

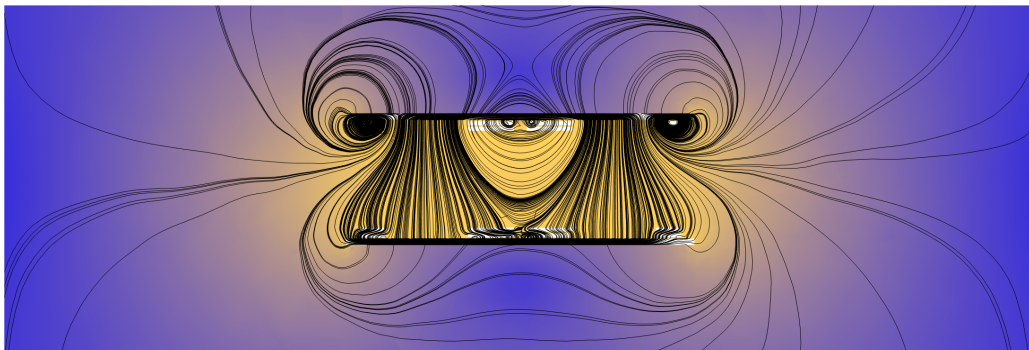
# Designprinciper för högeffektiv trådlös energiöverföring

En undersökning av olika designparametrar i en bipolärt lindad trefaskonstruktion

Kurskod: EENX16

Projekt: EENX16-26-18

*Mahmoud Alsahli, Melker Carlsson, Erik Funkquist, Mauritz Larsson,  
Adam Peetso*



Handledare: Torbjörn Thiringer, Yuriy Serdyuk  
Examinator: Jimmy Ehnberg

*Chalmers Tekniska Högskola, 2026-05-13*

# Innehåll

<b>1</b>	<b>Introduktion</b>	<b>3</b>
1.1	Olika kompenstationstopologier . . . . .	4
1.2	Design av spolar för WPT . . . . .	4
1.3	Syfte och avgränsningar . . . . .	7
<b>2</b>	<b>Teori</b>	<b>9</b>
2.1	Induktans . . . . .	9
2.2	Resonans . . . . .	10
2.3	AC-effekter . . . . .	10
2.3.1	Virvelströmmar . . . . .	10
2.3.2	Strömförträngningseffekten . . . . .	11
2.3.3	Närhetseffekten(Proximity effect) . . . . .	11
2.4	Kretsmodell av ett enfasigt WPT-system . . . . .	11
2.5	Ferromagnetiska material . . . . .	14
2.6	Analys WPT-system som magnetiska kretsar . . . . .	14
<b>3</b>	<b>Metod</b>	<b>18</b>
3.1	Design av basmodell . . . . .	18
3.2	Metoder för analytiska beräkningar . . . . .	20
3.2.1	Ekvivalent enfasschema . . . . .	20
3.2.2	Optimering för maximal uteffekt . . . . .	23
3.3	Simuleringar . . . . .	25
3.3.1	Parameterstudier . . . . .	25
3.3.2	Alternativ ferritgeometri . . . . .	27
3.3.3	Mynt . . . . .	27
<b>4</b>	<b>Resultat och analys</b>	<b>29</b>
4.1	Antal lindningsvarv . . . . .	29
4.2	Skalning av modulens radie . . . . .	31
4.3	Avstånd mellan sändare och mottagare . . . . .	33
4.4	Kabelseparation . . . . .	36
4.5	Lagerseparation av spolparen . . . . .	40
4.6	Ferritplattornas tjocklek . . . . .	42
4.7	Ferritplattornas radie . . . . .	44
4.8	Alternativ geometri för ferritplattor . . . . .	46
4.9	Placering av mynt ovanför sändare . . . . .	48
<b>5</b>	<b>Diskussion</b>	<b>50</b>
5.1	Antal lindningsvarv . . . . .	50
5.2	Skalning av modulens radie . . . . .	50
5.3	Avstånd mellan sändare och mottagare . . . . .	51
5.4	Kabelseparation . . . . .	52
5.5	Lagerseparation av spolparen . . . . .	52
5.6	Ferritplattornas tjocklek . . . . .	53
5.7	Ferritplattornas radie . . . . .	54
5.8	Alternativ geometri för ferritplattor . . . . .	54
5.9	Placering av mynt ovanför sändare . . . . .	55

5.10	Möjligheter för framtida undersökningar . . . . .	55
<b>6</b>	<b>Slutsats</b>	<b>56</b>
	<b>Referenser</b>	<b>57</b>
	<b>Bilagor</b>	<b>60</b>
<b>A</b>	<b>Implementering av modellen i COMSOL Multiphysics</b>	<b>60</b>
A.1	Geometri . . . . .	60
A.2	Modellering av ferritmaterial . . . . .	63
A.3	Fysik . . . . .	64
A.4	Mesh . . . . .	65
A.5	Simulering . . . . .	66
<b>B</b>	<b>Validering av beräkningsmetoder</b>	<b>67</b>

# Sammanfattning

Denna rapport undersöker hur enskilda geometriska designparametrar påverkar prestandan av ett trefasigt system för trådlös energiöverföring, med målet att identifiera principiella designkompromisser mellan hög effektöverföring, hög verkningsgrad och begränsad magnetfältsemission.

Studien genomfördes med simuleringar i COMSOL Multiphysics och analytiska beräkningar. Utifrån en tidigare trefasig bipolär design med två lager av spolar ovanpå en ferritplatta designades en basmodell som modifierades med följande designparametrar: antal lindningsvarv, storlek, luftgap, kabelseparation, lagerseparation samt ferritplattans tjocklek och radie. Även en alternativ geometri för ferritplattan undersöktes, där en sarg av ferrit placerades kring spolarna. En simulation gjordes med ett mynt placerat ovanför sändaren för att undersöka om detta påverkade prestandan. Därefter beräknades maximal uteffekt utifrån tre driftfall: begränsad magnetfältsemission, begränsad ström, och begränsad effektförlust.

Resultaten visar att en ökning av luftgapet drastiskt försämrade systemets prestanda, likaså var en ökad lagerseparation enbart negativ. Vidare fastslogs även ett optimum för verkningsgraden med 5 lindningsvarv. Både tillägget av en sarg av ferrit och ökning av ferritradien minskade magnetfältsemissionen. Ökad storlek av hela enheten ledde till högre verkningsgrad men samtidigt ökad magnetfältsemission. Slutligen fastslogs att små förändringar inte har en nämnvärd påverkan på systemets prestanda. Den övergripande slutsatsen är att det krävs en kompromiss för majoriteten av designparametrarna, eftersom dessa inte entydigt förbättrar eller försämrar prestandan, utan påverkar uteffekten på olika sätt beroende på vilket av de tre driftfallen som sätter begränsningen för systemet.

# Abstract

This report investigates how individual geometric design parameters affect the performance of a three phase wireless power transfer system, with the aim of identifying basic necessary compromises in the design with regard to high power transfer, high efficiency, and limited magnetic field emissions.

The study was conducted with simulations in COMSOL Multiphysics and analytical calculations. Based on a previous design of a bipolar three phase module with two layers of coils on top of a ferrite pad, a base model was designed, which was then modified using the following parameters: number of turns, total size, air gap, cable separation, layer separation, and the thickness and radius of the ferrite pad. An alternative geometry for the ferrite pad which included a rim that enclosed the coils was also analyzed. A simulation was conducted with a coin placed on top of the transmitter in order to determine whether this would affect the performance. Subsequently, the maximum output power was calculated for three distinct operational scenarios: limited magnetic field emissions, limited current, and limited power loss.

The results show a drastic reduction in performance when increasing the air gap, as well as when increasing the layer separation. Furthermore, it was determined that an optimum for the windings was 5 turns when optimizing for efficiency. Adding a ferrite rim and increasing the radius of the ferrite reduced the magnetic field emission. An increase in the total size of the module led to improved efficiency but also higher magnetic field emissions. Finally it was determined that small foreign objects do not have a noticeable impact on the performance of the system. The overall conclusion is that there needs to be a compromise when optimizing the majority of the design parameters due to the fact that they are ambiguous in their effect on the performance. Rather, they affect the transferred power in different ways depending on which of the three operational scenarios were used as limits for the system.

# 1 Introduktion

I slutet av 1800-talet påbörjade Nicola Tesla sin forskning inom trådlös effektöverföring (på engelska *Wireless Power Transfer*, WPT) [1]. Teslas mål var att kunna överföra energi över stora avstånd, så kallad *far-field* WPT och byggde för detta ändamål Tesla Tower, vilket kan liknas vid en radiomast som skulle sända ut energi i alla riktningar [1]. Tesla lade dock även den teoretiska grunden för *near-field* WPT, där energi överförs över korta avstånd, vilket kan göras induktivt (så kallad *Inductive Power Transfer*, IPT) mellan magnetiskt kopplade kretsar som är stämde till en resonansfrekvens [2]. Denna teknologi kan liknas vid en transformator med mycket höga läckinduktanser på grund av den svaga magnetiska kopplingen mellan spolarna [3]. Till skillnad från transformatorer är dock prestandan av IPT-system mycket känsliga för variation i lasten [4].

Sedan Teslas banbrytande forskning har WPT under 1900-talet bland annat undersökts som ett sätt att ladda medicinska implantat, och i början av 2000-talet tog utvecklingen av IPT ordentlig fart i och med trådlös laddning av exempelvis mobiltelefoner och elbilar [2]. I dessa applikationer används frekvenser i området 20 kHz till ett fåtal MHz, ett val som främst gjorts utifrån kostnaden och tillgängligheten på kraftelektroniken som krävs, men även påverkar verkningsgraden i effektöverföringen [2]. För hemelektronik såsom trådlös laddning av mobiltelefoner kan det röra sig om en överföring av ett fåtal W med en verkningsgrad på omkring 70%, och vid högre effekter såsom industriella applikationer eller laddning av elbilar överförs flera kW med en verkningsgrad över 90% [2].

WPT för laddning av elbilar är idag under konstant utveckling. Under året 2024 presenterade forskare på Oak Ridge National Laboratory (ORNL) ett system som rapporteras kunna överföra 270kW med över 95 procents verkningsgrad till en personbil [5], en drift som föregicks av tidigare projekt på ORNL som uppnådde 20 kW år 2016 och 120 kW med 97 procents verkningsgrad år 2018 [6]. Denna effektnivå skulle kunna minska laddningstiden för en personbil till mindre än 15 minuter, och forskningsteamets är att utveckla teknologin tillräckligt för att vara klar för produktion samt att utveckla system med ännu högre effektnivå för laddning av större transportfordon [5].

En utveckling av WPT inom fordonssektorn skulle innebära nya utvecklingsmöjligheter för branschen. Ett stort problem med batteridrivna fordon är att dagens batteriteknologi sätter snäva begränsningar för räckvidden, eftersom elfordon inte kan konstrueras med lika lång räckvidd som fordon med förbränningsmotor utan att batterierna blir för tunga och för dyra [7]. WPT har pekats ut som en lösning på detta problem, med argumentet att det gör laddningsprocessen smidigare och även kan användas för dynamisk laddning, det vill säga laddning av fordon som är i rörelse [7, 8]. Däremot har författarna som förespråkar WPT av denna anledning inte klarlagt vilken kostnad det skulle innebära att bygga infrastrukturen som krävs för detta, eller hur stor fördelen är jämfört med att öka antalet konventionella laddstationer. Med WPT kan dessutom laddningsprocessen göras fullt autonom, vilket hade öppnat dörren för helt självkörande bilar där både körning och laddning sker utan mänskligt arbete [9]. Andra som har undersökt WPT för elbilsladdning har pekats ut fördelen att WPT-system, till skillnad från den nutida kommersiella laddningstekniken, inte påverkas av väderförhållanden och smuts [10], vilket är en stor fördel för de offentliga laddningsstationer som står ute året om.

För att möjliggöra storskalig användning av WPT för fordonsladdning krävs dock inte enbart att dessa system kan leverera hög effekt med små förluster. Utvecklingen måste också ta hänsyn till säkerhetskrav, såsom gränser för magnetfältsemissioner och främ-

mande föremål på laddstationen, och se till att olika enheter är interoperabla. Därför har standarder för trådlös elbilsladdning utvecklats av bland andra Society of Automotive Engineers (SAE), som satt standarder gällande effektnivå, frekvens, värmeutveckling, magnetfältskrav, och flera andra aspekter [11]. Utformningen av WPT-enheterna behöver även ta hänsyn till eventuell felpositionering mellan sändare och mottagare, en aspekt som varit en del många studier [12–16], men det har å andra sidan argumenterats att detta problem kan lösas med en autonom parkeringsassistent i framtiden [10].

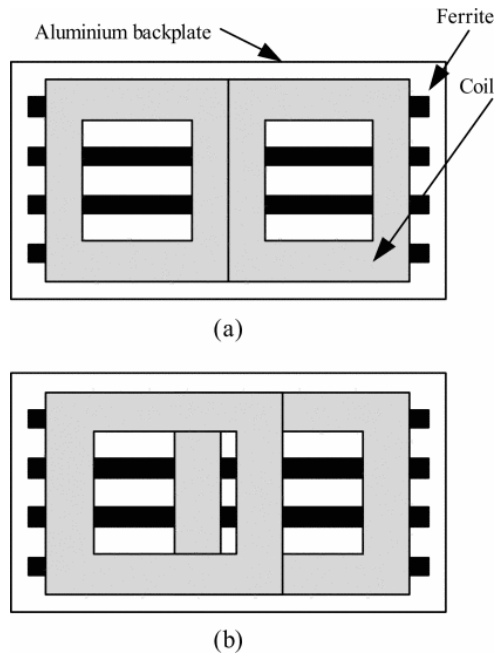
## 1.1 Olika kompensations-topologier

Det finns många utmaningar i trådlös energiöverföring såsom att förbättra systemets robusthet mot felpositionering och varierande belastning. En lösning är att tillämpa olika topologier för kretskompensering vars syfte är att minska reaktiv effekt vid resonans, optimera verkningsgraden, öka toleransen för felpositionering samt stabilisera den genererade strömmen och spänningen [17]. De vanligaste topologierna är SS, SP, PS och PP, där bokstaven S står för seriekompensering och P för parallellkompensering. Den första bokstaven anger kompenseringen på primärsidan medan den andra beskriver kompenseringen på sekundärsidan [18]. SS-topologin uppvisar generellt bättre prestanda när det gäller verkningsgrad, där den kan uppnå upp till 93,5 %, den bidrar även till mer stabila utspänningar [17]. SS-topologin har däremot sämre robusthet vid felpositionering, medan PS-topologin uppvisar bättre tolerans mot positioneringsfel [17]. Vidare kan PS- och PP-topologierna erbjuder en god stabilitet i strömleveransen, men detta sker på bekostnad av högre förluster vid felpositionering [17]. Utifrån detta kan SS-topologin anses vara mest lämpad för stationära laddsystem där god justering mellan spolarna kan säkerställas, medan SP tillkommer när det finns en viss felpositionering, PS och PP är mer lämpade för system där strömstabilitet prioriteras framför verkningsgrad [17].

## 1.2 Design av spolar för WPT

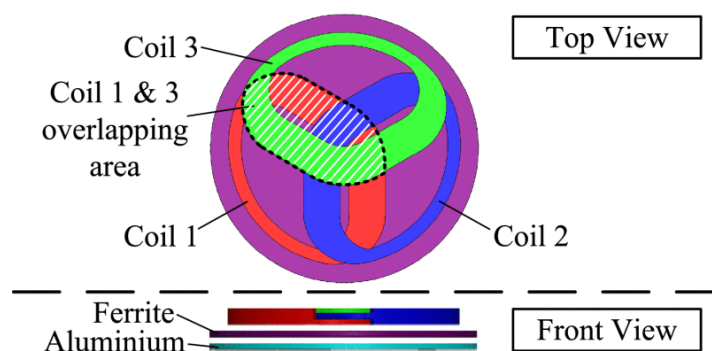
Den geometriska utformningen av sändarens och mottagarens spolar har stor påverkan på enhetens prestanda, då det inte bara påverkar kopplingen mellan spolarna utan även magnetfältsemissionen. Vanligen utgörs sändaren respektive mottagaren i ett WPT-system av en spole eller ett arrangemang av spolar, en platta av ferrit, och eventuellt magnetisk skärmning av exempelvis aluminium.

Tidiga konstruktioner använde antingen solenoidala spolar eller platta cirkulära spolar [19], av vilka cirkulära spolar har varit den vanligare varianten [15]. Nackdelen med platta cirkulära spolar är att de har väldigt begränsad räckvidd och är känsliga för felpositionering i sidled [15], medan solenoidala spolar generellt sett har bättre magnetisk koppling på bekostnad av att de genererar större läckflöde [19]. Det har noterats att denna avvägning mellan bättre kopplingsfaktor, vilket möjliggör högre effektöverföring, och reducerat läckfält, vilket krävs för att uppfylla säkerhetskraven för det omgivande magnetfältet, är en generell tendens som även gäller då magnetisk skärmning nära enheten introduceras [15].



Figur 1: Konstruktionen av Covic m.fl. [20] bestående av en aluminiumplatta, ferritstavar samt två spolar av olika polaritet (a) och den magnetiskt frikopplade varianten av detta (b), © 2011 IEEE.

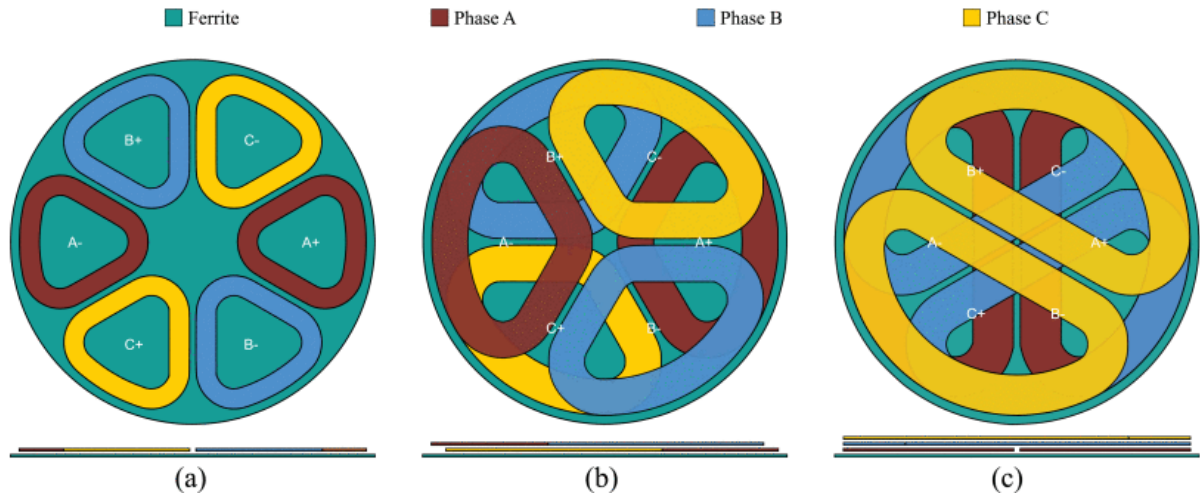
Ett konstruktionssätt som har blivit vanligt är att ha flera spolar med olika polariteter i sändare och/eller mottagare. Covic m.fl. testade år 2011 ett specialfall av sådan konstruktion, illustrerad i figur 1, där spolarna överlappade precis så att den induktiva kopplingen mellan dessa helt kanceleerades, vilket möjliggjorde helt frikopplad styrning av strömmen i spolarna [20]. Detta koncept utvecklades senare till en tripolär konstruktion, vilket illustreras i figur 2. Fördelen med denna konstruktion är enligt författarna att den skenbara effekt som krävs för att mata systemet skulle öka om det fanns någon ömsesidig induktans mellan sändarspolarna [21].



Figur 2: Konstruktion av Kim m.fl. [21] med tre magnetiskt frikopplade spolar, © 2017 IEEE.

Bipolära spolkonstruktioner, dock utan magnetisk frikoppling, har även undersökts för trefasig WPT. År 2020 utvecklade forskare på ORNL en metod för att bestämma kapacitanserna som krävs för att stämma godtyckliga flerfassystem till resonans, vilket är mer komplext än vid enfas-WPT på grund av den magnetiska koppling som finns mellan faserna [12]. I denna undersökning presenterade de även tre olika trefaskonstruktioner,

schematiskt illustrerade i figur 3. I dessa konstruktioner är varje spole uppdelad i två poler av platt lindade kablar på motstående sida av en cirkel, och polariteten skapas genom att de motstående polerna lindas i motsatta riktningar. Spolarna har sedan lagts i ett, två, eller tre lager beroende på om polerna upptar en cirkelsektor av 60, 120, eller 180 grader. 120-gradersdesignen i figur 3b, av författarna benämnd som “ $3\phi B$ ”, användes sedan för att konstruera en mottagare kapabel att ta upp 100 kW och en sändare kapabel att överföra 300 kW [22].



Figur 3: Schematisk bild av bipolärt lindade trefasiga spolkonstruktioner, bestående av ett lager (a), två lager (b), och tre lager (c). © 2020 IEEE.

Författarna utvärderade i samma studie även prestandan av en unipolär enfaskkonstruktion, en bipolär enfaskkonstruktion, en unipolär trefaskkonstruktion, samt de bipolära trefaskkonstruktionerna i figur 3b och 3c [12], alla med samma ytterradi. Bland annat utvärderades total överförd effekt, verkningsgrad och effekttäthet (överförd effekt per vikt enhet för modulen) under begränsningen att magnetfältet vid ett säkerhetsavstånd på 80 cm inte fick överstiga  $21,2 \mu\text{T}$ , samt att ferritplattan dimensionerades för att hålla den maximala B-fältstyrkan i ferriten under 200 mT [12].

För enfaskkonstruktionerna visades det att den unipolära konstruktionen uppnådde högst effekttäthet tack vare att den jämna fördelningen av magnetfältet tillät en tunn ferritplatta, medan den bipolära konstruktionen kunde överföra högre total effekt tack vare att detta konstruktionssätt minskade magnetfältsemissionen [12]. De bipolära trefaskkonstruktionerna uppvisade likt den unipolära enfaskkonstruktionen en jämn spatiell fördelning av magnetflödet, samtidigt som de kunde dra nytta av den emissionsreducerande effekten av den bipolära utformningen, vilket gav dessa system både hög effekttäthet och hög total överförd effekt: de uppnådde nästan samma effekttäthet och upp till tre gånger så hög effektnivå som den unipolära enfaskkonstruktionen [12].

En ytterligare aspekt som undersöktes var säkerhetsrisken av att ledande objekt kan finna sig ovanpå sändaren. Detta utvärderades av författarna genom att jämföra den maximala magnetfältstyrkan ovanför sändaren med den överförda effekten, och i denna jämförelse presterade de bipolära trefaskkonstruktionerna klart bättre än de övriga [12]. Sammantaget kan det sägas att bipolära trefaskkonstruktioner lämpar sig särskilt väl för högeffekts-WPT, sett till såväl säkerhetskrav och effekttäthet.

### 1.3 Syfte och avgränsningar

Syftet med denna studie är att genom simuleringar och beräkningar undersöka hur enskilda geometriska designparametrar påverkar uteffekt, verkningsgrad, effektförlust och magnetfältstyrka vid ett givet säkerhetsavstånd i ett trefasigt WPT-system med bipolär spolkonstruktion. Varje parameter varieras individuellt relativt en basmodell medan övriga parametrar hålls konstanta, och även en alternativ geometri för ferritplattorna simuleras. Målet är att identifiera principiella designkompromisser mellan hög effektoverföring, hög verkningsgrad och begränsad magnetfältsemission. För att säkerställa att denna analys inte påverkas väsentligt av andra elektriskt ledande föremål, simuleras även drift av basmodellen då ett mynt placerats ovanför sändaren. Detta kan sammanställas med följande frågeställningar:

1. Hur kan de undersökta designparametrarna justeras för att minska parasitresistansen i spolarna?
2. Hur kan de undersökta designparametrarna justeras för att förbättra den magnetiska kopplingen mellan sändare och mottagare?
3. Hur kan de undersökta designparametrarna justeras för att reducera magnetfältsemissionen vid säkerhetsavståndet?
4. Hur påverkas den högsta möjliga uteffekten av parasitresistansen, den magnetiska kopplingen och magnetfältsemissionen?
5. Hur bör WPT-enheten som helhet designas med avseende på designparametrarna, givet deras påverkan enligt punkterna 1-4? Vilka (om några) avvägningar behöver göras?
6. Hur påverkas systemets egenskaper av främmande föremål? Minskar effekt och verkningsgrad nämnvärt?

För kunna uppfylla syftet har följande avgränsningar valts:

- Analysen avgränsas strikt till den trådlösa energiöverföringen via det magnetiska fältet. Detta innebär att eventuella effektförluster i tillhörande kraftelektronik försummas.
- Mottagarens elektriska last modelleras som en ideal och rent resistiv komponent. Detta innebär att ingen hänsyn tas till reaktiva lastbeteenden som kan uppstå i ett verkligt system.
- Studien baseras uteslutande på tre teoretiska och statiska villkor: Maximalt tillåten magnetisk flödestäthet vid säkerhetsavståndet, ledarnas och kraftelektronikens strömtolerans och systemets gräns för effektförlusten. Dessa appliceras systematiskt för att studera hur de enskilt påverkar prestandan.
- Samtliga konstruktioner och utvärderas med den specifika lastresistans som ger högst uteffekt, förutsatt att gränsvillkoren ovan uppfylls.
- Studien omfattar enbart utvärdering av en specifik spolkonstruktion.

- Modellerna begränsas till kopparlindningarna och ferritplattan. Komponenter avsedda för magnetisk skärmning inkluderas inte i modellerna.
- Spolarnas induktanser och resistanser simuleras i programmet COMSOL Multiphysics med en förenklad spolgeometri, där lindningarna i respektive spole modelleras som en sammanklumpad homogen ledare. Detta görs för att reducera komplexiteten i simulationerna.
- Prestandan utvärderas uteslutande vid perfekt positionering mellan sändare och mottagare. Systemets känslighet för felpositionering i sidled behandlas inte i denna studie.
- Systemet studeras under ideala förhållanden: rent resistiv last, perfekt positionering och oberoende till kraftelektronikens dynamik, vilket innebär att jämförande av kompenstationstopologier inte har ett syfte. I de fall som kompenstation behöver införas används serie-serie kompenisering (SS-kompenisering)

## 2 Teori

### 2.1 Induktans

Den fundamentala förståelsen för hur trådlös kraftöverföring fungerar fysikaliskt grundar sig i ömsesidig induktans mellan två elektriska kretsar. När den ena kretsen matas med en ström  $I_1$  skapas ett magnetfält  $B_1$  som i sin tur ger upphov till ett magnetiskt flöde [23]. En del av det magnetiska flöde som skapas från krets 1 flödar genom ytan av krets 2 och ger i sin tur upphov till ett gemensamt flöde  $\Phi_{12}$  som ges av ytintegralen [23]

$$\Phi_{12} = \int_{S_2} \mathbf{B}_1 \cdot d\mathbf{s} \quad (1)$$

I ett linjärt medium där det antas vara konstant permeabilitet är flödet proportionellt mot strömmen i krets 1 [23]. Detta eftersom magnetfältet enligt Biot Savarts lag är proportionellt mot den ström som alstrar det enligt [23]

$$d\mathbf{B} = \frac{\mu_0 I d\mathbf{L} \times \mathbf{r}}{4\pi r^2} \quad (2)$$

Flödet som flyter genom krets 2 kan då uttryckas genom flödeslänknings ekvation (3)[23].

$$\lambda_{12} = N_2 \Phi_{12} \quad (3)$$

Här är  $\lambda_{12}$  flödeslänknings och  $N_2$  antal varv i krets 2. Den ömsesidiga induktansen  $M$  definieras då som [23]

$$M = \frac{\lambda_{12}}{I_1}. \quad (4)$$

Ömsesidig induktans kan därför ses som flödeslänknings i en krets per enhetsström i den andra kretsen och bestäms utifrån dess geometri, placering och permeabilitet [23].

Enligt Faradays lag skapar en förändring i magnetiskt flöde i en slinga upphov till en elektrisk spänning i slingan [23]. Så när strömmen i den första kretsen varierar med tiden förändras det magnetiska flödet genom den andra kretsen, vilket innebär att även flödeslänknings  $\lambda_{12}$  blir tidsberoende [23].

$$U_2 = -\frac{d\lambda_{12}}{dt}$$

Om  $M$  är konstant i ekvation (4) så gäller att [23]

$$\lambda_{12} = MI_1,$$

$$U_2 = -M \frac{dI_1}{dt}. \quad (5)$$

Med minustecknet i (5) uttrycks, enligt Lenz lag, att den inducerade spänningen motverkar förändringar i det magnetiska flöde som orsakar induktionen [23]. Således är den ömsesidiga induktansen ett mått på hur effektivt den tidsvarierande strömmen i krets 1 kan inducera en spänning i krets 2 [23].

## 2.2 Resonans

För att två elektriska kretsar ska kunna överföra energi trådlöst mellan varandra effektivt är resonans i kretsarna avgörande. Resonans är det som möjliggör en effektiv energiöverföring även fast kopplingsfaktorn är låg, det vill säga att även fast det finns ett luftgap mellan sändare och mottagarspolen kan energi färdas mellan dem. Detta medför även att dessa resonanssystem är mindre känsliga för avvikelser i positionering som sänker kopplingsfaktorn [24].

Resonans i kretsen uppnås när sändarens frekvens är samma som mottagarens, detta uppnås genom att placera in kapacitanser och induktanser i kretsarna och justera dess värden för att få den önskade frekvensen [25]. Detta medför att det endast är den aktiva effekten som överförs från primärsidan till sekundärsidan medan den reaktiva effekten stannar mellan induktansen och kapacitansen på respektive sida. För en krets med induktansen  $L$  i serie med kapacitansen  $C$  uppnås resonans vid frekvensen [26]

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (6)$$

Vid denna frekvens är den reaktiva reaktansen lika stor som den kapacitiva reaktansen vilket ger resultatet att de reaktiva komponenterna tar ut varandra [26].

## 2.3 AC-effekter

Vid drift av WPT-system så används växelström vid höga frekvenser för att skapa en så effektiv energiöverföring som möjligt. Vid dessa höga frekvenser uppstår elektromagnetiska effekter i ledare och dess omgivning vilket påverkar systemets prestanda. Dessa effekter leder till ökad parasitresistans i spolarna. Därför behandlas virvelströmmar, strömförträngning och närhetseffekt i det här avsnittet då de är centrala AC-effekter vid analys av WPT-system.

