



CHALMERS

Simulering av elektromagnetisk omrörning och solidifikation i smält metall vid additiv tillverkning

MMSX21-VT26-14A

Kandidatarbete vid institutionen för Mekanik och Maritima vetenskaper

ALFRED LIND STEFANSSON, TED OLANDER, ALVIN HÖST, LUKAS
KALLIOKORPI

INSTITUTIONEN FÖR MEKANIK OCH MARITIMA VETENSKAPER
CHALMERS TEKNISKA HÖGSKOLA

Göteborg, Sverige 2026
www.chalmers.se

CHALMERS TEKNISKA HÖGSKOLA

MMSX21-VT26-14A

Simulering av elektromagnetisk omrörning och solidifikation i smält metall vid additiv tillverkning

Författare:

Alfred Lind Stefansson
lindalfr@chalmers.se

Ted Olander
Tedola@student.chalmers.se

Alvin Höst
alvinhos@student.chalmers.se

Lukas Kalliokorpi
lukaskal@student.chalmers.se

Akademisk handledare:

Gaetano Sardina
sardina@chalmers.se

Intern handledare (GKN):

Richard Avellán

Examinator:

Henrik Ström
henrik.strom@chalmers.se

11 juni 2026

Sammanfattning

Additiv tillverkning, där komponenter byggs upp lager för lager, har blivit en viktig teknik inom flyg- och rymdindustrin eftersom den möjliggör komplexa och vikttoptimerade geometrier. En utmaning vid trådbaserad laserdeponering (Laser Wire Direct Energy Deposition, L-DED) är dock att kontrollera smältpoolens flöde och stelningsförlopp, eftersom instabiliteter kan leda till defekter och oönskad mikrostruktur. Målet med detta kandidatarbete var att undersöka om yttre magnetfält kan användas som en kontaktlös metod för att styra smältans rörelse och därigenom påverka temperaturfördelningen och stelningsförloppet.

Projektet genomfördes genom att utveckla transienta, tvådimensionella modeller i STAR-CCM+ för att simulera värmetransport, hydrodynamik och solidifikation. För att analysera elektromagnetisk påverkan användes dels användardefinierade kraftfält för statisk magnetisk dämpning, dels exporterade Lorentzkraftfält från en separat magnetohydrodynamisk modell (MHD-modell) i Ansys Fluent för tidsvarierande fall.

Resultaten visar att Marangonikonvektion, det vill säga ytspänningsdrivet flöde som uppstår när ytspänningen varierar med temperaturen längs den fria ytan, är den dominerande drivmekanismen för det tidiga ytnära flödet i modellen. Ett statiskt magnetfält fungerar i den använda formuleringen främst som en dämpande kraft på det volymmedelvärderade flödet, medan den globala temperaturutvecklingen och den totala stelningshastigheten påverkas svagare. De tidsvarierande magnetfälten visar att elektromagnetiska krafter kan förändra flödesstrukturen, men resultaten bör tolkas kvalitativt eftersom modellen bygger på förenklad geometri, envägskoppling och idealiserade kraftfält. Sammantaget ger modellen en grund för att jämföra relevanta kraftbidrag, men vidare validering krävs innan resultaten kan användas för kvantitativa slutsatser om industriell L-DED.

Innehåll

1	Inledning	4
1.1	Bakgrund	4
1.2	Syfte	5
1.3	Problemformulering	6
1.4	Avgränsningar	6
1.4.1	Geometrisk avgränsningar	6
1.4.2	Material- och systemval	6
1.4.3	Fysikaliska och termodynamiska förenklingar	7
1.4.4	Elektromagnetiska approximationer	7
2	Teori	9
2.1	Modellöversikt	9
2.2	Nomenklatur	9
2.3	Massbevarande	10
2.4	Rörelsemängdsekvationen	10
2.5	Energiekvationen	11
2.6	Fri yta, VOF-formulering och kontaktvinkel	11
2.7	Solidifikation och mushy zone	11
2.8	Elektromagnetisk koppling vid statiskt magnetfält	12
2.9	Elektromagnetisk koppling vid tidsvarierande fält	13
2.10	Joulevärme	15
2.11	Temperaturberoende ytspänning	15
2.12	Marangonieffekten	15
2.13	Numerisk lösningsmetodik	16
3	Metod	18
3.1	Uppställning	18
3.1.1	Fysik	18
3.1.2	Geometrier och randvillkor	19
3.1.3	Materialparametrar	21
3.1.4	Uppställning av MHD-lösare	22
3.2	Simuleringsupplägg	23
3.2.1	Studerade fall	23
3.2.2	Diskretisering	24
3.2.3	Numeriska inställningar	25
3.2.4	Verifiering av diskretiseringsmodell	26
3.2.5	Analys av resultat	26
3.2.6	Verifiering och rimlighetsbedömning	27
4	Resultat	28
4.1	Beroendestudie	28
4.1.1	Tidssteg	28
4.1.2	Inre iterationer	29
4.1.3	Nätupplösning	29
4.2	Val av huvudgeometri	30
4.3	Basfall för halvcirkulär gropgeometri	31

4.4	Marangonikonvektionens påverkan i gropgeometrin	33
4.5	Inverkan av magnetisk dämpning	34
4.6	Tidsvarierande magnetfält	37
4.6.1	Roterande magnetfält	37
4.6.2	Oscillerande magnetfält	40
5	Diskussion	42
5.1	Beroendestudie – Analys	42
5.1.1	Tidssteg	42
5.1.2	Inre iterationer	43
5.1.3	Nätupplösning	43
5.1.4	Sammanfattande val av basfall	44
5.2	Numeriska transienter och jämförbarhet mellan fall	44
5.3	Modellens validitet	45
5.3.1	Termofluidodynamik	45
5.3.2	Magnetohydrodynamik	47
5.4	Marangonikonvektionens betydelse	50
5.5	Det statiska magnetfältets påverkan på flödet	50
5.6	Det statiska magnetfältets påverkan på temperatur och stelning	52
5.7	Det tidsvarierande magnetfältets påverkan på flödet	53
5.8	Det tidsvarierande magnetfältets påverkan på temperatur och stelning	53
5.9	Jämförelse med storleksordningar i tidigare studier	53
5.10	Modellbegränsningar	54
5.11	Praktisk relevans och industriell implementering	55
5.12	Fortsatt arbete	56
6	Slutsats	57
A	Numeriska inställningar och modellval	I
B	Materialparametrar	IV
C	Fullständig nomenklatur	VII
D	Resultat från beroendestudien	X

1 Inledning

I detta kapitel presenteras bakgrunden till additiv tillverkning med fokus på trådbaserad laserdeponering, L-DED, och de metallurgiska utmaningar som är kopplade till smältpoolens flöde och stelningsförlopp. Kapitlet beskriver varför smältans temperatur- och hastighetsfält är viktiga för mikrostruktur och defektbildning samt varför elektromagnetisk påverkan är intressant som möjlig metod för flödeskontroll. Därefter presenteras arbetets syfte, frågeställningar och avgränsningar.

1.1 Bakgrund

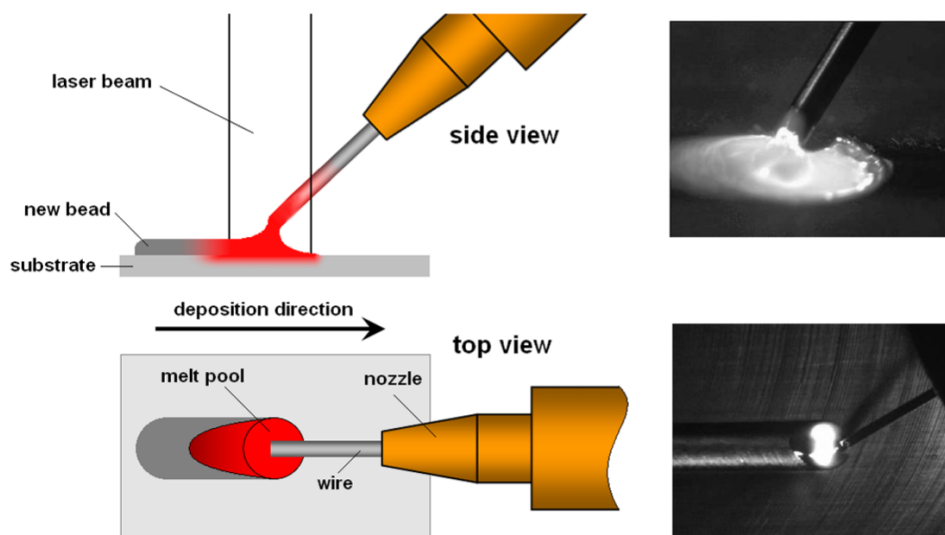
Additiv tillverkning av metalliska komponenter innebär att material tillförs successivt och att komponenten byggs upp lager för lager i stället för att exempelvis fräsas fram ur ett större ämne. Tekniken har under de senaste åren blivit viktig inom flyg- och rymdindustrin, då den möjliggör tillverkning av komplexa geometrier och viktoptimerade strukturer som tidigare varit svåra eller omöjliga att tillverka [1].

En specifik metod som ofta tillämpas för större komponenter är trådbaserad laserdeponering (Laser Wire Direct Energy Deposition, L-DED), som illustreras i Figur 1. I denna metod används en fokuserad laserstråle för att skapa en smältpool på substratet, samtidigt som en metalltråd kontinuerligt matas in och smälts för att bygga upp geometrin lager för lager. Eftersom komponenten kan byggas nära sin slutliga form kan L-DED minska behovet av omfattande efterbearbetning jämfört med smidda ämnen som fräses till slutgeometri. Detta beskrivs ofta med begreppet *buy-to-fly-ratio*, vilket anger förhållandet mellan mängden inköpt råmaterial och mängden material som faktiskt blir kvar i den färdiga flygkomponenten. En lägre *buy-to-fly-ratio* innebär därmed mindre materialspill. För flygkomponenter i exempelvis titan kan detta ge stora materialbesparingar, ofta i storleksordningen tiotals procent och i gynnsamma fall upp mot 80–90 % lägre råmaterialbehov. Processens stabilitet är däremot starkt beroende av balansen mellan lasereffekt, trådmattning och värmeavledning [2].

I dessa processer är kontroll av smältans beteende genom balans mellan lasereffekt, trådmattning och värmeavledning avgörande för att uppnå önskade mekaniska egenskaper och mikrostrukturer. Smältans flöde och temperaturfält påverkar i hög grad stelningsförloppet och kan därmed bidra till defekter som porer, sprickbildning, segregation och ogynnsam mikrostruktur om processen inte är tillräckligt stabil [2].

När smältan stelnar mot det kallare substratet uppstår kraftiga temperaturgradienter. Dessa temperaturgradienter kan ge upphov till densitetsskillnader och därmed naturlig konvektion, medan den ofta dominerande Marangonikonvektionen drivs av temperaturvariationer längs den fria ytan [4, 5]. Strömningsmönstren påverkar värmetransporten i smältpoolen och kan därmed förändra lokala temperaturgradienter, stelningshastigheter och stelningsfrontens form [6].

Mikrostrukturens utveckling i additiv tillverkning styrs av samspelet mellan temperaturgradient, stelningshastighet, underkylning, legeringssammansättning och nukleation. Under vissa förhållanden kan detta leda till epitaxiell tillväxt, vilket innebär att nya korn växer vidare med samma kristallografiska orientering som redan stelnat material. Detta



Figur 1: Principskiss för L-DED wire där en laser skapar en smältpool på substratet och en metalltråd matas in i smältan för att bilda en sträng. Till höger visas höghastighetskamerabilder av processen från sidovy och toppvy. Återgiven från Heralić [3].

kan ge pelarformade korn och bidra till anisotropa mekaniska egenskaper [7]. Eftersom smältpoolens flöde påverkar den lokala värmetransporten är flödeskontroll därför en möjlig väg för att påverka stelningsförlopp och mikrostruktur, även om sambandet mellan flöde och slutliga mekaniska egenskaper är indirekt och processberoende [2].

Ett möjligt sätt att kontrollera smältan skulle kunna vara genom elektromagnetisk påverkan, då metoden möjliggör kontaktlös påverkan via elektromagnetiska fält. I en elektriskt ledande smälta kan ett magnetfält manipulera strömmarna för att driva eller dämpa flödet. Detta öppnar för möjligheten att styra smältans rörelse och därigenom påverka temperaturfördelning och stelning utan att ändra processens mekaniska uppställning [8].

Magnetisk omrörning är redan väletablerad i mer konventionella applikationer, som exempelvis gjutprocesser [8], men forskningen kring dess tillämpning inom additiv tillverkning befinner sig fortfarande i ett tidigt skede [9]. En anledning är att additiva processer präglas av mycket mindre skalor och snabbare tidsförlopp än gjutning, vilket gör att det inte är självklart om elektromagnetiskt inducerade krafter kan bli tillräckligt stora jämfört med andra drivmekanismer i smältan. Det finns därför behov av modeller och simuleringar som kan kvantifiera relevanta kraftbidrag och undersöka under vilka förutsättningar magnetisk påverkan är praktiskt genomförbar i industriellt relevanta fall.

1.2 Syfte

Syftet med arbetet är att ta fram en simuleringsmodell för att undersöka om yttre magnetfält kan påverka flöde och stelning i smält metall i sådan utsträckning att effekten blir relevant för additiv tillverkning i industriell skala. Detta görs genom en förenklad tvådimensionell modell av en smältpool med nickellegeringen Inconel 718.

Arbetet fokuserar på hur magnetfält påverkar hastighetsfält, temperaturutveckling och stelningsförlopp i smältan. Särskild vikt läggs vid att jämföra den magnetohydrodyna-

miska kraftens påverkan med andra drivmekanismer i modellen, framför allt Marangoni-konvektion och den naturliga avkylningen av smältpoolen.

1.3 Problemformulering

För att uppfylla arbetets syfte behandlar studien följande frågeställningar:

- Hur stora är de flöden som uppstår i basfallet utan magnetfält?
- Hur påverkas flödesfält, temperaturfält och stelningförlopp när ett yttre magnetfält appliceras?
- Hur påverkas resultaten av modellens förenklingar, särskilt kopplat till fri yta och tvådimensionell geometri?
- Är de elektromagnetiskt inducerade krafterna av sådan storleksordning att de kan påverka smältans rörelse i den studerade modellen?
- Vilka begränsningar och osäkerheter finns i den använda modellen, särskilt kopplat till Volume of Fluid-metoden (VOF), kontaktvinkel, förenklad elektromagnetisk koppling och tvådimensionell geometri?

1.4 Avgränsningar

För att hålla modelleringen genomförbar inom ramen för ett kandidatarbete görs ett antal avgränsningar och förenklingar gällande geometri, material och fysikaliska fenomen.

1.4.1 Geometriska avgränsningar

Modellen som används för att simulera strömning och stelning begränsas till ett tvådimensionellt tvärsnitt av smältan. Geometrin är därmed en idealisering av en verklig trådbaserad L-DED-process, även kallad L-DED-wire eller L-DED-w, där “w” syftar på trådmatningen. Modellen beskriver inte den fullständiga tredimensionella smältpoolformen, trådmatning, rörlig laser eller den faktiska dynamiken vid materialdeponering. Den ska därför inte tolkas som en fullständig processmodell, utan som ett förenklat fall där olika drivmekanismer i en smältpool kan jämföras.

Under arbetets gång användes två förenklade geometrier. En ursprunglig elliptisk droppgeometri användes inledningsvis, men ersattes senare av en mer innesluten halvcirkulär gropgeometri eftersom den gav en stabilare fri yta. Den slutliga analysen fokuserar därför på gropgeometrin, medan den elliptiska geometrin främst används för att motivera valet av huvudmodell.

1.4.2 Material- och systemval

Arbetet avgränsas till gasen argon samt metallegeringen Inconel 718. Materialen antas i modellen vara homogena och isotropa. Därmed försummas mikrosegregation, flerkomponentsdiffusion och specifika effekter kopplade till varierande sammansättning.

1.4.3 Fysikaliska och termodynamiska förenklingar

Gränsytan mellan smälta och gas modelleras med Volume of Fluid-metoden (VOF) [10], medan gränsykans kontakt med underlaget modelleras med en statisk kontaktvinkel. Den statiska kontaktvinkeln är framför allt en förenkling av vätningen vid trefaslinjen mellan metall, gas och substrat. Gasfasen modelleras som en argonfylld omgivning, men processer som förångning, rekyltryck, stänk och droppfragmentering ingår inte.

En central avgränsning i modellen är att den faktiska värmekällan, i form av en laserstråle, inte modelleras explicit. I stället initieras simuleringen med en fördefinierad metalldroppe eller smältpool samt ett användardefinierat initialt temperaturfält. Temperaturfältet består av en bastemperatur kombinerad med en Gaussisk temperaturfördelning, där den högsta temperaturen placeras nära den övre delen av smältan för att approximera att lasern nyligen har verkat i området.

Denna ansats innebär att modellen inte beskriver laserabsorption, trådsmältning, materialtillförsel eller den kontinuerliga energitillförseln under L-DED-w-processen. I stället studeras utvecklingen från ett redan etablerat varmt smältområde. Detta gör det möjligt att isolera effekten av Marangonikonvektion, friyterörelse, solidifikation och elektromagnetiska kroppskrafter, men innebär samtidigt att resultaten främst ska tolkas som en förenklad jämförelse mellan olika drivmekanismer snarare än en fullständig processimulering.

Värmetransporten beskrivs med en entalpiform av energiekvationen. I simuleringarnas basfall försummas strålning och temperaturberoende emissivitet. Ytspänningen antas variera linjärt med temperaturen enligt $\gamma(T)$, och Marangoni-effekten inkluderas som en termokapillär drift driven av temperaturgradienter längs den fria ytan.

Solidifikation modelleras med entalpi-porositetsmetoden [11], där stelningsintervallet (mushy zone) behandlas som ett poröst medium. Detta ger en kontinuerlig övergång mellan vätska och fast fas via en temperaturberoende vätskefraktion och en dämpningsterm i rörelsemängdsekvationen. För att hålla beräkningskostnaden rimlig antas därmed en effektiv makroskopisk beskrivning, utan explicit modellering av enskild dendritgeometri eller kornbildning.

1.4.4 Elektromagnetiska approximationer

De elektromagnetiska fälten antas vara magnetokvasistatiska (MQS), vilket innebär att förskjutningsströmmen $\partial \mathbf{D} / \partial t$ försummas och att materialet antas kvasi-neutralt [12]. Vidare försummas Joule-uppvärmning som följd av strömmar i materialen. Den elektromagnetiska påverkan begränsas därmed till Lorentzkraften, vilken modelleras som $\mathbf{f}_{\text{EM}} = \mathbf{J} \times \mathbf{B}$.

Ytterligare en avgränsning i den tvådimensionella modellen är antagandet kring magnetfältets riktning. För de statiska magnetfältsfallen antas det externa magnetfältet verka vinkelrätt mot beräkningsdomänen, i z -riktningen. Genom att applicera fältet ortogonalt mot det simulerade x - och y -planet erhålls en magnetisk dämpning av hastighetskomponenterna i beräkningsplanet. Detta möjliggör en direkt analys av hur statiska magnetfält påverkar den termiskt drivna Marangonikonvektionen utan att behöva lösa hela systemet i tre dimensioner.

För de tidsvarierande fallen används ett sinusmodulerat magnetfält i z -riktningen och även ett roterande magnetfält i xy -planet. Dessa fall behandlas separat i MHD-modellen i Ansys Fluent, där Lorentzkraftfältet beräknas i en tredimensionell geometri och därefter importeras till STAR-CCM+ som en tidsmedelvärderad volymkraft.

2 Teori

I detta kapitel presenteras den teori som ligger till grund för simuleringarna. Modellen beskriver ett kopplat flerfysikproblem där temperaturfältet påverkar ytspänning, vätskefraktion och materialegenskaper, medan flödet samtidigt transporterar värme genom konvektion. Den fria ytan mellan metall och gas beskrivs med VOF-metoden. Solidifikationen modelleras med entalpi-porositetsmetoden, där mushy-zonen dämpar flödet när fast fas bildas. Elektromagnetiska krafter införs som volymkrafter i rörelsemängdsekvationen.

2.1 Modellöversikt

De viktigaste kopplingarna i modellen kan sammanfattas enligt följande:

- Temperaturfältet påverkar temperaturberoende materialparametrar som ytspänningen, densiteten och viskositeten vilket ger upphov till naturlig konvektion och Marangonikonvektion längs den fria ytan.
- Temperaturfältet styr vätskefraktionen, vilket påverkar solidifikation och flödesdämpning i mushy-zonen.
- Flödet transporterar värme och påverkar därmed den lokala temperaturfördelningen i smältpoolen.
- Ett statiskt magnetfält ger i modellen en hastighetsberoende Lorentzkraft som dämpar befintligt flöde.
- Ett tidsvarierande magnetfält kan inducera elektriska fält och strömmar som skapar drivande Lorentzkrafter.

Modellen ska därför ses som en förenklad representation av samspelet mellan värmetransport, fri yta, solidifikation, Marangonikonvektion och elektromagnetisk påverkan.

2.2 Nomenklatur

I Tabell [1](#) redovisas de viktigaste symbolerna som används i teoriavsnittet. En fullständig nomenklatur ges i Appendix [C](#).

Tabell 1: Urval av de viktigaste symbolerna i modellen.

Symbol	Beskrivning	Enhet
t	Tid	s
$\mathbf{u}$	Hastighetsvektor	m/s
p	Tryck	Pa
ρ	Densitet	kg/m ³
μ	Dynamisk viskositet	Pa s
T	Temperatur	K
H	Massbaserad entalpi	J/kg
k	Värmeledningsförmåga	W/(m K)
α	Volymfraktion för metall i VOF-modellen	–
f_l	Vätskefraktion	–
f_s	Fast fasandel	–
γ	Ytspänning	N/m
$\mathbf{B}$	Magnetisk flödestäthet	T
$\mathbf{J}$	Strömtäthet	A/m ²
σ	Elektrisk ledningsförmåga	S/m
$\mathbf{f}_{\text{EM}}$	Elektromagnetisk krafttäthet	N/m ³
$\mathbf{f}_{\text{MDF}}$	Magnetisk dämpningskrafttäthet	N/m ³
$\mathbf{f}_{\text{mush}}$	Dämpningsterm i mushy zone	N/m ³

2.3 Massbevarande

För en inkompressibel fluid skrivs kontinuitetsekvationen som

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0. \quad (1)$$

Här är $\mathbf{u}$ hastighetsvektorn.

2.4 Rörelsemängdsekvationen

Rörelsen i smältan beskrivs med Navier–Stokes ekvation

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} \right) = -\nabla p + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \rho \mathbf{g} + \mathbf{f}_\gamma + \mathbf{f}_{\text{EM}} + \mathbf{f}_{\text{mush}}, \quad (2)$$

där ρ är densitet, p tryck, $\boldsymbol{\tau}$ den viskösa spänningstensor, $\mathbf{g}$ gravitationsaccelerationen, $\mathbf{f}_\gamma$ ytspänningsrelaterad krafttäthet, $\mathbf{f}_{\text{EM}}$ elektromagnetisk krafttäthet och $\mathbf{f}_{\text{mush}}$ dämpning i mushy zone.

För en Newtonsk fluid skrivs den viskösa spänningstensor som

$$\boldsymbol{\tau} = \mu \left(\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T \right), \quad (3)$$

där μ är den dynamiska viskositeten.

2.5 Energiekvationen

Energitransporten beskrivs med en entalpiformulering

$$\frac{\partial(\rho H)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} H) = \nabla \cdot (k \nabla T) + S_H, \quad (4)$$

där H är massbaserad entalpi, k värmeledningsförmåga, T temperatur och S_H en källterm kopplad till latent värme vid fasomvandling.

Entalpiformuleringen gör det möjligt att beskriva solidifikation utan att explicit följa en skarp fasgräns, eftersom den latent värmen inkluderas direkt i energiekvationen.

2.6 Fri yta, VOF-formulering och kontaktvinkel

Den fria ytan mellan metall och gas beskrivs med Volume of Fluid-metoden, där metallens volymfraktion α uppfyller

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha \mathbf{u}) = 0. \quad (5)$$

I denna formulering motsvarar $\alpha = 1$ ren metall, $\alpha = 0$ ren gas och $0 < \alpha < 1$ området kring gränssytan. Metoden används för att följa den fria ytans deformation i tiden. Där den fria ytan möter det fasta underlaget uppstår en trefaslinje mellan metall, gas och substrat. I modellen föreskrivs gränssytans lokala orientering vid denna linje genom ett konstant kontaktvinkelvillkor på 90° . Kontaktvinkeln styr därmed hur smältan tillåts väta och sprida sig längs substratet. Valet 90° ska inte tolkas som en uppmätt materialparameter för Inconel 718 mot substratet, utan som en numerisk förenkling som används för att begränsa modellens komplexitet och undvika okontrollerad spridning av smältan. Dynamisk vätning och temperaturberoende kontaktvinkel ingår därför inte i modellen.

2.7 Solidifikation och mushy zone

Solidifikationen modelleras med entalpi-porositetsmetoden, där mushy zone behandlas som ett poröst medium med en blandning av fast och flytande material. Stelningen i mushy-zonen ger upphov till dämpning som är beroende av andelen fast material per volymenhet (solid fraction).

Vid låga andelar fast material beter sig smältan som en homogen blandning och dämpningen kan modelleras med en lokal ökning i viskositet som funktion av solid fraction (slurry viscosity). Enligt Metzners metod uppskattas den effektiva viskositeten i blandningen enligt

$$\mu^* = \mu_l \left[\left(1 - \frac{F_\mu \alpha_s^*}{A} \right)^{-2} - 1 \right] \quad (6)$$

där μ^* är den effektiva viskositeten hos blandningen, μ_l är vätskans dynamiska viskositet, α_s^* är andelen fast volymenhet, F_μ är en växlingsfunktion och A är en kristallkonstant som beror på kristallens aspektförhållande och ytjämnhet [13].

Vid högre andelar fast material börjar de fasta kristallerna i materialet koagulera och bilda dendritstrukturer vilket innebär att mushy-zonen inte längre kan modelleras som ett homogent medium. När dendritstrukturer bildas dämpas flödet istället av motståndskrafter

som uppstår när vätskan pressas mellan dendriterna. Permeabilitetsmetoder används för att dämpa flödet på liknande sätt utan att behöva modellera ett poröst medium (mushy-zone permeabilitet). Permeabiliteten beskriver hur lätt vätskefasen kan strömma genom den delvis stelnade strukturen i mushy-zonen. Enligt Carman-Kozenys metod bestäms permeabiliteten av

$$K = \frac{(1 - \alpha_s^*)^3}{(\alpha_s^*)^2 F_K c_s}. \quad (7)$$

Här betecknar K permeabiliteten, F_K en dimensionslös växlingsfunktion och c_s en formfaktor [13]. Bidraget från permeabiliteten i mushy-zonen till rörelsemängdsekvationen införs genom en motståndskraft för ett poröst medium, enligt ekvation 8.

$$\mathbf{f}_p = -\mathbf{P}_{v,\text{Mushy Zone}} \cdot \mathbf{v} \quad (8)$$

Här är $\mathbf{f}_p$ den porösa motståndskraften per volym, $\mathbf{v}$ hastighetsvektorn och $\mathbf{P}_{v,\text{Mushy Zone}}$ den viskösa motståndstensor i mushy-zonen. Motståndstensorerna beräknas enligt ekvation 9.

$$\mathbf{P}_{v,\text{Mushy Zone}} = \left(\frac{\mu_l}{K} + \frac{C_F \rho_l \alpha_l^*}{\sqrt{K}} \|\mathbf{v}\| \right) \mathbf{I} \quad (9)$$

Ekvation 9 består av två termer, μ_l/K kallas Darcys term, termen $(C_F \rho_l \alpha_l^* / \sqrt{K}) \|\mathbf{v}\|$ kallas Forchheimers term. Här är μ_l vätskans dynamiska viskositet, K permeabiliteten, C_F Ergun-koefficienten, ρ_l vätskefasens densitet, α_l^* den relativa vätskefasandelen och $\mathbf{I}$ enhetstensorerna [13].

Växlingsfunktionerna F_μ och F_K används för att ge en kontinuerlig övergång mellan slurry viscosity- och mushy-zone permeabilitet dämpning omkring en kritisk solid fraction [13].

