



Forschungsberichte
aus
dem Institut
für Höchstfrequenztechnik
und Elektronik
der
Universität Karlsruhe

Herausgeber:
Prof. Dr.-Ing. W. Wiesbeck

Jens Haala

**Analyse von
Mikrowellenheizprozessen
mittels selbstkonsistenter
finiter Integrationsverfahren**

Band 27

Copyright: Institut für Höchstfrequenztechnik und Elektronik
Universität Karlsruhe (TH), 2000

alle Rechte vorbehalten

Druck: Druckerei Gunter Dünnbier, 02779 Großschönau,
Tel. 035841-36757

ISSN: 0942-2935

Vorwort des Herausgebers

In vielen Bereichen der Technik ist Wärme ein entscheidender Parameter bei der Materialprozessierung. Eine optimale Prozessierung erfordert einen optimalen Energieeintrag. Die daraus resultierenden Anforderungen sind sehr unterschiedlich. Während manche Prozesse ein sehr schnelles Aufheizen erfordern, bedingen andere sehr große Homogenität. Konventionelle Heizungen transportieren die Energie über Konvektion und Wärmestrahlung zum Heizgut. Dabei werden vor allem die Oberflächen von Körpern und Materialien beheizt. Elektromagnetische Felder im GHz-Bereich können Zentimeter bis Dezimeter in Materialien eindringen und über Materialverluste die Heizung von innen aktivieren. Konventionelle Heizungsverfahren und Mikrowellenverfahren ergeben in vielen Fällen für sich alleine keinen optimalen Prozess. Eine Kombination beider Verfahren, d. h. die gezielte Materialerwärmung von innen und außen bietet den größtmöglichen Grad an Freiheit zur Optimierung. Die Simulation beider Verfahren und insbesondere deren selbstkonsistente Kopplung sind die Aufgabenstellung der vorliegenden Dissertation.

Die vorliegende Dissertation bringt wesentliche neue Beiträge zum Stand der Technik. Als erstes sind hier Maße zur Beurteilung der Qualität von Heizvorgängen zu nennen. Diese sind die Homogenität und das Auftreten von *hot spots*. Die elektromagnetische Modellierung der Öfen erfolgt nach der bekannten Methode der finiten Differenzen im Zeitbereich. Erstmals wird der sehr positive Einfluss von breitbandigen Quellen auf die Homogenität des Mikrowellenfeldes und der Heizung eingeführt. Mit Hilfe von strahlenoptischen Verfahren konnte erstmalig die Wärmeübertragung durch Strahlung in ein finites Differenzenverfahren integriert werden. Damit wird erstmals die vollständige Modellierung von Öfen mit beheizbaren Wänden möglich. Weiter ist die vollständige selbstkonsistente Modellierung eines hybriden Heizverfahrens mit konventioneller Heizung und Mikrowellenheizung gelöst. Den Abschluss der Arbeit bildet der Einsatz der erstellten Werkzeuge zur Optimierung eines hybriden Ofens. Ich wünsche Herrn Dr. Haala, seinen Erkenntnissen und Ergebnissen aus der vorliegenden Arbeit viel Erfolg.

Prof. Dr.-Ing. Werner Wiesbeck
- Institutsleiter -

Herausgeber: Prof. Dr.-Ing. Werner Wiesbeck

- Band 1 Daniel Kähny
Modellierung und meßtechnische Verifikation polarimetrischer, mono- und bistatischer Radarsignaturen und deren Klassifizierung
- Band 2 Eberhardt Heidrich
Theoretische und experimentelle Charakterisierung der polarimetrischen Strahlungs- und Streueigenschaften von Antennen
- Band 3 Thomas Kürner
Charakterisierung digitaler Funkssysteme mit einem breitbandigen Wellenausbreitungsmodell
- Band 4 Jürgen Kehrbeck
Mikrowellen-Doppler-Sensor zur Geschwindigkeits- und Wegmessung - System-Modellierung und Verifikation
- Band 5 Christian Bornkessel
Analyse und Optimierung der elektrodynamischen Eigenschaften von EMV-Absorberkammern durch numerische Feldberechnung
- Band 6 Rainer Speck
Hochempfindliche Impedanzmessungen an Supraleiter / Festelektrolyt-Kontakten
- Band 7 Edward Pillai
Derivation of Equivalent Circuits for Multilayer PCB and Chip Package Discontinuities Using Full Wave Models
- Band 8 Dieter J. Cichon
Strahlenoptische Modellierung der Wellenausbreitung in urbanen Mikro- und Pikofunkzellen
- Band 9 Gerd Gottwald
Numerische Analyse konformer Streifenleitungsantennen in mehrlagigen Zylindern mittels der Spektralbereichsmethode
- Band 10 Norbert Geng
Modellierung der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in Funkssystemen durch Lösung der parabolischen Approximation der Helmholtz-Gleichung

- Band 11 Torsten C. Becker
Verfahren und Kriterien zur Planung von Gleichwellennetzen für den Digitalen Hörrundfunk DAB (Digital Audio Broadcasting)
- Band 12 Friedhelm Rostan
Dual polarisierte Microstrip-Patch-Arrays für zukünftige satellitengestützte SAR-Systeme
- Band 13 Marcus Demmler
Vektorkorrigiertes Großsignal-Meßsystem zur nichtlinearen Charakterisierung von Mikrowellentransistoren
- Band 14 Andreas Froese
Elektrochemisches Phasengrenzverhalten von Supraleitern
- Band 15 Jürgen v. Hagen
Wide Band Electromagnetic Aperture Coupling to a Cavity: An Integral Representation Based Model
- Band 16 Ralf Pötzschke
Nanostrukturierung von Festkörperflächen durch elektrochemische Metallphasenbildung
- Band 17 Jean Parlebas
Numerische Berechnung mehrlagiger dualer planarer Antennen mit koplanarer Speisung
- Band 18 Frank Demmerle
Bikonische Antenne mit mehrmodiger Anregung für den räumlichen Mehrfachzugriff (SDMA)
- Band 19 Eckard Steiger
Modellierung der Ausbreitung in extrakorporalen Therapien eingesetzter Ultraschallimpulse hoher Intensität
- Band 20 Frederik Küchen
Auf Wellenausbreitungsmodellen basierende Planung terrestrischer COFDM-Gleichwellennetze für den mobilen Empfang
- Band 21 Klaus Schmitt
Dreidimensionale, interferometrische Radarverfahren im Nahbereich und ihre meßtechnische Verifikation

- Band 22 Frederik Küchen, Torsten C. Becker, Werner Wiesbeck
**Grundlagen und Anwendungen von Planungswerkzeugen für
den digitalen terrestrischen Rundfunk**
- Band 23 Thomas Zwick
**Die Modellierung von richtungsaufgelösten Mehrwegegebäude-
funkkanälen durch markierte Poisson-Prozesse**
- Band 24 Dirk Didascalou
**Ray-Optical Wave Propagation Modelling in Arbitrarily Shaped
Tunnels**
- Band 25 Hans Rudolf
Increase of Information by Polarimetric Radar Systems
- Band 26 Martin Döttling
**Strahlenoptisches Wellenausbreitungsmodell und Systemstudi-
en für den Satellitenmobilfunk**
- Band 27 Jens Haala
**Analyse von Mikrowellenheizprozessen mittels selbstkonsisten-
ter finiter Integrationsverfahren**

Für Anja und Sven

**Analyse von Mikrowellenheizprozessen
mittels selbstkonsistenter
finiter Integrationsverfahren**

Zur Erlangung des akademischen Grades eines

DOKTOR-INGENIEURES

von der Fakultät für
Elektrotechnik und Informationstechnik
der Universität Fridericiana Karlsruhe
genehmigte

DISSERTATION

von

Dipl.-Ing. Jens Haala
aus Heilbronn a. N.

Tag der mündlichen Prüfung:

29. Mai 2000

Hauptreferent:
Korreferent:

Prof. Dr.-Ing. Werner Wiesbeck
Prof. Dr. rer. nat. Manfred Thumm

Vorwort des Authors

Vorliegende Arbeit entstand während meiner Zeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Höchstfrequenztechnik und Elektronik der Universität Karlsruhe.

Mein besonderer Dank gilt dem Leiter des Instituts, Herrn Prof. Dr.-Ing. Werner Wiesbeck, für Anregung und Unterstützung dieser Arbeit sowie für die Übernahme des Hauptreferats. Ebenso danke ich Herrn Prof. Dr. rer. nat. Manfred Thumm, dem Leiter des Instituts für Hochleistungsimpuls- und Mikrowellentechnik für das große Interesse an dieser Arbeit und die Übernahme des Korreferats.

Für die zahlreichen Anregungen und Diskussionen, sowie das sehr angenehme, freundschaftliche Arbeitsklima am Institut für Höchstfrequenztechnik und Elektronik bedanke ich mich herzlich bei allen meinen Kollegen. Besonderer Dank gilt Herrn Dr.-Ing. Jürgen von Hagen für tatkräftige und fachliche Unterstützung und die kritische Durchsicht des Manuskripts. Herrn Dr.-Ing. Norbert Geng danke ich besonders für die „Fernkorrektur“ der Arbeit und Unterstützung beim mathematischen Feinschliff.

Schließlich geht mein herzlicher Dank an meine Frau Anja und meinen Sohn Sven. Beide haben mich vielfältig unterstützt und mir den nötigen Rückhalt gegeben, der entscheidend zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen hat.

Karlsruhe, im Juni 2000

Jens Haala

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Motivation und Aufgabenstellung	3
1.2	Lösungsansatz und Gliederung der Arbeit	5
2	Mikrowellenapplikatoren zur Materialerwärmung	7
2.1	Ofentypen	7
2.1.1	Wanderwellenappikator	8
2.1.2	Einmodiger Applikator	9
2.1.3	Mehrmodiger Applikator	9
2.2	Charakterisierung der thermischen und elektromagnetischen Feldverteilung	11
2.2.1	Homogenität	12
2.2.2	Lokale Extrema	15
2.2.3	Anwendung auf unbeladene Öfen	16
2.2.4	Anwendung auf beladene Öfen	18

3	Berechnung elektromagnetischer Felder	19
3.1	Auswahl des Berechnungsverfahrens	20
3.1.1	Strahlenoptische Verfahren	20
3.1.2	Integral- und Differentialgleichungsverfahren . . .	22
3.1.3	Finite Differenzen/Finite Integrationstechnik . . .	23
3.2	Grundlagen der finiten Integrationstechnik	25
3.2.1	Numerische Stabilität	31
3.3	Modellierung typischer Leistungseinspeisungen	32
3.3.1	Offener Hohlleiter	32
3.3.2	Schlitzhohlleiter	36
3.3.3	Untersuchung der Feldhomogenität bei verschie- denen Einspeisungen	41
3.4	Modellierung von Mikrowellenquellen unterschiedlicher Band- breite	48
3.4.1	Schmalbandige Quellen	49
3.4.2	Breitbandige Quellen	50
3.4.3	Untersuchung der Feldhomogenität für verschiede- ne Quellentypen	53
4	Berechnung der Temperaturverteilung	59
4.1	Auswahl des Berechnungsverfahrens	60
4.1.1	Finite Elemente	61
4.1.2	Finite Differenzen	62
4.2	Erster Hauptsatz der Thermodynamik	63

4.2.1	Modellierung	64
4.3	Wärmeleitung	65
4.3.1	Modellierung	65
4.4	Wärmestrahlung	68
4.4.1	Wärmeaustausch zwischen zwei Oberflächen	71
4.4.2	Modellierung	74
4.4.3	Informatische Umsetzung	76
4.5	Konvektion	81
4.6	Wärmequellen	82
4.6.1	Mikrowellenheizung	83
4.6.2	Konventionelle Heizung	84
4.7	Numerische Stabilität	85
4.8	Verifikation	91
4.8.1	Verifikation der Wärmestrahlung	91
4.8.2	Verifikation der gesamten Temperaturmodellierung	93
5	Selbstkonsistente Modellierung von Heizprozessen	97
5.1	Simultane Kopplung	100
5.2	Sequentielle Kopplung	102
5.3	Verifikation der selbstkonsistenten Modellierung	105

6 Optimierung von Materialerwärmungsprozessen	111
6.1 Beispielofen	111
6.2 Konventioneller Ofen	114
6.3 Mikrowellenofen	116
6.4 Hybridofen	118
6.5 Schlussfolgerungen	121
7 Zusammenfassung	125
A Formfaktoren für finite Flächenpaare	129
A.1 Finite parallele Flächen	129
A.2 Finite senkrecht orientierte Flächen	131
Literaturverzeichnis	133

Liste verwendeter Abkürzungen und Symbole

Abkürzungen

ABC	Absorbierende Randbedingungen (engl. <i>Absorbing Boundary Condition</i>)
FDFD	Finite Differenzen im Frequenzbereich (engl. <i>Finite Difference Frequency Domain</i>)
FDTD	Finite Differenzen im Zeitbereich (engl. <i>Finite Difference Time Domain</i>)
FIT	Finite Integrationstechnik (engl. <i>Finite Integration Theory</i>)
FITTD	Finite Integrationstechnik im Zeitbereich (engl. <i>Finite Integration Theory Time Domain</i>)
FITFD	Finite Integrationstechnik im Frequenzbereich (engl. <i>Finite Integration Theory Frequency Domain</i>)
HL	H ohlleiter
ISM	Frequenzband für industrielle, wissenschaftliche und medizinische Anwendungen (engl. <i>Industrial Scientific Medical</i>)
MoM	Momentenmethode (engl. <i>Method of Moments</i>)
MW	M ikrowellen (Wellenlänge im dm-Bereich)
PVC	P olyvinylchlorid

Mathematische Symbole

\underline{A}	komplexe Zahl
\bar{A}	Zeitlicher Mittelwert oder Variable die konstant gesetzt wird
\mathbf{A}	Matrix
\vec{A}	Vektor bzw. Feldvektor
∂	Operator für die partielle Ableitung oder Umrandung von Flächen
$\text{Im}\{\}$	Imaginärteil
$\text{Re}\{\}$	Realteil
\sim	Proportionalität

Großbuchstaben

A	Fläche (engl. <i>Area</i>)
B	Bandbreite [B] = Hz
E, \vec{E}	Elektrische Feldstärke [E] = V/m
$E[g(x)]$	Erwartungswert der Funktion $g(x)$
F	Formfaktor oder Sichtfaktor; Anteil der Temperaturstrahlung der von einer Fläche aufgrund der geometrischen Gegebenheiten zu einer anderen transportiert wird [F] = 1
H, \vec{H}	Magnetische Feldstärke [H] = A/m
HO	Homogenität [HO] = 1 einer Feldverteilung
P	Leistung (engl. <i>Power</i>) [P] = W
HSF	Feldüberhöhungsfaktor (engl. H ot- S pot- F actor) [HSF] = 1 einer Feldverteilung
T	Temperatur [T] = K oder °C
T_c, T_m	Periodendauer der Frequenz f_c bzw. f_m
W	Energie [W] = J

Kleinbuchstaben

c, c_0	Phasengeschwindigkeit c bzw. Lichtgeschwindigkeit im Va-
----------	--

	kuum $c_0 = 1/\sqrt{\varepsilon_0\mu_0} = 2,997925 \cdot 10^8$ m/s
c_s	Spezifische Wärmekapazität eines Materials [c_s] = J/kg K
f	Frequenz [f] = Hz, f_c Mittenfrequenz (c enter), f_m Modulationsfrequenz (m odulation)
h	Planck'sche Konstante $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ J s
i, j, k	Indizierung einer Diskretisierungszelle im kartesischen Gitter. Die i . Zelle in x -Richtung, die j . Zelle in y -Richtung und die k . Zelle in z -Richtung
k_b	Boltzmann Konstante $k_b = 1,381 \cdot 10^{-23}$ J/K
k_B	Stefan-Boltzmann Konstante $k_B = 5,6705 \cdot 10^{-8}$ W/m ² K ⁴
p	Leistungsdichte bzw. Wärmestromdichte [p] = W/m ²
t	Zeit [t] = s
w	Energiedichte [w] = W s/m ³ = J/m ³
\vec{x}	Positionsvektor im dreidimensionalen Raum

Griechische Buchstaben

α_{rad}	Absorptionsgrad
Δ	Diskrete Schrittweite
ε_0	Permittivität $\varepsilon_0 = 8,85419 \cdot 10^{-12}$ A s/V m
$\underline{\varepsilon}_r$	rel. Permittivität $\underline{\varepsilon}_r = \varepsilon' - j\varepsilon'' = \varepsilon' - j\varepsilon' \tan \delta_\varepsilon - j\kappa/(\omega\varepsilon_0)$ inklusive Ohm'scher Verluste
ε_{rad}	Emissionsgrad
κ	elektrische Leitfähigkeit [κ] = Ω^{-1} m ⁻¹
λ, λ_0	Wellenlänge, bzw. Wellenlänge im Vakuum
μ_0	Permeabilität, bzw. Permeabilität $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ V s/A m des Vakuum
$\underline{\mu}_r$	relative Permeabilität $\underline{\mu}_r = \mu' - j\mu'' = \mu' - j\mu' \tan \delta_\mu$
σ_c	Wärmeleitfähigkeit eines Materials [σ_c] = W/m K
ω	Kreisfrequenz $\omega = 2\pi f$

Hochindizes

n	kennzeichnet den Zeitschritt $n \cdot \Delta t$
-----	---

0 kennzeichnet den Beginn der Berechnung (Zeitschritt 0)

Tiefindizes

elec kennzeichnet Größen des elektromagnetischen Feldes (engl. *electromagnetic field*)

tot kennzeichnet elektromagnetische Feldstärkekomponenten des Gesamtfeldes (engl. *Total Field*)

inc kennzeichnet elektromagnetische Feldstärkekomponenten des einfallenden (engl. *incident*) Feldes

ref kennzeichnet elektromagnetische Feldstärkekomponenten des reflektierten (engl. *reflected*) Feldes

c kennzeichnet Wärmeleitungsgrößen (engl. *conduction*)

therm kennzeichnet **thermische** Größen

konv kennzeichnet Größen der **konventionellen** Heizung

rad kennzeichnet Größen der Temperaturstrahlung (engl. *radiation*)

x, y, z kennzeichnet Vektorkomponenten in kartesischen Koordinaten

Kapitel 1

Einleitung

Die Verfügbarkeit kostengünstiger Mikrowellenquellen hat dazu geführt, dass Mikrowellenöfen inzwischen nicht nur bei den Haushaltsgeräten weit verbreitet sind. Auch im industriellen Bereich werden immer häufiger Mikrowellen- oder mikrowellenunterstützte Systeme eingesetzt um verschiedenste Materialien zu erwärmen. Besonders interessant ist der Einsatz von Mikrowellen z. B. bei der Herstellung von Hochleistungskeramiken, bei denen eine schnelle und gleichmäßige Erwärmung nicht nur die Prozesszeiten und damit die Kosten drastisch reduziert, sondern zusätzlich die Materialeigenschaften günstig beeinflusst. Aber auch in vielen anderen Bereichen ist die Erwärmung von Materialien der Kernprozess der Herstellung und bestimmt maßgeblich die Prozesszeit und damit die Effizienz des gesamten Verfahrens.

Bei konventionellen Öfen kann die Heizrate nicht beliebig gesteigert werden, da die Wärmezufuhr immer über die Oberfläche des Materials erfolgt. Das Zentrum eines Materials erwärmt sich dabei durch die Energie, die von der Oberfläche durch Wärmeleitung in das Innere transportiert wird. Je nach Wärmeleitfähigkeit eines Materials geschieht dies nur sehr langsam. Sind nur geringe Temperaturunterschiede zwischen Oberfläche und Zentrum zulässig muss die Heizrate entsprechend gering sein, was zwangsläufig zu langen Verarbeitungszeiten führt.

Elektromagnetischen Felder durchdringen ein Material und erwärmen dieses – im Gegensatz zur konventionellen Heizung – im gesamten Volumen homogen. Es sind dabei wesentlich höhere Heizraten möglich, da Temperaturgradienten vermieden werden.

Die Anwendung von elektromagnetischen Wellen zur Erwärmung kann prinzipiell bei beliebigen Frequenzen erfolgen. Um die Funkkommunikation nicht zu beeinträchtigen, sind jedoch nur wenige Frequenzabschnitte – die so genannten ISM-Bänder (*Industrial Scientific Medical*) – zur Nutzung zugelassen. Am häufigsten werden Mikrowellen bei 2,45 GHz verwendet. Dieses Frequenzband ist international für die thermische Prozessierung freigegeben. Dies hat dazu geführt, dass für diese Frequenz preisgünstige Generatoren und Komponenten verfügbar sind, so dass deren Verwendung im Vergleich zu anderen Frequenzbändern besonders günstig ist. Die räumlichen Abmessungen der Komponenten sind bei dieser Frequenz gering, so dass platzsparende Geräte entwickelt werden können.

Der Einsatz der Mikrowellenerwärmung ist jedoch begrenzt, da sich nicht jedes Material für eine Erwärmung durch elektromagnetische Felder eignet. Zu hohe Leitfähigkeit eines Materials beispielsweise verhindert die Durchdringung und damit die Erwärmung im gesamten Volumen. Mikrowellenapplikatoren, in denen Materialien mit ungünstigen thermischen Eigenschaften erwärmt werden sollen, müssen äußerst sorgfältig geplant und konstruiert werden, damit ein gleichmäßiger Temperaturanstieg im gesamten Materialvolumen erreicht wird.

Mikrowellenapplikatoren gibt es für verschiedenste Anwendungen, die sich entsprechend ihrer jeweiligen Anforderung unterscheiden [Ose84]. Dabei gibt es prinzipielle Designparameter, die zur Grundkonzeption verwendet werden. In [MM83a, Met96, Chu92] werden Ansätze und Konzepte für den industriellen Einsatz der Hochfrequenzerwärmung erläutert. Diese Überlegungen liefern jedoch keine genauen Aussagen über die Qualität der Erwärmung, weshalb die Überprüfung einer Grundkonzeption und deren Optimierung mit numerischen Simulationen unerlässlich ist. Zusätzlich kann beim Einsatz der Mikrowellenerwärmung nicht aus dem elektromagnetischen Feld auf die Temperaturfeldverteilung geschlossen werden. Thermische Effekte, wie z.B. Wärmeleitung

oder -strahlung, müssen ebenfalls berücksichtigt werden. Weiterhin verändern sich Materialparameter häufig als Funktion der Temperatur, so dass der zeitliche Verlauf der Erwärmung analysiert werden muss.

In der vorliegenden Arbeit wird ein Simulationswerkzeug entwickelt, das sowohl elektromagnetische Felder als auch Temperaturfeldverteilungen numerisch bestimmt und eine selbstkonsistente, transiente Simulation von Erwärmungsvorgängen erlaubt. Durch die Implementierung neuartiger Algorithmen wird erstmalig die numerische Berechnung von Hybridöfen ermöglicht, bei denen der Energieeintrag in die Materialien gleichzeitig durch Wärmestrahlung und Mikrowellen erfolgt.

1.1 Motivation und Aufgabenstellung

Die Simulation elektromagnetischer Felder in Öfen war in den letzten Jahren Gegenstand vieler Arbeiten. Neben einzelnen Anwendungen der Momentenmethode [SKO98], der Methode der finiten Elemente [DM94], von *Raytracing*-Algorithmen [Feh97] oder der *Method of Lines* [ZTL96] hat sich vor allem die Methode der finiten Differenzen im Zeitbereich [Taf95, KL93] etabliert. Diese Methode wurde erfolgreich zur Berechnung der elektromagnetischen Feldverteilung von kleineren und größeren bis hin zu industriellen Öfen eingesetzt [ISO⁺94, SIW⁺97, SRK⁺96].

Die elektromagnetische Feldverteilung ist eine der entscheidenden Größen bei der Erwärmung. Deren alleinige Kenntnis ist aber nicht zur Bestimmung der Temperaturen in erwärmten Materialien ausreichend. Thermische Effekte wie Wärmeleitung oder -strahlung haben ebenfalls Einfluss auf die Temperaturverteilung. Sie können nur vernachlässigt werden, wenn alle in einem geschlossenen System vorhandenen Objekte dieselbe Temperatur besitzen. Diesen Zustand gibt es jedoch nur im thermischen Gleichgewicht, z. B. zu Beginn der Erwärmung.

Eine reine Mikrowellenheizung kann trotz der Heizung im gesamten Volumen wegen der Wärmeabstrahlung an der Oberfläche zu Temperaturgradienten führen. Deshalb werden Hybridkonzepte [LFT99] eingesetzt, die dieser Abstrahlung entgegenwirken und Gradienten vermeiden können. Zur Temperaturbestimmung bei solchen Hybridkonzepten wird die

genaue Kenntnis der thermischen und elektromagnetischen Feldverteilung benötigt.

Viele Materialien verändern ihre Eigenschaften als Funktion der Temperatur. Diese Veränderung kann sowohl die thermischen Effekte als auch die Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen beeinflussen. Deshalb kann die zu Beginn eines Prozesses bestimmte Feldverteilung nicht auf andere Temperaturbereiche extrapoliert werden. Eine selbstkonsistente Simulation, bei der die Veränderung der Materialeigenschaften sowohl bei der Simulation der elektromagnetischen als auch der thermischen Feldverteilung berücksichtigt wird, liefert bei jeder Temperatur genaue Ergebnisse.

Ein solches Simulationswerkzeug, das sämtliche erwähnten Aspekte berücksichtigt, wird im Rahmen dieser Arbeit entwickelt. Die einzelnen Bestandteile der Simulation und deren Zusammenwirken müssen überprüft werden. Dazu werden geeignete Messeinrichtungen und Materialien benötigt, von denen die relevanten Eigenschaften hinreichend genau bekannt sind. Eine Datenbank, die sowohl thermische als auch elektromagnetische Eigenschaften enthält, ist z. B. in [LB72] zu finden. Dort sind jedoch nur für einen geringen Teil und bestimmte Parameter Temperaturabhängigkeiten aufgetragen. Für die bei der elektromagnetischen Simulation relevanten Parameter sind in [vH85a, vH85b, Hum93] umfangreiche Tabellen sowie Messmethoden enthalten. Die dortigen Tabellen sind aber nur für wenige Materialien über der Temperatur verfügbar. Für die thermischen Parameter sind in [Mil99] umfangreiche Tabellen zu finden. Für wenige Materialien sind auch die Temperaturabhängigkeiten bis 1400 °C verfügbar [HdJA92a, HdJA⁺92b]. Anhand dieser Daten kann eine Simulation durchgeführt werden, so dass eine Messung von Materialdaten für viele Problemstellungen nicht mehr notwendig ist.

Die Bewertung der Erwärmung von Materialien wird in der Praxis anhand des Endergebnisses, also der Qualität der prozessierten Materialien vorgenommen. Bei der numerischen Simulation besteht diese Möglichkeit nicht. Die berechnete Temperaturverteilung lässt zwar Schlüsse auf die zu erwartende Qualität eines Materials zu, jedoch stellt dies keine geeignete Größe dar, die zur Charakterisierung herangezogen werden könnte. Zur Bewertung eines Ofens müssen deshalb Parameter definiert

werden, die auch ohne Kenntnis der Feldverteilung eine Aussage über die Qualität machen können. Anhand dieser Parameter ist dann auch ein einfacher Vergleich zwischen verschiedenen Öfen bzw. Ofenkonfigurationen möglich.

Letztlich ist die Anwendung eines solchen Simulationswerkzeugs zu überprüfen. In dieser Arbeit wird dies anhand eines Hybridofens vorgenommen, der in verschiedenen Konfigurationen simuliert wird. Dazu gehören auch rein konventionelle oder ausschließlich mikrowellengetriebene Erwärmungsvorgänge. Bei diesen Simulationen zeigt sich deutlich die Anwendbarkeit und der große Nutzen des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Simulationswerkzeugs.

1.2 Lösungsansatz und Gliederung der Arbeit

Das in dieser Arbeit vorgestellte numerische Berechnungsverfahren ermöglicht erstmalig die selbstkonsistente Simulation von konventionellen und Mikrowellen unterstützten Erwärmungsprozessen. Dabei wird kein eingeschwungener Zustand sondern das transiente Verhalten der Erwärmung erfasst. Die Implementierung neuartiger Algorithmen ermöglicht erstmalig die korrekte Berücksichtigung von Wärmestrahlungseffekten. Die Flexibilität der verwendeten Methoden ermöglicht auch eine Berechnung von ungewöhnlichen Ansätzen, wie z. B. die Verwendung breitbandiger Mikrowellenquellen.

In Kapitel 2 werden Bewertungskriterien für Heizapplikatoren definiert. Diese Kriterien beschreiben auch ohne Kenntnis der genauen thermischen oder elektromagnetischen Feldverteilung die Eigenschaften hinreichend genau um die Eignung des Applikators für verschiedene Anwendungen abzuschätzen.

In Kapitel 3 wird die numerische Berechnung der elektromagnetischen Felder in Mikrowellenapplikatoren aufgezeigt. Dazu gehört nicht nur die Einbeziehung unterschiedlicher Dielektrika, sondern auch die Modellierung unterschiedlicher Mikrowelleneinspeisungen und Generatorband-

breiten. Der Einfluss dieser Parameter auf das Mikrowellenfeld wird anhand von Beispielen untersucht.

Kapitel 4 beschreibt die thermische Simulation. Dabei werden Energieübergänge durch Wärmeleitung und erstmalig durch Wärmestrahlung in die Simulation integriert. Dadurch wird die Modellierung von konventionell beheizten Materialien möglich. Schließlich wird auch eine Beheizung durch absorbierte Mikrowellenleistung einbezogen und damit die Erwärmung durch ein elektromagnetisches Feld aufgezeigt.

In Kapitel 5 wird die Verkopplung von thermischen und elektromagnetischen Vorgängen sowie deren Umsetzung in der Modellierung erläutert. Für diese Umsetzung ergeben sich zwei verschiedene Möglichkeiten, deren Vorteile und Fähigkeiten, aber auch deren Grenzen gezeigt werden.

Kapitel 6 zeigt beispielhaft die Vorgänge bei konventioneller Erwärmung, bei Erwärmung ausschließlich durch Mikrowelle und bei einer Kombination dieser beiden Arten.

Kapitel 2

Mikrowellenapplikatoren zur Materialerwärmung

2.1 Ofentypen

Zur Mikrowellenheizung kommen fast ausschließlich abgeschlossene Systeme zum Einsatz, die ein Austreten der elektromagnetischen Wellen aus Arbeitsschutz- und Effizienzgründen verhindern. Der Großteil der unterschiedlichen Applikatoren lässt sich in folgende Klassen einteilen:

- Wanderwellenapplikatoren
- Einmodige Applikatoren
- Mehrmodige Applikatoren

Daneben gibt es Applikatoren, die für spezielle Anwendungen konzipiert sind und die sich nicht eindeutig einer dieser Klassen zuordnen lassen. Eine Auflistung zahlreicher Applikatortypen und deren Funktionsprinzipien findet sich z.B. in [MM83a]. In dieser Arbeit werden

ausschließlich Standardformen betrachtet. Diese werden im Folgenden kurz vorgestellt. Vereinfachte Funktionskizzen von Applikatoren dieser Klassen sind in Bild 2.1 dargestellt.

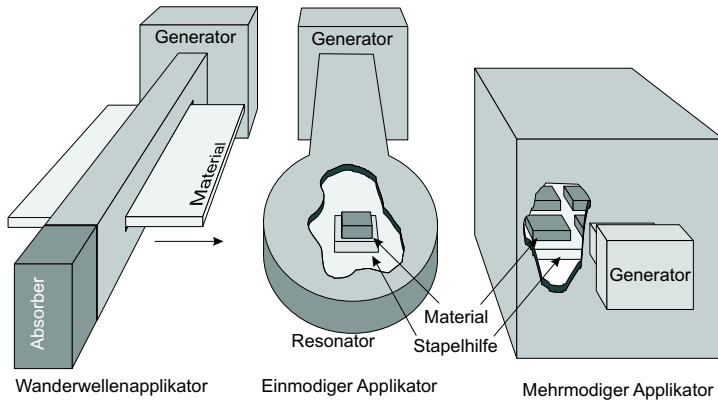


Bild 2.1: Typische Wanderwellen-, ein- und mehrmodige Applikatoren

2.1.1 Wanderwellenapplikator

Beim Wanderwellenapplikator (engl. *Travelling-Wave-Applicator*) handelt es sich prinzipiell um einen Wellenleiter, in den das zu beheizende Material eingebracht wird. Zweckmäßigerweise wird ein geschlossener Wellenleiter, wie z. B. ein Hohlleiter oder ein Koaxialleiter, verwendet. Das Material kann den Leiter ganz oder teilweise ausfüllen.

Die Befüllung des Wellenleiters verursacht eine teilweise Reflexion am Beginn und am Ende des Materials. Dadurch entsteht eine stehende Welle, die für die Erwärmung negative Auswirkungen hat, da Maxima und Minima der Feldstärke innerhalb des Materials entstehen. Zusätzlich wird die elektromagnetische Welle durch die Beladung gedämpft, so dass näher an der Quelle liegende Bereiche stärker erwärmt werden. Optimierte Anordnungen weisen diese Probleme nur eingeschränkt auf.

Der Wanderwellenapplikator wird häufig zur Durchlauferwärmung von dünnen Platten oder Stäben mit geringem Querschnitt eingesetzt. Zur besseren Ausnutzung der Mikrowellenleistung wird dazu meistens ein mäanderförmiger Hohlleiteraufbau eingesetzt, so dass das Material mehrmals den Wellenleiter durchläuft.

2.1.2 Einmodiger Applikator

Der einmodige Applikator (engl. *Single-Mode-Applicator*) ist ein Resonator, der bei Betriebsfrequenz nur eine einzige Feldkonfiguration (engl. *Mode*) zulässt. Von dieser ist die Feldverteilung bekannt, so dass das Heizgut entsprechend plaziert werden kann. Die maximale Größe des Heizguts unterliegt jedoch einigen Restriktionen. Möchte man eine möglichst homogene Feldstärkeverteilung innerhalb des zu beheizenden Materials, so dürfen die Abmessungen des Materials nur einen Bruchteil der Wellenlänge betragen. Kommt ein 2,45 GHz System zum Einsatz, ist die Anwendbarkeit deutlich eingeschränkt. Weiterhin darf sich die Wellenform durch das eingebrachte Material nur gering verändern, da sonst die Resonanzfrequenz zu sehr erniedrigt wird und keine Energie mehr in den Resonator eingekoppelt werden kann. Zur Vermeidung dieses Effektes muss die Frequenzverschiebung mit in die Planung eines solchen Applikators einbezogen werden. Durch die Einbringung des Materials verändert sich die Feldverteilung im Applikator, so dass häufig keine optimale Erwärmung erreicht wird.

In Kapitel 5 wird zur Verifikation ein einmodiger Resonator mit rechteckigem Querschnitt eingesetzt (s. Bild 5.4 S. 107). Dabei wird jedoch bewusst die Materialgröße so gewählt, dass keine homogene Erwärmung resultiert.

2.1.3 Mehrmodiger Applikator

Bei diesem Applikator (engl. *Multi-Mode-Applicator*) handelt es sich um einen Resonator, bei dem mehrere Moden angeregt werden. Dazu muss der Resonator Abmessungen von mehreren Wellenlängen in mindestens

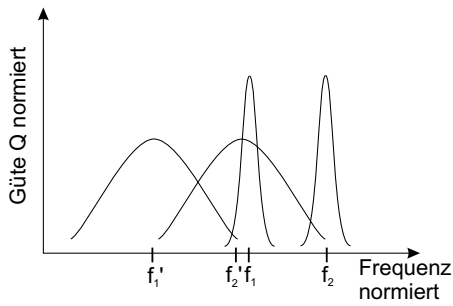


Bild 2.2: Resonanzen in einem Resonator mit Beladung (f'_1 , f'_2) und ohne Beladung (f_1 , f_2)

zwei Richtungen aufweisen. Für einen gegebenen Frequenzbereich sind dann eine Vielzahl von Moden möglich. Idealerweise sind die Moden so überlagert, dass sich eine annähernd homogene Feldverteilung und damit eine homogene Beheizung ergibt.

Im leeren Resonator sind die auftretenden Resonanzen sehr scharf. Mit zunehmender Beladung wird die Güte geringer, die Resonanzen werden breiter und die Resonanzfrequenzen verschieben sich zu tieferen Frequenzen. Eventuell ist dieser Frequenzversatz so groß, dass höhere Moden in den interessierenden Frequenzbereich verschoben werden. Bild 2.2 zeigt beispielhaft die Güte über der Frequenz für einen mehrmodigen Resonator mit und ohne Beladung. Geringere Leitfähigkeiten der Ofenwände setzen ebenfalls die Güte herab. Für eine effiziente Heizung müssen die Verluste der Resonatorwand deutlich geringer als die des Heizguts sein. In Bild 2.2 ist auch zu sehen, dass durch die Beladung des Ofens die Güte und damit auch die mittlere Energiedichte sinkt. Dadurch wird die Heizrate gesenkt.

Bei einer gegebenen Frequenz bietet dieser Applikatortyp das größte Nutzvolumen. Während bei den anderen Applikatortypen die Abmessungen in mindestens zwei Raumrichtung nicht mehr als eine Wellenlänge betragen, ist bei diesem Typ die Größe beliebig. Je größer der Ofen gewählt wird und je mehr Dielektrika sich darin befinden, desto mehr Moden können darin existieren und es kann eine umso homogene-

re Feldverteilung erreicht werden. Im Haushaltsbereich und bei vielen industriellen Anwendungen kommen deshalb mehrmodige Öfen zum Einsatz. Für eine homogene Erwärmung von Materialien in diesem Ofentyp ist eine sorgfältige Planung unerlässlich. Um das Heizgut darin homogen zu erwärmen, können zusätzliche Hilfsmittel, wie Modenrührer oder Drehteller, eingesetzt werden.

2.2 Charakterisierung der thermischen und elektromagnetischen Feldverteilung

Die Charakterisierung von dreidimensionalen elektromagnetischen Feldverteilungen oder Temperaturverteilungen ist nur unzureichend durch zweidimensionale Schnitte möglich. Zweidimensionale Schnitte zeigen immer nur einen kleinen Ausschnitt des Volumens, so dass zur Einschätzung des gesamten Volumens eine Vielzahl von Schnitten notwendig wäre. Eine qualitative Beurteilung ist dabei jedoch nicht möglich. Weiterhin ist es unhandlich, den Vergleich zwischen zwei Konfigurationen anhand von vielen verschiedenen Schnitten durchzuführen. In [BDvW97] wird eine Charakterisierung eines Haushaltsmikrowellengerätes anhand von Messungen mit Thermopapier vorgenommen. Anhand der Verfärbung des Thermopapiers kann zwar in der Messebene der Unterschied zwischen verschiedenen Konfigurationen erkannt werden, jedoch wird keine quantitative Aussage über die Qualität des Feldes getroffen.

