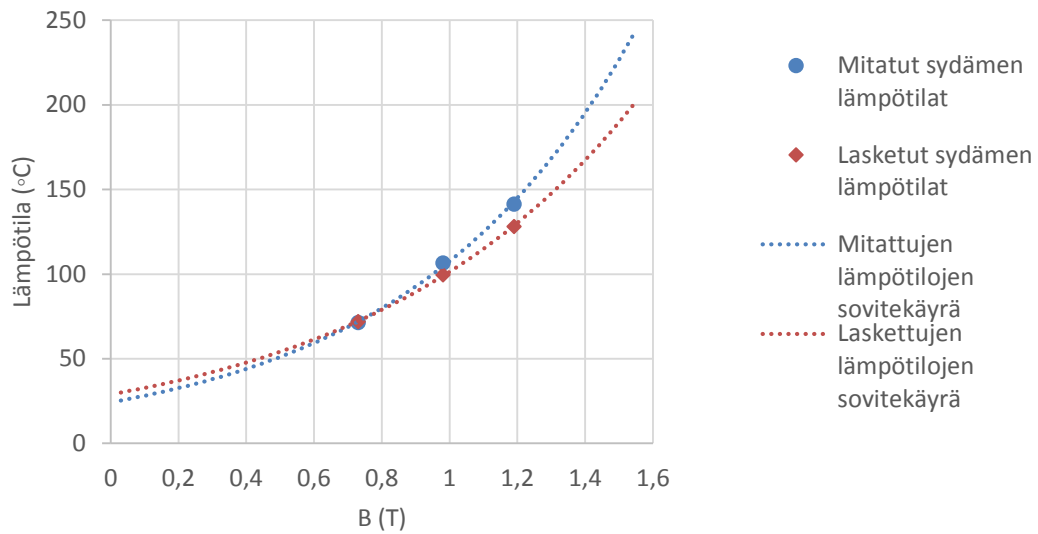
#### 7.1.1 Sydämen lämpötilat

Kaikkien tehtyjen sydämen lämpötilamittausten tulokset on koottu taulukkoon 7.1.

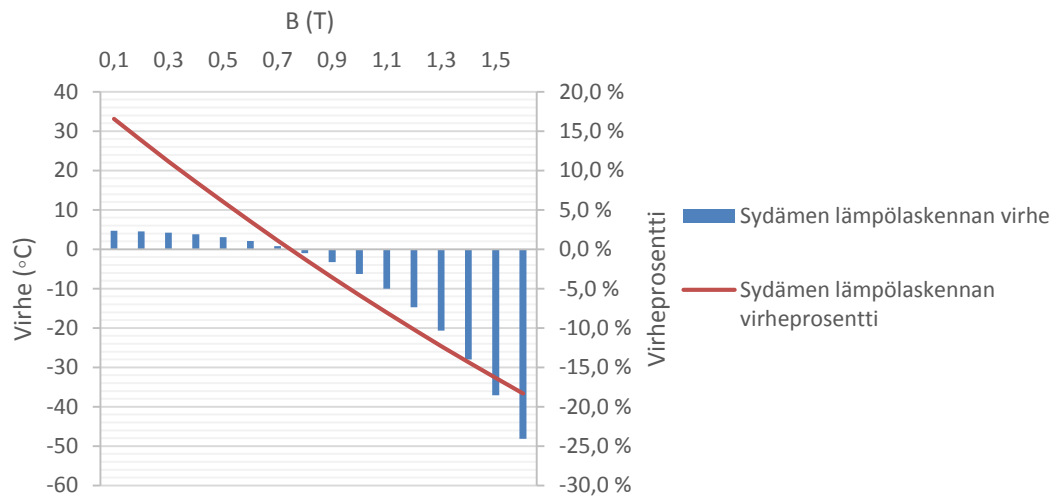
*Taulukko 7.1. Sydämen kuumimman pisteen lämpötilojen mittaustulokset.*

mittauksen nro.	mitatut lämpötilat (°C)	lasketut lämpötilat (°C)	laskettujen ja mitattujen lämpötilojen virhe(°C)	lämpötilojen virheprosentti
6	141,3	128,1	-13,2	-9,30 %
1	106,6	99,6	-7,0	-6,60 %
2	71,3	72,0	0,7	1,00 %
4	96,6	93,6	-2,7	-2,80 %
7	75,3	75,5	0,2	0,30 %
5	120,0	116,4	-3,6	-3,00 %
8	106,7	104,25	-2,5	-2,30 %
3	115,9	130,4	14,5	12,50 %
9	116,4	137,05	20,7	17,70 %

Mittaustulosten vertailun helpottamiseksi tulokset on esitetty kuvaajina. Sinimuotoisella virralla syötetyn kuristimen lämpötilojen mittaustulokset on esitetty kuvissa 7.1 ja 7.2.



**Kuva 7.1.** Sinimuotoisella virralla syötetyn kuristimen sydämen suurimmat mitatut ja vastaavat lasketut lämpötilat virran synnyttämän laskennallisen magneettivuon tiheyden huippuarvon funktiona.

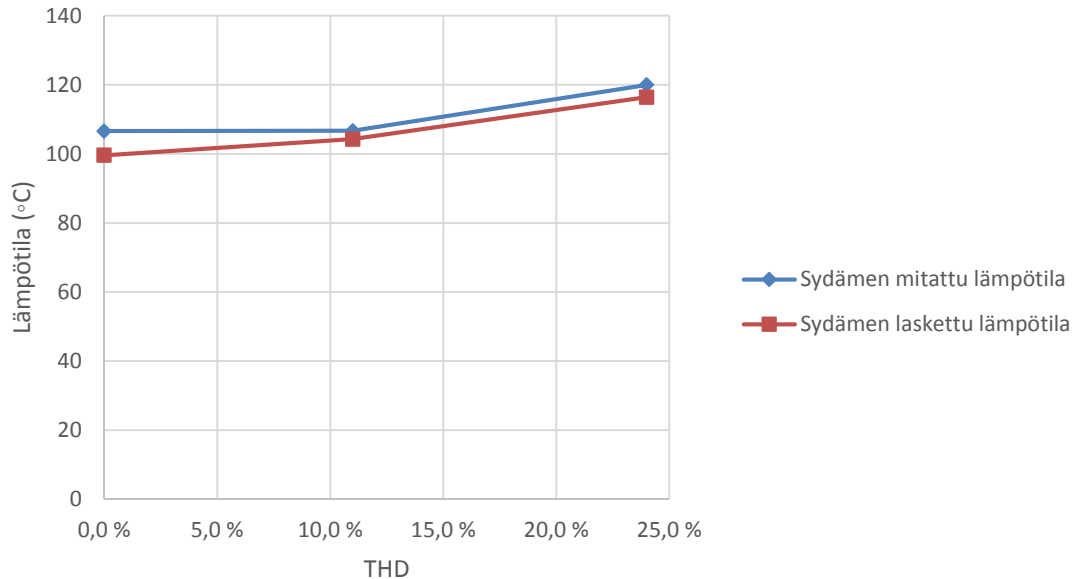


**Kuva 7.2.** Sinimuotoisella virralla syötetyn kuristimen lämpölaskennan absoluuttinen ja suhteellinen virhe.

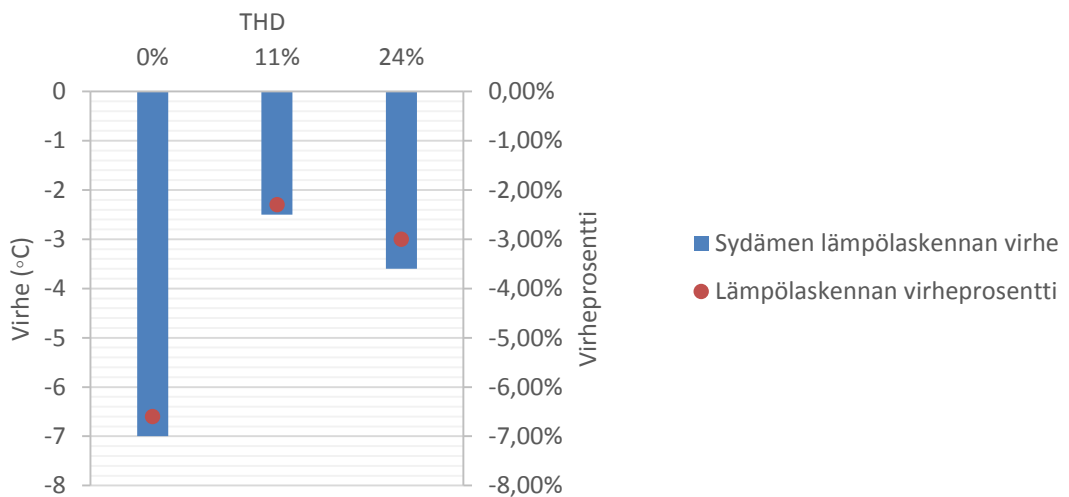
Sinimuotoisella 30 A virralla lasketut häviöt olivat lähimpänä mittaustuloksia. Kyseinen virta synnyttää sydämeen 0,73 T magneettivuon tiheyden huippuarvon. Tästä syystä myös lasketut lämpötilat ovat lähempänä mitattuja lämpötiloja kuin suuremmilla virroilla kuten kuvasta 7.2 voidaan havaita. Lasketut lämpötilat ovat jopa korkeammat kuin mitatut lämpötilat. Virran noustessa mitattujen ja laskettujen lämpötilojen erotus muuttuu negatiiv-

viseksi kasvaa itseisarvoltaan laskennan aliarvioidessa lämpötiloja. Tämä johtuu häviöiden absoluuttisen erotuksen kasvamisesta. Toisin kuin häviöissä, lämpötiloissa myös suhteellinen erotus mitattujen ja laskettujen arvojen kesken kasvaa virran eli sydämessä vaikuttavan magneettivuon tiheyden huippuarvon suuruuden kasvaessa.

Säröytyneellä virralla tehtyjen mittausten suuremman virran perusaallon tulokset on esitetty havainnollisemmassa muodossa kuvissa 7.3 ja 7.4.

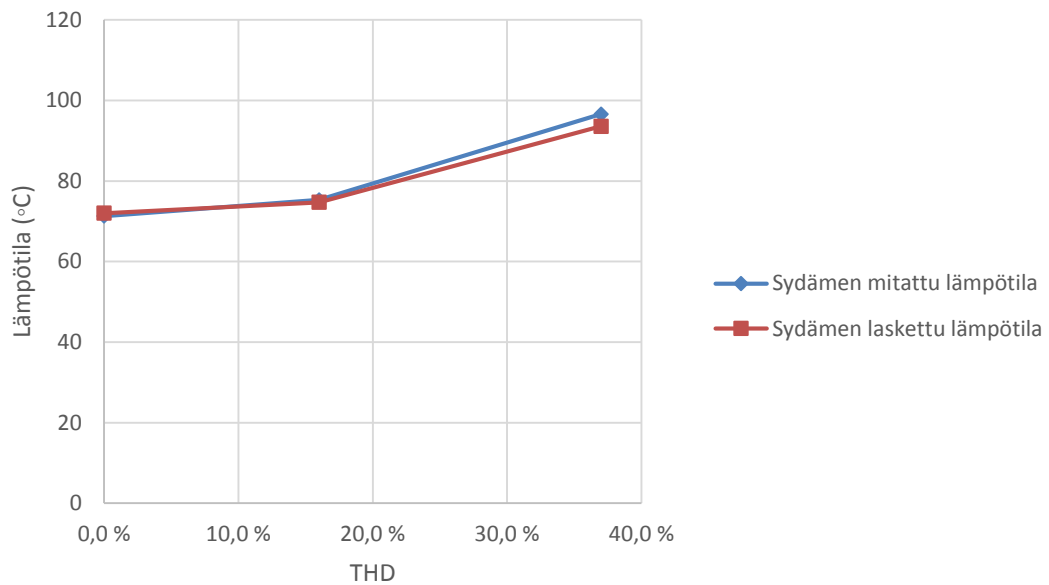


**Kuva 7.3.** Virran perusaallolla 39 A tehtyjen säröytyneen virran mittausten mitatut ja lasketut arvot.



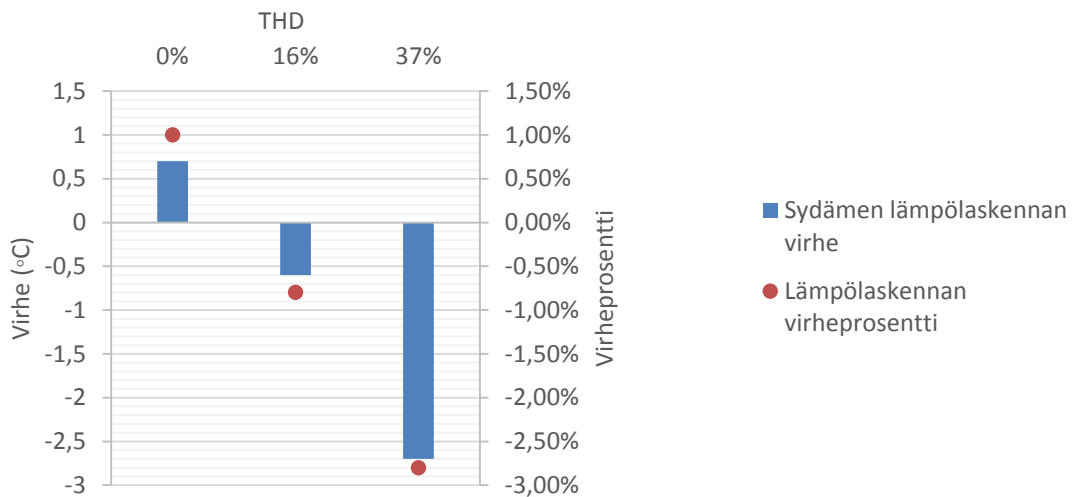
**Kuva 7.4.** Kuristimen lämpölaskennan absoluuttinen ja suhteellinen virhe 39 A virran perusaallolla tehdyillä säröytyneen virran mittauksilla.

Matalammalla virran perusaallolla eli 30 A perusaallolla tehtyjen mittausten tulokset ja vastaavat laskennalliset arvot on esitetty kuvassa 7.5.



**Kuva 7.5.** Virran perusaallolla 30 A tehtyjen säröytyneellä virralla ajatun kuristimen mitatut ja lasketut lämpötilat.

Yllä olevasta kuvasta havaittava laskennan absoluuttinen virhe on esitetty kuvassa 7.6 yhdessä suhteellisen virheen kanssa.



**Kuva 7.6.** Virran perusaallolla 30 A tehtyjen säröytyneellä virralla syötetyn kuristimen mittausten lämpölaskennan absoluuttinen ja suhteellinen virhe.

Virtojen yliaaltojen suhteet olivat keskenään samat molemmilla virran perusaallon suuruuksilla. Alemmalla magneettivuon tiheydellä eli alemmalla virran perusaallolla lasketut lämpötilat olivat häviöiden tapaan absoluuttisilta arvoiltaan lähinnä mitattuja arvoja.

Tämä voidaan huomata vertaamalla kuvia 7.4 ja 7.6. Kuvista 7.3–7.6 havaitaan, että särön kasvaminen aiheuttaa virhettä sydämen lämpötilojen laskennassa. Kuitenkin sydämen lämpötila on aliarvioitu säröytyneen virran kanssa pahimmillaan vain 3,6 astetta. Suhteellisenä virheenä tämä on 3 %.