2.8 Elektromagnetisk koppling vid statiskt magnetfält

Den elektromagnetiska kopplingen i de statiska magnetfältsfallen utgår från Ohms lag för en elektriskt ledande fluid i rörelse,

$$\mathbf{J} = \sigma (\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B}), \quad (10)$$

där $\mathbf{J}$ är strömtäthet, σ elektrisk ledningsförmåga, $\mathbf{E}$ elektriskt fält, $\mathbf{u}$ hastighetsfält och $\mathbf{B}$ magnetisk flödestäthet [12]. Den elektromagnetiska krafttätheten ges därefter av Lorentzkraften,

$$\mathbf{f}_{\text{EM}} = \mathbf{J} \times \mathbf{B}. \quad (11)$$

I huvudmodellen används inte en fullständig elektromagnetisk lösning med elektrisk potential och strömslutning. I stället införs den statiska magnetiska påverkan som en användardefinierad kroppskraft i rörelsemängdsekvationen. För de statiska fallen antas det externa magnetfältet vara vinkelrätt mot beräkningsplanet. Den dominerande termen i huvudmodellen blir då den magnetiska dämpningen,

$$\mathbf{f}_{\text{MDF}} = \sigma (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}. \quad (12)$$

För ett magnetfält i z -riktningen och hastigheter i x - och y -planet gäller

$$(\mathbf{u} \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} = -B^2 \mathbf{u}_\perp, \quad (13)$$

där $\mathbf{u}_\perp$ är hastighetskomponenten vinkelrät mot magnetfältet. Kraften verkar därmed som en bromsande kroppskraft som är proportionell mot hastigheten, den elektriska ledningsförmågan och B^2 . Det statiska magnetfältet tillför därmed inte rörelsemängd till smältan i denna modell, utan dämpar befintlig rörelse.

Ett möjligt ytterligare bidrag i metalliska smältor är termoelektrisk magnetohydrodynamik, där skillnader i Seebeckkoefficient mellan fast och flytande fas kan ge upphov till termoelektriska strömmar nära solid-liquid-gränsen. Ett förenklat uttryck för ett sådant bidrag kan skrivas som

$$\mathbf{f}_{\text{TEMF}} = -\sigma(S_s - S_l)\nabla T \times \mathbf{B}, \quad (14)$$

där S_s och S_l är Seebeckkoefficienterna i fast respektive flytande fas. Detta bidrag ingår dock inte i huvudresultaten. En konsekvent modellering av denna effekt kräver att den elektriska potentialen och strömslutningen behandlas så att $\nabla \cdot \mathbf{J} = 0$ uppfylls. I detta arbete används därför $\mathbf{f}_{\text{TEMF}}$ endast som en teoretisk möjlig utvidgning och inte som en del av huvudmodellen för de statiska magnetfältsfallen.

2.9 Elektromagnetisk koppling vid tidsvarierande fält

Vid tidsvarierande magnetfält beskrivs elektromagnetismen generellt av Maxwells ekvationer. I differentialform kan dessa skrivas som

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho_e, \quad (15)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (16)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (17)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}. \quad (18)$$

Här är $\mathbf{D}$ den elektriska flödestätheten, ρ_e laddningstätheten, $\mathbf{B}$ den magnetiska flödestätheten, $\mathbf{E}$ det elektriska fältet, $\mathbf{H}$ magnetfältets intensitet och $\mathbf{J}$ strömtätheten [12].

För ett ohmskt material gäller dessutom Ohms lag

$$\mathbf{J} = \sigma (\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B}), \quad (19)$$

där σ är den elektriska konduktiviteten och $\mathbf{u}$ är materialets hastighetsfält.

I detta arbete antas materialet vara kvasineutralt, vilket innebär att nettoladdningstätheten är försumbar på de längd- och tidsskalor som studeras [14]. Därmed kan man sätta

$$\rho_e \approx 0. \quad (20)$$

Vidare används det magnetokvasistatiska antagandet. Detta innebär att förskjutningsströmmen i Ampères lag försummas jämfört med ledningsströmmen,

$$\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \ll \mathbf{J}. \quad (21)$$

Ampères lag reduceras då till

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J}. \quad (22)$$

För ett linjärt magnetiskt material kan sambandet mellan $\mathbf{B}$ och $\mathbf{H}$ skrivas som

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}, \quad (23)$$

där μ är materialets magnetiska permeabilitet.

Det totala magnetfältet delas upp i ett externt pålagt fält $\mathbf{B}_0$ och ett inducerat magnetfält $\mathbf{b}$ enligt

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{b}. \quad (24)$$

Genom att kombinera Faradays lag, Ohms lag och Ampères lag utan förskjutningsström kan det inducerade magnetfältets utveckling beskrivas med en induktionsekvation. Under magnetokvasistatiskt antagande, för ett harmoniskt och rotationsfritt externt magnetfält $\mathbf{B}_0$ erhålls

$$\frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{b} = \frac{1}{\mu \sigma} \nabla^2 \mathbf{b} + [(\mathbf{B}_0 + \mathbf{b}) \cdot \nabla] \mathbf{u} - (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{B}_0 - \frac{\partial \mathbf{B}_0}{\partial t}. \quad (25)$$

Den första termen på högerledet beskriver magnetisk diffusion, medan övriga termer beskriver hur magnetfältet påverkas av rörelsen i det ledande materialet och av variationer i det externt pålagda magnetfältet [14].

Strömtätheten kan därefter beräknas från Ampères lag enligt

$$\mathbf{J} = \frac{1}{\mu} \nabla \times (\mathbf{B}_0 + \mathbf{b}). \quad (26)$$

När strömtätheten är känd kan Lorentzkraften beräknas som

$$\mathbf{F}_L = \mathbf{J} \times (\mathbf{B}_0 + \mathbf{b}). \quad (27)$$

Lorentzkraften verkar som en volymkraft på den elektriskt ledande smältan och kan därmed driva intern rörelse och omrörning i materialet [14].

Randvillkoren för det elektromagnetiska problemet bestämmer hur strömmar kan slutas och hur magnetfältet får kopplas till omgivningen. För strömtätheten innebär en elektriskt isolerande rand att ingen normal ström får passera genom randen,

$$\mathbf{J} \cdot \mathbf{n} = 0, \quad (28)$$

där $\mathbf{n}$ är randens normalvektor. Detta motsvarar exempelvis en fri yta mot gas eller en kontakt mot ett elektriskt isolerande material. En elektriskt ledande rand tillåter däremot ström att passera genom randen enligt

$$\mathbf{J}_1 \cdot \mathbf{n} = \mathbf{J}_2 \cdot \mathbf{n}. \quad (29)$$

För magnetfältet måste randvillkoren samtidigt vara förenliga med kravet

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (30)$$

vilket innebär att magnetiska fältlinjer inte kan börja eller sluta inne i beräkningsdomänen. För tidsvarierande fält måste även inducerade elektriska fält och strömmar uppfylla strömkontinuitet [12]

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = 0. \quad (31)$$

2.10 Joulevärme

De inducerade strömmarna kan ge upphov till ohmisk uppvärmning, även kallad Joulevärme. Den lokala värmeutvecklingen per volym kan skrivas som

$$q_J = \mathbf{J} \cdot \mathbf{E}. \quad (32)$$

För ett ohmskt material kan detta även uttryckas med hjälp av strömtätheten som

$$q_J = \frac{|\mathbf{J}|^2}{\sigma}. \quad (33)$$

Här är q_J den ohmiska värmeutvecklingen i enheten W/m^3 [14]. I den nuvarande modellen används detta samband endast för en efterföljande storleksuppskattning. Jouleuppvärmning ingår inte som källterm i energiekvationen i STAR-CCM+ och försummas även vid importen av de tidsmedelvärderade Lorentzkraftfälten från Ansys Fluent. Den elektromagnetiska påverkan i huvudresultaten verkar därför endast genom rörelsemängdsekvationen, inte genom direkt ohmisk uppvärmning av smältan.

2.11 Temperaturberoende ytspänning

Ytspänningen antas variera linjärt med temperaturen enligt

$$\gamma(T) = \gamma_0 + \frac{d\gamma}{dT}(T - T_0), \quad (34)$$

där γ_0 är ytspänningen vid referenstemperaturen T_0 , och $\frac{d\gamma}{dT}$ är ytspänningens temperaturderivata.

Denna koppling mellan temperatur och ytspänning är central för att beskriva Marangoni-effekten. Om ytspänningen varierar längs den fria ytan uppstår tangentiella ytspänningsgradienter, vilket kan driva flöde i smältan [5].

2.12 Marangonieffekten

Marangonieffekten är ett ytfenomen som uppstår när ytspänningen varierar längs en gränsyta. Sådana variationer kan orsakas av skillnader i temperatur eller sammansättning. I detta arbete är det den temperaturberoende delen som är av intresse, vilket innebär att temperaturgradienter längs den fria ytan ger upphov till tangentiella spänningar som driver flöde i smältan [5].

För de flesta rena metaller och många metallegeringar minskar ytspänningen med ökande temperatur, vilket innebär att

$$\frac{d\gamma}{dT} < 0. \quad (35)$$

Detta leder till att flödet längs ytan normalt går från varmare områden med lägre ytspänning mot kallare områden med högre ytspänning. I en smältpool innebär det ofta att ytnära material transporteras bort från den varmaste delen av poolen, vilket påverkar både poolens form och värmetransporten i vätskan.

I processer med små längdskalor och stora temperaturgradienter, såsom additiv tillverkning och lasersmältning, kan Marangonikonvektion vara en av de dominerande drivmekanismerna för flöde i smältan. Jämfört med naturlig konvektion verkar Marangonieffekten direkt vid den fria ytan och kan därför ge upphov till höga lokala hastigheter nära gränsytan.

Den tangentiella drivningen orsakas av att ytspänningsgradienten ger upphov till en skjuvande kraft längs ytan. Kraften kan skrivas som

$$f_m = (\nabla_s \gamma)_t \cdot |\mathbf{n}|, \quad (36)$$

där ∇_s betecknar ytgradientoperatoren, f_m den tangentiella kraften och $\mathbf{n}$ ytans normalvektor [13].

I praktiken innebär detta att temperaturfältet längs den fria ytan direkt påverkar rörelsemängden i smältan. Marangonieffekten är därför central i denna studie, eftersom den utgör en viktig termiskt driven referensmekanism vid jämförelse med flöden som induceras eller dämpas av elektromagnetiska krafter.

2.13 Numerisk lösningsmetodik

Simuleringsmjukvara som STAR-CCM+ och Ansys Fluent löser de styrande ekvationerna genom att diskretisera beräkningsdomänen i ett ändligt antal mindre celler. De kontinuerliga fälten, exempelvis hastighet, tryck, temperatur och elektromagnetiska storheter, approximeras då med diskreta värden i beräkningsnätet. På så sätt omvandlas de styrande differentialekvationerna till ett stort system av algebraiska ekvationer som kan lösas numeriskt.

Inom CFD används ofta finita volymmetoden, FVM. I denna metod delas beräkningsdomänen upp i kontrollvolym, och de styrande ekvationerna integreras över varje kontrollvolym. Flöden genom kontrollvolymens ytor används därefter för att beskriva transport av exempelvis massa, rörelsemängd och energi mellan angränsande celler. Detta gör metoden särskilt lämplig för strömnings- och värmetransportproblem, eftersom den ger en konservativ formulering av de styrande ekvationerna [14].

Vid transienta simuleringar diskretiseras lösningen även i tiden med ett tidssteg Δt . Lösaren beräknar då fältvariablerna stegvis från en tidsnivå till nästa. Inom varje tidssteg utförs ett antal inre iterationer för att reducera residualerna och lösa de diskretiserade ekvationerna tillräckligt noggrant innan lösaren går vidare till nästa tidsnivå [14].

För modeller där många fysikaliska problem behöver lösas simultant kan en segregerad lösningsmodell i många fall förenkla numeriken. I en segregerad lösare löses de kopplade ekvationerna inte som ett enda stort simultant ekvationssystem. I stället löses exempelvis hastighet, tryck och temperatur stegvis i separata delproblem som itereras tills lösningen uppfyller de valda konvergenskriterierna. Fördelen är att metoden ofta är mer minnes- och beräkningseffektiv för stora CFD-problem. Nackdelen är att starkt kopplade fenomen kan kräva fler inre iterationer och lämplig underrelaxation för att ge en stabil lösning [13].

För icke-linjära eller starkt kopplade problem används ofta underrelaxation för att för-

bättra stabiliteten. Om ϕ^* är det nyberäknade värdet från en iteration och ϕ^n är det tidigare värdet, kan det uppdaterade värdet skrivas som

$$\phi^{n+1} = \phi^n + \zeta (\phi^* - \phi^n), \quad (37)$$

där ζ är underrelaxationsfaktorn. För $0 < \zeta < 1$ dämpas förändringen mellan iterationerna, vilket ofta gör lösningen mer stabil men långsammare att konvergera. En högre underrelaxationsfaktor kan ge snabbare konvergens, men ökar risken för numeriska oscillationer eller divergens [14].

3 Metod

I det här avsnittet presenteras hur arbetet utförs för att uppfylla projektets syften och mål.

3.1 Uppställning

I detta avsnitt presenteras den modelluppställning som ligger till grund för simuleringarna. Uppställningen är framtagen för att undersöka hur elektromagnetiska kroppskrafter kan påverka flöde, temperaturfördelning och stelning i en smält metalldroppe under förenklade men kontrollerade förhållanden. De delar av modellen som hålls konstanta mellan olika fall beskrivs först, följt av simuleringsupplägg, diskretisering, numeriska inställningar och verifiering.

Tabell 2: Översikt över modellkedjan och hur de olika simuleringarna kopplas samman.

Delmodell	Program	Huvudsaklig fysik
Stelningsmodell	STAR-CCM+	VOF, värmetransport, Marangonikonvektion och solidifikation
Statiskt magnetfält	STAR-CCM+	Förenklad Lorentzkraft som kroppskraft
Tidsvarierande magnetfält	Ansys Fluent	MHD-lösning för fixerad tredimensionell geometri
Koppling mellan modeller	Export/import av kraftfält	Envägskoppling från MHD-modell till stelningsmodell

3.1.1 Fysik

Simuleringen baseras på en tvådimensionell och transient modell. Beräkningsdomänen delas in i två regioner: en solidregion som representerar underlaget och en fluidregion som består av argon och Inconel 718. Solidregionen används för att beskriva värmeledning i substratet, medan fluidregionen beskriver samspelet mellan gasfas, smält metall, fri yta, stelning och flöde.

Fluidregionen behandlas som ett flerfassystem och modelleras med Volume of Fluid-metoden, VOF, enligt Ekvation (5). Flödet antas vara laminärt och löses med en segrerad flödeslösare. Argon modelleras som en ideal gas, medan Inconel 718 modelleras med temperaturberoende materialegenskaper. Densiteten beskrivs med en styckvis linjär temperaturfunktion, se Figur 29.

Energitransporten i fluidregionen löses med en segrerad flerfastemperaturmodell baserad på entalpiformuleringen i Ekvation (4). Solidifikationen modelleras med en mushy-zone där den fasta fasandelen ökar linjärt från 0 till 1 mellan liquidus- och solidustemperaturen. Flödesdämpningen i mushy-zonen modelleras med Metzners slurry-viscosity-modell och Carman-Kozenys mushy-zone-permeabilitet-modell, se Avsnitt 2.7. Modellerna används med en underrelaxationsfaktor på 0,7. Forchheimertermen i mushy-zone-permeabilitet-modellen försummas. Växlingen mellan slurry viscosity och permeabilitet

sker vid $f_l = 0,27$. Avståndet mellan dendritarmarna sätts till $10\ \mu\text{m}$ [15], och det högsta tillåtna viskösa motståndet i permeabilitet-modellen sätts till $5 \cdot 10^7\ \text{kg}/(\text{m}^3\text{s})$.

Ytspänningen mellan metall och gas approximeras som linjärt temperaturberoende, se Figur 33 i Appendix B. Marangonikonvektionen implementeras genom den temperaturberoende ytspänningsgradienten enligt Ekvation (36). Kontaktvinkeln mellan smälta och substrat antas vara konstant 90° .

Strålning modelleras inte i den nuvarande modellen. Värmeförluster sker därför genom de termiska randvillkoren och genom värmeledning till substratet. Detta innebär att eventuell värmeförlust genom termisk strålning från den fria ytan försummas.

STAR-CCM+’s elektromagnetiska modul används inte i de statiska magnetfältsfallen. Den elektromagnetiska påverkan införs i stället som användardefinierade kroppskrafter i rörelsemängdsekvationen. Huvudfallen med statiskt magnetfält beskriver därför magnetisk dämpning av flödet, inte en fullständig MHD-lösning med elektrisk potential och strömslutning.

För en lista över de valda fysikmodellerna, se Appendix A.

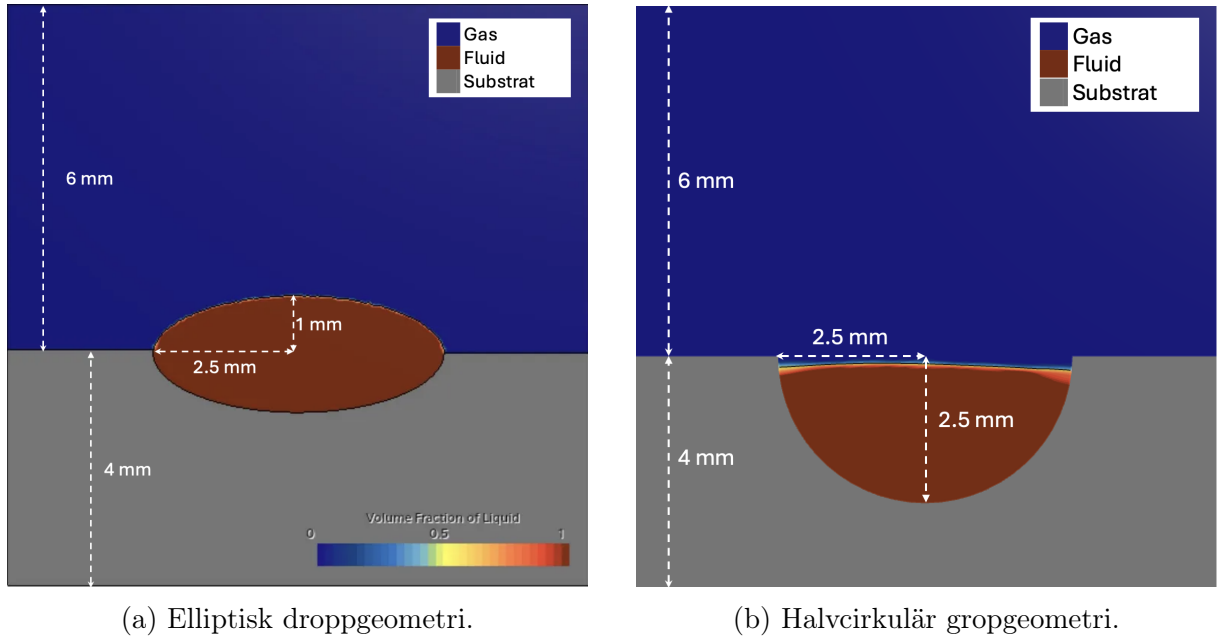
Inverkan av tidsvarierande magnetfält simuleras med en separat, förenklad MHD-lösare i Ansys Fluent (se Avsnitt 3.1.4).

3.1.2 Geometrier och randvillkor

Två olika geometrier används i arbetet, se Figur 2. Den första geometrin, Geometri A, är den ursprungliga elliptiska droppgeometrin. Den andra geometrin, Geometri B, är en halvcirkulär gropgeometri som infördes för att minska de friyteoscillationer som uppstod i den elliptiska uppställningen.

Geometri A: elliptisk droppgeometri. I den första uppställningen beskrivs smältans initialtillstånd av en ellips med halvaxlarna $2,5\ \text{mm}$ i horisontell riktning och $1,0\ \text{mm}$ i vertikal riktning. Dimensionerna på droppen erhöles av samarbetsföretaget och representerar ett tvärsnitt av smältpoolen i laserns färdriktning. Droppen är placerad delvis nedsänkt i underlaget och omges av argon i VOF-regionen. Denna geometri användes som projektets ursprungliga modell för att studera en relativt fri smältdroppe i kontakt med substratet.

Geometri B: halvcirkulär gropgeometri. I den andra uppställningen ersattes den elliptiska droppformen med en halvcirkulär smältpool i en cirkulär grop med radie $2,5\ \text{mm}$. Denna geometri ger en mer innesluten smälta och valdes eftersom den elliptiska geometrin gav kraftiga friyteoscillationer även i fall utan Marangonikonvektion. Den halvcirkulära geometrin används därför som huvuduppställning för den slutliga tolkningen av magnetfältets dämpande effekt.



Figur 2: De två geometrier som studeras i arbetet.

Ovansidan av fluiddomänen modelleras som ett tryckutlopp, medan de vertikala sidorna behandlas som symmetriplan. Vid kontakten mellan fluidregionen och underlaget används no-slip-villkor för hastigheten. Värmeledning mellan smälta och substrat tillåts genom kopplingen mellan fluid- och solidregionen.

Den fria ytan mellan metallsmälta och argon tillåts deformeras över tid med VOF-metoden. Där den fria ytan möter det fasta underlaget används ett konstant kontaktvinkelvillkor på 90° . Denna kontaktvinkel valdes för att undvika att smältan okontrollerat sprider sig utanför den idealiserade geometrin, men innebär samtidigt en förenklad beskrivning av interaktionen mellan smältan och substratet.

Smältan initieras med ett fördefinierat temperaturfält som representerar en lokalt uppvärmd smältpool efter att en laser nyligen har verkat på materialet. Temperaturfältet definieras endast i den del av fluiddomänen där volymfraktionen för flytande metall är större än 0,1. Detta görs för att den Gaussiska temperaturfördelningen endast ska appliceras i metallfasen och inte i den omgivande argongasen. I övriga delar av fluiddomänen sätts temperaturen till 300 K.

Det initiala temperaturfältet i fluidregionen definieras enligt

$$T(x, y) = \begin{cases} 1650 + 950 \exp \left[- \left(\frac{x}{0,0017} \right)^2 \right] \exp \left[- \left(\frac{0,003975 - y}{0,0015} \right)^2 \right], & \alpha_{\text{liq}} > 0,1, \\ 300, & \alpha_{\text{liq}} \leq 0,1, \end{cases} \quad (38)$$

där x och y är positionerna i modellen angivna i meter och α_{liq} är volymfraktionen för den flytande metallfasen. Bastemperaturen i smältan är 1650 K, medan den Gaussiska temperaturtoppen har amplituden 950 K. Den maximala initialtemperaturen blir därmed 2600 K, placerad vid $x = 0$ och $y = 0,003975$ m. De karakteristiska längdskalorna för temperaturfördelningen är 1,7 mm i x -riktning och 1,5 mm i y -riktning. Substratet

initieras med en enhetlig temperatur på 1000 K, och dess yttre gränser modelleras som adiabatiska. Bild över det initiala temperaturfältet visas i Figur 3.



Figur 3: Initial temperaturfördelning för den halvcirkulära gropgeometrin. Temperaturfältet består av en bastemperatur i smältan kombinerad med en Gaussisk temperaturtopp nära smältans övre centrum.

3.1.3 Materialparametrar

Argonets materialegenskaper hämtades från materialbiblioteket i STAR-CCM+, medan materialparametrarna för metallegeringen Inconel 718 tillhandahölls av samarbetsföretaget. Flera av materialparametrarna behandlades som temperaturberoende och importerades i modellen i form av tabeller med diskreta värden för olika temperaturer. Dessa materialdata togs fram av samarbetsföretaget med hjälp av mjukvaran Thermo-Calc [16]. Genom termodynamiska beräkningar kunde materialets temperaturberoende egenskaper uppskattas över det simulerade temperaturintervallet.

Eftersom det vore alltför utrymmeskrävande att redovisa samtliga diskreta datapunkter i huvudtexten visar Tabell 3 endast en sammanfattning av de materialparametrar som används i modellen. Fullständiga materialdata redovisas i Appendix B.

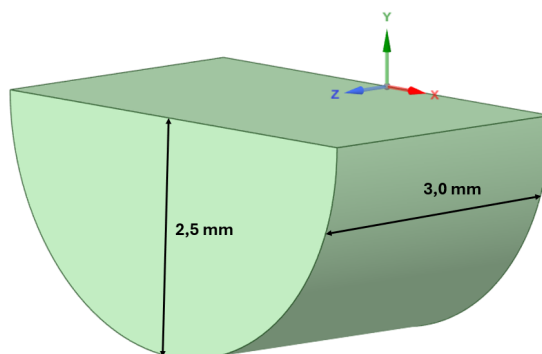
Tabell 3: Materialegenskaper hos Inconel 718. Temperaturberoende materialdata redovisas i Appendix B.

Solidustemperatur [K]	1476,4
Liquidustemperatur [K]	1610
Densitet [kg/m ³]	se Figur 29
Specifik värmekapacitet [J/(kg·K)]	se Figur 30
Värmeledning [W/(m·K)]	se Figur 31
Dynamisk viskositet [Pa·s]	se Figur 32
Ytspänning [N/m]	$\gamma(T) = 1,820 - 3,7 \cdot 10^{-4}T$
Marangonikoefficient [N/(m·K)]	$-3,7 \cdot 10^{-4}$
Fast fasandel [-]	se Figur 34
Elektrisk konduktivitet [S/m]	$6,7 \cdot 10^5$
Magnetisk permeabilitet [H/m]	$1,257 \cdot 10^{-6}$

3.1.4 Uppställning av MHD-lösare

Lorentzkraften som induceras i smältan av de tidsvarierande elektromagnetiska fälten simuleras i en separat MHD-modell i Ansys Fluent.

Droppen modelleras som en tredimensionell laminär fluidregion med fixerad yta i form av en halvcirkulär cylinder med en radie på 2,5 mm och ett djup på 3,0 mm. En tredimensionell modell krävs för att kunna simulera magnetfält och strömmar i z-led (se Figur 4). Djupet sattes arbiträrt för att få ungefär samma längdskala på djupet som i planet.



Figur 4: Figuren illustrerar geometrin som simuleras för att bestämma Lorentzkrafter i droppen för ett givet magnetfält.

Materialparametrarna för Inconel 718 sätts till de konstanta värden som motsvarar Inconel 718 vid temperaturen 1700 K enligt modellerna som används i Avsnitt 3.1.3.

Inducerade strömmar, magnetfält och krafter i smältan löses med Ansys Fluents inbyggda MHD-modul givet ett analytiskt externt magnetfält genom att lösa Ekvation (25)-(27)

[14]. Cirkelbågen modelleras som en ledande vägg med samma materialparametrar som fluiden för att simulera kontakt med arbetsstycket medan den övre ytan modelleras som en isolerande vägg för att simulera kontakt med argon som antas vara icke-konduktivt. De halvcirkulära ytorna som begränsar volymen i z-riktning modelleras som isolerande väggar för att inte överskatta strömmarna och lorentzkraften.

3.2 Simuleringsupplägg

I detta avsnitt beskrivs hur simuleringarna genomfördes och vilka storheter som användes för att jämföra resultaten mellan olika fall.

3.2.1 Studerade fall

För att undersöka stelningsmodellens giltighet och magnetfältets inverkan genomfördes simuleringar med och utan applicerat magnetfält för båda geometrierna. Basfallen utan magnetfält används som referensfall och beskriver hur smältan utvecklas under påverkan av temperaturgradienter, ytspänning, gravitation, kontaktvinkel och stelning. Fall med applicerat magnetfält går att dela in i två kategorier: tidsinvarianta dämpande magnetfält och tidsvarierande drivande magnetfält. Magnetfälten används därefter för att analysera hur hastighetsfält och stelningsförlopp förändras relativt basfallet.

Det dämpande magnetfältets påverkan modelleras inte genom en fullständig elektromagnetisk lösning, utan genom användardefinierade fältfunktioner som läggs in som kroppskrafter i rörelsemängdsekvationen. Huvudfokus ligger på magnetisk dämpning, $\mathbf{f}_{\text{MDF}}$, medan den termoelektriska Seebeck-baserade kraften, $\mathbf{f}_{\text{TEMF}}$, endast behandlas som en separat känslighetsstudie.