Abhilfe können hier analytische und statistische Verfahren schaffen, die es ermöglichen dreidimensionale Verteilungen anhand weniger Zahlenwerte zu charakterisieren. Aufgrund dieser Werte ist man letztlich in der Lage Mikrowellenapplikatoren untereinander zu vergleichen und so für die unterschiedlichen Anwendungen zu spezifizieren.

Eine messtechnische Bestimmung dieser Größen ist vor allem innerhalb von Materialien sehr aufwendig. Es ist deshalb ratsam, numerische Simulationsverfahren zur Bestimmung einzusetzen. Wie in dieser Arbeit gezeigt, können damit sehr leicht beliebige Volumenausschnitte – auch innerhalb von Materialien – genau berechnet und damit charakterisiert werden.

In diesem Kapitel soll vor allem auf die Charakterisierung von dreidimensionalen Feldern eingegangen werden. Andere wichtige Größen, die aus der Feldverteilung resultieren, wie z. B. absorbierte Leistung oder Wirkungsgrade, die ebenfalls zur Charakterisierung von Applikatoren hilfreich sind, können daraus abgeleitet werden [HW98]. Zunächst werden die mathematischen Grundlagen für die charakteristischen Parameter aufgezeigt. Die Parameter sind so definiert, dass für thermische und elektromagnetische Felder identisch verfahren werden kann. Im Anschluss wird deren Anwendung auf beladene und unbeladene Applikatoren diskutiert.

2.2.1 Homogenität

Zur Beschreibung von stochastischen Funktionen werden häufig statistische Verfahren eingesetzt. Bei diesen Verfahren wird die Charakteristik von zufälligen Verteilungen anhand weniger Kenngrößen beschrieben. Diese können auch bei deterministischen Verteilungen zur Beschreibung herangezogen werden.

Zunächst werden diese Kenngrößen für skalare, zeitlich unabhängige Verteilungen hergeleitet. Die Verwendung dieser Parameter für physikalische Größen, wie die elektromagnetische oder thermische Feldverteilung, wird anschließend diskutiert.

Eine dreidimensionale skalare Feldverteilung $F(\vec{x})$ wird durch den Mittelwert oder Erwartungswert

$$E[F(\vec{x})] = E[F] = \frac{1}{V} \iiint_V F(\vec{x}) dV \quad (2.1)$$

und die Standardabweichung σ_F

$$\sigma_F^2 = E \left[(F(\vec{x}) - E[F])^2 \right] \quad (2.2)$$

charakterisiert. Beide Werte verändern sich bei einer linearen Skalierung der Verteilung $F(\vec{x})$. Für elektromagnetische Felder würden sich diese Werte folglich abhängig von der eingespeisten Leistung ändern. Es ist

jedoch besser, die Feldeigenschaften unabhängig von der eingespeisten Leistung zu beschreiben. Die neu eingeführte Homogenität

$$HO(F(\vec{x})) = HO(F) = \frac{E[F]}{\sigma_F} \quad (2.3)$$

ist ein solcher amplitudenunabhängiger Wert. Sind die Abweichungen vom Mittelwert und damit auch die Standardabweichung gering, strebt die Homogenität gegen unendlich. Bei großen Abweichungen strebt die Homogenität jedoch gegen Null.

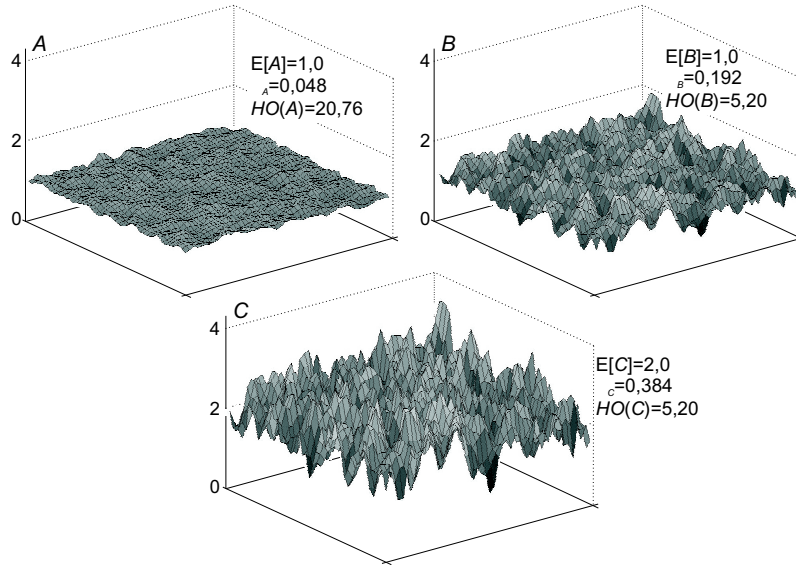


Bild 2.3: Drei Feldverteilungen A , B und C und deren statistische Kennwerte, die Homogenität charakterisiert die Verteilungen deutlich besser als Mittelwert und Standardabweichung

Um zu zeigen, dass eine Charakterisierung nur anhand des Mittelwertes oder der Standardabweichung nicht ausreicht sind in Bild 2.3 drei skalare Feldverteilungen dargestellt. Die Verteilungen A und B besitzen zwar den gleichen Mittelwert, jedoch kann man erkennen, dass Verteilung A einen gleichmäßigeren Verlauf besitzt und damit homogener ist. Die Verteilungen B und C unterscheiden sich nur durch einen konstanten Faktor

($C(\vec{x}) = c B(\vec{x})$). Der Mittelwert und die Standardabweichung sind unterschiedlich, die Homogenität ist jedoch erwartungsgemäß gleich. Die Charakterisierung mit Hilfe der Homogenität ist vorteilhafter als die Charakterisierung mit Mittelwert und Standardabweichung, da sie das „intuitive Gefühl“ für Homogenität in einen Zahlenwert fasst.

Zur Charakterisierung des thermischen Feldes kann die Temperaturverteilung $T(\vec{x}, t)$ in die Gleichungen (2.1), (2.2) und (2.3) zur Ermittlung der Homogenität HO_{therm} eingesetzt werden, da es sich um ein skalares Feld handelt. Da das elektromagnetische Feld aus zwei vektoriellen Größen besteht und mittelwertfrei ist, kann Gleichung (2.3) nicht angewendet werden. Die mittlere im Material absorbierte Leistungsdichte

$$F(\vec{x}) = \overline{p_{\text{elec}}(\vec{x}, t)} = \kappa \overline{\vec{E}(\vec{x}, t)}^2 \quad (2.4)$$

ist die für die Erwärmung relevante Größe und kann, da es sich um eine skalare Größe handelt zur Bestimmung der Homogenität HO_{elec} benutzt werden. In leeren Applikatoren muss eine andere Größe verwendet werden, da dort keine Leistung absorbiert wird. Für diesen Fall kann die Energiedichte

$$F(\vec{x}) = \overline{w_{\text{elec}}(\vec{x}, t)} = \frac{1}{2} \epsilon \overline{\vec{E}(\vec{x}, t)}^2 \quad (2.5)$$

verwendet werden. Beide Größen sind proportional zur im Material absorbierten und in Wärme gewandelten Leistung und daher für den Planer von Applikatoren entscheidend. Sind κ und ϵ konstante Größen erhält man gleiche Resultate. Die zeitliche Mittelung in den Gleichungen (2.4) und (2.5) sollte dabei über einen so geringen Zeitraum wie möglich erfolgen, da sich mit der Erwärmung die Feldverteilung ändern kann. Im Falle einer harmonischen Schwingung kann

$$\overline{\vec{E}(\vec{x}, t)}^2 = \overline{(\vec{E}(\vec{x})e^{j\omega t})}^2 = \frac{1}{2} |\underline{\vec{E}}(\vec{x})|^2 \quad (2.6)$$

eingesetzt werden.

Die genaue Ausrichtung des Feldvektors ist für isotrope Materialien unbedeutend. In anisotropen Materialien beeinflusst die Ausrichtung des

Feldvektors die absorbierte Leistung. Dort sollte die absorbierte Leistung zur Bestimmung der Homogenität HO_{elec} verwendet werden.

Aufgrund der unterschiedlichen Eigenschaften von elektromagnetischen und thermischen Feldern sind auch die Homogenitätszahlen in unterschiedlichen Wertebereichen zu finden. Für die elektromagnetischen Feldverteilungen ergeben sich für die in dieser Arbeit betrachteten Öfen Werte von 1 bis 10. Für die thermischen Verteilungen ergeben sich deutlich höhere Werte (≥ 10).

2.2.2 Lokale Extrema

Die Beschreibung von Volumeneigenschaften durch einen einzigen Parameter kann nicht einzelne, nur in kleinen lokalen Bereichen vorhandene negative Eigenschaften erfassen. In Bild 2.4 sind zwei Verteilungen dargestellt, die ähnliche Homogenität besitzen. Für die Verteilung A ergibt sich $HO(A) = 5,3$ und für B gilt $HO(B) = 4,9$. Rechts ist jedoch eine starke lokale Überhöhung des Feldes zu sehen. Eine solche Überhöhung ist in Applikatoren unbedingt zu vermeiden. In den Homogenitätswerten wirkt sich diese lokale Überhöhung nur schwach aus, so dass bei ausschließlicher Beurteilung durch die Homogenität eine solche negative Eigenschaft nicht erkannt wird.

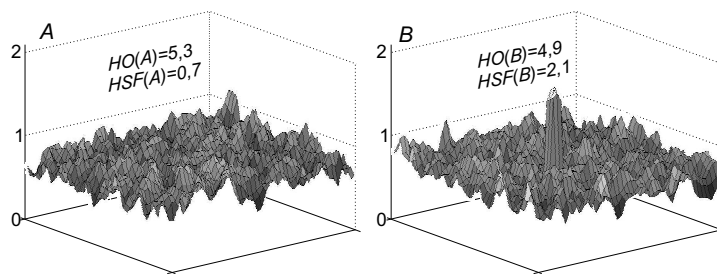


Bild 2.4: Zwei Feldverteilungen mit ähnlicher Homogenität (HO) aber unterschiedlichem Feldüberhöhungsfaktor (engl. *Hot-Spot-Factor* (HSF))

Zur Erfassung eines solchen lokalen Extremums wird eine weitere Kenn-

größe definiert: Der Feldüberhöhungsfaktor (engl. *Hot-Spot-Factor*)

$$HSF(F(\vec{x})) = \frac{\text{Max}\{|F(\vec{x}) - E[F]|\}}{E[F]} \quad (2.7)$$

erfasst die größte im Volumen auftretende relative Abweichung vom Mittelwert. Dieser Parameter ist wie die Homogenität unabhängig von der Amplitude des Feldes und charakterisiert damit den Applikator unabhängig von der eingespeisten Leistung.

Für die in Bild 2.4 gezeigten Beispiele ergibt sich $HSF(A) = 0,7$ und $HSF(B) = 2,1$. Man erkennt, dass sich die lokale Überhöhung in Verteilung B deutlich in einem höheren Zahlenwert äußert.

Durch die Verwendung der beiden Kriterien Homogenität und Feldüberhöhungsfaktor ist eine genaue Beurteilung der Qualität von Feldverteilungen möglich. Diese Kriterien beschreiben für die hier gezeigten Anwendungen eine Mikrowellen- oder Temperaturverteilung in den wesentlichen Eigenschaften. Bei der Optimierung von Applikatoren ergibt sich durch die einfache Beurteilung ein deutlicher Vorteil.

2.2.3 Anwendung auf unbeladene Öfen

Im Gegensatz zum thermischen Feld ist die Charakterisierung des elektromagnetischen Feldes von unbeladenen Öfen prinzipiell mit den gezeigten Parametern möglich. Dabei sollte jedoch nicht das gesamte Volumen charakterisiert werden, sondern nur der Teil, der im realen Einsatz mit Material befüllt werden kann. Bei Haushaltsgeräten ist dies zum Beispiel der Bereich über dem Drehteller.

Die Ergebnisse für den unbeladenen Ofen sind jedoch nicht einfach auf den beladenen Fall übertragbar. Sofern die Ausbreitungsparameter im eingebrachten Material von denen der Ofenatmosphäre abweichen, wird die elektromagnetische Feldverteilung verändert. Dadurch verändern sich auch die Homogenität und der Feldüberhöhungsfaktor, so dass die Zahlenwerte, die für einen leeren Applikator bestimmt werden, nicht auf den beladenen Zustand übertragen werden können. Diese Änderungen

können sowohl eine Verbesserung als auch eine Verschlechterung der Erwärmungseigenschaften bedeuten.

Verbesserungen können sich vor allem in mehrmodigen Applikatoren ergeben, da dort die Güte und die Resonanzfrequenzen des Applikators durch die Verluste im Material erniedrigt werden. Die Absenkung der Güte bewirkt eine Verbreiterung der einzelnen Resonanzen und es kommt zu Überschneidungen der einzelnen Resonanzbereiche. Dadurch können selbst bei monofrequenter Anregung mehrere Resonanzmoden mit möglicherweise unterschiedlichen Resonanzfrequenzen existieren. Da die Modendichte mit steigender Frequenz zunimmt, bewirkt eine Absenkung aller Resonanzfrequenzen eine höhere Modendichte in einem gegebenen Frequenzbereich. Die Existenz mehrerer Moden hat in den meisten Fällen eine bessere Homogenität zur Folge.

Eine geringere Homogenität tritt dann auf, wenn sich das Material selbst in Resonanz befindet, d. h. sich innerhalb des Materials ein oder mehrere Resonanzmoden ausbilden [Kri97]. Dies ist vor allem bei Materialien mit hoher Permittivität und geringen Verlusten der Fall. Da in einem solchen Fall die Geometrie außerhalb des Materials nur eine untergeordnete Bedeutung hat, können diese Resonanzen nicht durch Geometrieoptimierungen unterdrückt werden. Dann muss die Betriebsfrequenz entweder reduziert werden, so dass sie unterhalb aller möglichen Materialresonanzfrequenzen liegt oder so hoch gewählt werden, dass eine Homogenisierung durch eine hohe Materialmodendichte erreicht wird. Geringe Homogenitäten sind aber auch in stark verlustbehafteten Materialien zu erwarten, wenn das elektromagnetische Feld nur stark gedämpft ins Innere des Materials gelangt.

Die Charakterisierung des elektromagnetischen Feldes im leeren Applikator kann aber dazu benutzt werden um verschiedene Optimierungsansätze zu überprüfen. In den in Kapitel 3 gezeigten Berechnungen ergibt eine Verbesserung der Homogenität durch Einspeisungsänderung oder Bandbreitenvergrößerung im leeren Applikator auch eine Verbesserung der Homogenität im befüllten Applikator.

2.2.4 Anwendung auf beladene Öfen

Bei der Anwendung im beladenen Fall ist das Volumen, für welches die Homogenität und der Feldüberhöhungsfaktor bestimmt wird, auf das Material zu beschränken. Im Falle des elektromagnetischen Feldes kann dadurch auf die Homogenität der Mikrowellenerwärmung geschlossen werden. Eine homogene elektromagnetische Feldverteilung innerhalb eines Materials resultiert aber nicht zwingend in einer homogenen Erwärmung. Zum einen findet nur in homogenen und isotropen Materialien eine gleichmäßige Absorption statt, zum anderen beeinflussen die thermischen Vorgänge ebenfalls die Temperaturfeldverteilung, so dass z. B. durch Wärmestrahlung die Bereiche in der Nähe der Oberfläche kühler sind als das Zentrum. Kritisch ist dies auch bei Materialien, die ungünstige thermische Eigenschaften aufweisen. Bei dem in Kapitel 5 verwendeten PVC-Material sorgen geringe Inhomogenitäten des elektromagnetischen Feldes für hohe Temperaturdifferenzen. Es ist deshalb von Vorteil direkt die thermische Verteilung als Bewertungskriterium heranzuziehen.

Die Parameter müssen für jede Beladungskonfiguration neu ermittelt werden, da eine einfache Übertragung auf andere Gegebenheiten nicht möglich ist. Gegebenenfalls muss auch bei gleichbleibender Beladung, wenn die Materialien stark temperaturabhängige Materialparameter aufweisen, das Feld für verschiedene Temperaturniveaus bestimmt werden. Dies ist zwar ein erheblicher Aufwand, jedoch kann nur so ein zufriedenstellendes Ergebnis in allen Betriebszuständen garantiert werden. Bei industriellen Prozessen kann eine genaue Vorgabe der Beladung akzeptiert werden, da dort die Öfen häufig mit gleichbleibender Konfiguration betrieben werden. Im Nahrungsmittelbereich ist jedoch eine fixe Konfiguration nicht realisierbar, weil dort die Materialien sowohl bezüglich ihrer Geometrie als auch ihrer Eigenschaften immer Schwankungen unterliegen. Dort werden jedoch geringere Anforderungen an die Erwärmung gestellt, so dass diese Abweichungen akzeptabel sind. Für den industriellen Bereich oder die Erwärmung von besonders kritischen Materialien ist eine Charakterisierung im beladenen Zustand jedoch unbedingt zu empfehlen.

Kapitel 3

Berechnung elektromagnetischer Felder

Die Berechnung der elektromagnetischen Felder innerhalb von Applikatoren ist in der Literatur bereits häufig behandelt worden. Weil die Ergebnisse nicht auf andere Konfigurationen übertragbar sind und oft verschiedene Optimierungsmöglichkeiten miteinander verglichen werden müssen, ist die Feldberechnung in Mikrowellenöfen immer noch Gegenstand vieler Arbeiten, die sich mit numerischer Feldberechnung befassen.

In diesem Kapitel wird zunächst das für die vorliegende Aufgabe geeignetste Berechnungsverfahren ausgewählt und kurz erläutert. Anschließend wird die Modellierung üblicher Mikrowelleneinspeisungen und -quellen und deren Einfluss auf die Homogenität der elektromagnetischen Feldverteilung im Ofen aufgezeigt. Dabei werden verschiedene Ansätze zur Optimierung des elektromagnetischen Feldes verwendet.

3.1 Auswahl des Berechnungsverfahrens

Bei der Entwicklung von Mikrowellenapplikatoren ist die Verteilung des elektromagnetischen Feldes entscheidend. Die Methode, mit der die Feldverteilung bestimmt wird, muss sichere Aussagen über die Qualität des Applikators zulassen. Der Algorithmus sollte flexibel sein, damit unterschiedliche Ofengeometrien und Heizgüter modelliert werden können und vielfältige Optimierungsstrategien möglich sind. Wichtig für mikrowellenunterstützte Heizverfahren ist eine genaue Bestimmung des elektromagnetischen Feldes auch *innerhalb* des Werkstücks, da dies eine wichtige Größe bei der Bestimmung der Erwärmung ist.

Wie in Kapitel 1 bereits dargelegt, wird in dieser Arbeit vor allem der Frequenzbereich unterhalb 3 GHz betrachtet, da dort die meisten industriellen Systeme arbeiten. Mikrowellenöfen werden üblicherweise mit einer geschlossenen metallischen Schirmung ausgestattet, die das Austreten von elektromagnetischen Wellen verhindert. Bei der industriellen Anwendung sind auch Tunnelöfen im Einsatz, bei denen die Materialien auf einem Förderband durch das Mikrowellenfeld bewegt werden. Systembedingt ist ein solcher Ofen nicht metallisch abgeschlossen. Um trotzdem den Austritt elektromagnetischer Energie zu verhindern, werden die Ein- und Ausgänge z. B. so ausgelegt, dass diese als Hohlleiter mit aperiodischer Dämpfung fungieren. Zur Auswahl des Berechnungsverfahrens kann deshalb immer davon ausgegangen werden, dass es sich um ein abgeschlossenes System handelt. Bis auf wenige spezielle Anwendungen kann die Befüllung als inhomogen, linear und isotrop angenommen werden.

Im Folgenden werden mögliche Verfahren kurz beschrieben, die Vor- und Nachteile aufgezeigt und deren Anwendungsbereiche abgegrenzt.

3.1.1 Strahlenoptische Verfahren

Diese Art der Modellierung beruht auf der Annahme, dass das elektromagnetische Wellenfeld in einzelne Strahlen zerlegt werden kann. Die in den Applikator einfallenden Wellen werden in eine Anzahl n Strahlen

zerlegt. Von jedem einzelnen Strahl wird der Ausbreitungsweg berechnet. Auf diesem Weg werden die einzelnen Strahlen an den Objekten im Ofen und dessen Wände gebeugt, reflektiert und gestreut. Nach einer gewissen Wegstrecke oder Anzahl von Reflexionen bzw. Streuungen und Beugungen wird die Strahlverfolgung abgebrochen, da der Strahl so weit gedämpft ist, dass der weitere Ausbreitungsweg vernachlässigt werden kann. Die Feldstärke im Ofen erhält man durch Aufsummieren der Felder aller Ausbreitungswege.

Problematisch bei dieser Modellierung ist, dass die Gleichungen, die zur Beschreibung der Ausbreitung einzelner Strahlen herangezogen werden, für Wellenlängen gültig sind, die nur einen Bruchteil der Resonatorabmessungen betragen. Für die hier betrachteten Frequenzen wäre eine Beschreibung in strahlenoptischer Form erst ab Volumen von ca. 1000 m^3 möglich. Je mehr Strahlen zur Modellierung verwendet werden, desto genauer arbeitet das Verfahren. Ebenso ist die Genauigkeit davon abhängig, wie weit der Ausbreitungsweg eines Strahls inklusive aller Reflexionen, Beugungen und Streuungen berechnet wird. Die Konvergenz der Lösung gegen das tatsächliche Feld im Ofeninneren wird je nach Geometrie erst für sehr viele Strahlen und viele Reflexionen erreicht. Dies hat sehr lange Berechnungszeiten zur Folge.

Problematisch ist zudem die Berücksichtigung des Heizgutes. Eine exakte Beschreibung der Effekte mit dielektrischen Körpern gestaltet sich schwierig, da an einer dielektrischen Oberfläche eine elektromagnetische Welle sowohl reflektiert als auch transmittiert wird. Für eine exakte Modellierung muss der Strahl in einen reflektierten und transmittierten Anteil aufgespalten werden. Die Streuung von Wellen an Objekten ist im Rahmen eines strahlenoptischen Modells nicht direkt möglich, da sich das gestreute Feld nicht mehr durch einen einzelnen Strahl beschreiben lässt.

In [Feh97, FLT96] werden mit einer verallgemeinerten strahlenoptischen Methode Strukturen berechnet, deren Abmessungen sehr groß in Relation zur Wellenlänge sind. Es handelt sich um eine zylindrische Kavität mit 100ℓ Volumen, in die bei 30 GHz durch einen *Gauß*'schen Strahl eingespeist wird. Für diese Konfiguration ist die Anwendung von strahlenoptischen Verfahren möglich und sinnvoll, da Vollwellenmethoden hier

zu aufwendig sind. Vorliegende Arbeit konzentriert sich auf Anwendungen, die im Bereich der ISM-Frequenz 2,45 GHz arbeiten. Dabei liegen die Abmessungen der Applikatoren im Bereich der Wellenlänge, so dass die strahlenoptische Methode wenig günstig ist.

3.1.2 Integral- und Differentialgleichungsverfahren

Bei den Integral- und Differentialgleichungsmethoden wird das elektromagnetische Feld durch Integral- bzw. Differentialgleichungen auf der Oberfläche oder im Volumen beschrieben. Die Lösung der Gleichungen erfolgt z.B. mit der Momentenmethode. Dazu wird die Oberfläche bzw. das Volumen des Körpers diskretisiert und es werden auf den einzelnen Zellen für die dort gesuchte Feldverteilung gewichtete Summen – sog. Basisfunktionen – angesetzt. Die Basisfunktion kann durch Variation der Gewichtungskoeffizienten verändert und dadurch an die richtige Lösung angenähert werden. Zusätzlich werden über Testfunktionen die Randbedingungen, die das Feld zu erfüllen hat, definiert. Aus der Verknüpfung von Basis- und Testfunktionen (Bildung der Momente) resultiert ein lineares Gleichungssystem für die unbekanntenen Koeffizienten mit einer vollbesetzten Systemmatrix. Die Lösung dieses Gleichungssystems ergibt die Koeffizienten und damit das gesuchte Feld.

Dieses Verfahren wird häufig für leitende Körper eingesetzt, bei denen die Stromverteilung auf den leitenden Oberflächen berechnet wird. Daraus kann die elektromagnetische Feldverteilung im Nah- und Fernfeld des Körpers ermittelt werden.

Aufgrund der primären Ermittlung der Strombelegung ist diese Methode vorrangig für Ein- und Abstrahlungsberechnungen von Körpern mit komplizierter Geometrie geeignet wie z. B. im Design von Draht- oder Mikrostreifenleitungsantennen [Har93, PRM98, Jak99] oder für EMV-Untersuchungen des Eindringens von Feldern in teilgeschirmte Körper [vH97]. Da bei der Konzipierung von Mikrowellenöfen nicht die Abstrahlung *von* einem Objekt interessiert, sondern die Feldverteilung *in* einem elektrisch abgeschlossenen Objekt, ist diese Methode für die vorliegende Problematik wenig geeignet.

Diese Methode wird meistens im Frequenzbereich eingesetzt, da Zeitbereichsformulierungen zu aufwendig sind. Da in dieser Arbeit jedoch vor allem transiente Vorgänge untersucht werden, ist eine Zeitbereichsmodellierung wegen der Kopplung mit einem thermischen Berechnungsverfahren wesentlich günstiger.

In [SKO98] wird ein Tunnelofen mit der Momentenmethode analysiert. Dabei wird eine vereinfachte Struktur angenommen, bei der Förderband und Beladung jeweils als dielektrische Schicht modelliert werden. Für diese Vereinfachungen ergeben sich kurze Rechenzeiten. Genauere Modellierungen von dielektrischen Körpern sind zwar möglich, bedeuten aber – vor allem wenn diese inhomogen sind – einen erheblichen Mehraufwand.

[DM94] verwendet eine Zeitbereichsmodellierung mit einfachen Basisfunktionen und tetraederförmiger Volumendiskretisierung. Die Diskretisierung ist auch an komplexe Geometrien anpassbar. Allerdings muss zur Berechnung der Feldverteilung für jeden Zeitschritt ein Gleichungssystem gelöst werden. Im Vergleich zum nachfolgend vorgestellten Verfahren benötigt dieses Verfahren deshalb erheblich mehr Speicher und Berechnungszeit.

3.1.3 Finite Differenzen/Finite Integrationstechnik

Die Methode der finiten Differenzen wurde von Yee [Yee66] vorgestellt. Er leitet den Algorithmus von den *Maxwell'schen* Gleichungen in differenzieller Form ab. Weiland [Wei77] entwickelt einen analogen Algorithmus ausgehend von den *Maxwell'schen* Gleichungen in integraler Form und bezeichnet diese Methode deshalb als finite Integrationstechnik. Beide Methoden liefern letztendlich den gleichen Algorithmus und damit die gleichen Ergebnisse. Die Methoden sind sowohl im Zeitbereich (FDTD/FITTD) als auch im Frequenzbereich anwendbar (FDFD/FITFD).

Die Struktur wird in Elementarzellen unterteilt, auf denen die Komponenten für das elektrische und magnetische Feld angeordnet werden. Jede dieser Elementarzellen kann mit unterschiedlichen dielektrischen

Eigenschaften versehen werden. Jede Komponente ist durch die *Maxwell'schen* Gleichungen mit den direkt benachbarten verknüpft.

Die Anwendung im Frequenzbereich führt zu einem linearen Gleichungssystem, dessen Lösung das Feld im Raum darstellt. Die Speicherung dieser Matrix benötigt insbesondere bei größeren Problemen enormen Speicherplatz. Im Zeitbereich wird für jeden Zeitschritt das Feld aus dem vorherigen Zeitschritt abgeleitet. Dafür ist keine Lösung eines Gleichungssystems notwendig, weshalb diese Methode mit deutlich weniger Speicher und reduziertem Rechenaufwand bei gleicher Anzahl zu bestimmender Größen auskommt.

Für die beschriebene Problematik bietet die finite Integrationstechnik im Zeitbereich die größte Flexibilität. Die Diskretisierung muss für dielektrische Bereiche zwar entsprechend der Wellenlänge verfeinert werden, die Feldverteilung wird jedoch unter Berücksichtigung sämtlicher Ausbreitungsphänomene berechnet. Ein Vorteil der Zeitbereichsmodellierung besteht darin, dass damit breitbandige Berechnungen durchgeführt werden können. Für Frequenzbereichsmethoden (Strahlenoptische Verfahren, Integralgleichungsverfahren, FDFD) müssen breitbandige Systeme dagegen durch viele Einzelberechnungen modelliert werden.

Die maximale Größe der berechenbaren Strukturen ist durch die Anzahl der im Rechner noch prozessierbaren Elementarzellen mit der Gitterweite

$$w \leq \frac{\lambda_{\min}}{10} \quad (3.1)$$

vorgegeben [Taf95, KL93]. λ_{\min} ist die kleinste in der Struktur auftretende Wellenlänge. Die berechenbaren Systeme werden daher nur durch den verfügbaren Speicher begrenzt. Für die in dieser Arbeit gezeigten Berechnungen wurde teilweise der Vektor-Parallel-Rechner SNI VPP300 verwendet, der sich wegen seiner Vektor-CPU besonders für den verwendeten Algorithmus eignet. In der momentanen Ausbaustufe dieses Systems können, unter Einhaltung von Gleichung (3.1), Applikatoren bis zu einem Volumen von $V = (23 \cdot \lambda)^3$ berechnet werden. Im luftgefüllten Applikator bei 2,45 GHz entspricht dies einem Volumen von ca. 21000 ℓ . Es zeigt sich jedoch, dass solch große Strukturen feiner dis-

kritisiert werden müssen um den auftretenden Phasenfehler gering zu halten [LHK⁺90].

In [FM94, GLV94, HW98, HCM⁺96, IKK96, LTB94, MPR94, SRK⁺96] werden Beispiele für die Anwendung der finiten Differenzen im Bereich der Mikrowellenöfen und der Erwärmung von Materialien aufgezeigt. In [SIW⁺97] werden elektromagnetische Feldverteilungen in einem 4000 ℓ fassenden Ofen mittels FDTD berechnet. Die Berechnung der Feldverteilung innerhalb der Materialien wird in [ISO⁺94] für Sintergut, in [LTS⁺96] für Polymere und in [ZT96] allgemein behandelt. In [HCM⁺96, NT84, HC84] wird aus diesen Feldern eine Temperaturverteilung ohne Berücksichtigung der thermischen Effekte abgeleitet.

In den folgenden Abschnitten werden zunächst die Grundzüge der finiten Integrationstechnik im Zeitbereich erläutert und auf einige spezielle Modellierungsansätze eingegangen, die für die Simulation von Mikrowellenöfen benötigt werden. Einige dieser Ansätze werden in Kapitel 4 auch für die Temperaturmodellierung verwendet.

3.2 Grundlagen der finiten Integrationstechnik

Die finite Integrationstechnik geht von einem diskretisierten Raum aus. Die Gitterabstände können, wie in Bild 3.1 zu sehen, in Grenzen beliebig, d. h. nicht äquidistant, gewählt werden. Durch die Wahl eines kartesischen Gitters entstehen sog. Diskretisierungsquader, denen Materialparameter zugewiesen werden können. Andere Gitterformen kommen in speziellen Fällen [Hol83] zur Anwendung. In dieser Arbeit werden jedoch die typischen, von Yee [Yee66] vorgestellten Gitterzellen verwendet.

Die einzelnen Zellen werden mit (i, j, k) gekennzeichnet. Die Zelle (i, j, k) befindet sich in dem i -ten Diskretisierungszwischenraum in x -Richtung, dem j -ten Zwischenraum in y -Richtung und dem k -ten Zwischenraum in z -Richtung. Bild 3.2 zeigt die Lage der Komponenten innerhalb einer Diskretisierungszelle. Die Komponenten der elektrischen Feldstärke

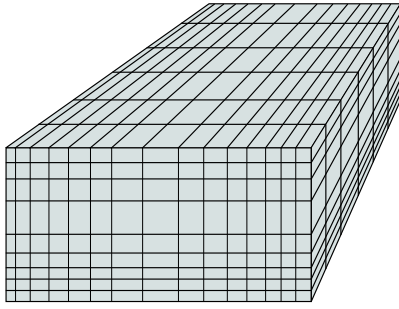


Bild 3.1: Kartesische, nicht äquidistante Diskretisierung eines Volumens

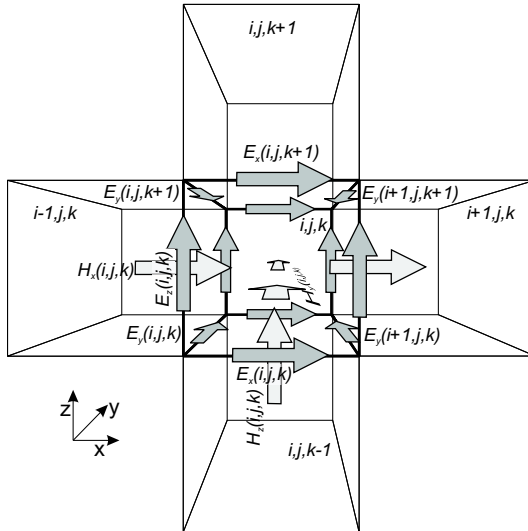


Bild 3.2: Lage der diskreten Feldkomponenten auf einer Diskretisierungszelle

werden auf den Gitterkanten angesetzt. Die magnetischen Komponenten werden flächenmittig platziert. Durch diese Anordnung sind sämtliche Komponenten räumlich getrennt. Die Tiefindizes x, y, z geben die Ausrichtung der Feldstärkekomponente an. Eine solche Anordnung macht die Aufstellung der Gleichungen einfach und bei Materialübergängen

zwischen zwei benachbarten Quadrern sind die Grenzbedingungen bereits im Ansatz erfüllt.

Die *Maxwell*'schen Gleichungen in integraler Form

$$\oint_{\partial A} \vec{H} \cdot d\vec{s} = \iint_A \left(\varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \kappa \vec{E} \right) \cdot d\vec{A} \quad (3.2)$$

$$\oint_{\partial A} \vec{E} \cdot d\vec{s} = - \iint_A \mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \cdot d\vec{A} \quad (3.3)$$

werden zur Verknüpfung der einzelnen Feldstärkekomponenten benützt. Betrachtet man eine einzelne Diskretisierungszelle, so erkennt man, dass bei der gewählten Lage der Komponenten die Integrale in (3.2) und (3.3) einfach beschrieben werden können. Unter der Annahme, dass für jede Komponente \vec{K} das Integral über die Kante s_k mit

$$\int_{s_k} \vec{K} \cdot d\vec{s} = \vec{K} \cdot \vec{s}_k \quad (3.4)$$

vereinfacht werden kann und das Integral über die Fläche A mit

$$\iint_A \vec{K} \cdot d\vec{A} = \vec{A} \cdot \vec{K} \quad (3.5)$$

beschrieben werden kann, lässt sich für die in Bild 3.3 gezeigte Anordnung die Gleichung

$$\begin{aligned} \oint_{\partial A} \vec{H} \cdot d\vec{s} &= \iint_A \left(\varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \kappa \vec{E} \right) \cdot d\vec{A} \quad (3.6) \\ \Delta x (H_x(i, j, k) - H_x(i, j - 1, k)) &+ \quad (3.7) \\ \Delta y (H_y(i - 1, j, k) - H_y(i, j, k)) &= \Delta x \Delta y \left(\varepsilon(i, j, k) \frac{\partial E_z(i, j, k)}{\partial t} \right. \\ &+ \left. \kappa(i, j, k) E_z(i, j, k) \right) \end{aligned}$$

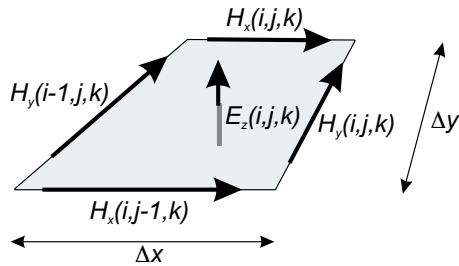


Bild 3.3: Diskrete Feldkomponenten bei der Aufstellung der diskretisierten *Maxwell'schen* Gleichungen

aufstellen. Für andere Komponenten geschieht dies entsprechend, da sich zu jeder elektrischen Komponente vier umliegende magnetische finden lassen. Für magnetische Komponenten erhält man ähnliche Gleichungen, die eine magnetische Komponente mit vier umliegenden elektrischen verbindet. Offensichtlich können die in Gleichung (3.4) und (3.5) gemachten Annahmen nur für Zellengrößen erfüllt sein, die deutlich kleiner als die Wellenlänge sind.



Bild 3.4: E - und H -Komponenten sind auf der Zeitachse jeweils um einen halben Zeitschritt versetzt angeordnet

Bei der Modellierung im Zeitbereich, die in dieser Arbeit ausschließlich zur Anwendung kommt, wird die Zeitachse diskretisiert. Dabei wird ein *Leapfrog*-Schema [Taf95] verwendet, bei dem E - und H -Felder zeitlich um einen halben Diskretisierungsschritt versetzt werden (s. Bild 3.4). Da die H -Felder zu den Zeitpunkten $n + \frac{1}{2}$ berechnet werden, die E -Felder jedoch dazwischen, wird die zeitliche Ableitung auf der rechten

Seite von (3.6) durch den zentralen Differenzenquotienten

$$\left. \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right|^{n+\frac{1}{2}} = \frac{\vec{E}^{n+1} - \vec{E}^n}{\Delta t} \quad (3.8)$$

ersetzt. Diskrete Zeitpunkte werden durch Hochindizes gekennzeichnet. Für leitfähige Materialien wird der zweite Ausdruck auf der rechten Seite in (3.6) durch

$$\left. \kappa \vec{E} \right|^{n+\frac{1}{2}} = \kappa \frac{\vec{E}^{n+1} + \vec{E}^n}{2} \quad (3.9)$$

ersetzt. Wird Gleichung (3.8) und (3.9) in (3.6) eingesetzt und nach E_z^{n+1} aufgelöst ergibt sich

$$\begin{aligned} E_z^{n+1}(i,j,k) &= \frac{2 \varepsilon(i,j,k) - \Delta t \kappa(i,j,k)}{2 \varepsilon(i,j,k) + \Delta t \kappa(i,j,k)} E_z^n(i,j,k) + \\ &\quad \frac{2 \Delta t}{2 \varepsilon(i,j,k) + \Delta t \kappa(i,j,k)} \cdot \\ &\quad \left(\frac{H_x^{n+\frac{1}{2}}(i,j,k) - H_x^{n+\frac{1}{2}}(i,j-1,k)}{\Delta y} + \right. \\ &\quad \left. \frac{H_y^{n+\frac{1}{2}}(i-1,j,k) - H_y^{n+\frac{1}{2}}(i,j,k)}{\Delta x} \right) \end{aligned} \quad (3.10)$$

für die z -Komponente des E -Feldes in der Zelle (i, j, k) .