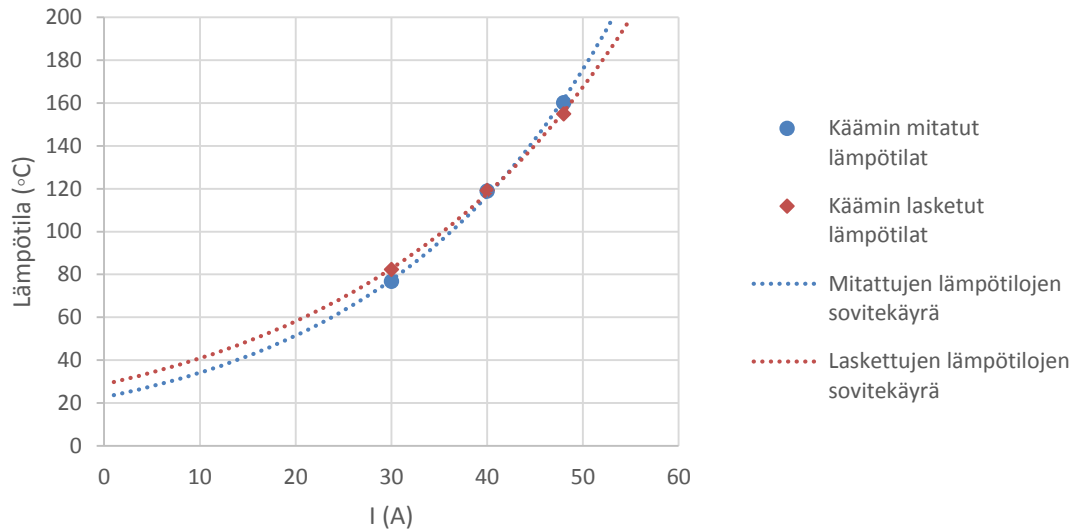
### 7.1.2 Käämin lämpötilat

Kaikkien ensimmäiselle prototyypille tehtyjen mittausten käämien kuumimmat lämpötilat on koottu taulukkoon 7.2.

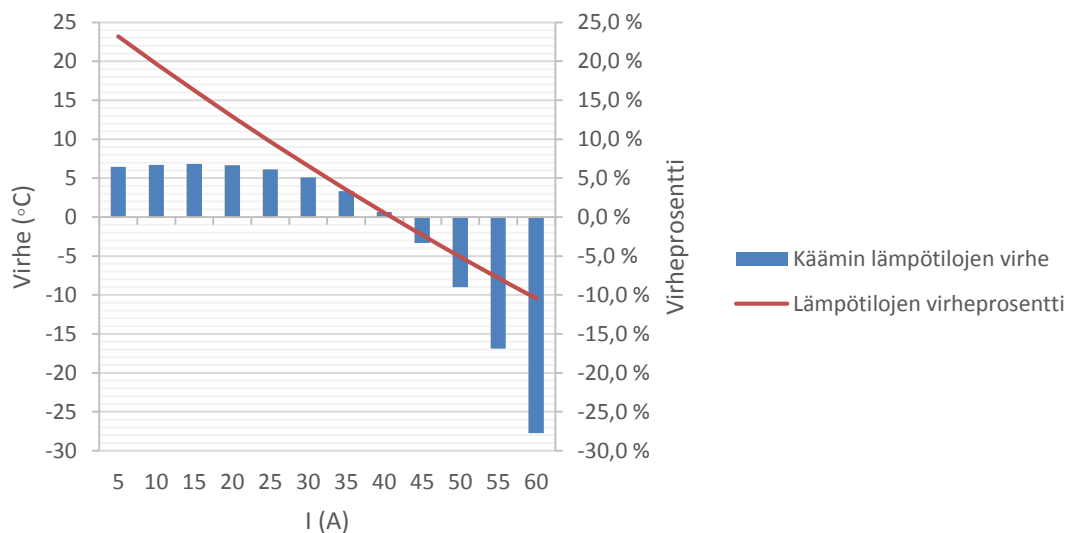
**Taulukko 7.2.** Käämin lämpötilojen suurimmat mitatut ja lasketut arvot, sekä lämpölaskennan absoluuttinen ja suhteellinen virhe mittaustuloksiin nähden.

mittauksen nro.	mitatut lämpötilat (°C)	lasketut lämpötilat (°C)	lämpölaskennan absoluuttinen virhe (°C)	lämpölaskennan suhteellinen virhe
6	160,2	155,0	-5,2	-3,20 %
1	119,0	119,2	0,2	0,20 %
2	76,8	82,3	5,5	7,20 %
3	95,5	86,3	-9,2	-9,60 %
4	97,4	95,6	-1,8	-1,80 %
5	128,2	124,9	-3,3	-2,60 %
7	80,2	84,5	4,3	5,40 %
8	117,8	116,8	-1,0	-0,80 %
9	100,4	103,3	2,9	2,90 %

Eri mittausten vertailun helpottamiseksi tuloksia on esitetty havainnollisemmassa muodossa. Kuvassa 7.7 on esitetty sinimuotoisilla virroilla tehtyjen mittausten kuumimmat lämpötilat sekä niitä vastaavat lasketut arvot. Kuvassa 7.8 on esitetty näiden lämpötilojen absoluuttinen ja suhteellinen virhe.



**Kuva 7.7.** Sinimuotoisella virralla tehtyjen mittausten käämilämpötilat ja vastaavat lasketut lämpötilat.

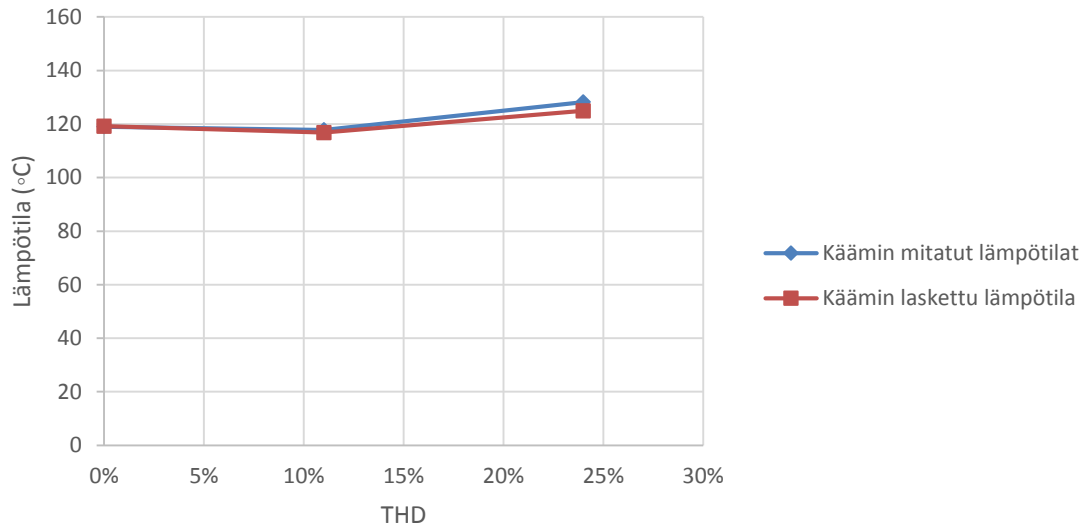


**Kuva 7.8.** Sinimuotoisella virralla tehtyjen mittausten suurimpien lämpötilojen virheet ja virheprosentit.

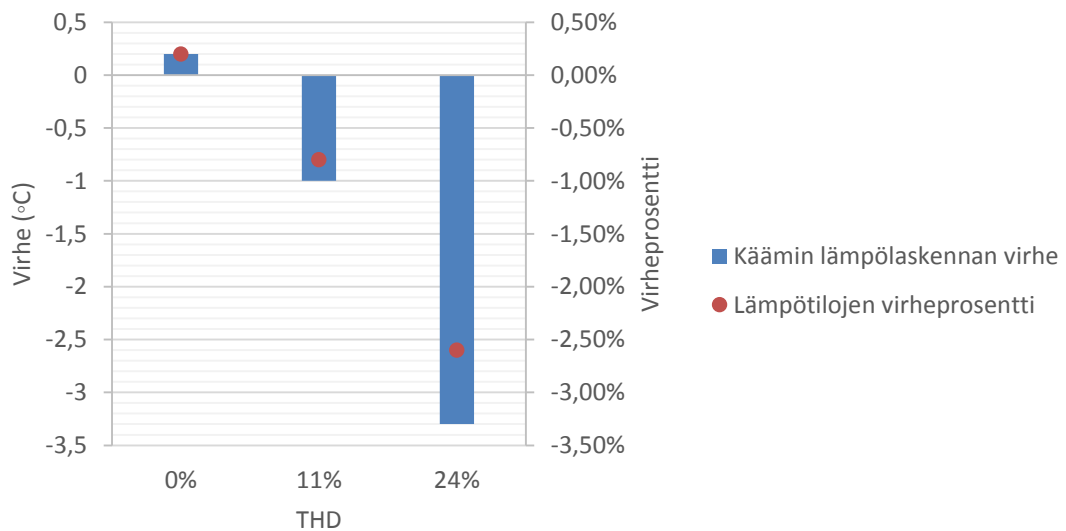
Kuvista havaitaan, että pienellä virralla laskenta yliarvioi käämin lämpötiloja ja puolestaan virran kasvaessa riittävän suureksi lämpötilojen laskenta alkaa aliarvioimaan kuumimman pisteen lämpötilaa. Vastaava käyttäytyminen havaittiin myös sydämen lämpötilojen käyttäytymisessä. Sydämen lämpötiloissa käyttäytyminen ei ollut yhtä voimakasta. Lämpötilojen laskenta siis yliarvioi lämpötiloja kun häviöiden laskenta on lähempänä mitattuja tuloksia. Tästä voidaan päätellä, että lämpölaskennassa häviöiden generoima lämpö ei pääse poistumaan käämistä aivan yhtä hyvin kuin todellisuudessa. Läm-

mön johtumisen aliarvioiminen käämissä johtuu ilmeisesti käämin johdinkerrosten välisen kontaktiresistanssien yliarvioimisesta tai konvektio käämin pinnasta on aliarvioitu laskennassa.

Myös säröytyneellä virralla tehdyistä mittauksista on kerätty tulokset havainnolliseen muotoon. Kuvassa 7.9 on esitetty suurimmat mitatut lämpötilat ja vastaavat lasketut lämpötilat suuremmalla virran perusaallolla tehdyistä lämmityksistä. Kuvassa 7.10 on puolestaan esitetty lämpötilojen virhe ja virheprosentit.

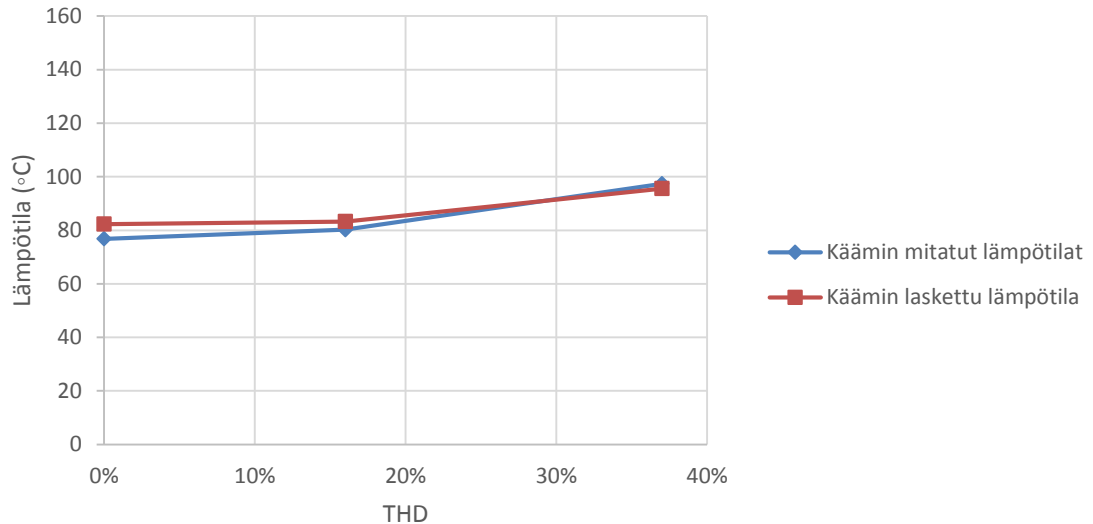


**Kuva 7.9.** Säröytyneellä virralla tehtyjen mittausten suurimmat lämpötilat ja vastaavat lasketut lämpötilat virran perusaallolla 39 A.

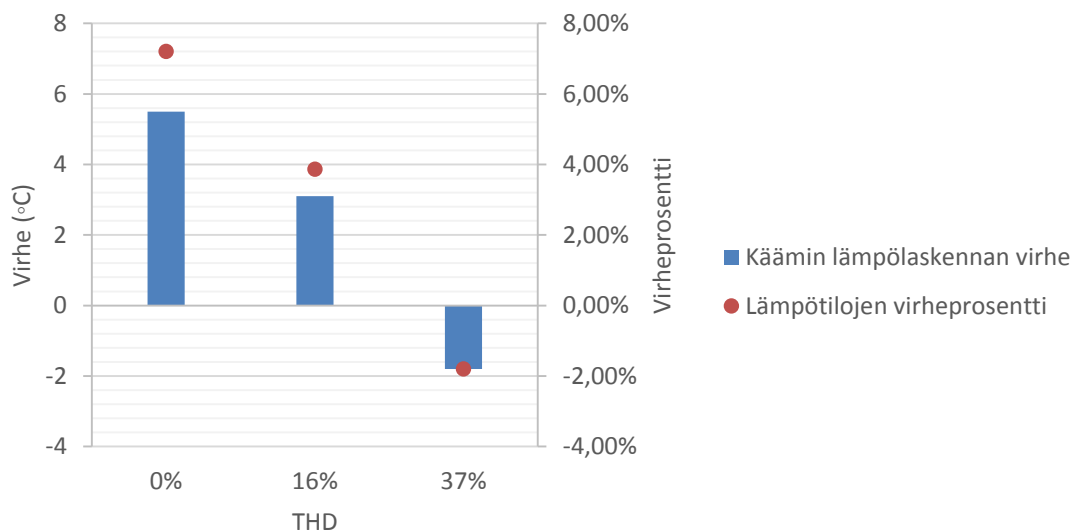


**Kuva 7.10.** Säröytyneellä virralla tehtyjen mittausten sekä vastaavien laskettujen lämpötilojen väliset absoluuttiset ja suhteelliset virheet yllä esitetystä mittauksista.

Kuvassa 7.11 on esitetty suurimmat mitatut lämpötilat ja vastaavat lasketut lämpötilat pienemmällä virran perusaallolla tehdyistä lämmityksistä. Kuvassa 7.12 on puolestaan esitetty lämpötilojen virhe ja virheprosentit.



**Kuva 7.11.** Säröytyneellä virralla tehtyjen mittausten suurimmat lämpötilat ja vastaavat lasketut lämpötilat virran perusaallolla 30 A.



**Kuva 7.12.** Säröytyneellä virralla tehtyjen mittausten sekä vastaavien laskettujen lämpötilojen väliset absoluuttiset ja suhteelliset virheet yllä esitetystä mittauksista.