De tidsvarierande magnetfälten simuleras i en extern MHD-lösningsmodell i Ansys Fluent för en ekvivalent, fixerad geometri. I arbetet studeras ett magnetfält med konstant amplitud som roterar i xy -planet och ett magnetfält som oscillerar sinusoidalt i z -led. Magnetfälten är rumsinvarianta-, rotationsfria- och harmoniska fält som ges av

$$\mathbf{B}_0(t) = B_0 \begin{bmatrix} \sin(\omega t) \\ \cos(\omega t) \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (39)$$

$$\mathbf{B}_0(t) = B_0 \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ \sin(\omega t) \end{bmatrix}. \quad (40)$$

Här är B_0 magnetfältets amplitud och ω dess vinkelhastighet. Frekvensen ges av

$$f = \frac{\omega}{2\pi}. \quad (41)$$

Magnetfälten i Ekvation (39) och (40) ger upphov till tidsberoende Lorentzkraftfält i smältan. För att koppla MHD-resultaten till stelningsmodellen tidsmedelvärderas Lorentzkraften i varje punkt i planet $z = 1,5$ mm över en period. Det resulterande tidsmedelvärderade kraftfältet exporteras därefter från Ansys Fluent och appliceras i STAR-CCM+ som en volymkraft i smältan.

De fall som analyseras sammanfattas översiktligt i Tabell 4.

Tabell 4: Översikt över simulerade fall.

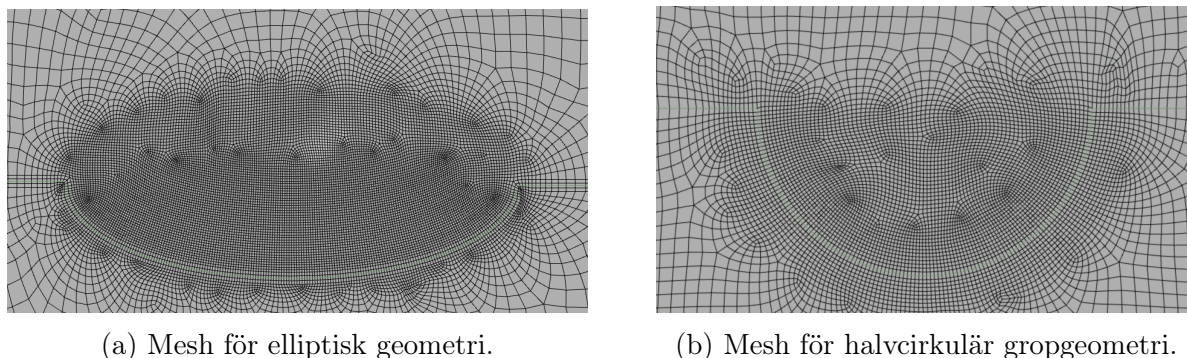
Fall	Geometri	Magnetfält	Frekvens	Kommentar
A0	Ellips	0 T	0 Hz	Ursprungligt basfall
A1	Ellips	0 T	0 Hz	Utan Marangonikonvektion
B0	Halvcirkulär grop	0 T	0 Hz	Basfall
B1	Halvcirkulär grop	0 T	0 Hz	Utan Marangonikonvektion
B2	Halvcirkulär grop	0,2 T	0 Hz	Magnetisk dämpning
B3	Halvcirkulär grop	0,4 T	0 Hz	Magnetisk dämpning
B4	Halvcirkulär grop	0,5 T	0 Hz	Magnetisk dämpning
B5	Halvcirkulär grop	1,0 T	0 Hz	Magnetisk dämpning
C0	Halvcirkulär grop	1,0 T	100 Hz	Roterande magnetfält
C1	Halvcirkulär grop	0,2 T	1000 Hz	Roterande magnetfält
C2	Halvcirkulär grop	0,5 T	1000 Hz	Roterande magnetfält
D0	Halvcirkulär grop	1,0 T	10 Hz	Oscillerande magnetfält
D1	Halvcirkulär grop	1,0 T	100 Hz	Oscillerande magnetfält
D2	Halvcirkulär grop	1,0 T	1000 Hz	Oscillerande magnetfält

Fältstyrkorna valdes för att täcka både svaga och starka magnetiska effekter inom ett intervall som är användbart för att identifiera trender i modellen. De statiska fallen 0,2–1,0 T används därför inte som en optimerad industriell parameteruppsättning, utan som en parameterstudie. För de tidsvarierande fallen valdes frekvenserna 10, 100 och 1000 Hz för att undersöka hur den inducerade kraften förändras när tidsvariationen i magnetfältet ökar. Urvalet bör därför ses som ett begränsat modellintervall snarare än en fullständig optimering av magnetfältets styrka och frekvens.

3.2.2 Diskretisering

Domänen i STAR-CCM+ diskretiserades med ett tvådimensionellt rutnät med lokal förtätning i och omkring smältan samt nära gränsytan mellan metall och gas. Syftet med förtätningen var att bättre kunna återge stora gradienter i temperatur, volymfraktion och hastighet i de områden där den fria ytan deformeras och där stelning sker. Området nära kontaktlinjen mellan smälta, gas och substrat gavs också högre upplösning, eftersom ytspänning, kontaktvinkel och VOF-gränsyta är känsliga för lokal cellstorlek.

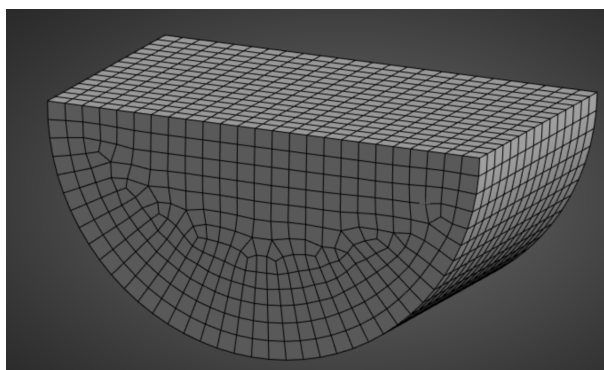
För den elliptiska geometrin användes en elliptisk förtätningsregion kring den initiala droppen. För den halvcirkulära gropgeometrin anpassades förtätningen till den nedre halvcirkeln och området kring den fria ytan. I båda fallen sattes den minsta cellstorleken i smältområdet till cirka $30\ \mu\text{m}$, medan cellstorleken i övriga delar av domänen hölls kring cirka $200\ \mu\text{m}$.



Figur 5: Meshfördelning för de två geometrierna.

Det övergripande nätet genererades med quadrilateral mesher. För att begränsa beräkningskostnaden hölls meshen grövre i gasregionen långt från smältan, där variationerna i hastighet och temperatur förväntades vara små. Meshens utformning valdes därmed som en kompromiss mellan noggrann upplösning av frytan och rimlig beräkningstid. För den slutgiltiga konfigurationen resulterade detta i totalt 7175 celler för den elliptiska geometrin och 7997 celler för den cirkulära geometrin. För att fastställa den optimala upplösningen inuti och i direkt anslutning till smältpoolen genomfördes en separat nätberoendestudie, se Avsnitt 4.1.

MHD-modellen i Ansys Fluent diskretiserades med en något enklare metod. Geometrin i Figur 4 diskretiserades med en mesh med kubisk metod med en cellsida på 0,2 mm och automatisk geometrisk anpassning vilket resulterade i 4515 celler.



Figur 6: Meshen som användes för att diskretisera geometrin i MHD-modellen.

3.2.3 Numeriska inställningar

Samtliga simuleringar utfördes tidsberoende med implicit tidsdiskretisering. Tidssteget valdes så att utvecklingen av fri yta, temperaturfält, hastighetsfält och vätskefraktion kunde fångas utan att beräkningen blev numeriskt instabil. I modellen användes ett konstant tidssteg på $5 \cdot 10^{-6}$ s.

Antalet inre iterationer per tidssteg begränsades till 10 för att ge en rimlig balans mellan konvergens och beräkningstid. Konvergens bedömdes dels utifrån residualer, dels genom kontroll av fysikaliska storheter såsom maximal hastighet, medelhastighet i vätskefasen

och vätskefraktionens tidsutveckling. För att minska numerisk diffusion användes högre ordningens diskretisering där detta var möjligt och lämpligt inom den valda lösningsstrategin.

För att säkerställa en tillförlitlig upplösning och numerisk stabilitet genomfördes även en utvärdering av både tidssteg och antalet inre iterationer genom den beroendestudie som presenteras i Avsnitt 4.1.

3.2.4 Verifiering av diskretiseringsmodell

I syfte att utvärdera tidsstegets inverkan på simuleringsresultaten, och säkerställa att lösningen är oberoende av tidsdiskretiseringen, jämfördes basfallet ($5 \cdot 10^{-6}$ s) med ett grövre ($1 \cdot 10^{-5}$ s) och ett finare ($2,5 \cdot 10^{-6}$ s) tidssteg. För att jämförelsen skulle bli rättvis och likvärdig mellan de olika körningarna beräknades även ett tidsmedelvärde av de studerade storheterna för simuleringens inledande fas, över intervallet $t = 0$ till $t = 0,15$ s. Resultatet av denna sammanställning presenteras i Tabell 5.

Vidare undersöktes antalet inre iterationer för att säkerställa att ekvationerna konvergerar tillräckligt väl inom varje enskilt tidssteg. Basfallet, som använder 10 inre iterationer per tidssteg, jämfördes med simuleringar där antalet iterationer halverades (5) respektive fördubblades (20). I likhet med tidsstegsstudien jämfördes tidsmedelvärden över det initiala tidsintervallet ($t = 0$ till $t = 0,15$ s). Sammanställningen av denna data presenteras i Tabell 6.

En nätberoendestudie genomfördes därefter för att verifiera att simuleringsresultaten är oberoende av diskretiseringen. Nätets upplösning styrdes lokalt via en fältfunktion för att tilldela en hög upplösning i och omkring den aktiva smältpoolen, och en successivt grövre upplösning i de omgivande domänerna. Studien utvärderade tre olika upplösningar. Basfallet utformades med en inre cellstorlek på $30 \mu\text{m}$ och en yttre på $200 \mu\text{m}$. Detta jämfördes med ett grovt nät där cellstorleken fördubblades ($60 \mu\text{m}$ inre, $400 \mu\text{m}$ yttre) samt ett förfinat nät där cellstorleken halverades ($15 \mu\text{m}$ inre, $100 \mu\text{m}$ yttre). På samma sätt som i de föregående tids- och iterationsstudierna beräknades tidsmedelvärden under tidsintervallet $t = 0$ till $t = 0,15$ s, för att erhålla jämförbara mätvärden. Resultaten redovisas i Tabell 7.

Då MHD-modellen i Ansys Fluent är mycket enklare än stelningsmodellen utfördes ingen motsvarande studie för verifiering av diskretiseringsmodell. Rimligheten analyserades istället utifrån residualernas storlek och konvergens samt överslagsräkningar.

3.2.5 Analys av resultat

Resultaten analyserades genom att jämföra temperaturfält, hastighetsfält, vätskefraktion och stelningsförlopp mellan de olika fallen. För varje fall studerades både momentana fältbilder och tidsutveckling av utvalda storheter. De huvudsakliga storheter som exporterades var:

- **Ytmedelhastighet:** areamedelvärde av hastighetsmagnituden nära den fria ytan, använd för att analysera Marangonidriven rörelse och fryteoscillationer. Eftersom magnituden medelvärderas kan värdet inte förväntas gå mot noll även om flödet lokalt har motsatta riktningar.

- **Volymmedelhastighet:** volymmedelvärde av hastighetsmagnituden i metallfasen, använd för att kvantifiera den globala rörelsen i smältan. Även detta är alltså ett medelvärde av beloppet av hastigheten, inte av hastighetsvektorn.
- **Maximal hastighet:** använd för att identifiera lokala hastighetstoppar och transienta flödesfenomen.
- **Volymmedeltemperatur:** volymmedelvärderad temperatur i metallfasen, använd för att följa den övergripande avkylningen.
- **Fast fasandel:** andelen metall som har övergått till fast fas, använd för att analysera stelningsförloppet.
- **Momentana fältbilder:** temperaturfält, hastighetsfält och fast fasandel vid utvalda tidpunkter.

För jämförelser mellan fall används främst trender efter den initiala transienten samt tidsmedelvärden över gemensamma tidsintervall. Detta minskar risken att enskilda initiala hastighetstoppar får för stor betydelse i tolkningen.

3.2.6 Verifiering och rimlighetsbedömning

Modellen har inte validerats direkt mot ett specifikt experimentellt fall. I stället har den verifierats genom beroendestudier och bedömts genom fysikaliska rimlighetskontroller samt jämförelser med tidigare publicerade storleksordningar:

- **Fysikalisk rimlighetsbedömning:** Det kontrollerades att modellen utan magnetfält gav ett fysikaliskt rimligt stelningsförlopp. Detta innebar att temperaturen sjönk, den fasta fasandelen ökade och flödes hastigheterna gradvis avtog i takt med att smältan stelnade.
- **Isolering av kraftbidrag:** Simuleringar med och utan Marangonikonvektion samt med och utan magnetfält jämfördes. Detta gjordes för att säkerställa att observerade skillnader i hastighetsfält och stelningsförlopp var logiskt kopplade till de modellerade kraftbidragen snarare än till numerisk instabilitet.
- **Jämförelse med tidigare studier:** De erhållna storleksordningarna för hastigheter och termiska trender jämfördes med tidigare publicerade studier av Marangonikonvektion, elektromagnetisk påverkan och solidifikation i smält metall. Syftet var att bedöma om de simulerade värdena låg inom rimliga intervall för liknande processer.

4 Resultat

I detta kapitel presenteras resultaten från de genomförda simuleringarna. Först redovisas beroendestudien av tidssteg, inre iterationer och nätupplösning. Därefter jämförs den ursprungliga elliptiska droppgeometrin med den halvcirkulära gropgeometrin. Syftet med denna jämförelse är att motivera valet av gropgeometrin som huvudmodell. Resterande resultat fokuserar därför på den halvcirkulära gropgeometrin.

Vid tolkning av resultaten bör det noteras att flera hastighetskurvor uppvisar en hög initial topp nära $t = 0$. Denna topp betraktas inte som representativ för det fysikaliska förloppet, utan antas främst bero på initialisering av temperaturfält, fri yta, kontaktvinkel och krafttermer.

4.1 Beroendestudie

Här presenteras resultaten från beroendestudien av tidssteg, inre iterationer och nätupplösning, vilken genomfördes på den elliptiska geometrin. Syftet är att undersöka hur känsliga resultaten är för numerisk diskretisering samt att välja en rimlig kompromiss mellan noggrannhet och beräkningstid. Studien visar inte fullständig nät- eller tidsstegsoberoende konvergens för alla storheter, särskilt inte för lokala hastighetstoppar och ytmedelhastigheter. Resultaten används därför främst för att motivera ett konsekvent referensupplägg och för att identifiera vilka storheter som bör tolkas med störst försiktighet. Kompletta data för tidsintervallet återfinns i Appendix D.

4.1.1 Tidssteg

Tabell 5: Tidsmedelvärden över perioden $t = 0-0,15$ s för de tre utvärderade tidsstegen.

Storhet	Grovt ($1 \cdot 10^{-5}$ s)	Basfall ($5 \cdot 10^{-6}$ s)	Fint ($2,5 \cdot 10^{-6}$ s)
Medeltemperatur (K)	1681,4	1672,7	1679,6
Total fast andel (-)	0,117	0,129	0,111
Medelhastighet (m/s)	0,063	0,069	0,073
Maximal hastighet (m/s)	0,347	0,424	0,551
Ytmedelhastighet (m/s)	0,146	0,180	0,201

Utvärderingen av tidsstegets storlek visar på påtagliga förändringar vid en förfining från det grövsta tidssteget ($1 \cdot 10^{-5}$ s) till basfallet ($5 \cdot 10^{-6}$ s). Vid detta steg uppvisar den totala fasta andelen en förändring på 10,3 %. De hydrodynamiska storheterna visar en stor känslighet, där ytmedelhastigheten ökar med 23,3 % och den maximala hastigheten med 22,2 %, från 0,347 m/s till 0,424 m/s. Även medelhastigheten ökar med 9,5 %. Medeltemperaturen förblir dock relativt stabil med en minimal ändring på 0,52 %.

Vid en ytterligare förfining från basfallet till det finaste tidssteget ($2,5 \cdot 10^{-6}$ s) uppvisar variablerna en fortsatt känslighet, i synnerhet flödesextremvärdena. Den maximala hastigheten påverkas markant och ökar från 0,424 m/s till 0,551 m/s, vilket motsvarar en ökning på 30,0 %. Ytmedelhastigheten ökar med 11,7 % och medelhastigheten med 5,8 %.

Den totala fasta andelen uppvisar en förändring på 14,0 %. Likt föregående steg uppvisar medeltemperaturen den absolut lägsta känsligheten för parameterändringen, med en avvikelse på endast 0,41 %.

4.1.2 Inre iterationer

Tabell 6: Tidsmedelvärden över perioden $t = 0-0,15$ s för de undersökta inre iterationerna.

Storhet	5 iterationer	Basfall (10 iterationer)	20 iterationer
Medeltemperatur (K)	1683,7	1681,4	1681,6
Total fast andel (-)	0,136	0,117	0,115
Medelhastighet (m/s)	0,075	0,063	0,062
Maximal hastighet (m/s)	0,385	0,347	0,348
Ytmedelhastighet (m/s)	0,170	0,146	0,144

Granskningen av antalet inre iterationer visar att de mest påtagliga förändringarna sker vid en ökning från 5 till basfallets 10 iterationer. Vid detta steg uppvisar den totala fasta andelen en förändring på 14,0 %. De hydrodynamiska storheterna visar en ännu större känslighet, där medelhastigheten minskar med 16,0 % och ytmedelhastigheten med 14,1 %. Även den maximala hastigheten påverkas markant och minskar från 0,385 m/s vid 5 iterationer till 0,347 m/s i basfallet, vilket motsvarar en minskning på 9,9 %. Medeltemperaturen förblir dock relativt stabil med en minimal ändring på 0,14 %.

Vid en ökning från basfallets 10 iterationer till 20 iterationer minskar känsligheten drastiskt, och samtliga studerade storheter uppvisar mycket små variationer. Både medelhastigheten och den maximala hastigheten uppvisar marginella skillnader på endast 0,001 m/s mellan 10 och 20 iterationer. Även de termiska och solidifierande storheterna uppvisar en mycket låg känslighet för denna parameterökning, där den totala fasta andelen avviker med låga 1,7 % och medeltemperaturen endast skiljer sig med 0,2 K (cirka 0,01 %).

4.1.3 Nätupplösning

Tabell 7: Tidsmedelvärden över perioden $t = 0-0,15$ s för de tre studerade nätupplösningarna.

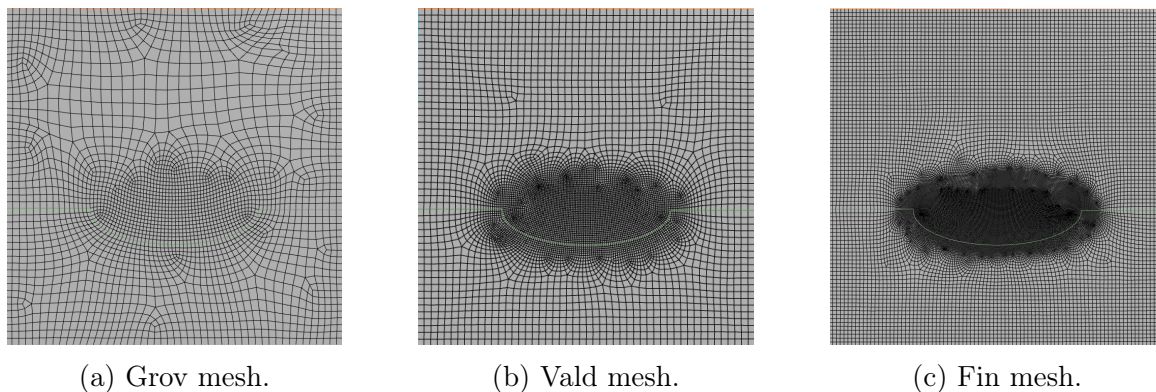
Storhet	Grov ($60\ \mu\text{m}$)	Basfall ($30\ \mu\text{m}$)	Fin ($15\ \mu\text{m}$)
Medeltemperatur (K)	1679,6	1670,3	1670,0
Total fast andel (-)	0,129	0,129	0,134
Medelhastighet (m/s)	0,058	0,048	0,071
Maximal hastighet (m/s)	0,316	0,395	0,509
Ytmedelhastighet (m/s)	0,129	0,142	0,219

Resultaten från nätstudien visar därmed att temperatur och fast fasandel är relativt stabila vid nätförfining, medan hastighetsmåten, särskilt ytmedelhastighet och maximal

hastighet, är mer känsliga för diskretiseringen. Hastighetsresultaten bör därför främst användas för jämförande trender snarare än som helt nätoberoende absolutvärden.

Analysen av nätupplösningen visade varierande förändringar vid en förfining från det grövsta nätet ($60\ \mu\text{m}$) till basfallet ($30\ \mu\text{m}$). Den totala fasta andelen förblir oförändrad mellan dessa två fall (0,0 % skillnad). De hydrodynamiska storheterna visar däremot en tydlig känslighet. Den maximala hastigheten ökar med 25,0 %, från 0,316 m/s till 0,395 m/s, och ytmedelhastigheten ökar med 10,1 %. Medelhastigheten uppvisar dock en minskning på 17,2 %, från 0,058 m/s till 0,048 m/s. Medeltemperaturen förändras minimalt med en avvikelse på 0,55 %.

Vid en ytterligare förfining från basfallet till det finaste nätet ($15\ \mu\text{m}$) uppvisar de termiska och solidifierande parametrarna en mycket låg känslighet. Skillnaden i medeltemperatur är försumbara 0,02 %, och den totala fasta andelen uppvisar en förändring på 3,9 %. De hydrodynamiska parametrarna visar däremot en fortsatt hög känslighet för nätförfiningen. Ytmedelhastigheten ökar med 54,2 % och medelhastigheten med 47,9 %. Även den maximala hastigheten påverkas markant och ökar från 0,395 m/s till 0,509 m/s, vilket motsvarar en ökning på 28,9 %.

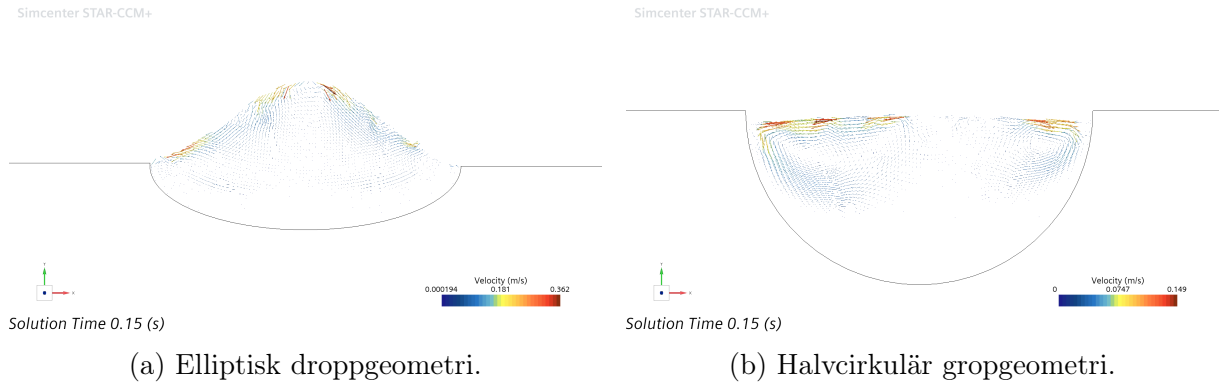


Figur 7: Jämförelse av nätupplösning i området kring smältpoolen.

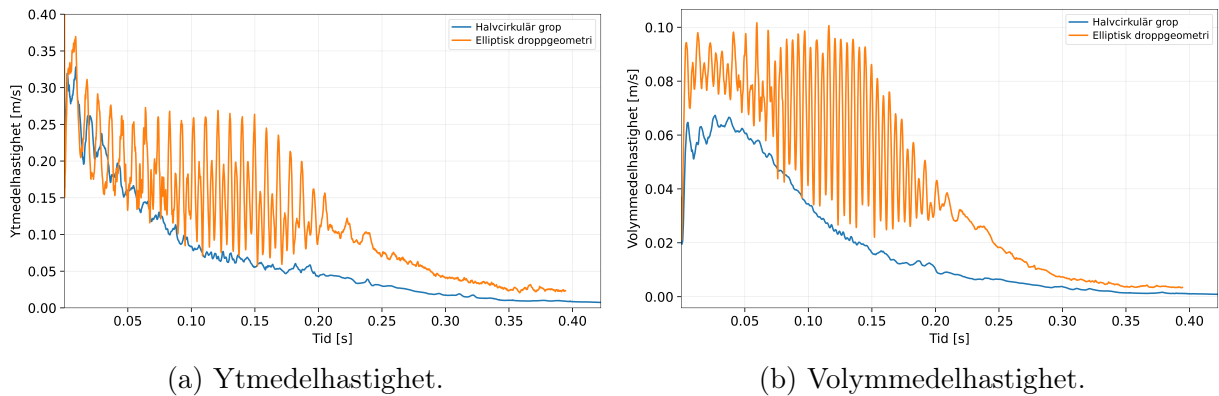
4.2 Val av huvudgeometri

Den ursprungliga modellen baserades på en elliptisk droppgeometri där smältan var relativt fritt placerad i kontakt med substratet. Under simuleringarna uppstod dock kraftiga friyteoscillationer i denna geometri. Oscillationerna kvarstod även i fall där Marangoni-konvektionen stängdes av, vilket indikerar att en betydande del av rörelsen inte enbart orsakades av temperaturberoende ytspänning. I stället bedöms oscillationerna vara kopplade till den fria droppformen, kapillära effekter, kontaktvinkelvillkoret och den initiala VOF-gränsyta.

För att minska denna geometriinducerade rörelse infördes en halvcirkulär gropgeometri med radien 2,5 mm. I denna uppställning är smältan mer innesluten av substratet, vilket gav en betydligt stabilare fri yta. Detta gjorde det möjligt att tydligare analysera Marangonikonvektion och magnetisk dämpning utan att resultaten dominerades av stora globala oscillationer.



Figur 8: Jämförelse av friytans utveckling i den elliptiska droppgeometrin och den halvcirkulära gropgeometrin utan magnetfält applicerat. Det är tydligt att den elliptiska geometrin här har avvikt från den initierade formen och i detta fallet så oscillerar den uppåt och nedåt.

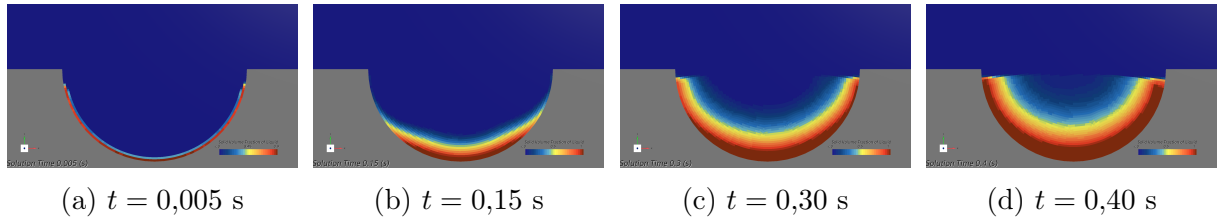


Figur 9: Jämförelse av hastighetsutveckling mellan elliptisk droppgeometri och halvcirkulär gropgeometri. Den elliptiska droppgeometrin visar på betydligt mycket mer oscillationer än den halvcirkulära gropen. För ellipsen upphör den kontrollerade Marangonikonvektionen efter cirka 0,06 sekunder och friyteoscillationer tar över det största bidraget av hastigheter i smältan.

Utifrån denna jämförelse används den elliptiska droppgeometrin inte som huvudfall i den fortsatta analysen. Den halvcirkulära gropgeometrin används därför som huvudgeometri i resterande resultatavsnitt.