Für andere Raumrichtungen bzw. magnetische Feldkomponenten lassen sich entsprechende Gleichungen aufstellen. Sämtliche Gleichungen sind in [Taf95, KL93, HW98] aufgeführt. Wie man aus (3.10) sieht, wird das elektrische Feld an einem Ort zum Zeitpunkt $n+1$ aus dem elektrischen Feld zum Zeitpunkt n am gleichen Ort und den umliegenden magnetischen Feldkomponenten zum Zeitpunkt $n + \frac{1}{2}$ berechnet. Somit werden für die Berechnung einer Feldstärkekomponente nur zeitliche zurückliegende Komponenten benötigt. Dies ergibt ein explizites Schema, bei dem kein Gleichungssystem gelöst werden muss, sondern zur Berechnung nur

Additionen und Multiplikationen weniger Größen notwendig sind. Dies ist ein Vorteil dieser Methode, der eine schnelle und speichereffiziente Berechnung ermöglicht. Zusätzlich kann dieser Algorithmus vektorisiert oder parallelisiert werden, wodurch die Berechnungszeiten drastisch reduziert werden können.

Die Anregung des Feldes kann auf verschiedene Arten erfolgen. Zum einen kann man bestimmten Feldstärkekomponenten zu jedem Zeitschritt einen genau festgelegten Wert zuweisen und auf diese Art einen bestimmten zeitlichen Feldstärkeverlauf an einem Ort erzwingen. Diese Anregung wird als „harte Anregung“ (engl. *hard source*) bezeichnet. Nachteil dabei ist, dass elektromagnetische Felder sich nicht ungestört durch diese Anregung hindurch ausbreiten können, sondern an dieser reflektiert werden.

Ist eine solche Reflexion nicht erwünscht, kann man die Felder auch auf eine andere Methode anregen. Den *Maxwell'schen* Gleichungen kann ein weiterer Term hinzugefügt werden, der eine eingeprägte Stromdichte darstellt. Man erhält

$$\oint_{\partial A} \vec{H} \cdot d\vec{s} = \iint_A \left(\varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \kappa \vec{E} + \vec{J}_{\text{elec}} \right) \cdot d\vec{A} \quad (3.11)$$

wenn eine elektrische Stromdichte \vec{J}_{elec} vorgegeben werden soll. \vec{J}_{elec} wird zu jedem Zeitschritt entsprechend einer vorgegebenen Funktion ein bestimmter Wert zugewiesen. Analog kann man mit

$$\oint_{\partial A} \vec{E} \cdot d\vec{s} = - \iint_A \left(\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} + \vec{J}_{\text{magn}} \right) \cdot d\vec{A} \quad (3.12)$$

auch eine fiktive, physikalisch nicht existente magnetische Stromdichte als Anregung verwenden. Diese „weichen Anregungen“ (engl. *soft source*) beeinflussen das restliche Feld nicht, sondern überlagern das von ihnen erzeugte Feld dem an dieser Stelle bereits vorhandenen Feld.

Über die hier dargestellte Art der Diskretisierung hinaus sind auch örtliche Verfeinerungen [JTU⁺92, Col97, Taf98, Kap97], zylindrische [GLV94] oder sphärische Gitter [Hol83] möglich. In [Taf95] werden Gitter vorgestellt, die nicht kartesisch sind und die an Strukturen speziell angepasst

werden können. Die Verwendung dieser Techniken bedeutet jedoch immer einen erheblichen numerischen und damit speicher- und rechentechnischen Mehraufwand. Für die hier behandelten Probleme lohnt sich der Einsatz von solchen Techniken deshalb nicht.

3.2.1 Numerische Stabilität

Ein System ist genau dann stabil, wenn es auf eine beschränkte Eingangsfunktion mit einer beschränkten Ausgangsfunktion antwortet. Um numerische Stabilität des Algorithmus zu erreichen, müssen verschiedene Kriterien eingehalten werden. Dazu gehört nicht nur eine hinreichend feine Diskretisierung des Berechnungsvolumens, sondern auch eine geeignete Wahl des Zeitschritts. Grobe Diskretisierungen verursachen Fehler, so dass die numerische Lösung von der tatsächlichen physikalischen Lösung abweicht. Der numerische Fehler ist proportional zum Quadrat der Diskretisierungsweite [Taf95]. Für hinreichend kleine Diskretisierungsweiten strebt die numerische gegen die exakte Lösung. Bei Verwendung eines äquidistanten Gitters kann für den Zeitschritt die Forderung

$$\Delta t \leq \frac{1}{c \sqrt{\frac{1}{(\Delta x)^2} + \frac{1}{(\Delta y)^2} + \frac{1}{(\Delta z)^2}}} \quad (3.13)$$

angegeben werden [TB75], bei der numerische Stabilität garantiert werden kann. c ist dabei die Ausbreitungsgeschwindigkeit im Medium, Δx , Δy , Δz sind die Diskretisierungsweiten in den entsprechenden Raumrichtungen. Für nicht äquidistante Gitter ist es schwierig eine solche Stabilitätsforderung abzuleiten. Setzt man in Gleichung (3.13) die jeweils minimalen Gitterweiten ein, kann man zwar Stabilität sicherstellen, jedoch können größere Zeitschritte, bei denen der Algorithmus noch stabil arbeitet, existieren.

3.3 Modellierung typischer Leistungseinspeisungen

3.3.1 Offener Hohlleiter

Die einfachste und am häufigsten verwendete Art der Einspeisung ist der offene Hohlleiter, bei dem der speisende Hohlleiter ohne Übergang in den Resonator mündet. Die meisten Mikrowellengeneratoren koppeln ihre Leistung in einen Rechteckhohlleiter aus, der direkt an den Applikator angeflanscht wird. Der Rechteckhohlleiter eignet sich besonders für den Transport hoher Leistungen. In speziellen Fällen, in denen z. B. eine flexible Verbindung zum Applikator benötigt wird, kommen andere Leitungsformen wie Koaxialleiter zum Einsatz.

Zur Modellierung dieser Einspeisungsart muss die Grundmode im Rechteckhohlleiter eingepreßt werden. Dies kann durch die Vorgabe der elektrischen Feldverteilung in einer Querschnittsfläche im Hohlleiter bewirkt werden. Diese Feldverteilung kann analytisch an den Orten der diskreten Feldstärkekomponenten berechnet und an diesen dann eingepreßt werden. Prägt man zudem noch die magnetischen Komponenten ein, kann dadurch die Ausbreitungsrichtung der Welle festgelegt werden.

Besonders geeignet ist der Einsatz eines sog. *Total/Reflected Field* Algorithmus [Taf95], der in Kombination mit absorbierenden Randbedingungen (engl. *Absorbing Boundary Condition (ABC)*) [Ber96] erlaubt, die eingespeiste und reflektierte Leistung zu bestimmen. Dazu wird an der Stelle der Anregung eine virtuelle Schnittstelle geschaffen, die zwei Bereiche voneinander trennt (s. Bild 3.5).

Auf einer Seite der Schnittstelle wird das Gesamtfeld, d. h. die Superposition von eingespeister und reflektierter Welle, numerisch mit dem FDTD Algorithmus berechnet. Eine Feldstärkekomponente (E_{tot} bzw. H_{tot}) stellt die Superposition aus dem eingespeisten (engl. *incident*) und reflektierten Anteil dar. Auf der anderen Seite der Schnittstelle werden nur noch die reflektierten (engl. *reflected*) Anteile (E_{ref} bzw. H_{ref}) ohne eingespeistes Feld betrachtet. Diese werden wegen der absorbierenden Randbedingung nicht zurück in den Applikator reflektiert. An der

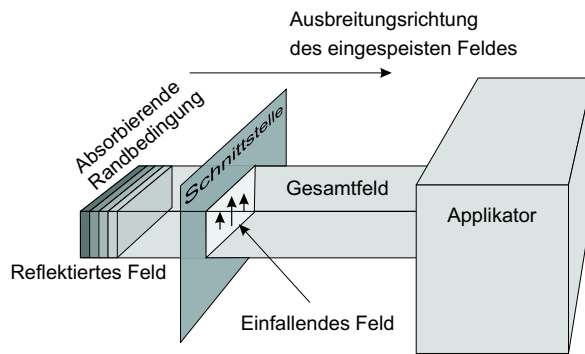


Bild 3.5: Schnittstelle zwischen den Bereichen für reflektiertes Feld und Gesamtfeld, an der das einfallende Feld für die entsprechende Ausbreitungsrichtung eingepägt wird

Schnittstelle muss das einfallende Feld (E_{inc} bzw. H_{inc}) den reflektierten Feldkomponenten hinzuaddiert bzw. von den Gesamtfeldkomponenten abgezogen werden.

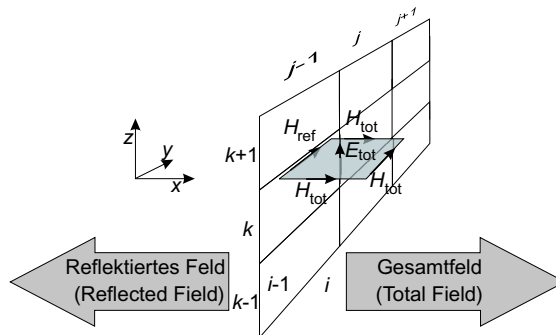


Bild 3.6: Berechnung einer E -Komponente an der Schnittebene zwischen reflektiertem Feld und Gesamtfeld

Bild 3.6 zeigt diese Schnittebene zwischen den beiden Gebieten. Rechts der Ebene befinden sich die Feldkomponenten, die das Gesamtfeld darstellen. Links sind die Komponenten, die nur die reflektierten Feldanteile

darstellen. An der Schnittstelle wird mit

$$E_{\text{tot}} = E_{\text{ref}} + E_{\text{inc}}, \quad H_{\text{tot}} = H_{\text{ref}} + H_{\text{inc}} \quad (3.14)$$

eine Auftrennung des Gesamtfelds in einfallenden und reflektierten Anteil vorgenommen. Für die in Bild 3.6 eingezeichnete Feldkomponente $E_{\text{tot},z}(i,j,k)$ ergibt sich

$$\begin{aligned} E_{\text{tot},z}^{n+1}(i,j,k) &= \frac{2}{2} \frac{\varepsilon(i,j,k) - \Delta t \kappa(i,j,k)}{\varepsilon(i,j,k) + \Delta t \kappa(i,j,k)} E_{\text{tot},z}^n(i,j,k) + \\ &\frac{2\Delta t}{2 \varepsilon(i,j,k) + \Delta t \kappa(i,j,k)} \left(\frac{H_{\text{tot},x}^{n+\frac{1}{2}}(i,j,k) - H_{\text{tot},x}^{n+\frac{1}{2}}(i,j-1,k)}{\Delta y} + \right. \\ &\left. - \frac{H_{\text{tot},y}^{n+\frac{1}{2}}(i,j,k) + H_{\text{ref},y}^{n+\frac{1}{2}}(i-1,j,k)}{\Delta x} + \frac{H_{\text{inc},y}^{n+\frac{1}{2}}(i-1,j,k)}{\Delta x} \right) \end{aligned} \quad (3.15)$$

wenn man $H_{\text{tot},y}^{n+\frac{1}{2}}(i-1,j,k)$ entsprechend Gleichung (3.14) ersetzt. Für die magnetische Komponente $H_{\text{ref},y}(i-1,j,k)$ in Bild 3.7 erhält man

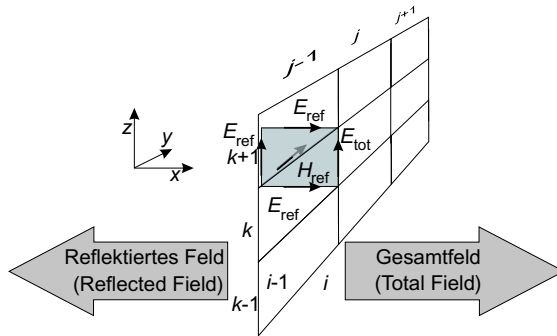


Bild 3.7: Berechnung einer H -Komponente an der Schnittebene zwischen reflektiertem Feld und Gesamtfeld

$$\begin{aligned}
H_{\text{ref},y}^{n+\frac{1}{2}}(i-1,j,k) &= H_{\text{ref},y}^{n-\frac{1}{2}}(i-1,j,k) + \\
&\quad \frac{2 \Delta t}{\mu(i-1,j,k)+\mu(i-1,j-1,k)} \\
&\quad \left(\frac{E_{\text{ref},x}^n(i-1,j,k+1)-E_{\text{ref},x}^n(i-1,j,k)}{\Delta z} \right. \\
&\quad \left. + \frac{E_{\text{ref},z}^n(i-1,j,k)-E_{\text{tot},z}^n(i,j,k)}{\Delta x} + \frac{E_{\text{inc},z}^n(i,j,k)}{\Delta x} \right)
\end{aligned} \tag{3.16}$$

wenn man nach gleichem Schema vorgeht. Da sich $H_{\text{ref},y}(i-1,j,k)$ zwischen zwei Zellen befindet muss die mittlere Permeabilität $\frac{1}{2}(\mu(i-1,j,k)+\mu(i-1,j-1,k))$ eingesetzt werden. Die Komponenten, die weiter in $\pm x$ Richtung liegen werden normal berechnet. In den entsprechenden Gleichungen sind ausschließlich entweder Komponenten des Gesamtfelds oder des reflektierten Felds enthalten.

Mit dem *Total/Reflected Field Algorithmus* lassen sich nur transversale Feldkomponenten anregen. Da normalerweise ein Energiefluß senkrecht zur Ebene gefordert ist, stellt dies keine Einschränkung des Verfahrens dar. In Abschnitt 3.3.3 werden Ergebnisse für die Modellierung einer Hohlleitereinspeisung gezeigt.

Kennt man die transversale elektrische und magnetische Feldverteilung des Hohlleitermoden \vec{E}_{HL} bzw. \vec{H}_{HL} und schließt man die Existenz weiterer Moden aus, ist das Gesamtfeld durch

$$\vec{E}_{\text{tot}}(t) = a(t)\vec{E}_{\text{HL}} + b(t)\vec{E}_{\text{HL}} \tag{3.17}$$

$$\vec{H}_{\text{tot}}(t) = a(t)\vec{H}_{\text{HL}} - b(t)\vec{H}_{\text{HL}} \tag{3.18}$$

bestimmt. Die Amplituden für den hin- ($a(t)$) und rücklaufenden ($b(t)$) Wellenanteil und die in die entsprechende Richtung transportierte Leistung können dann aus dem Gesamtfeld berechnet werden. Sind mehrere Moden existent, ist die Ermittlung der Amplituden $a(t)$ und $b(t)$ aufwendiger, da dann eine Entwicklung des transversalen Feldes in die Moden vorgenommen werden muss. Typischerweise wird jedoch bei der Realisierung von Hohlleitereinspeisungen darauf geachtet, dass nur die Grundmode im Hohlleiter existent sein kann, da nur dann eine einwandfreie Funktion der Hohlleiterkomponenten (Zirkulator, Absorber, usw.) gewährleistet ist.

Eine Ermittlung der Leistung nach

$$P = \iint_A \vec{S} \cdot d\vec{A} = \iint_A (\vec{E} \times \vec{H}) \cdot d\vec{A} \quad (3.19)$$

ergibt nur eine Aussage über den aus hin- und rücklaufender Welle resultierenden Energietransport, ist aber auch anwendbar, wenn die Feldverteilungen der Moden nicht bekannt sind oder mehrere Moden überlagert sind.

3.3.2 Schlitzhohlleiter

Eine weitere verbreitete Art der Einkopplung sind Schlitzhohlleiter. Bei der Einkopplung der Energie durch Schlitzhohlleiter wird die Leistung durch Schlitze, die in einer Wand eines Hohlleiters eingebracht sind, in den Applikator oder direkt ins Material abgestrahlt. Die Leistungsabgabe der Schlitze kann durch deren Anordnung und Geometrie bestimmt werden. So ist es auch möglich, dass jeder Schlitz die gleiche Leistung abgibt. Dazu kann sowohl die breite Seite [Rue80, Dav98] als auch die schmale Seite des Hohlleiters [CdIRS99] verwendet werden. Vorteil bei dieser Einspeisungsart ist, dass die Energie verteilt an verschiedenen Stellen aus dem Hohlleiter ausgekoppelt wird und dadurch eine Feldkonzentration, wie sie beim offenen Hohlleiter auftritt, vermieden wird. Damit kann das Heizgut näher an der Einspeisung positioniert werden. Im Falle des mehrmodigen Applikators kann durch das Design der Schlitze die pro Schlitz abgegebene Leistung variiert werden um das elektromagnetische Feld zu homogenisieren.

Bei der Modellierung können verschiedene Methoden angewandt werden. Die genauesten Ergebnisse erhält man, wenn der gesamte einspeisende Hohlleiter in die Modellierung integriert wird und die bereits gezeigte *Total/Reflected Field* Modellierung angewandt wird. Die Modellierung der Schlitze erhöht den Diskretisierungsaufwand jedoch erheblich. In [MLD⁺97, CdIRS99] werden die Schlitze mit Hilfe einer lokalen Verfeinerung des Gitters modelliert. Dadurch kann der Diskretisierungsaufwand begrenzt werden, jedoch bedingt die feine Diskretisierung im Bereich des Schlitzes einen kurzen Zeitschritt, so dass der Berechnungsaufwand auch für den restlichen Applikator steigt.

In [vB79, But80, Gen97] findet man allgemeine Untersuchungen und Modellierungsansätze für die Kopplung von elektromagnetischen Feldern durch Schlitze, bei denen nicht die Struktur als Ganzes modelliert wird, sondern die Habräume auf beiden Seiten des Schlitzes getrennt betrachtet werden. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen eignen sich vor allem für eine Modellierung mit der Momentenmethode. Besonderes Augenmerk liegt dabei auf Schlitzen, deren Abmessungen einen Bruchteil der Wellenlänge betragen. Für bestimmte Formen der Schlitze werden sog. Formfaktoren gefunden, welche die Polarisierbarkeit der Schlitze in Abhängigkeit von deren Aperturform beschreiben [HM77, HA80, dMvB77]. Für einfache Geometrien, wie z. B. die Kopplung zwischen zwei parallelen Hohlleitern, lassen sich auch analytische Formulierungen finden [EM00].

Rengarajan [Ren96] erweitert diese Methode und berücksichtigt zusätzlich die gegenseitige Verkopplung von mehreren Schlitzen in einem auf der breiteren Seite geschlitzten Hohlleiter. Nach außen strahlen die Schlitze in einen Halbraum ab. In den Untersuchungen zeigt sich, dass die Abstrahlung fast ausschließlich von dem Feld im Hohlleiter bestimmt wird. Ein ähnliches Verhalten ergibt sich auch, wenn die Schlitze in einen gedämpften Resonator abstrahlen. Für einen mit genügend Material befüllten Applikator kann daher die Rückkopplung des Applikators auf die Abstrahlung der Schlitze vernachlässigt werden.

In [TUB⁺88, LP94, MBL97] werden Kopplungslöcher in der FITTD modelliert, indem die Aperturen geschlossen und an dieser Stelle Ströme eingepreßt werden. Es wird eine Methode gezeigt, die es erlaubt die Kopplung durch kleine Aperturflächen in elektrisch leitenden Flächen auf diese Weise direkt in den FITTD Algorithmus zu integrieren. Die Aperturen können durch elektrische und/oder magnetische Ströme ersetzt werden. Je nach Lage der zugehörigen elektrisch leitenden Fläche kann die eine oder andere Methode sich als günstiger erweisen um den die Apertur ersetzenden Strom direkt auf der Oberfläche zu positionieren.

Wenn eine Rückwirkung des Feldes innerhalb des Applikators auf die Amplituden der Felder in den Schlitzen vernachlässigt werden kann, muss der einspeisende Hohlleiter nicht in die Modellierung integriert

werden. Statt dessen kann direkt die Feldverteilung in den Schlitzen durch magnetische oder elektrische, eingeprägte Ströme oder Feldstärken nachgebildet werden. Die Vernachlässigung der Rückwirkung ist z. B. dann zulässig, wenn der Applikator hinreichend niedrige Güte aufweist. Dies ist im realen Anwendungsfall, bei dem der Ofen beladen ist, meistens gegeben, da das Heizgut und eventuelle Brennhilfsmittel ausreichend Leistung absorbieren.

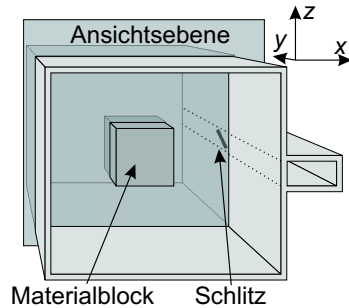


Bild 3.8: Mehrmodiger Resonator mit verlustbehaftetem Materialblock ($\epsilon_r = 2,0$; $\kappa = 0,1$), der über einen Hohlleiter mit einem Kopplungsschlitz gespeist wird

Um eine genaue Modellierung der Schlitze sicherzustellen, empfiehlt es sich, zunächst nur den Schlitzhohlleiter zu modellieren, um die in den Schlitzen entstehenden Felder zu berechnen. Die Ergebnisse aus dieser Berechnung können dann dazu verwendet werden um die Schlitze durch äquivalente eingeprägte Ströme oder Feldstärken zu ersetzen. Für bestimmte Geometrien kann die Amplitude der äquivalenten Ströme auch analytisch bestimmt werden. Für die in Bild 3.8 abgebildete Anordnung zeigt Bild 3.9 die Ergebnisse einer einfachen Verifikation der Schlitzmodellierung. Im linken Bild wird der Hohlleiter gespeist und die Felder koppeln durch den schräg verlaufenden, rechteckförmigen Schlitz in den Resonator ein. Rechts ist kein Schlitz vorhanden, sondern die Einspeisung wird durch äquivalente magnetische Dipole nachgebildet. Man erkennt, dass sich im Wesentlichen dieselbe Feldverteilung im Inneren des Resonators ausbildet.

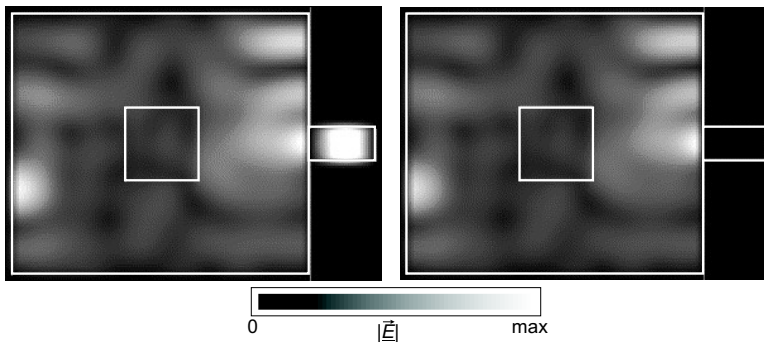


Bild 3.9: Amplitude der komplexen Feldstärke ($|\underline{E}|$) bei der Modellierung des Schlitzes und Speisung des Hohlleiters (links) sowie bei der Modellierung mit äquivalenten magnetischen Strömen (rechts), $f = 2,45$ GHz

Bild 3.10 zeigt einen 900ℓ fassenden Mikrowellenofen, der über 9 Schlitzhohlleiter gespeist wird [HW97]. Die Hohlleiter haben jeweils 6 Schlitzte, die durch äquivalente magnetische Ströme ersetzt werden. Um bessere thermische Eigenschaften zu erreichen ist eine Isolierung in den Ofen eingebracht. Diese hat eine Permittivität von $\epsilon_r = 1,23$. Die Verluste in diesem Material sind vernachlässigbar. Die Schlitzhohlleiter werden jeweils mit einem eigenen Generator bei 2,45 GHz gespeist.

Bild 3.11 zeigt die Feldverteilung im Ofen für zwei verschiedene Konfigurationen. Links ist der zeitliche Mittelwert des quadrierten Betrags der Feldstärke für den Fall abgebildet, dass der Ofen nur durch einen Hohlleiter gespeist wird. Dies ist der dunkel gefärbte Hohlleiter in Bild 3.10. Rechts ist die Feldverteilung für die Speisung mit allen 9 Hohlleitern abgebildet, die sich aus der inkohärenten Überlagerung der mittleren Feldstärkequadrate für die einzelnen Speisungen ergibt.

Die Felder der 9 Hohlleiter überlagern sich inkohärent, da sie von unterschiedlichen Generatoren gespeist werden. Man erkennt deutlich die Homogenitätssteigerung des Mikrowellenfeldes. Für die linke Konfiguration ergibt sich mit $HO = 1,13$ eine geringere Homogenität als auf der rechten Seite ($HO = 2,29$).

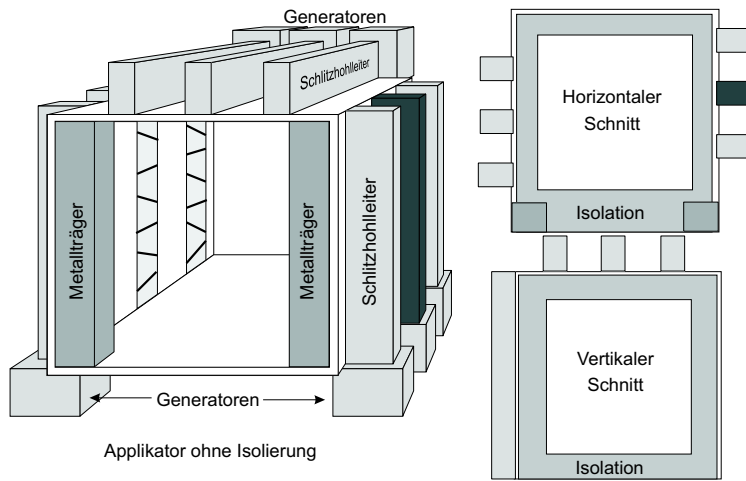


Bild 3.10: Mikrowellenofen mit thermischer Isolierung ($\epsilon_r = 1,23$, links zur besseren Übersichtlichkeit nicht eingezeichnet), jeder Schlitzhohleiter wird von einem separaten Generator gespeist

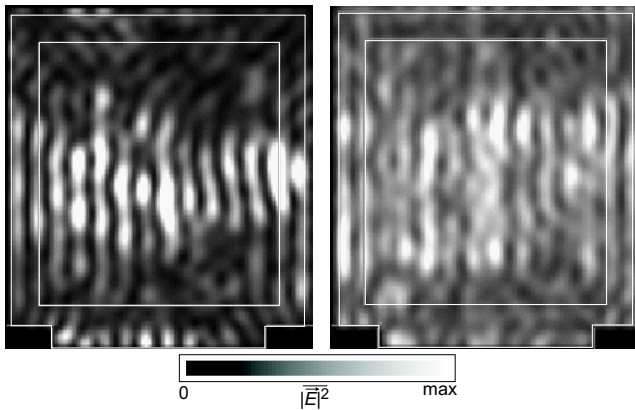


Bild 3.11: Feldverteilung ($|\vec{E}|^2$) im Mikrowellenofen, links für Speisung durch einen einzelnen Hohlleiter (dunkler Hohlleiter in Bild 3.10), rechts bei Speisung durch alle 9 Hohlleiter

3.3.3 Untersuchung der Feldhomogenität bei verschiedenen Einspeisungen

Die Einflüsse der Einspeisung auf die Feldhomogenität wird hier an zwei mehrmodigen Öfen gezeigt (Tab. 3.1). Dieser Typ wird bei industriellen Anwendungen vorrangig eingesetzt, da die Abmessungen im Vergleich zu Wanderwellen- und einmodigen Applikatoren groß gewählt werden können und der Ofen deshalb ein großes Fassungsvermögen aufweist. Abhängig von der Einspeisung werden unterschiedliche Moden mit verschiedenen Amplituden im Inneren angeregt. Die Einspeisung ist deshalb ein entscheidender Faktor für die Feldhomogenität und damit die Qualität der Erwärmung [CR96].

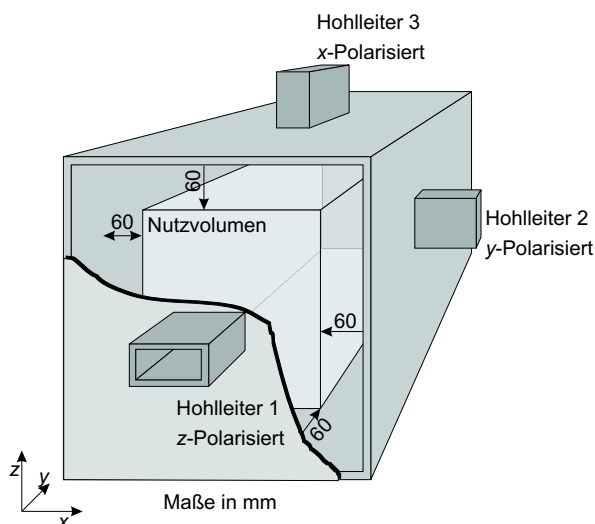


Bild 3.12: Geometrie der beiden Mikrowellenöfen mit drei Hohlleitern, die jeweils unterschiedliche Polarisationen einspeisen, Maße s. auch Tab. 3.1

Die Berechnungen werden hier an quaderförmigen Applikatoren durchgeführt. Eine Skizze zeigt Bild 3.12. Die Betrachtungen sind jedoch auf beliebige Formen anwendbar. Die Applikatoren werden von Magne-

Tabelle 3.1: Abmessungen der untersuchten Mikrowellenapplikatoren und Lage der Hohlleiter (Maße in mm)

Abmessung		Ofen 1 (53 ℓ)	Ofen 2 (926 ℓ)
Ofeninnenraum	x	0–375	0–975
	y	0–350	0–950
	z	0–400	0–1000
Nutzvolumen	x	60–315	60–915
	y	60–290	60–890
	z	60–340	60–940
Hohlleiter 1	x	144,5–230,5	444,5–530,5
	y	0	0
	z	178,5–221,5	478,5–521,5
Hohlleiter 2	x	375	975
	y	153,5–196,5	453,5–496,5
	z	157–243	457–543
Hohlleiter 3	x	166–209	466–509
	y	132–218	432–518
	z	400	1000

trons gespeist. Typischerweise haben diese eine Frequenz von 2,45 GHz. Diese Quellen unterliegen jedoch gewissen Frequenzschwankungen. Im normalen Betrieb beträgt die von einem Magnetron emittierte Bandbreite einige MHz [DM94, MM83b]. Die Betriebsfrequenz eines Magnetrons ist zusätzlich von der Anpassung seines Ausgangs abhängig. Diesen Effekt kann man zur Variation der Frequenz nutzen (*frequency pulling*) [Mer98], indem mit *Stub-Tunern* die Anpassung und damit die Frequenz variiert wird. Durch kontinuierliches Durchstimmen eines *Stub-Tuners* kann die emittierte Bandbreite auf ≈ 20 MHz erhöht werden. In mehrmodigen Systemen kann dadurch, wie in Abschnitt 3.4 gezeigt, die Zahl der angeregten Moden und damit die Homogenität erhöht werden.

Manche Systeme verwenden einen *Tuner* in Verbindung mit einem Leistungsmesser, der die vom Applikator reflektierte Leistung ermittelt.

Der *Tuner* wird dann so verändert, dass minimale Leistung vom Applikator reflektiert wird. Ein solches System optimiert die Leistungseinspeisung auf maximale Effizienz. Die Homogenität des Feldes wird dabei nicht berücksichtigt. Bei problematischen Materialien, die zu lokalen Temperaturüberhöhungen (engl. *hot spots*) neigen, ist ein solches System deshalb nicht anwendbar. Da die wärmeren Bereiche bei solchen Materialien das elektrische Feld besser absorbieren, würde sich bei der Verwendung einer solchen Regelung ein Feld ausbilden, das zur Effizienzsteigerung möglichst hohe Feldstärken an den warmen Punkten aufweist. Dies würde jedoch die ohnehin schon zu warmen Bereiche verstärkt erwärmen und damit einen hohen Temperaturgradienten erzeugen. Aus diesem Grund werden solche Systeme hier nicht untersucht.

Zur Nachbildung der Mikrowellenquelle wird ein Puls entsprechender Bandbreite ($B = 20$ MHz) eingesetzt. Die Leistung wird vor allem bei den Resonanzfrequenzen in den Applikator eingekoppelt. Die Form des Pulses wird in Abschnitt 3.4.2 diskutiert.

Unbeladene Applikatoren

Zunächst wird der Ofen als leer angenommen. Als Idealfall wird angenommen, dass sämtliche möglichen Moden mit der gleichen Amplitude angeregt werden. Die Anzahl der möglichen Moden ist von der Bandbreite des Mikrowellengenerators und den Abmessungen des Ofens abhängig. Im Frequenzbereich von 2,44–2,46 GHz sind im 53 ℓ fassenden Applikator maximal vier Moden existent, im 926 ℓ fassenden Ofen sind es 55.

Bild 3.13 zeigt die als ideal angenommenen Feldverteilungen der hier untersuchten Applikatoren. Diese Feldverteilungen sind analytisch berechnet, indem die möglichen Moden inkohärent überlagert werden. Diese Überlagerung ist physikalisch sinnvoll, sofern die Moden unterschiedliche Frequenzen aufweisen oder nicht gleichzeitig existieren. Koexistente Moden mit der gleichen Resonanzfrequenz überlagern sich hingegen kohärent. In den gezeigten Geometrien treten in dem angegebenen Frequenzbereich jedoch keine Moden mit gleicher Resonanzfrequenz auf. Man erkennt deutlich, dass die Anzahl der angeregten Moden einen

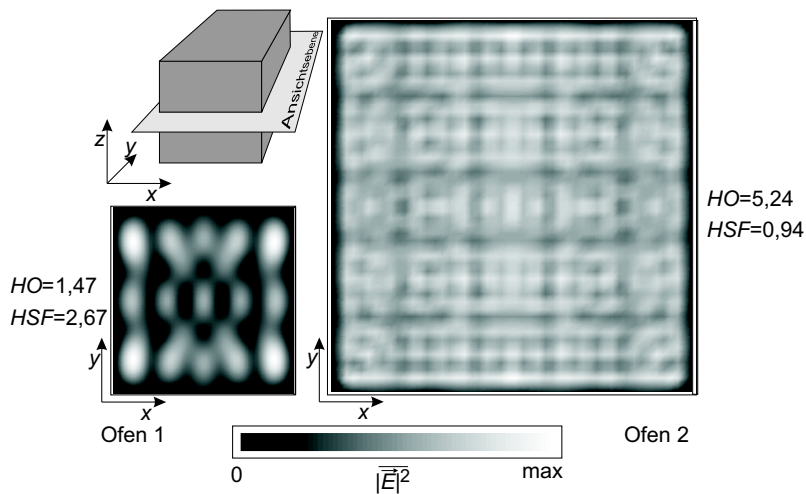


Bild 3.13: Feldverteilungen ($|\vec{E}|^2$) im 53 ℓ und 926 ℓ großen Applikator, horizontaler Schnitt in der Mitte der Öfen bei idealer Anregung, d. h. alle Moden haben die gleiche Amplitude, $f_c = 2,45$ GHz, $B = 20$ MHz, das Nutzvolumen beginnt jeweils 60 mm vor den Ofenwänden

Einfluss auf die Homogenität des Feldes hat. Je mehr Moden angeregt werden, desto homogener wird das elektromagnetische Feld.

Berechnet man die Homogenität HO_{elec} des elektromagnetischen Feldes, wie in Abschnitt 2.2 beschrieben, für ein Nutzvolumen, welches in beiden Öfen jeweils 60 mm vor den Ofenwänden beginnt, erhält man für den 53 ℓ Ofen einen Wert von $HO_{\text{elec},53 \ell} = 1,47$. Beim größeren Ofen beträgt dieser Wert $HO_{\text{elec},926 \ell} = 5,26$.

Zunächst werden die beiden gezeigten Applikatoren mit einem offenen Hohlleiter gespeist. Der Hohlleiter ist in der Mitte der vorderen Wand ($y = 0$ mm) angeflanscht. Es handelt sich um einen WG340 mit einem Querschnitt von 43×86 mm², der üblicherweise für den verwendeten Frequenzbereich eingesetzt wird. Bild 3.14 zeigt die Feldverteilung in derselben Ebene wie in Bild 3.13. Dargestellt ist die zeitlich gemittelte Feldverteilung ($|\vec{E}|^2$). Man kann deutlich erkennen, dass die Feldvertei-

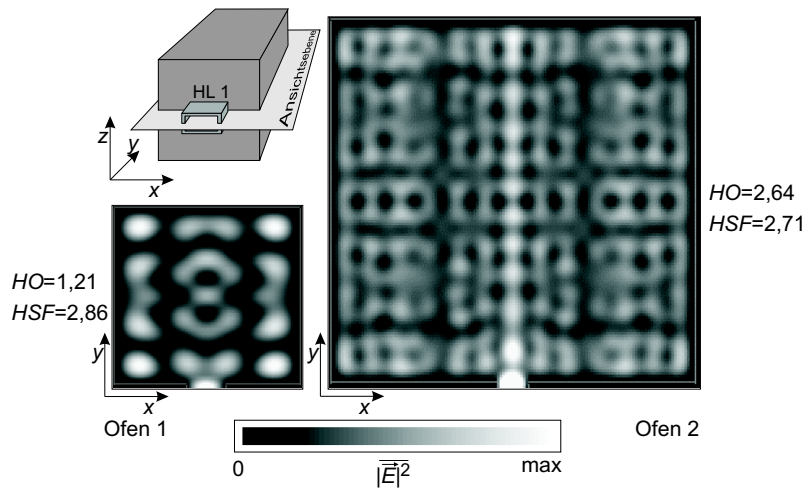


Bild 3.14: Feldverteilung ($|\vec{E}|^2$) im leeren Applikator bei Einspeisung durch Hohlleiter 1, $f_c = 2,45$ GHz, $B = 20$ MHz

lung sich aus wenigen Moden zusammensetzt. Die Homogenitätszahlen sind entsprechend gering ($HO_{\text{elec},53\ell} = 1,21$ bzw. $HO_{\text{elec},926\ell} = 2,64$). Im 926ℓ fassenden Ofen werden aufgrund des größeren Volumens mehr Moden angeregt, so dass dort die bessere Homogenität erreicht wird.