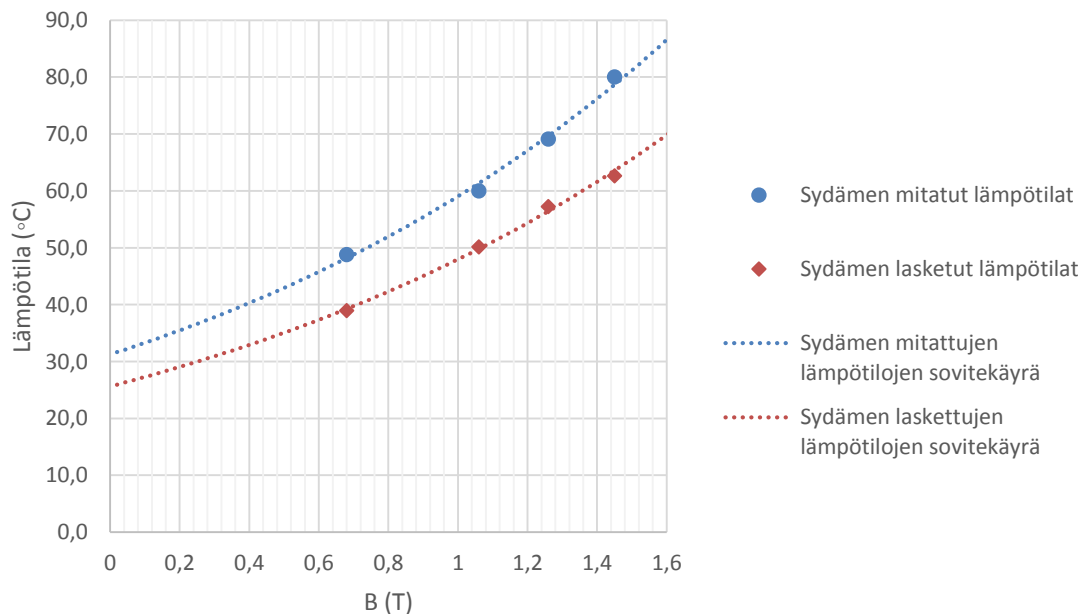
Kuvista 7.9–7.12 havaitaan, että säröytyneellä virralla tehtyjen mittausten virran perusaallon suuruudet ovat alueella, jolla lämpölaskenta yliarvioi lämpötiloja. Virran särön kasvaessa lämpölaskennan yliarviointi pienenee ja todella säröytyneellä virralla alkaa aliarvioimaan lämpötiloja. Korkeammalla virran perusaallolla lämpötilojen aliarviointi tapahtuu nopeammin virran säröytyessä.

## 7.2 Prototyypin 2 mitattujen ja laskettujen lämpötilojen vertailu

Toisen prototyypin lämmitykset sinimuotoisella virralla tehtiin tehomuuntajaliiketoimintayksikön koekentällä. Säröytyneen virran mittaukset tehtiin tuotekehityksen laboratoriossa. Lämpölaskennassa on käytetty mitattua veden ulostulo lämpötilaa korkeimpien lämpötilojen mallintamiseksi. Kuristimen jäähdytysjärjestelmästä ulos tulevan veden lämpötilan ja sisään menevän veden lämpötilojen erotus riippuu veden virtausnopeudesta. Tehomuuntajaliiketoimintayksikön koekentällä ei ollut mahdollisuutta mitata veden virtausnopeutta. Kaikki lämmitykset, joissa käytettiin sinimuotoista virtaa, tehtiin kuitenkin yhdellä kertaa. Tällöin mittaukset ovat täysin vertailukelpoisia keskenään. Tuotekehityksen laboratoriossa virtausnopeus oli mitattavissa ja saatiin siten säädettyä säätötarkkuuden rajoissa samaksi jokaiseen mittaukseen. Näin ollen tuotekehityksen laboratoriossa tehdyt mittaukset ovat keskenään vertailukelpoisia.

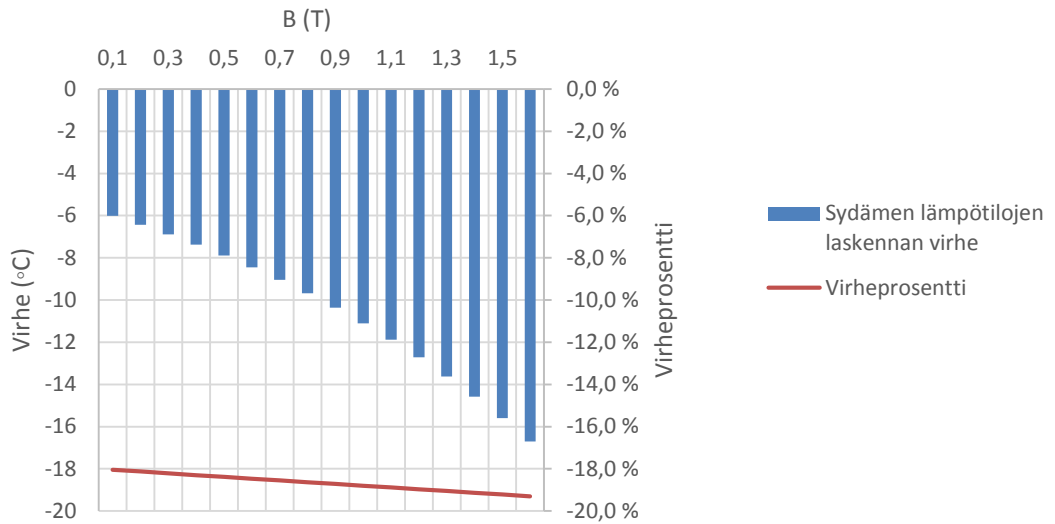
### 7.2.1 Sydämen lämpötilat

Sinimuotoisella virralla tehtyjen lämmitysten sydämen lämpötilojen mittaustulokset ja vastaavat laskennalliset arvot on esitetty kuvassa 7.13. Lisäksi samassa kuvassa on esitetty mittaus ja laskentapisteisiin sovitetut käyrät sydämen lämpötilojen tarkastelemiseksi myös muilla sydämässä vaikuttavilla magneettivuon tiheyden huippuarvoilla.



**Kuva 7.13.** Sinimuotoisella virralla tehtyjen lämmitysten mittaus ja laskentatulokset sydämässä vaikuttavan magneettivuon tiheyden huippuarvon funktiona.

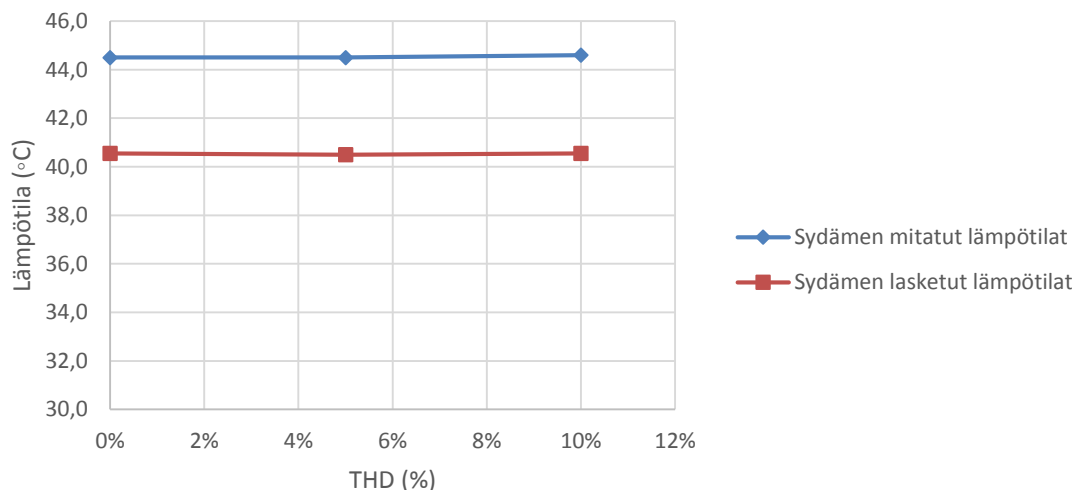
Yllä esitettyjen mittaustulosten ja laskentatulosten käyrien välistä virhettä on tarkasteltu kuvassa 7.14.



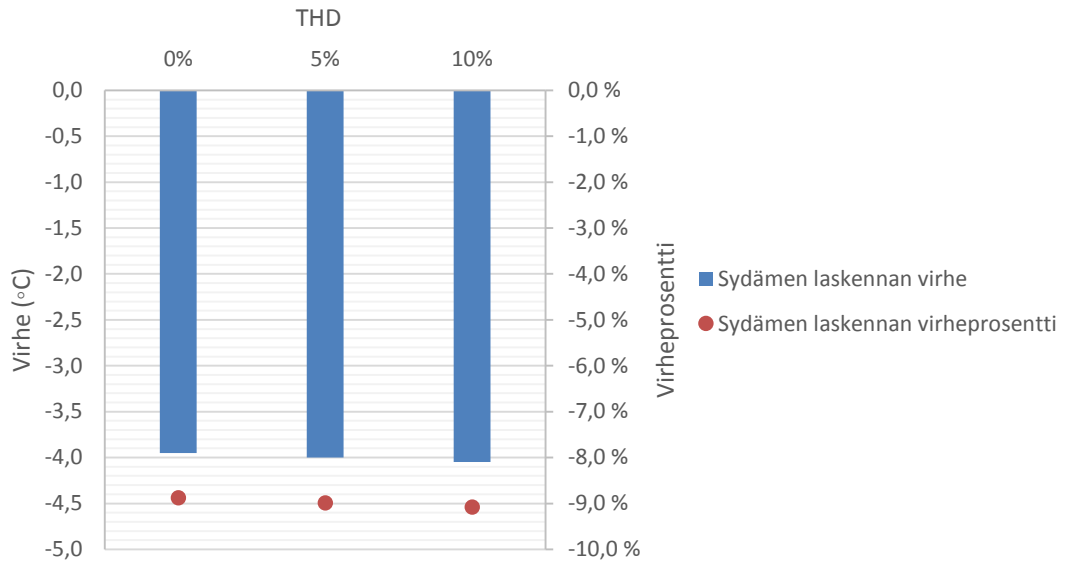
**Kuva 7.14.** Sydämen lämpölaskennan absoluuttinen ja suhteellinen virhe sinimuotoisella virralla tehdyissä lämmityksissä.

Sydämen lämpölaskennan virhe sinimuotoisella virralla käyttäytyy samoin kuin ensimmäiselläkin prototyypillä. Virhe on kuitenkin suurempi alhaisilla sydämessä vaikuttavilla magneettivuon tiheyksillä ja virhe ei kasva yhtä voimakkaasti. Sydämen lämpölaskennan virhe sinimuotoisella virralla on varsin suuri. Suhteellinen virhe lähestyy kahtakymmentä prosenttia sydämen kyllästymispisteen lähestyessä.

Säröytyneellä virralla tehtiin korkeammalla virran perusaallolla mittaukset sinimuotoisen referenssi mittauksen lisäksi kahdella eriasteisesti säröytyneellä virralla. Lämmitysten tulokset on esitetty kuvissa 7.15 ja 7.16.



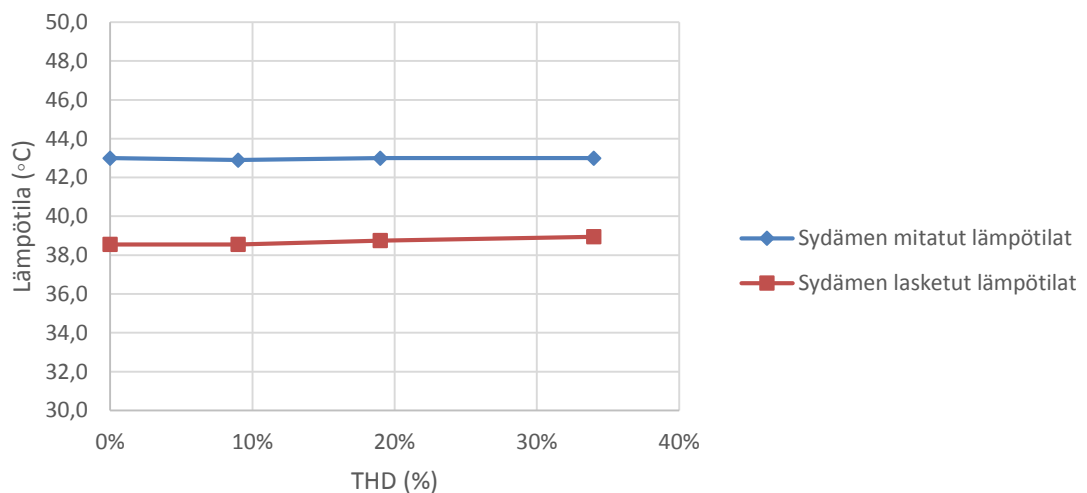
**Kuva 7.15.** Virran perusaallolla 512 A tehtyjen lämmitysten kuumimmat mittauspisteet ja vastaavat laskennalliset arvot.



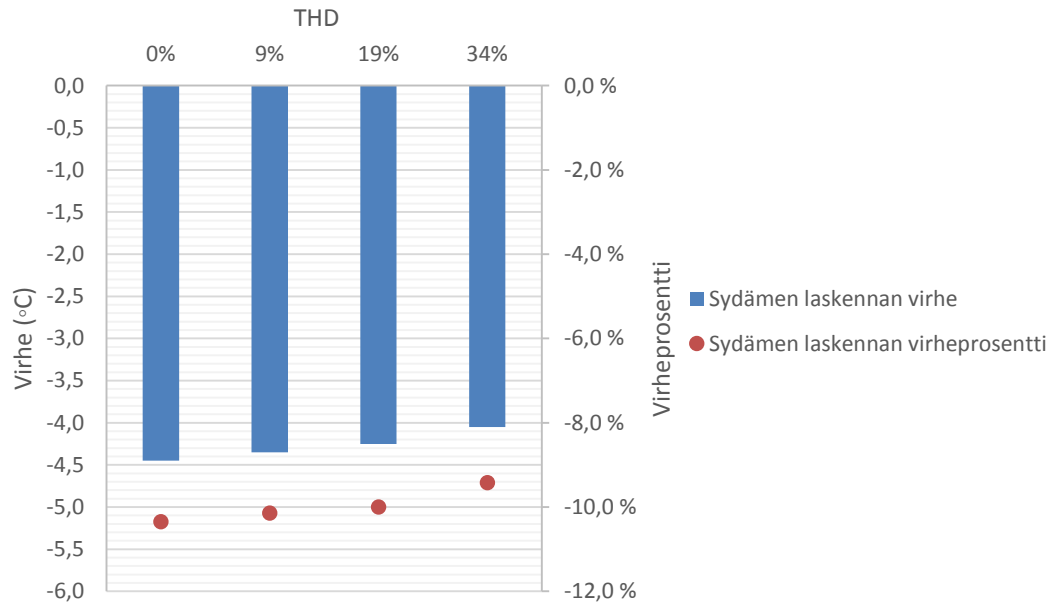
**Kuva 7.16.** Virran perusaallolla 512 A tehtyjen lämmitysten mittapisteisiin laskettujen lämpötilojen absoluuttinen ja suhteellinen virhe.

Kuvista 7.15 ja 7.16 havaitaan, että käytetty virta on liian alhainen nostamaan kuristimen lämpötilaa. Kaikissa mittauspisteissä mitatut ja lasketut lämpötilat ovat melko tarkasti samat. Näin ollen myös laskennan virhe on säröstä riippumatta sama. Koska kuristinta ei saada lämpenemään näin alhaisella virralla, mittaustuloksista ei voida tehdä päätelmiä suuntaan eikä toiseen.

Alhaisemmalla 366 A virran perusaallolla tehtiin sinimuotoisen virran lisäksi lämmitykset kolmella eriasteisesti säröytyneellä virralla. Näiden lämmitysten tulokset on esitetty kuvissa 7.17 ja 7.18.



**Kuva 7.17.** Virran 366 A perusaallolla tehtyjen lämmitysten kuumimpien mittauspisteiden lämpötilat ja vastaavat laskennalliset arvot.