### 2.3.1 Virvelströmmar

Virvelström är elektrisk ström som induceras i en ledare till följd av ett tidsvarierande magnetfält för att motverka förändringen och är vinkelrät mot magnetfältet [27]. En faktor som påverkar storleken på de inducerade virvelströmmarna är materialets egenskaper, där en ledare med lägre resistans ger upphov till högre ström, följaktligen induceras mer virvelströmmar i en konduktor med låg resistans när den exponeras för ett tidsvarierande magnetfält [28].

Resistansen i ett material är proportionell mot dess resistivitet, vilken i sin tur är invers proportionell mot den elektriska ledningsförmåga [29]. En högre elektrisk ledningsförmåga medför således en lägre resistivitet, vilket leder till en lägre resistans

$$R = \rho \frac{L}{A} \quad (7)$$

$$\sigma = \frac{1}{\rho} \quad (8)$$

där  $\rho$  är resistiviteten,  $\sigma$  är elektriska ledningsförmåga,  $A$  är tvärsnittarea och  $L$  är ledningslängd [29].

Material med hög elektrisk ledningsförmåga genererar starkare virvelströmmar nära materialets yta jämfört med material med lägre konduktivitet [27]. Virvelströmmarna

ger dessutom upphov till ett sekundärt magnetfält som motverkar det ursprungliga magnetfältet, vilket är starkast med hög konduktiv material och kan därför användas som avskärmningsmaterial [27]. Däremot kommer virvelströmmarna att dö ut snabbare för ett material med hög konduktivitet jämfört med material med låg konduktivitet [27].

### 2.3.2 Strömförträngningseffekten

När en tidsvarierande ström går genom en cirkulär ledare uppstår ett internt magnetiskt fält [28]. Detta fält är starkast vid ledarens yta och avtar exponentiellt ju längre in i materialet det kommer [28]. På grund av det varierande magnetfältet induceras dessutom virvelströmmar som cirkulerar runt fältlinjerna nära ytan. Dessa virvelströmmar gör att strömtätheten blir högre vid ytan än i ledarens inre [28].

Den tjocklek hos ett ledande material där det interna magnetiska fältet har dämpats till ungefär  $1/e$ , vilket motsvarar cirka 37% av sitt värde vid ytan kallas skinndjupet [30][28]. Det anger alltså hur djupt ett växlande magnetfält kan tränga in innan virvelströmmar och resistiva förluster gör att fältet avtar kraftigt [28]. Det ges av

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma}} \quad (9)$$

Där  $\delta$  är skinndjupet,  $\mu$  är materialets permeabilitet,  $\omega$  är vinkelfrekvensen och  $\sigma$  är elektriska ledningsförmåga [30][28].

Eftersom skinndjupet avtar med högre frekvens, minskar den effektiva area som strömmen flyter igenom. Detta medför att ledarens resistans ökar med frekvensen, då strömmen i allt större utsträckning begränsas till ett tunt skikt nära ytan [28].

För att minska förluster orsakade av skinneffekt kan Litz-tråd används, där många tunna isolerade ledare tvinnas tillsammans [31]. Eftersom varje tråd har liten diameter kan strömmen fördelas jämnare och utnyttja en större del av den totala ledarytan, i stället för att koncentreras vid ytan [31]. Detta minskar den effektiva resistansen vid höga frekvenser och därmed förlusterna [31].

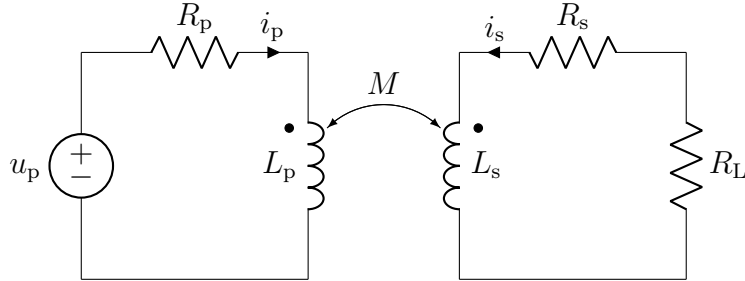
### 2.3.3 Närhetseffekten (Proximity effect)

En växelström som går genom två parallella ledaren med liten avstånd ifrån varandra kan påverka varandra med närhetseffekten [28]. När en växelström leds genom en elektrisk ledare uppstår ett elektromagnetisk kraft. Detta varierande magnetfält inducerar elektriska fält i den intilliggande ledaren enligt Faradays lag vilket ger upphov till virvelströmmar som förändrar strömtäthetsfördelningen i ledaren [28]. På grund av närhetseffekten omfördelas strömmen i ledaren till områden där den inducerade magnetiska påverkan är mindre, vilket leder till ojämn strömtäthet över tvärsnittet och leder till ökad AC-resistans [28]. Strömtätheten påverkas även av strömriktningen i de närliggande ledarna, vilket kan leda till att strömmen koncentreras till specifika delar av ledarens tvärsnitt [28]. Detta fenomen blir särskilt betydande vid höga frekvenser eftersom magnetfältets variation ökar med frekvensen då det induceras starkare virvelströmmar i närliggande ledare, vilket förstärker närhetseffekten och därmed ökar AC-resistansen och effektförlusterna [28].

## 2.4 Kretsmodell av ett enfasigt WPT-system

Den grundläggande strukturen för ett enfas WPT system är två magnetiskt kopplade lindningar [32]. När primärsidan blir matad med en ström som genom ömsesidig induktans

inducerar en spänning i sekundären [32]. En kretsmodell för det här fenomenet kan beskrivas med kretsschemat i figur 4 [32]. I kretsmodellen är  $R_p$  och  $R_s$  resistansen i primär och sekundärspolen och  $L_p$ ,  $L_s$  självinduktanserna och  $M$  den ömsesidiga induktansen [32].  $R_L$  är i denna kretsmodell lastresistansen och representerar den komponent som nyttjar den överförda energin.



Figur 4: Kretsschema för ett enfas-WPT-system.

Med Kirchhoffs spänningslag fås i frekvensplanet ekvationerna [32]

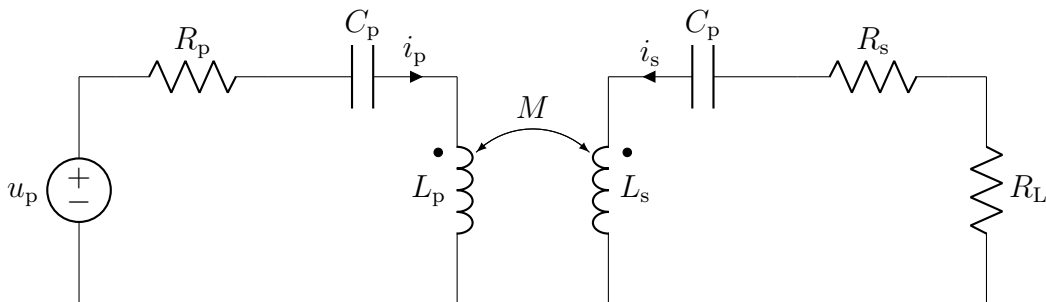
$$(R_p + j\omega L_p)\mathbf{I}_p + j\omega M\mathbf{I}_s = \mathbf{U}_p, \quad (10)$$

$$j\omega M\mathbf{I}_p + (R_s + R_L + j\omega L_s)\mathbf{I}_s = 0, \quad (11)$$

under förutsättningen att matningsspänningen  $u_p$  är sinusformad med frekvensen  $\omega$ . Relationen mellan strömmarna blir således [32]:

$$\mathbf{I}_s = \frac{-j\omega M\mathbf{I}_p}{R_s + R_L + j\omega L_s}. \quad (12)$$

Utifrån denna relationen mellan strömmarna är  $I_s$  en skalad version av  $I_p$  [32]. Eftersom den inducerade spänningen på sekundärsidan består av impedansen ur ekvationen nämnare är den del som påverkar spänningen mest den reaktiva impedansen  $j\omega L_s$  [32]. Det här möjliggör för kompensering i kretsen genom resonans [32]. Denna kompensering görs även på primärsidan för att minska reaktansen. Tillsammans bidrar kompenseringen till systemets överföringskapacitet. Metoder för att kompensera reaktansen involverar serie-serie (SS), serie-parallell (SP), parallell-serie (PS) och parallell-parallell (PP) -kompensering [32]. I figur 5 illustreras en serie-seriekompensering där teorin har sitt fokus vidare.



Figur 5: Kretsschema för ett S/S-kompenserat enfas-WPT-system.

Här har två kapacitanser seriekopplats för att ge önskad kompensering enligt ekvationen [32]:

$$\omega L_s = \frac{1}{\omega C_s} \quad (13)$$

Vid resonans kompenseras den reaktiva termen på grund av resonans och den reflekterande impedansen blir rent resistiv [32]. Denna impedans har sin påverkan på hur mycket effekt som överförs och har en direkt påverkan på verkningsgraden av systemet.

Vid fullständig kompensering där antagandet är grundat i att både primären och sekundären har samma frekvens som systemet i samband med att man försummar parasitresistanser blir den inducerade spänningen i sekundären [32]

$$\mathbf{U}_s = j\omega M \mathbf{I}_p \quad (14)$$

och sekundärströmmen blir därav fördröjd med  $90^\circ$  jämfört med primärströmmen [32]:

$$\mathbf{I}_s = \frac{-j\omega M \mathbf{I}_p}{R_s + R_L}. \quad (15)$$

Efter beskrivningen hur spänning samt ström studeras i denna typ av system bör man även analysera hur effektivt energi överförs från primären till sekundären. Verkningsgraden fås fram genom förhållandet [32]

$$\eta = \frac{P_{\text{out}}}{P_{\text{in}}}, \quad (16)$$

där uteffekten kan skrivas [32]

$$P_{\text{out}} = |\mathbf{I}_s|^2 R_L. \quad (17)$$

Det finns en grundläggande motsättning mellan att optimera lastresistansen för verkningsgrad och att optimera den för uteffekt: vid en begränsad matningsspänning kan ett WPT-system optimerat för uteffekt inte ha högre än 50 % verkningsgrad [2]. För det här systemet kan lastresistansen som maximerar verkningsgraden uttryckas som [32]

$$R_{L\_OPT\_η} = R_s \sqrt{1 + \frac{(\omega M)^2}{R_p R_s}} \quad (18)$$

och lastresistansen som maximerar uteffekten under konstant matningsspänning blir [32]

$$R_{L\_OPT\_P} = R_s \left( 1 + \frac{(\omega M)^2}{R_p R_s} \right). \quad (19)$$

Vidare finns även en kopplingsfaktor  $k$  som beskriver förhållandet kring hur starkt de två spolarna är magnetiskt kopplade till varandra [32]. Den är definierad som

$$k = \frac{M}{\sqrt{L_p L_s}}. \quad (20)$$

Värdet på  $k$  ligger mellan 0 och 1 och har en direkt koppling till uteffekten [32].

## 2.5 Ferromagnetiska material

I simuleringar med icke-linjära magnetiska material är hysteres kurvan, även känt som B-H kurva, det som ger upphov till permeabiliteten  $\mu = \frac{B}{H}$ . B-H kurvan beskriver relationen mellan  $B$ , magnetisk flödestäthet, och  $H$ , magnetiskt fält. Den differentiella permeabiliteten  $\mu_D = \frac{dB}{dH}$  beskriver lutningen hos en punkt i B-H kurvan, och är användbar för linjärisering av B-H kurvan, samt vid magnetisk mätnad avtar  $\mu_D$  till permeabiliteten av vakuum  $\mu_0$ . Problemet med insamling av numeriska data värden av B-H kurvan är att det kan innehålla brus och mätfel vilket kan orsaka instabila  $\mu_D$  värden, vilket kan orsaka långa simuleringstider eller simuleringar som ej konvergerar [33].

För att underlätta modelleringen av icke-linjära magnetiska material i COMSOL, kan man undvika att modellera hela hysteres kurvan genom att istället använda en magnetiseringskurva i första kvadranten. För frekvensdomän studier i COMSOL används effektiva B-H kurvor, där den icke-linjära permeabiliteten av det magnetiska materialet approximeras över en period hos en drivande sinusformad signalkällan. Detta gör att övertoner ej tas hänsyn till vid studier i frekvensdomänen [34].

## 2.6 Analys WPT-system som magnetiska kretsar

I en magnetisk krets kan det magnetiska flödet beskrivas utifrån Ampères lag [23]. För en magnetisk krets med ferrit och luft blir det magnetiska flödet således

$$\Phi = \frac{NI}{\mathcal{R}_{\text{luft}} + \mathcal{R}_{\text{ferrit}}} \quad (21)$$

där nämnaren motsvarar den totala reluktansen i kretsen [23]. Reluktans är det motstånd som ett material utgör mot det magnetiska flödet, och kan likställas med resistansen i en vanlig elektrisk krets [23]. Reluktansen för ett likformigt flöde kan uttryckas som

$$\mathcal{R} = \frac{l}{\mu_0 \mu_r S} \quad (22)$$

där  $l$  är banans medellängd,  $S$  är tvärsnittsarean och  $\mu_r$  är materialets relativa permeabilitet [23]. Produkten  $NI$  motsvarar den magnetomotoriska kraften [23]. Ur (21) kan man betrakta de magnetiska magnetiska banorna som parallella grenar där magnetmotoriska kraften är densamma för båda grenarna, vilket kan uttryckas med ekvationerna [23]

$$\Phi_{\text{luft}} = \frac{\mathcal{F}}{\mathcal{R}_{\text{luft}}}, \quad (23)$$

$$\Phi_{\text{ferrit}} = \frac{\mathcal{F}}{\mathcal{R}_{\text{ferrit}}}. \quad (24)$$

Ur (22) kan förhållandet mellan reluktanserna i de olika medierna beskrivas som

$$\frac{\mathcal{R}_{\text{luft}}}{\mathcal{R}_{\text{ferrit}}} = \frac{\mu_{r,\text{ferrit}}}{\mu_{r,\text{luft}}} \approx \mu_{r,\text{ferrit}}. \quad (25)$$

Hur fördelningen mellan det magnetiska flöde i luften och det magnetiska flöde i ferriten beter sig hittas kan beskrivas genom kvoten av ekvation (23) och ekvation (24):

$$\frac{\Phi_{\text{ferrit}}}{\Phi_{\text{luft}}} = \frac{\left(\frac{\mathcal{F}}{\mathcal{R}_{\text{ferrit}}}\right)}{\left(\frac{\mathcal{F}}{\mathcal{R}_{\text{luft}}}\right)} = \frac{\mathcal{R}_{\text{luft}}}{\mathcal{R}_{\text{ferrit}}}. \quad (26)$$

Ekvation (26) kan således kombineras genom substitution av ekvation (25) för att få fram ett förenklat förhållande:

$$\frac{\Phi_{\text{ferrit}}}{\Phi_{\text{luft}}} = \frac{\mathcal{R}_{\text{luft}}}{\left(\frac{\mathcal{R}_{\text{luft}}}{\mu_{r,\text{ferrit}}}\right)} = \mu_{r,\text{ferrit}}, \quad (27)$$

vilket ger proportionaliteten

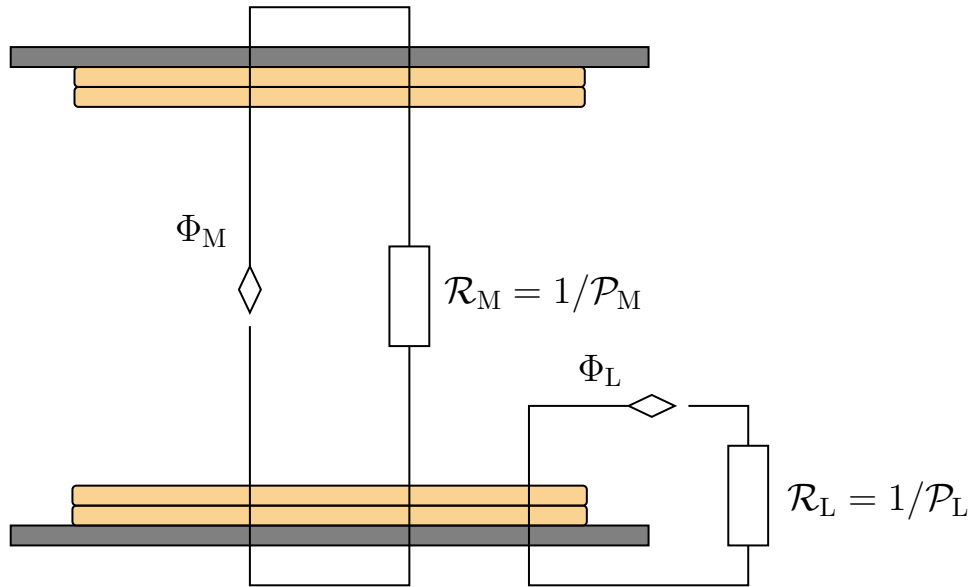
$$\Phi_{\text{ferrit}} = \mu_{r,\text{ferrit}} \Phi_{\text{luft}}. \quad (28)$$

Då ferrit har högre permabilitet än luft betyder det här att reluktansen i ferriten är lägre och det magnetiska flödet kommer i stort sett gå genom ferriten.

För att kunna göra en analys av hur magnetflödet ser ut omkring WPT-modulen används i den här rapporten en förenklad analys av systemet som en magnetisk krets. I denna analys antas sändaren generera det totala flödet  $\Phi_{\text{tot}}$  som kan delas upp i två flöden:  $\Phi_M$ , det gemensamma flödet som går genom både sändare och mottagare, och  $\Phi_L$ , ett "läckflöde" som endast går genom sändaren. För båda dessa banor finns en reluktans, samt dess invers vilket är permeansen [35].

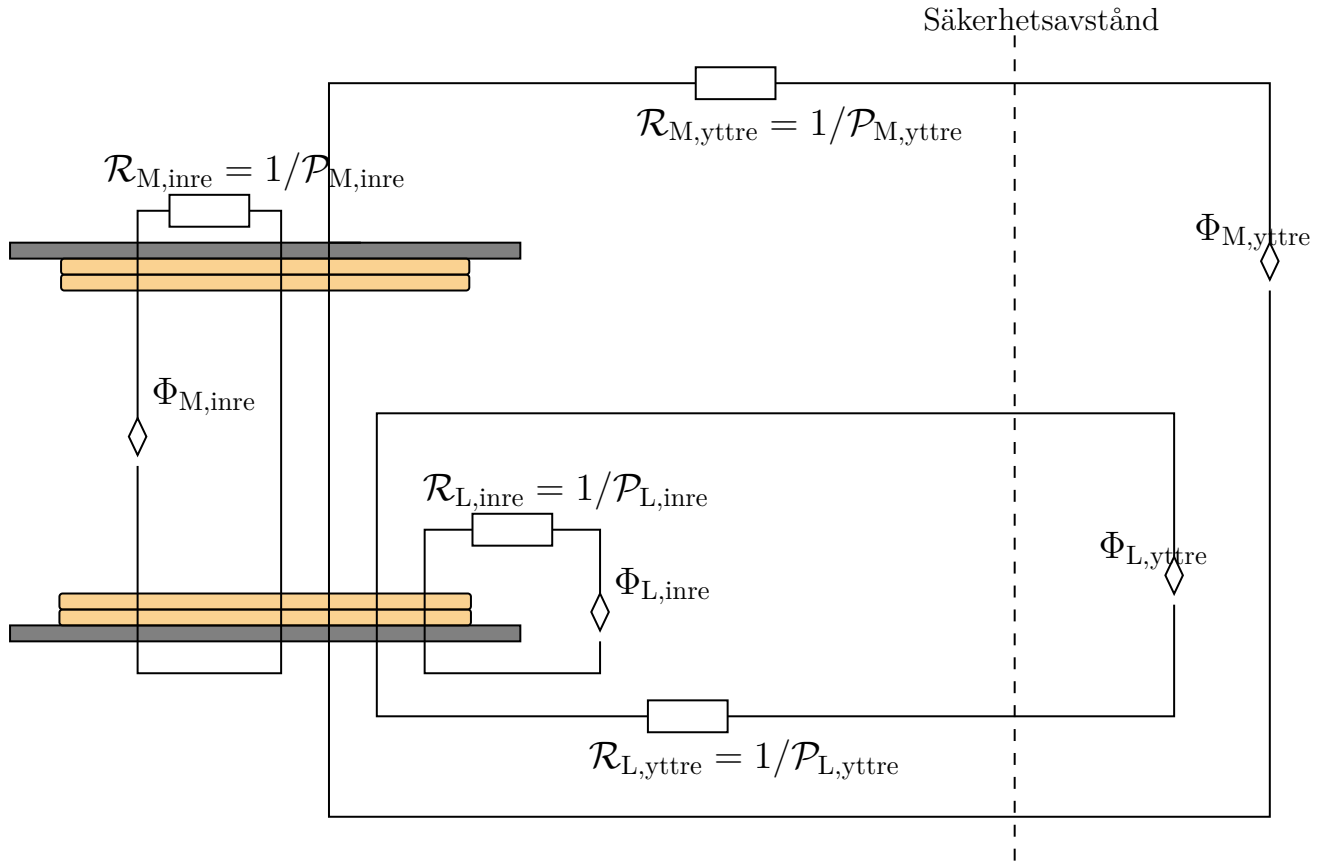
$$\mathcal{P} = \frac{1}{\mathcal{R}} \quad (29)$$

Dessa flödesbanor visas schematiskt i figur 6.



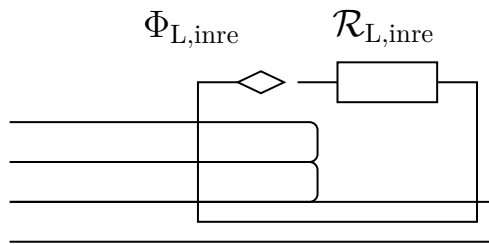
Figur 6: regularreluktans

Det gemensamma flödet  $\Phi_M$  kan i sin tur delas upp i två delflöden: ett inre flöde  $\Phi_{M,\text{inre}}$  som går innanför säkerhetsavståndet, och ett yttre flöde  $\Phi_{M,\text{yttre}}$  som går utanför. På samma sätt kan  $\Phi_L$  delas in  $\Phi_{L,\text{inre}}$  och  $\Phi_{L,\text{yttre}}$ . Återigen associeras en reluktans och permeans med vart och ett av dessa flöden, vilket illustreras i figur 7.



Figur 7: Caption

Ekvation (28) visar att flödet till största del kommer att gå i flödesbanor med kortare väg genom luften och längre väg genom ferriten, men detta fenomen har utelämnats från figur 6 och 7 för att göra illustrationerna enklare att tyda. I figur 8 visas en förenklad flödesbana för  $\Phi_{L,inre}$  som tar hänsyn till detta.



Figur 8: Caption

Med hjälp av flödena i figur 7 kan vi även definiera det totala yttre flödet

$$\Phi_{yttre} = \Phi_{M,yttre} + \Phi_{L,yttre}, \quad (30)$$

samt den totala inre permeansen

$$\mathcal{P}_{inre} = \mathcal{P}_{M,inre} + \mathcal{P}_{L,inre}, \quad (31)$$

och den totala yttre permeansen

$$\mathcal{P}_{yttre} = \mathcal{P}_{M,yttre} + \mathcal{P}_{L,yttre} \quad (32)$$

Med “flödesgrening”, analogt med strömgrening i en elektrisk krets, fås sambandet

$$\Phi_M = \Phi_{\text{tot}} \frac{\mathcal{P}_M}{\mathcal{P}_L + \mathcal{P}_M} = \Phi_{\text{tot}} \frac{\mathcal{P}_{M,\text{inre}} + \mathcal{P}_{M,\text{yttre}}}{\mathcal{P}_{L,\text{inre}} + \mathcal{P}_{L,\text{yttre}} + \mathcal{P}_{M,\text{inre}} + \mathcal{P}_{M,\text{yttre}}} \quad (33)$$

och

$$\Phi_{\text{yttre}} = \Phi_{\text{tot}} \frac{\mathcal{P}_{\text{yttre}}}{\mathcal{P}_{\text{inre}} + \mathcal{P}_{\text{yttre}}} = \Phi_{\text{tot}} \frac{\mathcal{P}_{M,\text{yttre}} + \mathcal{P}_{L,\text{yttre}}}{\mathcal{P}_{M,\text{inre}} + \mathcal{P}_{L,\text{inre}} + \mathcal{P}_{M,\text{yttre}} + \mathcal{P}_{L,\text{yttre}}}, \quad (34)$$

Denna förenklade analys kan alltså ge insikter om hur geometrin i en WPT-modul påverkar prestandan. Om designparametrar som sänker  $\mathcal{P}_L$  eller höjer  $\mathcal{P}_M$  kan identifieras, så kan den magnetiska kopplingen förstärkas, och på samma sätt kan magnetfältsemissionen vid säkerhetsavståndet minskas genom att sänka  $\mathcal{P}_{\text{yttre}}$  eller öka  $\mathcal{P}_{\text{inre}}$ .

### 3 Metod

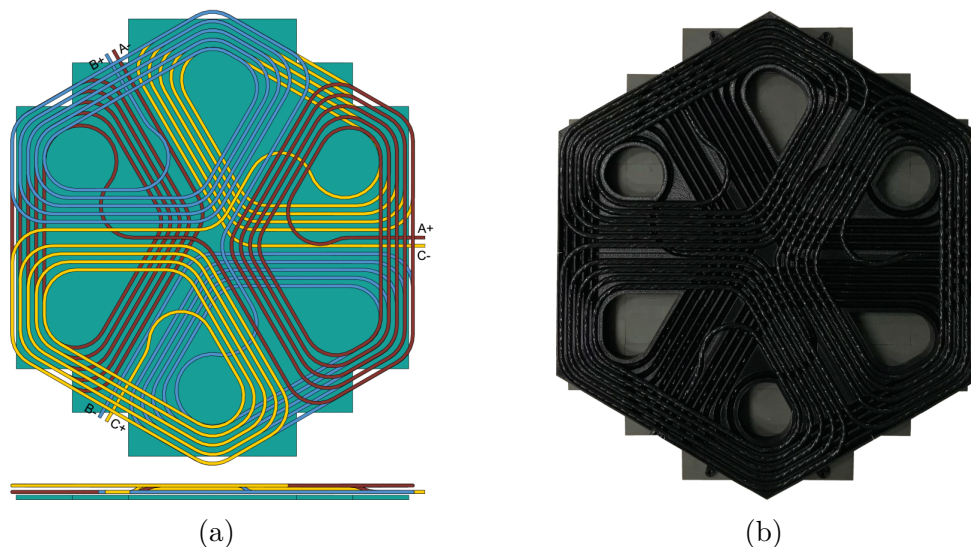
De analyser som gjordes i denna undersökning kan sammanfattas med följande delmoment:

1. Design av en “basmodell” som konstruerades utifrån ett antal designparametrar. Syftet med detta var att enkelt kunna variera parametrarnas värden och sedan analysera deras inverkan på systemets egenskaper.
2. Utveckling av analytiska beräkningsmetoder för att kunna optimera lastresistansen för maximal uteffekt i trefasiga WPT-system. Detta gjordes med antagandet att alla strömmar begränsades till någon amplitud, och att WPT-systemet var helt symmetriskt. En validering av dessa beräkningsmetoder ges i bilaga B.
3. Simulering av olika variationer av basmodellen och jämförelse av dessa vid optimal drift (maximal uteffekt). Detta gjordes för tre driftfall som representerade olika (indirekta) begränsningar av strömamplituden: magnetfältsbegränsning, (direkt) strömbegränsning, och effektförlustsbegränsning.

En fullständig beskrivning av hur modellerna implementerades i simuleringsprogrammet COMSOL Multiphysics för delmoment 3 och valideringen av delmoment 2 ges i bilaga A.

#### 3.1 Design av basmodell

Som utgångspunkt för utformningen av basmodellen valdes “ $3\phi B$ ”-konstruktionen av Pries m.fl. [12] som beskrevs i avsnitt 1.2. Figur 9 visar den mer detaljerade simuleringsmodellen och prototypen som gjordes av den modellen i undersökningen [12].

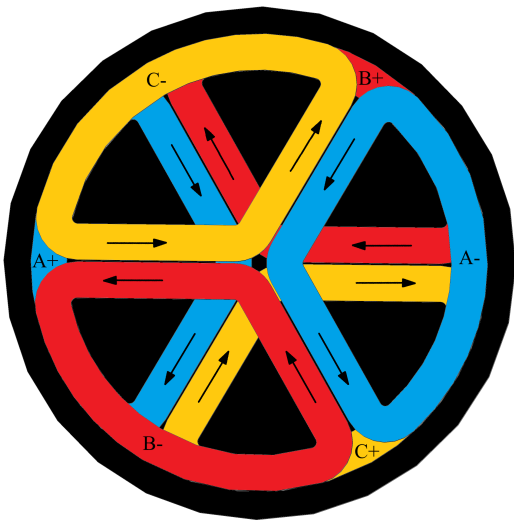


Figur 9: Simuleringsgeometri (a) och prototyp (b) av  $3\phi B$ -modellen. Copyright © 2020 IEEE.

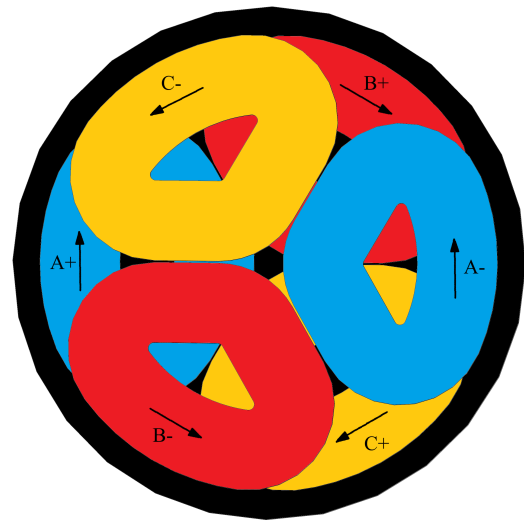
I figur 9a ses hur varje spole är lindad som två poler, varav den ena ligger i det övre lagret och är lindad medurs från + till –, medan den andra, i det nedre lagret, är lindad moturs. Det framgår även att konstruktionen är helt rotationssymmetrisk med  $120^\circ$ , vilket medför att systemet ser identiskt ut för varje fas. Däremot kan det uppkomma asymmetrier på

grund av hur kablarna dras fram till modulen, vilket inte visas i figuren. Den tillverkade prototypen i figur 9b var som minst 47 cm och som mest 54,4 cm bred tvärsöver [12].