Bei der Einspeisung mit 3 Hohlleitern, wie sie in Bild 3.15 dargestellt ist, kann man erkennen, dass mehr Moden angeregt werden. Die Hohlleiter sind so angeordnet, dass sie jeweils unterschiedliche Polarisierungen einspeisen. Bei der FITTD-Berechnung werden die Felder getrennt für jede Einspeisung berechnet und anschließend mit

$$|\vec{E}_{\text{ges}}(\vec{x}, t)|^2 = \sum_{n=1}^3 |\vec{E}_n(\vec{x}, t)|^2 \quad (3.20)$$

die Feldverteilung berechnet. Dieses Vorgehen ist notwendig, wenn die 3 Hohlleiter von getrennten Generatoren gespeist werden. Die zur Mikrowellenheizung verwendeten Generatoren haben i. Allg. keine Phasenstabilität, so dass die Phasendifferenz zwischen den einzelnen Generatoren

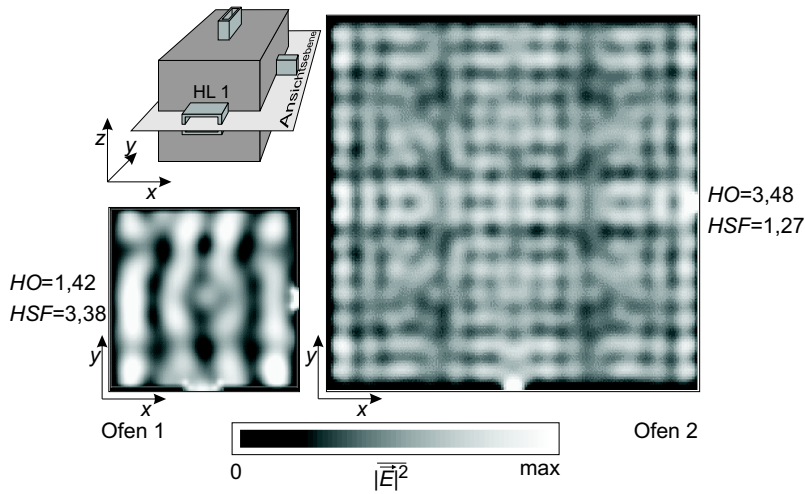


Bild 3.15: Feldverteilung ($|\vec{E}|^2$) im leeren Applikator bei Einspeisung durch 3 Hohlleiter, die jeweils mittig an einer Seitenwand angeordnet sind (s. Tab. 3.1 bzw. Bild 3.12), $f_c = 2,45$ GHz, $B = 20$ MHz

sich permanent ändert. Die berechneten Felder werden deshalb inkohärent überlagert. Die Homogenität bei Speisung mit 3 entkoppelten Hohlleitern errechnet sich zu $HO_{\text{elec},53 \ell} = 1,42$ und $HO_{\text{elec},926 \ell} = 3,48$.

Applikatoren mit Beladung

In die Applikatoren werden jeweils vier gleiche Materialblöcke eingebracht. Diese sind symmetrisch um den Ofenmittelpunkt angeordnet. Bild 3.16 zeigt die Position der Materialblöcke um den Mittelpunkt. Das Material besitzt eine Permittivität von $\epsilon_r = 2$ und eine Leitfähigkeit von $\kappa = 0,1$ S/m. Stapelhilfsmittel werden nicht berücksichtigt bzw. es wird angenommen, dass diese das elektromagnetische Feld nicht beeinflussen.

Bild 3.17 zeigt die Feldverteilung für den durch einen Hohlleiter gespeisten Applikator. Da Materialien im Applikator enthalten sind, wird die Homogenitätszahl nur für das Feld innerhalb der Materialien bestimmt,

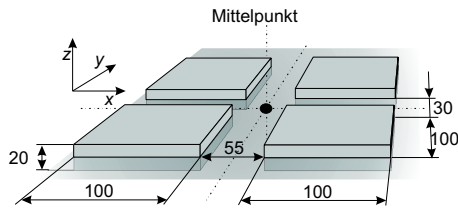


Bild 3.16: Position der vier gleichen Materialblöcke ($\epsilon_r = 2,0$; $\kappa = 0,1 \text{ S/m}$) um den Ofenmittelpunkt, Maße in mm

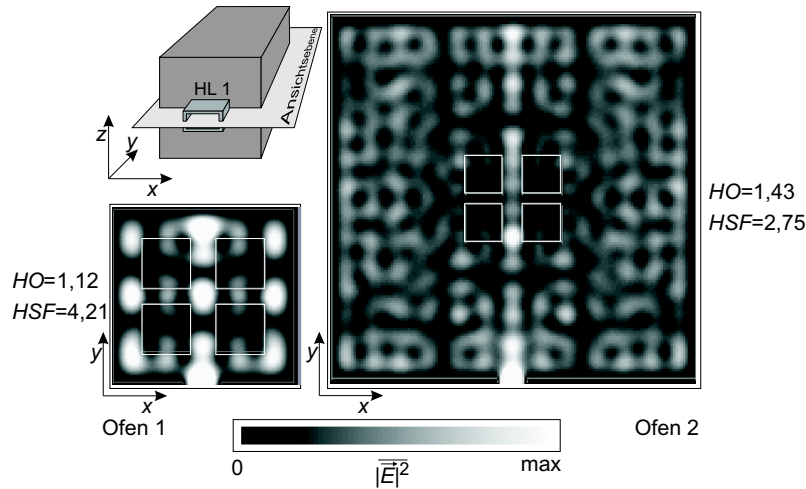


Bild 3.17: Feldverteilung ($|\vec{E}|^2$) in den beladenen Applikatoren bei Speisung durch Hohlleiter 1, $f_c = 2,45 \text{ GHz}$, $B = 20 \text{ MHz}$

da die Bereiche außerhalb bei der Erwärmung keine Rolle spielen. Für die gezeigte Konfiguration ergibt sich $HO_{\text{elec},53\ell} = 1,12$ für den 53ℓ Ofen bzw. $HO_{\text{elec},926\ell} = 1,43$ für den größeren Applikator.

In Bild 3.18 ist zu erkennen, dass – wie beim leeren Applikator – sich eine Homogenisierung des Feldes ergibt, wenn mit 3 Hohlleitern unterschiedlicher Polarisierung eingespeist wird. Entsprechend fallen auch die Homogenitätszahlen aus ($HO_{\text{elec},53\ell} = 2,34$, $HO_{\text{elec},926\ell} = 3,63$).

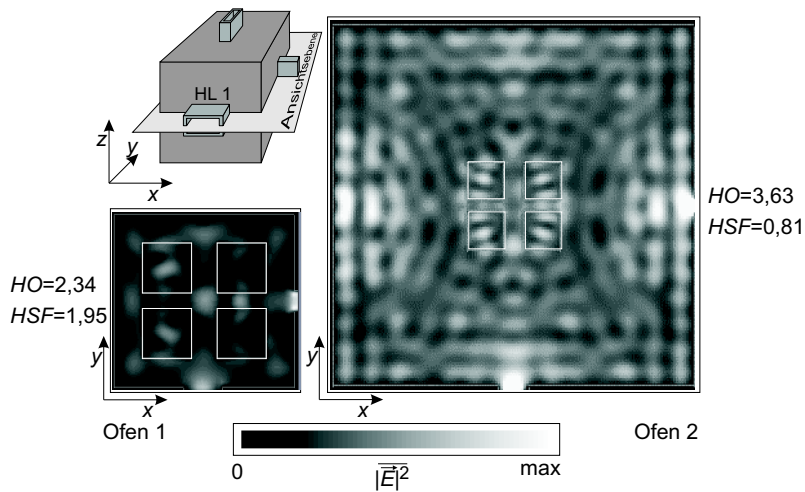


Bild 3.18: Feldverteilung ($|\vec{E}|^2$) in den beladenen Applikatoren bei Speisung durch 3 Hohlleiter (Geometrie s. Tab. 3.1 bzw. Bild 3.12), $f_c = 2,45$ GHz, $B = 20$ MHz

Grundsätzlich lassen sich aus den elektromagnetischen Feldern in leeren Öfen keine Rückschlüsse auf die Felder mit Befüllung ziehen. Eine Homogenitätssteigerung des elektromagnetischen Feldes im leeren Ofen führt jedoch meistens auch zu einer Homogenitätssteigerung in den erwärmten Materialproben.

3.4 Modellierung von Mikrowellenquellen unterschiedlicher Bandbreite

Mikrowellenquellen besitzen aufgrund ihres Funktionprinzips und ihrer Bauart unterschiedliche Bandbreiten. Wie bereits gezeigt, ist auch die Bandbreite für die Anzahl der in einem Applikator angeregten Moden verantwortlich und damit auch für die Feldhomogenität. Bei manchen Applikatoren wird dieser Homogenisierungseffekt durch den Einsatz sehr

breitbandiger Quellen gezielt genutzt [JLS94, DJ94, FTL⁺96, FGC⁺96]. Diese Generatoren sind derzeit jedoch nicht mit für großindustrielle Anwendungen ausreichender Leistung verfügbar [Lam96].

Für schmal- und breitbandige Quellen muss eine unterschiedliche Art der Modellierung gewählt werden.

3.4.1 Schmalbandige Quellen

Unter schmalbandigen Quellen versteht man Quellen deren Zeitbereichssignal als harmonische Schwingung modelliert werden kann.

Zur Anregung des Feldes im Applikator wird eine Sinusfunktion

$$f_{\text{Anr}}(t) \sim \sin(\omega t) = \text{Re} \{ e^{j\omega t} \} \quad (3.21)$$

verwendet. Um Instabilitäten zu vermeiden, sollte diese jedoch zusätzlich mit einem Einschwingvorgang versehen werden. Bei hartem Einschaltvorgang entstehen Oberwellen mit Frequenzen, für welche die Diskretisierung nicht mehr ausreichend sein kann. Die Berechnungsdauer muss lang genug sein, damit sich im Applikator der eingeschwingene Zustand einstellt. Die Zeit, bis der eingeschwingene Zustand erreicht ist, hängt von der Güte des Applikators ab. Die Güte

$$Q = \omega_0 \frac{W}{P_v} = 2\pi f_0 \frac{W}{P_v} \quad (3.22)$$

ist definiert als Verhältnis der im Resonator gespeicherten Energie W zu der Verlustleistung pro Schwingung P_v bei der Frequenz f_0 . Der Einschwing- und Ausschwingvorgang verläuft exponentiell. Beim Ausschwingen nimmt die Energie gemäß

$$W(t) = W_0 e^{-\frac{\omega_0 t}{Q}} \quad (3.23)$$

ab [Col73]. Der Ausschwingvorgang wird als abgeschlossen betrachtet, wenn die Energie auf 5% (e^{-3}) abgenommen hat. Die Ausschwingzeit T_{aus} ergibt sich dann zu

$$T_{\text{aus}} = \frac{3Q}{\omega_0} \quad (3.24)$$

Diese Zeit ist auch das Minimum der Berechnungszeit um sicherzustellen, dass der eingeschwungene Zustand erreicht wird. Dabei muss die Einschwingzeit der Anregungsfunktion noch zusätzlich berücksichtigt werden. Ist die Güte des Applikators nicht bekannt, muss die Einschwingzeit des Systems anhand der zeitlichen Funktion der Feldstärke ermittelt werden. Zur Sicherstellung des eingeschwungenen Zustandes sind lange Berechnungszeiten notwendig. Zur einfachen Abschätzung der benötigten Zeit kann der leere Ofen verwendet werden, da die Befüllung die Güte und damit die Ein- und Ausschwingzeit reduziert.

Diese Anregungsmodellierung wird bei Systemen eingesetzt, die mit geringer Bandbreite arbeiten. Mikrowellenquellen, die auf Resonatoren basieren (z. B. Magnetrons) und die ohne Frequenzverstimmung (z. B. *Stub-Tuner*) arbeiten, können als schmalbandige Quellen angenommen werden. Speziell bei Magnetrons muss jedoch die Betriebsfrequenz überprüft werden, da abhängig von der Anpassung des Applikators an die Quelle und dem Betriebszustand eine Frequenzverschiebung auftritt.

3.4.2 Breitbandige Quellen

Bei breitbandigen Quellen wird keine kontinuierliche Anregungsfunktion sondern ein Puls verwendet. Der Puls hat im Idealfall dasselbe Spektrum wie die zu modellierende Quelle. Je nach Art der Quelle entsteht die Bandbreite durch Phasenrauschen der Quelle oder durch eine aktive Frequenzmodulation. In beiden Fällen ist eine direkte Umsetzung in der Simulation nur sehr umständlich möglich. Bei der Modellierung von Rauschen muss eine lange Berechnungszeit gewählt werden, damit auch tatsächlich das gewünschte Spektrum angeregt wird. Bei der aktiven Frequenzmodulation wird meistens ein mechanisches Verfahren (z. B. *Stub-Tunern*) eingesetzt. Die Schwingungsdauer der Modulation ist sehr lang im Vergleich zur Mittenfrequenz, weshalb eine direkte Nachbildung dieser Anregung eine sehr lange Berechnungszeit zur Folge hätte.

Deshalb wird ein Puls verwendet, der ein breitbandiges Spektrum aufweist. Die Berechnungsdauer muss so gewählt werden, dass sämtliche Felder, die durch den Puls angeregt werden, wieder abgeklungen sind.

Diese Zeit hängt wie der Einschwingvorgang bei der schmalbandigen Modellierung von der Güte des Applikators ab.

Die Verlustleistungsdichte, die in einem breitbandigen Mikrowellenfeld absorbiert wird, kann mit dem *Parseval'schen* Integral durch

$$\overline{p_{\text{abs}}(\vec{x})} = \kappa \frac{1}{B} \int_{f=-\frac{B}{2}}^{+\frac{B}{2}} \left| \vec{E}(\vec{x}, f) \right|^2 df = \kappa \frac{1}{T_{\text{end}}} \int_{t=0}^{T_{\text{end}}} \left| \vec{E}(\vec{x}, \tau) \right|^2 d\tau \quad (3.25)$$

berechnet werden, wenn das elektrische Feld für $t < 0$ und $t > T_{\text{end}}$ vernachlässigbar gering ist und die gesamte Energie innerhalb der Bandbreite B liegt. Da die Berechnung bei $t = 0$ mit einem feldfreien Raum startet, ist die erste Bedingung immer erfüllt. Um die zweite Bedingung zu erfüllen, muss nach der Feldanregung durch den Puls die Berechnung weitergeführt werden, bis die Felder genügend abgeklungen sind.

Für die beschriebene Quelle (Generator-*Stub-Tuner*-Kombination) mit niedriger Modulationsfrequenz ergibt sich ein rechteckförmiges Spektrum, wie in Bild 3.19 beispielhaft gezeigt. Dabei wurde die für Magnetrons übliche Mittenfrequenz von $f_c = 2,45$ GHz und eine Bandbreite von $B = 20$ MHz gewählt, wie sie typischerweise durch *Stub-Tuner* erreicht wird. Zur Nachbildung dieses Spektrums eignet sich am Besten ein Puls der Form

$$f(t) = \begin{cases} \frac{\sin(2\pi f_m t)}{2\pi f_m t} \cos(2\pi f_c t) & \text{für } -\frac{T_{\text{Puls}}}{2} \leq t \leq \frac{T_{\text{Puls}}}{2}, \\ 0 & \text{sonst.} \end{cases} \quad (3.26)$$

Die Funktion $\frac{\sin(x)}{x}$ wird häufig auch mit $\text{sinc}(x)$ bezeichnet. T_{Puls} sollte dabei ein Vielfaches der Periodendauer der Frequenz $f_m = \frac{1}{T_m}$ betragen um das Überschwingen im Frequenzspektrum zu minimieren. Der Puls beginnt und endet in diesem Fall in einem Nulldurchgang. In Bild 3.19 sind die Spektren für verschiedene Pulsdauern aufgezeigt.

Zur Vermeidung des Überschwingens und Reduzierung der Welligkeit kann ein sog. *raised cosine* Puls verwendet werden, der auf dem in Glei-

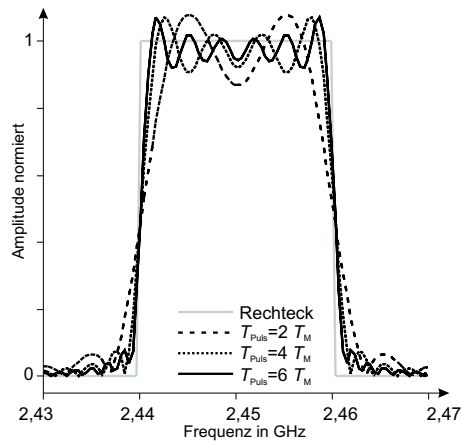


Bild 3.19: Ideal rechteckförmiges Spektrum einer realen Mikrowellenquelle im Vergleich zu Spektren die mit einer $\frac{\sin(x)}{x}$ Anregung erreicht werden, $f_c = 2,45$ GHz, $B = 20$ MHz

chung (3.26) gezeigten Puls basiert. Der *raised cosine* Puls

$$f(t) = \begin{cases} \frac{\sin(2\pi f_m t)}{2\pi f_m t} \frac{\cos(\alpha \frac{2\pi f_m t}{1-16\alpha^2 \frac{f_m^2}{f_c^2} t^2})}{1-16\alpha^2 \frac{f_m^2}{f_c^2} t^2} \cos(2\pi f_c t) & \text{für } -\frac{T_{\text{Puls}}}{2} \leq t \leq \frac{T_{\text{Puls}}}{2}, \\ 0 & \text{sonst.} \end{cases} \quad (3.27)$$

beinhaltet einen variablen Parameter α mit dem die Form des Pulses variiert werden kann. In Bild 3.20 sind die Spektren für verschiedene Werte von α gezeigt. Die Pulsdauer $T_{\text{Puls}} = 4 T_m$ ist dabei konstant. α kann zwischen 0 und 1 variiert werden. Für $\alpha = 0$ ist der Puls identisch zum *sinc* Puls. Für $\alpha > 0$ wird jedoch auch für beliebig lange Pulsdauern nicht das rechteckförmige Spektrum erreicht.

Die richtige Wahl der Parameter T_{Puls} und α hängt von den gegebenen Werten f_m und f_c ab. Bei geringer Bandbreite ist die Periodendauer T_m der Frequenz f_m sehr groß gegenüber der Periodendauer der Mittelfrequenz T_c . Der Puls ist dann relativ lang und es werden viele Berechnungszeitschritte für die Anregung des Pulses benötigt. Bei großen Bandbreiten kann der Puls relativ kurz gewählt werden, man erreicht

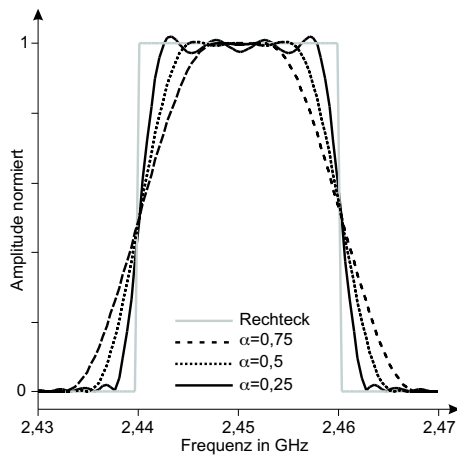


Bild 3.20: Frequenzspektren von *raised cosine* Pulsen für verschiedene Werte des Parameters α , $T_{\text{Puls}} = 4 T_M$, $f_c = 2,45$ GHz, $B = 20$ MHz

eine bessere Annäherung an das ideale rechteckförmige Spektrum und benötigt entsprechend weniger Berechnungsschritte.

Es gibt Systeme, die mit Bandbreiten von 60 % arbeiten [FTL⁺96]. Für solche Systeme stellt eine Modellierung mit einem breitbandigen Puls eine sehr gute Näherung dar. Aber auch für die Modellierung schmalbandigerer Systeme, wie z. B. kontinuierlich durchgestimmte Magnetron-*Stub-Tuner* Kombinationen, können Pulse verwendet werden.

3.4.3 Untersuchung der Feldhomogenität für verschiedene Quellentypen

Die Feldhomogenität in resonanten Strukturen hängt, wie bereits erwähnt, von der Anzahl der angeregten Moden und deren Amplitude ab. Dieser Zusammenhang wurde bereits bei der Untersuchung der verschiedenen Einspeisungen gezeigt. Die Anzahl der angeregten Moden hängt jedoch nicht nur von der Einspeisung sondern auch von der Bandbreite der Quelle ab.

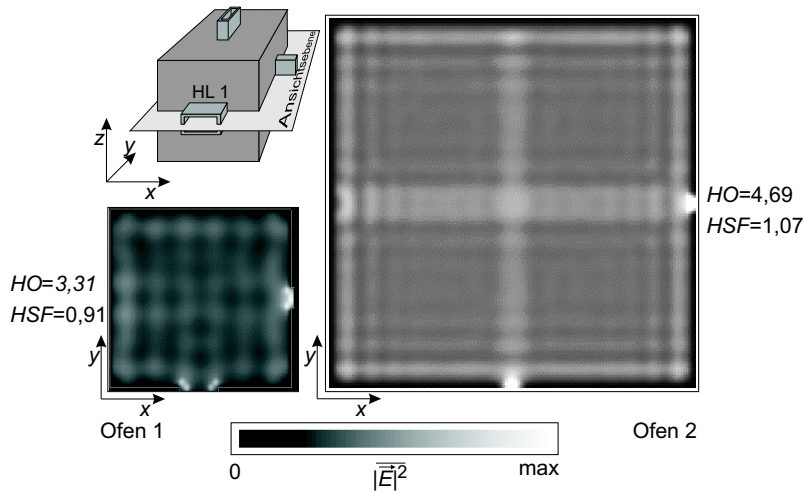


Bild 3.21: Feldverteilung ($|\vec{E}|^2$) in den leeren Applikatoren, Einspeisung durch 3 Hohlleiter (Geometrie s. Tab. 3.1 bzw. Bild 3.12), $f_c = 2,45$ GHz, $B = 250$ MHz

Um die Homogenisierung des Feldes durch Anregung mit höherer Bandbreite zu zeigen, werden die in Abschnitt 3.3.3 gezeigten Applikatoren mit breitbandigen Quellen gespeist. Bild 3.21 zeigt das Ergebnis für eine Bandbreite von 250 MHz bei einer Mittenfrequenz von 2,45 GHz. Dargestellt ist das mittlere Betragsquadrat der elektrischen Feldstärke. Die Homogenitätszahlen zeigen, dass das Feld gegenüber den schmalbandigen Quellen homogener ist. Es ergeben sich $HO_{\text{elec},53\ell} = 3,31$ und $HO_{\text{elec},926\ell} = 4,69$ für die Homogenitäten im Nutzvolumen.

Erhöht man die Bandbreite auf $B = 500$ MHz, ergeben sich die in Bild 3.22 gezeigten Feldverteilungen. Die Homogenität wird noch weiter gesteigert ($HO_{\text{elec},53\ell} = 3,53$, $HO_{\text{elec},926\ell} = 4,84$ innerhalb des Nutzvolumens).

Eine Erhöhung der Bandbreite führt jedoch nur zur Homogenisierung, wenn die Anzahl der existenten Moden dadurch erhöht wird. Bei Applikatoren die im Bereich der Mittenfrequenz eine hohe Modendichte

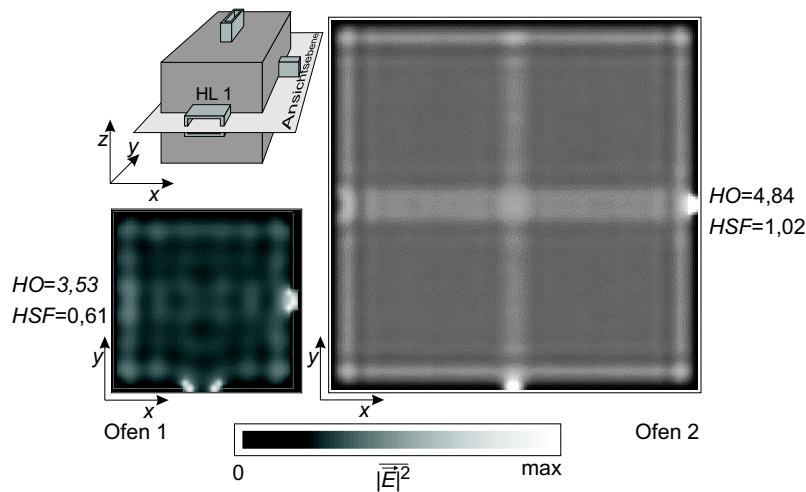


Bild 3.22: Feldverteilung ($|\vec{E}|^2$) in den leeren Applikatoren, Einspeisung durch 3 Hohlleiter, $f_c = 2,45$ GHz, $B = 500$ MHz

aufweisen, kann schon durch eine geringe Steigerung der Bandbreite ein deutlicher Effekt erzielt werden.

Zur Vollständigkeit werden die breitbandig angeregten Applikatoren mit den 4 Materialblöcken befüllt. Bild 3.23 und Bild 3.24 zeigen die Feldverteilungen in den beladenen Applikatoren. Die Homogenitätszahlen für das elektromagnetische Feld innerhalb der Materialblöcke bei einer Bandbreite von $B = 250$ MHz sind $HO_{\text{elec},53\ell} = 5,87$ und $HO_{\text{elec},926\ell} = 6,29$. Bei einer Bandbreite von $B = 500$ MHz lassen sich diese Werte noch leicht steigern ($HO_{\text{elec},53\ell} = 5,90$, $HO_{\text{elec},926\ell} = 6,52$).

Tabelle 3.2 zeigt für alle Konfigurationen zusammenfassend die errechneten Homogenitäts- und Feldüberhöhungswerte.

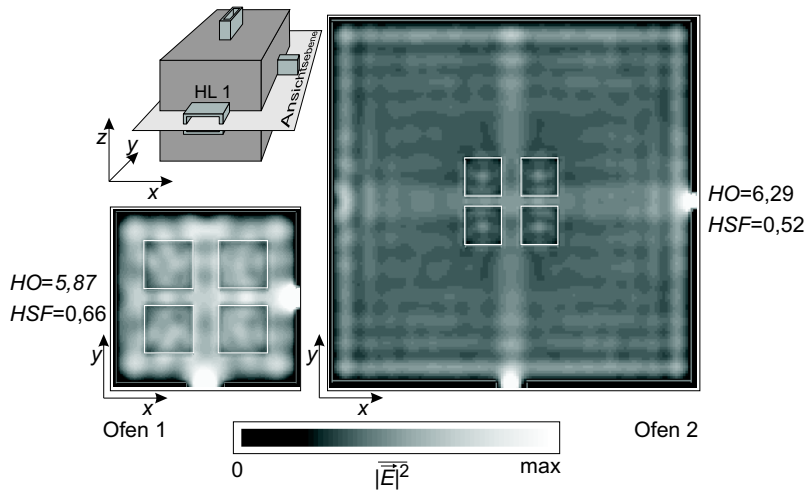


Bild 3.23: Feldverteilung ($|\vec{E}|^2$) in den beladenen Applikatoren, Einspeisung durch 3 Hohlleiter, $f_c = 2,45$ GHz, $B = 250$ MHz

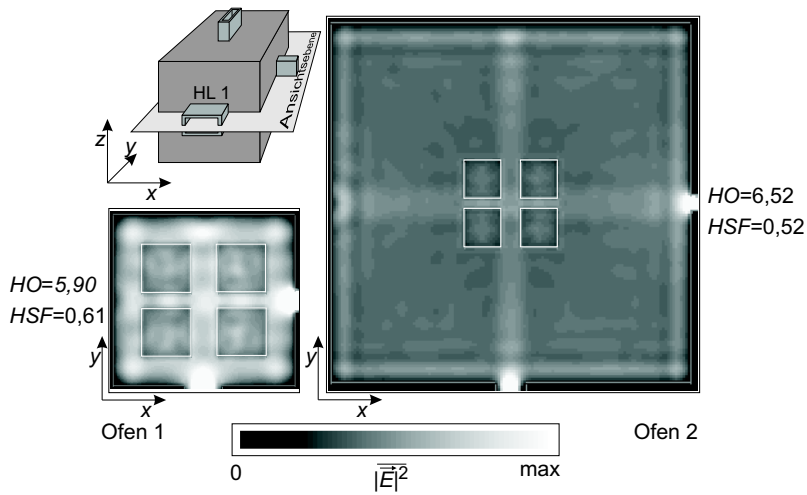


Bild 3.24: Feldverteilung ($|\vec{E}|^2$) in den beladenen Applikatoren, Einspeisung durch 3 Hohlleiter, $f_c = 2,45$ GHz, $B = 500$ MHz

Tabelle 3.2: Homogenitätszahlen (HO) und *Hot-Spot*-Faktoren (HSF) der elektrischen Feldverteilungen ($\overline{|\vec{E}|^2}$), bei Beladung werden diese Werte nur innerhalb der Materialien bestimmt, $f_c = 2,45$ GHz

Befüllung	Einspeisung	B in MHz	53 ℓ Ofen		926 ℓ Ofen	
			HO_{elec}	HSF_{elec}	HO_{elec}	HSF_{elec}
Leer	ideal	20	1,47	2,67	5,26	0,94
Leer	1 HL	20	1,21	2,86	2,64	2,71
Leer	3 HL	20	1,42	3,38	3,48	1,27
Leer	3 HL	250	3,31	0,91	4,69	1,07
Leer	3 HL	500	3,53	0,61	4,84	1,02
4 Blöcke	1 HL	20	1,12	4,21	1,43	2,75
4 Blöcke	3 HL	20	2,34	1,95	3,63	0,81
4 Blöcke	3 HL	250	5,87	0,66	6,29	0,52
4 Blöcke	3 HL	500	5,90	0,61	6,52	0,52

Kapitel 4

Berechnung der Temperaturverteilung

Zur Planung und Überprüfung der Eigenschaften von Öfen ist auch bei reinen Mikrowellenöfen eine ausschließliche elektromagnetische Analyse nicht ausreichend. Bei der Erwärmung von Materialien im Mikrowellenfeld spielen neben der Dissipation von Feldenergie auch thermische Effekte wie Wärmeleitung, -strahlung und -konvektion eine bedeutende Rolle. Um den Heizvorgang genau zu bestimmen müssen diese ebenfalls berücksichtigt werden.

Thermische Modelle werden in vielen Bereichen eingesetzt. In der Computerindustrie beispielsweise, werden thermische Simulationen zuverlässig zur Planung von Hardware eingesetzt. So werden PC Schirmungsgehäuse, bei denen eine ausreichende Kühlung des Prozessors garantiert werden muss, ausschließlich durch Simulationen optimiert [Iwa99, WRT⁺99]. Zeitaufwendige Messungen werden dadurch unnötig. Für Heizprozesse, die mit hoher Präzision ablaufen müssen, sind solche Simulationen ebenfalls unabdingbar um möglichst ideale Konditionen zu erreichen. Besonders dann, wenn hohe Heizraten mit guter Homogenität kombiniert werden sollen, muss eine sorgfältige Optimierung vorgenom-

men werden.

Bei der Modellierung von thermischen Prozessen und Vorgängen können prinzipiell zwei unterschiedliche Wege beschrrieben werden. Zum einen können thermische Vorgänge mikroskopisch beschrieben werden. Dieser Weg ist sehr aufwendig, denn die Gitter- und Molekularschwingungen, die die Wärme übertragen, sind kompliziert und nur schwierig mathematisch zu erfassen. Zum anderen kann eine phänomenologische Beschreibung durchgeführt werden. Dabei werden die Effekte bei Wärmeübertragungen makroskopisch erfasst und durch vergleichsweise simple Differentialgleichungen beschrieben, die sich für eine Implementierung auf Computern eignen. Für die hier gezeigte Anwendung lässt sich aus diesen Gleichungen ein sehr effizienter Berechnungsalgorithmus ableiten, der trotz Vereinfachungen genaue Berechnungen ermöglicht.

Im nächsten Abschnitt werden verschiedene Modellierungsansätze miteinander verglichen. Es folgt eine Beschreibung der gewählten Methode, bei der zuerst die prinzipielle Temperaturmodellierung vorgestellt und dann die Beschreibung der einzelnen Wärmeübertragungsmechanismen aufgezeigt wird. Untersuchungen zur Stabilität des Algorithmus und die Verifikation anhand von Messungen schließen dieses Kapitel ab.

4.1 Auswahl des Berechnungsverfahrens

Zur Lösung der Wärmetransportgleichungen bieten sich ähnliche numerische Algorithmen an, wie dies bei den *Maxwell'schen* Gleichungen im letzten Kapitel gezeigt wurde. In kommerziellen Programmen wird meistens die Methode der finiten Elemente eingesetzt [Flo00, May00, Net00, Har00]. Eine andere Möglichkeit ist die Methode der finiten Differenzen. Außerdem unterscheidet man noch zwischen Modellen, die einen stationären bzw. eingeschwungenen Zustand errechnen und Modellen, die eine Untersuchung von transienten Prozessen erlauben. Bei der Wahl des Berechnungsverfahrens muss berücksichtigt werden, dass eine Kopplung mit der elektromagnetischen Modellierung implementiert werden muss, da nur dadurch eine selbstkonsistente Simulation von Mikrowellenapplikatoren möglich wird.

4.1.1 Finite Elemente

Die Methode der finiten Elemente ist vor allem bei Körpern und Oberflächen sinnvoll, die sich nur schwer in einem kartesischen oder zylindrischen Gitter modellieren lassen. Das zu berechnende Volumen wird in Elemente unterteilt, deren Form meist tetraederförmig für dreidimensionale bzw. dreieckförmig für zweidimensionale Geometrien ist. Die Grenzen dieser Elemente können gerade oder gebogen sein. Dadurch lassen sich auch komplizierte Oberflächen genau in die Diskretisierung einpassen. Die Temperaturverteilung wird durch eine Differentialgleichung beschrieben. Für jedes finite Element muss diese Gleichung gelöst werden, indem auf den Rändern des Elements Randbedingungen festgelegt werden. Dies sind zum einen Bedingungen, die durch benachbarte Elemente vorgegeben werden, oder Bedingungen, die am Rand des Berechnungsvolumens vom Benutzer vorgegeben werden.

Die Lösung der Differentialgleichungen erfolgt, wie bei den elektromagnetischen Integral- und Differentialgleichungsverfahren, nach der Momentenmethode. Eine genaue Beschreibung findet sich in [HU94]. Dieses Verfahren ist aufgrund seiner Diskretisierung sehr flexibel. Bei der Berechnung von großen räumlichen Strukturen stellt die Lösung des Gleichungssystems jedoch wegen der enormen Speicherplatzanforderungen ein Problem dar.

Meistens wird dieses Verfahren eingesetzt um den eingeschwungenen Zustand eines Systems zu berechnen, da dazu das Gleichungssystem nur einmal gelöst werden muss. Die Methode der finiten Elemente kann jedoch auch eingesetzt werden um transiente Probleme zu berechnen. Dazu wird der Zeitbereich diskretisiert und die Temperaturverteilung an diesen Zeitschritten bestimmt. Für die zeitliche Ableitung in den zu lösenden Differentialgleichungen wird eine finite Differenz angesetzt. Je nach Wahl dieser Differenz (zentral, vorwärts, rückwärts) kann ein expliziter oder impliziter Algorithmus formuliert werden. Im expliziten Algorithmus wird die aktuelle Temperaturverteilung nur aus zurückliegenden Temperaturwerten bestimmt. Beim impliziten Verfahren benötigt man zur Bestimmung der Temperatur an einem Ort zum Zeitschritt n die Temperaturen an anderen Orten, ebenfalls zum Zeitschritt n . Daraus ergibt sich immer ein Gleichungssystem, das gelöst werden muss. Da die

Methode der finiten Elemente jedoch sowieso in einem Gleichungssystem resultiert, wird meistens auf das implizite Verfahren zurückgegriffen, da es große diskrete Zeitschritte erlaubt und damit die Anzahl der Lösungsprozesse für das Gleichungssystem reduziert wird.

Da sich die Form der Elemente von der kartesischen Diskretisierung in der elektromagnetischen Berechnung unterscheidet, ist eine Kopplung des thermischen und elektromagnetischen Verfahrens sehr aufwendig. Zum einen muss das elektrische Feld innerhalb der finiten Elemente der Temperaturmodellierung interpoliert werden. Zum anderen muss für eine selbstkonsistente Modellierung die Temperaturfeldverteilung in den quaderförmigen Zellen der elektromagnetischen Modellierung interpoliert werden, damit für diese, abhängig von der Temperatur, die Materialparameter bestimmt werden können. Dies bedeutet im Vergleich zu Verfahren, bei denen für die Temperaturfeld- und die elektromagnetische Feldberechnung die gleiche Diskretisierung verwendet wird, einen erheblichen Mehraufwand.

Eine Verwendung der Methode der finiten Elemente für die elektromagnetische und thermische Simulation würde eine einfachere Kopplung erlauben. Zusätzlich wäre dabei die flexible Diskretisierung vorteilhaft. Zur Lösung der in dieser Arbeit behandelten transienten Probleme ist dieses Verfahren wegen der zu lösenden Gleichungssysteme jedoch sehr aufwendig. Deshalb kommen diese Verfahren hier nicht zu Einsatz.

4.1.2 Finite Differenzen

Das Verfahren der finiten Differenzen wird sehr häufig zur numerischen Lösung von Differentialgleichungen eingesetzt. Der wesentliche Vorteil dieser Methode liegt in der vergleichsweise einfachen Umsetzung und der Möglichkeit der sehr effizienten Implementierung in ein Programm. Für Zeitbereichsformulierungen kann außerdem ein expliziter Algorithmus abgeleitet werden, so dass diese Methode ohne Gleichungssystemlöser auskommt. Dadurch ist dieser Algorithmus zur Berechnung von transienten Vorgängen besonders geeignet. Zusätzlich ist, aufgrund der Ähnlichkeit zur elektromagnetischen Modellierung, eine einfache Kombination beider Verfahren möglich.