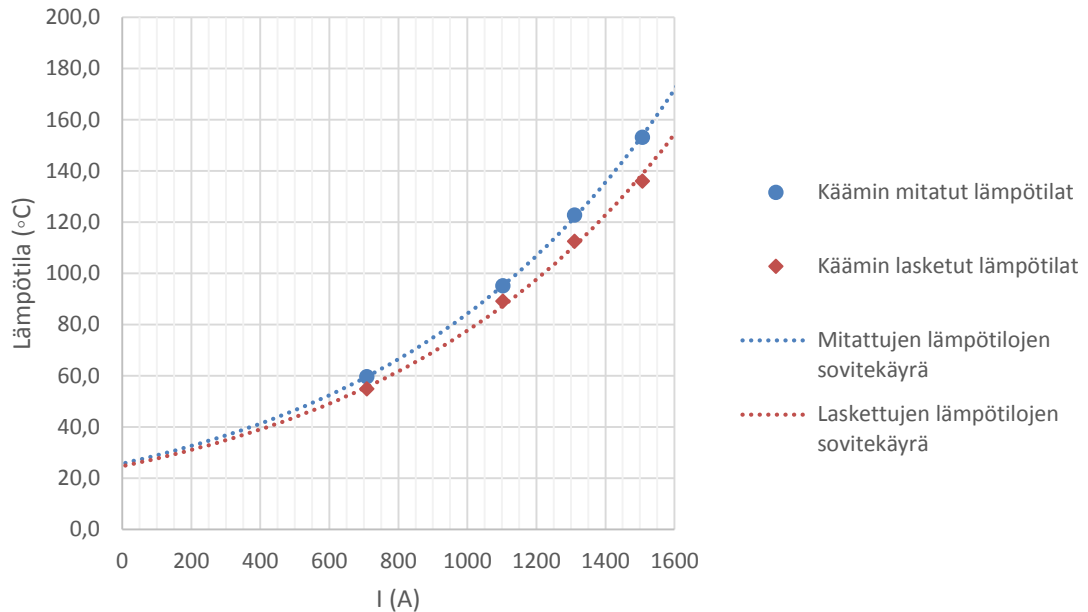


**Kuva 7.18.** Lämpölaskennan absoluuttinen ja suhteellinen virhe virran 366 A perusaallolla tehtyjen lämmityksien mittauspisteissä.

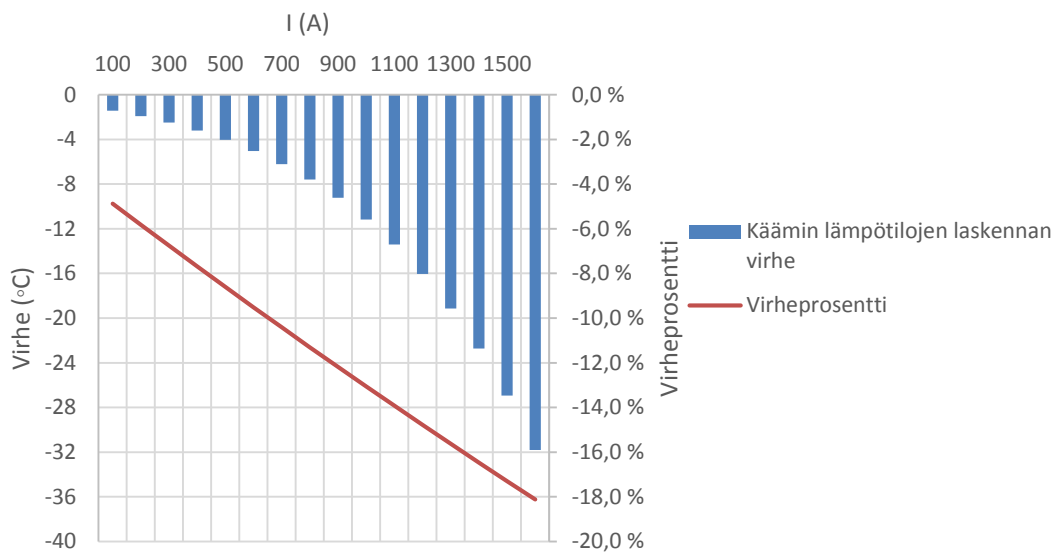
Kuvista 7.17 ja 7.18 havaitaan, että myöskään alhaisemmalla virran perusaallolla kuristin ei lämpene juurikaan särön kasvaessa. Vaikka eniten säröytynyt virta on todella säröytynyttä, sen aiheuttamat lisääntyneet häviöt nostavat kuristimen laskennallista lämpötilaa hieman. Tämä näkyy lämpölaskennan virheen hienoisena pienenemisenä särön kasvaessa.

## 7.2.2 Käämin lämpötilat

Edellisessä kappaleessa esitettyjen sinimuotoisten lämmitysten yhteydessä saatiin mitaustulokset myös käämin lämpötiloille. Käämin lämpötilat on esitetty kuvassa 7.19 ja lämpölaskennan virhe mittauksiin verrattuna kuvassa 7.20.



**Kuva 7.19.** Sinimuotoisten virtojen lämmitysten käämin kuumimpien mittauspisteiden lämpötilat ja vastaavat laskennalliset arvot.

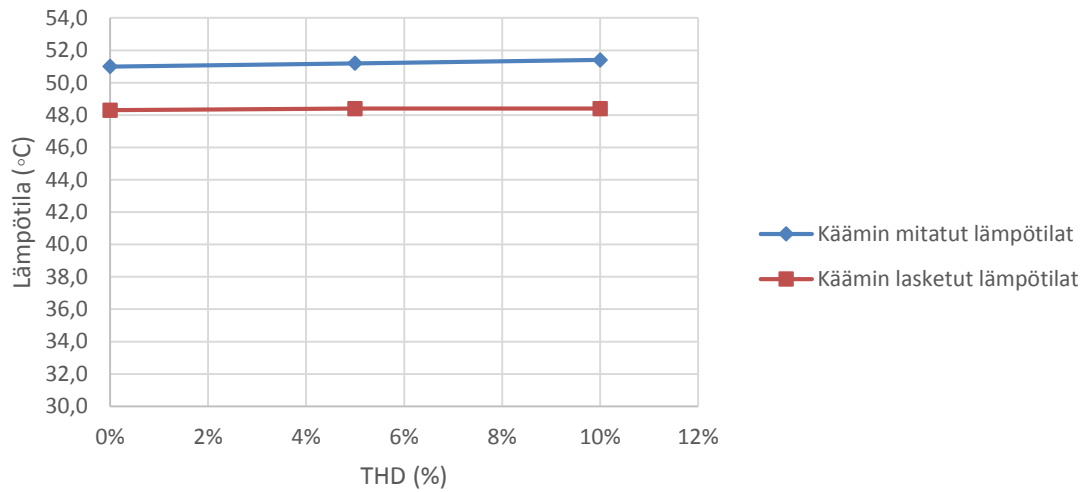


**Kuva 7.20.** Käämin lämpölaskennan absoluuttinen ja suhteellinen virhe sinimuotoisella virralla tehtyjen lämmitysten mittaustuloksiin nähden.

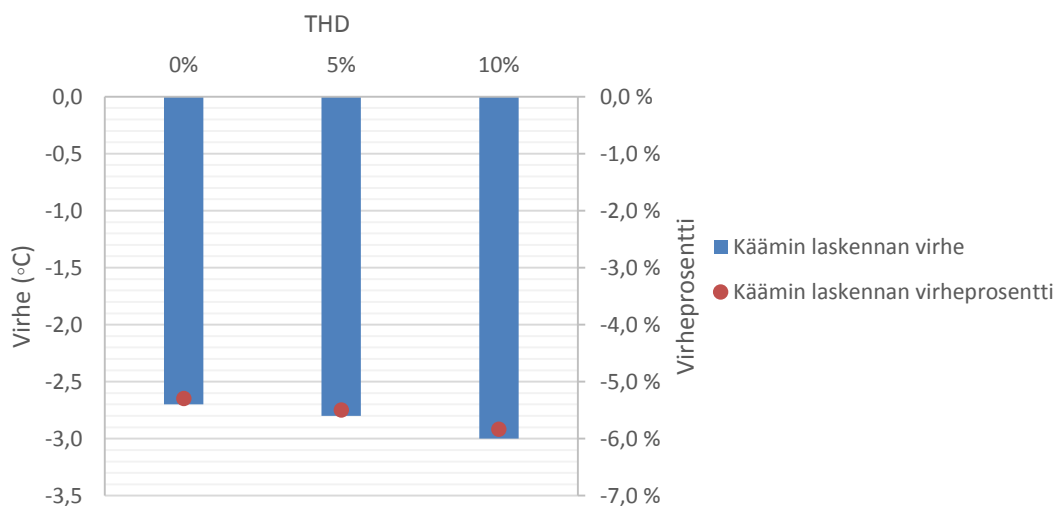
Kuvasta 7.19. havaitaan, että lämpötilat noudattavat eksponentiaalista käyrää. Samalla laskennan virhe kasvaa eksponentiaalisesti virran kasvaessa. Suhteellinen virhe kasvaa kuitenkin lineaarisesti. Käämin lämpölaskennan virhe on pienillä virroilla huomattavasti pienempi kuin sydämen lämpölaskennan virhe. Käämin lämpölaskennan virhe kasvaa kuitenkin huomattavasti nopeammin. Parhaiten tämä nähdään suhteellisen virheen jyrkemmästä kulmakertoimesta.

Sydämen lämpölaskennan yhteydessä esitettyjen 512 A ja 366 A virran perusaalloilla tehtyjen lämmitysten mittaustulokset käämien lämpötiloille ja vastaavat laskennalliset arvot

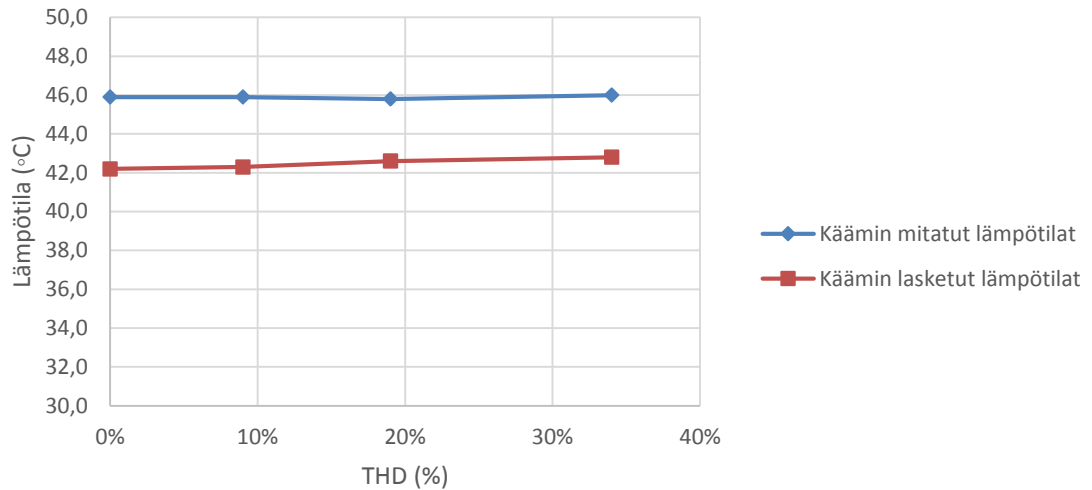
on esitetty kuvissa 7.21 ja 7.23. Näiden mittausten ja laskennan välinen absoluuttinen sekä suhteellinen virhe on esitetty kuvissa 7.22 ja 7.24.



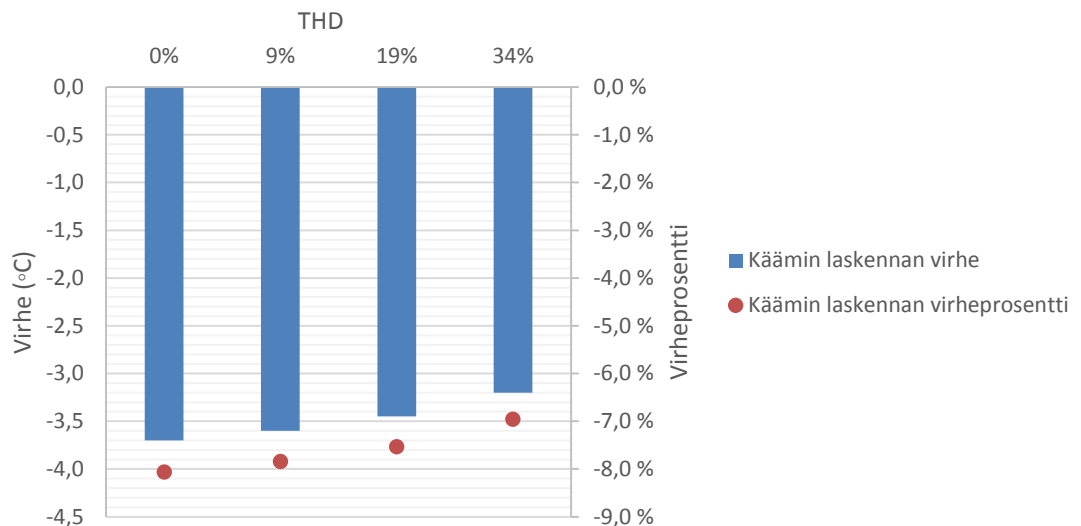
**Kuva 7.21.** Käämin mitatut ja lasketut lämpötilat 512 A virran perusaallolla tehdyissä lämmityksissä.



**Kuva 7.22.** Käämin lämpölaskennan absoluuttinen ja suhteellinen virhe 512 A virran perusaallolla tehdyn lämmityksen mittaustuloksiin nähden.



**Kuva 7.23.** Käämin mitatut ja lasketut lämpötilat 366 A virran perusaallolla tehdyissä lämmityksissä.



**Kuva 7.24.** Käämin lämpölaskennan absoluuttinen ja suhteellinen virhe 366 A virran perusaallolla tehdyn lämmityksen mittaustuloksiin nähden.

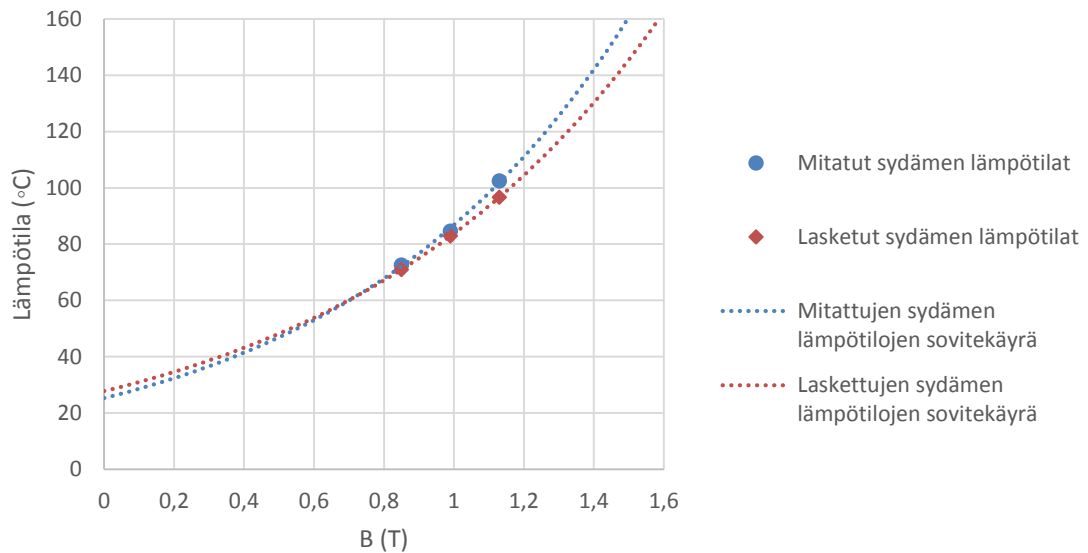
Korkeammalla virralla ei särö nosta laskennan lämpötiloja lainkaan, koska kuristimen käämin jäähdytys on tehokas. Mitatuissa tuloksissa on havaittavissa hienoista nousevaa trendiä, joka näkyy myös laskennan virheen kasvamisena kuvassa 7.22. Mitattujen lämpötilojen vaihtelu on kuitenkin niin pientä, että jo jäähdytysjärjestelmän nestekierron syötön lämpötilan vaihtelu voi selittää erot mittausten välillä. Alemmalla virran perusaallolla virran säröisyys saadaan huomattavasti voimakkaammaksi. Laskennassa särön kasvu aiheuttaa pientä lämpötilan nousua. Laskennan virhe pienenee, koska mitatut lämpötilat ovat kaikissa mittauksissa likimain samat.