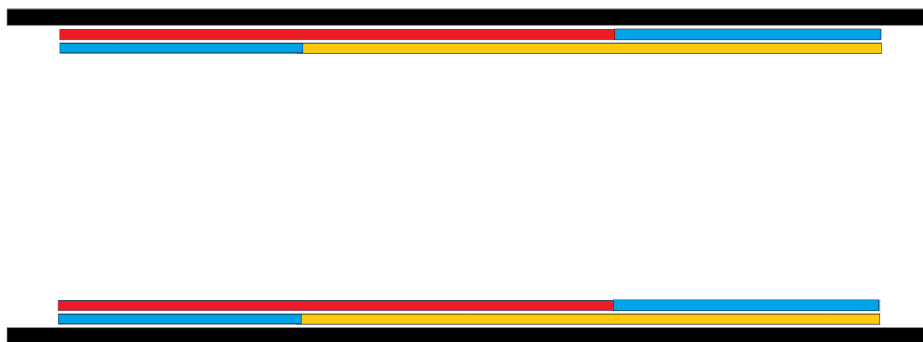
För att förankra denna undersökning i ett verkligt exempel och även möjliggöra jämförelse med undersökningen av Pries m.fl. [12] valdes samma frekvens (85 kHz), samma säkerhetskrav för magnetfältet (maximalt  $21,2 \mu\text{T}$  vid 80 cm från modulens centrum) och samma typ av kabel (litzkabel med *wire gauge* AWG 6 och *strand gauge* AWG 38) för alla modeller som analyserades. För basmodellen valdes även samma ferritmaterial (3C94 av tillverkaren Ferroxcube), samma avstånd mellan sändare och mottagare (15 cm), och samma antal lindningsvarv ( $N = 5$ ). Figur 10a och 10c visar den geometriska konstruktionen av denna basmodell i COMSOL Multiphysics.



(a) Basmodellens utformning, sedd ovanifrån. Pilarna visar riktning för strömmarna.



(b) Utformningen av modellen med det bredaste spoltvärsnittet som simulerades, sedd ovanifrån. Pilarna visar referensriktning för strömmarna.



(c) Sändare och mottagare i basmodellen sedd från sidan

Figur 10: Förenklad geometrisk överblick av de bipolära trefasmodellerna

Vår konstruktion skilde sig dock från Pries m.fl. i några avseenden. För det första implementerades varje spole som en så kallad *Homogenized conductor* i COMSOL. Därför

hade polerna formen av en sluten slinga med ett konstant tvärsnitt, precis som de schematiska bilderna i figur 3. En konsekvens av detta är att när lindningsbredden ökades, antingen på grund av ökat antal lindningsvarv eller ökad separation mellan lindningarna, så behövde den yttre böjradien ökas, som i figur 10b, för att den inre böjradien skulle bli alltför snäv. Detta kan jämföras med figur 9a, där böjradien är densamma för innersta och yttersta lindningsvarvet. Dessutom innebar detta att vår konstruktion blev cirkelformig istället för hexagonal, vilket gjorde det svårt att välja exakt motsvarande mått för den totala storleken. I basmodellen sattes spolarnas ytterdiameter till 50 cm och ferritplattans diameter sattes till 56 cm, vilket är något större än ferritplattan i konstruktionen av Pries m.fl. [12].

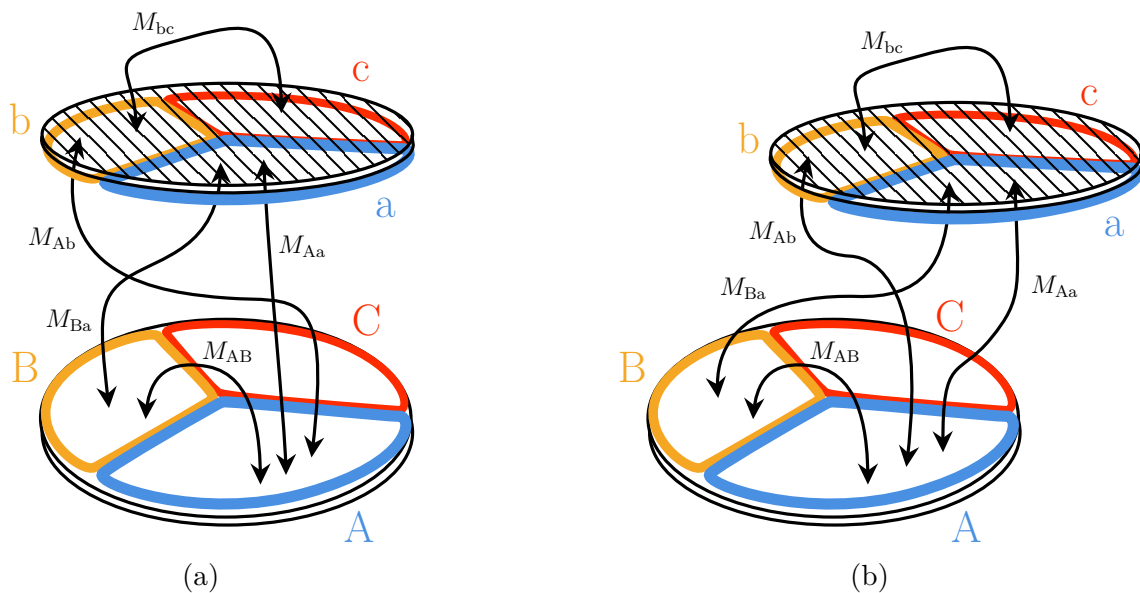
Ytterligare skillnader var att kabelns diameter bestämdes till 6,3 mm, vilket hämtades från datablad av tillverkaren New England Wire [36], istället för 7,4 mm [12], och att separationen mellan kablarna i basmodellen sattes till 2 mm istället för 1,8 mm [12]. Även ferritplattans tjocklek skilde sig; i basmodellen sattes den till 10 mm, till skillnad från 3 $\phi$ B-konstruktionen av Pries m.fl. där den hade justerats till 6,32 mm för att hålla B-fältstyrkan under 200 mT i ferriten [12]. Dessa skillnader är dock av mindre betydelse, eftersom både kabelseparationen och ferrittjocklek var designparametrar som undersöktes.

## 3.2 Metoder för analytiska beräkningar

För att förenkla analytiska beräkningar utvecklades först ett ekvivalent enfasschema för symmetriska trefas-WPT-system. Sedan, för att kunna jämföra olika WPT-system, härleddes uttryck för de lastresistanser som ger högst uteffekt respektive verkningsgrad givet en viss maximal ström, vilket i sin tur möjliggjorde beräkning av uteffekt, effektförlust, och verkningsgrad. För att verifiera resonemangen i detta kapitel utfördes simuleringar i COMSOL som jämfördes med analytiskt beräknade värden. Dessa undersökningar redovisas i bilaga B.

### 3.2.1 Ekvivalent enfasschema

Från och med detta avsnitt betecknas sändarens faser med versaler: A, B, och C, och mottagarens faser med gemener: a, b, och c. Därför, precis som en ömsesidig induktans mellan en spole med index  $i$  och en spole med index  $j$  vanligen betecknas  $M_{ij}$ , betecknas här den ömsesidiga induktansen mellan spole A och spole B som  $M_{AB}$ , den mellan spole A och b som  $M_{Ab}$ , och så vidare, vilket illustreras principiellt i figur 11.



Figur 11: Principskiss över ömsesidiga induktanser vid korrekt positionering (a) och fel-positionering (b)

På grund av rotationssymmetrin i sändaren blir dess inbördes ömsesidiga induktanser identiska, det vill säga att

$$M_{AB} = M_{BC} = M_{AC}, \quad (35)$$

och eftersom mottagaren och sändaren är identiska kan detta utökas till att gälla samtliga inbördes ömsesidiga induktanser:

$$M_{AB} = M_{BC} = M_{AC} = M_{ab} = M_{bc} = M_{ac}. \quad (36)$$

Om mottagaren dessutom är positionerad rakt ovanför sändaren, som i figur 11a, fås även sambanden

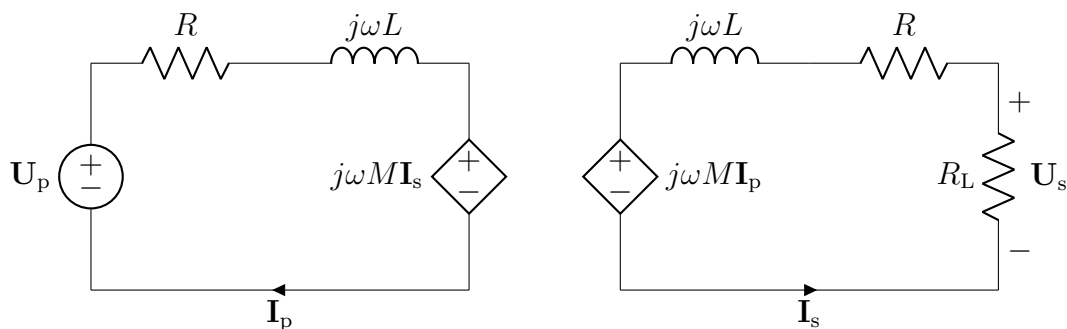
$$M_{Aa} = M_{Bb} = M_{Cc} \quad (37)$$

och

$$M_{Ab} = M_{Ac} = M_{Ba} = M_{Bc} = M_{Ca} = M_{Cb}. \quad (38)$$

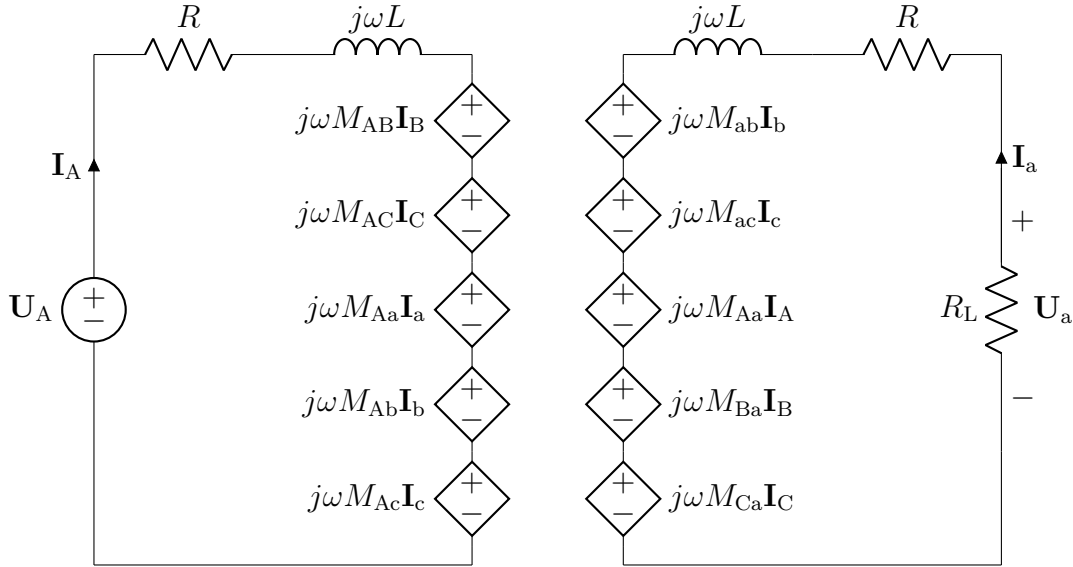
Vidare, då alla spolar är identiska, kan alla deras självinduktanser betecknas  $L$ .

Med dessa samband kan ett kretsschemat för det trefasiga systemet börja förenklas. Som utgångspunkt används schemat i figur 12 som är anpassat från det i figur 4, och där den magnetiska kopplingen är representerad med strömberoende spänningskällor.



Figur 12: Schema för ett enfas-WPT-system i frekvensplanet

På liknande sätt kan ett kretsschema för ett trefasigt WPT-system byggas upp. Genom superposition kan induktionsbidragen till varje enskild fas från de andra spolarna i systemet representeras med seriekopplade strömberoende spänningskällor. Figur 13 visar detta kretsschema för fas A i sändaren och fas a i mottagaren.



Figur 13: Schema för en av faserna i trefas-WPT

Spänningen över fas A kan med Kirchhoffs spänningslag skrivas som

$$\mathbf{U}_A = R\mathbf{I}_A + j\omega(L\mathbf{I}_A + M_{AB}\mathbf{I}_B + M_{AC}\mathbf{I}_C + M_{Aa}\mathbf{I}_a + M_{Ab}\mathbf{I}_b + M_{Ac}\mathbf{I}_c) \quad (39)$$

vilket med (35) och (38) ger

$$\mathbf{U}_A = R\mathbf{I}_A + j\omega(L\mathbf{I}_A + M_{AB}(\mathbf{I}_B + \mathbf{I}_C) + M_{Aa}\mathbf{I}_a + M_{Ab}(\mathbf{I}_b + \mathbf{I}_c)). \quad (40)$$

Vid symmetrisk trefas gäller sambanden

$$\mathbf{I}_A + \mathbf{I}_B + \mathbf{I}_C = 0 \quad \Rightarrow \quad \mathbf{I}_B + \mathbf{I}_C = -\mathbf{I}_A, \quad (41)$$

$$\mathbf{I}_a + \mathbf{I}_b + \mathbf{I}_c = 0 \quad \Rightarrow \quad \mathbf{I}_b + \mathbf{I}_c = -\mathbf{I}_a, \quad (42)$$

och (40) kan därför skrivas om som

$$\mathbf{U}_A = R\mathbf{I}_A + j\omega(L - M_{AB})\mathbf{I}_A + j\omega(M_{Aa} - M_{Ab})\mathbf{I}_a. \quad (43)$$

Vi definierar den ekvivalenta självinduktansen  $L' = L - M_{AB}$  och får då

$$\mathbf{U}_A = R\mathbf{I}_A + j\omega L'\mathbf{I}_A + j\omega M'\mathbf{I}_a. \quad (44)$$

På sekundärsidan fås spänningen över lastresistansen

$$\mathbf{U}_a = R\mathbf{I}_a + j\omega(L\mathbf{I}_a + M_{ab}\mathbf{I}_b + M_{ac}\mathbf{I}_c + M_{Aa}\mathbf{I}_A + M_{Ba}\mathbf{I}_B + M_{Ca}\mathbf{I}_C), \quad (45)$$

vilket med (36) och (38) först kan skrivas om som

$$\mathbf{U}_L = R\mathbf{I}_a + j\omega(L\mathbf{I}_a + M_{AB}(\mathbf{I}_b + \mathbf{I}_c) + M_{Aa}\mathbf{I}_A + M_{Ab}(\mathbf{I}_B + \mathbf{I}_C)) \quad (46)$$

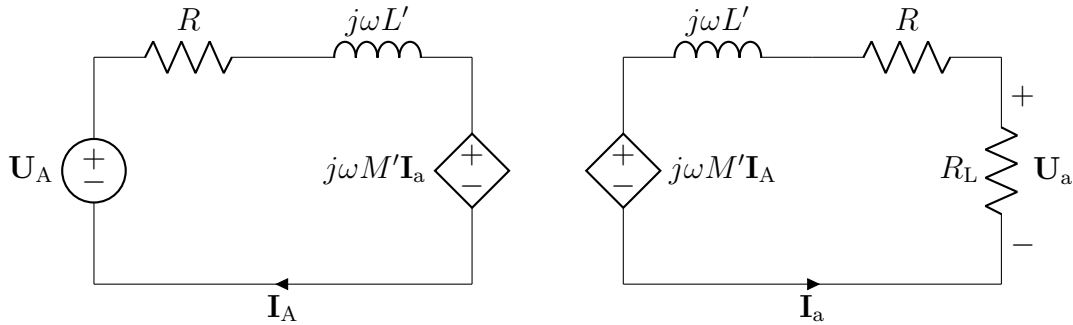
och sedan med (41) och (42) som

$$\mathbf{U}_L = R\mathbf{I}_a + j\omega(L - M_{AB})\mathbf{I}_a + j\omega(M_{Aa} - M_{Ab})\mathbf{I}_A. \quad (47)$$

Vi definierar den ekvivalenta ömsesidiga induktansen  $M' = M_{Aa} - M_{Ab}$  och får då

$$\mathbf{U}_L = R\mathbf{I}_a + j\omega L'\mathbf{I}_a + j\omega M'\mathbf{I}_A. \quad (48)$$

Ur (44) och (48) framgår det att det trefasschemat i figur 13 kan förenklas till det ekvivalenta schemat i 14, som till sin struktur är helt identiskt med det vanliga enfasschemat. Detta innebär att de samband för enfaskretsen som beskrevs i avsnitt 2.4 i teorin kan användas för varje fas i den symmetriska trefaskretsen.



Figur 14: Ekvivalent enfasschema för trefas-WPT

Om primärströmmarna sätts till det ideala trefasförhållandet med 0, 120 respektive 240 graders färförskjutning, vilket ger nollsumman av dessa strömmar (41), och alla sekundärströmmar till 0, kan den ekvivalenta självinduktansen utvärderas enligt

$$L' = \text{Im} \left\{ \frac{\mathbf{U}_A}{\omega \mathbf{I}_A} \right\}, \quad (49)$$

den ömsesidiga induktansen enligt

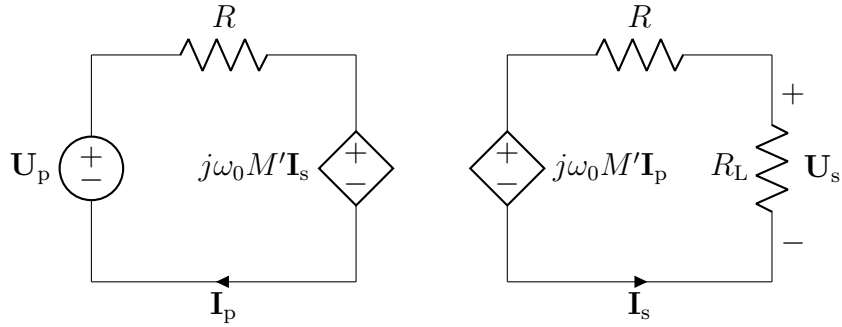
$$M' = \text{Im} \left\{ \frac{\mathbf{U}_a}{\omega \mathbf{I}_A} \right\}, \quad (50)$$

och parasitresistansen  $R$  enligt

$$R = \text{Re} \left\{ \frac{\mathbf{U}_A}{\mathbf{I}_A} \right\}. \quad (51)$$

### 3.2.2 Optimering för maximal uteffekt

Med antagandet att WPT-systemet är symmetriskt fås ett ekvivalent enfasschema, som vid resonans kan förenklas ytterligare till schemat i figur 15. Eftersom schemat ser identiskt ut oavsett fas, används i detta avsnitt beteckningarna  $\mathbf{I}_p$  för primärström och  $\mathbf{I}_s$  för sekundärström, precis som i enfasfallet.



Figur 15: Ekvivalent enfasschema för trefas-WPT vid resonans

Strömmen som överförs till sekundärsidan blir

$$\mathbf{I}_s = -j \frac{\omega_0 M'}{R + R_L} \mathbf{I}_p, \quad (52)$$

och omvänt gäller det att primärströmmen blir

$$\mathbf{I}_p = j \frac{R + R_L}{\omega_0 M'} \mathbf{I}_s. \quad (53)$$

Uteffekten kan skrivas som

$$P_{\text{ut}} = 3I_s^2 R_L, \quad (54)$$

vilket med begränsningen  $I_p, I_s \leq I_{\text{max}}$  ger den maximala uteffekten

$$P_{\text{ut,max}} = 3I_{\text{max}}^2 R_L, \quad (55)$$

som fås när sekundärströmmen är  $I_s = I_{\text{max}}$ , vilket med (53) ger primärströmmen

$$I_p = \frac{R + R_L}{\omega_0 M'} I_{\text{max}}. \quad (56)$$

Av (55) följer det att lastresistansen bör väljas till största möjliga värde för högst uteffekt, men i (56) ser vi även att en högre lastresistans ger en större primärström vid en viss sekundärström. Den högsta tillåtna lastresistansen är alltså den som ger amplituden  $I_{\text{max}}$  även i primärspolen. I det fallet gäller det att

$$\frac{R + R_L}{\omega_0 M'} = 1, \quad (57)$$

vilket ger den effektoptimerande lastresistansen

$$R_{L\_OPT\_P} \Big|_{I_p, I_p = I_{\text{max}}} = \omega_0 M' - R. \quad (58)$$

En strömbegränsning ger alltså en annan lastresistans vid optimering för uteffekt än vid spänningsbegränsning, som vi såg i avsnitt 2.4 gav lastresistansen

$$R_{L\_OPT\_P} \Big|_{U_p = U_{p,\text{max}}} = R_s \left( 1 + \frac{(\omega M)^2}{R_p R_s} \right) \quad (19)$$

Detta kan jämföras med lastresistansen som ger högst verkningsgrad, vilket enligt (18) med identiska parasitresistanser  $R_p = R_s = R$  beräknas som

$$R_{L\_OPT\_η} = R_s \sqrt{1 + \frac{(\omega_0 M')^2}{R_p R_s}} = \sqrt{(\omega_0 M')^2 + R^2}. \quad (59)$$

Om  $\omega_0 M' \gg R$ , så fås i båda fallen lastresistansen  $R_{L\_OPT\_P} \approx R_{L\_OPT\_η} \approx \omega_0 M'$ , vilket innebär att lastresistansen som ger maximal uteffekt vid strömbegränsning även ger nära maximal verkningsgrad om parasitresistansen är tillräckligt låg och frekvensen och den ömsesidiga induktansen är tillräckligt höga. Ett numeriskt exempel på detta ges i bilaga B.

Sedan, med den effektoptimerande lastresistansen enligt (58) och uteffekten enligt (55), fås den maximala uteffekten

$$P_{ut} = 3I_{\max}^2 (\omega_0 M' - R). \quad (60)$$

Därtill kan effektförlusten kan beräknas enligt

$$P_{loss} = 3I_p^2 R + 3I_s^2 R = 6I_{\max}^2 R, \quad (61)$$

vilket ger verkningsgraden

$$\eta = \frac{P_{ut}}{P_{ut} + P_{loss}} = \frac{3I_{\max}^2 (\omega_0 M' - R)}{6I_{\max}^2 R + 3I_{\max}^2 (\omega_0 M' - R)} = \frac{\omega_0 M' - R}{\omega_0 M' + R}. \quad (62)$$

### 3.3 Simuleringar

För att få insikt om hur WPT-modulens utformning påverkar prestandan undersöktes variationer i parametrarna: antal lindningsvarv, storlek, sändare-mottagaravstånd, kabelseparation, lagerseparation, ferritplattans tjocklek samt ferritplattans radie, och därefter undersöktes en alternativ geometri för ferritplattan. Utöver detta utfördes simuleringar med ett mynt placerat ovanför sändaren för att undersöka systemets känslighet för främmande föremål av metall och säkerhetsaspekter med detta.

#### 3.3.1 Parameterstudier

Påverkan av olika designparametrar analyserades genom att göra parametersvep i COMSOL Multiphysics, varefter uteffekt, verkningsgrad, och effektförlust vid effektoptimerad drift beräknades. Tabell 1 visar vilka parameterstudier som gjordes och vilka värden parametrarna antog i dessa. Parametern "skalningsfaktor" skalade basmodellens värde för både spolkonstruktionens radie och ferritplattans radie. När ett parametersvep utfördes hölls alla andra designparametrar konstanta vid basmodellens värde.

Tabell 1: Värden för parametersvep

Parameter	Lägsta värde	Högsta värde	Inkrement
Antal lindningsvarv	2	8	1
Skalningsfaktor	0,7	1,5	0,1
Avstånd mellan sändare och mottagare	5 cm	40 cm	5 cm
Kabelseparation	1 mm	14 mm	1 mm
Lagerseparation	2 mm	14 mm	2 mm
Ferritplattornas tjocklek	2 mm	8 mm	2 mm
Ferritplattornas radie	20 cm	27 cm	0,5 cm

För att kunna beräkna induktanserna och parasitresistansen gjordes sedan en *frequency domain study* i COMSOL med det givna parametersvepet och frekvensen  $f = 85$  kHz.  $L'$ ,  $M'$  och  $R$  beräknades enligt de tidigare (i avsnitt 3.2.1) beskrivna ekvationerna

$$L' = \text{Im} \left\{ \frac{\mathbf{U}_A}{\omega \mathbf{I}_A} \right\}, \quad (49)$$

$$M' = \text{Im} \left\{ \frac{\mathbf{U}_a}{\omega \mathbf{I}_A} \right\}, \quad (50)$$

$$R = \text{Re} \left\{ \frac{\mathbf{U}_A}{\mathbf{I}_A} \right\}, \quad (51)$$

där  $\mathbf{U}_A$ ,  $\mathbf{U}_a$  och  $\mathbf{I}_A$  bestämdes genom att först excitera spolarna A, B och C i COMSOL med strömmarna  $\mathbf{I}_A = 1/\underline{0^\circ}$  A,  $\mathbf{I}_B = 1/\underline{-120^\circ}$  A och  $\mathbf{I}_C = 1/\underline{-240^\circ}$  A och fixera strömmen till 0 A i alla sekundärspolar, och sedan utvärdera  $\mathbf{U}_A$  och  $\mathbf{U}_a$  som de simulerade spänningarna över spole A och spole a.

För att kunna beräkna magnetfältets styrka vid säkerhetsavståndet utfördes sedan ytterligare en *frequency domain study* med samma parametersvep. För att simulera en nedskalad effektoptimerad drift vid resonans matades alla spolar med samma amplitud och lämplig fasförskjutning, det vill säga att strömmen i en fas i mottagaren ligger  $90^\circ$  efter motsvarande fas i sändaren:  $0^\circ$ ,  $-120^\circ$ , respektive  $-240^\circ$  för spole A, B respektive C i sändaren, och  $-90^\circ$ ,  $-210^\circ$ , respektive  $-330^\circ$  för spole a, b respektive c i mottagaren. Därefter utvärderades det maximala beloppet av B-fältet,  $B_{\max}$ , på ytan av en oändligt hög cylinder med centrum i modulens mitt och radien 80 cm, vilket tidigare hade definierats som säkerhetsavståndet för modulen.

När simuleringarna var utförda beräknades uteffekten enligt (60), effektförlusten enligt (61), och verkningsgraden enligt (62). Detta gjordes för följande tre driftfall: B-fältsbegränsning, strömbegränsning, och förlustbegränsning. Vid B-fältsbegränsning antogs magnetfältsemissionen vara den begränsande faktorn för den högsta tillåtna strömmen, som då bestämdes enligt

$$\mathbf{I}_{\max} = 1 \text{ A} \times \frac{B_{\text{gräns}}}{B_{\max}}, \quad (63)$$

där  $B_{\text{gräns}}$  är det högsta säkra värdet för magnetfältet, tidigare definierad som  $21,2 \mu\text{T}$ . Vid strömbegränsning sattes  $\mathbf{I}_{\max}$  till ett godtyckligt värde, vilket efterliknar det fall där det istället är kablarnas eller kraftelektronikens strömtolerans som är den mest begränsande faktorn. Vid förlustbegränsning efterliknades det fall där modulens värmeutveckling och

kylförmåga är den mest begränsande faktorn. Då sattes den maximala effektförlusten  $P_{\text{loss,max}}$  till ett godtyckligt värde, varefter maxströmmen löstes ut från (61) enligt

$$I_{\text{max}} = \sqrt{\frac{P_{\text{loss,max}}}{6R}}. \quad (64)$$

Dessa beräkningar gjordes för samtliga parametersvep, men tre av parametersvepen skilde sig från resten i följande avseenden:

- När kabelseparationen undersöktes, beräknades utöver den vanliga AC-resistansen även spolarnas AC-resistans då ferritplattorna hade kopplats bort från simuleringen, samt DC-resistansen. Detta gjordes för att närmare kunna studera hur parasitresistansen påverkades av närhetseffekten mellan kablarna och virvelströmmarna i ferriten. Hur detta gjordes beskrivs i mer detalj i bilaga A, avsnitt A.5. De slutgiltiga effekt- och verkningsgradsberäkningarna gjordes dock endast med AC-resistansen för den kompletta modellen.
- När ferritplattornas tjocklek undersöktes, så beräknades även strömmplituden som skulle ge mättnad av B-fältet i ferriten. Denna mättnadsström  $I_{\text{sat}}$  beräknades enligt  $B_{\text{sat}}/B_{\text{max,ferrit}} \times 1 \text{ A}$ , där  $B_{\text{sat}}$  är mättnadsgränsen för ferritmaterialet 3C94, hämtad från datablad [37], och  $B_{\text{max,ferrit}}$  är det högsta värdet för B-fältet som uppmättes i ferriten i COMSOL då den nedskalade optimala driften simulerades.
- När ferritplattornas radie undersöktes så infördes ett avstånd på 2 mm mellan ferritplattorna och spolarna, eftersom det annars blev problem med att generera meshen när ferritplattornas radie och spolkonstruktionens ytterradie sammanföll vid 25 cm.

### 3.3.2 Alternativ ferritgeometri

Geometrin för denna modell byggdes likadant som basmodellen, förutom att ferritplattan utökades med en sarg som slutade i nivå med spolarnas ovankant, vilket illustreras i figur 16. Denna sarg hade samma tjocklek som resten av ferritplattan (10 mm), och dess ytterkant hade samma radie som ferritplattans radie i basmodellen. Sedan utfördes samma simuleringar och beräkningar som beskrevs i avsnitt 3.3.1.

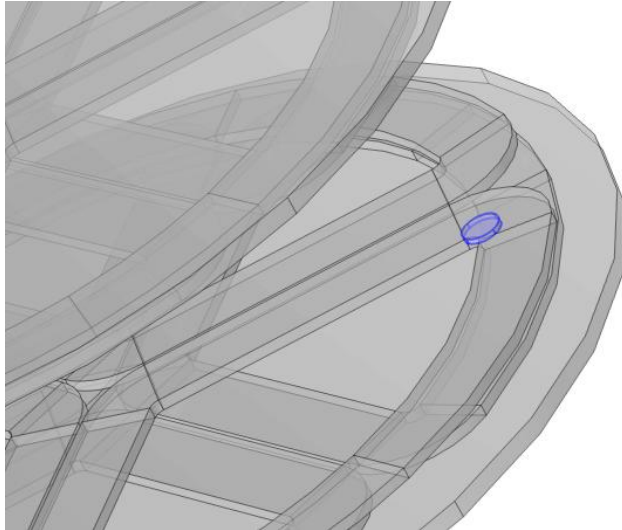


Figur 16: Förenklat tvärsnitt av basmodellen (vänster) och alternativ geometri (höger), med spolarnas lindningar (orange) ovanför ferritplattan (svart).