Der prinzipielle Ansatz und idealerweise sogar die räumliche Diskretisierung sind beim thermischen und elektromagnetischen Verfahren der finiten Differenzen identisch, so dass eine einfache, schnelle und effiziente Kopplung der beiden Verfahren erfolgen kann.

Da bei der Auswahl des Berechnungsverfahrens vor allem eine transiente Analyse und die Verkopplung der Berechnungsverfahren entscheidende Kriterien sind, wird in dieser Arbeit das Verfahren der finiten Differenzen im Zeitbereich favorisiert.

4.2 Erster Hauptsatz der Thermodynamik

Der erste Hauptsatz der Thermodynamik beschreibt den Energieerhaltungssatz für thermische Systeme. In [LJS93] wird er für abgeschlossene Systeme folgendermaßen formuliert: „*Jedes geschlossene System besitzt eine extensive Zustandsgröße Energie. Die Energie eines Systems kann sich nur durch Transport von Energie über die Grenze des Systems ändern. Die Energie eines abgeschlossenen Systems bleibt unverändert.*“ Bei den vorliegenden Problemen soll zusätzlich auch die Geschwindigkeit der Energieänderung berücksichtigt werden, um eine zeitliche Analyse zu ermöglichen. Dieser Sachverhalt kann durch

$$\rho c_s \frac{\partial T}{\partial t} = -\operatorname{div} \vec{p} \quad (4.1)$$

in mathematischer Form ausgedrückt werden. Die linke Seite von Gleichung (4.1) ist die Änderung der Temperatur pro Zeit. Die Dichte ρ und die spezifische Wärmekapazität c_s sind Materialkonstanten, die den Zusammenhang zwischen der Temperatur eines Materials und dessen thermischen Energiegehaltes herstellen. Für die hier betrachteten Systeme ist – da z. B. keine Phasenübergänge vorkommen – diese Proportionalität zulässig. Die rechte Seite ist die ab- oder zugeführte Leistung. \vec{p} wird in der Thermodynamik auch als Wärmestrom bezeichnet.

4.2.1 Modellierung

In der vorliegenden Arbeit wird ein finites Differenzenverfahren mit kartesischem Gitter verwendet. Die Temperaturverteilung wird dabei nicht kontinuierlich, sondern nur an diskreten Punkten im Raum bestimmt. Dazu wird das gesamte Berechnungsvolumen in Zellen unterteilt. Jeder Zelle (i, j, k) wird eine Temperatur $T(i, j, k)$ zugewiesen. Der zeitliche Ablauf der Erwärmung wird ebenfalls nicht kontinuierlich, sondern nur zu bestimmten diskreten Zeitschritten $n \Delta t$ errechnet.

Gleichung (4.1) wird über das Volumen V der Diskretisierungszelle (i, j, k) mit den Kantenlängen $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ integriert. Dadurch erhält man

$$\iiint_V \rho c_s \frac{\partial T}{\partial t} dV \approx \rho c_s \frac{\partial T}{\partial t} V = \rho c_s \frac{\partial T}{\partial t} \Delta x \Delta y \Delta z \quad (4.2)$$

für die linke Seite von Gleichung (4.1). Die zeitliche partielle Ableitung lässt sich durch

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{T^{n+1} - T^n}{\Delta t} \quad (4.3)$$

für diskrete Zeiten ausdrücken. Die rechte Seite kann mit dem *Gauß'schen* Satz zu

$$\iiint_V -\operatorname{div} \vec{p} dV = -\iint_S \vec{p} \cdot d\vec{S} = P \quad (4.4)$$

umgeformt werden. P ist die einer Zelle zugeführte Leistung. Das Minuszeichen verschwindet wegen der Definition, dass die Leistung P in die Zelle hineinfließt. Für $P < 0$ wird Leistung aus der Zelle abgeführt und die Temperatur erniedrigt sich. Aus den Gleichungen (4.2), (4.3) und (4.4) wird die explizite Bestimmung der Temperatur

$$T^{n+1}(i, j, k) = T^n(i, j, k) + \frac{\Delta t}{\rho c_s \Delta x \Delta y \Delta z} P \quad (4.5)$$

für den Zeitschritt $n+1$ abgeleitet. Die Leistung P kann auf verschiedene Arten der Zelle zugeführt werden:

- Wärmeleitung

- Wärmestrahlung
- Konvektion

Die Leistung P kann aber auch durch elektromagnetische Energie zugeführt werden. Diese Art der Übertragung unterscheidet sich von den vorherigen dadurch, dass die Leistung nicht über die Oberfläche der Zelle zugeführt wird.

4.3 Wärmeleitung

Die Wärmeleitung (Konduktion) ist der Transport von Wärmeenergie innerhalb eines Mediums. Diese Art der Wärmeübertragung tritt vor allem innerhalb von Festkörpern auf. Dabei wird die Energie durch Gitterschwingungen übertragen. Da innerhalb von Flüssigkeiten und Gasen die einzelnen Moleküle nicht in ein festes Gitter gebunden sind, ist dort die Wärmeleitfähigkeit im Vergleich zu Festkörpern gering.

Die mikroskopischen Vorgänge bei dieser Übertragungsart sind für die Betrachtung der makroskopischen Effekte nicht von Bedeutung. Deswegen wird auf eine vergleichsweise simple Gleichung zur Beschreibung der Vorgänge zurückgegriffen. *J. B. Fourier* hat diese Gleichung bereits 1822 aufgestellt. Er fand heraus, dass die durch Konduktion transportierte Leistungsdichte

$$\vec{p}_c = -\sigma_c \text{grad } T \quad (4.6)$$

sich proportional zum Temperaturgradienten verhält. σ_c ist eine materialabhängige Konstante und wird als Wärmeleitfähigkeit bezeichnet. Dieser simple Zusammenhang ermöglicht eine einfache und damit schnelle Modellierung dieses Transportmechanismus.

4.3.1 Modellierung

Im dreidimensionalen Gitter werden die diskreten Temperaturskalare von den Leistungsvektoren örtlich getrennt. Wie in Bild 4.1 zu sehen, wird die Temperatur in der Mitte einer Zelle positioniert, während

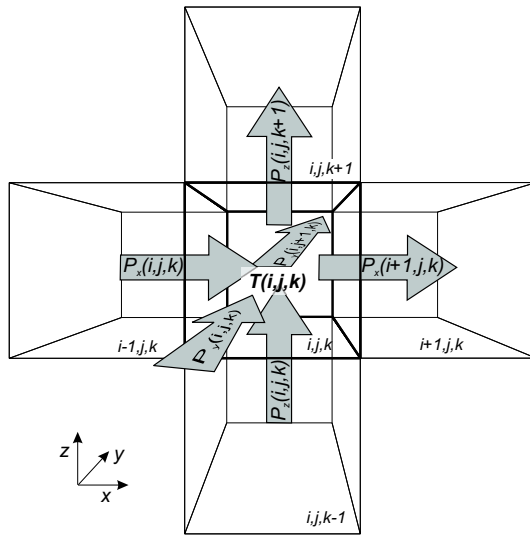


Bild 4.1: Anordnung der diskreten Temperaturskalare und Leistungsvektoren

die Leistungsvektoren mittig auf den Grenzflächen angeordnet werden. Beispielhaft wird die Herleitung der diskreten Form von Gleichung (4.6) für die in Bild 4.2 gezeigten Komponenten vorgenommen. Da in dieser Arbeit ein ungleichmäßiges Gitter angewandt wird, ist Δz abhängig von der k Koordinate. Um von einer Diskretisierungszelle zur nächsten zu gelangen muss die Wärme im Mittel einen Weg zurücklegen, der dem Abstand der Zellenmittelpunkte entspricht. Dieser Wärmeübergang wird in zwei Abschnitte unterteilt, den Transport von der Mitte der Zelle $(i, j, k - 1)$ bis zur Grenzfläche und den Transport von dort bis zur Mitte der nächsten Zelle (i, j, k) . Zur Herleitung wird eine Hilfsgröße, nämlich die Temperatur der Grenzfläche $T(\text{grenz})$ benutzt. Für die obere Hälfte der unteren Zelle erhält man für die Leistung

$$P_{c,z}((i, j, k - 1) - \text{grenz}) = -\sigma_c(i, j, k - 1) \frac{2 \Delta x \Delta y}{\Delta z(k - 1)} (T(\text{grenz}) - T(i, j, k - 1)) \quad (4.7)$$

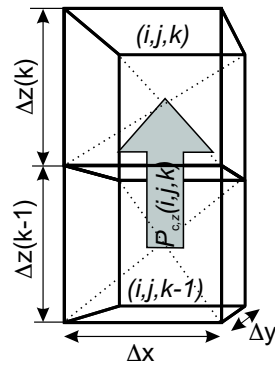


Bild 4.2: Wärmefluss zwischen zwei Zellen

wenn man in Gleichung (4.6) den Gradienten durch die finite Differenz

$$\text{grad } T = \frac{T_{\text{grenz}} - T_{i,j,k-1}}{\frac{\Delta z(k-1)}{2}} \quad (4.8)$$

ersetzt und über die Grenzfläche integriert. Für den zweiten Abschnitt erhält man

$$P_{c,z}(\text{grenz} - (i, j, k)) = -\sigma_c(i, j, k) \frac{2 \Delta x \Delta y}{\Delta z(k)} (T(i, j, k) - T(\text{grenz})) \quad (4.9)$$

wenn man entsprechend vorgeht. Aufgrund der Energieerhaltung muss

$$P_{c,z}(\text{grenz} - (i, j, k)) = P_{c,z}((i, j, k - 1) - \text{grenz}) \quad (4.10)$$

gelten. Das bedeutet, die Leistungen im ersten und zweiten Abschnitt sind identisch. Löst man die Gleichungen (4.7) und (4.9) nach $T(\text{grenz})$ auf und setzt diese gleich ergibt sich

$$P_{c,z}(i, j, k) = -\frac{\sigma_c(i, j, k - 1) \sigma_c(i, j, k) \Delta x \Delta y}{\frac{\Delta z(k-1)}{2} \sigma_c(i, j, k) + \frac{\Delta z(k)}{2} \sigma_c(i, j, k - 1)} (T(i, j, k) - T(i, j, k - 1)) \quad (4.11)$$

für die zwischen den beiden Zellen durch deren gemeinsame Grenzfläche transportierte Leistung. Gleichung (4.11) kann für alle 6 Oberflächen einer Zelle auf die gleiche Weise hergeleitet werden. Mit Gleichung (4.5) ergibt sich hieraus die Temperaturänderung der beteiligten Zellen.

Bei der Berechnung wird zunächst der Wärmestrom anhand der Anfangstemperaturverteilung bestimmt. Dann wird die Temperaturänderung in jeder Zelle anhand dieser Wärmeströme errechnet. Diese beiden Schritte werden für jeden zu berechnenden Zeitschritt wiederholt. Dieses Vorgehen ist dem *Leapfrog*-Schema bei der elektromagnetischen FITTD ähnlich.

4.4 Wärmestrahlung

Der Wärmeaustausch durch Strahlung zeigt deutliche Unterschiede zur Wärmeleitung und -konvektion (s. Abschn. 4.5). Bei den beiden zuletzt genannten Transportmechanismen wird die Energie durch ein Medium übertragen. Die *in* oder *aus* einem infinitesimalen Volumenelement übertragene Energie ist von Temperaturgradienten und anderen physikalischen Eigenschaften in unmittelbarer Nähe des Elements abhängig.

Zur Energieübertragung durch Wärmestrahlung wird kein Medium benötigt. Falls ein Medium vorhanden ist, kann dieses am Transport beteiligt sein oder nicht. Die Modellierung erfordert einen neuartigen, komplexen Algorithmus, der von dem bekannten Schema der finiten Differenzen abweicht.

Die präzise Erfassung der zur Beschreibung der Wärmestrahlung benötigten Stoffeigenschaften ist schwierig. Die Werte für die Stoffeigenschaften sind besonders für feste Körper von vielen Variablen, wie von der Rauigkeit und Farbe der Oberfläche, der Reinheit des Materials, der Dicke eines Belages, der Temperatur, der Wellenlänge der Strahlung oder dem Abstrahlungswinkel zur Fläche abhängig. Für gängige Materialien finden sich diese Werte teilweise in der Literatur [Mil99], jedoch werden diese nur selten vollständig erfasst.

Wie bereits in der Einleitung zu diesem Kapitel beschrieben, soll hier keine quantentheoretische Beschreibung der Wärmestrahlung erfolgen, sondern vielmehr deren einfache phänomenologische Modellierung [SC78]. Beim Wärmeübergang durch Strahlung wird die Energie durch elektromagnetische Wellen übertragen. Deshalb wäre prinzipiell eine Modellierung der Wärmestrahlung mit der in Kapitel 3 gezeigte Methode möglich. Aufgrund der Charakteristik der Wärmestrahlung ist eine solche Modellierung jedoch nicht effizient. Der hier interessierende Frequenzbereich der Wärmestrahlung umfasst den langwelligen Bereich des Ultravioletten, den Bereich des sichtbaren Lichts mit Wellenlängen von etwa $0,4$ bis $0,7 \mu\text{m}$ und den Infrarot-Bereich, der am roten Ende des sichtbaren Spektrums beginnt und etwa bis $\lambda = 1000 \mu\text{m}$ reicht. Müsste man den Raum, wie bei der elektromagnetischen Modellierung, in Zellen unterteilen, die höchstens ein Zehntel der Wellenlänge betragen, so wäre der Aufwand selbst bei kleinsten Strukturen enorm und nicht mehr vertretbar. Zudem kann man durch wenige Vereinfachungen die Vorgänge einfacher und trotzdem hinreichend genau beschreiben.

Die Wärmeabstrahlung von einer Oberfläche hängt, wie bereits erwähnt, nicht nur von den Stoffeigenschaften ab, sondern auch von der Beschaffenheit der Oberfläche. Man unterscheidet zwischen spiegelnden Flächen, deren Rauigkeit deutlich geringer als die kleinste Wellenlänge ist, und diffusen Flächen, deren Rauigkeit groß im Vergleich zur Wellenlänge ist.

In dieser Arbeit werden sämtliche Flächen als diffuse Strahler bzw. Absorber angenommen. In [SV68] und [TV72] wird untersucht, ob diese Vereinfachungen selbst für glatte, metallische Flächen zulässig sind. In den Untersuchungen gelangen die Autoren zu dem Ergebnis, dass in den meisten Fällen eine Modellierung mit diffusen Flächen zulässig ist.

Jede Oberfläche strahlt Energie in Form von Wärmestrahlung ab. In der Physik definiert man einen sogenannten „schwarzen Strahler“, der besondere Charakteristiken aufweist und als Vergleichsobjekt zu realen Strahlern dient. Ein schwarzer Strahler emittiert abhängig von seiner Temperatur ein gewisses Spektrum. Die spektrale Leistungsdichte $p_{\lambda, \text{rad}}$

wird durch das *Planck'sche* Strahlungsgesetz

$$p_{\lambda, \text{rad}} = \frac{C_1 \lambda^{-5}}{e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1} \quad (4.12)$$

beschrieben [SHL98]. $C_1 = 2\pi h c_0^2$ und $C_2 = \frac{hc_0}{k_b}$ sind Konstanten, die sich aus der *Planck'schen* Konstante h und der *Boltzmann* Konstante k_b errechnen. Die Wellenlänge, bei der die maximale Leistungsdichte emittiert wird, wird mit zunehmender Temperatur immer kürzer. Das *Wien'sche* Verschiebungsgesetz [SHL98]

$$\lambda_{\text{max}} = \frac{1}{T} 2898 \mu\text{m K} \quad (4.13)$$

definiert das Verhältnis zwischen Temperatur und dieser Wellenlänge λ_{max} . Die Leistungsdichte, die insgesamt über alle Frequenzen von einem schwarzen Strahler emittiert wird (p_{rad}), beschreibt das *Stefan-Boltzmann* Gesetz. Es kann aus dem *Planck'schen* Gesetz durch

$$p_{\text{rad}} = \int_0^{\infty} p_{\lambda, \text{rad}} d\lambda = k_B T^4 \quad (4.14)$$

abgeleitet werden. k_B ist die *Stefan-Boltzmann* Konstante. Im thermischen Gleichgewichtszustand emittiert ein Körper ebenso viel Leistung wie er absorbiert. Ein schwarzer Strahler absorbiert sämtliche auf ihn einfallende Strahlung $p_{e, \text{rad}}$. Bei realen Körpern wird nur ein Teil α_{rad} der Strahlung absorbiert. Der Rest wird reflektiert. Ebenso wird bei realen Körpern nur ein Teil ε_{rad} der Leistung eines schwarzen Strahlers emittiert. Im Gleichgewichtszustand muss

$$\alpha_{\text{rad}} p_{e, \text{rad}} = \varepsilon_{\text{rad}} k_B T^4 \quad (4.15)$$

gelten. Für einen sogenannten „grauen Strahler“ gilt

$$\alpha_{\text{rad}} = \varepsilon_{\text{rad}} = 1 - \rho_{\text{rad}} \quad (4.16)$$

Der Anteil der emittierten bzw. absorbierten Leistung ist bei einem grauen Strahler nicht von der Wellenlänge oder der Temperatur abhängig. Bei realen Körpern ist eine solche Abhängigkeit vorhanden. Die Werte variieren jedoch nur schwach, so dass reale Oberflächen durch graue

Strahler nachgebildet werden können [Mil99]. Für eine schnelle und effiziente Modellierung werden in dieser Arbeit deshalb sämtliche Körper als graue Strahler modelliert.

Für Luft und Gase mit symmetrischen Molekülen (N_2, O_2) kann sich bei den hier betrachteten Temperaturen die Energie ungehindert ausbreiten, so dass deren Anwesenheit vernachlässigt werden kann [Mil99]. Deshalb werden Bereiche, die gasgefüllt sind, einem Vakuum gleichgesetzt.

4.4.1 Wärmeaustausch zwischen zwei Oberflächen

Bild 4.3 zeigt zwei graue Flächen A_i und A_j mit unterschiedlicher Temperatur. Von der Fläche A_i wird die Leistung

$$P_{i,\text{rad}} = \varepsilon_{i,\text{rad}} A_i k_B T_i^4 \quad (4.17)$$

abgestrahlt [SHL98]. Von dieser abgestrahlten Leistung gelangt jedoch nur ein Teil auf die Fläche A_j . Der Formfaktor $F_{i,j}$ gibt den Teil der Leistung an, der von A_i abgestrahlt wird und auf A_j trifft. Die Indi-

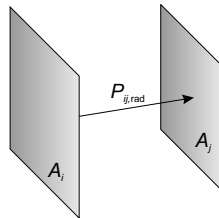


Bild 4.3: Nettostrahlungsaustausch zwischen zwei Flächen

zierung der Strahlungsgrößen ist in dieser Arbeit an die in der Physik verwendete Methodik angelehnt. Danach bezeichnet der erste Index die abstrahlende und der zweite Index die absorbierende Fläche. Von A_i wird die Leistung

$$P_{i \rightarrow j, \text{rad}} = \varepsilon_{i, \text{rad}} A_i F_{i,j} \alpha_{j, \text{rad}} k_B T_i^4 \quad (4.18)$$

zur Fläche A_j übertragen. F_{ji} gibt den Leistungsanteil an, der von A_j abgestrahlt wird und auf A_i trifft. Der Nettoleistungsaustausch zwischen beiden Flächen ergibt sich zu

$$P_{ij,\text{rad}} = \varepsilon_{i,\text{rad}} A_i F_{ij} \alpha_{j,\text{rad}} k_{\text{B}} T_i^4 - \varepsilon_{j,\text{rad}} A_j F_{ji} \alpha_{i,\text{rad}} k_{\text{B}} T_j^4 \quad (4.19)$$

Nimmt man an, dass beide Flächen die gleiche Temperatur haben, findet nach dem zweiten Hauptsatz der Thermodynamik kein Nettoenergieaustausch statt. Mit Gleichung (4.16) folgt

$$A_i F_{ij} = A_j F_{ji} \quad (4.20)$$

die Reziprozitätsregel für Formfaktoren. Gleichung (4.20) gilt, da es sich um rein geometrische Größen handelt, auch für unterschiedliche Temperaturen der beteiligten Flächen. Aus Gleichung (4.19) ergibt sich unter Verwendung von Gleichung (4.20) für den Nettoleistungsaustausch

$$P_{ij,\text{rad}} = \varepsilon_{i,\text{rad}} \varepsilon_{j,\text{rad}} A_i F_{ij} k_{\text{B}} (T_i^4 - T_j^4) \quad (4.21)$$

eine einfache Beziehung.

Die Berechnung des Formfaktors ist meistens der schwierigste Teil bei der Berechnung der gestrahlten Energieübertragung. Für seine Berechnung sind jedoch nur geometrische Überlegungen notwendig. Eine infinitesimale Fläche dA_i strahlt die Leistung proportional zu $\cos \vartheta_i$ (*Lambert'sches Kosinusetz*) in die über ihr aufgespannte Hemisphäre ab (Bild 4.4). Ein Teil ($dA_j \cos \vartheta_j$) dieser Hemisphäre wird von der infi-

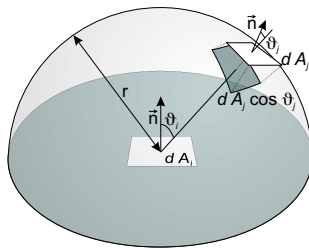


Bild 4.4: Formfaktorbestimmung zwischen zwei infinitesimalen Flächen

tesimalen Fläche dA_j bedeckt. Der Anteil dF_{ij} der Strahlung, die von dA_i emittiert wird und auf dA_j trifft, ist folglich durch

$$dF_{ij} = \frac{\cos \vartheta_i \cos \vartheta_j}{\pi r^2} dA_j \quad (4.22)$$

bestimmt [SHL91]. Für zwei endliche Flächen A_i und A_j (Bild 4.5) kann mittels Integration der Formfaktor

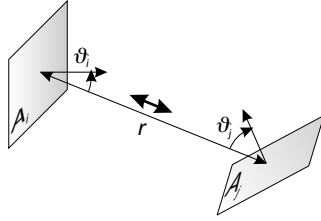


Bild 4.5: Formfaktorberechnung für zwei endliche Flächen

$$F_{ij} = \frac{1}{A_i} \int_{A_i} \int_{A_j} \frac{\cos \vartheta_i \cos \vartheta_j}{\pi r^2} dA_j dA_i \quad (4.23)$$

berechnet werden. Eine genaue Herleitung und die beispielhafte Berechnung von Formfaktoren für verschiedene Geometrien sind in [SHL91] zu finden.

Sind beide Flächen nicht ideal absorbierend, so wird Strahlung, die auf einer Fläche auftrifft, teilweise reflektiert. Die Strahlung, die von A_i ausgeht, wird an A_j teilweise reflektiert. Ein Teil der reflektierten Strahlung gelangt zu A_i . Man unterscheidet zwischen spiegelnder und diffuser Reflexion. Bei diffuser Reflexion kann die Leistung $P_{i \rightarrow j \rightarrow i, \text{rad}}$, die auf A_i über A_j zurückreflektiert wird, durch

$$\begin{aligned} P_{i \rightarrow j \rightarrow i, \text{rad}} &= \underbrace{\varepsilon_{i, \text{rad}} A_i F_{ij} k_{\text{B}} T_i^4}_{P \text{ von } A_i \text{ nach } A_j} \cdot \underbrace{\rho_{j, \text{rad}}}_{\text{refl. Anteil}} \cdot \underbrace{F_{ji}}_{\text{Anteil nach } A_i} \quad (4.24) \\ &= \varepsilon_{i, \text{rad}} \frac{A_i^2}{A_j} F_{ij}^2 \rho_{j, \text{rad}} k_{\text{B}} T_i^4 \end{aligned}$$

berechnet werden. Bei spiegelnder Reflexion muss die Orientierung der beiden Flächen zueinander berücksichtigt werden, weshalb eine mathematische Analyse dieses Falles mit deutlich mehr Aufwand verbunden ist. In [SV68] werden die mathematischen Modelle für spiegelnde Reflexion messtechnisch überprüft. Dort liefert selbst für polierte Goldoberflächen die Annahme der diffusen Reflexion und Abstrahlung genauere Ergebnisse als die Annahme der spiegelnden Reflexion.

4.4.2 Modellierung

Eine direkte Implementierung der Wärmestrahlung erscheint wegen ihrer Komplexität nicht sinnvoll. Deshalb müssen an verschiedenen Stellen in der Modellierung Vereinfachungen vorgenommen werden.

In dem hier angewandten kartesischen Diskretisierungsgitter bestehen Körper aus einzelnen Quadern, deren Oberfläche aus diskreten Rechtecken zusammengesetzt ist.

Für die Wärmestrahlung sind nur Flächen, die an einer Trennfläche zwischen festen und gasförmigen Bereichen liegen, relevant. Die durch eine solche diskrete Oberfläche transportierte Energie wird der gesamten Zelle zu- bzw. abgeführt. Im Realfall wird diese Energie nur der Oberfläche zugeführt und durch Wärmeleitung in das Innere transportiert. Es ergibt sich ein Fehler abhängig von der Dicke der Oberflächenzellen in senkrechter Richtung zur empfangenden Oberfläche, der thermischen Leitfähigkeit und der Emissivität.

Bild 4.6 zeigt die Diskretisierungszelle (i, j, k) mit dem Volumen ΔV und den Abmessungen Δx , Δy , Δz , die über die Oberfläche A Energie mit der sie umgebenden Umhüllung U austauscht. Die Zelle hat im Zentrum die Temperatur $T(i, j, k)$ und an der Oberfläche $T(A)$. Die Umhüllung hat die Temperatur $T(U)$. Die Oberfläche tauscht mit der Umhüllung die Leistung

$$P_{\text{rad}} = A \varepsilon_{\text{rad}, A} \alpha_{\text{rad}, U} k_{\text{B}} (T(U)^4 - T(A)^4) \quad (4.25)$$

aus, da der Formfaktor in diesem Fall eins ist. In der Simulation wird diese Leistung gleichmäßig der gesamten Zelle zugeführt. Tatsächlich

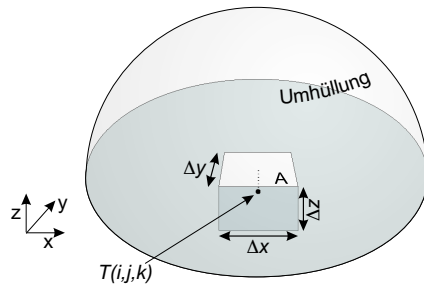


Bild 4.6: Wärmestrahlungsaustausch der Diskretisierungszelle (i,j,k) über die Fläche A mit der Umhüllung U , die Energie wird innerhalb der Zelle durch Wärmeleitung und außerhalb durch Wärmestrahlung übertragen

muss diese Leistung aber noch durch Wärmeleitung in das Innere der Zelle gelangen. Die zwischen dem Zentrum der Zelle und der Oberfläche ausgetauschte Leistung

$$P_c = \frac{2\Delta x \Delta y}{\Delta z} \sigma_c (T(A) - T(i,j,k)) \quad (4.26)$$

wird im gesamten Querschnitt $\Delta x \Delta y$ über die Länge $\frac{\Delta z}{2}$ übertragen. Löst man Gleichung (4.26) nach $T(A)$ auf und setzt das Ergebnis in Gleichung (4.25) ein, sieht man, dass die zwischen der Zelle (i,j,k) und der Umhüllung ausgetauschte Leistung

$$P_{\text{rad}} = A \varepsilon_{\text{rad},A} \alpha_{\text{rad},U} k_B \left(T(U)^4 - \left(T(i,j,k) + \frac{P_c \Delta z}{2\Delta x \Delta y \sigma_c} \right)^4 \right) \quad (4.27)$$

sowohl durch Wärmestrahlung als auch durch Wärmeleitung übertragen wird. Der Energieerhaltungssatz erfordert $P_{\text{rad}} = P_c = P$. Löst man Gleichung (4.27) nach P auf, erhält man die korrekte zwischen der Zelle und ihrer Umhüllung ausgetauschte Leistung. Die Lösung dieser Gleichung vierten Grades ist nicht trivial und erfordert erheblichen Berechnungsaufwand. Eine Implementierung ist deshalb nicht sinnvoll, zumal der Fehler durch einfache Maßnahmen minimiert werden kann.

Man erkennt, dass der durch diese Modellierung verursachte Fehler von der übertragenen Leistung, der thermischen Leitfähigkeit und der Geometrie der Diskretisierungszelle abhängt. Der Fehler kann mit

$$O\left(\left(\frac{P\Delta z}{2\Delta x\Delta y\sigma_c}\right)^3\right) \quad (4.28)$$

abgeschätzt werden. Dieser Fehler wirkt sich vor allem bei Materialien mit geringer thermischer Leitfähigkeit aus. Dieser Fehler wird minimiert, indem bei solchen Materialien flache Diskretisierungszellen an der Oberfläche eingesetzt werden.

4.4.3 Informatische Umsetzung

Die Berechnung der Wärmestrahlung in diskreten Räumen kann in Vor- und Hauptprozessierung unterteilt werden. Zu den Arbeitsschritten der Vorprozessierung zählt:

- *Detektion der Oberflächen.* Dabei wird zunächst grundsätzlich festgestellt, welche Diskretisierungsquaderoberflächen eine physikalische Oberfläche darstellen.
- *Prüfung von Sichtverbindungen zwischen Oberflächenpaaren.* Für alle im vorherigen Schritt gefundenen Oberflächen müssen die gegenseitigen Sichtbarkeitsbeziehungen geprüft werden.
- *Berechnung der Formfaktoren.* Besteht zwischen zwei Oberflächen Sichtverbindung, so wird der Formfaktor bestimmt.
- *Berechnung der Konstanten aus den Materialeigenschaften.* Als letztes werden die Berechnungskonstanten ε_{rad} und α_{rad} bestimmt. Diese sind normalerweise temperaturabhängig.

Bei der Hauptprozessierung wird die pro Zeitschritt zwischen den einzelnen Oberflächen übertragene Energie berechnet und daraus die Temperaturänderung in den Zellen ermittelt.

Die Detektion der Oberflächen stellt keine Schwierigkeit dar, wenn die Aggregatzustände der einzelnen Zellen bekannt sind. Kennt man alle Oberflächen, die im Berechnungsvolumen vorhanden sind, muss geprüft werden, zwischen welchen dieser Flächen Sichtverbindung besteht. Diese Überprüfung muss schnell ablaufen, da bei N Oberflächen $\frac{(N-1)N}{2}$ Sichtverbindungstests prozessiert werden müssen.

Bei der Behandlung von hinreichend fein diskretisierten Oberflächen ist nur eine Ja-oder-Nein-Entscheidung für die Sichtbarkeit notwendig. Eine teilweise Verdeckung einer Fläche muss nicht berücksichtigt werden, da mit einer feinen Diskretisierung der dadurch verursachte Fehler klein gehalten wird.

Besonders effizient ist ein abgewandelter *Bresenham*-Algorithmus [AW87, ZCO97]. Dieser Algorithmus kommt originär aus der Informatik und liefert in einem zweidimensionalen, gleichmäßigen Gitter sämtliche Gitterzellen, die von einer zwischen zwei Punkten aufgespannten Linie berührt werden. Die hier vorgestellte Erweiterung auf dreidimensionale, ungleichmäßige Gitter liefert sämtliche Diskretisierungszellen, die von einer zwischen zwei Oberflächen gespannten Linie durchdrungen werden. Nur wenn alle diese Zellen gasförmig sind, ist zwischen den beiden Oberflächen Sichtverbindung.

Bild 4.7 zeigt zwei Oberflächen A_i, A_j in einem dreidimensionalen, unregelmäßigen Gitter. Die Gesamtlänge der Verbindungslinie zwischen den Flächenzentren

$$l_{\text{ges}} = \sqrt{l_{x,\text{ges}}^2 + l_{y,\text{ges}}^2 + l_{z,\text{ges}}^2} \quad (4.29)$$

berechnet sich aus den jeweiligen Achsenabschnitten in x , y und z Richtung. Beginnend in Zelle 1 ($i, j, k + 1$), die auf jeden Fall von der Verbindungslinie durchstoßen wird, werden nun die Längen l_x , l_y und l_z berechnet, die jeweils auf der Verbindungslinie zurückgelegt werden müssen um in eine neue Zelle in $\pm x$, $\pm y$ oder $\pm z$ Richtung zu gelangen. Für die x Richtung ergibt sich beispielsweise

$$l_x = \frac{1}{2} \Delta x(i) \frac{l_{\text{ges}}}{l_{x,\text{ges}}} \quad (4.30)$$

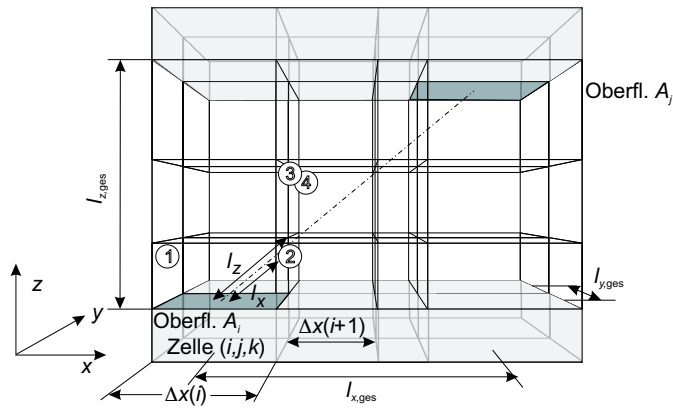


Bild 4.7: Von der Verbindungslinie zweier Oberflächen durchdrungene Gitterzellen in einem dreidimensionalen, ungleichmäßigen Gitter

wobei $\Delta x(i)$ die Diskretisierungsweite in x Richtung der Zelle (i,j,k) ist. Diese Abschnitte sind bei einer Berechnung konstant und müssen nicht berechnet werden. Ein einfacher Vergleich zwischen l_x , l_y und l_z ergibt die Richtung, in der die nächste durchstoßene Zelle liegt. In dem in Bild 4.7 gegebenen Beispiel ist dies die Zelle 2 $(i+1,j,k+1)$ in $+x$ Richtung, da l_x die kürzeste der drei Längen ist. Die nächste Zelle in $+x$ Richtung wird bei

$$l_x = l_x + \Delta x(i+1) \frac{l_{\text{ges}}}{l_{x,\text{ges}}} \quad (4.31)$$

durchstoßen. Die Abschnitte l_y und l_z bleiben unverändert. Man erkennt, dass der Ausdruck $\frac{l_{\text{ges}}}{l_{x,\text{ges}}}$ in den Gleichungen (4.30) und (4.31) konstant ist. Für die anderen Raumrichtungen ergeben sich entsprechende konstante Ausdrücke, die nur einmalig berechnet werden müssen. Für jede Zelle, die durchstoßen wird, muss somit genau eine Addition und eine Multiplikation durchgeführt werden um den nächsten Abschnitt l_x , l_y oder l_z zu ermitteln.

Stößt man auf eine Zelle, die nicht gasförmig ist, so kann der Algorithmus abgebrochen werden, da dann keine Sichtverbindung besteht. Wird die zweite Oberfläche erreicht, besteht Sichtverbindung.

Besteht zwischen zwei Oberflächen Sichtverbindung, muss im nächsten Schritt der Formfaktor berechnet werden. Dazu muss das für beliebige Flächen gültige Integral in Gleichung (4.23) bestimmt werden. Für das vorliegende Problem mit diskreten Flächen in einem kartesischen Gitter kann jedoch stark vereinfacht werden. Es treten in diesem Fall nur Flächenpaare auf, die parallel oder senkrecht zueinander orientiert sind. Das Integral kann dann geschlossen gelöst werden [CSC⁺79]. Bild 4.8 zeigt zwei parallele finite Flächen A_i und A_j . Für den Formfaktor F_{ij}

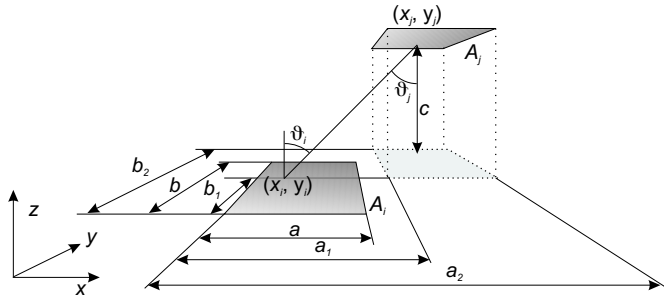


Bild 4.8: Zwei finite, parallele Flächen, für die der Formfaktor geschlossen bestimmt werden kann

ergibt sich

$$\begin{aligned}
 F_{ij} &= \frac{1}{A_i} \int_{A_i} \int_{A_j} \frac{\cos \vartheta_i \cos \vartheta_j}{\pi r^2} dA_i dA_j & (4.32) \\
 &= \frac{1}{\pi a b} \int_{b_1}^{b_2} \int_0^b \int_{a_1}^{a_2} \int_0^a \frac{c^2 dx_i dx_j dy_i dy_j}{[c^2 + (x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2]^2}
 \end{aligned}$$

mit $\cos \vartheta_i = \cos \vartheta_j = \frac{c}{r}$, wobei $r = \sqrt{c^2 + (x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2}$. Nach einigen Umformungen erhält man

$$F_{ij} = \frac{1}{2\pi a b} (C_1 - C_2 - C_3 + C_4) \quad (4.33)$$

wobei die einzelnen Ausdrücke für C_1 bis C_4 sehr umfangreich sind und deshalb im Anhang A zu finden sind.