### 7.3 Prototyypin 3 mitattujen ja laskettujen lämpötilojen vertailu

Kolmannen prototyypin lämpötilojen mittaukset tehtiin tuotekehityksen laboratoriossa häviömittausten yhteydessä. Käytetyt virrat on esitetty kolmannen prototyypin kokonaishäviöiden mittaustulosten yhteydessä taulukossa 6.8.

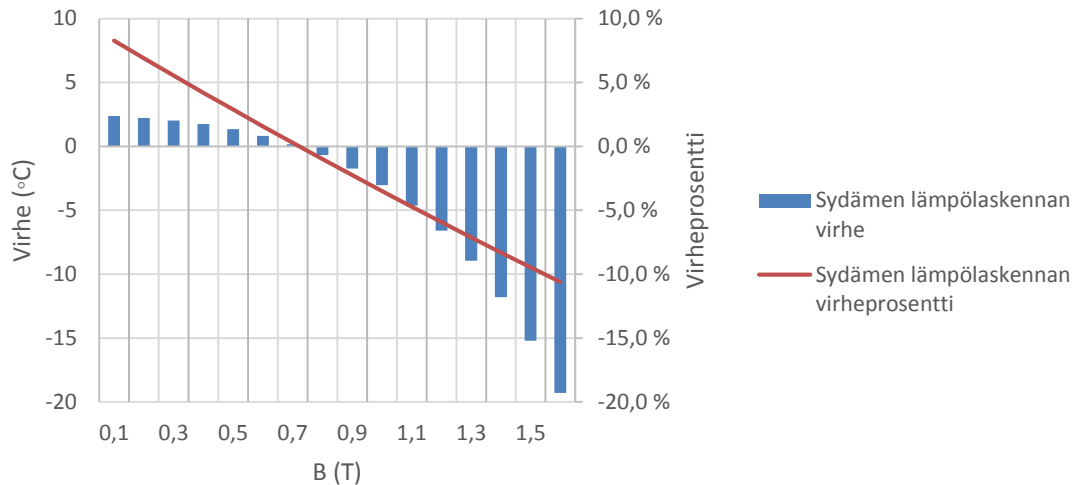
#### 7.3.1 Sydämen lämpötilat

Kolmannelle prototyypille tehtiin edellisten prototyyppien tapaan mittaukset kolmella erisuuruusella sinimuotoisella virralla. Näiden mittausten kuumimmat sydämen mittauspisteet ja vastaavat lasketut arvot on esitetty kuvassa 7.25 virran sydämeen synnyttämän magneettivuon tiheyden huippuarvon funktiona.



**Kuva 7.25.** Sinimuotoisilla virroilla tehtyjen lämmitysten sydämen suurimmat mitatut lämpötilat ja vastaavat lasketut arvot magneettivuon tiheyden huippuarvon funktiona.

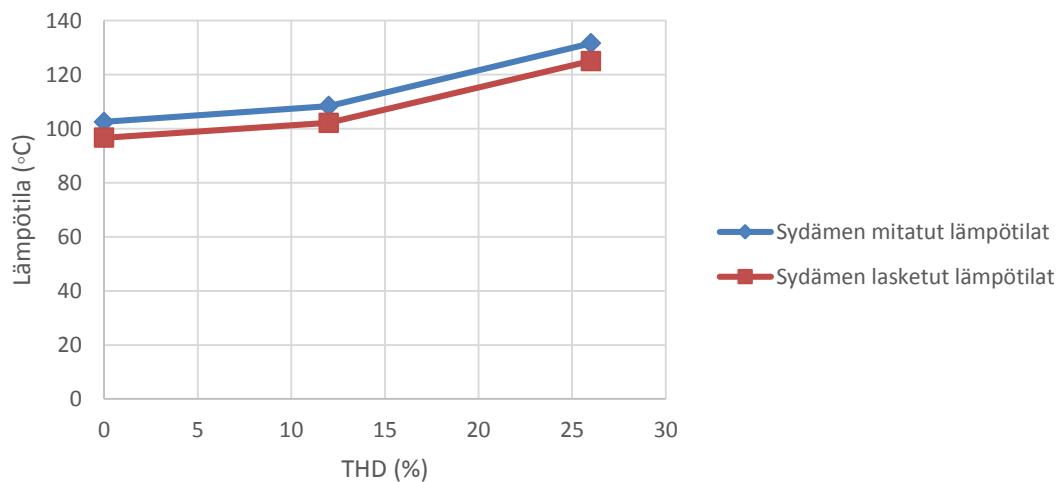
Sydämen lasketut lämpötilat sinimuotoisilla virroilla ovat lähellä mitattuja arvoja etenkin 0,8 T magneettivuon tiheyden läheisyydessä. Laskentatarkkuuden tarkastelemiseksi yllä olevan kuvan sovitteikäyrästä on piirretty laskennan absoluuttinen ja suhteellinen virhe kuvaan 7.26.



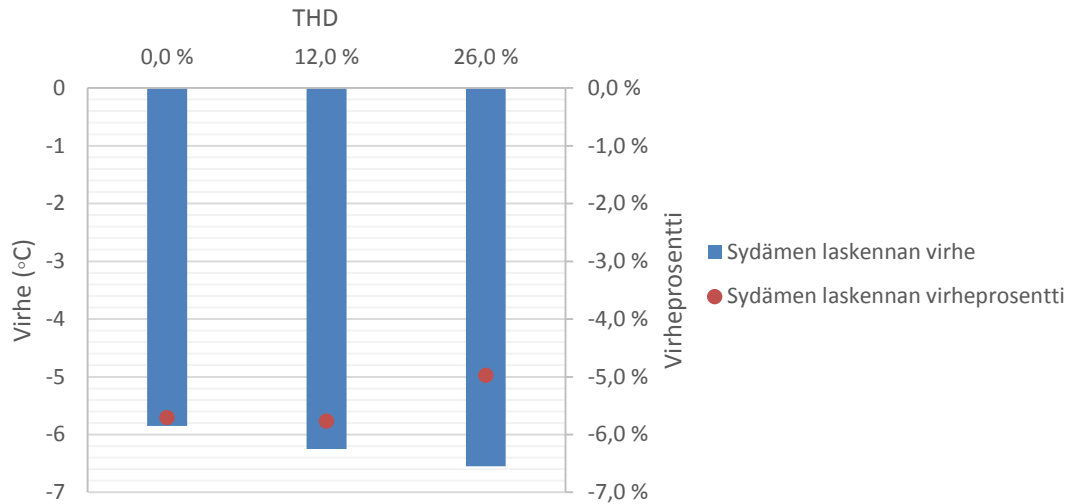
**Kuva 7.26.** Sydämen häviölaskennan suhteellinen ja absoluuttinen virhe sinimuotoisella virralla.

Sydämen lämpölaskenta aliarvioi lämpötiloja pahiten lähellä sydämen kyllästävästä magneettivuon tiheyttä, jolloin suhteellinen virhe on hieman yli kymmenen prosenttia. Sydämen lämpölaskennan käyttäytyminen on vastaavaa kuin ensimmäisellä prototyypillä laskennan yliarvioidessa lämpötiloja alhaisilla magneettivuon tiheyksillä ja aliarvioidessa korkeilla magneettivuon tiheyksillä. Lämpölaskennan virhe on kuitenkin selvästi pienempi.

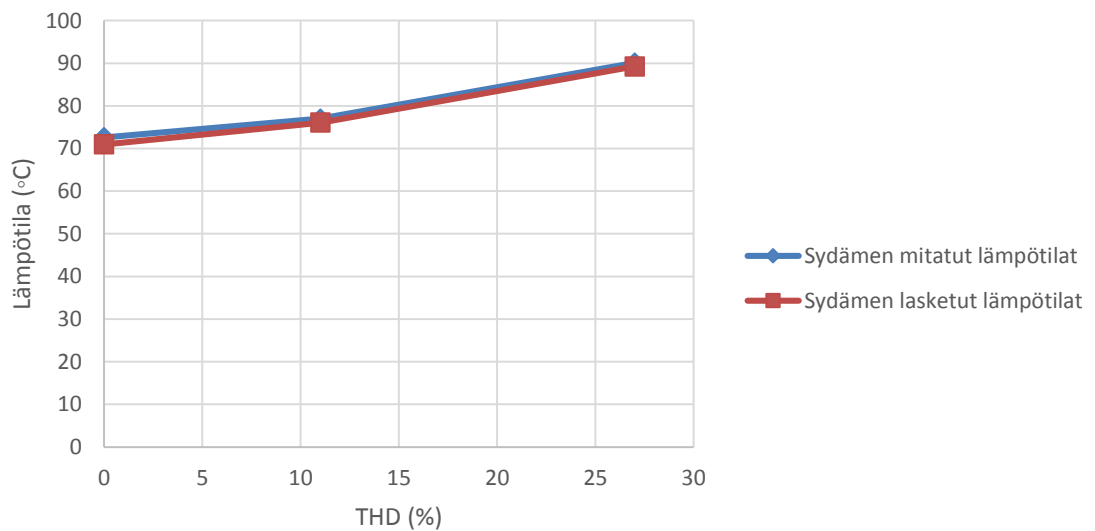
Säröytyneellä virralla tehtiin lämmitykset virran perusaallon suuruuksilla 90 A ja 120 A ja kahdella eriasteisesti säröytyneellä virralla. Lämmitysten suurimmat mitatut lämpötilat ja vastaavat lasketut arvot on esitetty suuremmalla virran perusaallolla kuvassa 7.27. sekä pienemmällä perusaallolla kuvassa 7.29. Laskennan virhettä mittaustuloksiin nähden on puolestaan havainnollistettu kuvissa 7.28 ja 7.30.



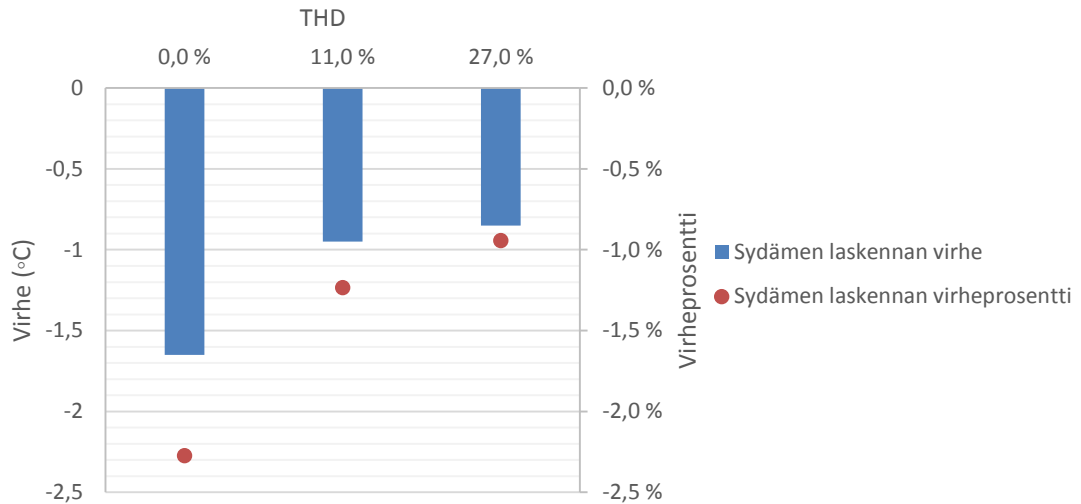
**Kuva 7.27.** Sydämen mitatut ja lasketut lämpötilat 120 A virran perusaallolla tehdyissä lämmityksissä.



**Kuva 7.28.** Sydämen lämpölaskennan absoluuttinen ja suhteellinen virhe 120 A virran perusaallolla tehdyn lämmityksen mittaustuloksiin nähden.



**Kuva 7.29.** Sydämen mitatut ja lasketut lämpötilat 90 A virran perusaallolla tehdyissä lämmityksissä.

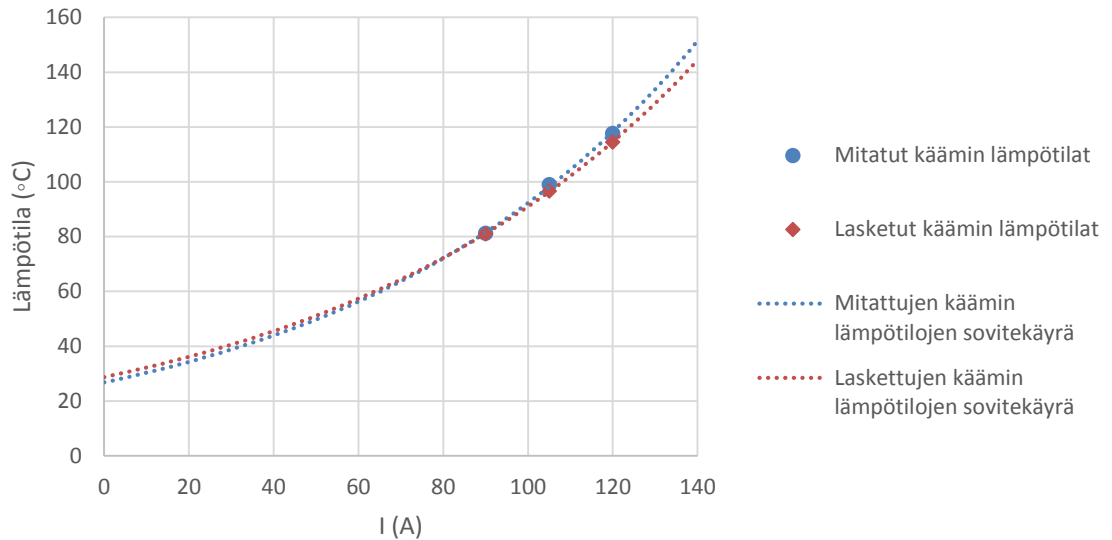


**Kuva 7.30.** Sydämen lämpölaskennan absoluuttinen ja suhteellinen virhe 90 A virran perusaallolla tehdyn lämmityksen mittaustuloksiin nähden.

Suuremmalla virralla eli suuremmalla sydämessä vaikuttavalla magneettivuon tiheydellä sydämen lämpölaskennan virhe on suurempi kuin pienemmällä 90 A virran perusaallolla tehdyillä mittauksilla. Suuremmalla magneettivuon tiheydellä särön kasvaessa lämpölaskennan virhe kasvaa. Alemmalla magneettivuon tiheydellä lämpölaskennan virhe puolestaan pienenee virran särön kasvaessa. Vastaava käyttäytyminen näkyy kaikille prototyypeille tehdyissä säröytyneen virran mittauksissa.