### 3.3.3 Mynt

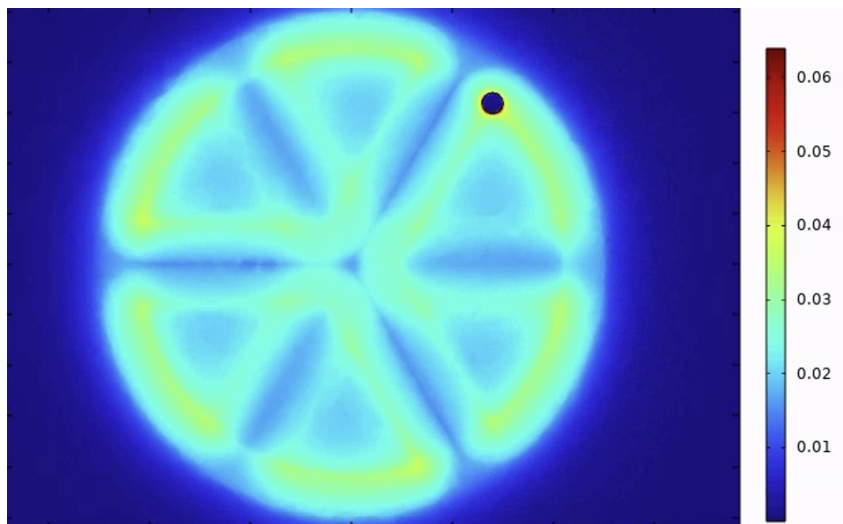
För att undersöka hur systemet påverkades av ett främmande föremål i närheten av spolarna modellerades ett mynt i anslutning till TX spolen. Myntet dimensionerades enligt specifikationerna för en tio krona, 20,5mm i diameter, 2,90 mm på höjden.

För att efterlikna ett realistiskt scenario där myntet hamnat på marken placerades myntet omedelbart gränsande till TX spolen.



Figur 17: Position av mynt vid positionen (0,14;0,16) placerat över TX spolen i consol

TVå primära studier gjordes i consol, en induktanssimulering för att utvärdera hur systemets L och M parametrar påverkas, samt en magnetfältssimulering.



Figur 18: Magnetfälts densitet över TX i myntets nivå

Eftersom en skillnad i magnetfältet hittades i figur 18 var det intressant att utforska hur effektförluster påverkades av att placera myntet på olika positioner. Därför gjordes mätningar med myntet på två olika placeringar över spolen, där mätningen med myntet i positionen (0,14;0,16) illustrerades i figur 17.

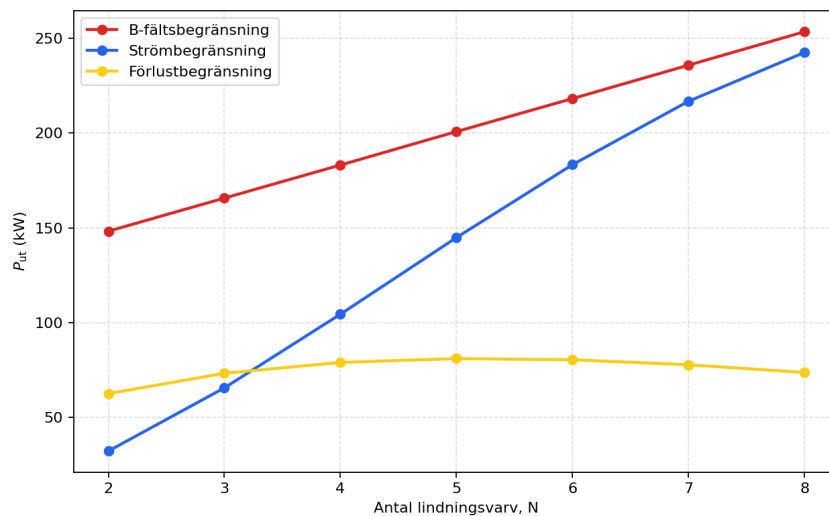
## 4 Resultat och analys

Alla analyser som följer, bortsett från analysen av fallet då ett mynt placerades ovanför sändaren, utgår från de tre driftfall som presenterades i avsnitt 3.3.1: B-fältsbegränsningen  $21,2 \mu\text{T}$  som ger den indirekta strömbegränsningen  $I_{\max,B} = 1\text{A} \times 21,2\mu\text{T}/B_{\max}$ , den direkta strömbegränsningen  $I_{\max,I}$ , och effektförlustbegränsningen  $P_{\text{loss,max}}$  som ger den indirekta strömbegränsningen  $I_{\max,P} = \sqrt{P_{\text{loss,max}}/6R}$ .

Då dessa begränsningar behandlas helt separat, kan resultaten från något eller några av driftfallen ibland vara missvisande. Till exempel kan en mycket låg magnetfältsemission leda till en orealistisk stor maxström  $I_{\max,B}$ . Dessutom har inte spänningen som krävs för att leverera de beräknade strömmarna  $I_{\max,B}$ ,  $I_{\max,I}$ , och  $I_{\max,P}$  tagits i beaktning. En annan komplikation i analysen är att beräkningsmetoderna som använts förutsätter att alla storheter skalas upp linjärt när strömmarna gör det. När strömmarna blir mycket höga stämmer inte längre detta på grund av att B-fältet då mäts i ferriten.

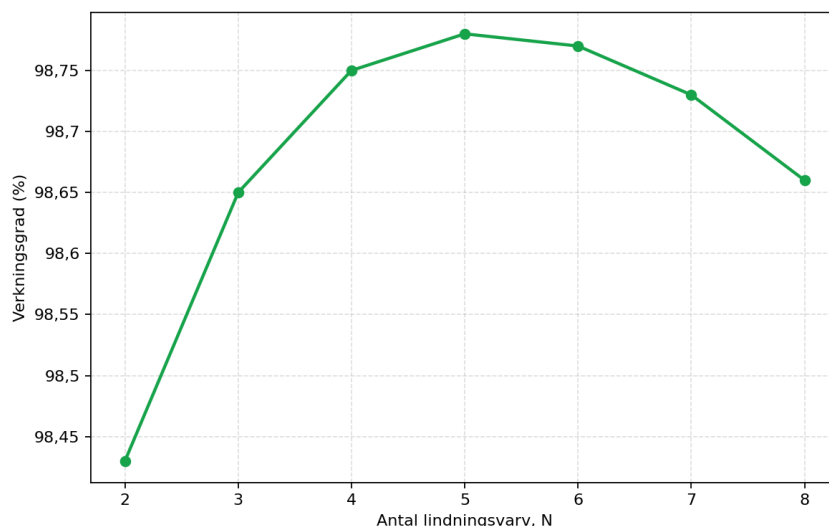
Resultaten och de efterföljande analyserna i detta avsnitt bör därför inte tolkas som en utvärdering av vilken uteffekt ett trefas-WPT-system med den här generella utformningen maximalt kan leverera sett till antal kW, utan snarare som en undersökning av hur utformningen påverkar systemet principiellt, och hur den kan justeras för att höja uteffekten beroende på om magnetfältsemissionen, strömapplituden, eller kylningsförmågan är den mest begränsande faktorn.

### 4.1 Antal lindningsvarv



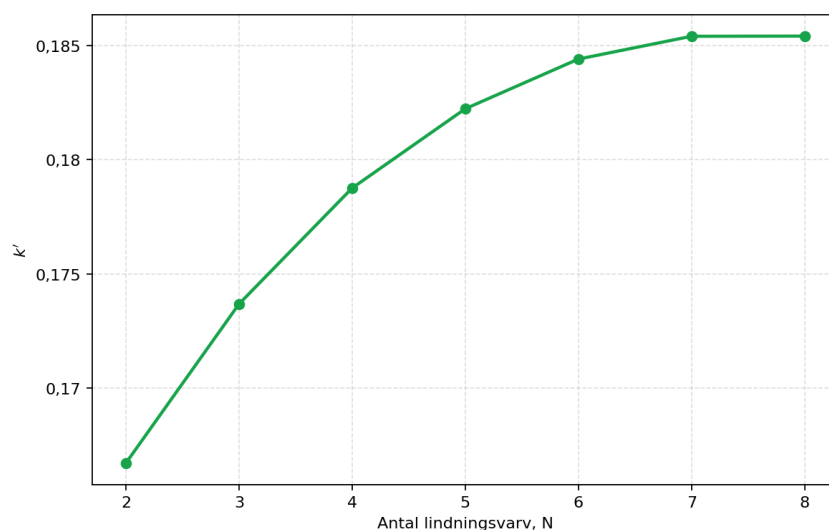
Figur 19: Uteffekt med B-fält-, ström- och förlustbegränsningar, som funktion av antal lindningsvarv vid optimal drift för bas modell

Figur 19 visar uteffekten baserat på tre olika begränsningsfall. Vid begränsning av B-fältet respektive strömbegränsning kommer uteffekten att öka linjärt med fler antal lindningsvarv. Däremot uppvisar uteffekten med förlustbegränsning initialt en ökning, men kurvan avtar efter att den har nått sin maximala uteffekt på cirka 81 kW. Då uppvisar effektkurvan för begränsning av B-fältet cirka 200 Kw.



Figur 20: Verkningsgrad som funktion av antal lindningsvarv vid optimal drift för bas modell

Verkningsgraden i figur 20 uppvisar initial ökning, därefter avtar verkningsgraden efter att ha uppnått sitt maximum på cirka 98,8 % vid 5 lindningsvarv.



Figur 21: Kopplingsfaktor som funktion av antal lindningsvarv vid optimal drift för bas modell

Kopplingsfaktorn i figur 21 ökar med fler antal lindningsvarv, men planar sedan ut vid cirka 6 lindningsvarv.

Ett ökat antal lindningsvarv med oförändrad ledardiameter medför större elektriska förluster på grund av den ökade resistansen i spolen. När antalet varv ökar krävs en längre ledarlängd för att realisera lindningen, vilket direkt höjer spolens totala resistans enligt (7). Den högre resistansen leder i sin tur till ökade kopparförluster.

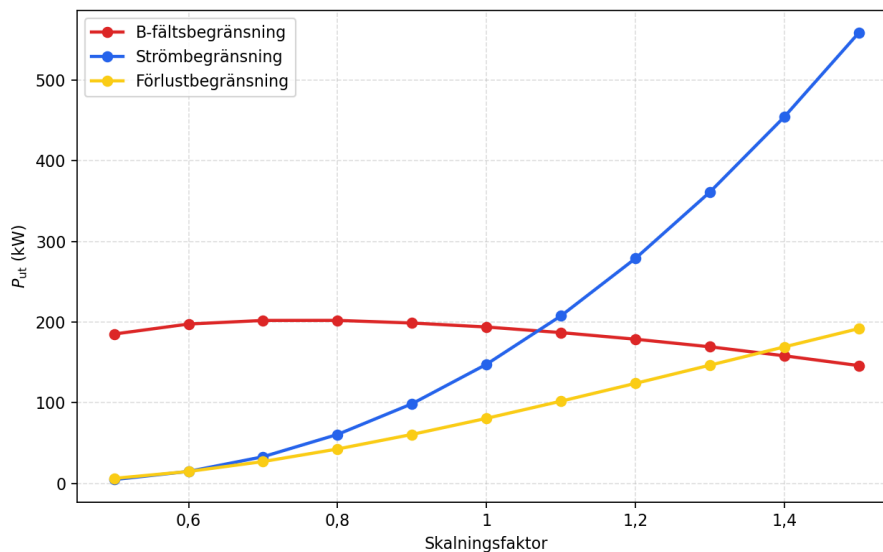
Denna relation mellan antalet lindningsvarv och de ökade förlusterna återspeglas i verkningsgraden i figur 20. Detta beror på att verkningsgraden minskar med ökande effektförlust enligt (62). När antal lindningsvarv överstiger 5 varv innebär att en allt mindre

andel av den tillförda effekten omvandlas till nyttig uteffekt vilket resulterar till avtagande verkningsgrad. Dessutom börjar uteffekten för förlustbegränsningskurvan i figur 19 att avta eftersom strömmen måste reduceras för att kompensera den ökade kopparförlusten vid fler lindningsvarv.

Uteffekten för B-fältbegränsningen ökar med antalet lindningsvarv. Detta beror på att fler lindningsvarv skapar ett starkare magnetfält. För att magnetfältet inte ska överskrida den tillåtna magnetflödestätheten vid säkerhetsavståndet behöver den införda strömmen i lindningarna reduceras, vilket leder till lägre ström i mottagaren. Det kan förväntas att uteffekten minskar när strömmen i mottagaren minskar. Däremot ökar den optimala lastresistansen enligt (17), vilket bidrar till att uteffekten istället kan öka. Detta förklarar även ökningen av uteffekt för strömbegränsningskurvan i figur 19.

Vidare medför ett ökat antal lindningsvarv en ökning av kopplingskoefficienten som visas i figur 21, vilket indikerar att den ömsesidiga induktansen  $M$  ökar snabbare än självinduktansen  $L$  enligt (20). Denna ökning i  $M$  möjliggör i sin tur en högre optimal lastresistans. Då andelen  $M$  ökar snabbare än parasitresistansen vilket gör att  $RL$  ökar enligt (57).

## 4.2 Skalning av modulens radie



Figur 22: B-fält-, ström- och förlustbegränsningar med uteffekt som funktion av skalning på radien av ferritplattan och spolarnas yttre radie.

I figur 22 är det stor skillnad i uteffekten för fallen med strömbegränsning och B-fält begränsning. Skärningspunkten mellan de två fallen, sker ungefärligt vid en skalningsfaktor på 1,1. För skalningar större än 1,1, visar sig strömbegränsningens uteffekt växa upp till över 500 kW. Förlustbegränsning når maximalt cirka 200 kW vid en skalningsfaktor på 1,5.

Tabell 2: Olika skalningsfaktorer och dess påverkan på  $B_{max}$ , verkningsgrad, uteffekt vid användning av strömbegränsning med  $I_{max}$  på 100 A.

Skalningsfaktor	$B_{max}$ ( $\mu T$ )	Verkningsgrad (%)	Uteffekt (kW)	Kopplingsfaktor
0,5	3,40	86,24	4,78	0,03
0,6	5,83	93,69	14,95	0,06
0,7	8,58	96,45	33,11	0,09
0,8	11,62	97,71	60,74	0,12
0,9	14,94	98,38	98,76	0,15
1,0	18,50	98,78	147,67	0,18
1,1	22,34	99,03	207,68	0,22
1,2	26,48	99,20	278,82	0,25
1,3	30,95	99,32	361,09	0,28
1,4	35,93	99,41	454,34	0,30
1,5	41,45	99,48	558,50	0,33

I tabell 2, framhävs skärningspunkten som presenterades för figur 22 vid en skalningsfaktor på 1.1 och en uteffekt runt 187 kW. Utöver detta, ökar verkningsgraden för större skalningar. Förlustbegränsningen avspeglas i verkningsgraden och tas inte hänsyn till i denna tabell.

Tabell 3: Olika skalningsfaktorer och dess påverkan på verkningsgrad, uteffekt och  $I_{max}$  vid användandet av B-fält begränsning 21,2  $\mu T$ .

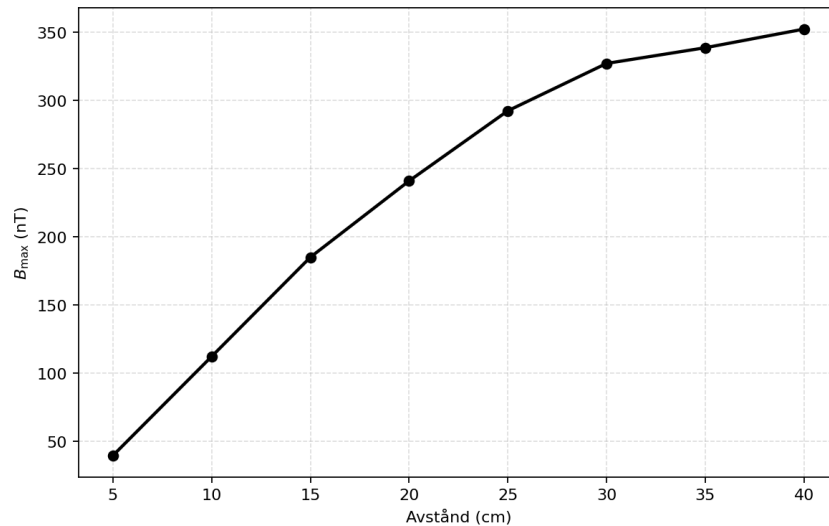
Skalningsfaktor	Verkningsgrad (%)	Uteffekt (kW)	$I_{max}$ (A)	Kopplingsfaktor
0,5	86,24	185,20	622,74	0,03
0,6	93,69	197,58	363,48	0,06
0,7	96,45	202,04	247,03	0,09
0,8	97,71	202,11	182,41	0,12
0,9	98,38	198,84	141,89	0,15
1,0	98,78	193,91	114,60	0,18
1,1	99,03	186,96	94,88	0,22
1,2	99,20	178,78	80,08	0,25
1,3	99,32	169,39	68,49	0,28
1,4	99,41	158,22	59,01	0,30
1,5	99,48	146,10	51,15	0,33

Tabell 3 visar höga strömmar vid lägre skalningsfaktorer, exempelvis cirka 623 A vid en faktor på 0,5. Däremot, större faktorer leder till lägre strömmar. Högsta uteffekten är 202.1 kW och uppnås vid en faktor på 0,8, vid en ström på cirka 182 A.

Att en större skalningsfaktor leder till högre uteffekt för en ström på 100 A i tabell 2 kan förklaras av att en större area av en spole leder till att det mottagna flödet i mottagaren ökar enligt  $\Phi_{12} = \int_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{A}$  från (1). Detta i sin tur ökar flödeslänknigen enligt  $\lambda_{12} = N_2\Phi_{12}$  från (3). Då flödeslänknigen ökar så leder detta till att den inducerade spänningen ökar enligt  $U_2 = -\frac{d\lambda_{12}}{dt}$ . Därmed ökar uteffekten  $P_{ut} = \frac{3U_{2,rms}^2}{R_L}$ . Däremot, för en mindre skalning påverkas uteffekten på liknande vis, men med en mindre area av en spole erhålls en lägre uteffekt.

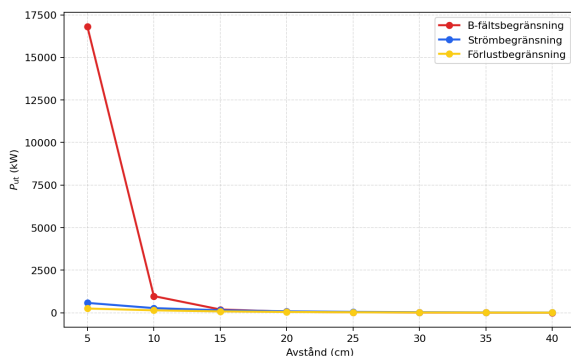
Mindre skalningsfaktor ger lägre verkningsgrad och kopplingsfaktor, samt större skalningsfaktor ger högre verkningsgrad och kopplingsfaktor. Detta tyder på att en mindre andel av det magnetiska flödet genererat av sändaren länkar mottagaren vid mindre skalning, och det motsatta vid större skalning. Detta betyder att, en större del av det magnetiska flödet genererat av en mindre skalning kan anses vara läckflöde.

### 4.3 Avstånd mellan sändare och mottagare

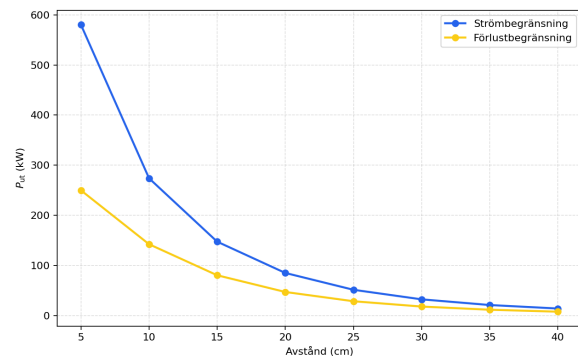


Figur 23: Maximalt magnetfält  $B_{max}$  som funktion av avstånd vid 1 A strömmatning i varje spole

$B_{max}$  ökar med avståndet vid 1 A strömmatning och når sitt max vid 40 cm på cirka 350 nT vid ett säkerhetsavstånd på 0,8 m vilket visas i figur 23.



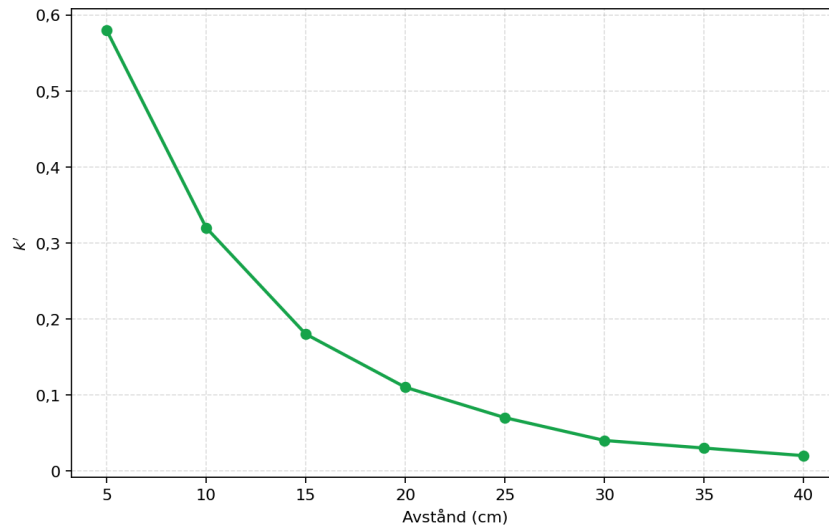
Figur 24: Uteffekt som funktion av avstånd.



Figur 25: Uteffekt strömbegränsning och förlustbegränsning

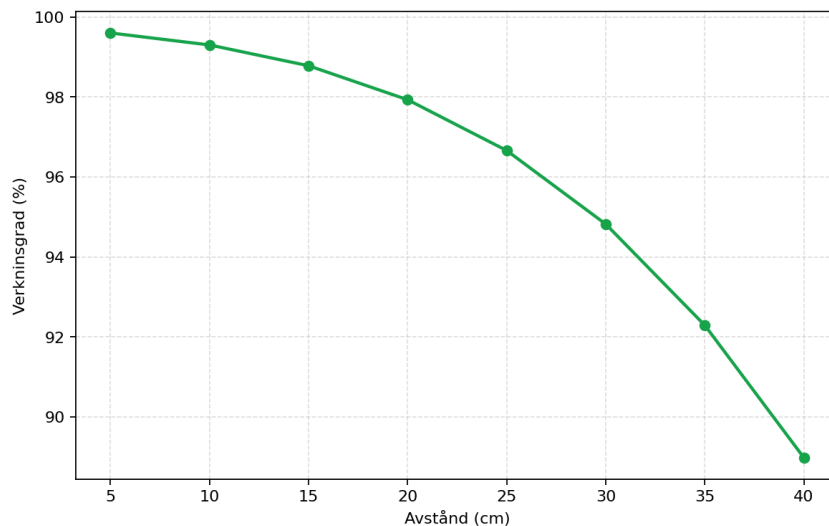
Vid B-fältsbegränsning är det som mest uteffekt vid 5 cm i mega watt storlek. Därefter minskar uteffekten drastiskt mellan 5 cm och 10 cm med en magnitud på 1000 gånger i figur 24. Vid fortsatt ökning av avståndet närmar sig uteffekten noll. Vad gäller fallet med strömbegränsning och förlustbegränsning uppvisas en jämnare kurva där de båda kurvorna är parallella vilket ses ur figur 25. Uteffekten är även här som högst vid lägst avstånd och avtar snabbt vid ökande avstånd. Skillnaden mellan dessa två uppvisas vara som störst

vid lägst avstånd då strömbegränsningen når 580 kW medan förlustbegränsningen ligger på 250 kW. Vidare syns även att avtagandet för strömbegränsningen är högre än för förlustbegränsningen. Sammantaget av de båda figurerna kan man tydligt se att endast B-fältsbegränsningsfallet har bäst presterande drift utifrån uteffekt.



Figur 26: Kopplingskoefficient  $k'$  som funktion av avstånd.

Kopplingsfaktorn minskar kraftigt vid ökande avstånd och följer uteffektens mönster då den närmar sig noll med ökande avstånd i figur 26.



Figur 27: Verkningsgrad som funktion av avstånd.

Verkningsgraden har ett intervall från 99,6 procent till 89 procent och avtar utseendemässigt negativt exponentiellt över intervallet vilket visas i figur 27.

Utifrån resultaten kan man dra slutsatsen att trefas WPT påverkas starkt av avståndet mellan sändare och mottagare. Den här slutsatsen baseras främst på den kraftigt negativa trenden som man kan tolka ur uteffekt grafen 24. Denna kraftiga minskning kan förklaras av korrelationen till kopplings koefficienten som blir sämre och sämre vid ökande avstånd.

Det som uppenbarar sig utifrån uteffekten är att det inte krävs en radikal ökning av höjden för att ge en radikal minskning i uteffekt. Det här stöds av den relativt höga lutningen som kan ses ur grafen 24. Systemet är därför känsligt för avståndsökning och blir ineffektivt vid höjder som sträcker sig över 15cm.

Vidare kan det vid 20 cm också observeras att uteffekten för driftfallet B-fältsbegränsning blir övertagen av det driftfallet med strömbegränsning. Det här kan förklaras av att vi vid tillräckligt högt avstånd når B-fältsbegränsningen före strömbegränsningen, vilket är ett resultat av att den tillåtna strömmen vid det avståndet blir olika. Vad gäller förlustbegränsning så är dess uteffekt alltid lägre än strömbegränsningen men den blir högre än B-fältsbegränsningen vid avstånd 25 cm.

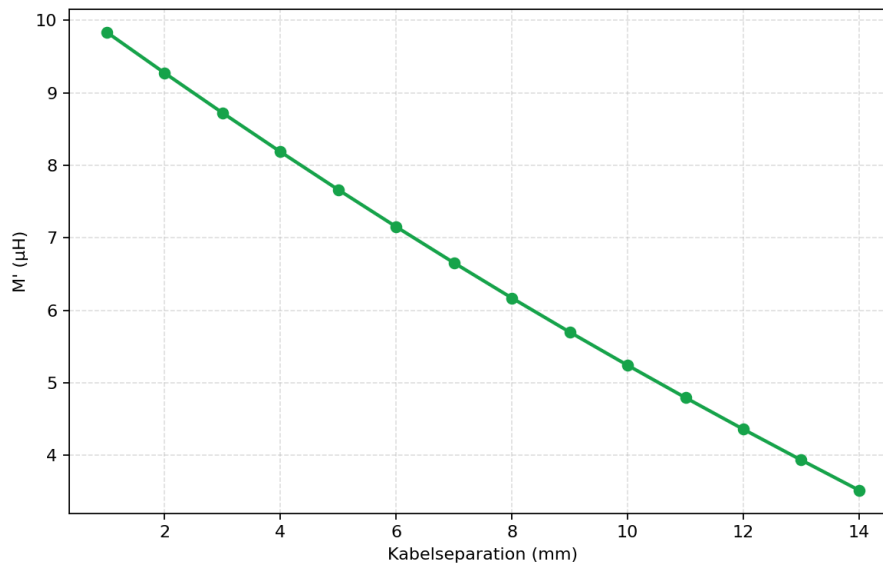
Trots att man ser en minskning i uteffekt och även kopplingsfaktor uppvisar resultaten för verkningsgraden en nivå på 90 % vid maximala avståndet 40 cm och 99,6% vid minsta avståndet 5 cm som inte är en lika drastisk minskning. Det här kan förklaras av att både överförd effekt och förluster minskar relativt och resulterar därför i en alltmer avtagande kurva under inkrementering av avståndet. Alltså är uteffekten mer avtagande än verkningsgraden vilket kan tolkas som att systemets uteffekt är känsligare för avstånd än dess effektivitet.

En annan observering är av det maximala magnetfältet som ökar vid inkrementering av avståndet trots den konstanta matningen med ström på 1 A. Det här har sin förklaring i att det rimligtvis sker en ökning i läckflöden vid ökat avstånd som leder till att magnetfältet på säkerhetsavståndet ökar. Viktigt att notera är att trots den positiva trenden i det maximala fältet upplevt på 0.8 meter avstånd överstiger det här inte den satta säkerhetsgränsen på  $21.2\mu\text{T}$  vilket dock är rimligt eftersom vi endast kör 1 A i systemet. Utefter det här finns därför en osäkerhet i till vilken grad magnetfältet skulle bli påverkat vid säkerhetsavståndet vid en större strömmatning. Det som fastslås är att magnituden vid 40 cm kommer vara cirka 7 gånger större än magnetfältet vid 5 cm oberoende av vilken ström som körs.

En annan viktig observation är den anomali som kan hittas i den mycket höga uteffekten vid 5 cm i B-fältsbegränsning. Denna uppgår till en magnitud på 1000 gånger större än de andra driftfallen och är inte realistisk för det här systemet i praktiken. Anledningen till det här grundar sig i att strömmatningen är anpassad utefter  $B_{\text{max}}$  och det rimligtvis vid 5 cm avstånd möjliggör för en extrem strömmatning medan kravet på  $B_{\text{max}}$  säkerställs.

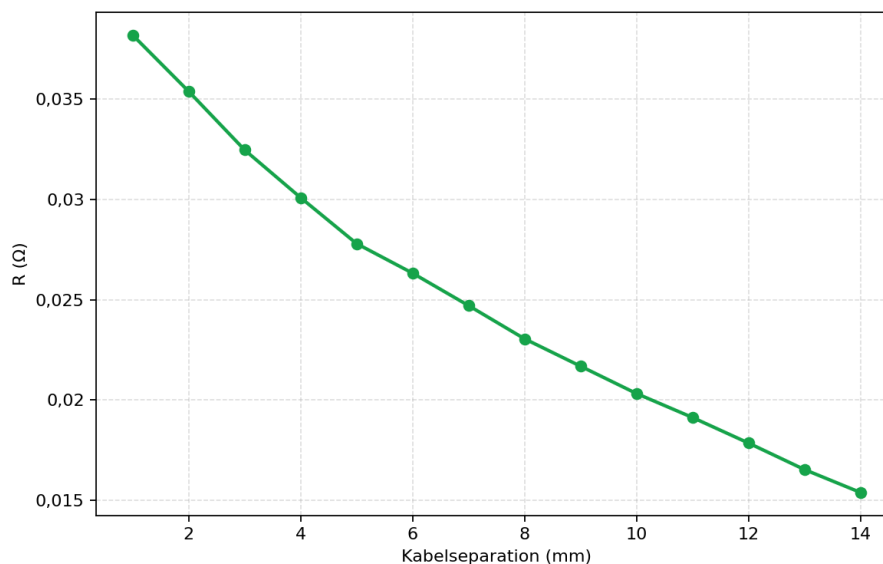
Sammanfattningsvis kan man dra slutsatsen vid att det finns möjligheter för god effektöverföring vid korta avstånd medan man samtidigt kan säga att systemet är väldigt känsligt för högre avstånd.

## 4.4 Kabelseparation



Figur 28: Ekvivalent ömsesidig induktans  $M'$  som funktion av kabelseparation med ferrit då  $N=5$ .