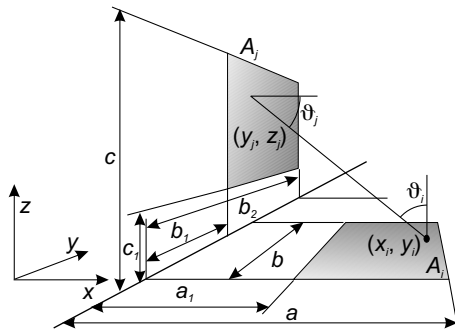


Bild 4.9: Zwei finite, senkrecht orientierte Flächen, für die der Formfaktor geschlossen bestimmt werden kann

Für den in Bild 4.9 gezeigten Fall der senkrecht zueinander stehenden Flächen wird prinzipiell genauso verfahren. Aus Gleichung (4.32) folgt

$$F_{ij} = \frac{1}{\pi(a - a_1) b} \int_0^b \int_{a_1}^a \int_{c_1}^{b_2} \int_{c_1}^c \frac{z_j x_i dz_j dy_j dx_i dy_i}{[(y_i - y_j)^2 + x_i^2 + z_j^2]^2} \quad (4.34)$$

wobei $\cos \beta_i = \frac{z_j}{r}$, $\cos \beta_j = \frac{x_i}{r}$ und $r = \sqrt{(x_i - x_j)^2 + y_i^2 + z_j^2}$. Auch hier führen einige Umformungen nach

$$F_{ij} = \frac{1}{2\pi(a - a_1) b} (D_1 - D_2 - D_3 + D_4) \quad (4.35)$$

eine ähnliche Gleichung wie (4.33). Die Koeffizienten D_1 bis D_4 unterscheiden sich jedoch von denen beim parallelen Fall. In Anhang A sind diese genau beschrieben.

Sind die Formfaktoren bekannt, fehlen noch die restlichen Materialkonstanten $\varepsilon_{i,\text{rad}}$ und $\varepsilon_{j,\text{rad}}$ in Gleichung (4.21) um den Strahlungsaustausch berechnen zu können. Diese Materialkonstanten können von der Temperatur abhängen. Deshalb muss deren Bestimmung ggf. mit fortschreitender Zeit wiederholt werden. In Kapitel 5 wird auf das Problem temperaturabhängiger Parameter noch genauer eingegangen.

Die Hauptprozessierung arbeitet für jeden Zeitschritt alle gefundenen Oberflächenpaare ab und berechnet mit den aktuellen Temperaturen der zugehörigen Zellen und Gleichung (4.21) die zwischen den Zellen ausgetauschte Leistung. Die Temperaturänderung in den einzelnen Zellen wird dann, wie bei der Wärmeleitung bereits gezeigt, mittels Gleichung (4.5) ermittelt.

4.5 Konvektion

Die dritte Form der Wärmeübertragung ist die Konvektion. Dabei ist der Wärmetransport durch einen Massetransport bedingt. Wird eine Masse bewegt, so bewegt sich auch die in dieser Masse gespeicherte Wärmeenergie. Dieses Prinzip ist zwar auch für Festkörper denkbar, jedoch wird der Begriff Konvektion vor allem bei der Bewegung von Gasen oder Flüssigkeiten verwendet. Beispiele für konvektiven Wärmetransport sind an warmen Wänden vorbeiströmende Flüssigkeiten und sich an warmen Flächen erwärmende und dann aufsteigende Gase. Im zweiten Fall spricht man von freier Konvektion, da die Gasbewegung nicht erzwungen wird, sondern aus der Erwärmung resultiert.

Um dieses Übertragungsphänomen mathematisch zu beschreiben müssen neben der Temperatur weitere Zustandsgrößen der Gase und Flüssigkeiten mit in die Berechnung einbezogen werden. Diese Größen sind durch Differentialgleichungen bestimmt, die numerisch gelöst werden müssen. Je nach Problemstellung muss die Dichte, die Bewegungsrichtung und -geschwindigkeit und die Temperaturänderung durch Druck und Dissipation berücksichtigt werden. Eine genaue Beschreibung der notwendigen Gleichungen und Größen sowie deren Herleitung findet sich z. B. in [Mer87].

Der Einfluss der Konvektion auf die Temperaturverteilung hängt von der Eigenschaft des transportierenden Mediums und der beteiligten Materialien ab. Entscheidend ist das Verhältnis der Energie, die vom Medium transportiert wird, zu der Energie, die im Festkörper gespeichert ist. Bei normalen Öfen ist die Dichte und die Wärmekapazität des Gases um ungefähr drei Größenordnungen geringer als die der beteiligten Festkörper.

Damit ist die konvektive Wärmeübertragung vernachlässigbar. Ein relevanter Einfluss der Konvektion tritt vor allem in Heißluftöfen auf, da dort der geringe Energietransport durch das Gas mittels erzwungener Konvektion ausgeglichen werden kann.

Ein Heißluftgebläse wird vor allem in Öfen zur Nahrungsmittelzubereitung eingesetzt. Die dabei verwendeten Temperaturen liegen deutlich unter denen für viele technische Anwendungen. Die zur Erwärmung benötigten Leistungen können durch einen Warmluftstrom transportiert werden. Bei höheren Temperaturen kann diese Art der Heizung nicht eingesetzt werden. Bei Öfen, in denen keine Konvektion, z. B. durch Gebläse, erzwungen ist, werden nur geringe Energiemengen durch die freie Konvektion transportiert. Die Konvektion kann dann vernachlässigt werden.

Öfen zur Materialprozessierung verwenden nur selten Heißluftheizungen. Zum einen werden die Materialien teilweise mit einer Isolierung – dem sog. Kasket – umgeben, welches eine Luftzirkulation und damit eine effiziente Beheizung verhindert. Zum anderen sind z. B. Keramiken während der Prozessierung äußerst empfindlich gegen mechanische Beanspruchung, so dass eine Luftströmung zur Beschädigung oder Zerstörung führen könnte. Die Konvektion sei deshalb an dieser Stelle nur zur Vollständigkeit erwähnt. In den gezeigten Berechnungen und Untersuchungen bleibt sie unberücksichtigt. Der Vergleich mit Messungen am Ende dieses Kapitels zeigt, dass auch ohne Einbeziehung der Konvektion sehr gute Ergebnisse resultieren.

4.6 Wärmequellen

Bei der Modellierung von Öfen ist nicht nur die Modellierung der verschiedenen Wärmeübertragungsarten wichtig, sondern auch die richtige Umsetzung der Wärmequellen. In dieser Arbeit werden zwei unterschiedliche Arten des Wärmeeintrages besprochen. Die Erwärmung durch Mikrowellen und die konventionelle Beheizung des Ofens über Wände oder Heizdrähte.

4.6.1 Mikrowellenheizung

Bei der Erwärmung durch elektromagnetische Felder wird die Wärme durch dielektrische Verluste, die dem elektromagnetischen Feld Energie entnehmen und in Wärme umwandeln, im Material erzeugt. Im Idealfall wird bei einer homogenen Feldverteilung eine homogene Erwärmung erreicht.

Diese dem Material zusätzlich zugeführte Leistung wird mathematisch durch einen zusätzlichen Term in Gleichung (4.5) in die Simulation integriert. Die in einem Volumen V durch Mikrowellen erzeugte Wärmeleistung

$$P_{\text{elec}}(t) = \iiint_V \kappa \vec{E}(\vec{x}, t)^2 dV \quad (4.36)$$

wird bei dem hier beschriebenen Finite-Differenzen-Algorithmus aus den zwölf zu einem Diskretisierungsquader gehörenden diskreten elektrischen Feldstärken errechnet. Die in der Zelle (i, j, k) erzeugte Leistung

$$P_{\text{elec}} = \frac{\Delta x \Delta y \Delta z}{4} \sum_{n=1}^{12} \kappa |E_n|^2 \quad (4.37)$$

errechnet sich aus den in Bild 4.10 gezeigten Feldkomponenten. Dazu wird für jede Raumrichtung die mittlere Feldstärke im gesamten Zellvolumen angenommen. Die Temperaturänderung pro Zeitschritt wird wieder mit Gleichung (4.5) berechnet.

Eine Modellierung in dieser Form beinhaltet keine Rückkopplung der Temperatur auf die elektromagnetische Feldverteilung. Dies ist nur für nicht temperaturabhängige Materialien gültig. In realen Szenarien trifft diese Annahme selten oder nur für einen kleinen Temperaturbereich zu. Zur selbstkonsistenten Modellierung muss deshalb eine solche Verkopplung modelliert werden. In Kapitel 5 wird auf diese Problematik noch genauer eingegangen.

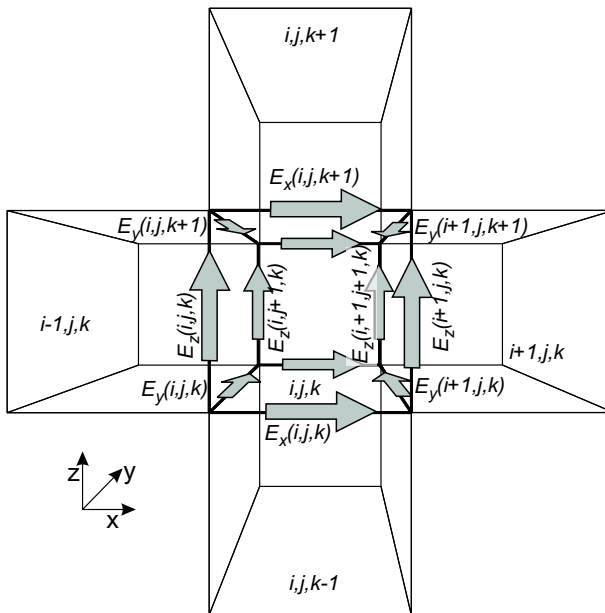


Bild 4.10: 12 elektrische, zur Erwärmung einer Diskretisierungszelle beitragende Feldkomponenten

4.6.2 Konventionelle Heizung

Unter konventioneller Heizung versteht man die Erwärmung durch Heizwendeln oder durch warme Ofenwände (Heißluftöfen werden aus den oben genannten Gründen hier nicht berücksichtigt). Die Wärme wird von den Wendeln oder Wänden durch Strahlung und zum geringen Teil auch durch Konvektion (hier vernachlässigt) auf das Heizgut übertragen. Die Wärme wird folglich den Materialien über deren Oberfläche zugeführt. Die Oberfläche eines Objekts wird deshalb wärmer als dessen Inneres. Im stationären Zustand stellt sich ein Gleichgewicht ein, bei dem das Innere und die Oberfläche die gleiche Temperatur haben und somit kein Netto-Leistungsfluss stattfindet (2. Hauptsatz der Thermodynamik). Je nach Problemstellung wird eine der zwei folgenden Modellierungsarten angewandt:

Konstante Temperatur

Die Temperatur der Ofenwände oder Heizwendeln wird als konstant angenommen. Diese Annahme ist zulässig, wenn eine Temperaturregelung auch im realen Fall für Konstanz sorgt. Werden jedoch lokal größere Energiemengen abgestrahlt oder zugeführt, kommt es im Realfall zu lokalen Temperaturschwankungen. Diese sind bei der idealisierten Annahme der Temperaturkonstanz nicht berücksichtigt und führen bei der Modellierung zu Fehlern.

Konstante Heizleistung

Bei Heizwendeln wird durch einen elektrischen Strom Wärme erzeugt. Dieser Wärmeeintrag in ein Material kann einfach in die Simulation implementiert werden. Die in der Heizwendel erzeugte Wärmeleistung P_{konv} wird als zusätzlicher Term in Gleichung (4.5) einbezogen. Unter Berücksichtigung von Wärmeleitung und -strahlung, der Erwärmung durch elektromagnetische Felder und P_{konv} wird die Temperatur mit

$$T^{n+1}(i,j,k) = T^n(i,j,k) + \frac{\Delta t}{\rho c_s \Delta x \Delta y \Delta z} (P_c + P_{\text{rad}} + P_{\text{elec}} + P_{\text{konv}}) \quad (4.38)$$

für jeden Zeitschritt aus dem vorhergehenden berechnet. P_{konv} ist die dem Material im Volumen $\Delta x \cdot \Delta y \cdot \Delta z$ konventionell zugeführte Leistung. Damit wird das im letzten Abschnitt beschriebene Problem der lokalen Temperaturschwankung korrekt nachgebildet.

4.7 Numerische Stabilität

Bei der Berechnung der Wärmeverteilungen werden möglichst große Zeitschritte Δt angestrebt um die Berechnungsdauer so kurz wie möglich zu halten. Bei zu großen Zeitschritten wird der Algorithmus jedoch instabil. In diesem Unterkapitel wird ein Stabilitätskriterium aus der *von*

Neumann'schen Stabilitätsbedingung abgeleitet. Um die Stabilität des gesamten Verfahrens sicherzustellen müssen sämtliche Energieübertragungsarten berücksichtigt werden. Die Methode kann auf Verfahren der finiten Differenzen mit linearen und konstanten Koeffizienten angewandt werden. Sie liefert ein notwendiges Kriterium für Stabilität, welches in vielen Fällen auch ein hinreichendes Kriterium darstellt.

Ein System ist genau dann stabil, wenn es auf eine beschränkte Eingangsfunktion mit einer beschränkten Ausgangsfunktion antwortet. Dies bedeutet, dass für die Temperatur

$$T^n(i,j,k) \leq C T^0(i,j,k) \quad (4.39)$$

gelten muss, wobei C eine beschränkte beliebige reelle Zahl ist. Die Temperatur zu jedem Zeitschritt n und an irgendeinem Ort (i,j,k) darf nicht beliebig groß werden, wenn zum Zeitpunkt $t = 0$ nur eine beschränkte Temperatur am selben Ort vorgegeben wird. Mit fortlaufender Simulation kann die Temperaturverteilung zu einem Zeitschritt n als Eingangsfunktion für den nachfolgenden betrachtet werden.

Aufgrund der Linearität kann man die Stabilität getrennt für jede Fourierkomponente der Lösung bestimmen. Ist das System für jede in der Lösung enthaltene Komponente stabil, so ist auch deren Superposition stabil. Ebenso haben konstante Faktoren in der Lösung keinen Einfluss auf die Stabilität und können deshalb unbeachtet bleiben. Die Feldverteilung $T(k,l,m)$ wird nach ebenen Wellen

$$\begin{aligned} T(k,l,m) &= \operatorname{Re} \{ \underline{T}(k,l,m) \} \\ &= \operatorname{Re} \left\{ \sum_{k_x, k_y, k_z} \underline{T}_0(k_x, k_y, k_z) e^{j(kk_x + lk_y + mk_z)} \right\} \end{aligned} \quad (4.40)$$

entwickelt. k_x , k_y und k_z sind die Phasenkonstanten der drei Raumrichtungen und reell, und j ist die imaginäre Einheit. Wegen der imaginären Einheit j wird abweichend von der sonst verwendeten Indizierung (k,l,m) zur Kennzeichnung des diskreten Ortes verwendet. Wegen der Linearität kann der konstante Faktor \underline{T}_0 vernachlässigt werden. Um sicherzustellen, dass Stabilität für jede räumliche Temperaturverteilung

erfüllt ist, muss die Stabilität für beliebige Werte von k_x , k_y und k_z erfüllt sein.

Zur Herleitung eines Stabilitätskriteriums definiert man einen Wachstumsfaktor \underline{q} . Dann stellt

$$\underline{T}^{n+1}(i,j,k) = \underline{q} \underline{T}^n(i,j,k) \quad (4.41)$$

das Verhältnis der Temperaturen zweier aufeinander folgender Zeitschritte dar. Man erkennt, dass

$$|\underline{q}| \leq 1 \quad (4.42)$$

gelten muss, damit Gleichung (4.39) erfüllt ist und der Algorithmus stabil bleibt.

Durch Verwendung der Gleichungen (4.40) und (4.41) erhält man

$$\underline{q}^{n+1} e^{j(kk_x+lk_y+mk_z)} - \underline{q}^n e^{j(kk_x+lk_y+mk_z)} = \frac{\Delta t}{\rho c_s \Delta x \Delta y \Delta z} P \quad (4.43)$$

aus Gleichung (4.5). P ist die Leistung die insgesamt der Zelle zugeführt wird. In P sind sämtliche Übertragungsarten oder Leistungseinprägungen enthalten.

Da der Zeitschritt Δt zu Beginn der Berechnung bestimmt werden muss, ist eine Überprüfung der Stabilität vor dem Start wünschenswert. Die in Gleichung (4.43) enthaltenen, einer Zelle zugeführten Leistungen werden jedoch erst während des Berechnungsvorgangs ermittelt. Ein Kriterium für die Stabilität, das sich nur aus den Materialkonstanten ableitet, ist deshalb erstrebenswert.

Betrachtet man ausschließlich die Wärmeleitung, kann ein solches Kriterium abgeleitet werden. Für die Wärmeleitung gilt mit Gleichung

(4.40):

$$\begin{aligned}
P_c &= \iint_S p_c \, dS & (4.44) \\
&= \sigma_c \left[\right. \\
&\quad \frac{\Delta y \, \Delta z}{\Delta x} (T^n(k-1, l, m) + T^n(k+1, l, m) - 2T^n(k, l, m)) + \\
&\quad \frac{\Delta x \, \Delta z}{\Delta y} (T^n(k, l-1, m) + T^n(k, l+1, m) - 2T^n(k, l, m)) + \\
&\quad \left. \frac{\Delta x \, \Delta y}{\Delta z} (T^n(k, l, m-1) + T^n(k, l, m+1) - 2T^n(k, l, m)) \right]
\end{aligned}$$

Zur Herleitung eines Stabilitätskriteriums wird die Temperatur, wie oben gezeigt, komplex definiert und in ebene Wellen zerlegt. Dadurch erhält man

$$\begin{aligned}
\underline{P}_c &= \sigma_c \underline{q}^n e^{j(kk_x + lk_y + mk_z)} & (4.45) \\
&\left[\frac{\Delta y \, \Delta z}{\Delta x} (e^{-jk_x} + e^{jk_x} - 2) + \right. \\
&\quad \left. \frac{\Delta x \, \Delta z}{\Delta y} (e^{-jk_y} + e^{jk_y} - 2) + \frac{\Delta x \, \Delta y}{\Delta z} (e^{-jk_z} + e^{jk_z} - 2) \right]
\end{aligned}$$

für die durch Wärmeleitung übertragene Leistung. Setzt man Gleichung (4.45) für die Leistung P in Gleichung (4.43) ein und nutzt die Beziehung

$$\frac{e^{j\varphi} + e^{-j\varphi} - 2}{4} = - \left(\frac{e^{j\frac{\varphi}{2}} - e^{-j\frac{\varphi}{2}}}{2j} \right)^2 = - \sin^2 \frac{\varphi}{2} \quad (4.46)$$

erhält man schließlich

$$\frac{\underline{q} - 1}{\Delta t} = \frac{4\sigma_c}{\rho c_s} \left[\frac{-\sin^2 \frac{k_x}{2}}{\Delta x^2} + \frac{-\sin^2 \frac{k_y}{2}}{\Delta y^2} + \frac{-\sin^2 \frac{k_z}{2}}{\Delta z^2} \right] \quad (4.47)$$

nachdem der Term $\underline{q}^n e^{j(kk_x + lk_y + mk_z)}$ gekürzt wurde. Löst man nach \underline{q} auf, ergibt sich

$$\underline{q} = 1 - \frac{4\sigma_c \, \Delta t}{\rho c_s} \left[\frac{\sin^2 \frac{k_x}{2}}{\Delta x^2} + \frac{\sin^2 \frac{k_y}{2}}{\Delta y^2} + \frac{\sin^2 \frac{k_z}{2}}{\Delta z^2} \right] . \quad (4.48)$$

Die Stabilitätsbedingung $|\underline{q}| \leq 1$ kann vereinfacht werden, da in Gleichung (4.48) die rechte Seite immer reell ist. \underline{q} ist deshalb ebenfalls reell und die Stabilitätsbedingung wird zu

$$-1 \leq q \leq 1 \quad (4.49)$$

reduziert. Die rechte Seite von Ungleichung (4.49) ist immer erfüllt. Die linke Seite ist für beliebige Werte k_x , k_y und k_z erfüllt, wenn

$$\Delta t \leq \frac{\rho c_s}{2\sigma_c} \frac{1}{\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2}} \quad (4.50)$$

gilt. Dies ist ein Kriterium für den Zeitschritt Δt , damit eine Berechnung mit beliebigen Anfangswerten und beliebigen Verteilungen während einer Berechnung stabil bleibt. Leider gilt es nur für den Fall der Wärmeleitung.

Für die Wärmestrahlung lässt sich ebenfalls ein Stabilitätskriterium ableiten. Da es sich bei der Wärmestrahlungsgleichung jedoch um eine nichtlineare Differentialgleichung handelt, muss eine Linearisierung vorgenommen werden. Aufgrund dieser Linearisierung muss das Stabilitätskriterium mit Vorsicht verwendet werden. In Gleichung (4.43) wird wie bei der Wärmeleitung die Leistung P durch den entsprechenden Term für die Wärmestrahlung

$$P = \varepsilon \alpha A F k_B \left(T^n(k + k_2, l + l_2, m + m_2)^4 - T^n(k, l, m)^4 \right) \quad (4.51)$$

ersetzt. Dabei sind k_2 , l_2 und m_2 beliebige Gitterabstände, da die Wärmeleitung prinzipiell zwischen beliebigen Gitterzellen stattfinden kann. Zunächst wird Gleichung (4.51) mit

$$\begin{aligned} T^n(k, l, m)^4 &= 4 \overline{T^n(k, l, m)^3} \left(T^n(k, l, m) - \overline{T^n(k, l, m)} \right) \\ &\quad + \overline{T^n(k, l, m)^4} \\ &= -3 \overline{T^n(k, l, m)^4} + 4 \overline{T^n(k, l, m)^3} T^n(k, l, m) \end{aligned} \quad (4.52)$$

linearisiert. Die Terme $\overline{T^n(k, l, m)^3}$ und $\overline{T^n(k, l, m)^4}$ werden als konstant

angenommen. Zur Übersichtlichkeit wird

$$\overline{T^n(k,l,m)} = \overline{T_1} \quad (4.53)$$

$$\overline{T^n(k+k_2, l+l_2, m+m_2)} = \overline{T_2} \quad (4.54)$$

definiert. Setzt man Gleichung (4.51) in Gleichung (4.43) ein, linearisiert und entwickelt die Temperatur entsprechend Gleichung (4.40), wodurch die Linearisierungskonstanten $\overline{T_1}$ und $\overline{T_2}$ komplexwertig werden, so erhält man

$$\underline{q} - 1 = \Delta t \frac{\varepsilon \alpha F k_B}{\rho c_s \Delta x \Delta y \Delta z} \quad (4.55)$$

$$\left(4 \overline{T_2} e^{j(k_2 k_x + l_2 k_y + m_2 k_z)} - 3 \overline{T_2}^4 - 4 \overline{T_1} + 3 \overline{T_1}^4 \right)$$

nachdem der Term $\underline{q}^n e^{j(k k_x + l k_y + m k_z)}$ gekürzt wird. Es gilt

$$|\overline{T_1}| = |\overline{T_2}| \quad (4.56)$$

wegen des Ansatzes in Gleichung (4.40). Der Term $\underline{q} - 1$ muss bei Einhaltung der Stabilitätsbedingung $|\underline{q}| \leq 1$ auf der komplexen Ebene in einem Kreis mit Mittelpunkt -1 und Radius 1 liegen. Damit die rechte Seite von Gleichung (4.55) ebenfalls innerhalb dieses Kreises liegt, muss

$$1 \geq \Delta t \frac{4 \varepsilon \alpha F k_B}{\rho c_s \Delta x \Delta y \Delta z} \left| \overline{T_1}^3 \right| \quad (4.57)$$

erfüllt sein. Daraus folgt

$$\Delta t \leq \frac{\rho c_s \Delta x \Delta y \Delta z}{4 \varepsilon \alpha F k_B \left| \overline{T_1}^3 \right|} \quad (4.58)$$

als Kriterium für den Zeitschritt. Setzt man

$$|\overline{T_1}| = T^n(k,l,m) \quad (4.59)$$

so erhält man ein Stabilitätskriterium, mit dem während der Berechnung überprüft werden kann, ob sich der Algorithmus im stabilen Bereich befindet. Eine Überprüfung vor Beginn der Rechnung ist nicht möglich.

Bei dem gewählten Ansatz wurde nur die Wärmestrahlung zwischen zwei Zellen berücksichtigt. Tatsächlich tauscht eine Zelle aber immer mit zahlreichen anderen Zellen Energie in Form von Wärmestrahlung aus. Aufgrund der erzwungenen Linearität gilt die Stabilität jedoch auch für den Austausch mit mehreren Zellen.

4.8 Verifikation

4.8.1 Verifikation der Wärmestrahlung

Die Verifikation der Wärmestrahlung wird hier getrennt durchgeführt, da ihre Modellierung sehr komplex ist und von den üblichen Methoden der finiten Differenzen abweicht. Da sich der Effekt der Wärmestrahlung nur sehr schwer messtechnisch von anderen Übertragungseffekten trennen lässt, wird hier ein Vergleich mit einer analytischen Lösung vorgenommen. Die in dieser Arbeit vorgestellten Modelle werden vor allem zur Analyse von transienten Vorgängen eingesetzt, so dass vor allem die Modellierung dieser transienten Eigenschaften überprüft werden muss.

Als Versuchsaufbau dient die in Bild 4.11 gezeigte Anordnung von zwei identischen, endlich ausgedehnten, parallelen Platten. Die rechte Platte wird konstant auf einer Temperatur $T_1 = 1000$ K gehalten. Die linke Platte hat bei $t = 0$ s eine Temperatur von $T_2 = 0$ K und erwärmt sich ausschließlich durch die Wärmestrahlung, die von der rechten Platte abgestrahlt wird. In Tabelle 4.1 sind die relevanten Parameter der Platten aufgelistet. Die Wärmeleitfähigkeit wurde hoch angesetzt, damit sich innerhalb der Platten eine homogene Temperaturverteilung einstellt.

Integriert man die Gleichung (4.1) über das Volumen V von Platte 2 und betrachtet die Wärmestrahlung von Platte 1 als einzige Leistungszuführung gemäß Gleichung (4.21) ergibt sich

$$V c_s \rho \frac{\partial T_2}{\partial t} = \varepsilon_{\text{rad}} \alpha_{\text{rad}} F_{12} A_1 k_B (T_1^4 - T_2^4) \quad (4.60)$$

als die den zeitlichen Verlauf von T_2 bestimmende Differentialgleichung.

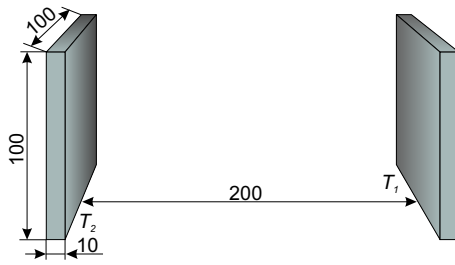


Bild 4.11: Messaufbau zur Verifikation der Wärmestrahlungsmodellierung (Maße in mm)

Tabelle 4.1: Material- und Geometrieparameter der verwendeten Platten

Plattenfläche A	$100 \times 100 \text{ mm}^2$
Plattendicke	10 mm
Formfaktor F_{12}	0,068
Dichte ρ	1000 kg/m^3
spez. Wärmekap. c_s	100 J/kg K
Emissionskoeff. ε_{rad}	1
Absorptionskoeff. α_{rad}	1
Wärmeleitf. σ_c	1000 W/m K

Durch Umformung von Gleichung (4.60) nach

$$\frac{V c_s \rho}{\varepsilon_{\text{rad}} \alpha_{\text{rad}} F_{12} A_1 k_B (T_1^4 - T_2^4)} \partial T_2 = \partial t \quad (4.61)$$

lassen sich die Variablen trennen und schließlich beide Seiten über T_2 bzw. t integrieren [BSM⁺97]. Man erhält

$$\frac{V c_s \rho}{\varepsilon_{\text{rad}} \alpha_{\text{rad}} F_{12} A_1 k_B} \left(\frac{1}{4T_1^3} \ln \frac{T_1 + T_2}{T_1 - T_2} + \frac{1}{2T_1^3} \arctan \frac{T_2}{T_1} \right) = t \quad (4.62)$$

wodurch sich die Zeit t berechnen lässt, die Platte 2 benötigt um sich auf die Temperatur T_2 zu erwärmen. Die durch die Integration zu berücksichtigenden Konstanten werden durch Einsetzen der Randbedingung

$$T_2 = 0 \text{ K} \quad \text{für} \quad t = 0 \text{ s} \quad (4.63)$$

bestimmt und sind gleich Null. Da sich Gleichung (4.62) nicht nach T_2 auflösen lässt, wird durch numerische Nullstellenbestimmung die Temperatur T_2 nach einer bestimmten Zeit t berechnet.

Bei der numerischen Simulation wird ein homogenes Gitter mit einer Diskretisierungsweite von 10 mm verwendet. Dadurch ergeben sich 10000 Sichtbarkeitsverbindungen zwischen den Platten. Der Zeitschritt wurde nahe der Stabilitätsgrenze gewählt. In Bild 4.12 ist die analytisch und numerisch berechnete Temperatur T_2 über der Zeit t aufgetragen. Man erkennt, dass das transiente Verhalten sehr gut von der Simulation nachgebildet wird. Der relative Fehler

$$F = \frac{|T_{\text{Theo}} - T_{\text{Sim}}|}{T_{\text{Theo}}} < 0,72 \%, \quad [T] = \text{K} \quad (4.64)$$

ist sehr gering.

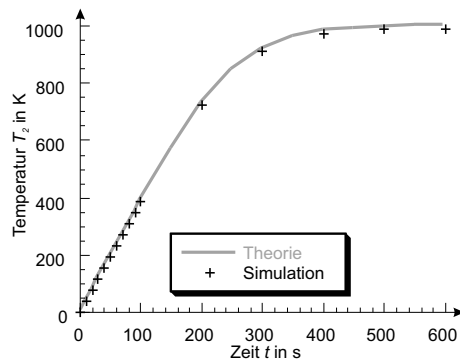


Bild 4.12: Vergleich zwischen theoretischer und simulierter Erwärmung einer Platte

4.8.2 Verifikation der gesamten Temperaturmodellierung

In diesem Abschnitt wird die gesamte Modellierung der thermischen Vorgänge anhand von Messungen verifiziert. Die Verifikation erfolgt

an einem vergleichsweise einfachen Versuchsaufbau. In der Verifikation sollen nur Wärmekonduktion, -strahlung und konventionelle Erwärmung berücksichtigt werden. Die elektromagnetische Modellierung und deren Kopplung mit der thermischen Berechnung wird in Kapitel 5 verifiziert.

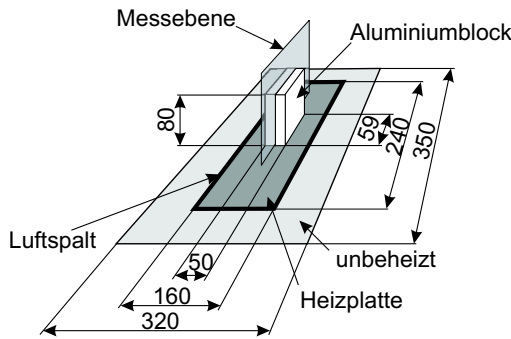


Bild 4.13: Messaufbau zur Verifikation des thermischen Modells (Maße in mm)

In Bild 4.13 ist der Versuchsaufbau dargestellt. Ein Aluminiumblock mit einer Anfangstemperatur von $20\text{ }^{\circ}\text{C}$ wird auf einer Heizplatte erhitzt. Die Heizplatte ist temperaturgeregelt und hat eine Temperatur von $110\text{ }^{\circ}\text{C}$. Zur Temperaturmessung wird Thermopapier eingesetzt, welches sich gemäß der in Bild 4.14 angegebenen Skala verfärbt. Die Eichung des Thermopapiers wurde mit der temperaturgeregelten Heizplatte durchgeführt. Damit kann eine flächige Temperaturmessung für einen geringen Temperaturbereich vorgenommen werden.

Bild 4.14 zeigt die Erwärmung des Aluminiumblocks für verschiedene Zeiten. Darunter finden sich die Berechnungsergebnisse. Die Materialdaten für den Aluminiumblock, die Heizplatte und die umgebende Luft sind aus [Mil99] entnommen und in Tabelle 4.2 aufgelistet. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung zwischen den Mess- und Berechnungsergebnissen. Der relative Fehler ($F = \frac{|T_{\text{Mess}} - T_{\text{Sim}}|}{T_{\text{Mess}}}$, $[T] = ^{\circ}\text{C}$) liegt bei den hier gezeigten Schnitten im Durchschnitt unter 1%.

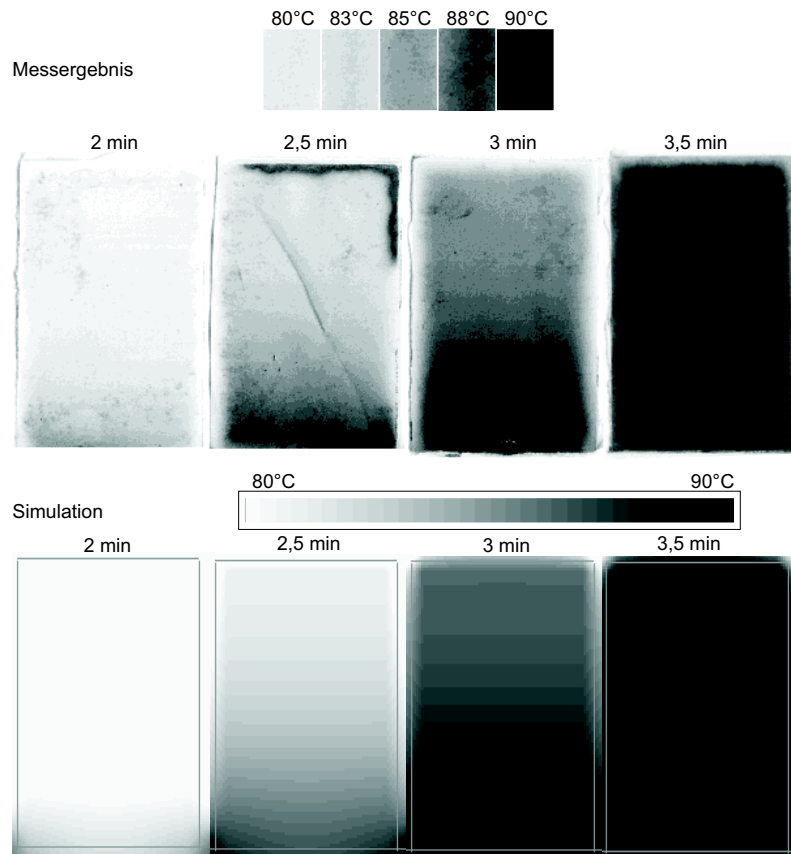


Bild 4.14: Mess- und Berechnungsergebnisse für einen Aluminiumblock, der auf einer temperaturgeregelten Heizplatte erhitzt wurde

Tabelle 4.2: Zur Berechnung verwendete Materialparameter

physikalische Größe	Wert	Temp. in K
Aluminium		
spez. Wärmekap. in J/K kg	903	300
	949	400
Dichte in kg/m ³	2702	300–400
thermische Leitf. in W/m K	237	300
	240	400
Emissionskoeffizient	0,9	300-400
Luft		
spez. Wärmekap. in J/K kg	1009	270
	1005	300
	1007	350
	1008	370
Dichte in kg/m ³	1,311	270
	1,177	300
	1,012	350
	1,0956	370
thermische Leitf. in W/m K	0,0249	270
	0,0267	300
	0,0300	350
	0,0313	370

Kapitel 5

Selbstkonsistente Modellierung von Heizprozessen

Bisher sind in dieser Arbeit elektromagnetische und thermische Simulation unabhängig voneinander betrachtet worden. Bei realen Heizvorgängen beeinflussen sich jedoch thermische und elektromagnetische Vorgänge gegenseitig. Absorbierte Mikrowellenleistung verursacht einen Temperaturanstieg und beeinflusst damit die thermischen Vorgänge (s. Abschn. 4.6). Umgekehrt sind häufig die für die Ausbreitung von elektromagnetischen Wellen relevanten Materialparameter temperaturabhängig. Darüber hinaus sind die Wärmeübertragungsmechanismen ebenfalls temperaturabhängigen Einflüssen unterworfen. Die Modellierung der daraus resultierenden Effekte erfordert eine Kombination von elektromagnetischer und thermischer Simulation [TJ97, MPP⁺95, Feh97, OA99].

In den beiden vorangegangenen Kapiteln wurden viele Materialeigenschaften als konstant angenommen. Für geringe Temperaturschwankungen bzw. nahezu temperaturunabhängige Materialparameter sind diese Annahmen zulässig. Für manche Anwendungen können diese Abhängig-

keiten vernachlässigt werden [WGO99]. Die meisten Materialien weisen jedoch Temperaturabhängigkeiten auf, die nicht vernachlässigt werden können.

Bei Temperaturabhängigkeit gilt

$$\varepsilon = f_\varepsilon(T), \quad \kappa = f_\kappa(T), \quad \mu = f_\mu(T) \quad (5.1)$$

für die elektromagnetischen Materialparameter in den *Maxwell'schen* Gleichungen (3.2) und (3.3). Bei den Gleichungen, die die thermischen Vorgänge beschreiben, finden sich ebenfalls temperaturabhängige Werte. Dies sind die Dichte $\rho = f_\rho(T)$ und die spezifische Wärmekapazität $c_s = f_{c_s}(T)$ eines Materials. Zusätzlich sind die für die Übertragung der Wärme relevanten Größen temperaturabhängig. Dies sind die Wärmeleitfähigkeit $\sigma_c = f_{\sigma_c}(T)$ und die Emissions- und Absorptionswerte $\varepsilon_{\text{rad}} = f_{\varepsilon_{\text{rad}}}(T)$ und $\alpha_{\text{rad}} = f_{\alpha_{\text{rad}}}(T)$.

Die Funktionen sind meist kompliziert und hängen von mikroskopischen Vorgängen im Material ab. Die Beschreibung durch eine analytische Funktion ist deshalb meist nicht möglich. Es sind jedoch die Messwerte für verschiedene Temperaturen T verfügbar. Für eine Simulation sind diese diskreten Werte ausreichend. Ist der Abstand zwischen den Temperaturwerten klein genug oder ist die Temperaturabhängigkeit des Materialparameters gering, kann zwischen den diskreten Messwerten zusätzlich noch interpoliert werden.