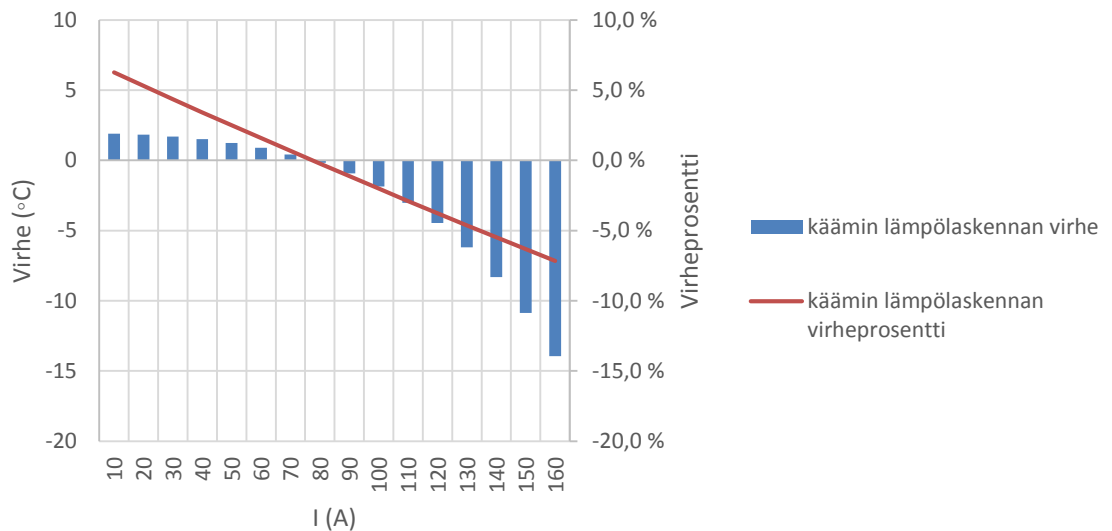
### 7.3.2 Käämin lämpötilat

Sinimuotoisella virralla tehtyjen lämmitysten käämin suurimmat mitatut lämpötilat ja vastaavat lasketut arvot on esitetty kuvassa 7.31. Samassa kuvassa on piirrettyä mittauspisteisiin sovitettu käyrä lämpötilojen tarkastelemiseksi myös muilla syötetyn virran arvoilla.



**Kuva 7.31.** Käämin suurimmat mitatut lämpötilat ja vastaavat lasketut arvot sinimuotoisella virralla syötetyissä mittauksissa sekä pisteisiin sovitetut käyrät.

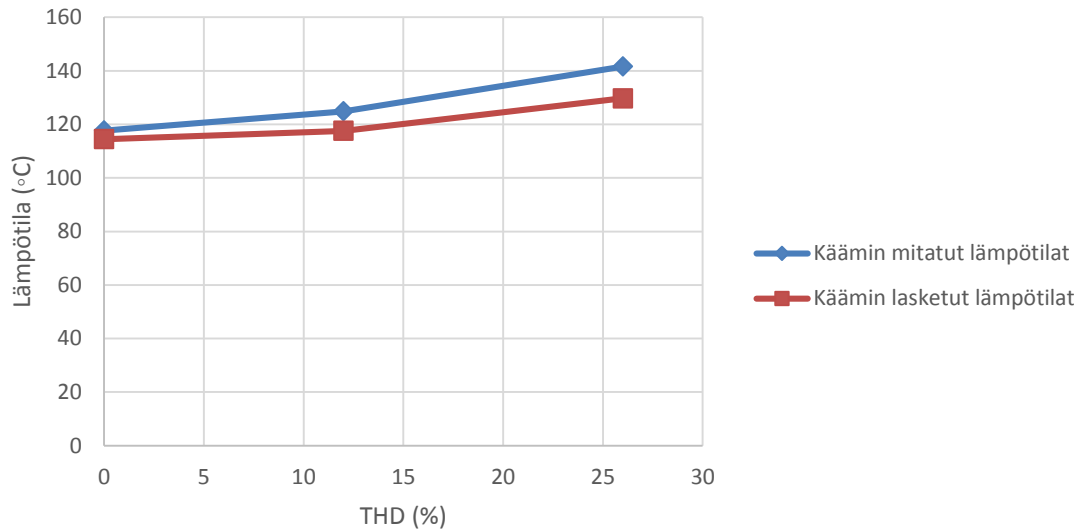
Laskennan virheen tarkastelemiseksi kuvassa 7.31 esiintyvien käyrien erotus ja suhteellinen erotus eli lämpölaskennan absoluuttinen ja suhteellinen virhe on esitetty kuvassa 7.32.



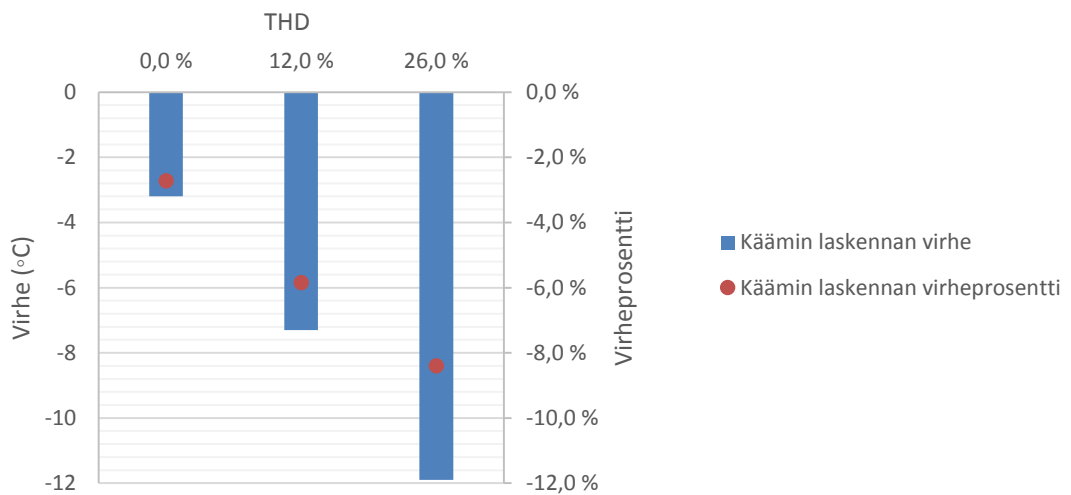
**Kuva 7.32.** Käämin lämpölaskennan absoluuttinen ja suhteellinen virhe sinimuotoisella virralla.

Käämin lämpölaskennan suhteellinen virhe on kohtalaisen pieni ollen yli viisi prosenttia vain hyvin pienillä virroilla tai suurilla virroilla. Kolmannen prototyypin lämpölaskennan tulokset ovat huomattavasti lähempänä mitattuja arvoja aikaisempiin prototyyppisiin verrattuna. Käyrämuodot ovat edelleen samanmuotoisia vaikka laskennan virhe onkin pienempi.

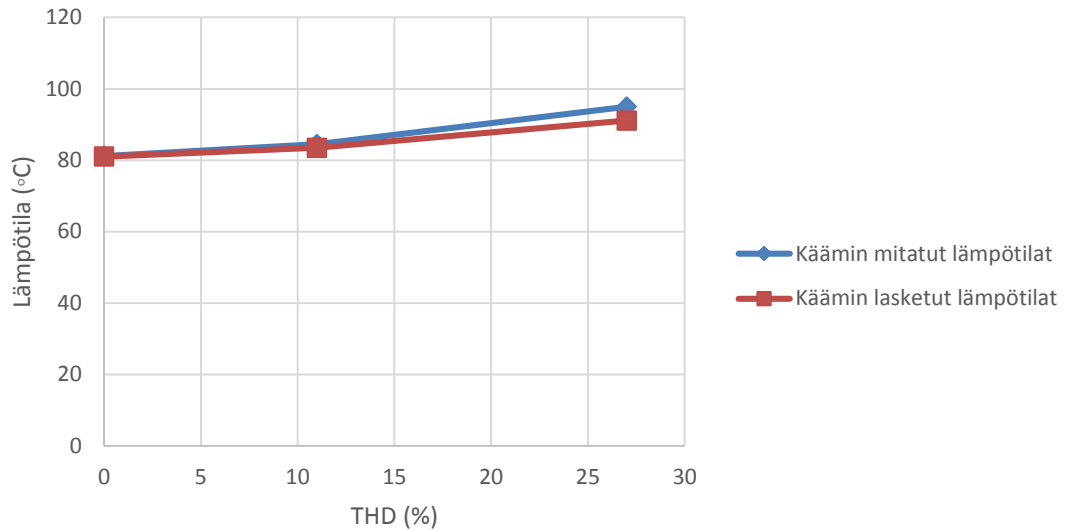
Kuumimmat mitatut lämpötilat 120 A ja 90 A perusaallon taajuuksilla ja kahdella eriasteisesti säröytyneellä virralla sekä vastaavat lasketut arvot on esitetty kuvassa 7.33. ja 7.35. Samaisten mittauspisteiden lämpölaskennan absoluuttiset ja suhteelliset virheet on esitetty kuvissa 7.34 ja 7.36.



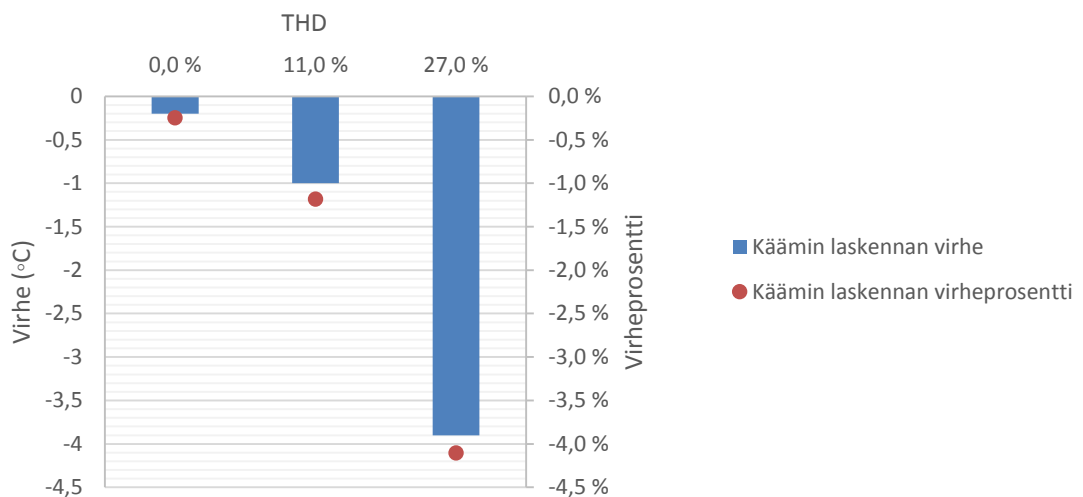
**Kuva 7.33.** Käämin mitatut ja lasketut lämpötilat 120 A virran perusaallolla sekä eriasteisesti säröytyneillä virroilla tehdyissä lämmityksissä.



**Kuva 7.34.** Käämin lämpölaskennan absoluuttinen ja suhteellinen virhe 120 A virran perusaallolla sekä eriasteisesti säröytyneillä virroilla.



**Kuva 7.35.** Käämin mitatut ja lasketut lämpötilat 90 A virran perusaallolla sekä eriasteisesti säröytyneillä virroilla tehdyissä lämmityksissä.

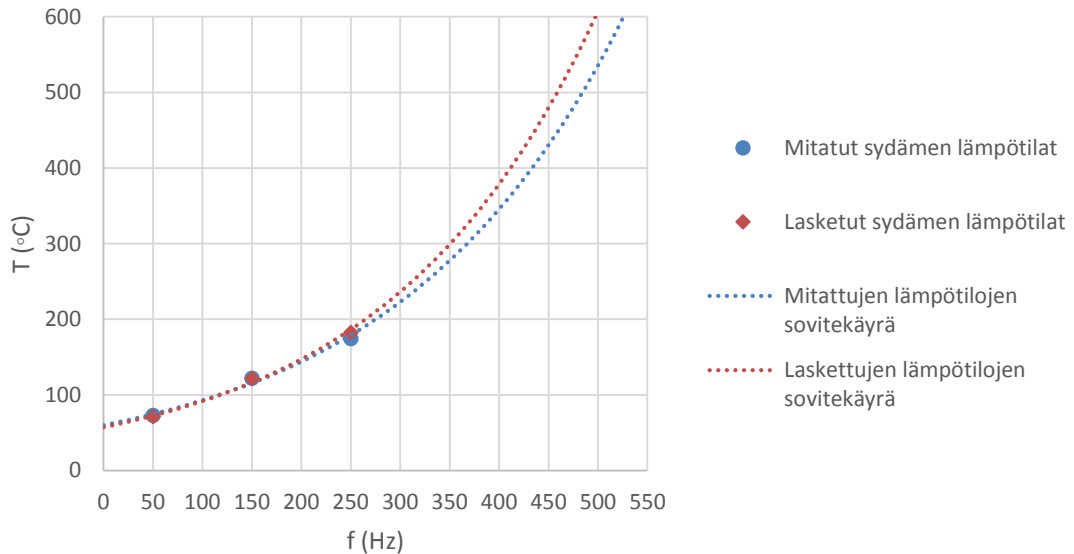


**Kuva 7.36.** Käämin lämpölaskennan absoluuttinen ja suhteellinen virhe 90 A virran perusaallolla sekä eriasteisesti säröytyneillä virroilla.

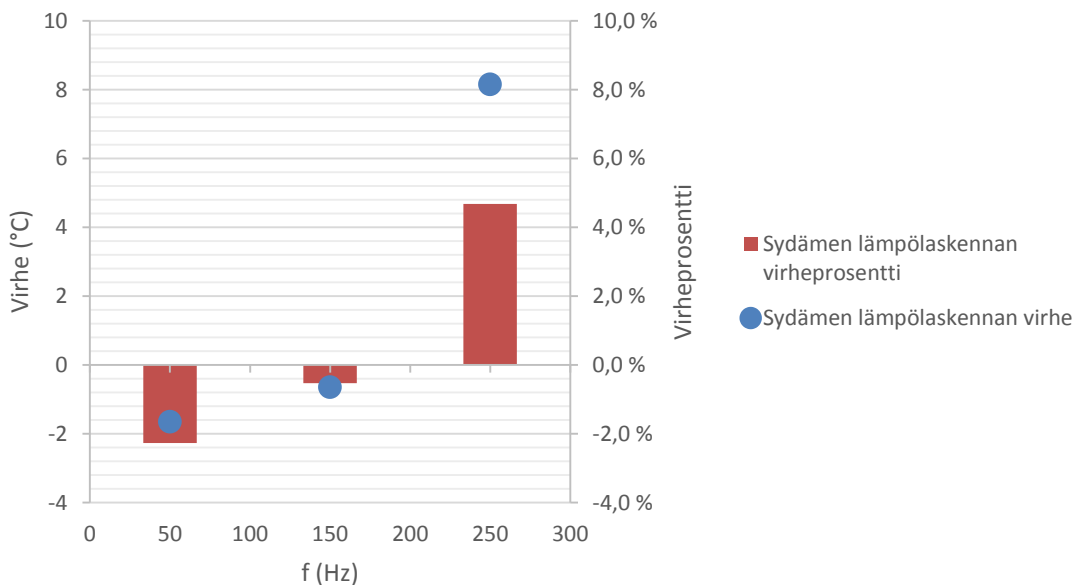
Kuvista havaitaan, että käämin lämpölaskennan virhe on jälleen suurempi suuremman virran perusaallon kanssa. Lisäksi Lämpölaskennan virhe kasvaa huomattavasti virran säröytyessä pahemmin. Lankakäämiseen prototyyppiin nähden käämin lämpölaskennan virheen hajonta on pienempi ja käämin lämpötiloja ei yliarvioida kevyemmin säröytyneillä virroilla.

### 7.3.3 Prototyypin 3 lisämittaukset

Laskennan käyttäytymisen tarkastelemiseksi korkeammilla taajuuksilla tehdyissä mitauksissa mitattiin häviöiden lisäksi lämpötilat sydämessä ja käämissä. Näistä lämpötiloista voidaan yrittää päätellä miten sydämen ja käämin häviölaskenta käyttäytyy eri taajuuksilla sinimuotoisella virralla. Käytetty virta oli suuruudeltaan 90 A. Sydämen korkeimmat mitatut lämpötilat ja vastaavat laskennalliset arvot on esitetty kuvassa 7.37. Kuvassa 7.38. on puolestaan esitetty sydämen lämpölaskennan virhe mittauspisteissä.