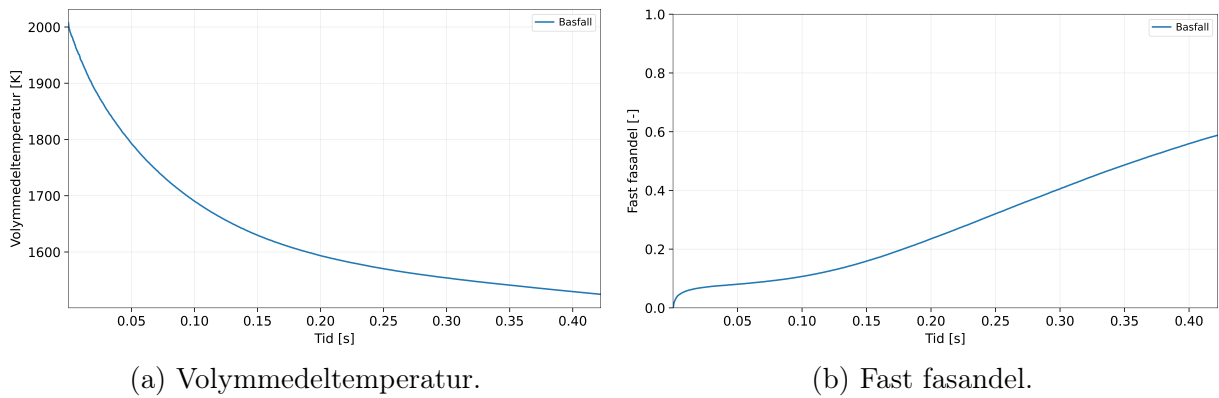
4.3 Basfall för halvcirkulär gropgeometri

Basfallet utan magnetfält används som referens för att bedöma hur Marangonikonvektion, fri yta och solidifikation påverkar smältpoolen innan någon elektromagnetisk dämpning appliceras. Figur 10 visar utvecklingen av den fasta fasandelen i gropgeometrin. Smältan är initialt placerad i den halvcirkulära gropen och temperaturmaximum ligger nära smältpoolens övre centrum. Under simuleringen kyls smältan successivt, samtidigt som den fasta fasandelen ökar från gropens kallare delar.



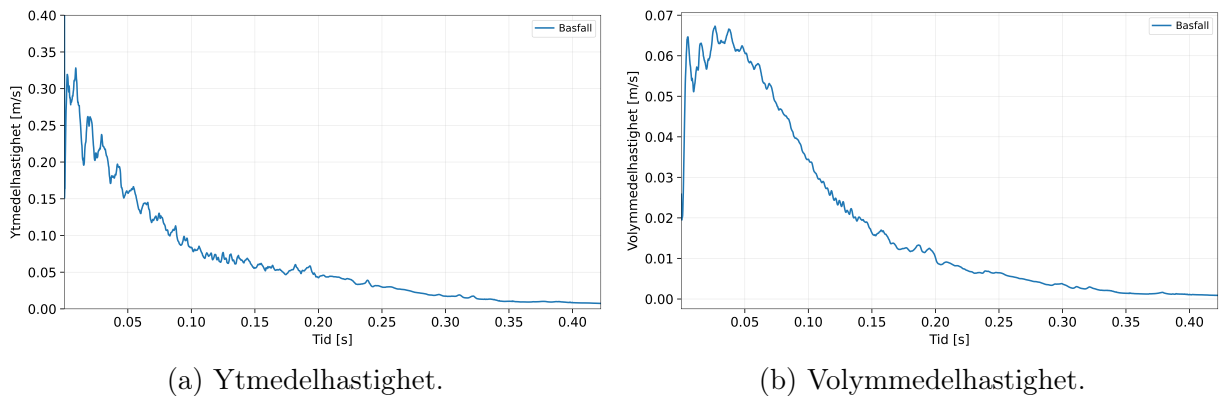
Figur 10: Tidsutveckling för fast fasandel i basfallet för den halvcirkulära gropgeometrin.

För att kvantifiera basfallet visas temperaturutveckling, fast fasandel och hastigheter i Figur 11 och Figur 12. Den volymmedelvärderade temperaturen sjunker från ungefär 1970 K till cirka 1525 K under den simulerade tiden. Samtidigt ökar den fasta fasandelen från ungefär 0,046 till 0,588. Den fasta fasandelen når 50 % vid cirka $t = 0,359$ s, medan 90 % fast fas inte uppnås inom den simulerade tiden.



Figur 11: Temperaturutveckling och stelningsförlopp i basfallet utan magnetfält.

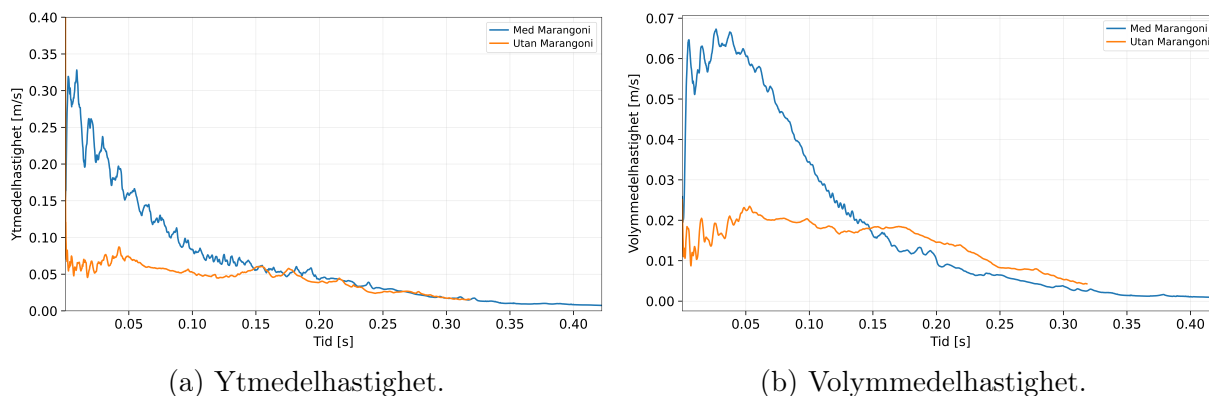
Flödet är starkast i början av simuleringen, då temperaturgradienterna längs den fria ytan är som störst. Volymmedelhastigheten når ett maximum på ungefär 0,067 m/s och avtar därefter gradvis i takt med att temperaturen sjunker och den fasta fasandelen ökar. Basfallet kännetecknas därmed av en tidig transient flödesfas följt av en tydlig avklingning när smoltan stelnar.



Figur 12: Hastighetsutveckling i basfallet utan magnetfält.

4.4 Marangonikonvektionens påverkan i gropgeometrin

För att undersöka Marangonikonvektionens betydelse jämförs basfallet med ett fall där Marangonikonvektionen är avstängd. Syftet är att isolera hur stor del av det ytnära flödet som orsakas av temperaturberoende ytspänning.



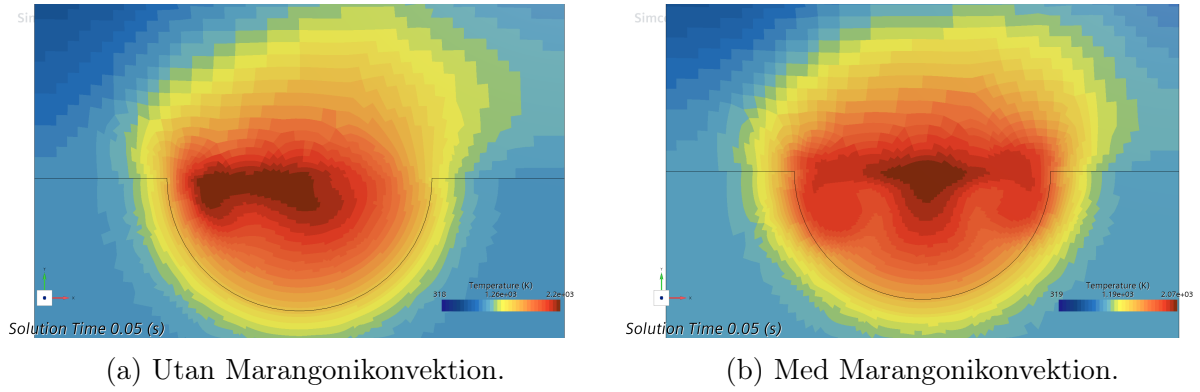
Figur 13: Hastighetsutveckling med och utan Marangonikonvektion i gropgeometrin.

Tabell 8: Jämförelse mellan fall med och utan Marangonikonvektion i gropgeometrin.

Storhet	Med Marangoni	Utan Marangoni
Toppvärde för ytmedelhastighet	ca. 0,30–0,33 m/s	under ca. 0,09 m/s
Maximal volymmedelhastighet	ca. 0,067 m/s	ca. 0,023 m/s
Relativ skillnad i maximal volymmedelhastighet	ca. 3 gånger högre med Marangoni	

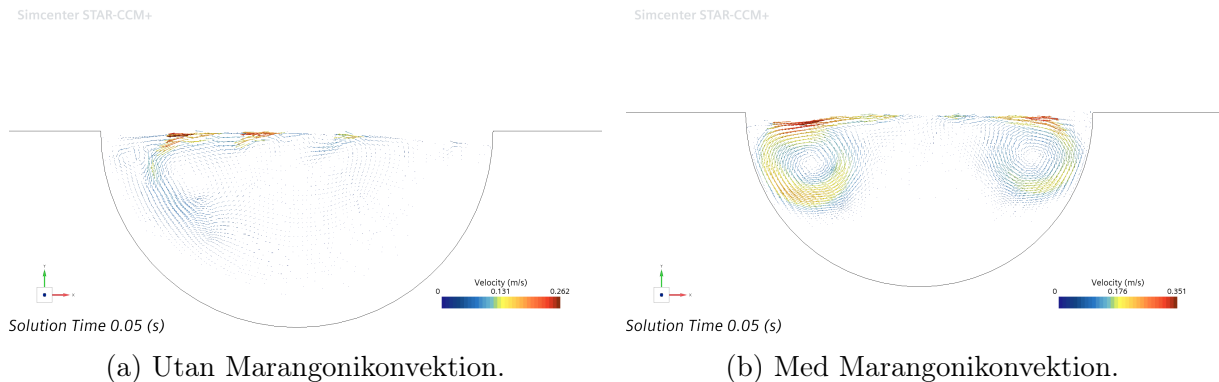
Figur 13 och Tabell 8 visar att Marangonikonvektionen har störst påverkan under den tidiga delen av förloppet. Med Marangonikonvektion når ytmedelhastigheten toppvärdet omkring 0,30–0,33 m/s, medan motsvarande fall utan Marangoni ligger under cirka 0,09 m/s. Även volymmedelhastigheten påverkas tydligt: med Marangoni uppnås ungefär 0,067 m/s, jämfört med cirka 0,023 m/s utan Marangoni.

Efter ungefär $t \approx 0,15$ s minskar skillnaden mellan fallen. Ytmedelhastigheterna ligger då i samma storleksordning, omkring 0,04–0,06 m/s, och båda fallen klingar därefter av mot lägre hastigheter. Detta visar att Marangonikonvektionen främst förstärker den initiala flödesresponsen.



Figur 14: Temperaturfält i gropgeometrin vid $t = 0,05$ s med och utan Marangonikonvektion.

Temperaturfälten i Figur 14 visar att Marangonikonvektionen påverkar värmefördelningen nära den fria ytan och i smältpoolens övre del. Skillnaden mellan fallen bör framför allt tolkas kvalitativt: när temperaturberoende ytspänning inkluderas förändras det ytnära flödet, vilket i sin tur påverkar hur värme transporteras i smältan. Figuren visar därmed att Marangonikonvektionen påverkar den lokala värmetransporten, även om den globala avkylningen fortfarande huvudsakligen styrs av värmeledning till substratet och latent värme vid stelning.

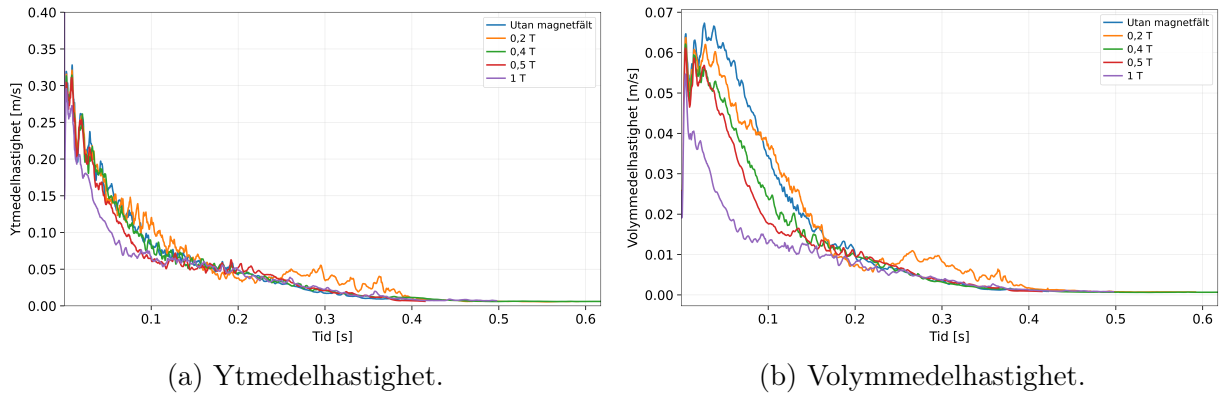


Figur 15: Hastighetsfält i gropgeometrin vid $t = 0,05$ s med och utan Marangonikonvektion.

Hastighetsfälten i Figur 15 visar att fallet med Marangoni ger ett starkare ytnära flöde och tydligare recirkulation i smältpoolen. I fallet utan Marangoni är cirkulationen svagare och mer oregelbunden. Resultaten visar därmed att Marangonikonvektionen är en dominerande drivmekanism för det tidiga ytnära flödet i modellen.

4.5 Inverkan av magnetisk dämpning

För att undersöka det statiska magnetfältets inverkan jämförs basfallet utan magnetfält med fall där magnetisk dämpning införs som en kroppskraft i rörelsemängdsekvationen. I modellen verkar magnetfältet genom termen $\mathbf{f}_{\text{MDF}}$, som är proportionell mot B^2 och mot hastigheten i smältan. Ett starkare magnetfält förväntas därför ge större dämpning av befintlig rörelse, men inte driva ett nytt flöde.



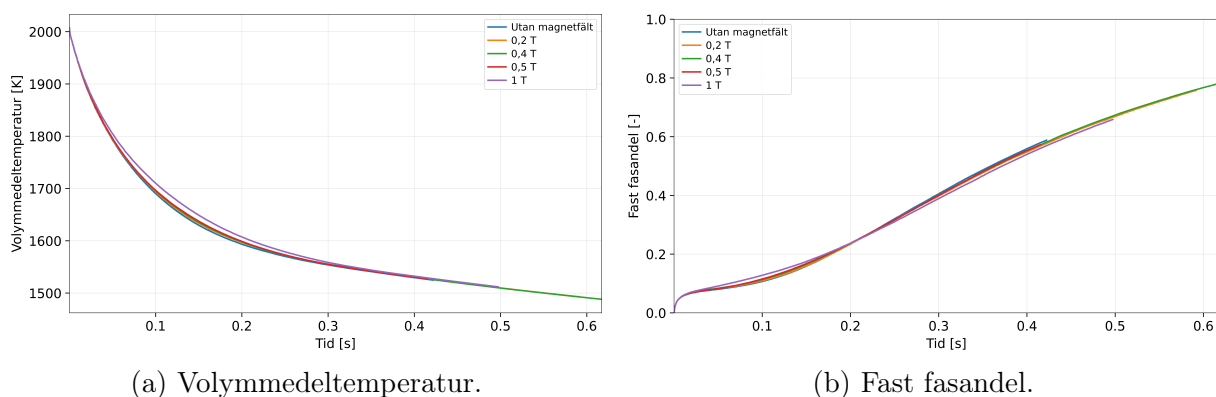
Figur 16: Hastighetsutveckling för olika statiska magnetfält i gropgeometrin.

Tabell 9: Sammanställning av hastighetsmått för de statiska magnetfältsfallen i gropgeometrin. Medelvärdena är beräknade över intervallet $t = 0,005\text{--}0,400$ s. Reduktionen av volymmedelhastighet är beräknad relativt basfallet utan magnetfält.

Magnetfält	$\bar{u}_{yta}$ [m/s]	$\bar{u}_{vol}$ [m/s]	Reduktion av $\bar{u}_{vol}$ [%]
0 T	0,0669	0,0199	0
0,2 T	0,0748	0,0203	−1,8
0,4 T	0,0659	0,0163	18,0
0,5 T	0,0621	0,0151	24,1
1,0 T	0,0559	0,0104	47,7

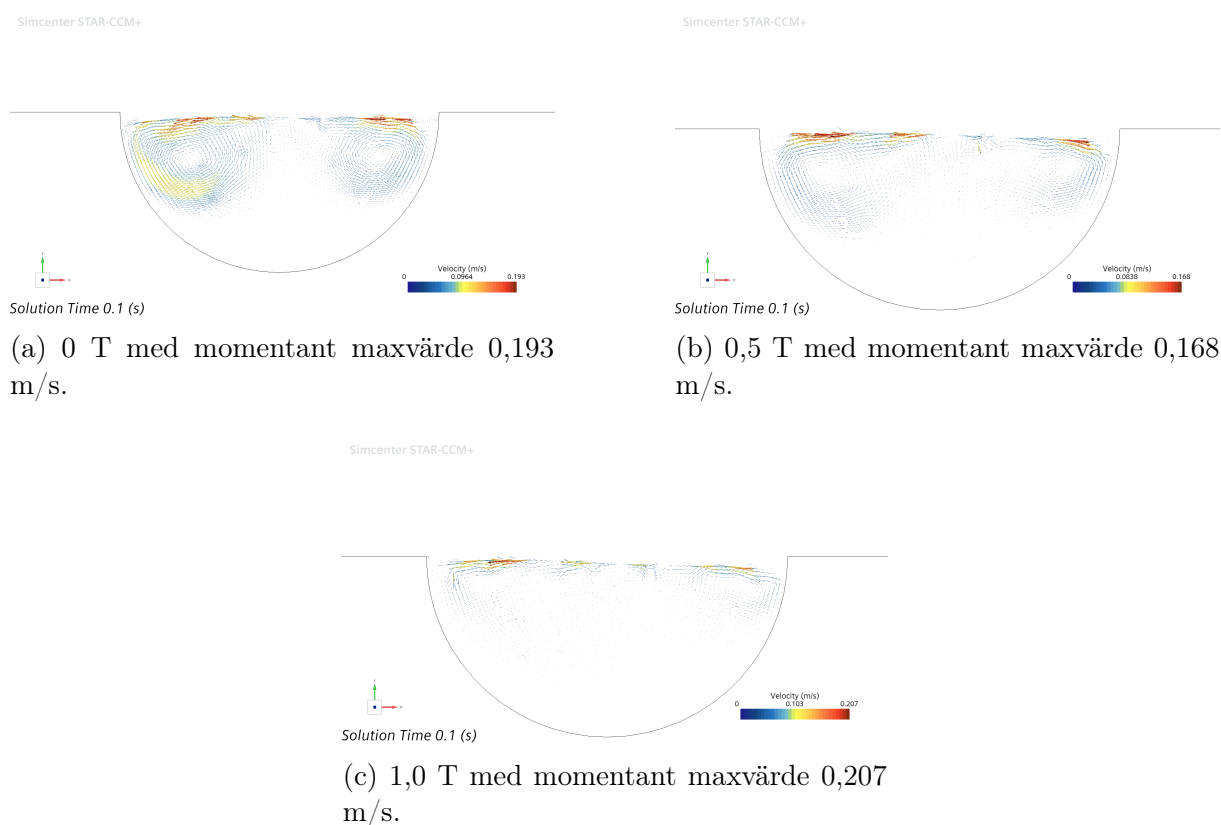
Figur 16 och Tabell 9 visar att det statiska magnetfältet främst påverkar volymmedelhastigheten. Vid 0,4 T, 0,5 T och 1,0 T minskar volymmedelhastigheten med ungefär 18 %, 24 % respektive 48 % jämfört med basfallet. Den tydligaste dämpningen ses alltså vid de högre fältstyrkorna, vilket är förenligt med att den implementerade dämpningstermen skalar med B^2 . Fallet med 0,2 T avviker från den monotona trenden och ger en något högre volymmedelhastighet än basfallet. Eftersom den implementerade magnetiska kraften är dämpande bör detta inte tolkas som att magnetfältet driver flödet.

Ytmedelhastigheten påverkas svagare än volymmedelhastigheten och visar inte samma tydliga monotona trend. Vid 1,0 T minskar ytmedelhastigheten från 0,0669 m/s till 0,0559 m/s, medan volymmedelhastigheten nästan halveras. Detta tyder på att det statiska magnetfältet i modellen främst dämpar den globala recirkulationen i smältan, medan det ytnära flödet fortfarande påverkas starkt av Marangonikonvektion och friytans dynamik.



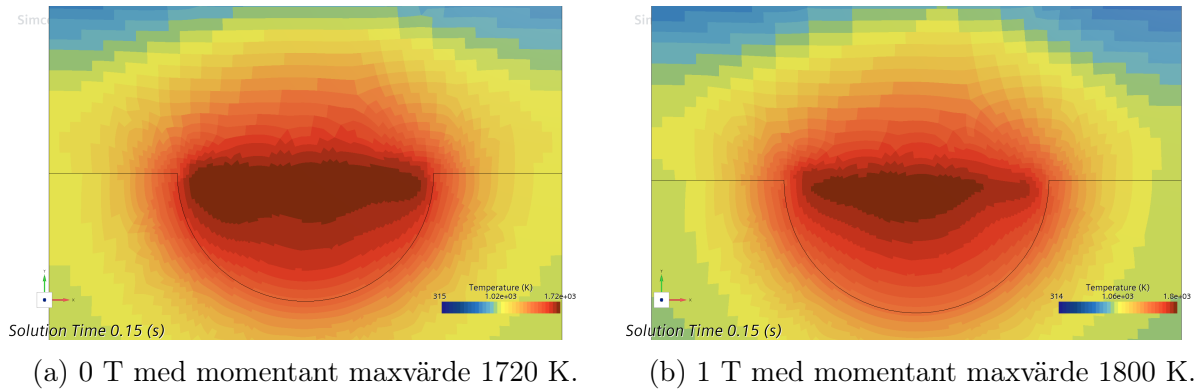
Figur 17: Temperaturutveckling och stelningsförlopp för olika statiska magnetfält.

Figur 17 visar att de statiska magnetfälten endast har liten påverkan på den globala temperaturutvecklingen och den totala fasta fasandelen. Tiden till 50 % fast fas ändras från 0,3589 s i basfallet till 0,3718 s vid 1,0 T. Denna skillnad är liten jämfört med förändringen i hastighetsfältet. Resultaten tyder därför på att magnetfältet i modellen främst påverkar rörelsemängdsbalansen, medan den globala avkylningen fortfarande styrs av värmeledning till substratet och latent värme vid stelning.



Figur 18: Jämförelse av hastighetsfält vid samma tidpunkt för olika magnetfältstyrkor.

De momentana hastighetsfälten i Figur 18 visar att magnetfältet förändrar flödesbilden lokalt. Momentana maxvärden bör dock tolkas försiktigt, eftersom de påverkas av lokala virvlar, friytans läge och stelningsfrontens form. Den mest robusta trenden är därför minskningen av volymmedelhastigheten över tid.



Figur 19: Jämförelse av temperaturfält med och utan magnetisk dämpning.

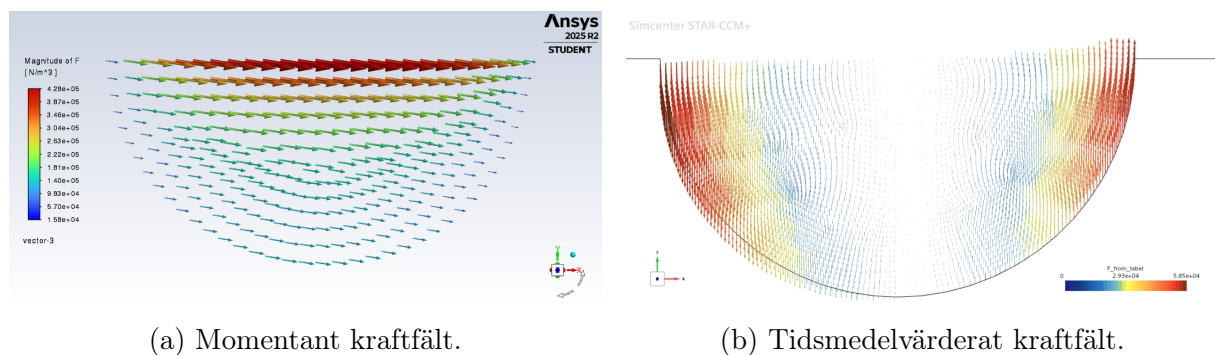
Temperaturfälten i Figur 19 visar att lokala temperaturfördelningar kan förändras även när volymmedeltemperaturen är nästan oförändrad. Den globala termiska effekten är dock liten i de statiska magnetfältsfallen.

4.6 Tidsvarierande magnetfält

Här undersöks vilken påverkan tidsvarierande magnetfält har på smältan. Fokus ligger på huruvida Lorentzkraften kan dominera över Marangonieffekten och hur detta påverkar stelningsförloppet.

4.6.1 Roterande magnetfält

De roterande magnetfälten resulterade i kraftfält med en struktur motsvarande den som visas i figur 20. Den lokala kraftmagnituden uppvisade en proportionalitet mot B_0^2 respektive f vilket demonstreras i tabell 10. Kraftfältens riktningar och amplitudfördelningar var identiska för alla roterande magnetfält som testades bortsett från små, försumbara variationer.



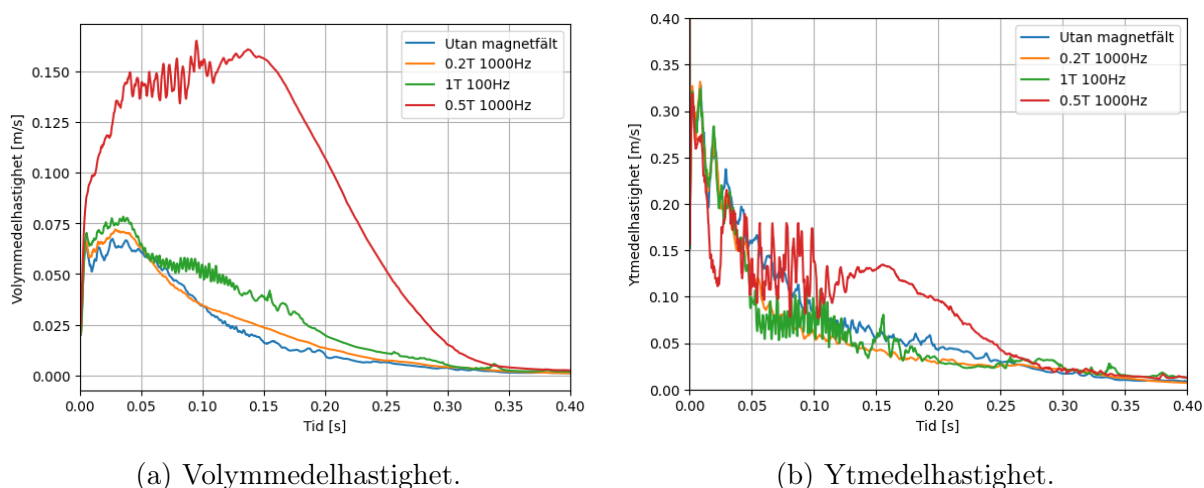
Figur 20: Kraftfältet som inducerades av ett roterande magnetfält med frekvensen 100 Hz och magnituden 1 T.

Den maximala tidsmedelvärderade volymkraften för de analyserade fälten presenteras i Tabell 10 och kan tolkas som ett grovt mått på kraftfältens storleksordning.

Tabell 10: Maximala volymkraften i det tidsmedelvärderade Lorentzkraftfältet för de undersökta roterande magnetfälten.

Fältstyrka	Frekvens	Maximal volymkraft [N/m^3]
0,2 T	1000 Hz	$5,85 \cdot 10^4$
1 T	100 Hz	$1,45 \cdot 10^5$
0,5 T	1000 Hz	$3,66 \cdot 10^5$

Kraftfälten applicerades på smältan vilket gav upphov till förändringar i smältans rörelse. Konsekvenserna av detta presenteras nedan.

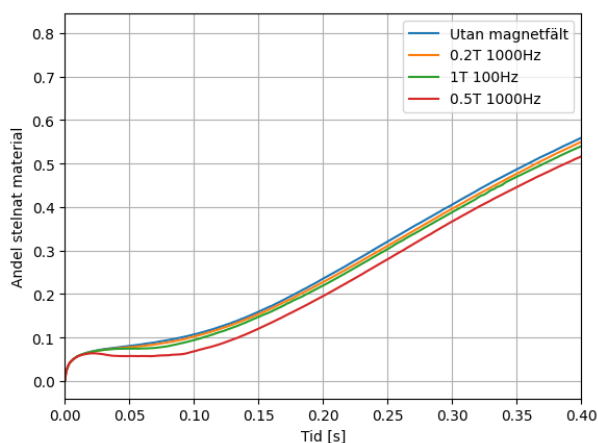


(a) Volymmedelhastighet.