Für kleine Temperaturänderungen können die Materialparameter als konstant angenommen werden, ohne dass daraus relevante Ungenauigkeiten resultieren. Deshalb kann in der Simulation ein Erwärmungsvorgang in kleine Temperaturbereiche unterteilt werden, innerhalb derer die Materialparameter als konstant angenommen werden können. In den beschriebenen Algorithmen erfordert das Stabilitätskriterium Zeitschritte, die so klein sind, dass keine großen Temperatursprünge möglich sind. Daher ist es nicht effizient nach jedem Zeitschritt die Materialparameter anhand der neuen Temperaturverteilung neu zu bestimmen. Vorteilhafter ist die Wahl einer maximalen Temperaturdifferenz, bei deren Überschreiten die Materialparameter neu berechnet werden. Dazu muss nach jedem Zeitschritt diese Differenz zur Temperaturverteilung, bei der die Materialkonstanten bestimmt wurden, berechnet werden. Ist die maximal zulässige Differenz überschritten, werden die Materialkonstanten

neu bestimmt. Die zu diesem Zeitpunkt aktuelle Temperaturverteilung wird dann bei der weiteren Berechnung zur Differenzbildung herangezogen. Die richtige Wahl der maximal zulässigen Temperaturdifferenz mit konstanten Materialparametern hängt von den verwendeten Materialien ab. Für starke Temperaturabhängigkeit muss eine kleine Temperaturdifferenz gewählt werden, damit die Materialparameter häufig den Temperaturverhältnissen entsprechend angepasst werden.

Denkbar ist, dass man für jedes in der Simulation verwendete Material eine separate Temperaturdifferenz angibt. Damit könnte man bei stark temperaturabhängigen Materialien eine häufigere Korrektur erzwingen, während bei nahezu konstanten Materialien eine Korrektur nur selten erfolgt. Dieses Verfahren erfordert neben der Berechnung der Temperaturdifferenz auch deren Bewertung anhand des Materials. Dies bedeutet einen höheren Rechenaufwand. Für die in dieser Arbeit berechneten Probleme hat sich gezeigt, dass ein solches Kriterium nicht sinnvoll ist, da der Berechnungsaufwand höher als der daraus erzielte Nutzen ist.

Neben der Variation der Parameter muss noch ein weiteres Problem bei der Kopplung von elektromagnetischer und thermischer Rechnung berücksichtigt werden. In der elektromagnetischen Berechnung wird eine genaue Modellierung der elektromagnetischen Wellen vorgenommen. Diese breiten sich mit hoher Geschwindigkeit aus. Für das entsprechende Verfahren der finiten Differenzen muss deshalb ein sehr kurzer Zeitschritt gewählt werden. Für den in dieser Arbeit behandelten Frequenzbereich um 2,45 GHz sind theoretisch maximal Zeitschritte bis 23 ps möglich.

Im Gegensatz dazu werden bei der thermischen Modellierung die Wärmeübertragungsmechanismen phänomenologisch modelliert. Diese Art der Modellierung erlaubt deutlich größere Zeitschritte, die bei den in dieser Arbeit gezeigten Rechnungen im Bereich von 10 ms bis zu einigen Sekunden liegen. Die Verwendung eines einheitlichen Zeitschritts für die thermische und elektromagnetische Berechnung ist deshalb nicht sinnvoll.

Um thermische und elektromagnetische Berechnungen mit unterschiedlichen Zeitschritten zu verkoppeln, ergeben sich, je nachdem welche vereinfachende Annahmen getroffen werden können, zwei Möglichkeiten. Je nach Anwendung ist eine der beiden Kopplungen vorteilhafter oder die

Problemstellung lässt sogar nur die Anwendung eines der beiden Verfahren zu. Im Folgenden werden die in dieser Arbeit verwendeten Kopplungsmöglichkeiten und deren Einschränkungen vorgestellt [HW00a].

5.1 Simultane Kopplung

Wie bereits beschrieben, ist eine direkte Kopplung mit einheitlichen Zeitschritten nicht sinnvoll. Eine direkte Kopplung kann aber sinnvoll implementiert werden, indem für die thermische Berechnung ein Zeitschritt $\Delta t_{\text{therm}} = c \Delta t$ verwendet wird. c ist eine Konstante, die so gewählt wird, dass sich für das thermische Verfahren ein Zeitschritt ergibt, der nahe an der Stabilitätsbedingung liegt. Typischerweise liegen die Werte für c zwischen 10^8 und 10^{12} . Das bedeutet, dass die thermischen Prozesse 10^8 bis 10^{12} mal schneller ablaufen als sie dies in der Realität tun würden. Dies ist eine sehr starke unphysikalische Beschleunigung der thermischen Abläufe, die die Anzahl der notwendigen Berechnungsschritte deutlich reduziert.

In Bild 5.1 ist der Ablaufplan des Algorithmus für die direkte Kopplung der thermischen und elektromagnetischen Simulation skizziert. Zu jedem Zeitschritt wird sowohl das elektromagnetische Feld als auch das Temperaturfeld berechnet. Der thermische Zeitschritt $\Delta t_{\text{therm}} = c \Delta t_{\text{elec}}$ ist jedoch deutlich größer als der Zeitschritt für die elektromagnetische Berechnung. Nach der Berechnung der Feldverteilungen muss überprüft werden, ob die berechneten Temperaturveränderungen eine Aktualisierung der elektromagnetischen und thermischen Materialparameter erfordern.

Die starke unphysikalische Beschleunigung der thermischen Abläufe kann unter Umständen zu fehlerhaften Ergebnissen führen, da der Einschwingvorgang des elektromagnetischen Feldes im realen Vorgang zwar unbedeutend kurz ist, in der Simulation jedoch wegen der unterschiedlichen Zeitschritte stärker in das Ergebnis eingeht. So werden Materialien, die nahe der Einspeisung platziert sind, früher von den elektromagnetischen Wellen durchdrungen und erwärmen sich bereits, während im restlichen Applikator noch kein Feld ausgebildet ist. Zudem bilden sich Resonanz-

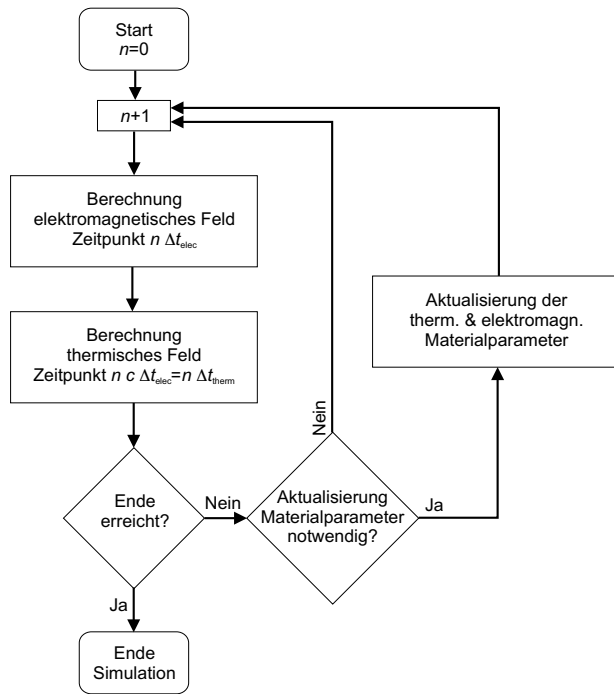


Bild 5.1: Ablaufdiagramm bei der Simulation mit direkter Kopplung von thermischer und elektromagnetischer Berechnung

überhöhungen oder Minima erst im eingeschwungenen Zustand aus. Ist die Dauer des Einschwingens im Verhältnis zum gesamten Vorgang nicht kurz genug, ergeben sich ungenaue Resultate.

Dieses Problem kann umgangen werden, indem zunächst nur die elektromagnetischen Felder simuliert werden, bis der eingeschwungene Zustand erreicht ist. Wird erst ab diesem Zeitpunkt die thermische Modellierung gestartet, kann dadurch der Einschwingvorgang ausgeblendet werden.

Probleme gibt es auch bei der Modellierung von Mikrowellenquellen mit breitbandigen Spektren. Solche Quellen werden entweder mit Hilfe eines geeigneten Pulses, wie in Abschnitt 3.4.2 gezeigt, oder durch eine

kontinuierliche nicht harmonische Funktion modelliert. Im ersten Fall klingen die elektromagnetischen Felder nach Ende des Pulses ab und es entsteht kein kontinuierlicher Heizprozess. Mit zunehmender Simulationsdauer werden die Feldamplituden deshalb immer geringer und es stellt sich ein thermisches Gleichgewicht ein. Im zweiten Fall wird ein periodisches, nicht harmonisches Signal zur Modellierung verwendet. Die Berechnungsdauer muss, da sich die elektromagnetische Feldverteilung laufend ändert, deutlich länger als die Periodendauer des Signals sein. Es können sonst wie beim Einschwingvorgang unphysikalische Effekte entstehen. Für eine Berechnung ist folglich eine sehr große, nicht vertretbare Anzahl von Zeitschritten nötig.

Eine Modellierung von breitbandigen Mikrowellenquellen mit dieser Methode ist deshalb nicht sinnvoll. Hier bietet die nachfolgende Verkopplungsmethode Vorteile.

5.2 Sequentielle Kopplung

Wie bereits erwähnt, können die Materialparameter für kleine Temperaturbereiche als konstant angenommen werden. Kennt man die im zeitlichen Mittel absorbierte Leistungsdichte an jedem Punkt innerhalb des Berechnungsvolumens, so kann die thermische Berechnung mit als konstant angenommenen elektrischem Feld durchgeführt werden.

Wird jedoch die maximal zulässige Temperaturdifferenz überschritten, bei der die Materialparameter als konstant angenommen werden können, muss das elektromagnetische Feld neu bestimmt werden. Dazu müssen die elektromagnetischen Parameter angepasst und der eingeschwungene Zustand des elektromagnetischen Feldes und damit die mittlere Leistungsdichte erneut berechnet werden. Diese Berechnung erfolgt ohne parallele Simulation der Temperaturfeldverteilung, sondern dient nur dazu die durch die Temperaturveränderung bedingte veränderte Leistungsdichte zu bestimmen. Wichtig bei deren Bestimmung ist, dass aus dem einfachen Momentanwert

$$E(t) = \operatorname{Re} \{ \underline{E}_0 e^{j\omega t} \} \quad (5.2)$$

die Amplitude $|\underline{E}_0|$ bestimmt werden muss. Diese kann mit

$$|\underline{E}_0| = \sqrt{E^2(t) + E^2\left(t + \frac{T}{4}\right)} \quad (5.3)$$

bei monofrequenten Feldern im Zeitbereich berechnet werden. Daraus ergibt sich mit

$$p_{\text{abs}} = \frac{1}{2} \kappa |\underline{E}_0|^2 \quad (5.4)$$

die im zeitlichen Mittel absorbierte Leistungsdichte. Bei breitbandigen Quellen kann die mittlere Leistungsdichte durch die in Abschnitt 3.4.2 erläuterte Methode berechnet werden.

Bild 5.2 zeigt das Ablaufdiagramm bei getrennter Simulation des eingeschwungenen elektromagnetischen Feldes und der Temperaturfeldverteilung. Zunächst wird eine reine elektromagnetische Simulation durchgeführt, bis der eingeschwungene Zustand des elektromagnetischen Feldes erreicht ist. Mit dieser Feldverteilung wird dann in der thermischen Simulation die Erwärmung der Materialien bestimmt. Das elektromagnetische Feld wird dabei nicht verändert. Erfordern die Temperaturveränderungen eine Neubestimmung der Materialparameter wird zunächst wieder eine reine elektromagnetische Simulation durchgeführt bis wieder der eingeschwungene Zustand des Feldes erreicht wird.

Die Anwendung dieser Kopplungsmethode ist bei breitbandigen Mikrowellenquellen sinnvoll, da dort eine direkte Kopplung zu Ungenauigkeiten führen kann. Besonders vorteilhaft ist diese Methode dann, wenn die für die Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen relevanten Parameter nicht temperaturabhängig sind. Dann kann das berechnete elektromagnetische Feld für die gesamte thermische Simulation als konstant angenommen werden. Eine rein thermische Simulation liefert dann genaue Ergebnisse. Im Gegensatz zu einer gemischten Berechnung ist der Berechnungsaufwand jedoch deutlich geringer.

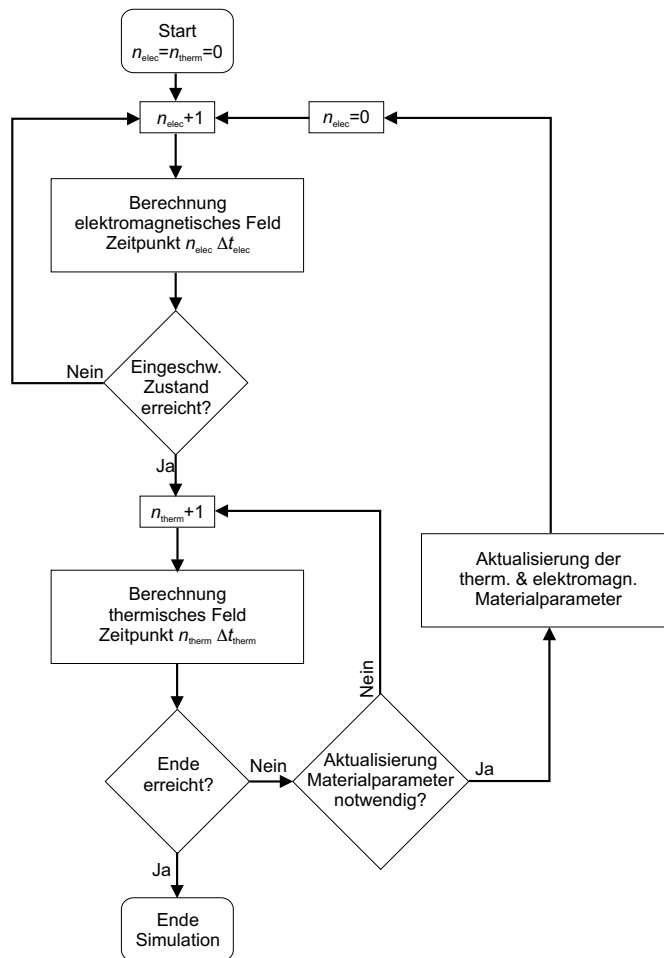


Bild 5.2: Ablauf Diagramm bei getrennter Berechnung des eingeschwungenen elektromagnetischen Feldes und der Temperaturfeldverteilung

5.3 Verifikation der selbstkonsistenten Modellierung

In diesem Abschnitt wird der Effekt von temperaturabhängigen Materialparametern auf die Erwärmung eines Körpers gezeigt. Beispielhaft wird ein Material mit ungünstigen Temperaturabhängigkeiten verwendet, welches bei der Erwärmung im Mikrowellenfeld zu lokalen Überhitzungen (engl. *hot spots*) neigt. Eine lokale Überhitzung entsteht, wenn mit zunehmender Temperatur die dielektrischen Verluste im Material ebenfalls zunehmen und die thermische Leitfähigkeit zu gering ist um innerhalb des Materials thermische Gradienten auszugleichen. Wie in Kapitel 3 gezeigt, sind ideal homogene Mikrowellenfelder nicht oder nur sehr schwer zu realisieren. Leichte Schwankungen der Feldstärke innerhalb des Materials verursachen geringe Temperaturgradienten. Werden diese nicht sofort ausgeglichen, erhöhen sich an diesen Stellen die dielektrischen Verluste. Dadurch wird an dieser Stelle überproportional zum restlichen Volumen erhitzt. Diese Reaktion setzt sich fort, so dass es zu extremen Temperaturgradienten kommt und das Material eventuell beschädigt wird.

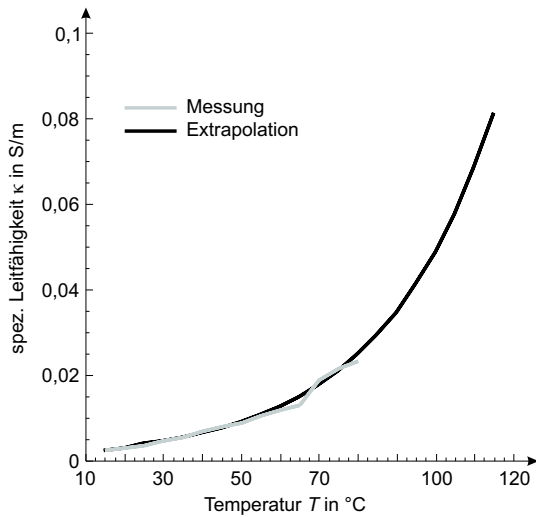
Solche Eigenschaften weist zum Beispiel Polyvinylchlorid (PVC) auf. Tabelle 5.1 zeigt die thermischen und dielektrischen Eigenschaften. Die spezifische Leitfähigkeit ist in Bild 5.3 aufgetragen. Eine Messung der Materialparameter bei Temperaturen über 80 °C ist sehr schwierig, da das Material dabei plastisch verformbar wird und sich nicht in gängigen Messapparaturen fixieren lässt. Um eine Simulation bei höheren Temperaturen zu ermöglichen werden die gemessenen Daten extrapoliert. In [Hum93] werden die Ursachen für die temperaturabhängige Leitfähigkeit in organischen Materialien erläutert. Ähnlich wie bei Halbleitern kann bei PVC eine Temperaturabhängigkeit gemäß

$$\kappa = \frac{c_1}{k_b T} e^{-\frac{c_2}{k_b T}} \quad (5.5)$$

angenommen werden. c_1 und c_2 sind temperaturunabhängige materialspezifische Konstanten, die anhand der gemessenen Werte angepasst werden. k_b ist die *Boltzmann* Konstante.

Tabelle 5.1: Materialparameter von PVC

spez. Wärmekapazität	1710 J/K kg
thermische Leitfähigkeit	0,09 W/m K
Dichte	1090 kg/m ³
rel. Permittivität	2,8

**Bild 5.3:** Spezifische Leitfähigkeit des erwärmten PVC Blocks, Messung und Extrapolation

Ein Block dieses Materials wird in einem einmodigen Applikator mit Mikrowellen erwärmt. In Bild 5.4 ist die zur Beheizung verwendete Geometrie abgebildet. Dabei ist der gezeigte Hohlleiter vorne mit der metallischen Platte abgeschlossen, so dass sich im Hohlleiter eine stehende Welle bildet (s. Bild 5.5). Für eindeutige thermische Umgebungsverhältnisse werden die Applikatorwände mit Wasser gekühlt.

Um die Simulation zu verifizieren, wird in der eingezeichneten Messebene temperatursensitives Papier zwischen das PVC gelegt. Wegen der orthogonalen Lage zu den elektrischen Feldlinien ist sichergestellt, dass das

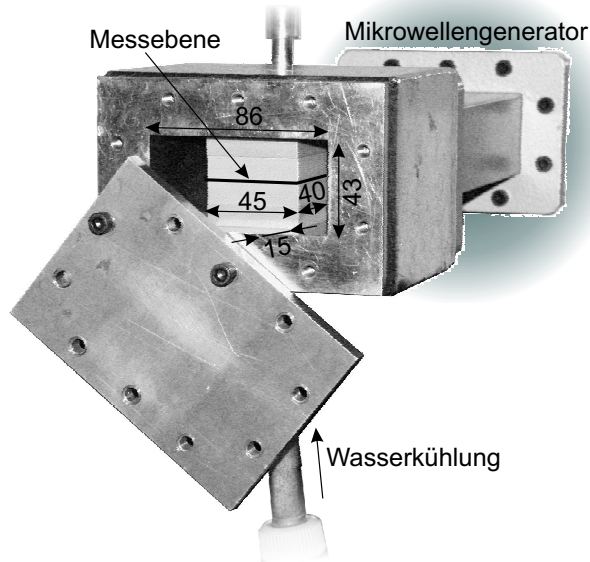


Bild 5.4: Messaufbau zur Verifikation der selbstkonsistenten Modellierung im einmodigen Applikator

Thermopapier nicht direkt durch das elektromagnetische Feld erwärmt wird und sich verfärbt.

Bei der Simulation wird die direkte Kopplung der elektromagnetischen und thermischen Simulation gewählt, da es sich um eine monofrequente Anregung handelt, bei der die direkte Kopplung schneller zum Resultat führt. Für die elektromagnetische Berechnung wird $\Delta t = 1,0 \text{ ps}$ als Zeitschritt verwendet. Der thermische Zeitschritt beträgt $1,0 \text{ ms}$. Die maximale Temperaturerhöhung, bis zu der keine Anpassung der Materialparameter erfolgt, beträgt 5 K . Für den untersuchten Temperaturbereich hat sich dieses Kriterium als hinreichend genau erwiesen. Die Berechnung der 240 s dauernden Heizphase dauert auf einer HP C240 Workstation ungefähr 4 h .

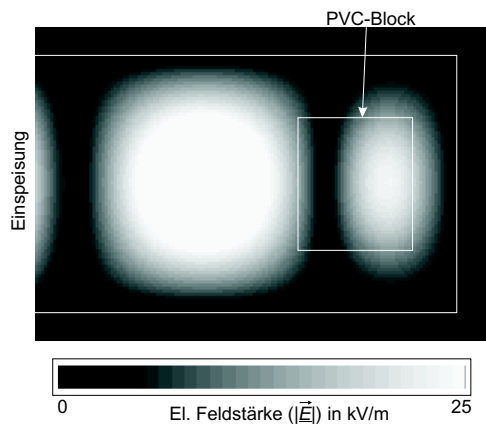


Bild 5.5: Elektrisches Feld ($|\vec{E}|$) im einmodigen Applikator in einem horizontalen Schnitt in Höhe der Messebene

In Bild 5.6 sind die Ergebnisse der Messung und der Rechnung nach verschiedenen Heizzeiten der Mikrowelle aufgezeigt. Man erkennt deutlich die im Material entstehende lokale Überhitzung. Diese Überhitzung befindet sich an der Stelle, an der die maximale elektrische Feldstärke lokalisiert ist (s. Bild 5.5). Zwischen Messung und Rechnung lässt sich eine sehr gute Übereinstimmung feststellen.

Betrachtet man den Temperaturverlauf an zwei Punkten innerhalb des PVC Blocks, wie in Bild 5.7 gezeigt, so ist zum einen der exponentielle Temperaturverlauf im *hot spot* zu sehen. Als Vergleich ist ein Punkt mit geringer Heizrate aufgetragen. Der resultierende Temperaturgradient im Material ist sehr hoch. Zur homogenen Erwärmung dieses Materials ist dieser Applikator deshalb nicht geeignet, da die zwangsläufig inhomogene elektromagnetische Feldverteilung und die daraus resultierende inhomogene Temperaturentwicklung nicht ausgeglichen werden können. Zur Lösung dieses Problems müsste entweder die elektrische Feldverteilung optimiert werden oder durch den Einsatz anderer Wärmequellen, wie z. B. beheizter Wände, die inhomogene Temperaturverteilung ausgeglichen werden.

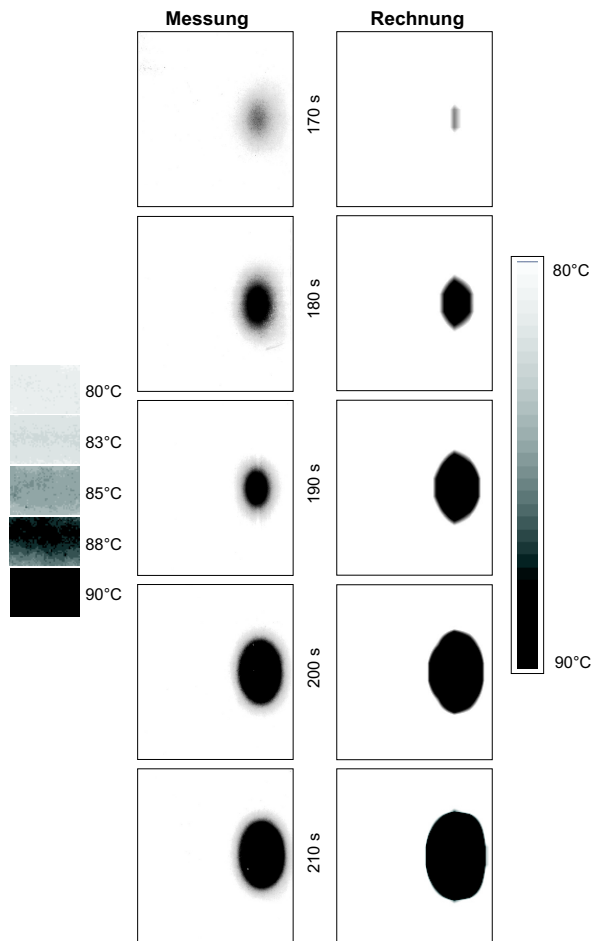


Bild 5.6: Vergleich zwischen Messung und Simulation des Mikrowellenheizprozesses

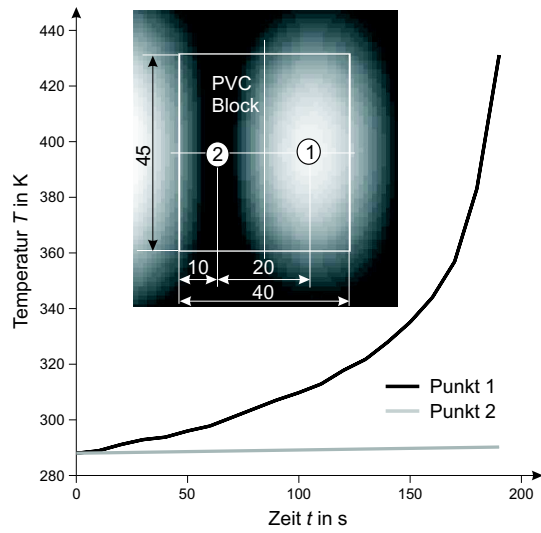


Bild 5.7: Temperaturverlauf an zwei Punkten in der Messebene, Punkt 1 liegt im Maximum des elektrischen Feldes, Punkt 2 im Minimum

Kapitel 6

Optimierung von Materialerwärmungsprozessen

Die in den vorigen Kapiteln hergeleiteten Methoden für die selbstkonsistente Modellierung der Erwärmung von Materialien werden in diesem Kapitel beispielhaft zur Optimierung eines Applikators eingesetzt. Die Materialien werden in einem Applikator erhitzt, der in seinen Abmessungen nicht verändert, jedoch in unterschiedlichen Konfigurationen betrieben wird um das Verhalten der Materialien bei unterschiedlichen Erwärmungsarten zu ermitteln. Ziel ist es, eine möglichst schnelle und dabei homogene Erwärmung zu erreichen. Die Beurteilung erfolgt anhand der im Abschnitt 2.2 erläuterten Kenngrößen.

6.1 Beispielofen

In Bild 6.1 ist eine Skizze der simulierten Anordnung zu sehen (vgl. [HW00b]). Vordere, hintere, obere und untere Wand des Applikators sind mit konstanter Heizleistung heizbar. Die Mikrowellenleistung wird wahlweise über einen oder zwei Hohlleiter eingespeist, die orthogonal po-

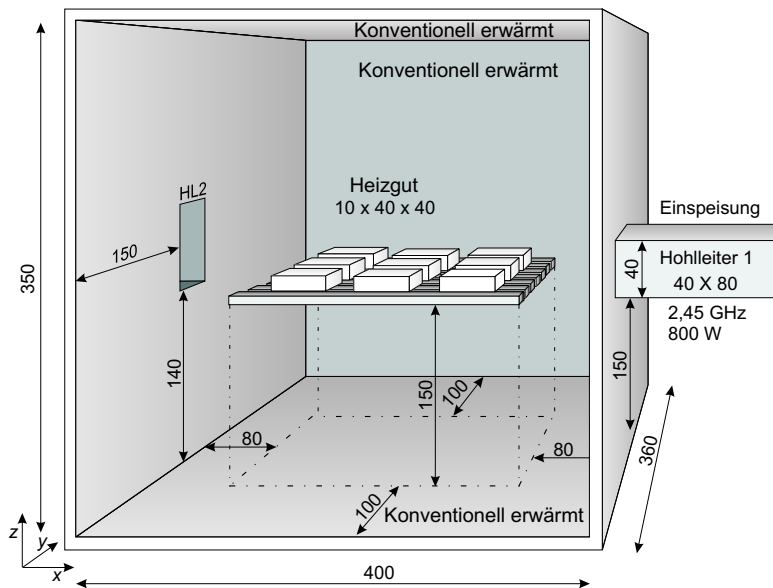


Bild 6.1: Ofen mit Mikrowellen- und konventionellem Heizsystem (Maße in mm)

larisiert sind und sich an den Seitenwänden befinden. Um zu verhindern, dass Materialien nahe der heizbaren Wände überproportional erwärmt werden, wird das Ofenvolumen von $50,4 \text{ l}$ nicht komplett beladen. Die erwärmten Materialblöcke liegen auf keramischen Stäben mit einem quadratischem Querschnitt von $10 \times 10 \text{ mm}^2$, die im Abstand von 80 bzw. 100 mm vor den Ofenwänden thermisch und elektromagnetisch neutral aufgehängt sind. Die Stäbe werden sowohl in der elektromagnetischen als auch in der thermischen Simulation berücksichtigt, da sie wegen ihrer elektrischen Leitfähigkeit das elektromagnetische Feld absorbieren und sich erwärmen. Als Heizgut sind auf den Stäben 9 Materialblöcke ($H \times B \times T = 10 \times 40 \times 40 \text{ mm}^3$) gemäß Bild 6.2 angeordnet. Diese besitzen für Sinterkeramiken typische Materialparameter. Diese sind zusammen mit den Materialdaten des Ofens und der Haltestäbe in Tabelle 6.1 aufgelistet. Man erkennt, dass sowohl die Stäbe als auch das Material nur geringe thermische Leitfähigkeit besitzen, wodurch eine homogene Er-

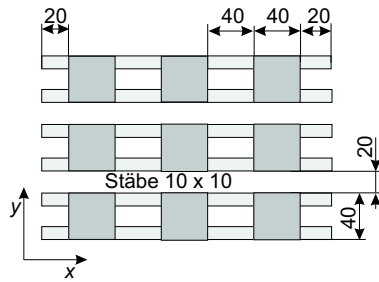


Bild 6.2: Abmessungen und Position des Heizguts und der Haltestäbe im Applikator (Maße in mm)

wärmung erschwert wird. Zu Beginn sämtlicher Simulationen befindet sich die gesamte Anordnung im thermischen Gleichgewicht, d.h. alle Materialien haben eine Temperatur von 300 K.

Der Ofen wird in den folgenden Konfigurationen untersucht:

- *Konventionelle Erwärmung.* Die simulierte Anordnung entspricht der in Bild 6.1 gezeigten Konfiguration, allerdings werden nur die beheizbaren Wände zu Erwärmung der Materialien benutzt.
- *Mikrowellenerwärmung.* Die Materialien werden ausschließlich durch Mikrowelle erwärmt. Die Energie wird über den Hohlleiter 1 eingespeist. Im Gegensatz zur konventionellen Erwärmung wird eine zusätzliche Isolierung im Ofen verwendet (s. Bild 6.4). Diese wird wegen der großen Temperaturunterschiede zwischen Heizgut und den nicht beheizten Wänden benötigt.
- *Hybriderwärmung.* Die Mikrowellenerwärmung und die konventionelle Erwärmung werden zunächst ohne besondere Anpassung kombiniert. Eine Isolierung wie bei der Mikrowellenerwärmung wird nicht verwendet. Ausgehend davon werden Optimierungen an der Hybridkonfiguration vorgenommen.

Die Homogenitätsszahlen (HO), Feldüberhöhungswerte (HSF) und die

Tabelle 6.1: In allen Berechnungen verwendete Materialparameter

Material	Eigenschaft	Wert	Temp.
Isolation, Stäbe & Heizgut	spez. Wärmekap. c_s	765 J/kg K	300 K
		940 J/kg K	400 K
		1110 J/kg K	600 K
		1225 J/kg K	1000 K
	Dichte ρ	3970 kg/m ³	
	therm. Leitf. σ_c	36 W/K m	300 K
		27 W/K m	400 K
		16 W/K m	600 K
		10 W/K m	>1000 K
	Emissionskoeff. $\varepsilon_{\text{rad}} = \alpha_{\text{rad}}$	0,78	300 K
0,69		600 K	
0,61		800 K	
0,54		1000 K	
0,50		>1200 K	
	rel. Perm. ε_r	9,6	
Stäbe & Isolation Heizgut	elektr. Leitf. σ_{elec}	0,01 S/m	
	elektr. Leitf. σ_{elec}	0,05 S/m	

mittleren Temperaturen innerhalb der Materialien sind für alle Konfigurationen am Ende dieses Kapitels in Tabelle 6.2 zusammengefasst.

6.2 Konventioneller Ofen

Zunächst wird die Temperaturfeldverteilung bei rein konventioneller Erwärmung untersucht. Dazu werden die vier heizbaren Wände zur Erwärmung der Materialien benutzt. Die Wände werden mit einer Heizrate von 5 K/s erwärmt. Für 10 mm dicke Wände aus Graphit wäre dazu eine Heizleistung von 22 kW erforderlich.

Bild 6.3 zeigt die Temperaturfeldverteilung in einem horizontalen Schnitt in der Mitte des Heizguts bei $z = 165$ mm nach 30 s und nach 300 s. In-

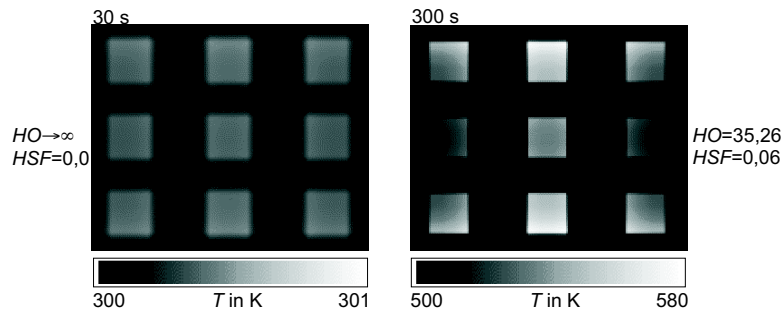


Bild 6.3: Temperaturverteilung bei konventioneller Heizung, $P_{\text{konv}} = 4 \times 22 \text{ kW}$, horizontaler Schnitt bei $z = 165 \text{ mm}$

nerhalb der ersten 30 s erwärmen sich die Materialien kaum, da die Wände noch nicht warm genug sind um große Energiemengen auf die Materialien zu übertragen. Da sich die Materialproben quasi immer noch im thermischen Gleichgewicht befinden, ist die Homogenität unendlich groß. Nach 300 s haben sich die Materialien um durchschnittlich 200 K erwärmt. Da die Wärme vor allem durch Strahlung übertragen wird und sich die Materialien teilweise gegenseitig abschatten, ergeben sich jedoch für die einzelnen Materialblöcke unterschiedliche Temperaturen und es entstehen Temperaturgradienten. Die resultierende Homogenität beträgt $HO_{\text{therm}} = 35,26$. In den Abbildungen sind die Temperaturskalen jeweils angepasst.

Soll die Homogenität bei gleichbleibender Konfiguration verbessert werden, muss eine kleinere Heizrate gewählt und damit die Leistungsaufnahme der heizbaren Wände erniedrigt werden. Dadurch verlängert sich jedoch die Prozesszeit. Würde man eine höhere Heizrate wählen, so hätte dies eine geringere Homogenität zur Folge. Um eine schnellere und dabei trotzdem homogene Erwärmung zu erhalten, müssen deshalb andere Wärmequellen eingesetzt werden.

6.3 Mikrowellenofen

In dieser Konfiguration wird der Ofen ausschließlich mit Mikrowellen gespeist. Die Speisung erfolgt, wie in Bild 6.4 zu sehen, über den Hohlleiter 1. Die Mikrowellenquelle erzeugt eine Leistung von 800 W bei $f = 2,45 \text{ GHz}$. In diesem Beispiel kommt keine aktive Frequenzmodulation durch *Stub-Tuner* zum Einsatz. Es handelt sich deshalb um eine schmalbandige Quelle. Da die Ofenwände nicht beheizt werden, muss eine zusätzliche thermische Isolierung eingebracht werden. Diese soll verhindern, dass durch Wärmestrahlung die Oberflächen der Materialien gegenüber ihrem Inneren abkühlen. Bei der Isolierung handelt es sich um ein Material, das sehr geringe elektrische und thermische Leitfähigkeit aufweist (s. Tab. 6.1). Die Anordnung der Stäbe und der Materialblöcke wird gegenüber der konventionellen Erwärmung nicht verändert.

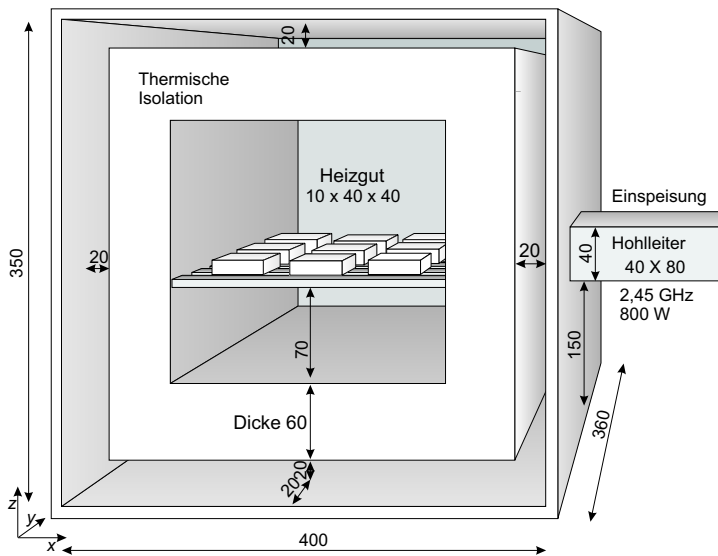


Bild 6.4: Ofen für Mikrowellenheizung mit thermischer Isolierung (Maße in mm)

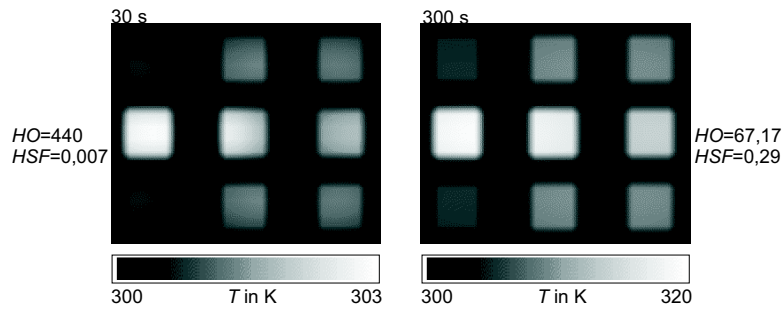


Bild 6.5: Temperaturverteilung bei reiner Mikrowellenerwärmung, $P_{\text{elec}} = 800 \text{ W}$, $f = 2,45 \text{ GHz}$, Einspeisung durch Hohlleiter 1, horizontaler Schnitt bei $z = 165 \text{ mm}$

Bild 6.5 zeigt die Temperaturfeldverteilung in den Materialstücken nach 30 s und nach 300 s. Nach 30 s weisen die Materialien zunächst eine gegenüber der konventionellen Heizung geringfügig höhere Temperatur auf, da die Mikrowelle sofort Wärme in den Materialien erzeugt. Die Homogenität beträgt $HO_{\text{therm}} = 440$. Nach 300 s ist die mittlere Temperatur jedoch deutlich geringer als im konventionellen Fall.