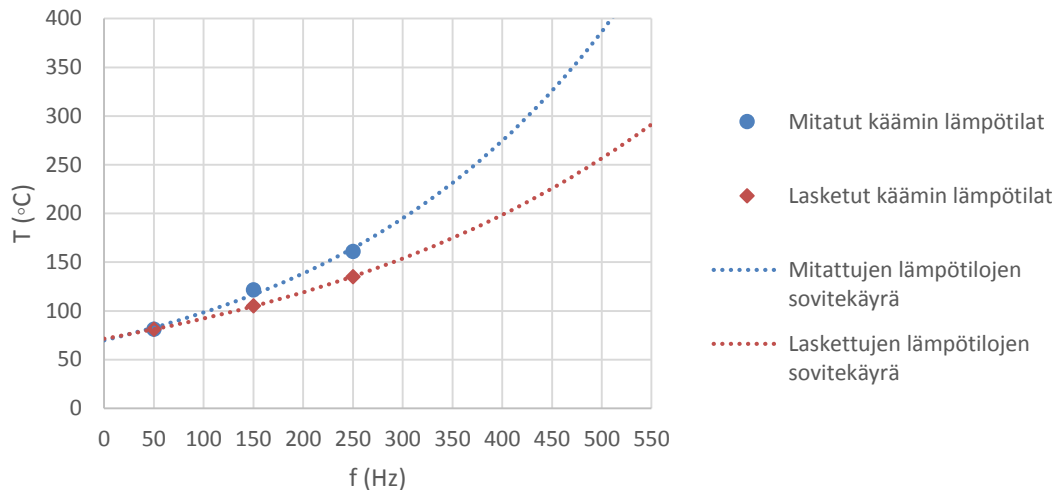
**Kuva 7.37.** Sydämen kuumimmat mitatut lämpötilat ja vastaavat lasketut arvot sekä mittauspisteisiin sovitettuja käyriä.



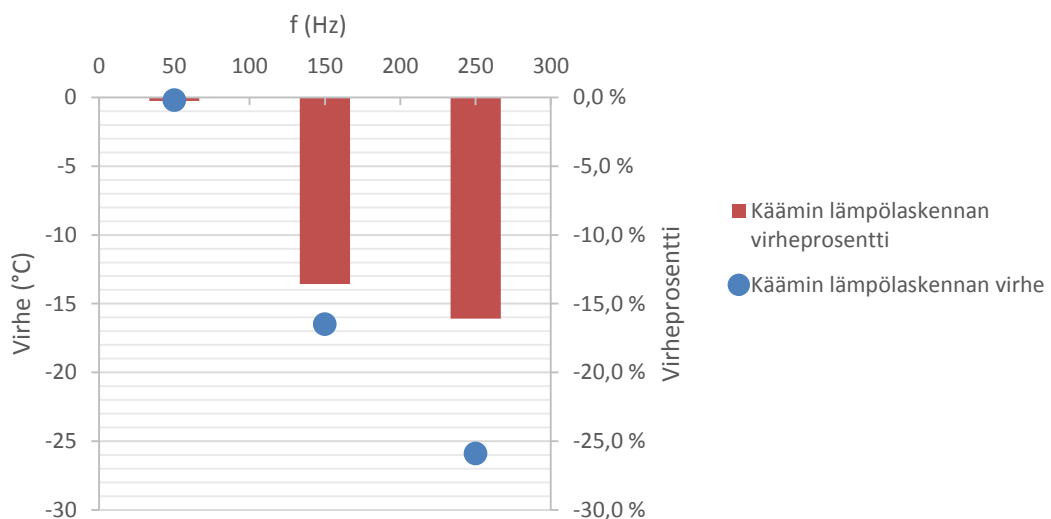
**Kuva 7.38.** Sydämen lämpölaskennan absoluuttinen ja suhteellinen virhe eri taajuisilla sinimuotoisilla virroilla.

Kuvista havaitaan, että alhaisilla taajuuksilla sydämen lämpölaskenta aliarvioi lämpötiloja. Taajuuden kasvaessa lämpölaskenta kuitenkin alkaa yliarvioimaan lämpötiloja.

Käämin lämpölaskennan tarkastelemiseksi käämin kuumimmat mitatut lämpötilat ja vastaavat laskennalliset arvot on esitetty kuvassa 7.39. Käämin lämpölaskennan virhe suhteessa mitattuihin lämpötiloihin on esitetty kuvassa 7.40.



**Kuva 7.39.** Käämin suurimmat mitatut lämpötilat ja niitä vastaavat lasketut arvot virran eri taajuuksilla sekä mittapisteisiin sovitetut käyrät.



**Kuva 7.40.** Käämin lämpölaskennan absoluuttinen ja suhteellinen virhe eri taajuuksilla.

Kuvista huomataan, että käämin lämpölaskenta toimii varsin hyvin alhaisemmalla taajuudella. Lämpölaskennan virhe alkaa kuitenkin kasvamaan nopeasti taajuuden kasvaessa. Jo 250 Hz:n virralla käämin lämpölaskenta aliarvioi lämpötiloja yli 15 prosenttia.

## 8 JOHTOPÄÄTELMÄT JA LASKENNAN JATKOKEHITYS

Laskennan käyttäytyminen erityyppisillä kuristimilla on johdonmukaista muutaman mittauksen pientä eroa lukuun ottamatta. Laskennan tarkkuutta ja käyttäytymistä erisuuruksilla virroilla ja sydämessä vaikuttavilla magneettivuon tiheyksillä on parasta tarkastella sinimuotoisella virralla tehdyistä mittauksista. Häviölaskennan suhteellinen virhe on suurimmillaan pienillä magneettivuon tiheyksillä eli pienillä virroilla. Suhteellinen virhe pienenee virran ja magneettivuon tiheyden kasvaessa. Absoluuttinen virhe on kuitenkin pienimmillään häviöiden ollessa pienimmillään ja kasvaa häviöiden kasvaessa. Lämpölaskennan osalta laskennan suhteellinen virhe käyttäytyy kuitenkin päinvastoin. Sekä sydämen että käämin lämpötilojen laskennan tulokset ovat mittaustuloksiin nähden suurimmillaan alhaisilla virroilla. Käytetyn virran eli samalla siis magneettivuon tiheyden kasvaessa lämpölaskennan tulokset pienenevät suhteessa mittaustuloksiin. Lankakäämisen prototyypin tapauksessa lämpötiloja jopa yliarvioidaan. Tämä johtuu osittain siitä, että lankakäämisen kuristimen häviöiden laskenta on lähempänä mittaustuloksia kuin foliokäämisillä. Lisäksi lämmön johtumisen laskenta lanka ja foliokäämisillä poikkeaa hieman toisistansa, jolloin toisen tyyppisen käämin lämpötilan laskenta saattaa olla toista paremmin kohdallaan. Eroina ovat muun muassa käämin sisäiset kontaktilämpöresistanssit ja kuparilangan pinnan eriste.

Pahimmillaan häviölaskenta aliarvioi taajuusmuuttajalla syötetyllä mahdollisimman sinimuotoisella virralla syntyneitä häviöitä jopa lähes 50 %. Tämä pahin tapaus esiintyy nestejäähdytteisellä foliokäämisellä kuristimella. Normaaleilla suunnittelu-arvoilla häviöiden suhteellinen virhe oli lankakäämiselle kuristimelle -18...-19 % ja foliokäämiselle kuristimelle -36...-41 %. Lämpötilojen virheen vaihteluvälit on esitetty taulukossa 8.1.

**Taulukko 8.1.** Lämpölaskennan suhteelliset virheet mittaustuloksiin nähden ilmajäähdytteisillä kuristimilla.

		<i>Koko magneettivuon tiheyden alueella</i>	<i>Normaaleilla suunnittelumagneettivuon tiheyksillä</i>
<i>Lankakääminen</i>	Sydän	+15...-18 %	+5...-10 %
	Käämi	+23...-10 %	+10...-5 %
<i>Foliokääminen</i>	Sydän	+8...-10 %	+3...-5 %
	Käämi	+6...-7 %	+2...-5 %

Taulukosta havaitaan, että foliokäämisen kuristimen lämpölaskenta sinimuotoisella virralla on tarkempi kuin lankakäämisen. Vaikka lämpölaskennan suhteellinen virhe on melko suuri koko magneettivuon tiheyden vaihteluvälillä, jolle tulokset on extrapoloitu, on laskenta melko tarkka normaaleilla suunnittelu arvoilla. Foliokäämin osalta laskennan tarkkuus on hyvin lähellä tavoitetta, mutta lankakäämisen kuristimen lämpölaskennan vaihteluväli on hieman liian suuri.

Virran yliaaltosisältö vaikuttaa laskennan virheeseen virran suuruuden ohella. Mittaustulosten ja laskentatulosten avulla laskennan käyttäytymisen yleistäminen eri kuristin tyypeille on haastavampaa kuin virran suuruuden tai sydämessä vaikuttavan magneettivuon tiheyden huippuarvon tapauksessa. Foliokäämisellä kuristimella häviölaskennan antamat tulokset kasvavat mitattuja lämpötiloja nopeammin, jolloin laskennan virhe pienenee virran särön kasvaessa. Lankakäämisellä puolestaan häviölaskenta aliarvioi pahiten kevyesti säröytyneellä virralla, mutta häviölaskennan virhe alkaa kuitenkin pienemään virran säröisyyden voimistuessa. Häviölaskenta aliarvioi häviöitä voimakkaammin foliokäämisellä kuristimilla. Osasyynä ovat foliokäämisen kuristimen ulostulokiskot joiden häviöitä laskenta ei huomioi. Myöskään foliokäämisen kuristimen johtimen päätyilmiöitä ei ole laskennassa huomioitu. Lisäksi nestejäähdytteisen foliokäämisen kuristimen häviöitä aliarvioitiin enemmän kuin ilmajäähdytteisen. Tämä johtuu siitä, että nestejäähdytysprofieihin indusoituu häviöitä, joita laskenta ei huomioi.

Lankakäämisen kuristimen häviölaskennan virhe säröytyneellä virralla on lankakäämisellä kuristimella -14...-20 % ja foliokäämisellä -28...-41 %. Säröytyneen virran mittauksissa käytetyt perusaallon suuruudet osuvat normaalien suunnittelu arvojen rajoihin, jolloin suhteellisia laskennan virheitä voidaan verrata sinimuotoisten mittausten suhteellisiin virheisiin normaalien suunnittelu arvojen sisällä.

Säröytyneellä virralla tehtyjen mittausten ja lämpölaskennan vertailussa yleinen trendi on laskeva eli lämpötiloja aliarvioidaan enemmän voimakkaammin säröytyneellä virralla. Yleisestä trendistä poikkeavat mittaukset ovat lankakäämisen kuristimen suuremmalla virralla tehdyt mittaukset sekä foliokäämisen kuristimen pienemmällä virralla tehdyt mittaukset. Lankakäämisen kuristimen tapauksessa sinimuotoisella virralla tehtyyn laskentaan on saattanut sisältyä kirjoitusvirhe, koska säröytyneen virran mittaukset noudattavat yleistä laskevaa trendiä. Foliokäämisellä kuristimella puolestaan poikkeavuus on kaikissa pienemmällä virralla tehdyissä mittauksissa trendin ollessa nouseva muista mittauksista poiketen.

Lämpölaskennan suhteelliset virheet säröytyneellä virralla eri kuristin tyypeillä on esitetty taulukossa 8.2.

**Taulukko 8.2.** Lämpölaskennan suhteelliset virheet säröytyneellä virralla.

<i>Kuristin tyyppi</i>	<i>Sydän</i>	<i>Käämi</i>
<i>Lankakääminen</i>	-2...-7 %	+7...-3 %
<i>Foliokääminen</i>	-1...-6 %	0...-8 %

Taulukon 8.2 arvoja ei ole saavutettu perusaallon suuruudella joka pysyy normaalien suunnitteluarvojen reunojen sisällä kuten taulukon 8.1. virheet. Virheistä huomataan kuitenkin, että erityisesti foliokäämisillä kuristimilla virran säröytyneisyys aiheuttaa käämin lämpötilojen aliarviointia. Lankakäämisellä kuristimella lämpötilat säröytyneellä virralla osuvat taulukon 8.1 arvojen sisään, joten virran säröisyys ei merkittävästi muuta laskennan tarkkuutta. Sydämen ja käämin lämpötilojen virheet käyttäytyvät suhteessa toisiinsa samoin kuin sinimuotoisella virralla eli sydämen lämpötiloja aliarvioidaan enemmän kuin käämin lämpötiloja.

Laskennan taajuuskäyttämisen tarkastelemiseksi tehdyistä mittauksista havaittiin, että häviölaskenta aliarvioi häviöitä eniten 150 Hz virralla. Samalla taajuudella käämin lämpötilan laskenta aliarvioi jo melko paljon lämpötiloja ja sydämen lämpölaskennan tulokset eivät ole vielä ehtineet nousemaan yli mitattujen lämpötilojen. Taajuuden edelleen kasvaessa häviölaskenta alkaa yliarvioimaan häviöitä samalla kun käämin lämpötilaa aliarvioidaan ja sydämen lämpötilaa yliarvioidaan. Tästä voidaan päätellä, että sydämen häviölaskenta yliarvioi suuremman taajuuden vaikutusta samalla kun käämin häviölaskenta aliarvioi suuremman taajuuden vaikutusta. Kokonaisuudessaan laskenta yliarvioi häviöitä, koska sydämen häviöt ovat voimakkaammin riippuvaisia taajuudesta. Sydämen lämpötiloissa ei kuitenkaan havaita yhtä merkittävää yliarviointia kuin häviöissä. Syynä tähän on sydämen hyvä lämmönjohtavuus, minkä vuoksi häviöiden generoima lämpö pääsee poistumaan sydäimestä. Osasyynä käämin lämpötilojen aliarviointiin korkeammilla taajuuksilla voi olla sydämen ja käämin välillä siirtyvän lämpöenergian määrän aliarviointi. Mikäli sydämen käämiä lämmittävää vaikutusta aliarvioidaan, myös käämin lämpötiloja aliarvioidaan tilanteissa joissa sydän on käämiä lämpimämpi. Tämä tilanne toteutuu juuri korkeilla taajuuksilla.

Laboratoriossa ja tehomuuntajaliiketoimintayksikön koekentällä tehtyjen mittausten perusteella laskenta aliarvioi häviöitä huomattavasti enemmän kuin laskennalta odotettiin. Kuitenkin asiakkailta saadut mittaustulokset ja insinööritoimistolla teetetyn simulointitulokset viittaisivat laskennan olevan todellisuudessa tarkempi. Myös tehoelektroniikkaliiketoimintayksikön koekentän generaattorilla tuotetulla sähkövirralla kuristimen mitatut häviöt olivat huomattavasti alhaisemmat kuin vastaavissa mittauksissa laboratorioissa ja samalla siis lähempänä laskettuja arvoja. Kahdella eri tarkistusmittauspisteellä saavutetun sovitekäyrän perusteella häviöiden virhe olisi sinimuotoisella virralla vain -9...-18 % aiemmin saadun virhevälän -28...-41 % sijaan. Syynä tähän on todennäköisimmin laboratorioissa sähkönsyötöstä vastaavan taajuusmuuttajan aiheuttamissa kytkentätaajuisissa

yliaalloissa. Koska laboratoriossa tehtyjen mittausten virtaspektriä ei täysin tunneta, laskennan tarkkuudesta ei voida tehdä lopullisia johtopäätöksiä, vaan lisää mittauksia on suoritettava. Jatkotutkimuksia varten tulisi selvittää laboratoriossa käytettävän virran tarkka taajuusspektri. Kun virran tarkka spektri saadaan selvitettyä, myös laskennassa voidaan huomioida kytkentätaajuisten yliaaltojen häviöitä nostava vaikutus. Joissakin tehoanalysointilaitteissa on FFT (fast Fourier transformation) toiminto, jossa harmoniset yliaallot esitetään graafisesti. FFT on algoritmi diskreetin Fourier muunnoksen laske-  
miseksi. Kyseistä toimintoa käyttäen saataisi parempi käsitys syötetyn virran taajuus spektristä. Tämän työn puitteissa tarkistuksia ei kuitenkaan voida tehdä.