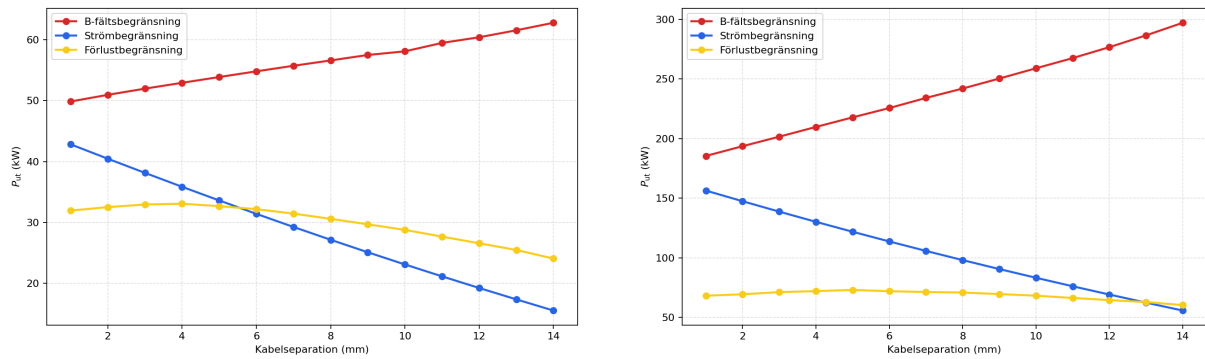
Ur figur 28 illustreras förhållandet mellan den ekvivalenta ömsesidiga induktansen  $M'$  mot kabel separationen. Sambandet har en linjär trend med negativ lutning vid ökande separation. Eftersom radien minskar för varje lindningsvarv mot centrum, så kommer en ökad kabelseparation minska denna radien för varje lindningsvarv ytterligare. Det här resulterar i en mindre total area vid högre kabelseparation vilket minskar det magnetiska flödet. Ett minskat magnetiskt flöde leder i sin tur till att det ömsesidiga flödet mellan spolarna försämras.



Figur 29: Resistans  $R$  som funktion av kabelseparation vid endast B-fältsbegränsning och ferrit aktiverad då  $N=5$ .

I grafen 29 visas resistans plottat i förhållande till kabel separationen där en negativ

trend kan observeras då resistansen faller vid ökad kabel separation.



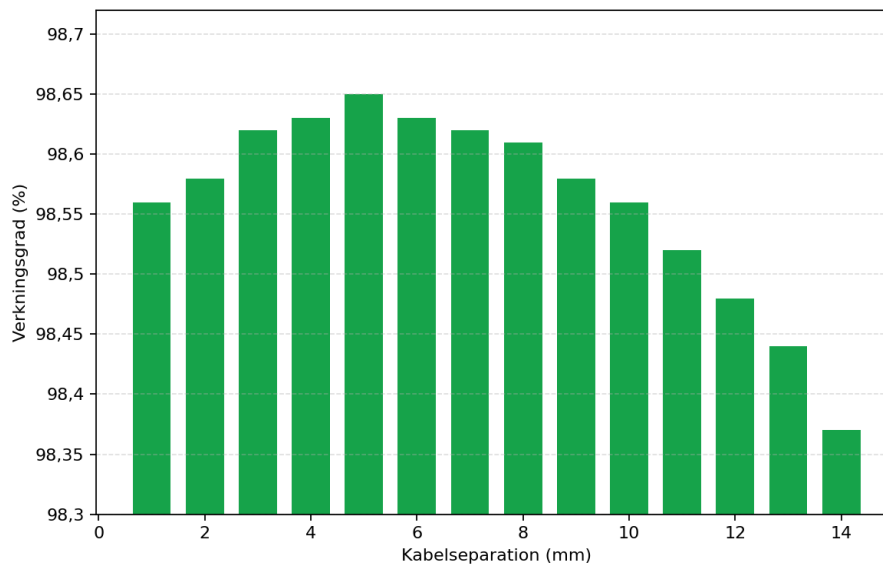
(a) Uteffekt utan ferrit för de olika driftfallen (b) Uteffekt med ferrit för de olika driftfallen

Figur 30: Uteffekt  $P_{ut}$  som funktion av kabelseparation, jämförelse mellan konfiguration utan och med ferrit.

Ur figur 30b och 30a visas förhållandet mellan uteffekten och kabel separationen vid två olika fall, det med ferrit och det utan ferrit.

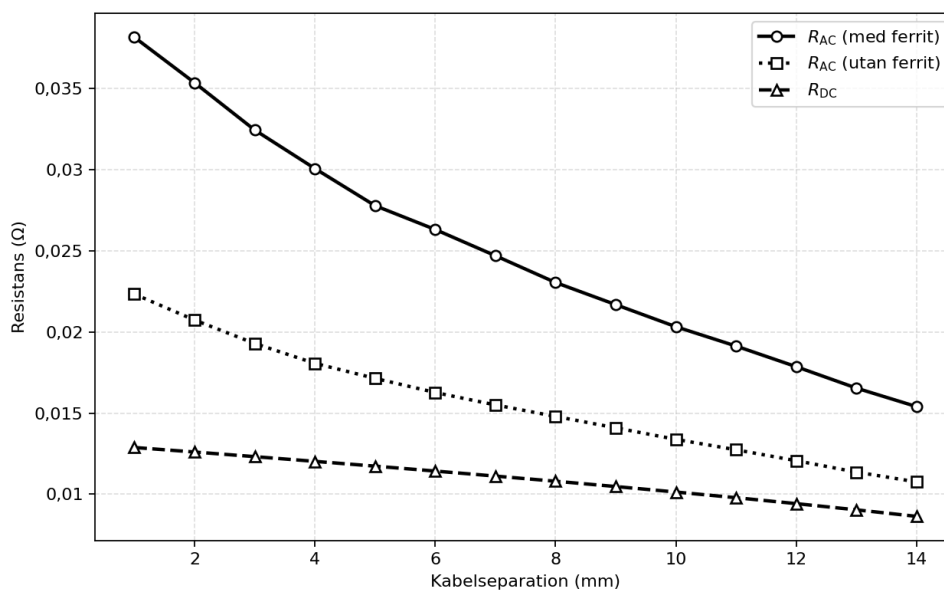
För B-fältsbegränsning observeras en positiv lutning. Det här innebär att högre uteffekt erhålls vid mer kabelseparation vilket är på grund av att det maximala magnetiska fältet reduceras vid ökandet av kabelseparationen och tillåter högre strömmar som resulterar i högre uteffekt.

I de resterande fallen där strömbegränsning och förlustbegränsning är aktiverat observeras den negativa trenden vilket har sin grund i att det inte längre går att kompensera genom att öka strömmen. Därmed följer dessa två fall den negativa trend som den ömsidiga induktansen har vid ökande av kabelseparation.



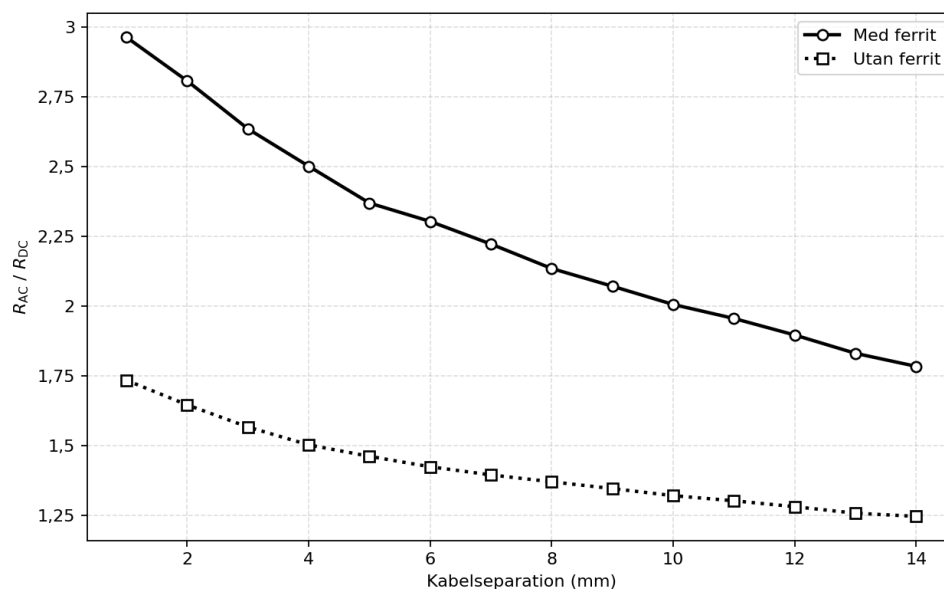
Figur 31: Verkningsgrad som funktion av kabelseparation

Stapelldiagrammet i figur 31 visar verkningsgraden med ferrit över intervallet med kabel separation med en inkrementering på 1 mm. Här ser vi en jämn verkningsgrad över intervallet. Maxgränsen för verkningsgraden ligger i mittenpartiet av intervallet och avtar ut mot kanterna till de mer extrema fallen.



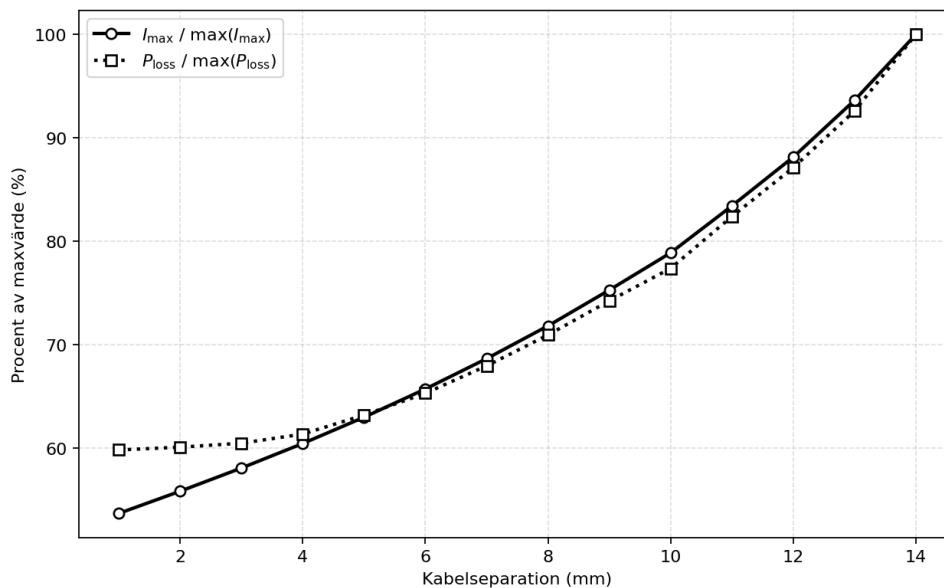
Figur 32: Resistanser över separation vid endast B-fältsbegränsning

I figur 32 illustreras tre olika resistanser som funktion av kabel separationen vid B-fältsbegränsning med och utan ferrit i ett linjediagram. En tydlig trend i grafen är att resistansen minskar med ökad kabel separation. Tydligt blir även att skillnaden i resistans i y-led minskar i takt med att kabel separationen ökar. Vidare ser vi ett linjärt och relativt flackt beteende i  $R_{dc}$  medan de två  $R_{ac}$  har ett mer avtagande beteende.



Figur 33: Normaliserad resistans vs Kabelseparation.

Ur figur 33 ser vi de två AC resistanserna normaliserade med DC resistansen över intervallet av kabel separationer vid endast B-fältsbegränsning och ferrit avaktiverad. De båda graferna följer varandra parallellt och distansen i y-led minskar vid ökad kabel separation. Vidare kan man se att det blir en högre resistans med ferriten aktiverad.



Figur 34:  $I_{max}$  och  $P_{loss}$  som procent av sina maxvärden beroende på kabelseparation vid endast B-fältsbegränsning, utan ferrit

Ur figur 34 ser vi  $I_{max}$  och  $P_{loss}$  procentuella ökning vid samtidigt ökande kabelseparation. Det här visar relationen mellan hur en ökning i strömmen ger upphov till ökad förlust enligt (65).

$$P_{loss} = I^2 \cdot R \quad (65)$$

Utifrån resultaten som presenterats kan slutsatsen dras vid att kabel separationen påverkar systemet. När separationen ökar så minskar resistansen vilket man utifrån AC och DC resistansen kan dra slutsatsen vid att högre kabel separation hämmar närhetseffekten då den är hög vid små avstånd mellan ledarna. Grafiskt kan man se detta då AC och DC resistansen förhållandevis ligger långt ifrån varandra i y-led när kabel separationen är låg och sedan minskar i takt med att kabel separationen ökar.

I de två fallen med ferrit och utan framgår det grafiskt i modellen att en högre AC resistans uppkommer vid användning av ferrit, kontra ingen ferrit. Orsaken till det här kan förklaras av att ferriten introducerar nya magnetiska förluster som exempelvis virvelströmmar trots att den förbättrar den magnetiska kopplingen.

Vidare framgår det av resultaten att den ömsesidiga induktansen minskar med ökad kabelseparation. Alltså försämras den magnetiska kopplingen vid ökad separation. En liknande trend finns även hos resistansen vilket betyder att en avvägning bör ske mellan förluster och koppling vid ett val av kabelseparation.

Även fast resistansen minskar över en ökning av kabel separation så sker en markant ökning av både uteffekt och förluster. Förklaringen på det här syns tydligt i graf 34 där systemet ökar strömmen vid lägre resistans.

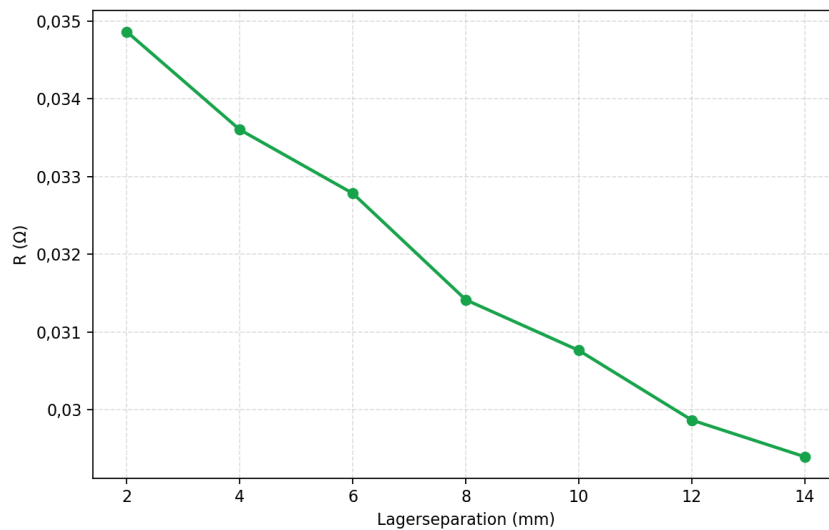
Enligt (65) så blir därför bidraget från strömmen dominerande och därför ses en ökning i både typerna av effekterna trots den minskade resistansen. Alltså sker denna ökning i effekt på grund av att systemet tillåter högre strömmar vid ökad separation.

Den här kompensering av ström fungerar dessvärre inte vid fallet av strömbegränsning vilket är varför vi ser en markant nedgång i överförd effekt vid denna begränsning. Vidare betraktas även en mer konstant nivå av överförd effekt vid förlust begränsning. Det här beror på att den minskade resistansen vid de större separationerna möjliggör

högre strömmar under förlustnivån samtidigt som den försämrade magnetiska kopplingen motverkar ökningen i uteffekt. Båda effekterna balanserar varandra och bidrar till den ganska balanserade kurva som uppkommer.

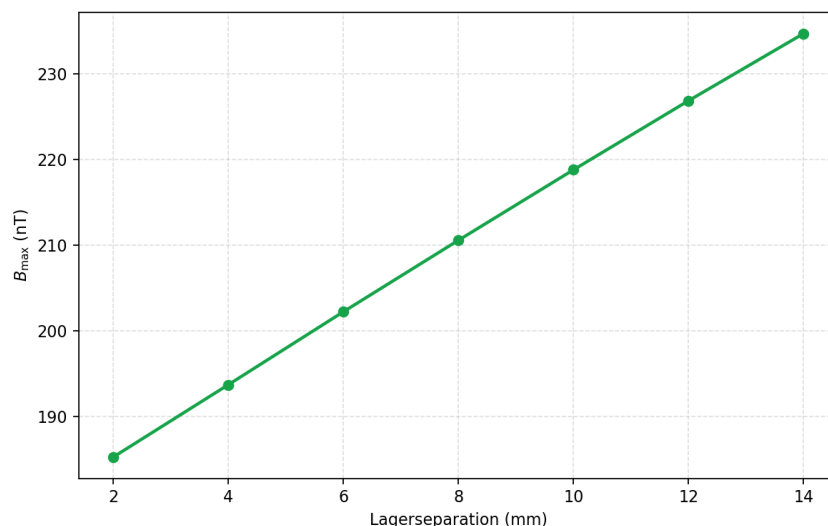
Ur stapeldiagrammet med verkningsgraden i figur 31 så framgår det tydligt att det finns ett optimum runt mitten av intervallet kring 5mm. Det här kan förklaras av att det finns en balans i resistiva förluster och magnetisk koppling i den punkten. Vid större separationer sker en försämrad magnetisk koppling vilket resulterar i sämre energiöverföring medan vid små separationer är närhetseffekten dominerande och bidrar då till ökade förluster.

## 4.5 Lagerseparation av spolparen



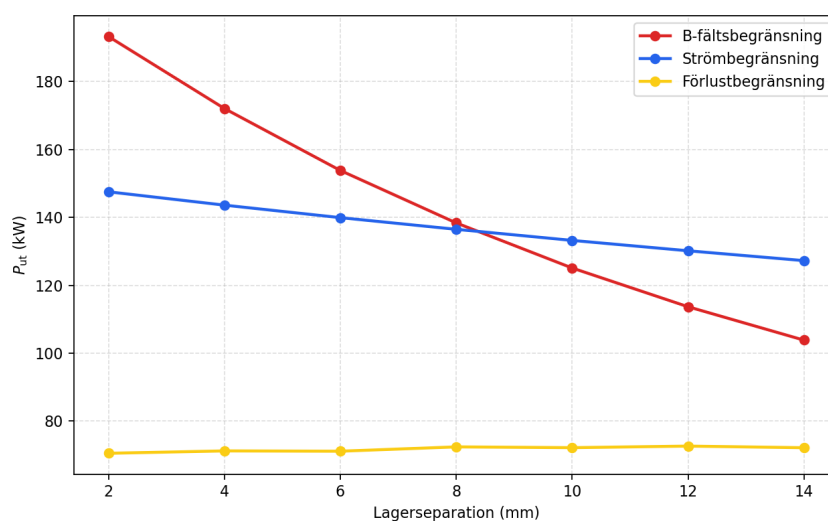
Figur 35: Resistansen för 2 mm kabelseparation, som funktion av lagerseparation vid optimal drift för bas modell.

Figur 35 visar att resistansen avtar med ökande lagerseparation. Den totala minskningen uppgår till cirka 15.7 % från det högsta uppmätta värdet.



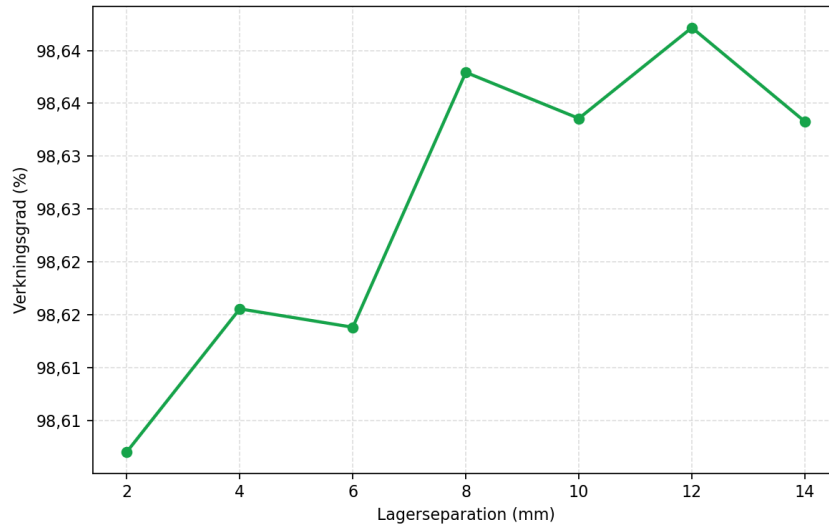
Figur 36: B-fält i säkerhetsområde vid 2 mm kabelseparation som funktion av lagerseparation vid optimal drift för bas modell.

Figur 36 visar en tydlig ökning av magnetfältet i säkerhetsavståndet vid ökande lagerseparation. Detta medför att den tillförda strömmen måste begränsas för att magnetfältet inte ska överstiga den maximalt tillåtna nivån.



Figur 37: Uteffekt vid 2 mm kabelseparation under B-fältsbegränsning, strömbegränsning och förlustbegränsning som funktion av lagerseparation vid optimal drift för bas modell.

Figur 37 visar uteffekten baserat på tre olika begränsningsfall. Begränsning av magnetfältet i säkerhetsavståndet, begränsning av en maximal ström genom ledarna som sattes till 100 A och en maximal effektförlust på 1 kW. Resultaten visar att uteffekten minskar med ökande lagerseparation för båda magnetfält och strömbegränsning. Men magnetfält begränsningskurvan visar starkare minskning jämför med strömbegränsnings kurvan. Däremot uppvisar kurvan för förlustbegränsning en svag ökning.



Figur 38: Verkningsgrad vid som funktion av lagerseparation mellan sändar- och mottagarspolar vid optimal drift för basmodell.

I figur 38 observeras en tydlig ökning i verkningsgrad, med den största förändringen i intervallet 2–8 mm. Därefter avtar ökningstakten och verkningsgraden blir mer stabil. Den högsta verkningsgraden uppnås vid en lagerseparation på 12 mm.

Ökningen av det maximala magnetfältet vid säkerhetsavståndet för större lagerseparationer i figur 36 leder till mindre tillåten maximal införd ström i ledaren, vilket generellt påverkar effektkurvan negativt enligt (60). Detta förklarar minskningen som uppvisas i magnetfältsbegränsning och strömbegränsningskurvan för uteffekt i figur 37. Dessutom minskar effektförlusterna till följd av lägre resistans som resulteras av längre lagerseparation i figur 35, vilket kan bidra till ökning av uteffekten. Däremot är uteffekten lägre för förlustbegränsningskurvan i figur 37. Detta beror på att förlusterna redan överskrider begränsningen, och för att minska förlusterna behöver strömmen reduceras ytterligare, vilket kan leda till lägre uteffekt jämfört med de andra begränsningsfallen.

Vidare kan sambandet mellan effektförluster och verkningsgrad kopplas till den observerade förändringen i resistansen. En minskning av resistansen vid större lagerseparation bidrar till lägre förluster, vilket i sig är fördelaktigt ur ett verkningsgradsperspektiv. Vilket resulterar i en övergripande ökning av verkningsgraden vid större lagerseparationer som visas i graf 38.

## 4.6 Ferritplattornas tjocklek

Tabellen 4 presenterar resultaten för ferrit 3C94 vid olika tjocklekar på ferritplattan.  $B_{max,100}$  beskriver fältstyrkan vid säkerhetsavståndet för en drift med 100 A i både mottagare och sändare.  $P_{ut,100}$  är uteffekten vid drift med 100 A.  $\eta$  är verkningsgraden, baserat på en drift med 1 A.  $I_{B,max}$  är maximala strömmen som B-fält begränsningen ger.  $I_{sat}$  är den ström som hade orsakat mättnad i ferriten, baserat på proportionalitet. Kvoten  $\frac{B_{ferrit}}{B_{sat}}$  används för att bedöma ifall den ström som B-fält begränsningen ger, hade lett till mättnad.

Tabell 4: Olika tjocklekar för ferrit 3C94, och dess påverkan på mätnad och driftrelaterade parametrar.

$t_{\text{ferrit}}$ (mm)	$B_{\text{max},100}$ ( $\mu\text{T}$ )	$P_{\text{ut},100}$ (kW)	$\eta$ (%)	$I_{B,\text{max}}$ (A)	$I_{\text{sat}}$ (A)	$B_{\text{ferrit}}/B_{\text{sat}}$ vid $I_{B,\text{max}}$ (%)	Begränsning
2	19.72	147.98	98.64	107.5	49.7	216.5	Mätnad
4	19.38	148.49	98.66	109.4	99.4	110.0	Mätnad
6	19.13	148.63	98.66	110.8	148.4	74.7	B-fält
8	18.92	148.68	98.66	112.1	195.7	57.3	B-fält

Tabellen 4 visar att vid ökad ferrittjocklek erhålls lägre  $B_{\text{max},100}$ , som lägst erhålls 18.9  $\mu\text{T}$  vid 8 mm tjocklek. Det framgår även att för en ström på 100 A, ger en ökad ferrittjocklek ingen stor påverkan på uteffekten  $P_{\text{ut},100}$ . Verkningsgraden är nästan opåverkad för alla de 4 olika tjocklekarna.  $I_{B,\text{max}}$  ökar från 107.5 A till 112.1 A vid en ökning av ferrittjocklek från 2 mm till 8 mm.  $I_{\text{sat}}$  visar en mycket stor ökning, från 49.7 A till 195.7 A. Kvoten  $\frac{B_{\text{ferrit}}}{B_{\text{sat}}}$  minskar markant från 216.5 till 57.3. Förlustbegränsning togs inte hänsyn till då verkningsgraden i tabellen 4 är nästan konstant för alla olika ferrittjocklekar

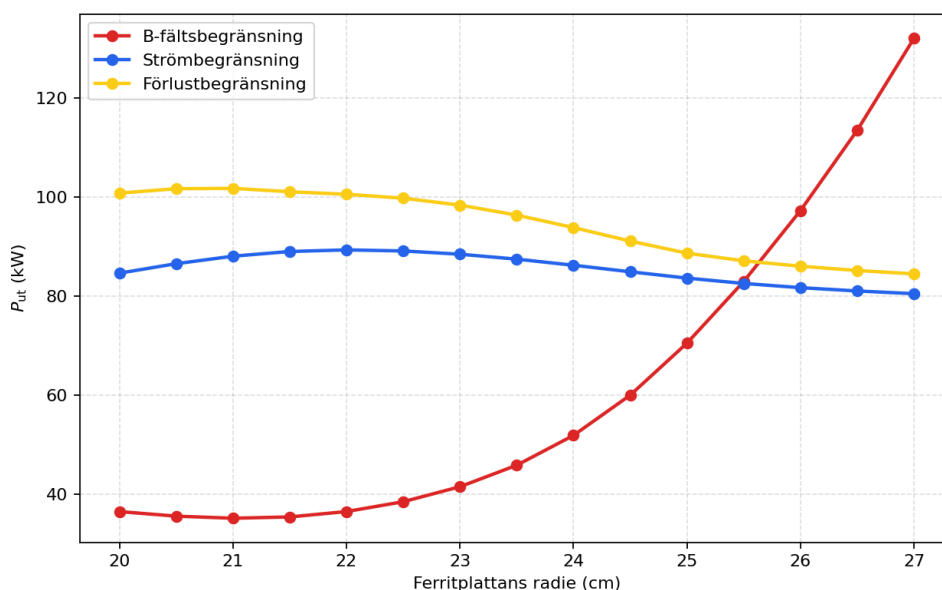
Minskning av  $B_{\text{max},100}$  med ökad ferrittjocklek kan förklaras med hjälp av reluktansen i ferriten. När ferrittjockleken ökar, så minskar ferritens reluktans vilket kan bidra till att den magnetiska flödestätheten minskar vid säkerhetsavståndet. Detta är en konsekvens av att mer utav den magnetiska flödestätheten leds genom ferriten istället för att ledas genom luften vid säkerhetsavståndet.

Den stora förändringen hos  $I_{\text{sat}}$  är en konsekvens av att den maximala magnetiska flödestätheten uppmätt i ferriten för 1 A ström per spole, minskar för ökad ferrittjocklek, vilket i sin tur leder till att högre ström kan köras innan mätnad uppnås. Detta fenomen visar även sig skala väldigt kraftigt, ungefärligt 50 A mer ström kan köras innan mätnad per 2 mm ferrittjockleks ökning.

Resultaten visar därmed att tunna ferriter främst begränsas ut av mätnad, medan tjockare ferriter begränsas ut av fältstyrkan av den magnetiska flödes tätheten vid säkerhetsavståndet. För 2 mm tjocklek, ses att strömmen  $I_{\text{sat}}$  är 49.7 A för att uppnå mätnad i ferriten, medan B-fältsbegränsningen ger en ström nivå på 107.5 A. Däremot, för 6 mm och 8 mm tjocklek visas att  $I_{\text{sat}}$  är högre än  $I_{B,\text{max}}$ , vilket innebär att en högre ström kan köras innan mätnad i ferriten sker.

Verkningsgraden  $\eta$  och uteffekten  $P_{\text{ut},100}$  påverkas inte mycket av ökning ut av ferrittjockleken. Detta kan förklaras av att, parametrar så som själv induktans och ömsesidig induktans inte förändras mycket för de testade ferrittjocklekar.

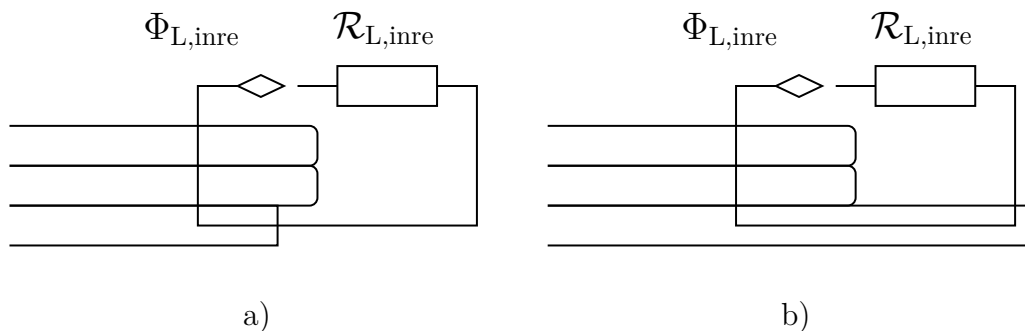
## 4.7 Ferritplattornas radie



Figur 39: Jämförelse av uteffekt med B-fälts, ström respektive förlustbegränsning vid optimal drift för basmodell, som funktion av ferritplattans radie.

När systemet optimerades med enbart  $B_{max}$  som den begränsande faktorn plottades den röda linjen i grafen 39 vilket visar att uteffekten ökar kraftigt när ferrit radien ökar. Från att uteffekten legat stabilt på ungefär 35 kW börjar den öka runt 22 cm till att nå ett värde på 132 kW vid 27 cm. Den blå linjen i grafen 39 representerar en optimering med en strömbegränsning som är satt till 75 A. I grafen kan det avläsas att strömbegränsningen på 75 A inte ger en stor skillnad i uteffekt oavsett ferritradie. Den gula linjen i grafen 39 representerar förlustbegränsningen på 1 kW. Den har väldigt lik form som strömbegränsningen och en förändring i ferritradien från 20 cm till 27 cm påverkar endast uteffekten med ungefär 15 kW.