(b) Ytmedelhastighet.

Figur 21: Hastighetsutveckling för roterande fält i gropgeometrin.

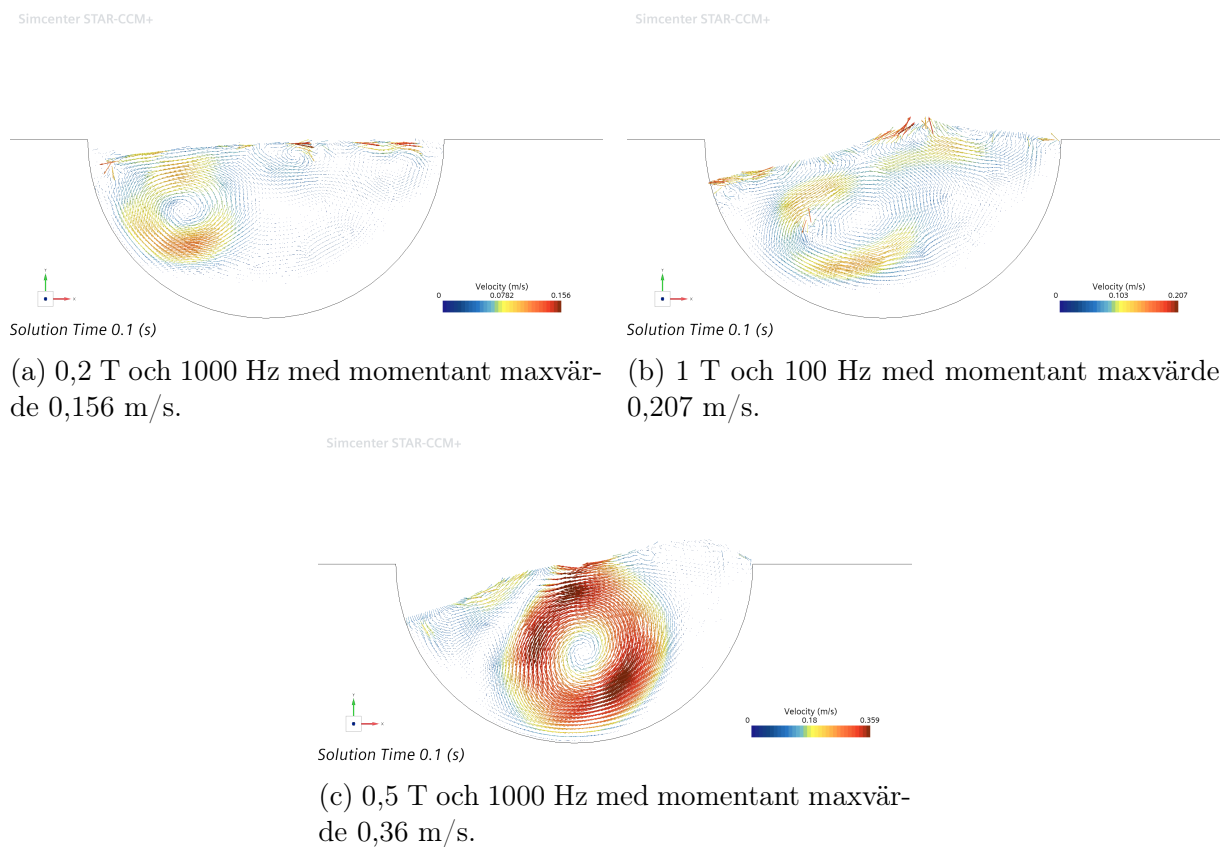
Figur 21 visar att det roterande magnetfältet har en tydlig inverkan på både volym- och ythastigheter. Volymmedelhastigheterna höjs i samtliga av fallen medan ytmedelhastigheten i två av fallen blir lägre än basfallet vilket tyder på att Marangonikonvektionen påverkas.



Figur 22: Stelning under inverkan av roterande fält i gropgeometrin.

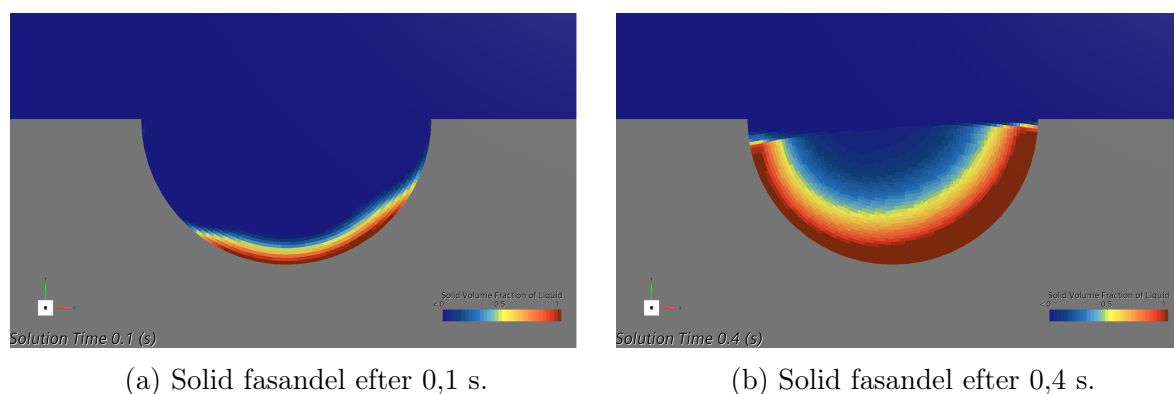
Figur 22 visar att inverkan på smältans temperatur och stelningshastighet är liten, dock inte obefintlig. En större kraft tycks sakta ner stelningen något, dock går det inte att visa

att denna effekt är starkare än andra effekter som negligeras i simuleringen, exempelvis joule-uppvärmning.



Figur 23: Smältans hastighetsprofil efter 0,1 s för tre olika roterande fält.

Figur 23 visar hur roterande magnetfält påverkar flödet inuti smältan. Samtliga magnetfält som applicerades gav stora förändringar av flödesstrukturen i jämförelse med basfallet.

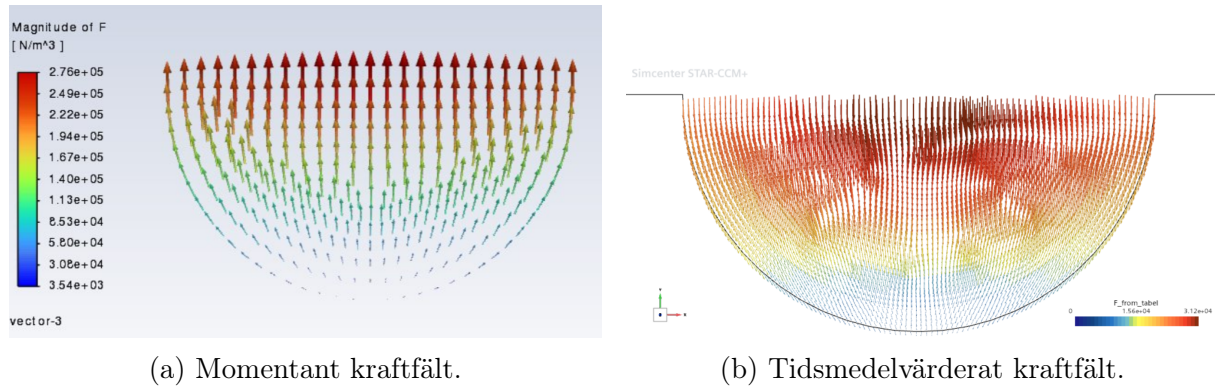


Figur 24: Smältans solida fasandel efter 0,1 och 0,4 s med ett roterande fält på 0,2 T och 1000 Hz.

Figur 24 visar hur flödesmönstret ger upphov till en asymmetrisk stelningsprocess på grund av omfördelning av temperaturfältet, även för det svagaste fältet som testades.

4.6.2 Oscillerande magnetfält

De oscillerande fälten ger upphov till ett kraftfält med en struktur motsvarande den i figur 25. Kraftfälten är periodiska med en frekvens på $2f$ och växlar mellan att ge momentan kraft uppåt under halva perioden och nedåt under andra halvan av perioden. På samma sätt som för det roterande fältet uppvisar kraften en proportionalitet mot B_0^2 och f . Kraftfältens riktningar och amplitudfördelningar var identiska för alla oscillerande magnetfält som testades bortsett från små, försumbara variationer.



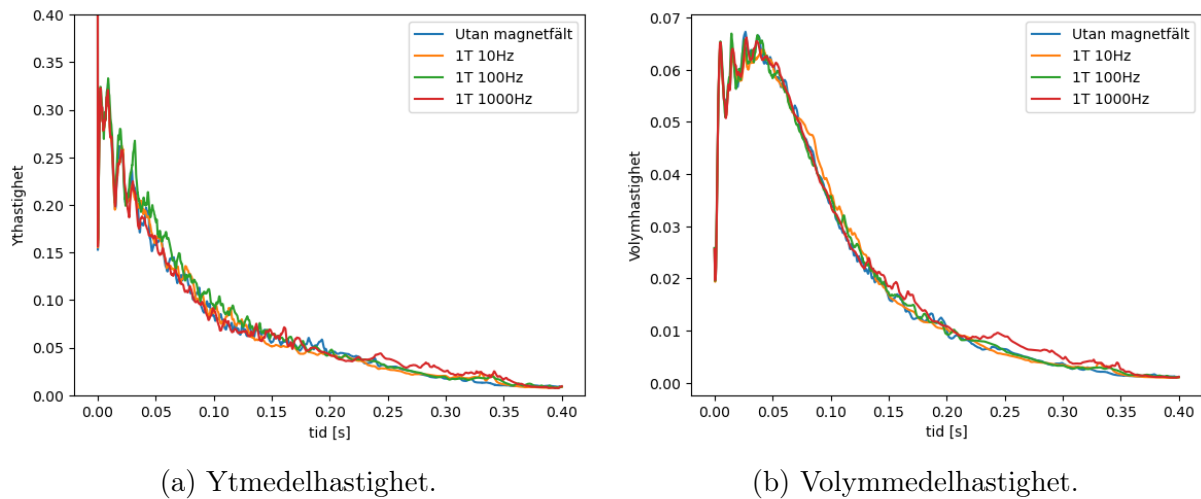
Figur 25: Kraftfältet som inducerades av ett oscillerande magnetfält med en amplitud på 1 T och en frekvens på 100 Hz.

Den maximala lokala volymkraften som uppmättes för de magnetfält som undersöktes presenteras i Tabell 11.

Tabell 11: Maximala volymkraften i det tidsmedelvärderade lorentzkraftfältet för de undersökta oscillerande magnetfälten.

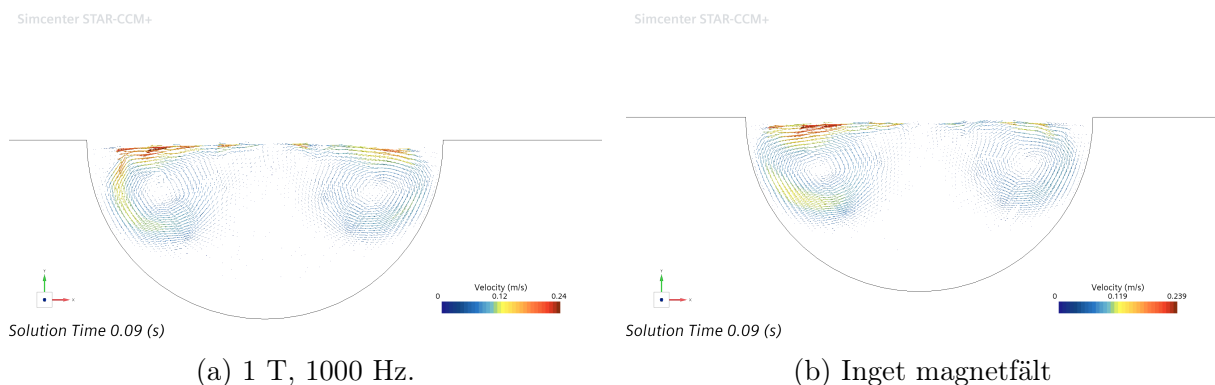
Fältstyrka	Frekvens	Maximal volymkraft [N/m ³]
1 T	10 Hz	$3,17 \cdot 10^3$
1 T	100 Hz	$3,12 \cdot 10^4$
1 T	1000 Hz	$3,01 \cdot 10^5$

I Figur 26 jämförs ytmedelhastighet och volymhastighet hos smältan under inverkan av de oscillerande fälten. I figurerna har fältet med 1 T och 100 Hz exkluderats då kraften inte var tillräckligt stor för att påverka genomsnittlig rörelse.



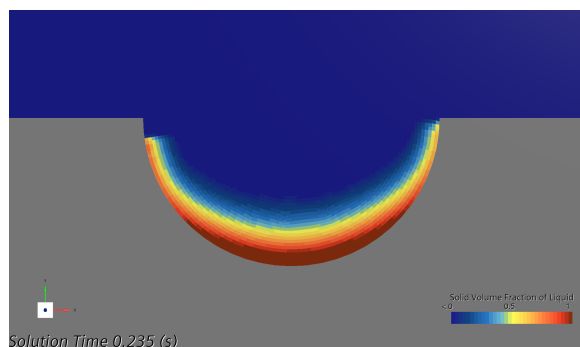
Figur 26: Hastighetsutveckling under inverkan av oscillerande magnetfält på 1000 Hz och 1 T i gropgeometrin.

Samtliga fält som visas i figurerna ger tydlig påverkan på både volymmedelhastighet och ytmedelhastighet. Fälten ger dock inte upphov till några tydliga förändringar i flödesmönstren i smältan jämfört med fallet utan inverkan av magnetfält.



Figur 27: Hastighetsutveckling under inverkan av oscillerande magnetfält på 1000 Hz och 1 T i gropgeometrin.

Fältet med 1000 Hz och 1 T ger en viss förskjutning av droppen åt höger, vilket syns i Figur 28. Detta bedöms dock vara en numerisk artefakt, eftersom förskjutningen inte motsvaras av någon fysisk asymmetri i den idealiserade geometri- eller randvillkorsupställningen. Effekten uppstår dessutom i ett fall där kraftfältet importeras envägs från en fixerad MHD-geometri, vilket gör resultatet känsligt för interpolation, VOF-gränsyntans läge och lokala diskretiseringsfel.



Figur 28: Andel stelnat material vid 0,235 s under inverkan av magnetfältet med amplituden 1T och frekvensen 1000 Hz.

5 Diskussion

I detta kapitel analyseras och diskuteras de erhållna resultaten i relation till studiens syfte och frågeställningar. Inledningsvis utvärderas verifieringen av simuleringsmodellen och dess noggrannhet genom en analys av beroendestudien samt en jämförelse med storleksordningar i tidigare forskning. Därefter diskuteras de fysiska drivkrafternas betydelse, med speciellt fokus på Marangonikonvektionens dominans och magnetfältets inverkan på smältans flöde, temperaturfördelning och stelningsförlopp. Avslutningsvis behandlas modellens begränsningar och numeriska osäkerheter, följt av en diskussion kring metodens praktiska relevans för industriell additiv tillverkning samt förslag på framtida arbete.

5.1 Beroendestudie – Analys

Syftet med beroendestudien var att verifiera att det valda tidsstegets storlek, antalet inre iterationer, samt nätstorleken, inte har en oproportionerligt stor inverkan på det slutgiltiga resultatet. Målet var att identifiera ett basfall som ger en optimal balans mellan hög noggrannhet och rimlig beräkningskostnad. Beroendestudien utvärderades primärt genom att analysera residualernas konvergens, men också genom att titta på utvecklingen av genomsnittlig och maximal hastighet, medeltemperatur samt fast fasandel.

5.1.1 Tidssteg

Vid en granskning av graferna över tidsintervallet noterades variationer i den solida fraktionen och de lokala hastighetstopparna som var märkbara men inte utstickande nog att motivera ett finare tidssteg. Valet att inte använda ett större tidssteg än basfallets motiveras främst av behovet att rent fysikaliskt kunna följa flödets utveckling i smältpoolen. Om de diskreta tidsstegen görs för stora finns en risk att snabba fenomen, såsom virvelbildningar och smältans respons på den elektromagnetiska omrörningen, suddas ut eller missas helt. Ett tillräckligt litet tidssteg bedöms därmed nödvändigt för att både visuellt och numeriskt kunna urskilja hur de fysikaliska flödesstrukturerna utvecklas över tid, samt för att motverka den numeriska instabilitet som kan uppstå vid snabba förändringar i gränsytans position.

En ytterligare förfining av tidssteget till $2,5 \cdot 10^{-6}$ s skulle innebära en markant ökning av den redan krävande beräkningstiden, utan att ge en motsvarande kritisk ökning i fysikalisk noggrannhet för arbetets huvudsakliga fokus. Därmed betraktas tidssteget $5 \cdot 10^{-6}$ s som en tillräcklig kompromiss mellan beräkningskostnad och förmågan att fånga de viktiga mekanismerna i stelningsförloppet.

5.1.2 Inre iterationer

För att säkerställa att de diskretiserade ekvationerna konvergerar tillfredsställande inom varje enskilt tidssteg är antalet inre iterationer en kritisk parameter. Datan från beroendestudien indikerar att en ökning från 5 till basfallets 10 iterationer medför en påtaglig stabilisering av lösningen, särskilt gällande hydrodynamiken och stelningsförloppet. De märkbara avvikelserna vid 5 iterationer tyder på att feltermerna inte hinner reduceras tillräckligt under ett enskilt tidssteg, vilket påverkar de fysikaliska resultaten.

Vid en ökning till 10 iterationer stabiliseras dock systemet avsevärt. Det termiska fältet uppvisar en mycket stark konvergens, där avvikelserna i medeltemperatur mellan 10 och 20 iterationer är försumbara 0,01 %. Även för de mer känsliga storheterna observeras en hög grad av oberoende då medelhastigheten och den maximala hastigheten uppvisar avvikelser på respektive 1,86 % och 0,28 % vid en fördubbling av antalet iterationer. Detta är en stark indikation på att 10 iterationer är tillräckligt för att lösaren ska nå en stabil numerisk representation av flödesfälten. Även stelningsförloppet bedöms vara väl underbyggt, med en skillnad i total fast andel på endast 1,36 %.

Att ytterligare öka antalet iterationer till 20 skulle innebära en fördubbling av den totala beräkningstiden, utan att tillföra en motsvarande kritisk ökning i noggrannhet för de studerade storheterna. Givet att en hög grad av tillförlitlighet och stabilitet uppnås redan vid 10 iterationer, anses denna inställning ge en robust numerisk grund för projektets fortsatta undersökningar.

5.1.3 Nätupplösning

Utvärderingen av diskretiseringen, baserad på de tabellerade tidsmedelvärdena, visar på en tydlig skillnad i konvergensbeteende mellan de termiska och hydrodynamiska storheterna. För de termiska parametrarna indikerar data en mycket hög stabilitet vid nätförfining. Särskilt vid övergången från basfallet ($30 \mu\text{m}$) till det finaste nätet ($15 \mu\text{m}$) planar värdena ut markant då skillnaden i medeltemperatur är så liten som 0,02 %, och den totala fasta andelen förändras enbart med cirka 3,9 %. Denna stabilitet bekräftar att temperaturen och stelningsförloppet fångas på ett konsekvent sätt redan vid basfallets nätupplösning.

För de hydrodynamiska storheterna uppvisar tabellen däremot ett mer oregelbundet konvergensbeteende. Medelhastigheten sjunker initialt vid övergången från det grova nätet till basfallet (från 0,058 m/s till 0,048 m/s), för att därefter öka kraftigt till 0,071 m/s i det finaste nätet. Samtidigt uppvisar extremvärdena, såsom den maximala hastigheten, en kontinuerlig ökning vid varje nätförfining utan att tendera mot att stabiliseras. Att tabellvärdena för hydrodynamiken inte uppvisar en jämn konvergens är ett känt fenomen vid simulering av komplexa flerfasflöden på ostrukturerade nät [17]. Svårigheten att bibehålla en exakt likformig geometri vid förfining av nätet innebär att lokala variationer

i celler kan påverka den numeriska noggrannheten [17]. I kombination med att en finare upplösning minskar den numeriska utspädningen, tillåts lösaren fånga upp tunna, lokala drivkrafter, såsom ytspänningsdrivna termiska gradienter, vilket kan förklara varför de tidsmedelvärdesbildade hastigheterna i tabellen plötsligt drivs upp i det finaste nätet [17]. Å andra sidan är ett bristfälligt konvergensbeteende alltid en indikation på att den numeriska lösningen inte är tillförlitlig, eftersom detta kan bero på en för grov nätupplösning eller lokal brist i nätkvaliteten [17]. Att generera ett ännu finare nät leder dock inte per automatik till en förbättrad lösning [17]. Eftersom det finaste nätet även uppvisar ökade residualer, kan det konstateras att en ytterligare förfining av nätet inte nödvändigtvis förbättrar modellens noggrannhet.

Baserat på dessa observationer väljs basfallet ($30\ \mu\text{m} \rightarrow 200\ \mu\text{m}$) som en praktisk kompromiss mellan upplösning, stabilitet och beräkningskostnad. Valet innebär dock inte att hastighetsfältet är fullständigt nätoberoende. Beroendestudien visar att framför allt maximala hastigheter och ytnära hastigheter är känsliga för nätupplösningen. Därför bör kvantitativa slutsatser som bygger på exakta hastighetsnivåer tolkas med försiktighet. De mest tillförlitliga resultaten är i stället jämförande trender mellan fall som är beräknade med samma numeriska inställningar, särskilt när förändringen är större än den osäkerhet som observeras i beroendestudien.

5.1.4 Sammanfattande val av basfall

Sammanfattningsvis bygger valet av basfall, med ett tidssteg på $5 \cdot 10^{-6}\text{s}$, 10 inre iterationer och en nätupplösning på $30\ \mu\text{m} \rightarrow 200\ \mu\text{m}$, på en avvägning mellan numerisk noggrannhet, stabilitet och beräkningstid, då en hel körning med basfallet, från smälta till full solidifikation, redan tar uppemot 8 timmar är det inte praktiskt genomförbart att exempelvis dubbla beräkningstiden genom att ha 20 inre iterationer. Syftet var inte att uppnå ett fullständigt nät- och tidsberoende för alla storheter, utan att etablera en modell som är stabil och konsekvent inom ramarna för projektet. Detta innebär att resultaten i föregående avsnitt främst bör tolkas kvalitativt och jämförande.

5.2 Numeriska transienter och jämförbarhet mellan fall

Flera resultatkurvor uppvisar en tydlig initial transient nära $t = 0$. Denna del av simuleringen bör tolkas försiktigt. Initialtillståndet består av en föreskriven fri yta, ett föreskrivet temperaturfält och omedelbart aktiverade krafttermer. Det innebär att systemet först måste anpassa sig från ett konstruerat initialtillstånd till ett mer dynamiskt tillstånd som uppfyller de kopplade ekvationerna.

Hastighetsfältet är särskilt känsligt för denna initiala anpassning. Små skillnader i friytans form, kontaktlinjens läge eller den lokala temperaturgradienten kan ge stora skillnader i lokala hastighetstoppar. Detta gäller särskilt för ytmedelhastigheten, eftersom den är direkt kopplad till VOF-gränsytan och Marangonidrivningen.

Därför bör jämförelser mellan fall främst baseras på trender efter den initiala transienten och på medelvärden över gemensamma tidsintervall. Enskilda toppvärden, särskilt tidigt i simuleringen, bör inte ges för stor betydelse. Den tydligaste och mest robusta trenden i resultaten är att de högre magnetfältstyrkorna minskar den volymmedelvärderade hastigheten, medan temperatur och fast fasandel påverkas betydligt mindre.

Jämförbarheten mellan fallen begränsas också av att stelningen förändrar systemet över tid. Två fall kan ha liknande medeltemperatur men olika friyteform, vätskefraktion eller mushy-zone-fördelning. Detta kan påverka hastigheterna även om den globala energibalansen är likartad. Resultaten bör därför tolkas som en modellbaserad jämförelse mellan olika kraftbidrag, inte som exakta prediktioner av ett verkligt experiment.

5.3 Modellens validitet

Här diskuteras validiteten i de antaganden som ligger till grund för arbetet. Kapitlet delas upp i antaganden kopplade till den termofluidodynamiska modellen i STAR-CCM+ och antaganden kopplade till den magnetohydrodynamiska modellen i Ansys Fluent samt dess koppling till huvudmodellen.

5.3.1 Termofluidodynamik

Modellen ger flera huvudtrender som är fysikaliskt rimliga. I basfallet sjunker den volymmedelvärderade temperaturen med tiden, den fasta fasandelen ökar och hastigheterna avtar gradvis när smältan stelnar. Detta är det förväntade beteendet för en smältpool som inte längre tillförs energi från en aktiv värmekälla, utan kyla genom värmeledning till substratet och värmeförluster vid gränsytan.

De simulerade hastigheterna ligger också i en rimlig storleksordning för en liten smältpool med starka temperaturgradienter. Volymmedelhastigheten ligger typiskt i storleksordningen några centimeter per sekund, medan de högsta ytnära hastigheterna är betydligt större. Detta är rimligt eftersom Marangonikonvektion verkar direkt vid den fria ytan och därför kan ge högre lokala hastigheter än de volymmedelvärderade värdena. Att ythastigheten blir större än volymmedelhastigheten är därmed ett förväntat resultat.

Samtidigt ska modellen inte tolkas som en fullständig processimulering av L-DED. Den saknar rörlig laser, trådmatning och kontinuerlig materialtillförsel. I stället beskriver modellen utvecklingen från ett redan etablerat varmt smältområde. Resultaten är därför mest användbara för att jämföra olika drivmekanismer, exempelvis Marangonikonvektion och magnetisk dämpning, snarare än för att prediktera exakta temperaturer, hastigheter eller stelningstider i en verklig process.

Den elliptiska droppgeometrin visade tydliga friyteoscillationer även utan Marangonikonvektion. Detta tyder på att delar av rörelsen orsakades av geometri, kontaktvinkel och VOF-behandlingen av den fria ytan, snarare än av de fysikaliska drivkrafter som skulle undersökas. Bytet till den halvcirkulära gropgeometrin var därför motiverat, eftersom den gav en stabilare fri yta och ett bättre underlag för att analysera magnetfältets påverkan.

Dämpningen av hastigheten i smältan präglas av en viss osäkerhet. Inverkan av modulen mushy-zone permeabilitet styrs av ett maximalt visköst poröst motstånd som anges i modellen. Parametern är ett matematiskt modellvärde snarare än ett fysikaliskt mätbart värde och bör därför bestämmas genom anpassning mot verkliga experiment. Då stelningsprocessen är kraftigt beroende av materialparametrar, geometri och begynnelsevillkor hittades dock ingen tillförlitlig jämförelsedata. Det maximala värdet för visköst

poröst motstånd sattes därför till

$$5 \cdot 10^7 \text{ kg}/(\text{m}^3\text{s}).$$

Motiveringen var att flöde som drivs av gravitationen inte bör kunna nå hastigheter av samma storleksordning som de hastigheter som studeras i projektet i områden med hög andel fast material. Samtidigt gav visköst poröst motstånd betydligt större än $10^8 \text{ kg}/(\text{m}^3\text{s})$ upphov till instabilitet i modellen.

För att uppskatta vilken hastighet gravitationen maximalt kan ge upphov till i den poröst dämpade zonen kan den porösa dämpningen jämföras med tyngdkraftens volymkraft. Den porösa dämpningen kan approximativt skrivas som

$$S_{\text{dämpning}} = Ru, \quad (42)$$

där R är det viskösa porösa motståndet och u är hastigheten. Tyngdkraftens volymkraft ges av

$$S_g = \rho g. \quad (43)$$

Vid jämvikt mellan tyngdkraft och porös dämpning gäller därmed

$$u = \frac{\rho g}{R}. \quad (44)$$

Med $\rho = 8000 \text{ kg}/\text{m}^3$, $g = 9.81 \text{ m}/\text{s}^2$ och $R = 5 \cdot 10^7 \text{ kg}/(\text{m}^3\text{s})$ blir

$$u = \frac{8000 \cdot 9.81}{5 \cdot 10^7} = 1.57 \cdot 10^{-3} \text{ m}/\text{s}. \quad (45)$$

Värdet antas vara tillräckligt högt eftersom

$$1.57 \cdot 10^{-3} \ll 0.01 \text{ m}/\text{s},$$

vilket är den ungefärliga storleksordningen för de hastigheter som studeras i projektet.