Laskennan jatkokehityksen kannalta oleellimmat tutkimuskohteet ovat foliojohtimen päätyilmiöt, käämin ulostulojen häviöiden huomioiminen ja nestejäähdytysprofiileihin indusoituvat häviöt. Lisäksi konvektiot eri pinnoilta on laskettu likimääräisillä kaavoilla. Analyttisesti ratkaisemalla konvektiivisen lämmönsiirron tarkkuutta voidaan parantaa. Toinen lämpölaskennan tärkeä kehityskohde on kontaktilämpöresistanssien tarkempi määrittäminen. Myös lämpöverkkoa tihentämällä lämpölaskennan tarkkuutta saataisi parannettua laskentanopeuden kustannuksella.

Yhteenvetona voidaan todeta, että lämpölaskennan osalta alkuperäisiin tavoitteisiin ei aivan päästy. Laskenta on kuitenkin tarkempi kuin aikaisemmat Trafotekin käyttämät laskentamenetelmät. Häviölaskennan ja mittausten karkeasta erosta huolimatta laskenta on ollut käytössä jo ennen viimeisten häviölaskennan osien ja tämän työn valmistumista. Myöskin laskennan nopeus saatiin pidettyä riittävänä, jotta laskentaa voidaan käyttää suunnittelun yhteydessä jokaisen tuotteen mitoittamiseen. Laskennan nopeus vaihtelee kuristimen rakenteen vaativuuden ja jäähdytys menetelmän mukaan 20 sekunnin 240 sekunnin välillä.

## LÄHTEET

Arvonen, P. 1995. Kuivan tehomuuntajan lämpenemä vapaalla konvektiolla. Diplomityö. Tampere. Tampereen Teknillinen Korkeakoulu, Sähköenergiajärjestelmien laitos, Sähkötekniikan koulutusohjelma. 77 s.

Bertotti, G. 1998. Hysteresis in magnetism. Academic Press. 558 p.

BL20A0100 Terminen laitesuunnittelu -luentomateriaali [WWW]. [viitattu 19.10.2014]. Lappeenrannan teknillinen yliopisto, Saatavissa: <https://noppa.lut.fi/noppa/opintojakso/bl20a0100/luennot>

Bozorth, R.M. 1993. Ferromagnetism. Wiley-IEEE Press. 992 p.

Faghir, A., Zhang, Y., Howell, J. 2010. Advanced Mass and Heat Transfer. Columbia USA, Global Digital Press. 925 p.

Ferreira, J.A. 1994. Improved Analytical Modeling of Conductive Losses in Magnetic Components. IEEE Transactions on Power Electronics, 9, 1, pp. 127-131.

Feynman, R. Leighton, R. & Sands, M. 1963. The Feynman Lectures on Physics Vol. 1. California Institute of Technology. 560 p.

Fiorillo, F. 2004. Characterization and Measurement of Magnetic Materials. Academic Press. 666 p.

Fiorillo, F. & Novikov, A. 1990. An Improved Approach to Power Losses in Magnetic Laminations under Nonsinusoidal Induction Waveform. IEEE Transactions on Magnetics, 26, 5, pp. 2904-2910.

Johnson, H., Graham, M. 2003. High-speed Signal Propagation: Advanced Black Magic. Prentice Hall PTR. 800 p.

Lammeraner, J., Stafl, M. 1966. Eddy Currents. Iliffe Books Ltd. 233 p.

Lavers, J.D., Biringer, P.P. & Hollitscher, H. 1978. A Simple Method of Estimating the Minor Loop Hysteresis Loss in Thin Laminations. IEF E Transactions on magnetics, VOL. MAG-14, NO. 5, pp 386-388.

Lee, R. 1955. Electronic Transformers and Circuits. New York, John Wiley & Sons. 360 p.

Mikkonen, R. DEE-54000 Sähkömagneettisten järjestelmien lämmönsiirto. 2013. Tampere, Tampereen Teknillinen Yliopisto. Luentomoniste. 72 s.

Nousiainen, K. SVT-3210 Magneettiipiirit ja muuntajat. 2011. Tampere, Tampereen Teknillinen Yliopisto. Opetusmoniste. 125 s.

Perry, M.P. 1979. Multiple Layer Series Connected Winding Design for Minimum Losses. IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems, 98, 1, pp. 116-123.

Popovic, B.D & Popovic, Z. 2000. Introductory Electromagnetics. New Jersey, Prentice-Hall Inc. 556 p.

Roshen, W.A. 2007. Fringing Field Formulas and Winding Loss Due to an Air Gap. IEEE Transactions on magnetics, 43, 8, pp. 3387-3394.

Rudnev, V.I., Cook, R.L., Loveless, D.L. & Black M.R. 2006. Induction Heat Treatment: Basic Principles, Computation, Coil Construction, and Design Considerations. In: Totten, G.E. (Ed.). Steel Heat Treatment. Oregon, USA, CRC Press. pp. 278-389.

Van den Bossche, A. & Valchev, V. 2002. Eddy current losses and inductance of gapped foil inductors. IECON 02 [Industrial Electronics Society, IEEE 2002 28th Annual Conference of the IEEE Industrial Electronics Society], pp. 1190-1195 vol.2.

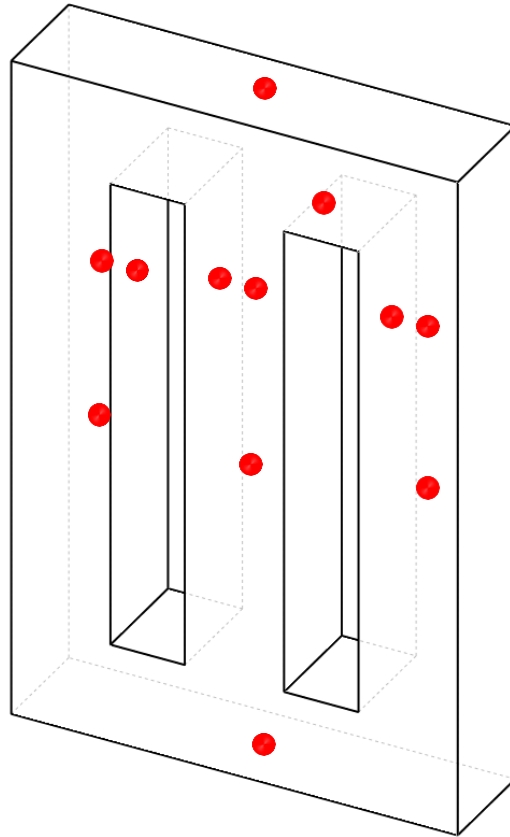
Van den Bossche, A. & Valchev, V.C. 2005. Inductors and Transformers for Power Electronics. Taylor & Francis Group. 447 p.

Wallmeier, P. 2001. Improved Analytical Modeling of Conductive Losses in Gapped High-Frequency Inductors. IEEE Transactions on Industry Applications, 37, 4, pp. 1045-1054.

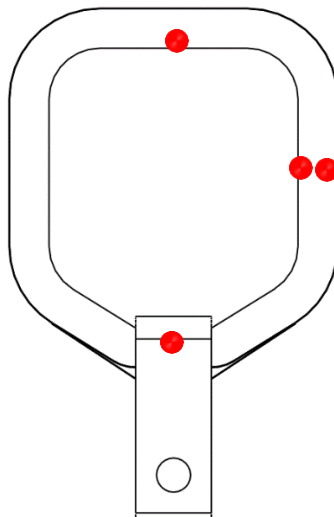
Zahn, M. 2008. Electromagnetic Field Theory: A Problem Solving Approach. (Massachusetts Institute of Technology: MIT OpenCourseWare)[WWW]. [Viitattu 10.11.2014]. Saatavissa: <http://ocw.mit.edu/resources/res-6-002-electromagnetic-field-theory-a-problem-solving-approach-spring-2008/index.htm>

## LIITE A: PT-100 LÄMPÖANTUREIDEN VIITTEELLISET ASENNUS-PAIKAT

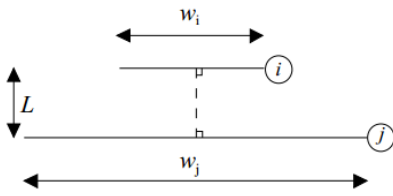
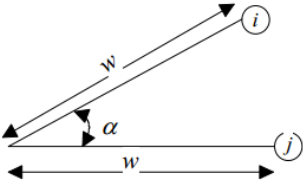
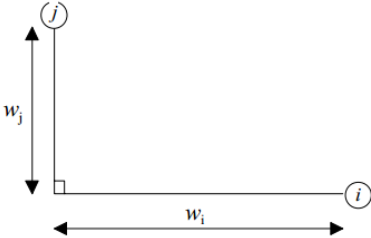
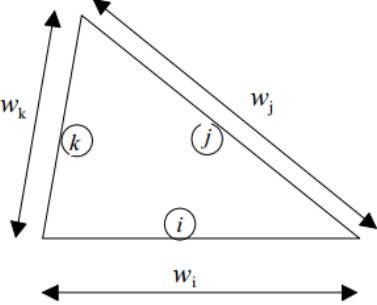
Lämpöantureiden viitteelliset asennuspaikat sydämessä näkyvät alla olevassa kuvassa.



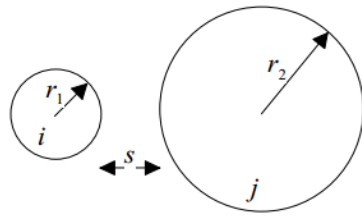
Lämpöantureiden viitteelliset asennuspaikat käänissä näkyvät alla.



## LIITE B: NÄKYVYYSKERTOIMIEN LASKENTA YLEISIMMILLE 2D- JA 3D-GEOMETRIOILLE

Geometria	Yhtälö
<p data-bbox="331 365 772 443"><i>Toisiinsa nähden rinnakkain olevat levyt</i></p> 	$F_{ij} = \frac{\left[ (W_i + W_j)^2 + 4 \right]^{\frac{1}{2}} - \left[ (W_j - W_i)^2 + 4 \right]^{\frac{1}{2}}}{2W_i}$ $W_i = w_i / L, W_j = w_j / L$
<p data-bbox="331 701 772 779"><i>Toisiinsa nähden kulmassa <math>\alpha</math> olevat yhtä pitkät levyt</i></p> 	$F_{ij} = 1 - \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right)$
<p data-bbox="347 1048 756 1126"><i>Toisiinsa nähden suorassa kulmassa olevat levyt</i></p> 	$F_{ij} = \frac{1 + (w_j/w_i) - \left[ 1 + (w_j/w_i)^2 \right]^{\frac{1}{2}}}{2}$
<p data-bbox="373 1435 730 1469"><i>Kolmion muotoinen kotelo</i></p> 	$F_{ij} = \frac{w_i + w_j - w_k}{2w_i}$

Rinnan olevat erisuuret sylinterit



$$F_{ij} = \frac{1}{2\pi} \left\{ \pi + \left[ C^2 - (R+1)^2 \right]^{\frac{1}{2}} - \left[ C^2 - (R-1)^2 \right]^{\frac{1}{2}} + (R-1) \cos^{-1} \left[ \left( \frac{R}{C} \right) + \left( \frac{1}{C} \right) \right] - (R+1) \cos^{-1} \left[ \left( \frac{R}{L} \right) + \left( \frac{1}{C} \right) \right] \right\}$$

$$R = r_j / r_i, S = s / r_i$$

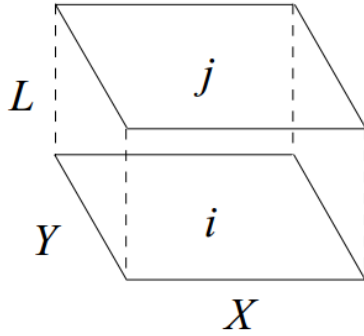
$$C = 1 + R + S$$

Äärettömän pitkän levyn päällä oleva sylinterijono



$$F_{ij} = 1 - \left[ 1 - \left( \frac{D}{s} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} + \frac{D}{s} \tan^{-1} \left( \frac{s^2 - D^2}{D^2} \right)^{\frac{1}{2}}$$

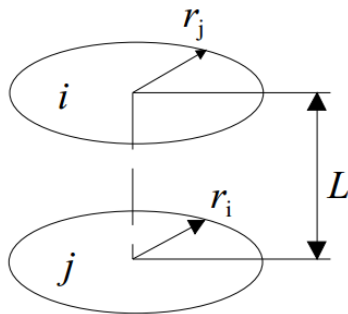
Päällekkäin olevat suorakaiteet



$$\bar{X} = X/L, \bar{Y} = Y/L$$

$$F_{ij} = \frac{2}{\pi \bar{X} \bar{Y}} \left\{ \ln \left[ \frac{(1 + \bar{X}^2)(1 + \bar{Y}^2)}{1 + \bar{X}^2 + \bar{Y}^2} \right]^{\frac{1}{2}} + \bar{X}(1 + \bar{Y}^2)^{\frac{1}{2}} \tan^{-1} \frac{\bar{X}}{(1 + \bar{Y}^2)^{\frac{1}{2}}} + \bar{Y}(1 + \bar{X}^2)^{\frac{1}{2}} \tan^{-1} \frac{\bar{Y}}{(1 + \bar{X}^2)^{\frac{1}{2}}} - \bar{X} \tan^{-1} \bar{X} - \bar{Y} \tan^{-1} \bar{Y} \right\}$$

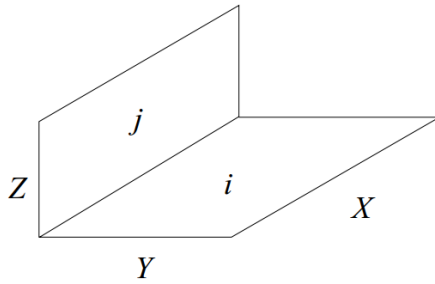
Päällekkäin olevat ympyrät



$$R_i = r_i / L, R_j = r_j / L \quad S = 1 + \frac{1 + R_j^2}{R_i^2}$$

$$F_{ij} = \frac{1}{2} \left\{ S - \left[ S^2 - 4 \left( \frac{r_j}{r_i} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \right\}$$

Suorakaiteet, joilla yhteinen sivu



$$H=Z/X, W=Y/X$$

$$F_{ij} = \frac{1}{\pi W} \left( W \tan^{-1} \frac{1}{W} + H \tan^{-1} \frac{1}{H} \right.$$

$$\left. - (H^2 + W^2)^{\frac{1}{2}} \tan^{-1} \frac{1}{(H^2 + W^2)^{\frac{1}{2}}} \right.$$

$$\left. + \frac{1}{4} \ln \left[ \frac{(1+W^2)(1+H^2)}{1+W^2+H^2} \times \left[ \frac{W^2(1+W^2+H^2)}{(1+W^2)(W^2+H^2)} \right]^{W^2} \right. \right.$$

$$\left. \times \left[ \frac{H^2(1+H^2+W^2)}{(1+H^2)(H^2+W^2)} \right]^{H^2} \right)$$

Lähde: BL20A0100 Terminen laitesuunnittelu –luentomateriaali