Det magnetiska flödet kan delas upp i tre olika delar, gemensamt flöde, inre läckflöde och yttre läckflöde. I det fall som  $B_{max}$  begränsar innebär detta att en större ferritradie minskar det yttre läckflödet, vilket är det som hamnar utanför säkerhetsavståndet. Detta är på grund av att ferritens reluktans är lägre än luftens. Det inre läckflödets reluktans visualiseras i figur 40, där syns tydligt att reluktansen i det inre läckflödets bana minskar. Detta innebär att det flöde som byter bana hamnar i det inre läckflödets bana vilket visualiseras i figur 41.

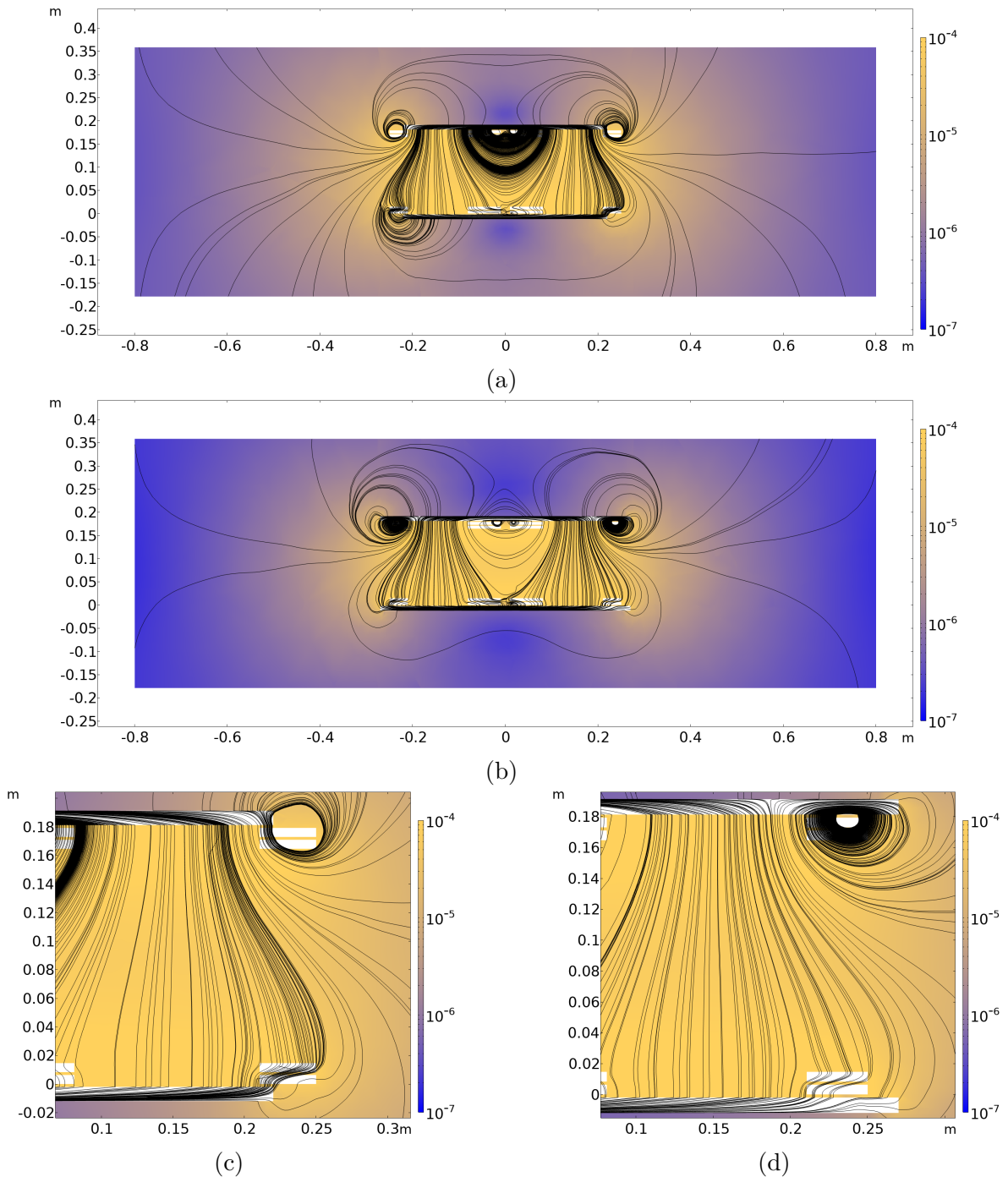


Figur 40: Schematisk bild över ändring av reluktansen för det inre läckflödet vid en liten ferritradie (a) och en stor ferritradie (b)

I det fall som strömmen begränsar så kommer variationen i grafen bero på att det inre läckflödet, på grund av reluktans, tar delar av den gemensamma flödets effekt. Detta innebär att istället för att magnetfältsflödet bidrar till det gemensamma flödet kommer nu delar av detta välja den lättare vägen genom ferriten och bli del av det inre läckflödet.

I det fall som förlustbegränsningen reglerar uteffekten kommer samma princip som för strömbegränsningen appliceras då det inre läckflödet ökar kommer även förlusten öka.

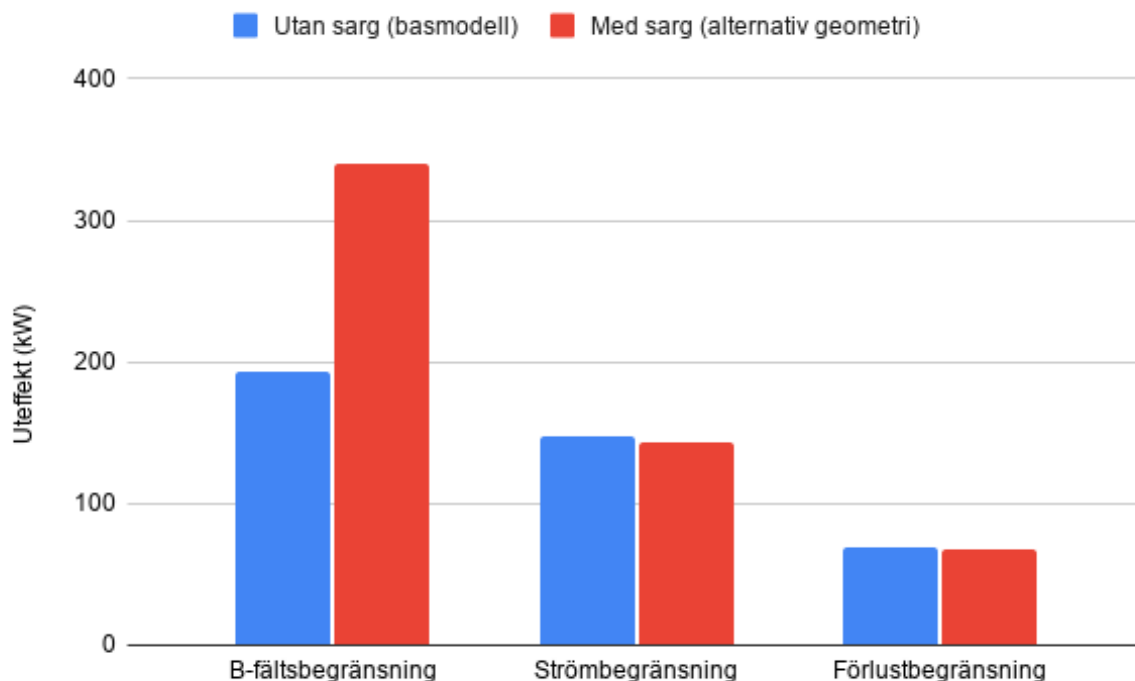
I figur 41 illustreras hur magnetfältets flöde skiljer sig åt mellan en radie på 22 cm och en på 27 cm.



Figur 41: Simulerad fältstyrka och flödeslinjer i B-fältet då nedskalad optimal drift simuleras med 1 A i varje spole. Bilderna visar en snittyta längs x-axeln för ferritradierna 22 cm (a och c) och 27 cm (b och d). Spolarna och ferritplattorna har utelämnats från färggraderingen av fältstyrkan för att lättare kunna urskilja variationen i luften.

#### 4.8 Alternativ geometri för ferritplattor

Uteffekterna som beräknades för effektoptimerad drift vid B-fältsbegränsningen  $21,2 \mu\text{T}$ , strömbegränsningen 100 A, och förlustbegränsningen 1 kW visas i figur 42.



Figur 42: Uteffekt vid olika driftfall

Verkningsgraden vid dessa driftfall beräknades till 98,58 % för basmodellen och 98,54 % för den alternativa ferritgeometrin. Att verkningsgraden är högre för basmodellen återspeglas i uteffekten vid ström- eller förlustbegränsning, som också är högre. Skillnaden är dock mycket liten.

Den stora skillnaden är uteffekten vid B-fältsbegränsning, där den alternativa geometrin presterar mycket bättre. Detta beror på att den genererar ett mycket svagare magnetfält vid säkerhetsavståndet än basmodellen, vilket visas i tabell 5. Av tabellen framgår det också att  $M'$  minskade något, medan  $L'$  och  $R$  i stort sett var opåverkade.

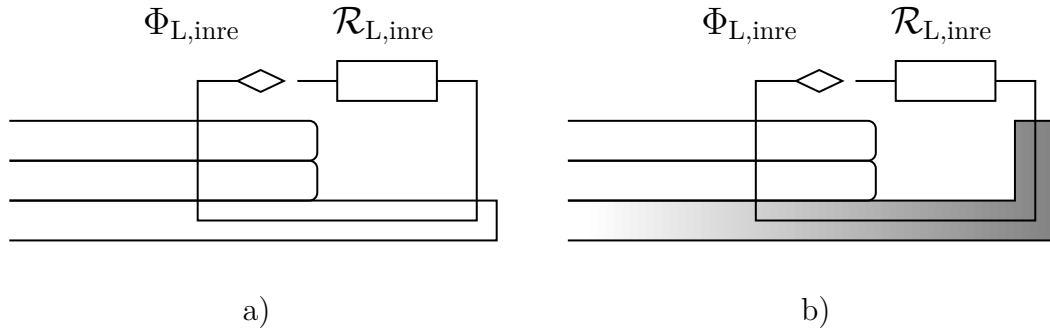
Tabell 5: Simulerade värden med och utan sarg

Modell	$L'$ [ $\mu\text{H}$ ]	$M'$ [ $\mu\text{H}$ ]	$R$ [ $\text{m}\Omega$ ]	$B_{\text{max}}$ [ $\text{nT}$ ]
Utan sarg (basmodell)	50,2	9,27	35,4	185
Med sarg (alternativ geometri)	50,7	8,98	35,3	137

Denna minskning av magnetfältsemissionen på bekostnad av lägre ömsesidig induktans (och därmed lägre verkningsgrad) liknar det som observerades för ferritplattans radie i avsnitt 5.7.

Att ferritsargen ger ett lägre magnetfält vid säkerhetsavståndet kan förklaras av att hela systemet ses som en magnetisk krets. Flödet kan då delas upp i inre och yttre flödesvägar enligt den förenklade magnetiska krets som beskrevs i avsnitt 2.6. Den tillagda ferritkanten skapar en ny väg av låg reluktans: då ferrit har högre permeabilitet än luft kommer magnetflödet ledas i denna kant, vilket i sin tur betyder att det yttre läckflödets andel av det totala flödet minskar enligt ekvationen för flödesgreningen (34). Detta är även förklaringen till att den ömsesidiga induktansen minskar, eftersom den beror på fördelningen av flödet som bestäms av flödesgreningen i ekvation (33). Ändring av reluktansen

för det inre läckflödet illustreras i figur 43.



Figur 43: Förenklad skiss över ändring av reluktansen för det inre läckflödet i basmodellen (a) och med en sarg av ferrit (b)

Av det här framgår det att den geometrin utan sarg har ett flöde som sprids i större utsträckning utanför säkerhetsavståndet, medan geometrin med sarg leder flödet vid ferritens ytterkant, vilket resulterar i lägre magnetfältstyrka vid säkerhetsavståndet. I driftfallet med B-fältsbegränsning tillåts då högre ström, vilket leder till ökad uteffekt.

## 4.9 Placering av mynt ovanför sändare

Simuleringarna av myntet visade att ett mynt inte har en betydande påverkan på den överförda effekten. Enligt tabell 6 visas att skillnaden är marginell mellan prestandan men eller utan mynt när myntet ligger i mitten av spole A.

Parameter	Med Mynt	Utan mynt
<i>Ekvivalenta parametrar</i>		
$L'$ (Självinduktans)	50.210 $\mu\text{H}$	50.215 $\mu\text{H}$
$M'$ (Ömsesidig induktans)	9.269 $\mu\text{H}$	9.274 $\mu\text{H}$
$k'$ (Kopplingsfaktor)	18.46 %	18.47 %
<i>Optimal drift</i>		
$I_{max}$ (Maximal ström)	114.452 A	114.452 A
$R_L$ (Lastresistans)	4.919 $\Omega$	4.923 $\Omega$
$P_{ut}$ (Uteffekt)	193.325 kW	193.446 kW
$P_{loss}$ (Förlusteffekt)	2.421 kW	2.397 kW
Verkningsgrad	98.76 %	98.78 %

Tabell 6: Ekvivalenta parametrar och optimal drift vid position mitten av spole A.

Dock finns det en stor skillnad i effektutvecklingen i vart myntet placeras på spolen. Som syns i tabell 7 så är den effekt som förloras till myntet endast 8.55 W när den är placerad i området där magnetfältet är svagt. När myntet placeras vid högt magnetfält ökar den förlorade effekten till 42.1 W, det är ungefär 5 gånger så mycket som den tidigare positionen.

Position	Frekvens (Hz)	Värmeförlust (W)
I mitten av spole A (radie·0,5 ; 0)	85000	8,55
Vid maxpunkten (0,14 ; 0,16)	85000	42,1

Tabell 7: Volymetrisk värmeförlust i myntet vid maximal ström ( $I_{max}$ ).

Anledningen till varför verkningsgraden sjunker marginellt när myntet placeras mellan spolarna är på grund av de virvelströmmar som induceras i det när det utsätts för ett magnetfält. Detta gör att elektronerna i myntet börjar röra sig och då myntet har en inre resistans kommer denna elektriska energi slutligen transformerats till värme energi, vilket är den energi som syns i tabell 7. Detta är den effekt som myntet tar från den överförda energin vilket då blir den energi som går förlorad och det som minskar verkningsgraden.

Att myntet får en högre värmeutveckling i den position som har ett starkare magnetfält är på grund av att det får mer elektrisk energi inducerat vilket medför att mer kommer transformerat till värme.

## 5 Diskussion

### 5.1 Antal lindningsvarv

När antalet lindningsvarv ökar, medan spolradien och kabeltjockleken förblir konstanta, påverkas förlusterna på två sätt. Å ena sidan ökar kopparförlusterna eftersom den totala ledarlängden blir större, vilket ger en högre ohmsk resistans. Å andra sidan ökar förlusterna till följd av närhetseffekten, eftersom det blir mer lindningsvarv som bidrar till närhetseffekten medan kabelseparationen förblir samma. Detta leder till en ojämn strömfördelning i ledarna vid växelström och därmed en ökad effektiv AC-resistans, vilket ytterligare bidrar till ökade förluster. Dessutom ökar spolens vikt med antalet lindningsvarv. En högre vikt kan vara en nackdel i tillämpningar där låg vikt är viktig, exempelvis för att underlätta installation eller minska den mekaniska belastningen på konstruktionen.

Det optimala antalet lindningsvarv uppnås vid cirka 5 varv när optimalitet definieras med avseende på maximal verkningsgrad, vilken uppgår till cirka 98,8%. Vid 5 antal lindningsvarv är uteffekten för strömbegränsning cirka 200 KW. Om optimalitet istället avser maximal uteffekt framgår det att denna kan erhållas genom ett större antal lindningsvarv, vilket ger högre uteffekt vid både strömbegränsning och magnetfältsbegränsning. Detta sker dock på bekostnad av ökade förluster, vilket innebär att en avvägning mellan uteffekt och förluster måste göras. Detta innebär att valet av optimalt antal lindningsvarv är beroende av vilken prestandaparameter som prioriteras, där en avvägning mellan hög verkningsgrad, hög uteffekt och mindre förluster måste göras.

Resultaten för höga antal lindningsvarv bör tolkas med försiktighet, eftersom spolarnas geometri förändras på ett sätt som kan påverka magnetflödet. När antalet lindningsvarv ökar blir spolens tvärsnitt större, vilket illustreras i figur 10b. Detta innebär att spolen gradvis avviker från geometrin som visas i figur 10a när bredden ökar, eftersom spolens böjradie vid kanterna ökar. Förändringen i geometri påverkar magnetfältets fördelning och kan därmed även påverka kopplingen mellan spolarna.

### 5.2 Skalning av modulens radie

Resultaten visar att en större skalning av modulen leder till högre verkningsgrad och högre uteffekt vid konstant ström på 100 A, samt ökar  $B_{max}$  vid säkerhetsavståndet. Mindre skalning leder till lägre verkningsgrad och lägre uteffekt, men även lägre  $B_{max}$  vid säkerhetsavståndet. Detta tyder på att en större modul förbättrar den magnetiska kopplingen, men ökar magnetfälts emissionen vid säkerhetsavståndet.

Den ökade uteffekten och verkningsgraden kan förklaras av att en större modul ökade arean för spolarna och därmed ökade kopplingsfaktorn mellan sändare och mottagare. Detta gör att mer av det magnetiska flödet länkas mellan de två modulerna, vilket förbättrar effektöverföringen. Att  $B_{max}$  samtidigt ökar, kan förklaras av att modulens yttre kant hamnar närmare säkerhetsavståndet när radien ökar. Det är även möjligt att fältfördelningen förändras när radien för spolarna och ferriten skalas, vilket kan också vara en bidragande faktor till att  $B_{max}$  ökar för större skalning. Därmed uppstår en avvägning mellan förbättrad kopplingsfaktor, magnetfält strålning i omgivningen och större fysisk modul.

Ur ett praktiskt perspektiv innebär detta att en större modul kan vara fördelaktig om målet är att uppnå hög verkningsgrad och hög uteffekt vid en given ström. Samtidigt innebär en större skalning att modulen tar upp mer rum och sannolikt väger mer och kräver mer material användning. En större modul kan även innebära att en lägre ström

kan köras för att uppnå en hög uteffekt, vilket kan även minska värmeutvecklingen i ledarna i spolen och potentiellt minska kraven på vilken kabeltjocklek som krävs för att uppnå en viss uteffekt. Däremot, ifall magnetfälts strålningen i omgivningen är en begränsande faktor, så minskar den maximala strömmen som kan köras vilket leder till att den högre kopplingsfaktorn inte nödvändigtvis utnyttjas fullt ut. Resultaten visar att högst uteffekt vid B-fältsbegränsad drift erhålls vid en skalning på 0,8, men detta kräver en ström på cirka 182 A, vilket kan vara mer än vad ledarna i spolen klarar av.

Det är därför inte säkert att det observerade optimum vid drift med B-fältsbegränsning är praktiskt användbart. Detta optimum gäller för det driftfall där magnetfältet vid säkerhetsavståndet är den begränsande faktorn. I praktiken kan systemet begränsas av maximal ström eller exempelvis effektförluster. Därmed bör inte skalfaktorn enbart väljas utifrån högst uteffekt vid B-fältsbegränsning, utan även väljas utifrån vilka krav som finns för effektförluster och maximal ström som ledarna i spolen tål. Dessutom har resultaten tagits fram för ett fall där sändaren och mottagaren är korrekt placerade mot varandra. Det går därmed inte att utifrån dessa resultat avgöra hur känsliga olika skalningar är mot felpositionering i vertikal- och sidledsförskjutning.

För att verifiera hur känsligheten för vertikal- och sidledsförskjutning påverkas vid olika skalningar på modulen, bör ett ytterligare experiment utföras. Detta skulle kunna genomföras genom att variera skalningen samtidigt för modulerna, och förflytta en av modulerna i sidled, samt vertikal position separat. Detta skulle kunna visa vilka skalningar som är mest robusta mot felpositionering och om större modul faktiskt leder till bättre tolerans mot felpositionering.

### 5.3 Avstånd mellan sändare och mottagare

Trots att verkningsgraden visat sig inte vara lika drastiskt avtagande över ökning av avståndet skedde en markant minskning i överförd effekt. Det här bevisar att systemets prestanda fortfarande är starkt beroende av separationen mellan spolarna. Vidare kan slutsatsen dras att driftfallet med endast B-fältsbegränsningen levererar högst uteffekt vid minst avstånd, men att det runt omkring 15 cm sker ett skifte då strömbegränsning som åtföljs av förlustbegränsning tillåter högre uteffekt. Vilket visar att B-fältsbegränsningen kommer att dominera vilken uteffekt som kan överföras vid ett större avstånd.

Orsaken till den försämrade effektöverföringen har sin grund i att den magnetiska kopplingen försämras med ökningen av avståndet. Den magnetiska kopplingens försämring kan förklaras av att läckflödet ökar i takt med att separationen mellan spolarna ökar vilket bekräftar av ökningen av  $B_{\max}$ . Det här leder till att B-fältsbegränsningen blir mer restriktiv vid större avstånd då magnetfältet vid säkerhetsgränsen når den tillåtna gränsen snabbare, vilket resulterar i lägre uteffekter än driftfallen med strömbegränsning och förlustbegränsning.

Resultatet pekar på att det finns en tydlig begränsning i vilket avstånd som kan krävas mellan mottagare och sändare för att uppnå effektiv effektöverföring. Det här innebär att sändaren och mottagaren måste hållas inom ett strikt intervall för att uppnå önskad överförd effekt.

Ur ett praktiskt perspektiv så kan tillämpningar som är inriktat mot fordonsladdning påverkas då det kommer finnas variationer i markhöjden mellan fordon. Det här innebär att fordon med en hög markhöjd kommer uppleva sämre effektöverföring än de med lägre markhöjd. Vidare kommer även denna skillnad i markhöjd bidra med en säkerhetsaspekt då det vid högre avstånd kommer finnas ett högre magnetfält vid säkerhetsavståndet

under drift beroende av vilken ström som matas.

Därav bör denna aspekt utifrån ett utvecklingsperspektiv behandlas genom exempelvis ett regelsystem som kan justera strömmen utifrån det avstånd som spolarna har så att man bibehåller säkerhetskravet på  $21.2 \mu\text{T}$ . Ett sådant system hade även öppnat upp möjligheten för att uppnå en stabil effektöverföring oavsett vilket markhöjds avstånd som fordonen har. Infrastrukturmässigt kan det här också innebära en avvägning för vilket avstånd man bör anpassa laddplattan för höjdmässigt. Exempelvis kanske en konstant nivå på 10 cm över marken för den spolen som befinner sig där innebära en stabil effektöverföring för alla fordon. Det här sätter ytterligare betoning på att realistiska begränsningar som ström och magnetfälts vid säkerhetsavståndet bör inkluderas för att ge en rättvisande bild av systemets prestanda i praktiken.

## 5.4 Kabelseparation

Analysen visar att kabelseparationen påverkar systemets resistiva förluster och kopplingsfaktorn främst. Utöver det här hade även kabelseparationen en tydlig påverkan på systemets strömnivåer vid olika driftsbegränsningar. Dessa resultat kan förklaras av två motverkande effekter. När kabelseparationen ökade så minskade närhetseffekten vilket bidrog till lägre resistiva förluster och därmed lägre resistans. Den andra effekten uppkom då den magnetiska kopplingen försämrades då den ömsesidiga induktansen minskade vid ökat avstånd som resulterade i lägre effektöverföring.

Alltså bör man balansera dessa effekter för att reducera närhetseffekten i kombination med att bibehålla en bra magnetisk koppling vilket leder till högre verkningsgrad. Därav uppkommer ett optimum kring 5mm då vi uppnått en kompromiss mellan dessa motverkande effekter.

Ur ett praktiskt perspektiv så är det inte givet att just den här separationen är optimal eftersom geometriska begränsningar i kombination med krav på exempelvis antal varv kan begränsa denna valmöjlighet. Detta betyder att man i verkliga tillämpningar kan behöva minska eller öka separationen beroende av andra krav för den övriga geometrin och därmed förskjuta sig ifrån det teoretiska optimumet.

Utöver detta så har resultaten inte tagit i beaktning verkliga effekter som temperatur men heller inte avskärmningsmöjligheter för närhetseffekt vilket kan påverka optimumet. Temperaturen i det här fallet hade direkt påverkat resistansen som i sin tur påverkar den optimala punkten.

Ur ett utvecklingsperspektiv bör detta resultat verifieras experimentellt men även testas i ett produktionsscenario för att säkerställa att en kabelseparation på 5 mm är genomförbar och optimal under faktiska driftförhållanden. Vidare fokus bör även ligga på själva kabeln och hur dess konstruktion bidrar till närhetseffekt.

## 5.5 Lagerseparation av spolparen

Resultaten visade att resistansen minskar med ökande lagerseparation. Detta indikerar att spolarna påverkas av närliggande spolparen i både sändar och mottagarsidan. Den observerade variationen i resistansen kan med stor sannolikhet förklaras av närhetseffekten, vilken påverkar strömfördelningen i ledarna som i sin tur leder till mindre resistans. Minskningen i parasitresistans är dock relativt begränsad vid hög lagerseparation. Detta går att förklaras med att närhetseffekten gäller inte vid stora avstånd.

När lagerseparationen är liten blir den magnetiska kopplingen starkare på grund av

mindre luftgap mellan spolparen, vilket gör att mer energi kan överföras effektivt från sändaren till mottagaren utan att magnetfältet läcks ut och går förlorade i luften. Detta återspeglas även i effektkurvan vid magnetfältsbegränsning. När magnetfältet i säkerhetsavståndet ökar måste den tillförda strömmen reduceras för att uppfylla säkerhetskraven för elektromagnetisk exponering. Som en följd av detta minskar uteffekten kraftigt. Däremot ökar verkningsgraden, vilket är positivt eftersom en mindre andel kopparförluster uppstår. Ökningen av magnetfältet kan också förklaras med närhetseffekten, då strömmen utnyttjar en större area i kablarna när lagerseparationen ökar, så att det externa magnetfältet ökar.

Resultaten erhöles med en ferritplatta placerad i närheten av spolarna. Detta påverkar mätresultatet eftersom ferritplattan inducerar virvelströmmar, vilket bidrar till närhetseffekten och medför ökade förluster i systemet.

## 5.6 Ferritplattornas tjocklek

Resultaten visar att den främsta påverkan av en tjockare ferrit är att  $B_{max}$  minskar vid säkerhetsavståndet, samt strömmen  $I_{sat}$  som krävs för att uppnå mätnad i ferriten ökar. Däremot, uteffekt  $P_{ut,100}$  och verkningsgrad  $\eta$ , påverkas i liten grad. Detta tyder på att ferrit-tjockleken i detta fall främst fungerar som en parameter som minskar den magnetiska flödestätheten i omgivningen och ökar marginalen för mätnad i ferriten.

Att  $B_{max,100}$  minskar för en ökad tjocklek, kan beskrivas med hjälp av reluktans. Där reluktansen är omvänt proportionell mot tjockleken  $\mathcal{R} \propto \frac{1}{t}$ . Däremot, ifall kopplingen mellan mottagare och sändare ses som en magnetisk krets, så får man även att den totala reluktansen flödet passerar kan ses som summan  $\mathcal{R}_{tot} = \mathcal{R}_{ferrit} + \mathcal{R}_{luft} + \mathcal{R}_{annat}$ . Sammantaget leder detta till att, den totala reluktansen konvergerar vid ökandet av ferrit-tjocklek enligt  $\lim_{t_{ferrit} \rightarrow \infty} \mathcal{R}_{tot} = \mathcal{R}_{luft} + \mathcal{R}_{annat}$ . Detta kan uppfattas som att, för en viss stor ferrit-tjocklek kommer inga noterbara förändringar i  $B_{max,100}$  att ske, då resterande reluktans kan beskrivas ut av den väg det magnetiska flödet går i den magnetiska kretsmodellen.

Ur ett praktiskt perspektiv innebär detta att ferrit-tjockleken bör dimensioneras utifrån mätnads gränser och gränser på magnetfälts strålning, snarare än att höja uteffekt eller verkningsgrad. En ökning av ferrit-tjocklek kan därför vara fördelaktig ifall en tunnare ferrit riskeras att mättas eller om magnetfälts strålningen är en begränsande faktor vid den drift som modulen körs vid. Däremot, om  $I_{sat}$  överstiger  $I_{B,max}$  så blir ytterligare ökning av ferrit-tjockleken mindre relevant för att undvika mätnad, förutsatt att magnetfälts strålningen är en begränsande faktor. Detta innebär att en överdimensionerad tjocklek för en ferrit leder till ökad vikt och material användning, medan förbättring i drift förmåga blir mindre tydlig. Den praktiska lämpliga ferrit-tjockleken bör därför väljas som en avvägning mellan magnetfält strålningen, mätnadsmarginal, vikt och material användning.

Resultaten bör tolkas med hänsyn till att  $I_{B,max}$  har beräknats med hjälp av en proportionalitetsmetod, där magnetfältet antas skalas linjärt med strömmen. Denna metod gäller så länge inte mätnad i ferriten nås. Gränsen  $I_{sat}$  bör främst ses som en uppskattning av när mätnad i ferriten kan bli relevant, snarare än en exakt verifierad driftgräns. Jämförelsen mellan  $I_{B,max}$  och  $I_{sat}$  bör därför tolkas som en indikation på om systemet främst begränsas av B-fält vid säkerhetsavståndet eller mätnad i ferriten.

Ett vidare experiment hade kunnat konstrueras, för att verifiera att  $I_{sat}$  beräknad med proportionalitet verkligen överensstämmer med den faktiska  $I_{sat}$  som uppstår i simuleringen. Förslagsvis, kan detta göras genom att stegvis öka strömmen direkt i COMSOL

och studera vid vilken ström som ferriten börjar mätas.

## 5.7 Ferritplattornas radie

Resultaten visar att en större ferritradie ger en positiv påverkan då  $B_{max}$  minskar vid säkerhetsavståndet. Detta leder till att uteffekten kommer att öka så länge den endast begränsas av  $B_{max}$ . Dock kommer uteffekten ( $P_{ut}$ ) att begränsas av den maximala strömmen som ledarna tål och den maximala effektförlusten när radien på ferritplattan nått ett visst värde. Som presenteras i graf 39 når vi detta värde där radien är ungefär 25,8 cm för en strömbegränsning på 75 A och en förlustbegränsning på 1 kW.