I modellen har termisk strålning från den fria ytan försumrats. För att bedöma om detta är rimligt kan strålningsbidraget uppskattas med Stefan–Boltzmanns lag,

$$q_{\text{rad}} = \varepsilon \sigma_{\text{SB}} (T_s^4 - T_\infty^4), \quad (46)$$

där ε är emissiviteten, $\sigma_{\text{SB}} = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W}/(\text{m}^2\text{K}^4)$ är Stefan–Boltzmanns konstant, T_s är yttemperaturen och T_∞ är omgivningens temperatur [4]. Som ett konservativt överslag kan $T_\infty = 300 \text{ K}$ användas och yttemperaturen sätts till 1700–2000 K, vilket motsvarar typiska temperaturer i smältan under en stor del av simuleringen. För $\varepsilon = 0,4$ fås då

$$q_{\text{rad}}(1700 \text{ K}) \approx 0,19 \text{ MW}/\text{m}^2, \quad (47)$$

och

$$q_{\text{rad}}(2000 \text{ K}) \approx 0,36 \text{ MW}/\text{m}^2. \quad (48)$$

Även om den maximala initialtemperaturen lokalt uppgår till 2600 K blir strålningsflödet vid samma emissivitet ungefär

$$q_{\text{rad}}(2600 \text{ K}) \approx 1,0 \text{ MW}/\text{m}^2. \quad (49)$$

Detta kan jämföras med en enkel uppskattning av värmeledningen till substratet,

$$q_{\text{cond}} \sim k \frac{\Delta T}{L}, \quad (50)$$

där k är värmeledningsförmågan, ΔT är temperaturskillnaden mellan smälta och substrat och L är en karakteristisk ledningslängd. Med $k \approx 30 \text{ W/(mK)}$, $\Delta T \approx 700 \text{ K}$ och $L \approx 2,5 \text{ mm}$ erhålls

$$q_{\text{cond}} \sim 8 \text{ MW/m}^2. \quad (51)$$

Värmeledningen till substratet är därmed minst en storleksordning större än strålningsförlusten för de typiska temperaturerna i simuleringen. Vid den lokala initiala temperaturopppen kan strålningsbidraget bli större, men denna temperatur förekommer endast i ett begränsat område och under en kort del av förloppet.

Ett alternativt sätt att uppskatta strålningens betydelse är att beräkna den totala strålningseffekten från den fria ytan. Om den exponerade ytan uppskattas som $A_s \approx 3 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2$ blir strålningseffekten vid $T_s = 2000 \text{ K}$

$$P_{\text{rad}} \approx q_{\text{rad}} A_s \approx 1 \text{ W}. \quad (52)$$

Under ett tidsintervall på 0,4 s motsvarar detta en energiförlust på ungefär 0,4 J. Den termiska energin som krävs för att kyla smältan flera hundra kelvin, samt för att frigöra latent värme vid stelning, är däremot av storleksordningen flera joule till tiotals joule. Strålningsbidraget bedöms därför inte vara dominerande för den globala temperaturutvecklingen.

Utifrån dessa överslagsberäkningar bedöms strålningen inte vara dominerande för den globala temperaturutvecklingen i den nuvarande modellen. Däremot är strålningsbidraget inte noll, och vid den lokala initiala temperaturopppen kan det vara tillräckligt stort för att påverka temperaturen nära den fria ytan. Försummelsen är därför rimlig som en förenkling inom arbetets omfattning, men bör ses som en osäkerhetskälla snarare än som ett helt försumbart fysikaliskt bidrag. En framtida modell med mer detaljerad värmebalans bör inkludera termisk strålning, särskilt om lokala yttemperaturer eller friytans stelningförlopp ska analyseras kvantitativt.

5.3.2 Magnetohydrodynamik

MHD-modellen i Ansys Fluent är utformad för att efterlikna huvudmodellen i så stor utsträckning som möjligt ur ett elektromagnetiskt perspektiv. Det finns dock viktiga skillnader mellan modellerna. Fluiden simuleras med fixerad geometri utan fri yta, omgivande gas och stelningfront behandlas inte explicit och kraftfältet importeras envägs till STAR-CCM+. MHD-modellen bör därför inte beskrivas som fullt ekvivalent med huvudmodellen, utan som en förenklad elektromagnetisk modell som ger ett tidsmedelvärderat Lorentzkraftfält för en idealiserad smältpool.

För att underlätta exporten av fälten medelvärderades de över flera perioder. Detta är en användbar förenkling men dess giltighet bygger på att frekvensen för det drivande fältet är betydligt högre än fluidens responstid. Ett sätt att mäta hur responstiden relaterar till en frekvens är genom Womersley-talet [18],

$$W_o = L \sqrt{\frac{\omega \rho}{\mu}}, \quad (53)$$

där $L = 2,5$ mm är den karakteristiska längdskalan, ω det drivande fältets frekvens, $\rho \approx 7400$ kg/m³ och $\mu \approx 4 \cdot 10^{-3}$ Pas. Fälten som undersöktes hade 10, 100 respektive 1000 Hz och för dessa erhöles $W_o \approx 22$, $W_o \approx 68$ respektive $W_o \approx 215$. Eftersom att ett högt värde på W_o innebär att frekvensen är högre än fluidens responstid bedömdes antagandet att fluiden upplever medelvärdet av kraften som giltigt.

Lorentzkraftfälten beräknas med en grövre mesh än den som används i stelningsmodellen bedöms ha liten påverkan på resultaten. Eftersom magnetfälten som appliceras är analytiska, utan spatiell variation blir lokala variationer små. Eventuella lokala variationer slätas även ut då kraftfälten kan medelvärdas. För lägre responstider hade dock en grövre mesh resulterat i en viss förenkling.

Som tidigare nämnts är Ansys Fluent och STAR-CCM+ i detta arbete endast envägskopplade. Det innebär att Lorentzkraftfältet beräknas för en fixerad geometri och därefter appliceras i stelningsmodellen utan att uppdateras när friytan, temperaturfältet eller stelningsfronten förändras. Eftersom hastighetsfältet som konvektionen orsakar inte modelleras i Ansys Fluent så kan inte heller dämpande kraft modelleras. Detta antagande bedöms vara rimligt som en första approximation eftersom den halvcirkulära geometrin i stort sett inte deformeras kraftigt under stelningsförloppet och eftersom medelhastigheterna ligger under 0,1 m/s i de studerade fallen. Dessutom är magnetfälten pålagda analytiskt och inte genererade med spolgeometrier vilket innebär att $\mathbf{B}_0$ inte har någon spatiell variation vilket är ofysikaliskt, projektet avgränsar sig dock från att beräkna konsekvenser av detta. Resultaten från de tidsvarierande magnetfälten bör därför främst tolkas kvalitativt.

För att bedöma rimligheten av Lorentzkraften kan ett maximalt värde för kraftdensiteten uppskattas. Lorentzkraftdensiteten ges av Ekvation (27), storleken kan uppskattas som

$$f_L \sim JB. \quad (54)$$

För ett tidsvarierande magnetfält induceras ett elektriskt fält enligt Faradays lag (Ekvation (17)). Om magnetfältet varierar harmoniskt med vinkelhastigheten ω kan tidsderivatan storleksordningsmässigt uppskattas som

$$\frac{\partial B}{\partial t} \sim \omega B_0. \quad (55)$$

För en ledande kropp med karakteristisk längdskala L kan curl-operatören uppskattas som

$$\nabla \times \mathbf{E} \sim \frac{E}{L}. \quad (56)$$

Insättning i Faradays lag ger då

$$\frac{E}{L} \sim \omega B_0, \quad (57)$$

vilket ger

$$E \sim \omega B_0 L. \quad (58)$$

Strömtätheten uppskattas med Ohms lag,

$$J \sim \sigma E. \quad (59)$$

Genom att kombinera ekvation (58) och (59) fås

$$J \sim \sigma \omega B_0 L. \quad (60)$$

Lorentzkraftdensiteten kan därmed uppskattas som

$$f_L \sim \sigma \omega B_0^2 L. \quad (61)$$

Uppskattningen i ekvation (61) bör betraktas som ett övre storleksordningsvärde. Detta eftersom den antar att det inducerade elektriska fältet verkar över hela längdskalan L , och inte tar hänsyn till geometriska prefaktorer, elektrisk potentialutjämning, randvillkor eller begränsad strömslutning. Med $\sigma = 6.7 \cdot 10^5$ S/m erhålls värdena i Tabell 12.

Tabell 12: Teoretiskt övre storleksordningsvärde för Lorentzkraftdensiteten vid olika frekvenser samt maximal momentan kraftdensitet för simuleringsfallen C0-C2 och D0-D2 från Tabell 4.

Fält	Frekvens	Övre uppskattning av f_L	Maximalt simuleringsvärde
C0	100 Hz	$1,1 \cdot 10^6$ N/m ³	$4,33 \cdot 10^5$ N/m ³
C1	1000 Hz	$4,4 \cdot 10^5$ N/m ³	$1,74 \cdot 10^5$ N/m ³
C2	1000 Hz	$2,75 \cdot 10^6$ N/m ³	$1,09 \cdot 10^6$ N/m ³
D0	10 Hz	$1,1 \cdot 10^5$ N/m ³	$5,4 \cdot 10^4$ N/m ³
D1	100 Hz	$1,1 \cdot 10^6$ N/m ³	$5,39 \cdot 10^5$ N/m ³
D2	1000 Hz	$1,1 \cdot 10^7$ N/m ³	$5,33 \cdot 10^6$ N/m ³

Tabell 12 visar att storleksordningarna av kraftfälten som används i resultatet inte är överskattade. Krafterna i simuleringsmodellen skalas även linjärt med frekvensen vilket stämmer överens med ekvation (61). Sammantaget tyder detta på ett lyckat resultat.

För att förenkla MHD-modellen försummas ohmisk uppvärmning. Den ohmiska uppvärmningen kan uppskattas utifrån strömtätheten enligt Ekvation (33). I MHD-simuleringarna erhöles ett maximalt lokalt värde på strömtätheten av storleksordningen $J_{\max} = 8 \cdot 10^5$ A/m² vid simulering av fältet med amplituden 1 T och frekvensen 1000 Hz. Med materialets elektriska konduktivitet $\sigma \approx 7 \cdot 10^5$ S/m fås därför en övre uppskattning genom att använda Ekvation (33).

$$q_{J,\max} = \frac{(8 \cdot 10^5)^2}{7 \cdot 10^5} \approx 9,1 \cdot 10^5 \text{ W/m}^3. \quad (62)$$

Detta motsvarar ungefär 0,9 MW/m³. Värdet bör betraktas som ett övre lokalt värde, eftersom det baseras på den maximala strömtätheten i modellen snarare än ett volymmedelvärde över hela smältan. För att bedöma den termiska betydelsen måste detta jämföras med en värmeförlust uttryckt per volym, eftersom Joule-uppvärmningen är en volymkälla. Den tidigare uppskattade värmeledningen till substratet motsvarar ett värmefflöde på ungefär $q_{\text{cond}} \approx 8$ MW/m². Om detta omräknas till en karakteristisk volymförlust med längdskalan $L = 2,5$ mm fås

$$\dot{q}_{\text{cond}} \sim \frac{q_{\text{cond}}}{L} = \frac{8 \cdot 10^6}{2,5 \cdot 10^{-3}} \approx 3,2 \cdot 10^9 \text{ W/m}^3. \quad (63)$$

Den maximala ohmiska uppvärmningen motsvarar därmed endast ungefär 0,03 % av den uppskattade volymetriska värmeförlusten genom värmeledning. Joule-uppvärmningen bedöms därför vara försumbar i denna modell, särskilt eftersom uppskattningen dessutom bygger på ett lokalt maxvärde snarare än ett volymmedelvärde.

Ansys MHD-lösningsmodul är lågfrekvent vilket innebär att den inte tar hänsyn till skinneffekt som för höga frekvenser gör att strömmar koncentreras vid kroppens yta. Skinndjupet kan uppskattas som

$$\delta = \sqrt{\frac{1}{\pi f \mu \sigma}}, \quad (64)$$

där f är frekvensen, μ den magnetiska permeabiliteten och σ den elektriska konduktiviteten. Med $\mu \approx \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ H/m och $\sigma = 6,7 \cdot 10^5$ S/m fås

$$\delta_{1000 \text{ Hz}} \approx 1,94 \cdot 10^{-2} \text{ m} = 19,4 \text{ mm}, \quad (65)$$

$$\delta_{10000 \text{ Hz}} \approx 6,15 \cdot 10^{-3} \text{ m} = 6,15 \text{ mm}. \quad (66)$$

Vilket innebär att skinneffekt inte bör påverka resultatet för de frekvenser som testas men kan ha en inverkan vid frekvenser upp emot 10 kHz då 6,15 mm är jämförbart med droppens storlek på ca. 5 mm.

5.4 Marangonikonvektionens betydelse

Resultaten visar att Marangonikonvektion är den dominerande drivmekanismen i början av förloppet. När temperaturberoende ytspänning inkluderas blir både ytmedelhastigheten och volymmedelhastigheten betydligt högre än i motsvarande fall utan Marangonikonvektion. Detta beror på att stora temperaturgradienter längs den fria ytan ger upphov till tangentiella ytspänningskrafter.

Effekten är störst tidigt i simuleringen, när smältan är varm och temperaturgradienterna är som störst. När temperaturen jämnas ut och fast fasandel ökar minskar skillnaden mellan fallen med och utan Marangonikonvektion. Detta innebär att Marangonikonvektionen framför allt styr den initiala flödesresponsen, medan solidifikation och mushy-zone-dämpning blir viktigare senare i förloppet.

Att fallet utan Marangonikonvektion fortfarande uppvisar viss rörelse visar att flödet inte enbart styrs av temperaturberoende ytspänning. Även initialvillkor, friyterörelse, kontaktvinkel, gravitation och stelning bidrar till den totala rörelsen. Magnetfältet verkar därför på ett redan transient system, inte på en stillastående smälta.

5.5 Det statiska magnetfältets påverkan på flödet

I de statiska magnetfältsfallen modelleras den elektromagnetiska påverkan som en magnetisk dämpningsterm,

$$\mathbf{f}_{\text{MDF}} = \sigma(\mathbf{u} \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}.$$

För ett magnetfält vinkelrätt mot beräkningsplanet reduceras detta i praktiken till en hastighetsproportionell bromskraft på rörelsen i planet. Kraften tillför därmed inte energi till flödet, utan verkar som en elektromagnetisk dämpning av befintlig rörelse. Detta är viktigt för tolkningen av resultaten: om ett fall med magnetfält uppvisar högre hastighet än basfallet bör detta inte tolkas som att det statiska magnetfältet driver flödet, utan snarare som en följd av transient dynamik, friyterörelse eller numerisk känslighet.

Ett sätt att uppskatta om magnetfältet bör ha märkbar inverkan är att jämföra den

elektromagnetiska kraften med tröghets- och viskösa effekter. Två användbara dimensionslösa tal är Hartmanntalet,

$$Ha = BL\sqrt{\frac{\sigma}{\mu}},$$

och interaktionsparametern,

$$N = \frac{\sigma B^2 L}{\rho U}.$$

Hartmanntalet beskriver förhållandet mellan elektromagnetiska och viskösa effekter, medan interaktionsparametern beskriver förhållandet mellan elektromagnetisk kraft och tröghet. Med en karakteristisk längd $L = 2,5$ mm, en karakteristisk hastighet $U \approx 0,019$ m/s, $\rho \approx 7400$ kg/m³, $\mu \approx 4 \cdot 10^{-3}$ Pa s och $\sigma \approx 6.7 \cdot 10^5$ S/m fås de ungefärliga storleksordningarna i Tabell 13.

Tabell 13: Uppskattade dimensionslösa tal för de statiska magnetfältsfallen. Värdena ska ses som storleksordningar eftersom materialegenskaperna är temperaturberoende.

Magnetfält	Ha	N	Magnetisk dämpningstid $\tau_m = \rho/(\sigma B^2)$ [s]
0,2 T	ca. 6,6	ca. 0,5	ca. 0,26
0,4 T	ca. 13	ca. 2,0	ca. 0,066
0,5 T	ca. 17	ca. 3,1	ca. 0,042
1,0 T	ca. 33	ca. 12,5	ca. 0,011

Dessa uppskattningar ger en rimlig förklaring till varför resultaten först blir tydliga vid de högre fältstyrkorna. Vid 0,2 T är interaktionsparametern av storleksordningen $N < 1$, vilket innebär att Lorentzkraften inte tydligt dominerar över flödets tröghet och de transienta friyteffekterna. Vid 0,4 T och 0,5 T är N däremot större än ett, vilket innebär att den elektromagnetiska kraften börjar bli jämförbar med eller större än tröghetseffekterna. Vid 1,0 T är N betydligt större än ett, och det är också där den tydligaste dämpningen av volymmedelhastigheten observeras.

Detta stämmer väl med resultatet i Tabell 9, där den volymmedelvärderade hastigheten minskar med cirka 18,0 % vid 0,4 T, cirka 24,1 % vid 0,5 T och cirka 47,7 % vid 1,0 T. Däremot ger 0,2 T ingen tydlig reduktion, utan ligger i stället mycket nära basfallet. Detta tyder på ett ungefärligt tröskelområde i modellen: fält under några tiondels tesla är för svaga för att robust dominera över Marangonikonvektion, friyterörelse och initiala transienter, medan fält från ungefär 0,4 T och uppåt ger en mer systematisk dämpning.

Att 0,2 T-fallet periodvis visar något högre hastighet än basfallet bör därför tolkas försiktigt. Eftersom den implementerade kraften är rent dämpande kan den inte i sig accelerera smältan. En möjlig förklaring är att ett svagt magnetfält förändrar fasläget hos den transienta cirkulationen och friytans oscillationer, snarare än att minska hastighetsnivån monotont. Eftersom hastighetsmått baseras på magnituder och medelvärden över en deformande VOF-gränsyta kan små förändringar i virvelstruktur, friytans läge eller stelningsfrontens form ge en något högre uppmätt medelhastighet, även om den elektromagnetiska termen lokalt verkar bromsande. Effekten ligger dessutom nära den numeriska

och fysikaliska osäkerhet som identifierades i beroendestudien, särskilt för hastighetsfältet.

En annan viktig observation är att magnetfältet dämpar volymmedelhastigheten tydligare än ytmedelhastigheten. Vid 1,0 T minskar volymmedelhastigheten med ungefär 47,7 %, medan ytmedelhastigheten minskar från 0,0669 m/s till 0,0559 m/s, vilket motsvarar ungefär 16 %. Detta tyder på att magnetfältet främst bromsar den globala recirkulationen i smältan, medan den ytnära rörelsen fortfarande påverkas starkt av Marangonikonvektion, kontaktlinjeeffekter och friytans deformation. Eftersom Marangonikraften verkar direkt vid den fria ytan är det rimligt att den ytnära hastigheten är svårare att eliminera helt än bulkflödet.

Denna skillnad mellan yta och bulk är viktig för hur resultaten ska tolkas i relation till processkontroll. Ett statiskt magnetfält enligt den använda modellen verkar främst vara effektivt för att minska den globala cirkulationen och därmed reducera omblandningen i smältpoolens inre delar. Det betyder däremot inte att friytans dynamik eller det ytnära Marangoniflödet helt kontrolleras. För att påverka just den ytnära rörelsen kan andra faktorer, tidsvarierande magnetfält eller termoelektriska effekter vara mer relevanta än den statiska dämpning som studeras här.

5.6 Det statiska magnetfältets påverkan på temperatur och stelnings

Trots att de högre statiska magnetfälten tydligt reducerar hastigheterna påverkas temperaturutvecklingen och stelningsförloppet endast svagt. Detta är rimligt eftersom den magnetiska dämpningstermen verkar i rörelsemängdsekvationen och inte direkt i energi-ekvationen. Magnetfältet bromsar alltså rörelsen i smältan, men tillför eller tar inte bort värme. I den nuvarande modellen försummas dessutom Joule-uppvärmning.

Den globala avkylningen styrs därför främst av den initiala värmeenergin, värmeledning till substratet och latent värme vid stelnings. Även om konvektion kan omfördela värme lokalt förändrar den magnetiska dämpningen inte den totala energibalansen i samma utsträckning som exempelvis en ändrad lasereffekt eller ändrade termiska randvillkor hade gjort.

Detta stöds av resultaten, där tiden till 50 % fast fas endast förändras från cirka 0,359 s i basfallet till cirka 0,372 s vid 1,0 T. Skillnaden är liten jämfört med reduktionen av volymmedelhastigheten, som vid samma fältstyrka är cirka 47,7 %. Magnetfältet påverkar alltså rörelsemängdsbalansen betydligt mer än den globala stelningshastigheten.

Detta betyder dock inte att magnetfältet helt saknar termisk betydelse. Temperaturfälten visar att lokala skillnader kan uppstå när konvektionen dämpas. Globala mått som volymmedeltemperatur och total fast fasandel kan därför dölja lokala förändringar nära stelningsfronten. För att dra starkare slutsatser om mikrostruktur skulle lokala storheter som temperaturgradient, stelningshastighet och kylhastighet behöva analyseras.

5.7 Det tidsvarierande magnetfältets påverkan på flödet

De roterande magnetfälten påverkar smältans strömningsmönster genom att inducera elektromagnetiska krafter som driver rotation och samverkar med det redan existerande Marangoniflödet vilket blir tydligt i Figur 23. Detta leder till högre flödes hastigheter och en mer asymmetrisk cirkulation i smältbadet. Effekten blir tydlig i gropgeometrin där två konkurrerande virvelstrukturer förekommer. Där undertrycker det elektromagnetiskt inducerade flödet den ena naturligt uppkomna virveln. Resultatet visar att det räcker med en volymkraft på $\approx 5 \cdot 10^4 \text{ N/m}^3$ längs ytan för att uppnå denna effekt.

Konsekvenserna av denna tangentiella asymmetriska drivning på mer instabila geometrier, exempelvis den elliptiska droppgeometrin, har däremot inte undersökts. Det är inte otänkbart att effekten blir särskilt betydande i system med mer fri yta där deformation sker lättare. Ett roterande magnetfält skulle kunna ge upphov till asymmetriska deformationer, förändrade cirkulationsmönster eller oscillerande rörelser i droppen.

De oscillerande fälten hade en viss inverkan på medelhastigheten i droppen men krafterna som de fält som testades gav upphov till var inte tillräckligt stora för att förändra flödesmönstren i smältan. Viktigt att notera är dock att volymkraftfälten som appliceras på smältan är tidsmedelvärderade, konstanta volymkraftfält. I de fall som testats i det här projektet uppskattas approximationen som god men för stora krafter och låga frekvenser hade tidsvarierande kraftfält kunnat ge upphov till andra flödesmönster än de som ges av tidsmedelvärdet av samma fält.

5.8 Det tidsvarierande magnetfältets påverkan på temperatur och stelning

När ett tidsvarierande magnetfält påverkar smältans flöde förändras även värmetransporten i smältan. Asymmetri i flödesmönstret leder till en ojämn temperaturfördelning i smältan. Detta resulterar i att stelningen initieras tidigare i ena delen av smältan jämfört med den andra.

5.9 Jämförelse med storleksordningar i tidigare studier

De simulerade hastigheterna ligger i rimlig storleksordning jämfört med tidigare studier av laserbaserade smältning. I basfallet når volymmedelhastigheten som mest cirka 0,067 m/s, medan de högsta ytnära hastigheterna med aktiv Marangonikonvektion ligger omkring 0,30–0,33 m/s. Fan et al. rapporterade experimentellt observerade partikelhastigheter i DED-smältpooler där Marangonidrivna ythastigheter ökade från cirka 0,22 till 0,31 m/s när lasereffekten ökade från 100 till 200 W [19]. Detta visar att de ytnära hastigheterna i modellen ligger i samma storleksordning som experimentellt observerade DED-flöden, även om den använda geometrin och initialvillkoren är förenklade.

Även magnetfältets storleksordning kan jämföras med tidigare arbeten. Fan et al. använde ett permanent magnetfält på cirka 0,18–0,2 T, vilket var tillräckligt för att ändra partikeltransporten i smältpoolen genom TEMHD-inducerade flöden [19]. I den nuvarande modellen ger 0,2 T däremot endast svag påverkan på den volymmedelvärderade hastigheten, medan tydlig dämpning först ses vid 0,4–1,0 T. Skillnaden kan förklaras av att

modellen främst beskriver magnetisk dämpning av typen $\sigma(\mathbf{u} \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}$, medan termoelektriska strömmar nära solid–liquid-gränsen kan skapa nya cirkulationsmönster snarare än enbart dämpa befintligt flöde.

För de tidsvarierande magnetfältsfallen är Meng et al. relevant som en jämförelse med elektromagnetisk omrörning vid trådbaserad laserbearbetning. De visar att Lorentzkraften kan bestå av både en bromsande del kopplad till $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ och en drivande del kopplad till det inducerade elektriska fältet $\mathbf{E}$ [20, 21]. Detta är viktigt för tolkningen av denna studie, eftersom de statiska fältfallen främst beskriver magnetisk dämpning, medan de tidsvarierande fältfallen kan ge en mer aktiv elektromagnetisk påverkan på flödesstrukturen.

En jämförelse kan även göras med elektromagnetisk omrörning i kontinuerlig gjutning, även om längdskalan är betydligt större. Galdiz et al. visar att elektromagnetisk omrörning kan förändra flödesmönstret och hastighetsfördelningen, men att solid shell och mushy zone kan reducera den inducerade tangentiella hastigheten till under 0,2 m/s [22]. Detta stödjer tolkningen att solidifikation och mushy-zone-dämpning är centrala för hur stor elektromagnetisk påverkan som faktiskt återstår i den flytande delen av systemet.

Tabell 14: Jämförelse mellan storleksordningar i denna studie och tidigare arbeten.

Studie	Rapporterad storleksordning	Relevans för denna studie
Denna studie	Ytmedelhastighet med Marangoni omkring 0,30–0,33 m/s.	Används som jämförelsevärde för ytnära flöde.
Fan et al. [19]	Marangonidrivna ythastigheter omkring 0,22–0,31 m/s i DED.	Stödjer att de simulerade ythastigheterna ligger i rimlig storleksordning.
Denna studie	Volymmedelhastigheten minskar med cirka 48 % vid 1,0 T.	Visar att statiska magnetfält främst påverkar bulkflödet i modellen.
Fan et al. [19]	Magnetfält omkring 0,18–0,2 T ändrade partikeltransport genom TEMHD-flöde.	Visar att magnetfält kan påverka lokala flöden även vid lägre fältstyrkor om termoelektriska effekter ingår.
Meng et al. [20, 21]	Tidsvarierande magnetfält kan ge både bromsning och drivande omrörning beroende på fältstyrka, frekvens och orientering.	Relevant jämförelse för de roterande magnetfältsfallen.
Galdiz et al. [22]	EMS-inducerade tangentiella hastigheter under 0,2 m/s när solid shell beaktas.	Stödjer att mushy zone och solid fas kan begränsa elektromagnetisk omrörning.

5.10 Modellbegränsningar

Den största begränsningen är att modellen är tvådimensionell. En verklig smältpool i L-DED är tredimensionell, och både Marangonikonvektion och elektromagnetiska krafter

kan skapa flödesstrukturer som inte kan representeras i ett tvådimensionellt tvärsnitt. Den tvådimensionella modellen kan därför fånga vissa huvudmekanismer, men inte hela flödesbilden.

Modellen saknar dessutom rörlig laser, trådmätning och kontinuerlig materialtillförsel. Detta gör att modellen inte beskriver hela L-DED-processen, utan en förenklad avkylning av ett redan uppvärmt smältområde. Resultaten är därför främst relevanta för att undersöka relativa skillnader mellan olika drivmekanismer.

VOF-metoden och kontaktvinkelvillkoret är ytterligare osäkerhetskällor. Den fria ytan är känslig för initial form, cellstorlek, ytspänning och kontaktlinjebehandling. Detta märktes tydligt i den elliptiska droppgeometrin, där kraftiga friyteoscillationer uppstod. Den halvcirkulära gropgeometrin minskar problemet, men eliminerar inte känsligheten helt.

Den elektromagnetiska modellen är också förenklad i fallet med det statiska magnetfältet. STAR-CCM+’s elektromagnetiska modul används inte för att lösa ett fullständigt elektromagnetiskt fält. I stället införs magnetfältets påverkan som användardefinierade kroppskrafter. Det innebär att elektrisk potential, strömslutning och inducerade elektriska fält inte behandlas fullständigt. Därför bör resultaten tolkas som effekten av den implementerade magnetiska dämpningstermen, inte som en fullständig MHD-lösning.

Den termoelektriska Seebeck-baserade kraften ingår inte i huvudresultaten. Detta är en rimlig avgränsning eftersom en sådan modell kräver en mer fullständig behandling av strömtäthet och elektrisk potential. Fan et al. visar att termoelektrisk magnetohydrodynamik kan påverka smältpoolsflöden i DED, särskilt nära solid-liquid-gränsen [19]. För att analysera detta kvantitativt krävs dock en mer avancerad elektromagnetisk modell än den som används här.

5.11 Praktisk relevans och industriell implementering

De olika magnetfältstyperna har olika möjlig praktisk funktion i en L-DED-process. Ett statiskt magnetfält är främst relevant om målet är att dämpa befintlig rörelse och stabilisera smältpoolen. I den använda modellen fungerar det statiska fältet som en magnetisk broms, vilket framför allt minskar volymmedelhastigheten. Detta kan vara relevant om man vill reducera kraftiga recirkulationer eller minska friyteoscillationer.

Statiska magnetfält är också enklast att implementera praktiskt. De kan i princip skapas med permanentmagneter eller stationära elektromagneter nära arbetsområdet. En sådan lösning kräver mindre avancerad styrning än tidsvarierande fält, men ger också mindre flexibilitet när processhuvudet rör sig eller när komponentgeometrin är komplex.

Roterande magnetfält är mer intressanta om målet är aktiv omrörning, men de är svårare att implementera i en industriell laser cell. Ett kontrollerat roterande fält kräver normalt flera koordinerade spolar eller en mer omslutande elektromagnetisk uppställning runt smältpoolen. Detta är svårt att kombinera med laseroptik, trådmätning, skyddsgas och robotrörelse.

Oscillerande magnetfält kan därför vara ett mer realistiskt alternativ för aktiv påverkan

än fullt roterande fält. De kan potentiellt skapas med färre elektromagneter och styras genom att variera strömmen i tiden. Samtidigt kräver de noggrann kontroll av frekvens och amplitud, eftersom ett olämpligt fält kan förstärka instabiliteter i stället för att stabilisera processen.

Andra studier visar även att oscillerande magnetfält kan ha positiva mikroskopiska effekter som bland annat minskad porositet i vissa legeringar [23], men mikrostruktur har inte studerats i det här projektet.

5.12 Fortsatt arbete

Ett viktigt fortsatt steg är att utveckla kopplingen mellan den elektromagnetiska modellen och stelningsmodellen. I de statiska fallen införs magnetfältets påverkan i STAR-CCM+ som användardefinierade kroppskrafter, vilket ger en kontrollerad första jämförelse men inte en fullständigt kopplad elektromagnetisk lösning. För de tidsvarierande fallen löses de elektromagnetiska fälten i Ansys Fluent för en ekvivalent geometri, men kraftfältet exporteras därefter till STAR-CCM+ och appliceras envägs. Detta innebär att kraftfältet inte uppdateras när friytan, temperaturfältet eller stelningsfronten förändras. En mer avancerad modell bör därför koppla elektromagnetik, flöde, temperatur och solidifikation mer direkt.

En särskilt viktig vidareutveckling är att inkludera elektrisk potential och strömslutning i modellen. Detta är nödvändigt för att strömtätheten ska uppfylla $\nabla \cdot \mathbf{J} = 0$ och är särskilt viktigt om termoelektriska effekter ska studeras. I den nuvarande modellen ingår inte Seebeck-baserade strömmar i huvudresultaten, trots att tidigare studier visar att termoelektrisk magnetohydrodynamik kan påverka flödet nära solid–liquid-gränsen. En framtida modell som inkluderar skillnader i Seebeckkoefficient mellan fast och flytande fas skulle därför kunna ge en mer fullständig bild av hur magnetfält påverkar smältpoolen nära stelningsfronten.

Vidare bör de tidsvarierande magnetfälten undersökas mer systematiskt. I detta arbete testas ett begränsat antal frekvenser och fältstyrkor, men smältans respons beror sannolikt på hur fältets period förhåller sig till flödets, friytans och stelningsfrontens karakteristiska tidskalor. En mer omfattande parameterstudie skulle kunna visa när tidsvarierande fält främst fungerar dämpande, när de driver omrörning och när de riskerar att förstärka oönskade oscillationer.

På längre sikt bör modellen också utvecklas mot en mer processnära beskrivning av L-DED. Den nuvarande modellen saknar rörlig laser, trådmatning och kontinuerlig materialtillförsel. En framtida modell med tredimensionell geometri, rörlig värmekälla och tillsatsmaterial skulle göra resultaten mer direkt jämförbara med en verklig process. Detta skulle dock kräva betydligt större beräkningsresurser, särskilt om elektromagnetik och fri yta ska lösas samtidigt.

6 Slutsats

I basfallet visar modellen att Marangonikonvektion är en central drivmekanism för flödet i smältpoolen, särskilt under det initiala skedet när temperaturgradienterna längs den fria ytan är som störst. De termokapillära krafterna ger upphov till höga ytnära hastigheter, medan volymmedelhastigheten i smältan är lägre. Jämförelsen med fallet utan Marangonikonvektion visar att temperaturberoende ytspänning främst påverkar den tidiga flödesresponsen och värmeomfördelningen nära den fria ytan.

För de statiska magnetfältsfallen fungerar den implementerade Lorentzkraften som en dämpande kraft på befintlig rörelse i smältan. En tydlig minskning av den volymmedelvärderade hastigheten observeras först vid fältstyrkor från ungefär 0,4 T och uppåt. Vid 1,0 T minskar den volymmedelvärderade hastigheten med cirka 47,7 % jämfört med basfallet. Ytmedelhastigheten påverkas svagare, vilket tyder på att det statiska magnetfältet i modellen främst dämpar den globala recirkulationen medan det ytnära flödet fortfarande påverkas av Marangonikonvektion, friytans rörelse och kontaktlinjeeffekter. Resultaten visar därför att magnetfältet kan påverka smältans rörelse i modellen, men de räcker inte ensamma för att avgöra om magnetisk omrörning är praktiskt implementerbar i industriell L-DED utan vidare validering och mer processnära modellering.

Trots den tydliga påverkan på hastighetsfältet är effekten på den globala temperaturutvecklingen och den totala stelningshastigheten liten. Detta beror på att den statiska magnetiska dämpningen verkar i rörelsemängdsekvationen och inte direkt förändrar energibalansen. Den övergripande avkylningen styrs därför främst av initial värmeenergi, värmeledning till substratet och latent värme vid stelnings. Magnetfältet kan däremot påverka lokala temperaturfält genom att förändra konvektionen i smältan.

De tidsvarierande magnetfälten visar att elektromagnetiska krafter kan förändra flödesstrukturen, särskilt vid högre frekvenser där Lorentzkraften blir större. De roterande magnetfälten ger en tydlig asymmetri i flödet genom att en recirkulationszon förstärks medan den andra försvagas, ju mer Lorentzkraften dominerar desto tydligare går flödesmönstret mot cirkulation kring centrum i smältan. Detta påverkar även den lokala värmetransporten och kan ge en ojämnare stelningsfront. Resultaten för tidsvarierande fält bör dock tolkas kvalitativt, eftersom Lorentzkraftfältet beräknas i en separat fixerad geometri och därefter importeras envägs till stelningsmodellen.

Sammanfattningsvis visar arbetet att elektromagnetiska krafter kan påverka smältans rörelse i den studerade modellen. Statiska magnetfält fungerar främst som flödesdämpning, medan tidsvarierande magnetfält kan ge mer aktiv omrörning och förändrade flödesstrukturer. Modellens förenklingar, särskilt tvådimensionell geometri, förenklad fri yta, avsaknad av rörlig laser och begränsad elektromagnetisk koppling, gör dock att resultaten främst bör ses som jämförande och kvalitativa. För kvantitativa slutsatser om industriell L-DED krävs fortsatt modellutveckling och validering mot experimentella data.

Referenser

1. Madhavadas V, Srivastava D, Chadha U, Aravind Raj S, Sultan MTH, Shahar FS och Shah AUM. A review on metal additive manufacturing for intricately shaped aerospace components. *CIRP Journal of Manufacturing Science and Technology* 2022; 39:18–36. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.cirpj.2022.07.005>
2. DebRoy T, Wei HL, Zuback JS, Mukherjee T, Elmer JW, Milewski JO, Beese AM, Wilson-Heid A, De A och Zhang W. Additive manufacturing of metallic components – Process, structure and properties. *Progress in Materials Science* 2018 Mar; 92:112–224. DOI: [10.1016/j.pmatsci.2017.10.001](https://doi.org/10.1016/j.pmatsci.2017.10.001)
3. Heralić A. Monitoring and Control of Robotized Laser Metal-Wire Deposition. PhD dissertation (also affiliated with University West). Figure used: Fig. 2.1. PhD thesis. Gothenburg, Sweden: Chalmers University of Technology, 2012
4. Incropera FP, DeWitt DP, Bergman TL och Lavine AS. Fundamentals of Heat and Mass Transfer. 7. utg. John Wiley & Sons, 2011
5. Alhendal Y, Turan A och Aly WI. VOF simulation of marangoni flow of gas bubbles in 2D-axisymmetric column. *Procedia Computer Science* 2010; 1. ICCS 2010:673–80. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.procs.2010.04.072>
6. Zhou Y, Li X, Shi Z, Hu X och Zhu Q. The effect of thermo-fluid flow on solidification conditions in laser additive manufacturing of superalloy IN718. *Optics & Laser Technology* 2024; 178:111254. DOI: [10.1016/j.optlastec.2024.111254](https://doi.org/10.1016/j.optlastec.2024.111254)
7. Xu K, Gong Y, Zhao Q, Meng G och Zhao M. Microscale investigation of molten pool flow and microstructure evolution of Inconel718 alloy during solid-liquid transition. *Journal of Manufacturing Processes* 2025; 134:482–93. DOI: [10.1016/j.jmapro.2024.12.046](https://doi.org/10.1016/j.jmapro.2024.12.046)
8. Zeng J, Chen W, Yang Y och McLean A. A Review of Permanent Magnet Stirring During Metal Solidification. *Metallurgical and Materials Transactions B* 2017 Dec; 48:3083–100. DOI: [10.1007/s11663-017-1077-7](https://doi.org/10.1007/s11663-017-1077-7)
9. Zhou S, Wang B, Zhang J, Qin L, Xie H och Yang G. Effect of electromagnetic stirring on microstructure and mechanical properties of AerMet100 ultra-high steel fabricated by wire arc additive manufacturing. *Materials Today Communications* 2025; 48:113534. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.mtcomm.2025.113534>
10. Hirt C och Nichols B. Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries. *Journal of Computational Physics* 1981; 39:201–25. DOI: [https://doi.org/10.1016/0021-9991\(81\)90145-5](https://doi.org/10.1016/0021-9991(81)90145-5)
11. Brent AD, Voller VR och Reid KJ. Enthalpy-Porosity Technique for Modeling Convection-diffusion Phase Change: Application to the Melting of a Pure Metal. *Numerical Heat Transfer* 1988; 13:297–318. DOI: [10.1080/10407788808913615](https://doi.org/10.1080/10407788808913615). eprint: <https://doi.org/10.1080/10407788808913615>
12. Davidson PA. Introduction to Magnetohydrodynamics. 2. utg. Cambridge Texts in Applied Mathematics. Cambridge University Press, 2016
13. Siemens Digital Industries Software. Simcenter STAR-CCM+ 2602 User Guide. Dokumentation tillgänglig via licensierad programvara. Siemens Digital Industries Software. 2024

14. ANSYS, Inc. Fluent User's Guide. Release 2025 R2. Online documentation, accessed 2026-02-15. ANSYS, Inc. 2025. Available from: https://ansyshelp.ansys.com/public/account/secured?returnurl=%2FViews%2FSecured%2Fcorp%2Fv252%2Fen%2Fflu_ug%2Fflu_ug.html
15. Nie P, Ojo O och Li Z. Numerical modeling of microstructure evolution during laser additive manufacturing of a nickel-based superalloy. *Acta Materialia* 2014; 77:85–95. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.actamat.2014.05.039>
16. Thermo-Calc Software AB, utvecklare. Thermo-Calc [programvara]. Version 2024a. Solna, Sverige: Thermo-Calc Software AB. Tillgänglig vid: <https://thermocalc.com>. 2024
17. Deng G, Leroyer A, Guilmineau E, Queutey P, Visonneau M och Wackers J. Unstructured Grid Convergence Study. *5th Conference on Computational Mechanics (CCM 2016)*. HAL Id: hal-02567256. Xi'an, China, 2016 Aug
18. White FM. *Viscous Fluid Flow*. 3rd. New York: McGraw-Hill, 2006
19. Fan X, Fleming TG, Rees DT, Huang Y, Marussi S, Leung CLA, Atwood RC, Kao A och Lee PD. Thermoelectric magnetohydrodynamic control of melt pool flow during laser directed energy deposition additive manufacturing. *Additive Manufacturing* 2023; 71:103587. DOI: [10.1016/j.addma.2023.103587](https://doi.org/10.1016/j.addma.2023.103587)
20. Meng X, Artinov A, Bachmann M och Rethmeier M. Numerical and experimental investigation of thermo-fluid flow and element transport in electromagnetic stirring enhanced wire feed laser beam welding. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 2019; 144:118663. DOI: [10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.118663](https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.118663)
21. Meng X, Bachmann M, Artinov A och Rethmeier M. Experimental and numerical assessment of weld pool behavior and final microstructure in wire feed laser beam welding with electromagnetic stirring. *Journal of Manufacturing Processes* 2019; 45:408–18. DOI: [10.1016/j.jmapro.2019.07.021](https://doi.org/10.1016/j.jmapro.2019.07.021)
22. Galdiz P, Palacios J, Arana JL och Thomas BG. Round Continuous Casting with EMS-CFD Coupled. *8th European Continuous Casting Conference*. Graz, Austria, 2014 :1312–21
23. Yang F, Meng X, Putra SN, Bachmann M och Rethmeier M. Numerical studies of process porosity suppression by magnetohydrodynamic technology during the laser beam welding of aluminum alloy. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 2025; 253:127525. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2025.127525>

A Numeriska inställningar och modellval

Tabell 15 sammanfattar de viktigaste numeriska inställningarna och modellvalen som användes i simuleringarna.

Tabell 15: Sammanställning av numeriska inställningar och modellparametrar.

Inställning	Värde eller val
Geometri och domän	
Rumslig dimension	Tvådimensionell modell.
Beräkningsregioner	En fluidregion och en solidregion. Fluidregionen innehåller argon och Inconel 718, medan solidregionen representerar substratet.
Huvudgeometri	Halvcirkulär gropgeometri med radie 2,5 mm.
Fri yta	Volume of Fluid, VOF.
Kontaktvinkel	Konstant kontaktvinkel, 90°.
Övre randvillkor i fluiddomänen	Tryckutlopp.
Sidoväggar i fluiddomänen	Symmetriplan.
Fluid–solid-gräns	No-slip-villkor för hastighet samt kopplad värmeledning mellan fluid och substrat.
Yttre substratgränser	Adiabatiska.
Initialvillkor	
Initial gastemperatur	300 K.
Initial substrattemperatur	1000 K.
Bastemperatur i smältan	1650 K.
Maximal initial temperatur	2600 K, placerad nära smältans övre centrum.
Initial temperaturfördelning	Gaussisk temperaturfördelning ovanpå bastemperaturen.
Fysikmodeller och lösare	
Tidsberoende formulering	Implicit transient.
Flödesmodell	Segregerad flödeslösare.
Viskös regim	Laminärt flöde.
Flerfasmodell	Multiphase med VOF.
Temperaturmodell i fluid	Segregerad flerfastemperaturmodell.
Temperaturmodell i solid	Segregerad solidtemperaturmodell.
Gravitation	Aktiverad.
Strålning	Ej aktiverad.
Elektromagnetisk modell i STAR-CCM+	STAR-CCM+’s elektromagnetiska modul används inte. Elektromagnetisk påverkan införs som användardefinierade kroppskrafter.
Magnetisk dämpningskraft	$\mathbf{f}_{\text{MDF}} = \sigma(\mathbf{u} \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}$.
Joule-uppvärmning	Försummas.

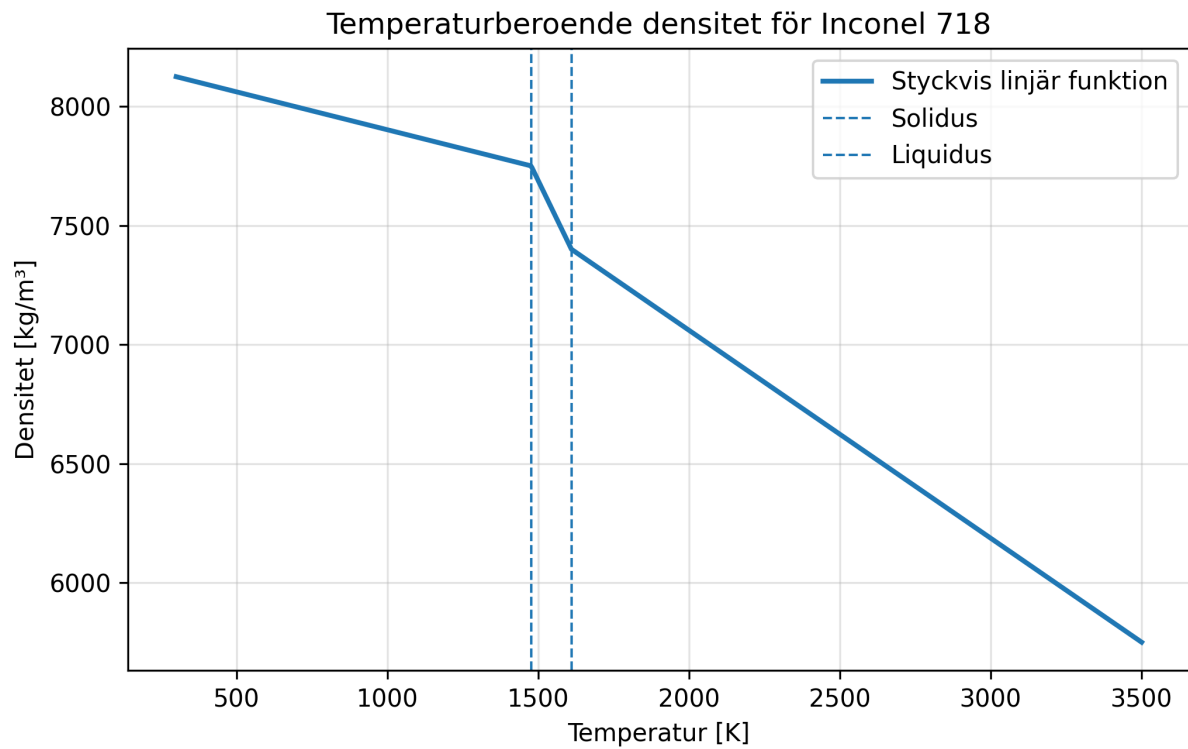
Fortsätter på nästa sida

Inställning	Värde eller val
Elektromagnetisk approximation	Magnetokvasistatisk approximation. Förskjutningsström försummas.
Tidsdiskretisering och konvergens	
Tidssteg	$5 \cdot 10^{-6}$ s.
Inre iterationer per tidssteg	10.
Val av tidssteg och iterationer	Valdes utifrån beroendestudien som en kompromiss mellan numerisk stabilitet, noggrannhet och beräkningstid.
Nät och rumslig diskretisering	
Meshtyp	Quadrilateral mesh.
Förtätning	Lokal förtätning i och omkring smältpoolen samt nära fri yta och kontaktlinje.
Minsta cellstorlek i smältområdet	Cirka $30 \mu\text{m}$.
Cellstorlek i övrig domän	Cirka $200 \mu\text{m}$.
Cellantal, elliptisk geometri	7175 celler.
Cellantal, halvcirkulär gropgeometri	7997 celler.
Val av nätupplösning	Basnätet valdes utifrån beroendestudien som en kompromiss mellan upplösning av smältpoolen och beräkningskostnad.
Solidifikation och mushy zone	
Solidifikationsmodell	Entalpi-porositetsmetod.
Fast fasandel	Linjär övergång mellan liquidus och solidus.
Solidustemperatur	1476,4 K.
Liquidustemperatur	1610 K.
Slurry-viskositetsmodell	Metzners modell.
Permeabilitetsmodell	Carman-Kozenys mushy-zone-permeabilitet-modell.
Underrelaxationsfaktor	0,7 för solidifikationsmodellerna.
Växling mellan slurry viscosity och permeabilitet	Vid $f_l = 0,27$.
Dendritarmavstånd	$10 \mu\text{m}$.
Maximalt visköst motstånd	$5 \cdot 10^7 \text{ kg}/(\text{m}^3\text{s})$.
Forchheimerterm	Försummas i mushy-zone-permeabilitet-modellen.
Materialmodeller	
Metallfas	Inconel 718.
Gasfas	Argon.
Argonmodell	Ideal gas.
Densitet, Inconel 718	Temperaturberoende styckvis linjär funktion.
Värmekapacitet, Inconel 718	Temperaturberoende tabell.
Värmeledningsförmåga, Inconel 718	Temperaturberoende tabell.

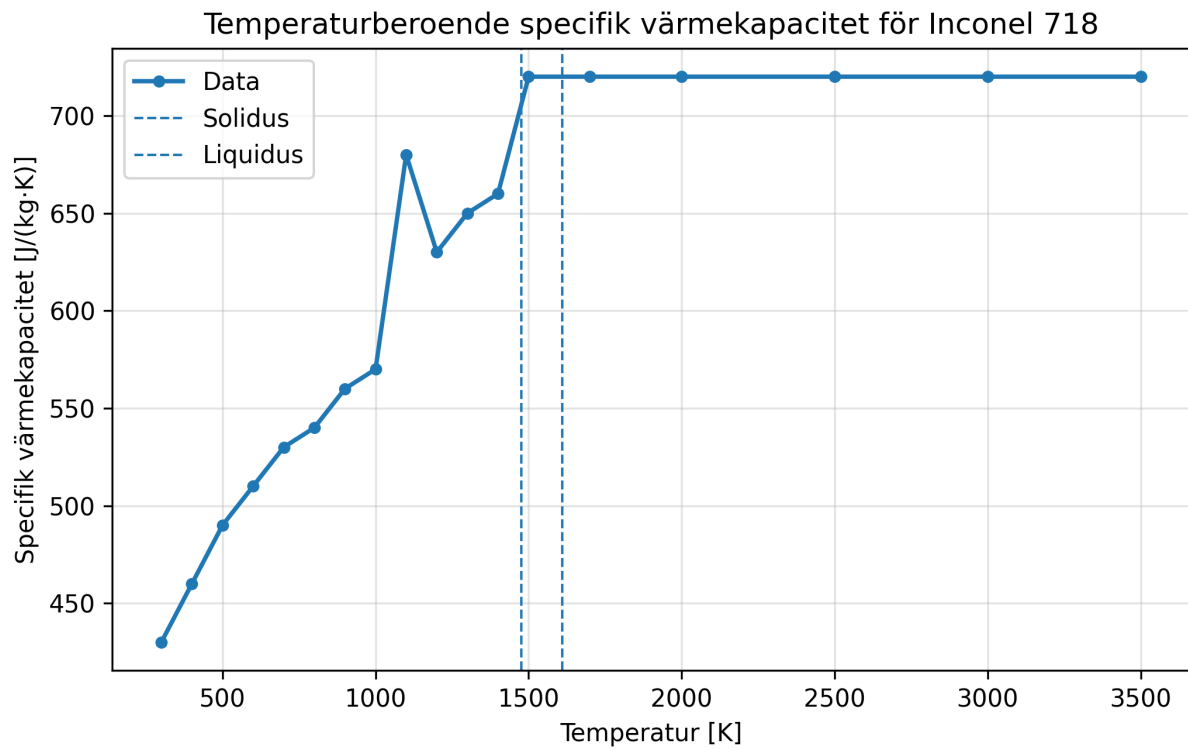
Fortsätter på nästa sida

Inställning	Värde eller val
Dynamisk viskositet, Inconel 718	Temperaturberoende tabell.
Ytspänning	$\gamma(T) = 1,820 - 0,00037T$.
Elektrisk konduktivitet	$6.7 \cdot 10^5 \text{S/m}$
Magnetfält och simulerade fall	
Referensfall	$B = 0 \text{ T}$.
Statiska magnetfält	0,2, 0,4, 0,5 och 1,0 T.
Magnetfältsriktning i statiska fall	Vinkelrätt mot beräkningsplanet, i z -riktning.
Roterande magnetfält	1,0 T vid 10, 100 och 1000 Hz.
Koppling för tidsvarierande fall	Lorentzkraftfält beräknas i Ansys Fluent och importeras som volymkraft i STAR-CCM+.

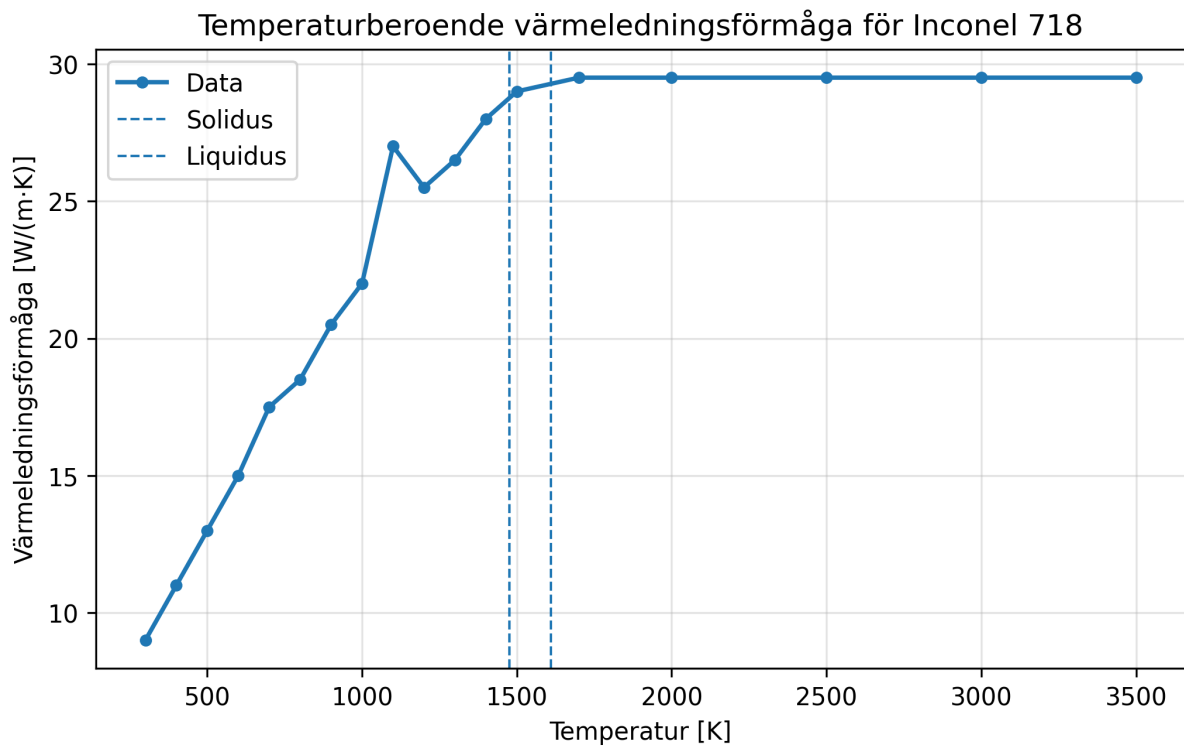
B Materialparametrar



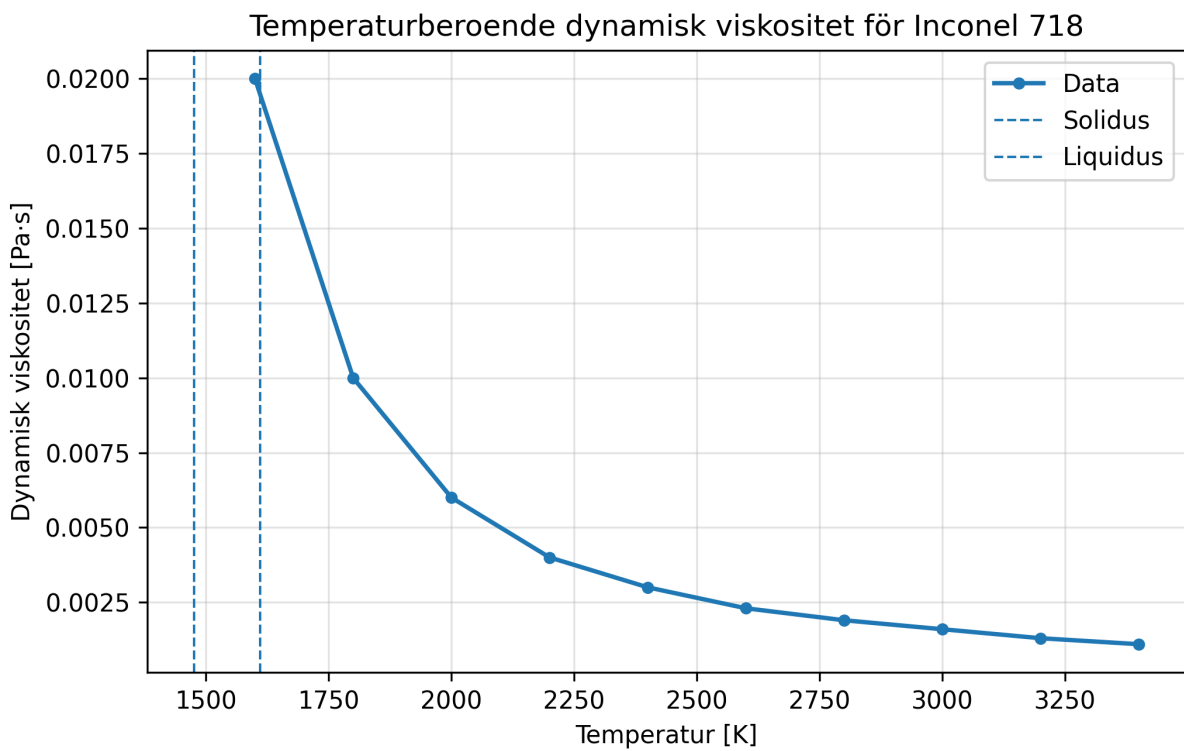
Figur 29: Temperaturberoende densitet för Inconel 718.