Den fysikaliska förklaringen bakom detta resultat kan beskrivas med reluktans och figur 41. Ferriten har en hög permeabilitet vilket innebär att den erbjuder en lägre reluktiv väg. Den större radien fångar upp mer av magnetfältet som annars hade flödat till säkerhetsgränsen och ökat  $B_{max}$ . Detta är vad som ger resultatet, när  $B_{max}$  begränsar, att mer ström kan matas genom spolen och ge en högre uteffekt.

De avvägningar som behöver tas i hänsyn är vikt, storlek och materialkostnader. Eftersom en större ferritradie gör att en högre effekt kan pressas ur systemet, när  $B_{max}$  begränsar, innebär det också att modulen blir tyngre, större och dyrare. I praktiska tillämpningar som att montera mottagaren under en bil innebär det att mer vikt kan skada fordonets räckvidd, samt kan utrymmet för att montera den i vara begränsat. Radien är inte något som bara ska maximeras för att uppnå den högsta överföringseffekten. Som visat tidigare blir det onödigt att använda en ferritplatta med större radie än 25,8 cm eftersom strömbegränsningen på 75 A inte tillåter att en högre ström flödar genom spolen.

Resultaten som erhöles bör tolkas med hänsyn till samma kriterier som resultaten i avsnitt 5.6.

## 5.8 Alternativ geometri för ferritplattor

Att lägga till en sarg av ferrit visade sig vara ett effektivt sätt att minska magnetfältsemissionen utan att sänka verkningsgraden nämnvärt, vilket kunde förklaras av att en större del av läckflödet hölls nära modulen tack vare den minskade permeansen vid dess utkanter. Detta sker dock på bekostnad av ökad vikt för modulen, eftersom en betydande mängd ferrit behöver tillföras. Detta alternativ lämpar sig därför mycket väl för att öka uteffekten i det fall där magnetfältsemissionen är den mest relevanta begränsningen, och effekttätheten samtidigt inte är lika viktig.

Den tillagda sargen har alltså en liknande effekt som att öka radien på ferritplattorna, vilket också sänkte läckflödet på bekostnad av effekttätheten. Däremot kan denna geometri implementeras utan att förändra ytterradien, vilket gör det till en bättre strategi för att reducera magnetfältsemissionen om modulens storlek samtidigt behöver begränsas. I simuleringen byggdes dock sargen när ferritplattans radie (28 cm) var betydligt större än spolkonstruktionens (25 cm), så det är inte säkert att samma resultat skulle fås om sargen byggdes så nära in på spolkonstruktionen som möjligt, även om resonemangen kring magnetflödet och reluktansen som fördes i resultatavsnittet (avsnitt 4.8) borde gälla även i det fallet. Därför vore det intressant att göra nya simuleringar med sargen placerad tätt intill spolkonstruktionen, och sedan bestämma vilken ferritradie som ger motsvarande reduktion av magnetfältsemissionen. Därefter skulle skillnaden i effekttäthet mellan dessa varianter kunna utvärderas, och det skulle gå att mer noggrant avgöra hur mycket mindre

modulen kan göras genom att använda en sarg av ferrit istället för att öka radien.

En annan begränsning i analysen är att den endast gjordes för basmodellen. De teoretiska resonemangen tyder på att magnetfältsemissionen borde reduceras för alla modellvarianter med den här generella utformningen, men det är inte klarlagt om nyttan skulle vara lika stor om till exempel fler lindningsvarv eller större kabelseparation används.

## 5.9 Placering av mynt ovanför sändare

Närvaron och positionen av myntet påverkar främst den lokala effektförlusten, det vill säga värmeutvecklingen i myntet. Dock påverkar det inte systemets prestanda märkbart, endast med ungefär 100 W när myntet är positionerat i mitten av spole A. De andra ekvivalenta parametrarna som självinduktans, induktans, kopplingsfaktor och verkningsgrad förblir i princip oförändrade oberoende vart myntet ligger.

Den lokala värmeförlusten uppstår av faradays induktionslag då det tidsvarierande magnetiska fältet inducerar spänning in i myntets ledande material, detta ger upphov till virvelströmmar i myntet. Då magnetfältet inte är homogent över en trefas spole kommer virvelströmmarnas styrka skilja sig åt beroende på vart myntet placeras. Att den totala prestandan på systemet opåverkad beror på att myntets area i princip är försumbar i förhållande till arean på spolarna.

I detta fall har det inte gjorts något aktivt design val, däremot finns det en avvägning som är robusthet kontra säkerhet. Vi ser att ett mynt som hamnar mellan spolarna ej utgör ett hot mot verkningsgraden eller mot det överförda effekten, dock kan det utgöra en termisk säkerhetsrisk. När 42 W induceras in i ett mynt kan det leda till höga temperaturer vilket kan bli farligt.

Detta innebär att systemet är väldigt robust men att det, för implementering i verkligheten, behöver en förmåga att detektera och reglera sig själv vid sådana faror.

De resultat som erhöles bedöms mycket rimliga, dock finns det vidare forskning som kan göras. Till exempel hur ett större metall objekt hade kunnat påverka WPT systemet om det hade placerats mellan sändare och mottagare.

## 5.10 Möjligheter för framtida undersökningar

Vidare studier av designparametrar hade innefattat hur ett samspel mellan dessa parametrar hade bidragit till en mer optimal design. Detta skulle innebära att utföra svep över flera parametrar samtidigt för att utvärdera deras sammansatta påverkan på modulens prestanda.

Utöver flerdimensionella parametersvep hade vidare studier även lagt fokus på att utvidga studiens område genom att ta in faktorer som tidigare varit försummade.

Denna studie har försummat tillhörande kraftelektronik, därför är ett naturligt nästa steg att utvärdera systemet på en komplett nivå. Det innebär att inkludera förluster från primärsidans inverterare och sekundärsidans likriktare. Detta skulle ge en mer rättvisande bild av systemets verkliga prestanda.

I dessa studier har endast effektöverföring mellan sändare och mottagare med samma geometri undersökts. Därför bör framtida studier undersöka hur prestandan påverkas av att implementera olika geometrier på sändare och mottagare. Detta hade kunnat vara olika storlekar på spolarna, ferritplattorna och ferritens geometri.

## 6 Slutsats

När systemets kylningsförmåga är den mest begränsande faktorn bestäms den maximala uteffekten av verkningsgraden, vilket ökar med den ömsesidiga induktansen och minskar med parasitresistansen. När en direkt strömbegränsning tillämpas, så ökar den maximala uteffekten linjärt med den optimala lastresistansen, som likt verkningsgraden ökar med den ömsesidiga induktansen och minskar med parasitresistansen. När den tillåtna magnetfältsemissionen är den mest begränsande faktorn, så bestäms den maximala uteffekten av hur effektivt systemet är på att hålla magnetfältsflödet innanför säkerhetsavståndet. Eftersom den ömsesidiga induktansen, parasitresistansen, och magnetfältsemissionen påverkas på olika sätt av de olika designparametrarna, kan inte alltid entydiga rekommendationer gällande utformningen av ett WPT-system ges, utan en avvägning behöver göras beroende på vilken begränsning som är mest relevant.

Det har visats att det inte finns ett enkelt sätt att förbättra prestandan i allmänhet genom att minska parasitresistansen. Detta kan i teorin åstadkommas genom att öka kabelseparationen eller minska antal lindningsvarv, men detta gav samtidigt sämre magnetisk koppling, vilket gör att en avvägning mellan dessa parametrar behöver göras. För ett specifikt system kan däremot en optimering av dessa parametrar göras beroende på vilka begränsningar som gäller för B-fält, ström, och effektförlust. På samma sätt behöver en avvägning göras mellan den magnetiska kopplingen och magnetfältsemissionen när modulens storlek och ferritplattans radie ska bestämmas. De parametrar som entydigt förbättrade prestandan i alla driftfall var en liten lagerseparation och litet luftgap. Även att introducera en sarg av ferrit runt spolkonstruktionen gav klart reducerad magnetfältsemission utan att nämnvärt försämra prestandan i övrigt.

Dessutom kan vissa av parametrarna behöva begränsas för att bibehålla hög effekttäthet. Den positiva effekten av att öka antal lindningsvarv, ferritplattans radie och modulens storlek måste vägas mot viktökningen som detta innebär. Samtidigt kan viktökningen av en ökad modulstorlek motverkas av att plattans tjocklek då kan minskas, eftersom att denna anpassas efter vilken ström som ger mättnad av B-fältet i ferriten.

Därtill kan det konstateras att ett litet främmande föremål i form av ett mynt placerat ovanpå sändaren inte påverkade systemets prestanda. Framtida studier behövs dock för att undersöka hur designparametrarna påverkar säkerhetsrisken med främmande föremål.

## Referenser

- [1] N. Shinohara, “History and Innovation of Wireless Power Transfer via Microwaves”, *IEEE Journal of Microwaves*, årg. 1, nr 1, s. 218–228, 2021. DOI: 10.1109/JMW.2020.3028344.
- [2] S. Y. R. Hui, W. Zhong och C. K. Lee, “A Critical Review of Recent Progress in Mid-Range Wireless Power Transfer”, *IEEE Transactions on Power Electronics*, årg. 29, nr 9, 2014. DOI: 10.1109/TPEL.2013.2249670.
- [3] C. T. Rim och C. Mi, “Introduction to Wireless Power Transfer (WPT)”, i *Wireless Power Transfer for Electric Vehicles and Mobile Devices*. Wiley-IEEE Press, 2017, s. 19–42. DOI: 10.1002/9781119329084.ch2.
- [4] Z. Zhang och H. Pang, “Inductive Power Transfer”, i *Wireless Power Transfer: Principles and Applications*. Wiley-IEEE Press, 2023, s. 19–54. DOI: 10.1002/9781119654117.ch2.
- [5] O. R. N. Laboratory. “Polyphase wireless power transfer system achieves 270-kilowatt charge, sets another world record for electric light-duty passenger vehicles”. Hämtad 2026-2-12.
- [6] O. R. N. Laboratory. “ORNL demonstrates 120-kilowatt wireless charging for vehicles”. Hämtad 2026-2-12.
- [7] S. Li och C. C. Mi, “Wireless Power Transfer for Electric Vehicle Applications”, *IEEE Journal of Emerging and Selected Topics in Power Electronics*, årg. 3, nr 1, 2015. DOI: 10.1109/JESTPE.2014.2319453.
- [8] Z. Zhang, H. Pang, A. Georgiadis och C. Cecati, “Wireless Power Transfer—An Overview”, *IEEE Transactions on Industrial Electronics*, årg. 66, nr 2, 2019. DOI: 10.1109/TIE.2018.2835378.
- [9] G. Palani och U. Sengamalai, “A review on wireless power transfer for electric vehicles: Current trends, challenges, and future prospects”, *Energy Storage*, årg. 5, nr 5, e407, 2023. DOI: 10.1002/est2.407.
- [10] O. C. Onar, J. M. Miller, S. L. Campbell, C. Coomer, C. P. White och L. E. Seiber, “A novel wireless power transfer for in-motion EV/PHEV charging”, i *2013 Twenty-Eighth Annual IEEE Applied Power Electronics Conference and Exposition (APEC)*, 2013, s. 3073–3080. DOI: 10.1109/APEC.2013.6520738.
- [11] Z. Zhang och H. Pang, “WPT for High-power Application – Electric Vehicles”, i *Wireless Power Transfer: Principles and Applications*. Wiley-IEEE Press, 2023, s. 275–325. DOI: 10.1002/9781119654117.ch9.
- [12] J. Pries, V. P. N. Galigekere, O. C. Onar och G.-J. Su, “A 50-kW Three-Phase Wireless Power Transfer System Using Bipolar Windings and Series Resonant Networks for Rotating Magnetic Fields”, *IEEE Transactions on Power Electronics*, årg. 35, nr 5, 2020. DOI: 10.1109/TPEL.2019.2942065.
- [13] Y. Nagatsuka, N. Ehara, Y. Kaneko, S. Abe och T. Yasuda, “Compact contactless power transfer system for electric vehicles”, i *The 2010 International Power Electronics Conference - ECCE ASIA* -, 2010. DOI: 10.1109/IPEC.2010.5543313.

- [14] O. C. Onar, J. M. Miller, S. L. Campbell, C. Coomer, C. P. White och L. E. Seiber, “Oak Ridge National Laboratory Wireless Power Transfer Development for Sustainable Campus Initiative”, i *2013 IEEE Transportation Electrification Conference and Expo (ITEC)*, 2013, s. 1–8. DOI: 10.1109/ITEC.2013.6574506.
- [15] M. Budhia, G. Covic och J. Boys, “A new IPT magnetic coupler for electric vehicle charging systems”, i *IECON 2010 - 36th Annual Conference on IEEE Industrial Electronics Society*, 2010, s. 2487–2492. DOI: 10.1109/IECON.2010.5675350.
- [16] M. Budhia, G. A. Covic, J. T. Boys och C.-Y. Huang, “Development and evaluation of single sided flux couplers for contactless electric vehicle charging”, i *2011 IEEE Energy Conversion Congress and Exposition*, 2011. DOI: 10.1109/ECCE.2011.6063826.
- [17] M. El Ancary m. fl., “Analysis and Evaluation of Compensation Topologies in Wireless Charging Systems for Electric Vehicles”, i *E3S Web of Conferences*, Proceedings of the 4th International Conference on Energy and Green Computing (ICEGC 2025), Casablanca, Morocco, 4–5 Dec 2025, EDP Sciences, 2025. DOI: 10.1051/e3sconf/202568000041.
- [18] R. Kumar. “What are the basic compensation topologies for wireless power transfer in EVs?” Accessed: 2026-05-11. URL: <https://www.evengineeringonline.com/what-are-the-basic-compensation-topologies-for-wireless-power-transfer-in-evs/>.
- [19] G. Ombach, D. Kurschner och S. Mathar, “Universal base coil solution for interoperable system for stationary wireless EV charging”, i *2015 International Conference on Sustainable Mobility Applications, Renewables and Technology (SMART)*, 2015.
- [20] G. A. Covic, M. L. G. Kissin, D. Kacprzak, N. Clausen och H. Hao, “A bipolar primary pad topology for EV stationary charging and highway power by inductive coupling”, i *2011 IEEE Energy Conversion Congress and Exposition*, 2011, s. 1832–1838. DOI: 10.1109/ECCE.2011.6064008.
- [21] S. Kim, G. A. Covic och J. T. Boys, “Tripolar Pad for Inductive Power Transfer Systems for EV Charging”, *IEEE Transactions on Power Electronics*, årg. 32, nr 7, s. 5045–5057, 2017. DOI: 10.1109/TPEL.2016.2606893.
- [22] O. C. Onar m. fl., “A 100-kW Wireless Power Transfer System Development Using Polyphase Electromagnetic Couplers”, i *2022 IEEE/AIAA Transportation Electrification Conference and Electric Aircraft Technologies Symposium (ITEC+EATS)*, 2022, s. 273–278. DOI: 10.1109/ITEC53557.2022.9814053.
- [23] D. K. Cheng, *Field and Wave Electromagnetics*, 2. utg. Pearson Education Limited, 2014, ISBN: 978-1-292-02656-5.
- [24] K. Hata, T. Imura och Y. Hori, “Simplified measuring method of kQ product for wireless power transfer via magnetic resonance coupling based on input impedance measurement”, i *Proceedings of the IECON 2017 - 43rd Annual Conference of the IEEE Industrial Electronics Society*, Conference Date: 29 Oct. - 1 Nov. 2017, vol. 2017-January, Beijing, China: IEEE, okt. 2017, s. 6974–6979, ISBN: 978-1-5386-1127-2. DOI: 10.1109/IECON.2017.8217219.

- [25] R. Zhao, D. T. Gladwin och D. A. Stone, “Titel saknas i källtexten (Vänligen fyll i artikelnamnet här)”, i *8th IET International Conference on Power Electronics, Machines and Drives (PEMD 2016)*, Conference Date: 19-21 April 2016, vol. 2016, Glasgow, United Kingdom: Institution of Engineering och Technology (IET), april 2016, s. 1–6, ISBN: 978-1-78561-188-9. DOI: 10.1049/cp.2016.0279.
- [26] I. H. Baciú och S. Lungu, “[Resonance in power converters circuits]”, i *2012 IEEE 18th International Symposium for Design and Technology of Electronics Packages (SIITME)*, IEEE, okt. 2012, s. 183–187, ISBN: 978-1-4673-4759-4. DOI: 10.1109/SIITME.2012.6384372.
- [27] “Eddy Current Inspection (ET) Method - Technical Manual”, United States Air Force, tekn. rapport, n.d. Accessed: 2026-05-07. URL: <https://content.ndtsupply.com/media/Eddy%20Current%20-USAFA-Tech-Manual-N-R.pdf>.
- [28] H. Johnson och M. Graham, *High-Speed Signal Propagation: Advanced Black Magic*. Prentice Hall, 2003.
- [29] B. Karlström, *Kretsanalys*, 3. utg. Lund: Studentlitteratur, 2022, ISBN: 9789144166001.
- [30] S. Zurek. “Skin depth”. Accessed: 2026-05-03. URL: [https://www.e-magnetica.pl/doku.php/skin\\_depth](https://www.e-magnetica.pl/doku.php/skin_depth).
- [31] Rubadue Wire. “Skin Effect and Proximity Effect Losses in Litz Wires”. Accessed: 2026-05-03. URL: <https://rubadue.com/knowledge-base/skin-effect-and-proximity-effect-losses-in-litz-wires.mdx/>.
- [32] W. Zhong, D. Xu och R. S. Y. Hui, *Wireless Power Transfer: Between Distance and Efficiency*. Springer, 2020. DOI: 10.1007/978-981-15-2441-7.
- [33] *B-H Curve Checker — comsol.com*, <https://www.comsol.com/model/bh-curve-checker-71651>, [Accessed 04-05-2026].
- [34] *Model Magnetic Materials in the Frequency Domain with an App — comsol.com*, <https://www.comsol.com/blogs/model-magnetic-materials-in-the-frequency-domain-with-an-app>, [Accessed 04-05-2026].
- [35] M. A. Salam, *Electrical Machines: Fundamentals and Analysis*. Scrivener Publishing LLC / John Wiley & Sons, 2025, s. 61–122, ISBN: Retrieved from app.knovel.com.
- [36] *Product Selection Guide*, Accessed: 2026-05-13, New England Wire Technologies, 2024. URL: <https://www.newenglandwire.com>.
- [37] *Soft Ferrites and Accessories Data Handbook*, [https://megatron.ch/infocenter/FXC\\_HB2013.pdf](https://megatron.ch/infocenter/FXC_HB2013.pdf), [Accessed 13-05-2026], 2013.
- [38] *automeris.io: Computer vision assisted data extraction from charts using WebPlot-Digitizer — automeris.io*, <https://automeris.io/wpd/>, [Accessed 11-05-2026].

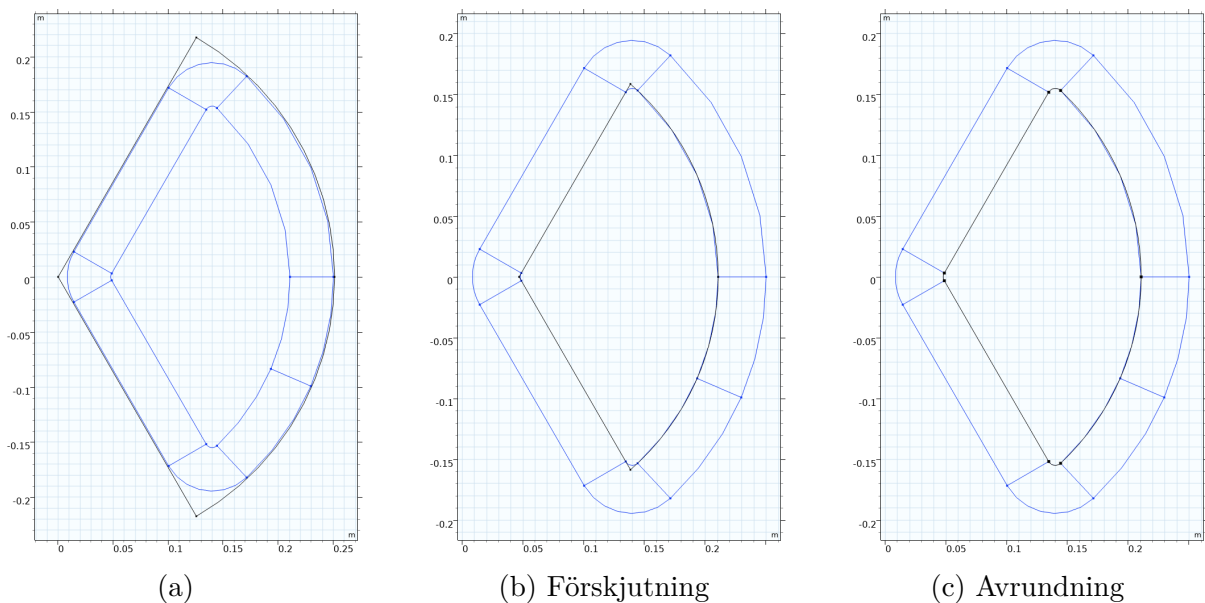
# Bilagor

## A Implementering av modellen i COMSOL Multiphysics

De WPT-system som undersöktes modellerades i programmet COMSOL Multiphysics, version 6.3. Varje spole modellerades som en så kallad *Homogenized conductor*, en inbyggd funktionalitet i COMSOL som modellerar strömmen som ett homogent flöde i ett konstant tvärsnitt, istället för att simulera strömmen i de enskilda lindningsvarven. De olika modellerna genererades utifrån en basmodell genom att ändra parametrar i den geometriska konstruktionen.

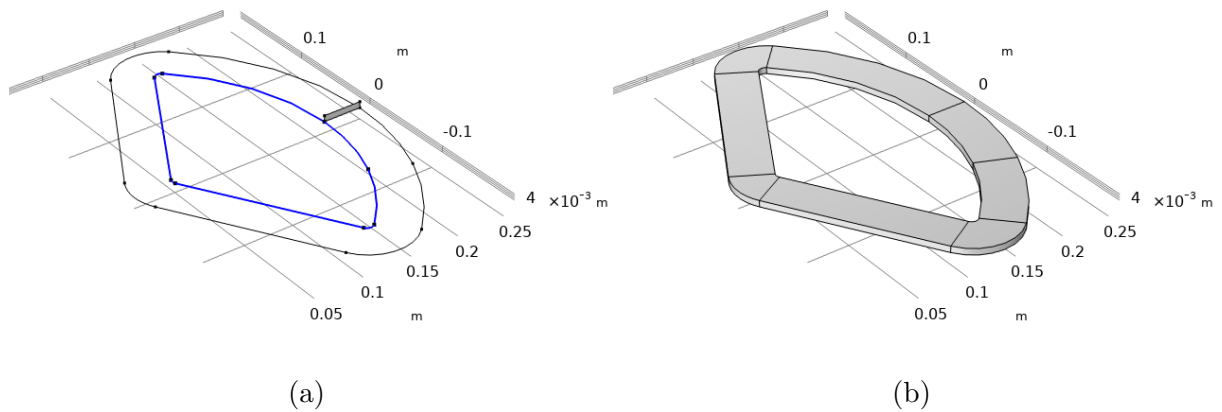
### A.1 Geometri

Varje spole bestod av ett polpar och konstruerades genom att svepa ett rektangulärt tvärsnitt kring en inre kontur. Denna inre kontur konstruerades genom att förskjuta en 120-graders cirkelsektor och sedan runda av hörnen, vilket visas i figur 44.



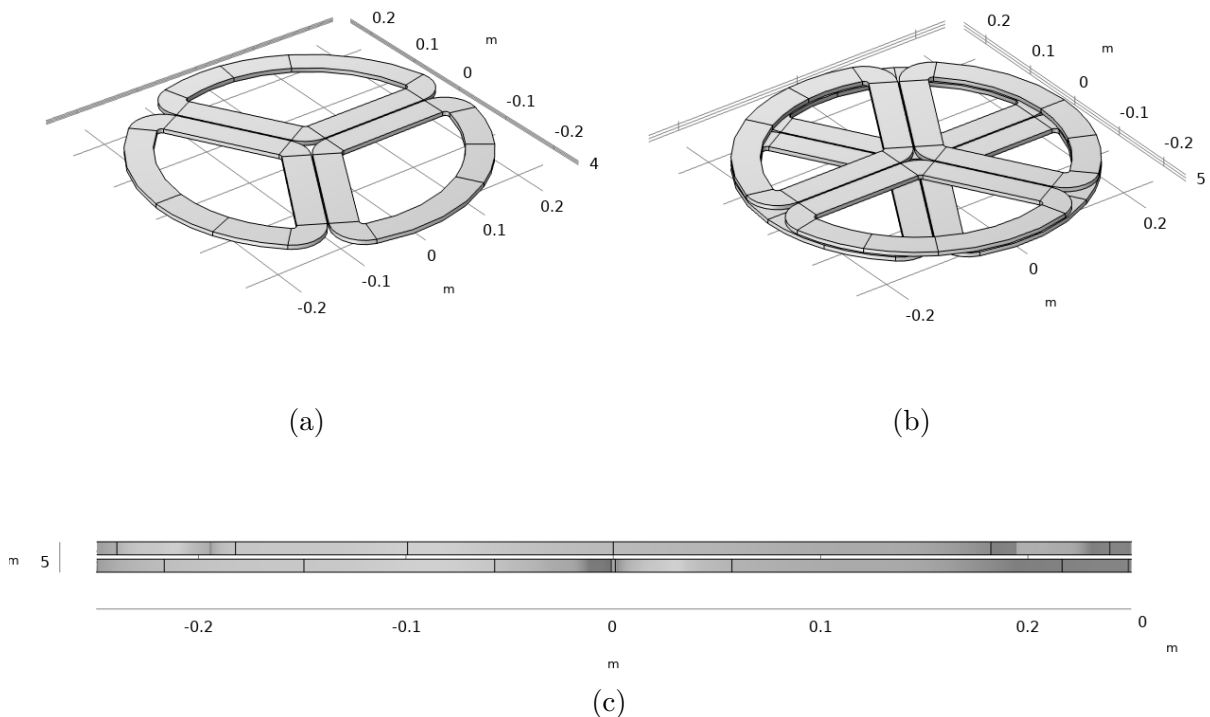
Figur 44: Konstruktion av sveplinje

Förskjutningsbredden sattes till  $Nd + (N - 1)s + 1$  mm, där  $N$  är antalet lindningsvarv,  $d$  är kabelns diameter, och  $s$  är separationen mellan varje kabel. Distansen 1 mm lades till för att ge 2 mm separation mellan de olika fasernas poler. För att den slutliga yterradien för spolkonstruktionen skulle bli  $r$ , behövde alltså den första cirkelsektorns radie sättas till  $r + 1$  mm. Radien för avrundningen sattes till dubbla kabelradien, vilket inte valdes utifrån kabelns verkliga svängradie, utan enbart för att skapa en sveplinje med mjuk kurvatur. Ett rektangulärt tvärsnitt med bredden  $Nd + (N - 1)s$  och höjden  $d$  sveptes sedan på utsidan längs den avrundade linjen, vilket illustreras i figur 45.



Figur 45: Sveplinje och tvärsnitt (a) samt slutliga geometri (b) för den ena polen i en spole

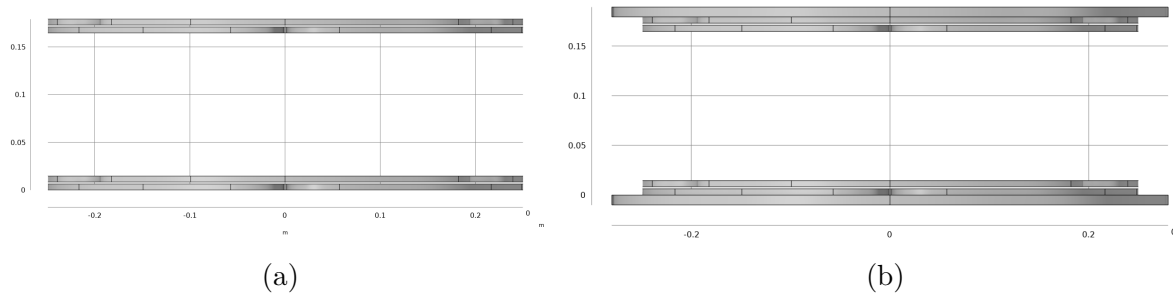
Den resulterande formen kopierades sedan två gånger, roterad 120 respektive 240 grader kring höjdaxeln, vilket gav geometrin som visas i figur 46a. Detta arrangemang kopierades, förflyttat i höjddled så att ett övre och nedre lager med ett gap  $s_{\text{lager}}$  emellan bildades. Hela övre lagret speglades sedan så att varje spole skulle kunna utgöras av en pol i det nedre och en pol i det övre lagret på motstående sida av cirkeln, och därmed var sändarens spolar konstruerade. I figur 46b och 46c visas resultatet av detta.



Figur 46: Enskilda poler för de tre faserna i ett lager (a), de kompletta polparen i två lager (b), och sidovy av konstruktionen (c)

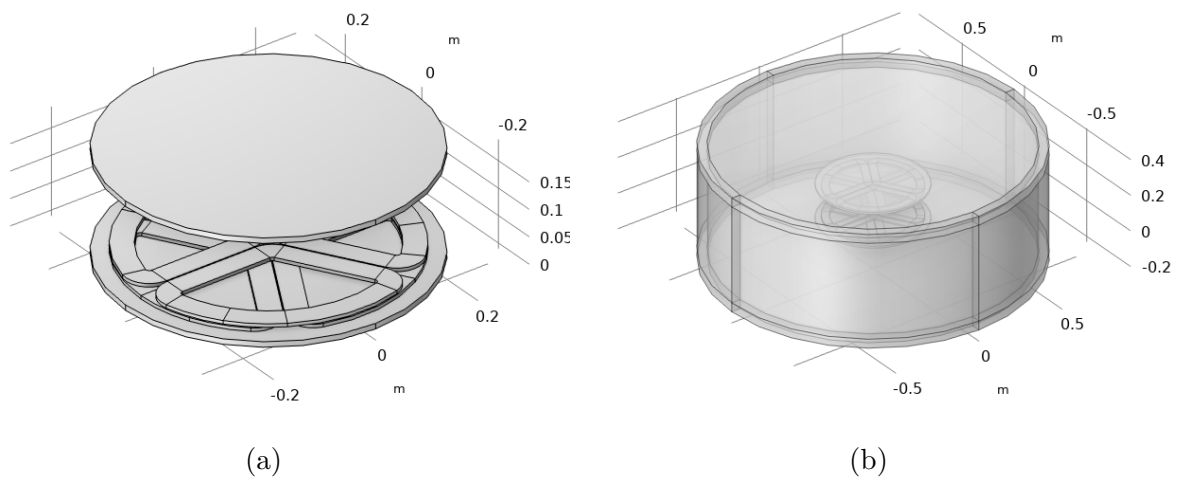
Hela sändarkonstruktionen kopierades och förflyttades i höjddled så att anståndet  $D$

bildades mellan ovankanten på sändaren och nederkanten på mottagaren, vilket visas i figur 47a. För att kunna modellera ferritplattorna placerades sedan cirkulära plattor med radien  $r_{fe}$  och tjockleken  $t_{fe}$  ovanpå mottagaren och under sändaren, vilket syns i figur 47b. I basmodellen lämnades inget gap mellan ferritplattorna och spolarna.