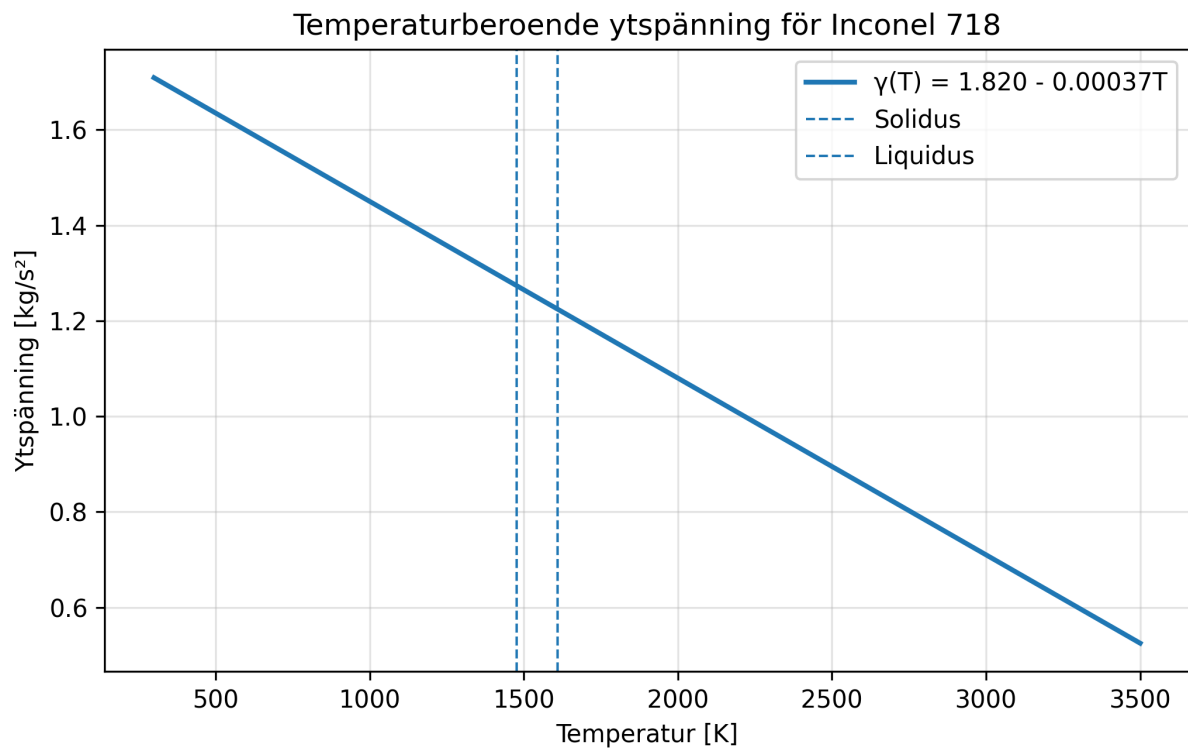
Figur 30: Temperaturberoende värmekapacitet för Inconel 718.



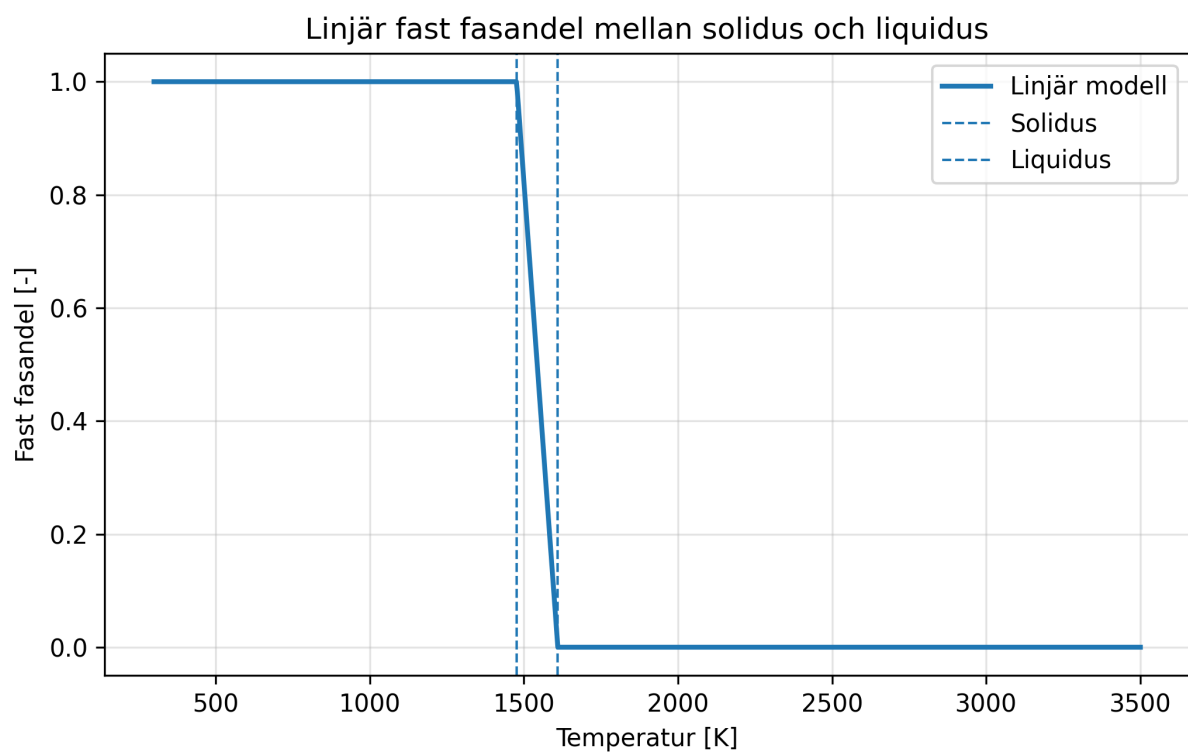
Figur 31: Temperaturberoende värmekonduktivitet för Inconel 718.



Figur 32: Temperaturberoende dynamisk viskositet för Inconel 718.



Figur 33: Temperaturberoende ytspänning för Inconel 718.



Figur 34: Temperaturberoende fast fasandel för Inconel 718.

C Fullständig nomenklatur

Tabell 16 sammanfattar de symboler som används i teori-, metod- och diskussionsavsnitten. En streckmarkering i enhetskolumnen innebär att storheten är dimensionslös eller att enheten beror på sammanhanget.

Tabell 16: Fullständig nomenklatur.

Symbol	Beskrivning	Enhet
Allmänna storheter och differentialoperatorer		
t	Tid	s
x, y, z	Koordinater i rummet	m
∇	Gradientoperator	1/m
$\nabla \cdot$	Divergensoperator	1/m
$\nabla \times$	Rotationelloperator	1/m
∇_s	Ytgradientoperator längs fri yta	1/m
$\mathbf{I}$	Enhetstensor	–
$\ \mathbf{v}\ $	Hastighetsmagnitud	m/s
Flöde och rörelsemängd		
$\mathbf{u}$	Hastighetsvektor i huvudmodellen	m/s
$\mathbf{v}$	Hastighetsvektor i mushy-zone-formuleringen	m/s
$\mathbf{U}$	Hastighetsvektor i MHD-formuleringen	m/s
$\mathbf{u}_\perp$	Hastighetskomponent vinkelrät mot magnetfältet	m/s
$\mathbf{u}_s$	Hastighet hos fast fas	m/s
p	Tryck	Pa
ρ	Densitet	kg/m ³
ρ_l	Vätskefasens densitet	kg/m ³
μ	Dynamisk viskositet	Pa s
μ_l	Vätskefasens dynamiska viskositet	Pa s
μ^*	Effektiv viskositet i slurry-viskositetsmodellen	Pa s
$\boldsymbol{\tau}$	Viskös spänningstensor	Pa
$\boldsymbol{\tau}_t$	Tangentiell spänning vid fri yta	Pa
$\mathbf{g}$	Gravitationsacceleration	m/s ²
Energi och temperatur		
T	Temperatur	K
T_0	Referenstemperatur	K
T_{sol}	Solidustemperatur	K
T_{liq}	Liquidustemperatur	K
H	Massbaserad entalpi	J/kg
L	Latent smältvärme	J/kg
k	Värmeledningsförmåga	W/(m K)
S_H	Källterm i energiekvationen	W/m ³

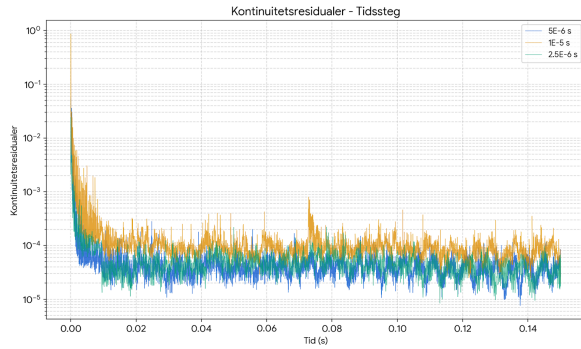
Fortsätter på nästa sida

Symbol	Beskrivning	Enhet
∇T	Temperaturgradient	K/m
G	Lokal temperaturgradient vid stelningsfronten	K/m
R	Lokal stelningshastighet	m/s
GR	Kylhastighet	K/s
VOF, fri yta och ytspänning		
α	Volymfraktion för metall i VOF-modellen	–
γ	Ytspänning	N/m
γ_0	Ytspänning vid referenstemperatur	N/m
$\frac{d\gamma}{dT}$	Temperaturderivata av ytspänning	N/(m K)
$\mathbf{n}$	Normalvektor till fri yta	–
f_m	Tangentiell Marangonikraft per ytenhet eller effektiv kraftterm, beroende på formulering	N/m ² eller N/m ³
$\mathbf{f}_\gamma$	Ytspänningsrelaterad krafttäthet	N/m ³
θ	Kontaktvinkel	grader eller rad
Solidifikation och mushy zone		
f_l	Vätskefraktion	–
f_s	Fast fasandel	–
α_l^*	Relativ vätskefasandel i mushy zone	–
α_s^*	Relativ fastfasandel i mushy zone	–
$\mathbf{f}_{\text{mush}}$	Dämpningsterm i mushy zone	N/m ³
$\mathbf{f}_p$	Porös motståndskraft per volym	N/m ³
K	Permeabilitet i mushy zone	m ²
$\mathbf{P}_{v,\text{mush}}$	Viskös motståndstensor i mushy zone	kg/(m ³ s)
F_μ	Växlingsfunktion för slurry-viskositet	–
F_K	Växlingsfunktion för permeabilitet	–
A	Kristallkonstant i slurry-viskositetsmodellen	–
c_s	Formfaktor i permeabilitetsmodellen	1/m ²
C_F	Erguns koefficient i Forchheimertermen	–
ε	Stabiliseringsparameter i mushy-zone-dämpning	–
A_{mush}	Mushy-zone-konstant, om klassisk entalpi–porositetsdämpning används	kg/(m ³ s)
ζ	Underrelaxationsfaktor	–
Elektromagnetism och MHD		
$\mathbf{E}$	Elektriskt fält	V/m
$\mathbf{B}$	Magnetisk flödestäthet	T
$\mathbf{B}_0$	Extern pålagt magnetfält	T
B_0	Amplitud hos extern magnetfält	T
$\mathbf{b}$	Inducerat magnetfält	T
$\mathbf{J}$	Strömtäthet i huvudmodellen	A/m ²
σ	Elektrisk ledningsförmåga	S/m

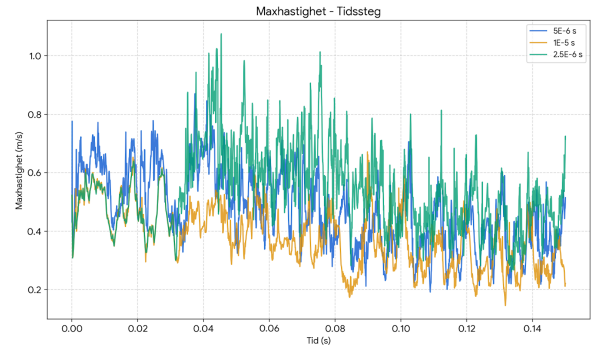
Fortsätter på nästa sida

Symbol	Beskrivning	Enhet
μ_m	Magnetisk permeabilitet	H/m
$\mathbf{f}_{\text{EM}}$	Elektromagnetisk krafttäthet	N/m ³
$\mathbf{f}_{\text{MDF}}$	Magnetisk dämpningskrafttäthet	N/m ³
$\mathbf{f}_{\text{TEMF}}$	Termoelektrisk magnetisk krafttäthet	N/m ³
$\mathbf{F}_{\text{L}}$	Lorentzkraft i MHD-formuleringen	N/m ³
S_s	Seebeckkoefficient i fast fas	V/K
S_l	Seebeckkoefficient i flytande fas	V/K
$\partial \mathbf{D} / \partial t$	Förskjutningsströmstäthet	A/m ²
Tidsvarierande magnetfält och dimensionslösa tal		
f	Frekvens hos tidsvarierande magnetfält	Hz
ω	Vinkelfrekvens, $\omega = 2\pi f$	rad/s
L_c	Karakteristisk längdskala	m
U_c	Karakteristisk hastighetsskala	m/s
Ha	Hartmantal	–
N	Interaktionsparameter	–
Wo	Womersleytal	–
τ_m	Magnetisk dämpningstid, $\tau_m = \rho / (\sigma B^2)$	s
δ	Skinndjup	m
Resultatmått och efterbehandling		
$\bar{u}_{yta}$	Tidsmedelvärde av ytmedelhastighet	m/s
$\bar{u}_{vol}$	Tidsmedelvärde av volymmedelhastighet	m/s
u_{max}	Maximal hastighet	m/s
$\bar{T}_{vol}$	Volymmedeltemperatur	K
$t_{50\%,fast}$	Tid till 50 % fast fas	s

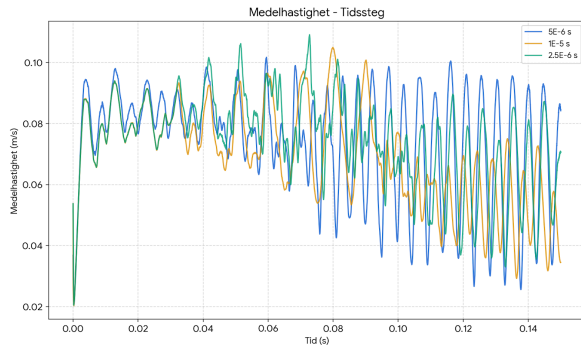
D Resultat från beroendestudien



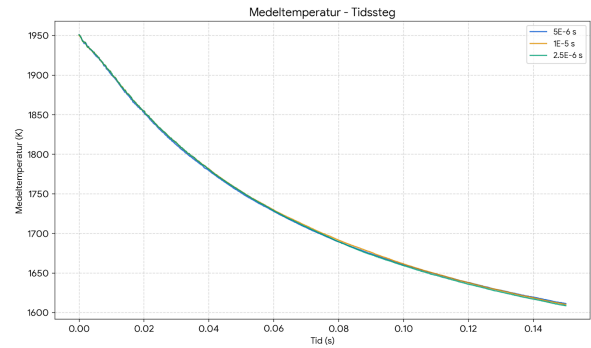
(a) Kontinuitetsresidualer.



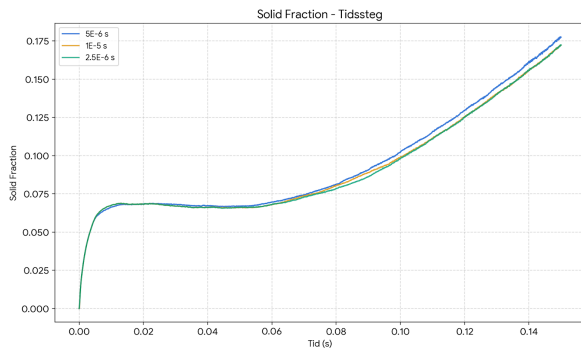
(b) Maxhastighet.



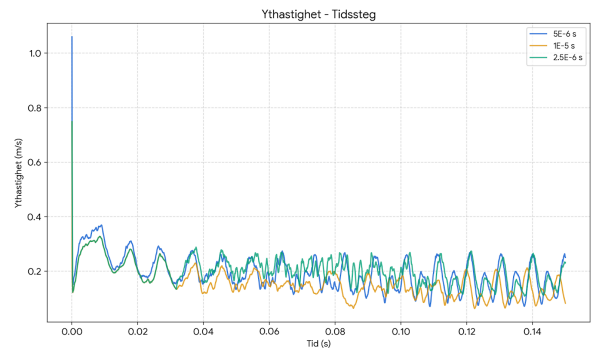
(c) Medelhastighet.



(d) Medeltemperatur.

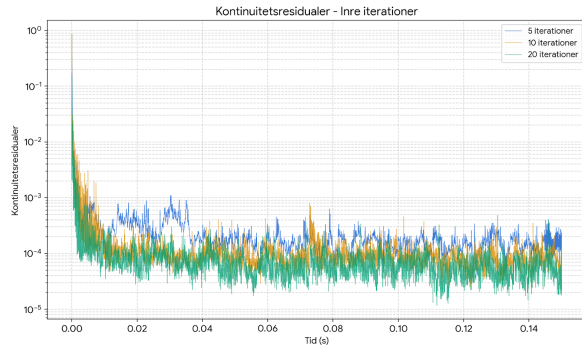


(e) Solid Fraction.

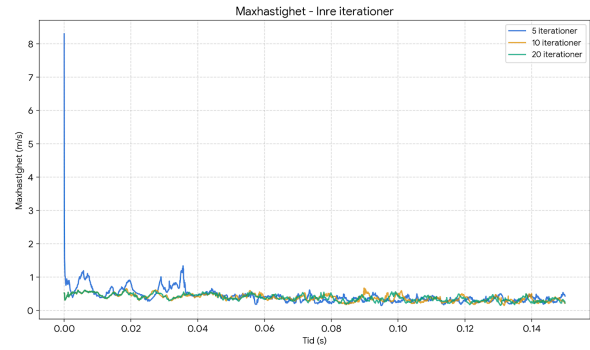


(f) Ythastighet.

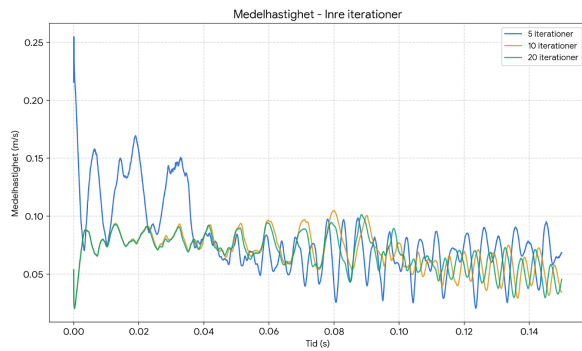
Figur 35: Resultat från beroendestudien för olika tidssteg. Graferna illustrerar utvecklingen av numeriska och fysikaliska parametrar under de första 0,15 sekunderna för tidsstegen 5E-6 s, 1E-5 s och 2,5E-6 s.



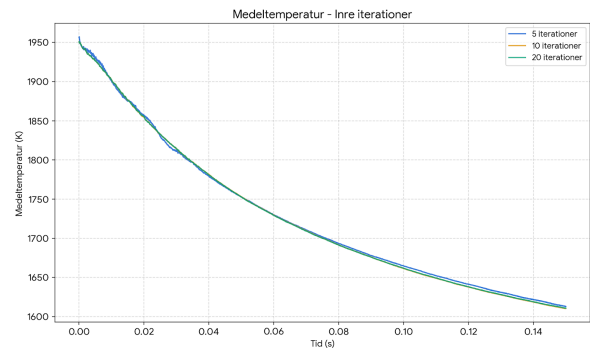
(a) Kontinuitetsresidualer.



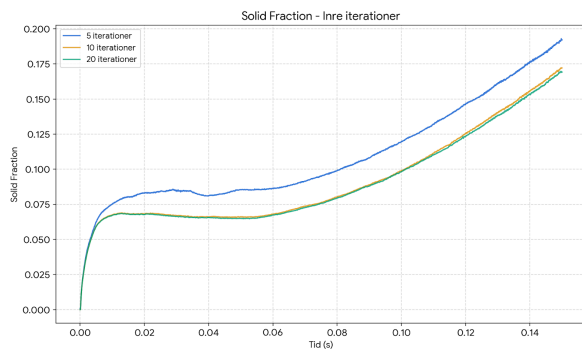
(b) Maxhastighet.



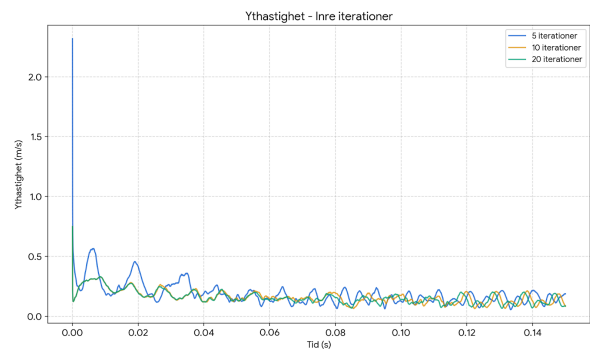
(c) Medelhastighet.



(d) Medeltemperatur.

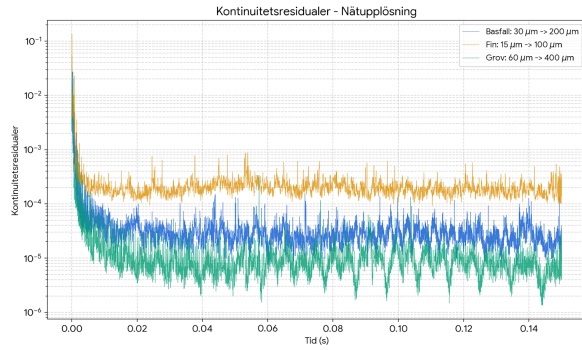


(e) Solid Fraction.

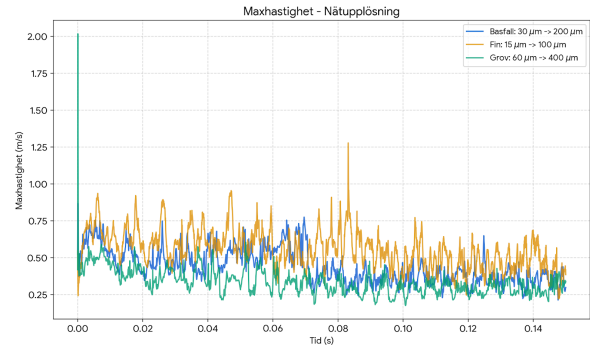


(f) Ythastighet.

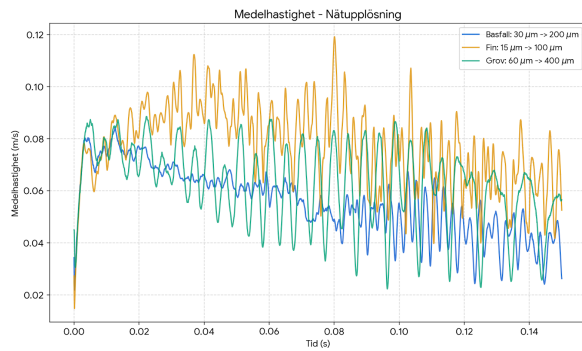
Figur 36: Resultat från beroendestudien för inre iterationer. Graferna illustrerar hur konvergens och makroskopiska förlopp påverkas av att använda 5, 10 respektive 20 inre iterationer per tidssteg.



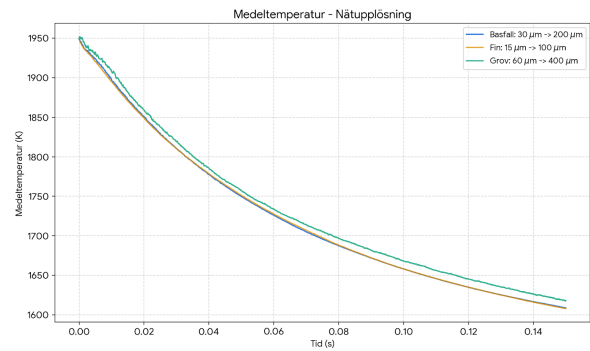
(a) Kontinuitetsresidualer.



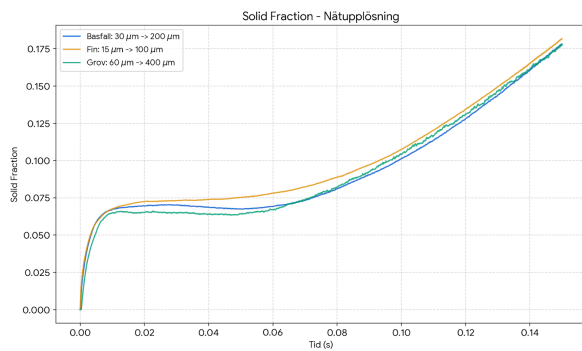
(b) Maxhastighet.



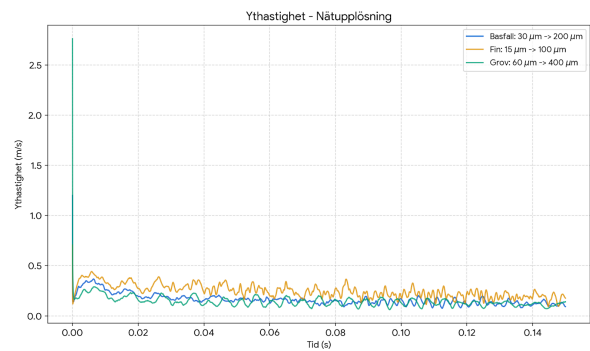
(c) Medelhastighet.



(d) Medeltemperatur.



(e) Solid Fraction.



(f) Ythastighet.

Figur 37: Resultat från beroendestudien för nätupplösning. Graferna illustrerar hur makroskopiska förlopp och konvergens påverkas av cellstorleken. Basfallet (30–200 μm) jämförs med ett finare nät (15–100 μm) och ett grövre nät (60–400 μm).



CHALMERS