Figur 47: Sidovy av sändare och mottagare utan ferritplattor (a) och med ferritplattor (b)

Till sist innesluts geometrin för WPT-modulen, visad i figur 48a, i en cylinder som skulle användas för att modellera luft oändligt långt ut i alla riktningar, visad i figur 48b. Cylindern gavs därför även yttre lager som skulle användas för att modellera oändliga avstånd med hjälp av funktionaliteten *Infinite element domain*. Ytterlagrens tjocklek sattes till 5 cm. Höjden på cylindern innanför lagren var tre gånger modulens höjd, och radien var samma som säkerhetsavståndet (80 cm), så att magnetfältstyrkan vid säkerhetsavståndet lätt skulle kunna utvärderas vid den cylinderns yta.



Figur 48

De parametrar som presenterats här och ändrades för att simulera olika modellvariationer visas i tabell 8

Tabell 8: Basmodellens parametrar

Parameter	Beskrivning	Värde i basmodellen
$N$	Antal lindningsvarv	5
$r$	Spolkonstruktionens radie	25 cm
$s$	Kabelseparation	2 mm
$s_{\text{lager}}$	Lagerseparation	2 mm
$D$	Avstånd mellan sändare och mottagare	15 cm
$t_{\text{fe}}$	Ferritplattornas tjocklek	10 mm
$r_{\text{fe}}$	Ferritplattornas radie	28 cm

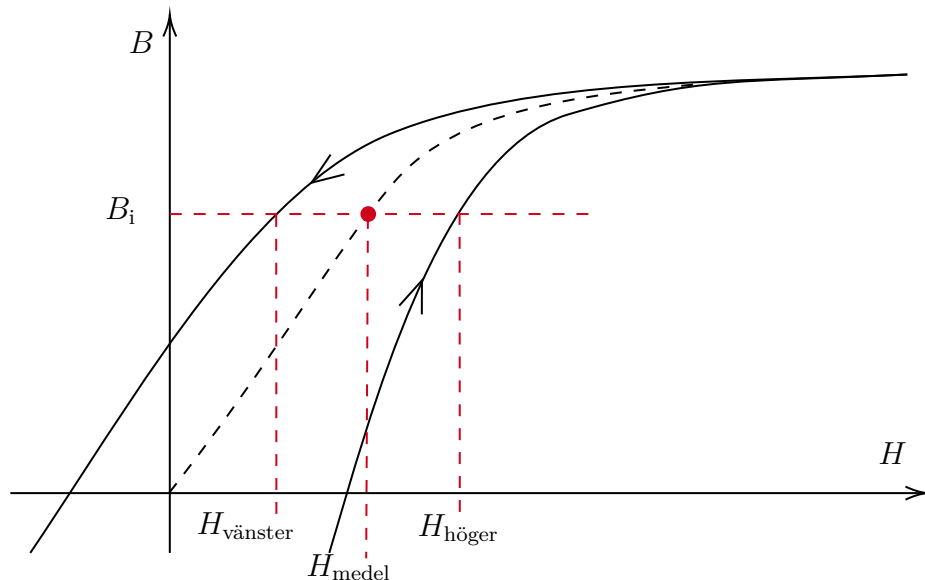
## A.2 Modellering av ferritmaterial

Ett ferrit datablad med BH-kurva och resitivitet, laddades ner. Därefter fördes en bild på BH-kurvan in i WebPlotDigitizer vilket tillät oss att extrahera datapunkter (B,H) [38]. För att säkerställa kompatibilitet med COMSOL, behandlades dataformatet i efterhand för att ge mellanslag som separation istället för kommatecken.

För att skapa en magnetiseringskurva i första kvadranten, så samlades vänster och höger hystereskurva vid ungefärligt samma  $B$  nivåer. För varje nivå beräknades medelvärdet för de två motsvarande  $H$  nivåerna enligt

$$H_{\text{medel}}(B_i) = \frac{H_{\text{vänster}}(B_i) + H_{\text{höger}}(B_i)}{2}$$

Detta motsvarar det format COMSOL kräver för ferrit modellering. Dessa datapunkter importerades in i BH-Curve Checker applikationen, vilket gav en modifierad och simplificerad BH data, samtidigt som den ursprungliga strukturen bevarades.



Figur 49: BH kurva med redovisning för hur extrahering av datapunkter utfördes. Den sträckade linjen representerar data vi använt oss av.

BH-Curve Checker BH-kurva datapunkterna användes sedan i Effective Nonlinear Magnetic Curves Calculator applikationen. Denna applikation gav material filen som användes i COMSOL.

I COMSOL behöves det slutligen definieras konduktans, samt "effective magnetic coenergy density". Resistiviteten hämtades från [37], och användes för att definiera konduktansen enligt 8 vid användandet av Effective Nonlinear Magnetic Curves Calculator applikationen. Effective magnetic coenergy density fylls i COMSOL efter material har importerats, och definieras enligt

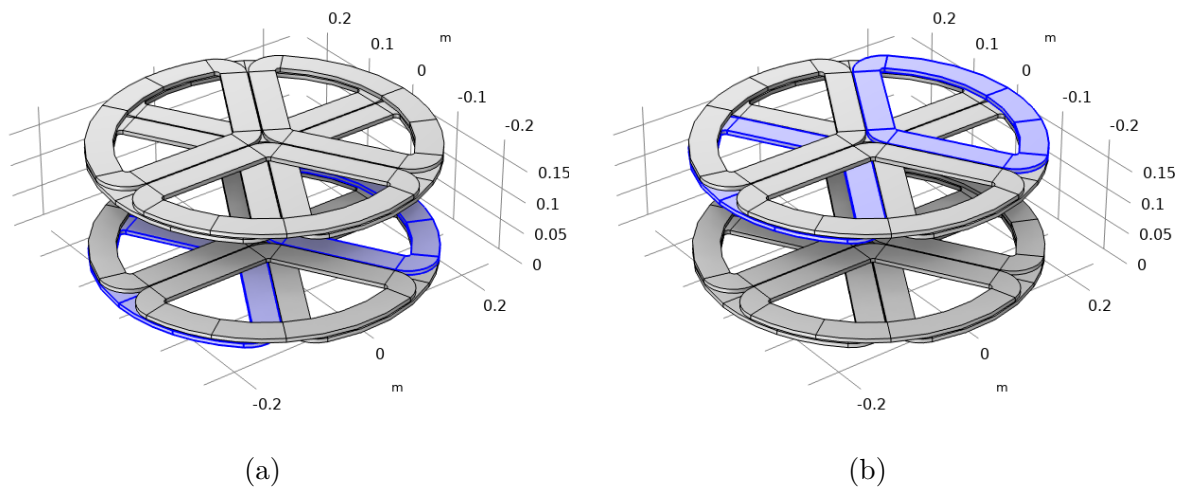
Tabell 9: Effektiv BH-kurva Definition

Inställning	Definition
Effective Magnetic Coenergy Density	BHeff_prim(normHeffin)

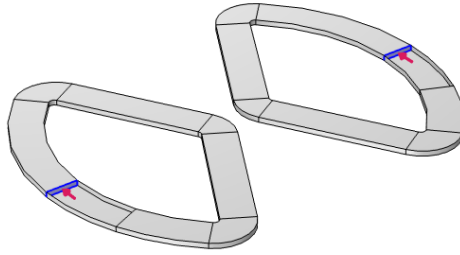
### A.3 Fysik

Som *Physics*-nod valdes *Magnetic fields* från COMSOL:s *AC/DC Module*. Utöver standardnoderna för denna skapades en *Ampère's law in solids*-nod med ferritplattorna som val av *Domain*, där *Effective B-H curve* valdes som *Magnetization model*, vilket krävs för att kunna simulera magnetiserade material i frekvensdomänen.

För att modellera spolarna skapades även en *Coil*-nod för varje spole. Hur *Domains* för spolarna valdes illustreras i figur 50, och de *Boundaries* som valdes för matning av ström till spolarna visas i figur 51. I figur 51 syns också hur den spegelvända geometrin gör att strömmarna går i olika riktningar i de två polerna för varje spole.



Figur 50: Polpar för fas A i sändaren (a) och mottagaren (b)



Figur 51: Ytor och riktning för excitation av en spole

Inställningarna för samtliga spolar visas i tabell 10.

Tabell 10: Inställningar för spolarna

Inställning	Val
Conductor model	Homogenized litz coil
Coil type	Numeric
Coil excitation	Current
Number of turns	$2N$
Number of strands	1650
Wire strand cross-section area	38 AWG
Include harmonic loss	Ja

Antalet lindningar sattes till  $2N$  eftersom varje spole bestod av två poler med  $N$  lindningar i varje pol. Strömmen som matades in i spolarna bestämdes sedan beroende på vilken analys som gjordes. Övriga inställningar ändrades inte från programmets standardinställningar.

## A.4 Mesh

För att generera meshen till alla områden utom det yttersta cylinderskalet, skapades en nod av typen *Free Tetrahedral*. Storleksinställningarna för områdena, presenterade i tabell 11, justerades sedan manuellt för att minimera antal element och samtidigt bibehålla en godtagbar *element quality*.

Tabell 11: Storleksinställningar för meshområden av typen *Free Tetrahedral*

Inställning	Luft (inre cylinder)	Spolar	Ferritplattor
Maximum element size	0,6	0,4	0,4
Minimum element size	0,03	0,02	0,04
Maximum element growth rate	1,7	1,35	1,8
Curvature factor	0,4	0,4	0,4
Resolution of narrow regions	6	1	1

Meshen för det yttersta cylinderskalet var den som genererades automatiskt, det vill säga av typen *Swept* och med storleken *Predefined: Normal*, med den enda skillnaden att noden flyttades bakåt i sekvensen för att genereras före de andra områdena.

Den exakta meshen blev olika för olika variationer av modellen, men överlag innebar dessa inställningar att meshen som genererades totalt bestod av ungefär 100 000 - 120 000 element, hade en *average element quality* på ungefär 0,54-0,58, och inte innehöll några element som programmet flaggade som *low quality element*.

## A.5 Simulering

Alla simuleringar genomfördes genom att köra en *Study* av typen *Frequency Domain* med frekvensen inställd till 85 kHz, vilken löstes med COMSOL:s *Direct Solver*. I *Study*-noden definierades även parametersvepet som bestämde den geometriska variation som skulle undersökas.

Eftersom inställningen *Coil type* hade satts till *Numeric* behövde en så kallad *Coil Geometry Analys* läggas till som ett första steg i simuleringen. Denna analys kunde även köras självständigt och användas för att beräkna spolarnas DC-resistans, vilket är hur DC-resistansen räknades ut för undersökningen av kabelseparationen.

## B Validering av beräkningsmetoder

I denna bilaga valideras det ekvivalenta schemat genom att visa att resonans för systemet uppkommer vid frekvensen  $\omega_0 = 1/\sqrt{L'C}$  samt att effekten och verkningsgraden som beräknas utifrån det ekvivalenta schemat stämmer överens med simuleringar av trefasmodellen i COMSOL. Metoden för att optimera lastresistansen för maximal uteffekt vid strömbegränsning valideras sedan genom att visa att ingen annan frekvens än 85 kHz ger större uteffekt när denna lastresistans valts, samt att ingen annan lastresistans ger större uteffekt vid resonans, förutsatt den högsta strömmen i systemet hålls konstant. Därtill visas det att denna lastresistans även ger nära nog maximal verkningsgrad.

Med basmodellen i COMSOL gjordes först en simulering med primärströmmarna  $I_A = 1$  A,  $I_B = 0$  och  $I_C = 0$ , och alla sekundärströmmar satta till 0. Därefter beräknades  $L$ ,  $M_{AB}$ ,  $M_{Aa}$ ,  $M_{Ab}$ , och  $R$  enligt

$$L = \text{Im} \left\{ \frac{U_A}{\omega I_A} \right\}, \quad (66)$$

$$M_{AB} = \text{Im} \left\{ \frac{U_B}{\omega I_A} \right\}, \quad (67)$$

$$M_{Aa} = \text{Im} \left\{ \frac{U_a}{\omega I_A} \right\}, \quad (68)$$

$$M_{Ab} = \text{Im} \left\{ \frac{U_b}{\omega I_A} \right\}, \quad (69)$$

$$R = \text{Re} \left\{ \frac{U_A}{\omega I_A} \right\}, \quad (70)$$

där  $U_A$ ,  $U_B$ ,  $U_a$  och  $U_b$  är spänningen över spole A, spole B, spole a, respektive spole b. Sedan genomfördes en simulering med samma modell, fast den här gången med primärströmmarna  $I_A = 1/\underline{0^\circ}$  A,  $I_B = 1/\underline{-120^\circ}$  A och  $I_C = 1/\underline{-240^\circ}$  A, och alla sekundärströmmar satta till 0. Därefter beräknades  $L'$ ,  $M'$ , och  $R$  enligt

$$L' = \text{Im} \left\{ \frac{U_A}{\omega I_A} \right\}, \quad (71)$$

$$M' = \text{Im} \left\{ \frac{U_a}{\omega I_A} \right\}, \quad (72)$$

$$R = \text{Re} \left\{ \frac{U_A}{\omega I_A} \right\}, \quad (73)$$

varefter det kunde bekräftas att  $L - M_{AB} = L'$  och att  $M_{Aa} - M_{Ab} = M'$ , vilket framgår av tabell 12. Det framgår även att det beräknade värdet för parasitresistansen blev lägre när endast gick ström i en av faserna, eftersom en stor del av närhetseffektens bidrag då försvinner.

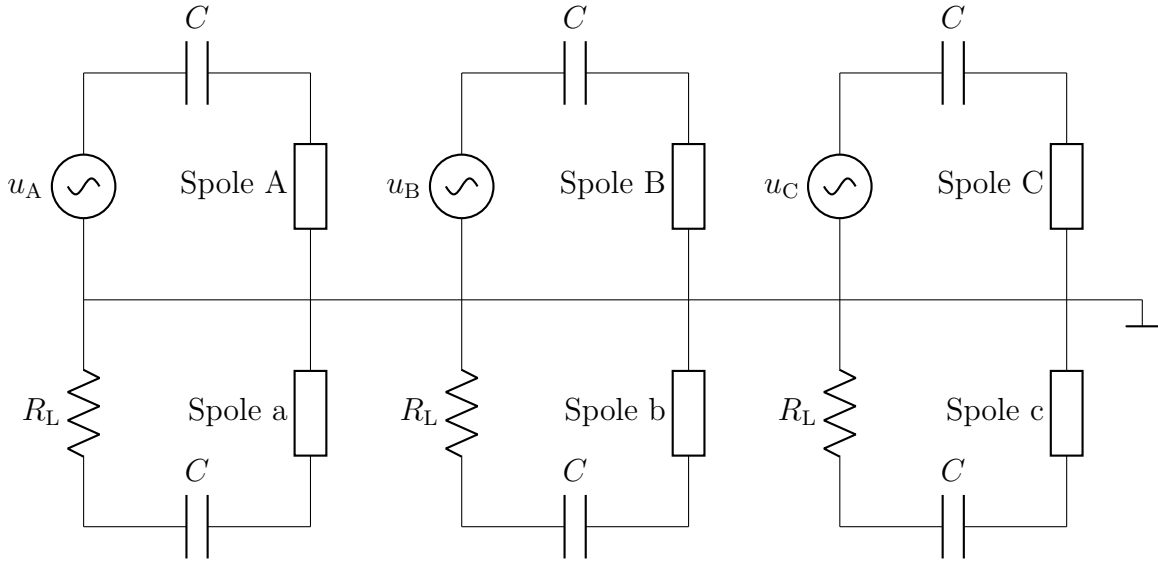
Tabell 12: Caption

En primärström						
$L$	$M_{AB}$	$L - M_{AB}$	$M_{Aa}$	$M_{Ab}$	$M_{Aa} - M_{Ab}$	$R$
37,215 $\mu\text{H}$	-12,998 $\mu\text{H}$	50,213 $\mu\text{H}$	6,231 $\mu\text{H}$	-3,044 $\mu\text{H}$	9,274 $\mu\text{H}$	31,837 $\text{m}\Omega$
Tre primärströmmar						
$L'$			$M'$			$R$
50,214 $\mu\text{H}$			9,274 $\mu\text{H}$			35,372 $\text{m}\Omega$

Därefter byggdes den kompenserade trefaskretsen i figur 52 i en *physics*-nod av typen *Electrical Circuit* i COMSOL. Spolarna i detta kretsschema representerar kopplingen mellan *Magnetic Fields* och *Electrical Circuit*, som implementerades genom att excitationen av spolarna i *Magnetic Fields*-noden valdes till *Circuit (voltage)*, varefter spolarna kopplades till var sitt kretselement av typen *External U vs. I* i *Electrical Circuit*-noden. Då programmet inte tillåter hängande noder i en krets, behövde varje fas anslutas till jord. Kapacitansen för kompensationskondensatorerna i kretsen bestämdes enligt

$$C = \frac{1}{\omega_0^2 L'}, \quad (74)$$

där  $\omega_0$  är  $85 \times 2\pi$  krad/s.



Figur 52: Trefaskretsen som implementerades i COMSOL. Kretsen skiljer sig från tidigare kretsar i att samtliga faser har anslutits till jord.

Kretsen matades sedan med spänningen  $\mathbf{U}_A = 1/\underline{0}$  V,  $\mathbf{U}_B = 1/\underline{-120^\circ}$  V och  $\mathbf{U}_C = 1/\underline{-240^\circ}$  V. Först gjordes ett frekvenssvep, där 11 olika frekvenser från 60 kHz till 110 kHz simulerades i COMSOL. Den inmatade aktiva effekten beräknades då som

$$P_{\text{in}} = \text{Re} \{ \mathbf{U}_A \mathbf{I}_A^* + \mathbf{U}_B \mathbf{I}_B^* + \mathbf{U}_C \mathbf{I}_C^* \}, \quad (75)$$

den inmatade reaktiva effekten som

$$Q_{\text{in}} = \text{Im} \{ \mathbf{U}_A \mathbf{I}_A^* + \mathbf{U}_B \mathbf{I}_B^* + \mathbf{U}_C \mathbf{I}_C^* \}, \quad (76)$$

och uteffekten som

$$P_{\text{ut}} = R_L (|\mathbf{I}_A|^2 + |\mathbf{I}_B|^2 + |\mathbf{I}_C|^2). \quad (77)$$

Detta jämfördes sedan med ett mer högupplöst frekvenssväp i MATLAB, där den ekvivalenta kretsen simulerades genom att lösa ut strömmarna ekvationen  $\mathbf{I}_p$  och  $\mathbf{I}_s$  ur ekvationen

$$\begin{bmatrix} R + j\omega L' + \frac{1}{j\omega C} & j\omega M' \\ j\omega M' & R + R_L + \frac{1}{j\omega C} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{I}_p \\ \mathbf{I}_s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{U}_p \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (78)$$

där  $\mathbf{U}_p = 1/\underline{0}^\circ$  V. Effekterna beräknades sedan enligt

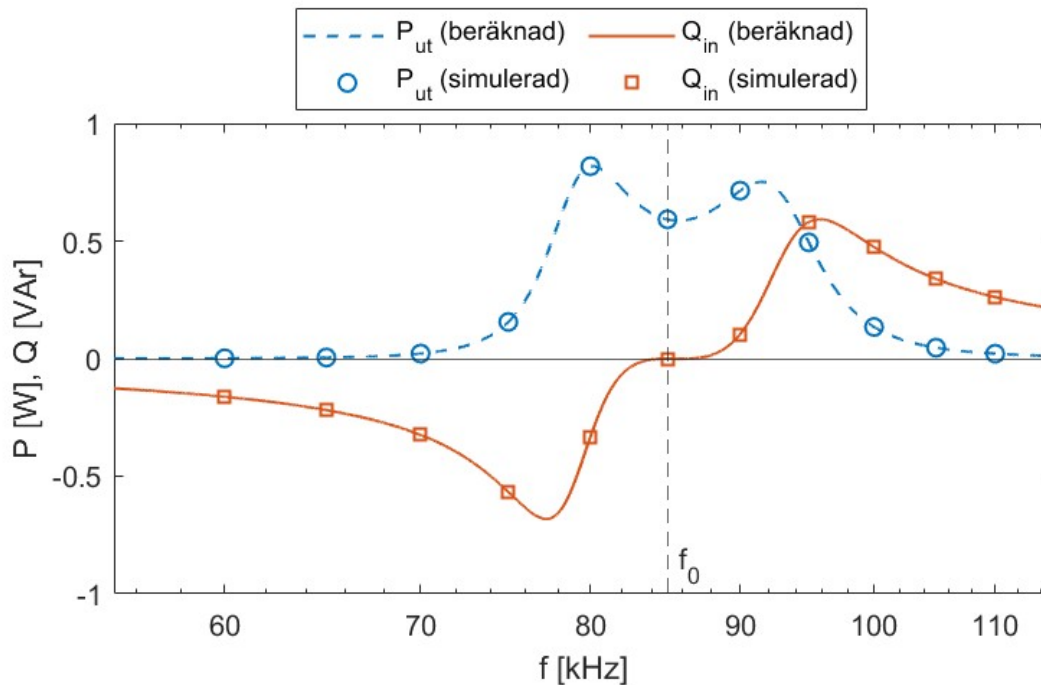
$$P_{\text{in}} = 3\text{Re} \{ \mathbf{U}_p \mathbf{I}_p^* \}, \quad (79)$$

$$Q_{\text{in}} = 3\text{Im} \{ \mathbf{U}_p \mathbf{I}_p^* \}, \quad (80)$$

och

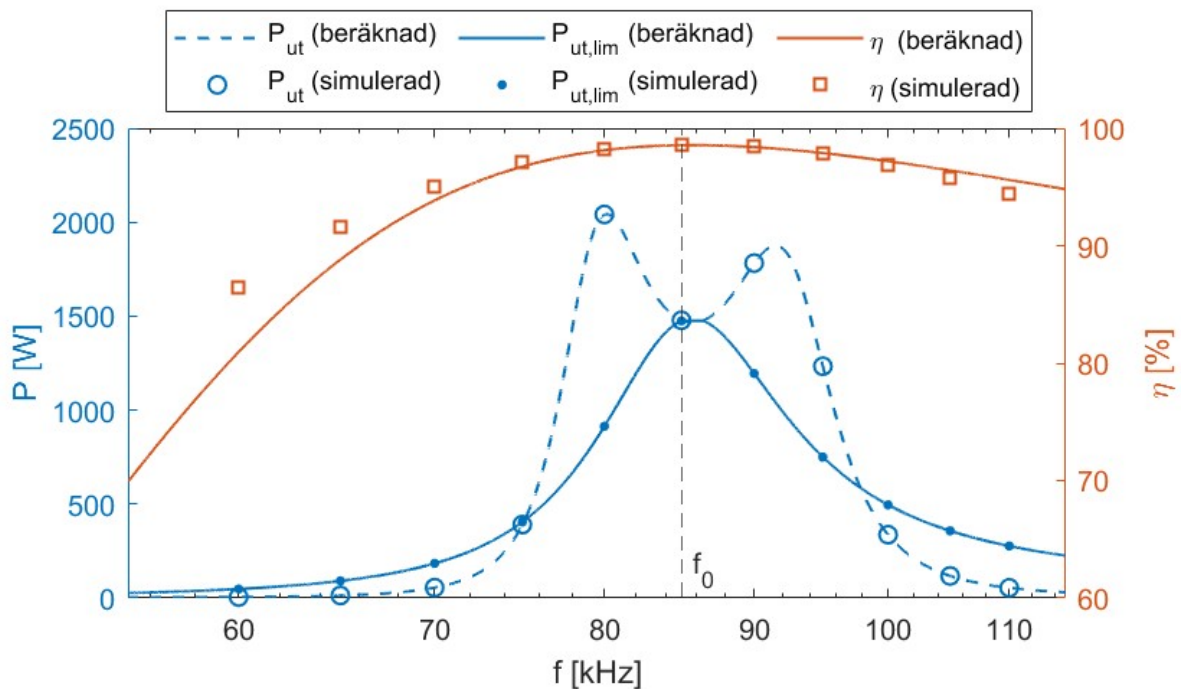
$$P_{\text{ut}} = 3R_L |\mathbf{I}_s|^2. \quad (81)$$

I figur 53 kan det ses att ingen reaktiv effekt matades in vid 85 kHz i COMSOL-simuleringen. Resonansfrekvensen blev alltså rätt, vilket bekräftar att det var korrekt att bestämma kompensationskapacitansen  $C$  utifrån värdet på  $L'$  i det ekvivalenta schemat. Det kan även ses att de beräknade kurvorna och de simulerade punkterna sammanfaller mycket väl.



Figur 53: Aktiv uteffekt och inmatad reaktiv effekt vid olika frekvenser och konstant matningsspänning.

Därefter användes den simulerade och beräknade datan för att jämföra uteffekten med och utan strömbegränsning. I fallet med strömbegränsning skalades samtliga spänningar och strömmar upp med en gemensam faktor så att den högsta strömmen blev 10 A. Detta gjordes med en ny faktor för varje frekvens. I fallet utan strömbegränsning skalades istället hela kurvan upp så att uteffekten vid resonansfrekvensen blev samma som i fallet med strömbegränsning. Detta motsvarar en konstant matningsspänning som bestämts så att strömmen vid resonans blir 10 A. Figur 54 visar att två toppar i frekvensen uppkommer vid konstant matningsspänning, medan strömbegränsning ger maximal uteffekt vid den "sanna" resonansstoppen.

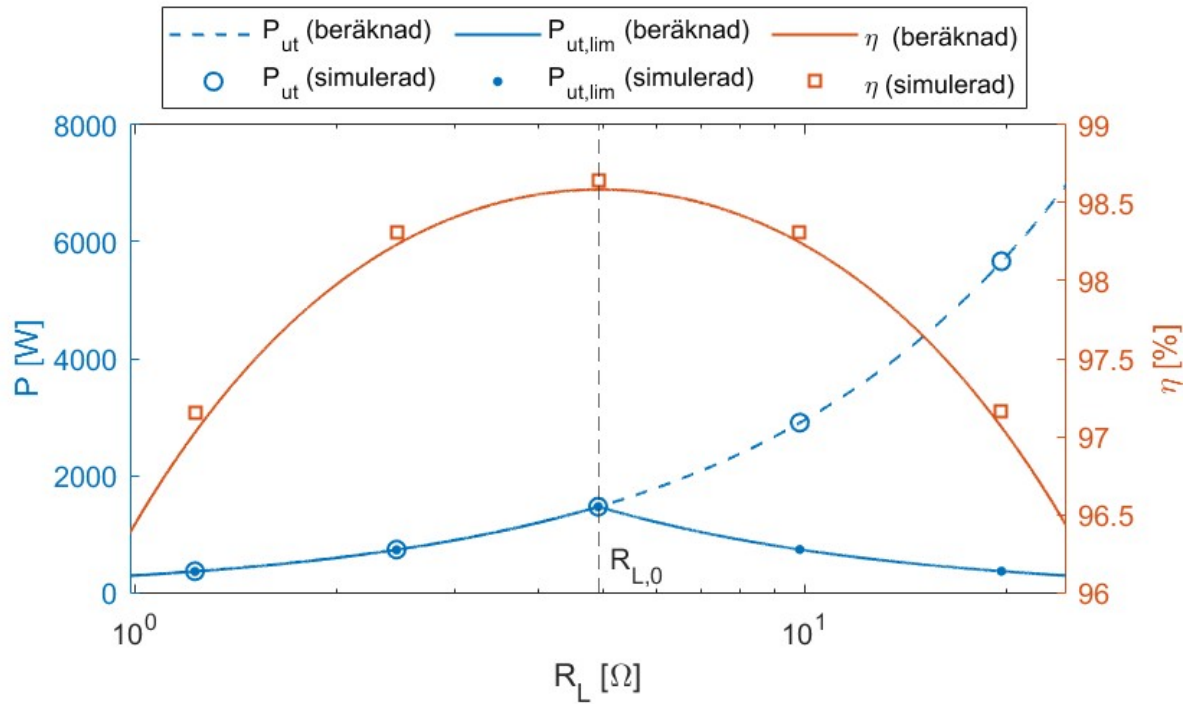


Figur 54: Uppskalad uteffekt vid konstant matningsspänning ( $P_{ut}$ ), uppskalad uteffekt vid strömbegränsning ( $P_{ut,lim}$ ) samt verkningsgrad för olika frekvenser ( $\eta$ ).

I figur 54 ses det även att den beräknade verkningsgraden avviker från den simulerade vid frekvenser som ligger långt ifrån 85 kHz. Detta beror på att parasitresistansen som användes i MATLAB-beräkningarna hade tagits från simuleringar vid 85 kHz. I COMSOL-simuleringarna (liksom i verkligheten) ökar denna vid högre frekvenser på grund av AC-effekterna som beskrevs i avsnitt 2.3, vilket förklarar varför den simulerade verkningsgraden är högre än den beräknade vid låga frekvenser, och lägre vid höga frekvenser.

Till sist gjordes även ett svep över olika lastresistanser. I COMSOL simulerades kretsen med resistanserna  $0,25R_{L,0}$ ,  $0,5R_{L,0}$ ,  $R_{L,0}$ ,  $2R_{L,0}$  och  $4R_{L,0}$ , där  $R_{L,0}$  är den optimala lastresistansen beräknad enligt 58. Effekter och verkningsgrad beräknades likadant som för frekvenssvepet, och dessa visas i figur 55, återigen med effekterna uppskalade för att ge maxströmmen 10 A vid resonans. Här framgår det att en högre lastresistans ger högre

uteffekt vid konstant matningsspänning, men att maximal uteffekt fås vid  $R_{L,0} = R_{L,0}$  när en strömbegränsning införs. Det framgår också att lastresistansen som ger maximal verkningsgrad inte skiljer sig synbart från den som ger högst uteffekt vid strömbegränsning.



Figur 55: Uppskalad uteffekt med konstant matningsspänning, uppskalad uteffekt med strömbegränsning samt verkningsgrad för olika lastresistanser