Problematisch ist bei der Mikrowellenheizung, dass das Isolationsmaterial ebenfalls von der Mikrowelle erwärmt wird und damit nicht die volle Mikrowellenleistung zur Erwärmung des Materials zur Verfügung steht. Wie später noch gezeigt wird, erhöht sich die Heizrate bei gleichbleibender Mikrowellenleistung im Falle des Hybridofens signifikant, da dort keine Isolierung benötigt wird.

Die Temperaturgradienten und die unterschiedlichen Temperaturen der einzelnen Blöcke entstehen in dieser Konfiguration durch das ungleichmäßige elektromagnetische Feld ($HO_{\text{elec}} = 1,25$). In der Feldverteilung in Bild 6.6 erkennt man, dass sich innerhalb der Isolierung Resonanzen ausbilden, die zu lokalen warmen und kalten Bereichen führen.

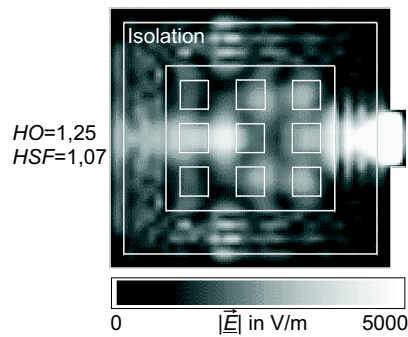


Bild 6.6: Betrag der elektrischen Feldstärke ($|\vec{E}|$) im Mikrowellenofen mit zusätzlicher thermischer Isolierung, $P_{\text{elec}} = 800 \text{ W}$, $f = 2,45 \text{ GHz}$, Einspeisung durch Hohlleiter 1, horizontaler Schnitt bei $z = 165 \text{ mm}$

6.4 Hybridofen

Konfiguration 1

Der Hybridofen aus Bild 6.1 kombiniert die beiden vorher gezeigten Erwärmungsarten. Diese werden zunächst ohne besondere Optimierung kombiniert (Konfiguration 1), d. h. die vier beheizbaren Wände werden mit einer Heizrate von 5 K/s erwärmt und die Mikrowelle wird durch Hohlleiter 1 in den Ofen eingespeist ($P_{\text{elec}} = 800 \text{ W}$, $f = 2,45 \text{ GHz}$). Um möglichst immer ein thermisches Gleichgewicht innerhalb des Ofens zu erreichen sollte die Temperatur der Wände ungefähr der Temperatur der Materialblöcke entsprechen. Bei dieser Konfiguration ist die Temperatur der Wände höher als die der Materialien ($T_{\text{Wände}}(30 \text{ s}) = 450 \text{ K}$, $T_{\text{Wände}}(300 \text{ s}) = 1800 \text{ K}$). Folglich muss entweder die konventionelle Heizleistung oder – wie in der folgenden Konfiguration 2 – die Mikrowellenleistung erhöht werden.

In Bild 6.7 ist die resultierende Temperaturfeldverteilung bei dieser Kombination zu sehen. Wegen des Fehlens der Isolierung ergibt sich gegenüber der Mikrowellenerwärmung eine deutlich höhere Heizrate, jedoch

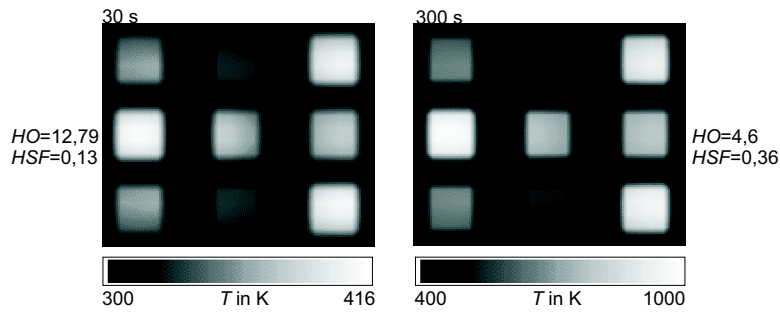


Bild 6.7: Temperaturverteilung im Hybridofen (Konfiguration 1), $P_{\text{konv}} = 4 \times 22 \text{ kW}$, $P_{\text{elec}} = 800 \text{ W}$, $f = 2,45 \text{ GHz}$, Einspeisung durch Hohlleiter 1, horizontaler Schnitt bei $z = 165 \text{ mm}$

ist die Homogenität sehr gering ($HO_{\text{therm}} = 12,79$ bzw. $4,6$). Die in Bild 6.8 dargestellte elektrische Feldverteilung zeigt, dass starke Resonanzen die Ursache für dieses Verhalten ($HO_{\text{elec}} = 1,32$).

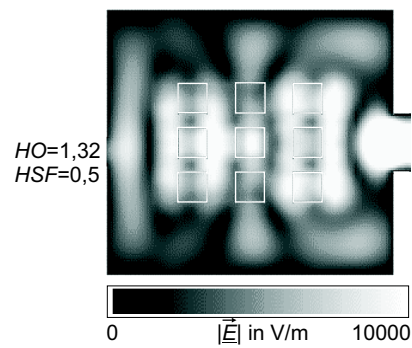


Bild 6.8: Betrag der elektrischen Feldstärke ($|\vec{E}|$) im Hybridofen (Konfiguration 1), $P_{\text{elec}} = 800 \text{ W}$, $f = 2,45 \text{ GHz}$, Einspeisung durch Hohlleiter 1, horizontaler Schnitt bei $z = 165 \text{ mm}$

Konfiguration 2

Da die Hauptursache der inhomogenen Erwärmung offensichtlich in der elektrischen Feldverteilung liegt, wird im Folgenden deren Homogenisierung angestrebt. Dazu wird eine zweite Einspeisung (HL 2) an der zur ersten Einspeisung gegenüberliegenden Wand angebracht (Konfiguration 2). Um eine gegenseitige Verkopplung zu minimieren haben die beiden Hohlleiter orthogonale Polarisierung (s. Bild 6.1). Die aus den beiden Einspeisungen resultierende elektromagnetische Feldverteilung ist in Bild 6.9 zu sehen. Es kann durch diese Maßnahme jedoch nur eine ge-

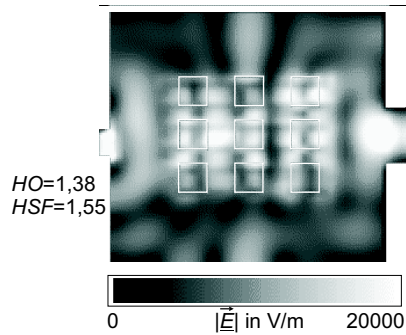


Bild 6.9: Betrag der elektrischen Feldstärke ($|\vec{E}|$) im Hybridofen (Konfiguration 2), $P_{\text{elec}} = 2 \times 800 \text{ W}$, $f = 2,45 \text{ GHz}$, Einspeisung durch Hohlleiter 1 & 2, horizontaler Schnitt bei $z = 165 \text{ mm}$

ringe Verbesserung der Homogenität erreicht werden ($HO_{\text{elec}} = 1,38$).

Wegen der nun doppelten Leistung, die in den Ofen eingespeist wird, ergibt sich eine im Vergleich zu Konfiguration 1 höhere und damit besser an die Temperatur der Wände angepasste Heizrate. Bild 6.10 zeigt die Temperaturverteilungen nach 30 s und nach 300 s. Wegen der höheren Heizrate kann sich die Wärme noch weniger als bei Konfiguration 1 innerhalb des Materials homogenisieren, und es resultiert eine noch geringere thermische Homogenität ($HO_{\text{therm}} = 5,82$ bzw. 2,58).

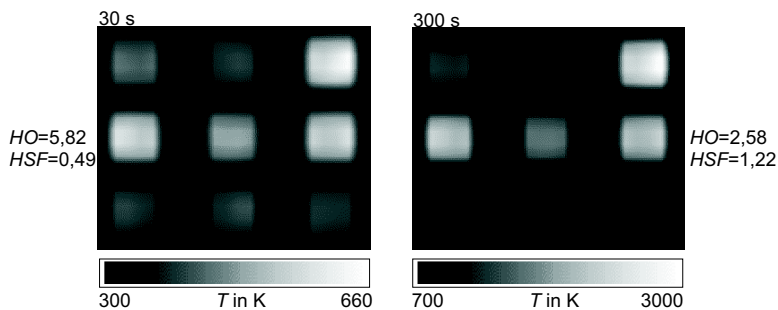


Bild 6.10: Temperaturverteilung im Hybridofen (Konfiguration 2), $P_{\text{konv}} = 4 \times 22 \text{ kW}$, $P_{\text{elec}} = 2 \times 800 \text{ W}$, $f = 2,45 \text{ GHz}$, Einspeisung durch Hohlleiter 1 & 2, horizontaler Schnitt bei $z = 165 \text{ mm}$

Konfiguration 3

In Konfiguration 3 werden die schmalbandigen Generatoren durch breitbandige Quellen mit einer Bandbreite von 500 MHz bei gleicher Leistung (800 W) ersetzt. Wie bereits in Kapitel 3 gezeigt, kann dadurch eine Homogenisierung des elektrischen Feldes erreicht werden. In Bild 6.11 ist das elektrische Feld abgebildet, das sich bei Verwendung der breitbandigen Quellen ergibt. Die Homogenität des elektrischen Feldes beträgt in dieser Konfiguration $HO_{\text{elec}} = 2,50$. Aus dieser homogeneren elektrischen Feldverteilung resultiert, wie in Bild 6.12 zu sehen, auch eine homogenere Erwärmung der Materialien ($HO_{\text{therm}} = 23,6$ bzw. $26,6$). Mit dieser Konfiguration kann trotz der hohen Heizrate eine gute Homogenität erreicht werden.

6.5 Schlussfolgerungen

In dem vorliegenden Beispiel zeigt sich, dass die thermische Homogenität bei mikrowellenunterstützten Heizprozessen vor allem von der elektromagnetischen Feldverteilung abhängt. Für Materialien mit geringer thermischer Leitfähigkeit muss auf eine ausreichende Homogenität des

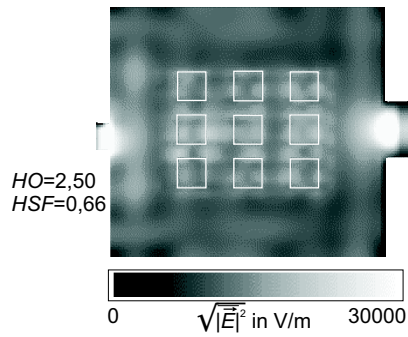


Bild 6.11: Elektrische Feldverteilung ($\sqrt{|\vec{E}|^2}$) im Hybridofen (Konfiguration 3), $P_{\text{elec}} = 2 \times 800 \text{ W}$, $f_c = 2,45 \text{ GHz}$, $B = 500 \text{ MHz}$, Einspeisung durch Hohlleiter 1 & 2, horizontaler Schnitt bei $z = 165 \text{ mm}$

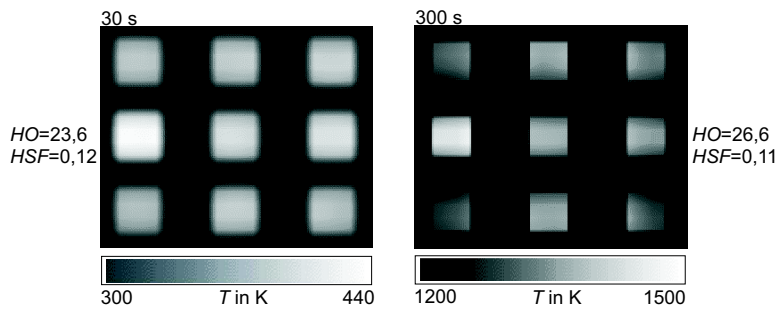


Bild 6.12: Temperaturverteilung im Hybridofen (Konfiguration 3), $P_{\text{konv}} = 4 \times 22 \text{ kW}$, $P_{\text{elec}} = 2 \times 800 \text{ W}$, $f_c = 2,45 \text{ GHz}$, $B = 500 \text{ MHz}$, Einspeisung durch Hohlleiter 1 & 2, horizontaler Schnitt bei $z = 165 \text{ mm}$

elektromagnetischen Feldes geachtet werden. Im Hybridofen kann auch mit relativ geringer Mikrowellenleistung eine hohe Heizrate erzielt werden, da keine thermische Isolierung im Ofen benötigt wird. Zusätzlich wird im praktischen Einsatz eine Beladung des Ofens ohne Isolation erleichtert und vergrößert dessen nutzbares Volumen.

Tabelle 6.2: Kenngrößen (Homogenität HO , Feldüberhöhungsfaktor HSF , mittlere Temperatur) der Temperaturverteilungen innerhalb der erwärmten Materialien

Erwärmungsart	Zeit	HO_{therm}	HSF_{therm}	Temp.
	in s			in K
Konventionell	30	∞	0	300
	300	35,26	0,06	536
Mikrowelle	30	440,00	0,0066	301
	300	67,17	0,029	311
Hybrid, schmalb., HL 1	30	12,79	0,13	366
	300	4,60	0,36	739
Hybrid, schmalb., HL 1&2	30	5,82	0,49	466
	300	2,58	1,22	1440
Hybrid, breitb., HL 1&2	30	23,60	0,12	394
	300	26,6	0,11	1330

Tabelle 6.3: Kenngrößen (Homogenität HO , Feldüberhöhungsfaktor HSF) der elektromagnetischen Feldverteilung ($|\vec{E}|^2$) innerhalb des erwärmten Materials

Erwärmungsart			Mittl. Feldst.
	HO_{elec}	HSF_{elec}	in $(\text{kV/m})^2$
Mikrowelle	1,25	1,07	6,57
Hybrid Konfiguration 1	1,32	0,50	56,9
Hybrid Konfiguration 2	1,38	1,55	169
Hybrid Konfiguration 3	2,50	0,66	371

In den Tabellen 6.2 und 6.3 sind die Kenngrößen der thermischen und elektromagnetischen Feldverteilungen zusammenfassend dargestellt. Bei den thermischen Homogenitäten verwundern zunächst die günstigen Werte der reinen Mikrowellenerwärmung gegenüber den Hybridkonfigurationen. Jedoch kann sich wegen der geringen Heizrate bei der Mikrowellenerwärmung einerseits die Temperatur innerhalb der Materialproben homogenisieren, andererseits sind noch keine großen Temperaturdifferen-

zen zur Anfangstemperatur möglich, so dass daraus eine entsprechend geringe Standardabweichung und damit hohe Homogenität resultiert. Durch das Herabsetzen der Heizrate kann immer eine bessere Homogenität erzielt werden. Mit der Hybridheizung kann selbst bei sehr hohen Heizraten eine ausreichende Homogenität erzielt werden.

Kapitel 7

Zusammenfassung

Die schnelle Erwärmung von Materialien ist ein wichtiger Kernprozess vieler industrieller Herstellungsverfahren. Die Prozesszeiten werden maßgeblich von diesen Erwärmungsvorgängen bestimmt. Die bisher eingesetzte konventionelle Erwärmung, die den Materialien die Wärme über deren Oberfläche zuführt, lässt jedoch keine höheren Heizraten zu. Wegen der Wärmezufuhr über die Oberfläche ist diese beim Erwärmungsvorgang wärmer als das Innere des Materials. Dieser Temperaturunterschied kann zur Beschädigung oder Zerstörung des Materials führen.

Der Einsatz von Mikrowellen zur Erwärmung ist deshalb erfolgversprechend, da im Gegensatz zu konventionellen Methoden die Wärme im gesamten Volumen eines Materials erzeugt wird. Die damit verbundenen höheren Heizraten verursachen bei inhomogenen elektromagnetischen Feldern höhere Temperaturgradienten im Material, die dieses beschädigen oder zerstören können. Zusätzlich tritt ein der konventionellen Erwärmung entgegengesetztes Problem auf: Die Oberflächen eines Materials geben aufgrund der Wärmestrahlung Energie an ihre Umgebung ab. Das Zentrum wird dadurch selbst bei homogenem Mikrowellenfeld wärmer als die Oberfläche. Abhilfe ermöglicht die Kombination beider Erwärmungsmethoden. Eine solche Kombination bedarf jedoch sorgfältiger Planung und geeigneter Simulationswerkzeuge, die in der Lage sind,

sowohl elektromagnetische als auch Temperaturfeldverteilungen verlässlich zu berechnen.

Die prinzipiellen Konzepte von Mikrowellenapplikatoren werden in Kapitel 2 gezeigt. Eine neuartige Möglichkeit, die elektromagnetischen und thermischen Eigenschaften von Öfen beurteilen zu können, wird im zweiten Teil des Kapitels eingeführt. Dabei ist durch die Anwendung statistischer Verfahren erstmalig eine quantitative Aussage über die Qualität der Erwärmung möglich. Diese Verfahren werden in den folgenden Kapiteln zur Beurteilung verschiedener Öfen herangezogen.

Für eine zuverlässige Vorhersage der thermischen Vorgänge in Öfen muss eine genaue Modellierung sowohl der elektromagnetischen als auch der thermischen Vorgänge erfolgen. In dieser Arbeit wird ein neuartiges Entwurfswerkzeug vorgestellt, mit dem konventionell betriebene Öfen, Mikrowellenöfen und Kombinationen aus diesen untersucht werden können.

Die dazu eingesetzten numerischen Methoden bauen auf der Methode der finiten Differenzen im Zeitbereich auf. Kapitel 3 zeigt die zur Berechnung der elektromagnetischen Felder eingesetzten Verfahren. Weiter wird die Modellierung und der Einfluss verschiedener Mikrowelleneinspeisungen untersucht. Erstmals wird die Verwendung von breitbandigen Mikrowellenquellen und deren Einfluss auf die Homogenität eines Mikrowellenfeldes untersucht. Die erzielten Verbesserungen sind für die Konstruktion von Öfen zukunftsweisend.

Die in Kapitel 4 gezeigte numerische Berechnung von transienten thermischen Vorgängen basiert ebenfalls auf dem Verfahren der finiten Differenzen. Erstmals wird dabei auch die Wärmeübertragung durch Strahlung berücksichtigt. Da sich die Wärmestrahlung aufgrund ihrer physikalischen Eigenschaften nicht mit dem üblichen finiten Differenzenansatz modellieren lässt, wurde eine völlig neuartige Methode entwickelt. Bei dieser werden u. a. abgewandelte, aus der Informatik stammende Algorithmen verwendet um die Sichtbarkeit von finiten Oberflächen innerhalb eines dreidimensionalen unregelmäßigen Gitters zu detektieren. Trotz des hohen rechentechnischen Aufwandes werden bei der Modellierung kurze Rechenzeiten erreicht. Damit ist erstmalig eine Modellierung von konventionell betriebenen Öfen möglich, bei denen die Wärme durch

Strahlung auf die Materialien übertragen wird. Weiter wird in Kapitel 4 auch die Modellierung der Erwärmung durch Mikrowellen beschrieben. Die Kombination aller Heizarten in einem Simulationstool ist dabei neuartig und wird den Entwurf von Öfen und Heizvorgängen in der Zukunft entscheidend vereinfachen.

Die Temperaturabhängigkeit der Materialparameter vieler Stoffe muss für eine korrekte Simulation bei der Berechnung berücksichtigt werden. Diese Temperaturabhängigkeit wirkt sich auf das thermische und elektromagnetische Berechnungsverfahren aus. Die in den Algorithmen auftretenden Konstanten müssen mit sich ändernder Temperatur aktualisiert werden. Kapitel 5 zeigt zwei verschiedene Möglichkeiten für die dazu notwendige selbstkonsistente Verkopplung von thermischem und elektromagnetischem Berechnungsverfahren auf. Je nach Problemstellung ist nur eine der Methoden anwendbar bzw. eines der Verfahren günstiger.

Kapitel 6 zeigt beispielhaft die Optimierung eines Erwärmungsprozesses. Dazu wird die elektromagnetische Feldverteilung durch breitbandige Quellen homogenisiert und ein vielversprechender Hybridheizungsansatz gewählt, der optimale Resultate erzielt.

Mit den in dieser Arbeit gezeigten Algorithmen ist es möglich, die Qualität unterschiedlicher Applikatoren zu bestimmen und diese zu optimieren. Dabei zeigen die angewandten Verfahren eine große Flexibilität, was auch ungewöhnliche Optimierungsansätze erlaubt.

Anhang A

Formfaktoren für finite Flächenpaare

A.1 Finite parallele Flächen

Für die in Bild A.1 gegebene Situation ergibt sich für den Formfaktor

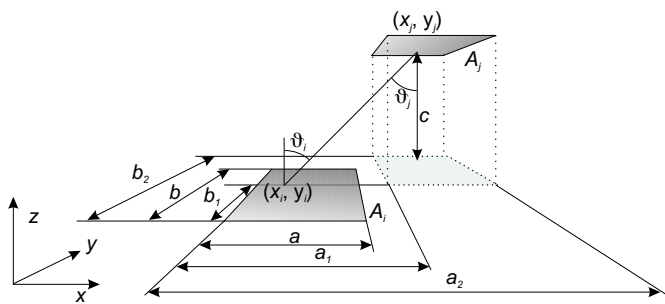


Bild A.1: Zwei finite, parallele Flächen A_i und A_j

$$\begin{aligned}
F_{ij} &= \frac{1}{A_i} \int_{A_i} \int_{A_j} \frac{\cos \vartheta_i \cos \vartheta_j}{\pi r^2} dA_i dA_j & (A.1) \\
&= \frac{1}{\pi a b} \int_{b_1}^{b_2} \int_0^b \int_0^{a_2} \int_0^a \frac{h^2 dx_i dx_j dy_i dy_j}{[h^2 + (x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2]^2}
\end{aligned}$$

mit $\cos \vartheta_i = \cos \vartheta_j = \frac{c}{r}$, wobei $r = \sqrt{c^2 + (x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2}$. Nach einigen Umformungen erhält man

$$F_{ij} = \frac{1}{2\pi a b} (C_1 - C_2 - C_3 + C_4) \quad (A.2)$$

Die Koeffizienten C_1 bis C_4 berechnen sich nach

$$\begin{aligned}
C_i &= p_i \left[\sqrt{a_2^2 + h^2} \arctan \frac{p_i}{\sqrt{a_2^2 + h^2}} - \right. & (A.3) \\
&\quad \left. \sqrt{a_1^2 + h^2} \arctan \frac{p_i}{\sqrt{a_1^2 + h^2}} - \right. \\
&\quad \left. \sqrt{(a - a_2)^2 + h^2} \arctan \frac{p_i}{\sqrt{(a - a_2)^2 + h^2}} + \right. \\
&\quad \left. \sqrt{(a - a_1)^2 + h^2} \arctan \frac{p_i}{\sqrt{(a - a_1)^2 + h^2}} \right] \\
&+ \sqrt{p_i^2 + h^2} \left[a_2 \arctan \frac{a_2}{\sqrt{p_i^2 + h^2}} - \right. \\
&\quad a_1 \arctan \frac{a_1}{\sqrt{p_i^2 + h^2}} + \\
&\quad (a - a_1) \arctan \frac{a - a_1}{\sqrt{p_i^2 + h^2}} - \\
&\quad \left. (a - a_2) \arctan \frac{a - a_2}{\sqrt{p_i^2 + h^2}} \right] \\
&+ \frac{h^2}{2} \ln \frac{(a_1^2 + h^2 + p_i^2) [(a - a_2)^2 + h^2 + p_i^2]}{(a_2^2 + h^2 + p_i^2) [(a - a_1)^2 + h^2 + p_i^2]}
\end{aligned}$$

mit $p_1 = b - b_1$, $p_2 = b - b_2$, $p_3 = b_1$, $p_4 = b_2$, $i = 1, 2, 3, 4$.

A.2 Finite senkrecht orientierte Flächen

Im senkrechten Fall (Bild A.2) erhält man für den Formfaktor

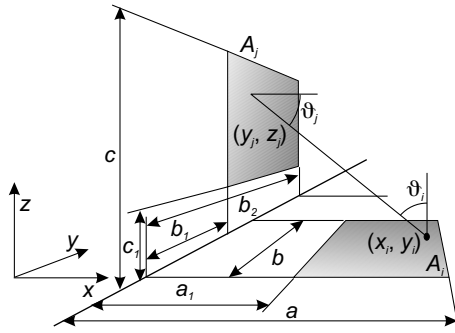


Bild A.2: Zwei finite, senkrecht zueinander orientierte Flächen A_i und A_j

$$F_{ij} = \frac{1}{\pi(a - a_1) b} \int_0^b \int_{a_1}^a \int_{b_1}^{b_2} \int_{c_1}^c \frac{z_j x_i dz_j dy_j dx_i dy_i}{[(y_i - y_j)^2 + x_i^2 + z_j^2]^2} \quad (\text{A.4})$$

mit $\cos \vartheta_i = \frac{z_i}{r}$, $\cos \vartheta_j = \frac{x_i}{r}$ und $r = \sqrt{(x_i - x_j)^2 + y_i^2 + z_j^2}$ nach einigen Umformungen

$$F_{ij} = \frac{1}{2\pi(a - a_1) b} (D_1 - D_2 - D_3 + D_4) \quad (\text{A.5})$$

Die Koeffizienten sind

$$\begin{aligned} D_i = & t_i \left[b_2 \arctan \frac{b_2}{t_i} - b_1 \arctan \frac{b_1}{t_i} - \right. \\ & \left. (b - b_2) \arctan \frac{b - b_2}{t_i} + (b - b_1) \arctan \frac{b - b_1}{t_i} \right] \\ & + \frac{t_i^2}{4} \ln \frac{(t_i^2 + b_1^2) [t_i^2 + (b - b_2)^2]}{(t_i^2 + b_2^2) [t_i^2 + (b - b_1)^2]} \\ & + \frac{m_i^2}{4} \ln \frac{(a_1^2 + m_i^2 + c_1^2)(a^2 + m_i^2 + c - 1^2)}{(a_1^2 + m_i^2 + c_1^2)(a^2 + m_i^2 + c^2)} \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

wobei $t_1 = \sqrt{a^2 + c_1^2}$, $t_2 = \sqrt{a_1^2 + c_1^2}$, $t_3 = \sqrt{a^2 + c^2}$, $t_4 = \sqrt{a_1^2 + c^2}$,
 $m_1 = b_1$, $m_2 = b_2$, $m_3 = b - b_1$, $m_4 = b - b_2$ und $i = 1, 2, 3, 4$.

Literaturverzeichnis

- [AW87] J. Amanatides and A. Woo, “A Fast Voxel Transversal Algorithm for Ray Tracing”, *Computer Graphics 87*, London, UK, pp. 149–155, 1987.
- [BDvW97] S. Bradshaw, S. Delpont and E. van Wyk, “Qualitative Measurement of Heating Uniformity in a Multimode Microwave Cavity”, *J. Microwave Power and Electromagn. Energy*, vol. 32, no. 2, pp. 87–95, 1997.
- [Ber96] J.-P. Berenger, “Perfectly Matched Layer for the FDTD Solution of Wave-Structures Interaction Problems”, *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 44, pp. 110–117, Jan. 1996.
- [BSM⁺97] I. N. Bronstein, K. A. Semendjajew, G. Musiol und H. Mühlig, *Taschenbuch der Mathematik*, Verlag Harri Deutsch, Frankfurt a. M., 3. Auflage, 1997.
- [But80] C. M. Butler, “Investigation of a Scatterer Coupled to an Aperture in a Conducting Screen”, *IEE Proceedings*, vol. 127, no. 3, pp. 161–169, June 1980.
- [CdIRS99] J. A. Ceberían-Gascón, E. de los Reyes and D. Sánchez-Hernández, “Use of Commercial Electromagnetic Simulators for Uniformity Enhancement of Slotted Waveguide-Fed Microwave Heating Applicators”, *7th Int. Conf. on Microwave and High Frequency Heating*, Valencia, Spanien, pp. 225–228, Sep. 1999.

- [Chu92] K. R. Chu, "Time Domain Analysis of Open Cavities", *Lecture Notes and Comp. Exercises for Graduate Courses*, University of California, Los Angeles, Nov. 1992.
- [Col73] R. E. Collin, *Grundlagen der Mikrowellentechnik*, VEB Verlag Technik, Berlin, 1973.
- [Col97] J. B. Cole, "A High-Accuracy Realization to the Yee Algorithm Using Non-Standard Finite Differences", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 45, no. 6, pp. 991–996, June 1997.
- [CR96] T. V. Chow Ting Chan and H. C. Reader, "Modelling of Modes and Perspectives on Multiple-Feeds in Microwave Ovens", *J. Microwave Power and Electromagn. Energy*, vol. 31, no. 4, pp. 238–250, 1996.
- [CSC⁺79] I. R. Chekhovskii, V. V. Sirotkin, Y. V. Chu-Dun-Chu and V. A. Chebanov, "Determination of Radiative View Factors for Rectangles of Different Sizes", *High Temperature*, vol. 17, pp. 97–100, 1979.
- [Dav98] M. V. Davidovich, "Synthesis of Configuration of Uniformly Radiating Longitudinal Slots in the Nonregular Rectangular Waveguides", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 46, no. 2, pp. 188–190, Feb. 1998.
- [DJ94] M. T. Demeuse and A. C. Johnson, "Variable Frequency Microwave Processing of Thermoset Polymer Matrix Components", *Material Research Society Symposium Proceedings*, vol. 347, pp. 723–728, 1994.
- [DM94] D. Dibben and A. C. Metaxas, "Finite Element Time Domain Analysis of Multimode Applicators Using Edge Elements", *J. Microwave Power and Electromagn. Energy*, vol. 29, no. 4, pp. 242–251, 1994.
- [dMvB77] F. de Meulenaere and J. van Bladel, "Polarizability of Some Small Apertures", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 25, no. 2, pp. 198–205, Mar. 1977.

- [EM00] H. J. Eom and S. Min, "Coupling Through a Double Slit Between Two Parallel-Plate Waveguides", *Microwave Opt. Technol. Lett.*, vol. 24, no. 3, Feb. 2000.
- [Feh97] L. Feher, *Simulationsrechnungen zur verfahrenstechnischen Anwendung von Millimeterwellen für die industrielle Materialprozesstechnik*, Wissenschaftliche Berichte, Forschungszentrum Karlsruhe, FZKA 5885, Aug. 1997.
- [FGC⁺96] Z. Fathi, R. S. Garad, J. Clemons, C. Saltiel, R. M. Hutcheon and M. T. Demeuse, "Characterization and Numerical Modeling of Variable Frequency Microwave Processed Materials", *Technical Report, Lambda Technologies*, Raleigh, North Carolina, 1996.
- [Flo00] Flomerics Ltd., Niederlassung Deutschland, Filderstadt, *FLOTHERM Product Specification*, 2000.
- [FLT96] L. Feher, G. Link and M. Thumm, "Microwave Raytracing in Large Overmoded Industrial Resonators", *Microwaves* 3, pp. 159–165, 1996.
- [FM94] W. Fu and A. Metaxas, "Numerical Prediction of Three-Dimensional Power Density Distribution in a Multi-Mode Cavity", *J. Microwave Power and Electromagn. Energy*, vol. 29, no. 2, pp. 67–75, 1994.
- [FTL⁺96] Z. Fathi, D. A. Tucker, W. A. Lewis and J. B. Wei, "Industrial Applications of Variable Frequency Microwave Energy in Material Processing", *Technical Report, Lambda Technologies*, Raleigh, North Carolina, 1996.
- [Gen97] G. G. Gentili, "Full-Wave Modelling of Cylindrical Cavities Coupled by Circular Apertures", *Int. Conf. on Electromagnetics in Advanced Applications*, Torino, Italy, pp. 403–405, Sep. 1997.
- [GLV94] G. B. Gentili, M. Leoncini and M. Vivoli, "FDTD Analysis of SAR Distribution Produced by Interstitial Hyperthermic Applicators", *J. Microwave Power and Electromagn. Energy*, vol. 29, no. 2, pp. 109–118, 1994.

- [HA80] R. F. Harrington and D. T. Auckland, "Electromagnetic Transmission Through Narrow Slots in Thick Conducting Screens", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, pp. 616–622, Sep. 1980.
- [Har93] R. F. Harrington, *Field Computation by Moment Methods*, IEEE Press, Piscata, NJ, USA, 1993.
- [Har00] Harvard Thermal Inc., Harvard, MA, *TAS: Thermal Analysis System*, 2000.
- [HC84] M. K. Hessary and K. Chen, "EM Local Heating with HF Electric Fields", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 32, no. 6, pp. 569–576, June 1984.
- [HCM⁺96] P. H. Harms, Y. Chen, R. Mittra and Y. Shimony, "Numerical Modeling of Microwave Heating Systems", *J. Microwave Power and Electromagn. Energy*, vol. 31, no. 2, pp. 114–121, 1996.
- [HdJA92a] R. M. Hutcheon, M. S. de Jong and F. P. Adams, "A System for Rapid Measurements of RF and Microwave Properties up to 1400 °C P. I+II", *J. Microwave Power and Electromagn. Energy*, vol. 27, no. 2, pp. 87–102, 1992.
- [HdJA⁺92b] R. M. Hutcheon, M. S. de Jong, F. P. Adams, P. G. Lucuta, J. E. Mc Gregor and L. Bahen, "RF and Microwave Dielectric Measurements to 1400 °C and Dielectric Loss Mechanism", *Microwave Processing of Materials III*, pp. 541–551, 1992.
- [HM77] R. F. Harrington and J. R. Mautz, "Electromagnetic Transmission Through an Aperture in a Conducting Plane", *Archiv Elektromagnetische Übertragung*, vol. 31, no. 2, pp. 81–87, Feb. 1977.
- [Hol83] R. Holland, "THREDS: A Finite-Difference Time-Domain EMP Code in 3D Spherical Coordinates", *IEEE Trans. Nuclear Science*, vol. NS-30, no. 6, pp. 4592–4595, Dec. 1983.

- [HU94] H.-C. Huang and A. S. Usmani, *Finite Element Analysis for Heat Transfer*, Springer Verlag, Heidelberg, 1994.
- [Hum93] R. E. Hummel, *Electronic Properties of Materials*, Springer Verlag, Heidelberg, 2nd edition, 1993.
- [HW97] J. Haala and W. Wiesbeck, "Analysis and Optimization of Microwave Heating Applicators using Finite Difference Time Domain", *1st World Congress on Microwave Proc.*, Orlando, FL, pp. 192–194, Jan. 1997.
- [HW98] J. Haala and W. Wiesbeck, "Berechnung der elektromagnetischen Feldverteilung in Mikrowellenapplikatoren mittels FDTD", *Mikrowelleneinsatz in den Materialwissenschaften, der chemischen Verfahrenstechnik und in der Festkörperchemie*, Dortmund, pp. 62–96, 1998.
- [HW00a] J. Haala and W. Wiesbeck, "Modelling Microwave and Hybrid Heating Using FDTD", *Applied Computational Electromagnetics Soc. Conf.*, Monterey, CA, pp. 936–943, Mar. 2000.
- [HW00b] J. Haala and W. Wiesbeck, "Simulation of Microwave, Conventional and Hybrid Ovens Using a New Thermal Modeling Technique", *J. Microwave Power and Electromagn. Energy*, vol. 35, no. 1, 2000.
- [IKK96] K. Iwabuchi, T. Kubota and T. Kashiwa, "Analysis of Electromagnetic Fields in a Mass-Produced Microwave Oven Using the Finite-Difference Time-Domain Method", *J. Microwave Power and Electromagn. Energy*, vol. 31, no. 3, pp. 188–196, 1996.
- [ISO⁺94] M. F. Iskander, R. L. Smith, A. Octavio, M. Andrade, H. Kimrey and L. M. Walsh, "FDTD Simulation of Microwave Sintering of Ceramics in Multimode Cavities", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 42, no. 5, pp. 793–800, May 1994.

- [Iwa99] E. Iwamiya, "Software Simulation of a Double-Sided PCB", *8th Int. FLOTHERM User Conference*, Las Vegas, USA, May 1999.
- [Jak99] U. Jakobus, *Intelligente Kombination verschiedener numerischer Berechnungsverfahren zur effizienten Analyse elektromagnetischer Streuprobleme unter besonderer Berücksichtigung der Parallelverarbeitung*, Habilitationsschrift Universität Stuttgart, Shaker Verlag, Aachen, 1999.
- [JLS94] A. C. Johnson, R. J. Lauf and A. D. Surret, "Effect of Bandwidth on Uniformity of Energy Distribution in a Multi-Mode Cavity", *Material Research Society Symp. Proc.*, vol. 347, pp. 453–458, 1994.
- [JTU⁺92] T. G. Jurgens, A. Taflove, K. Umashankar and T. G. Moore, "Finite-Difference Time-Domain Modeling of Curved Surfaces", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 40, no. 4, pp. 357–366, Apr. 1992.
- [Kap97] S. Kapoor, "Sub-Cellular Technique for Finite-Difference Time-Domain Method", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 45, no. 5, pp. 673–677, May 1997.
- [KL93] K. S. Kunz and R. J. Luebbers, *The Finite Difference Time Domain Method for Electromagnetics*, CRC Press, Boca Raton, FL, 1993.
- [Kri97] G. A. Kriegsmann, "Cavity Effects in Microwave Heating of Ceramics", *Siam Journal of Applied Mathematics*, vol. 57, no. 2, pp. 382–400, Apr. 1997.
- [Lam96] Lambda Technologies, Raleigh, North Carolina, *VFM Processing: Rapid Cure Techniques for the Electronic Packaging Industry*, 1996.
- [LB72] H. Landolt und R. Börnstein, *Zahlenwerte und Funktionen aus Physik, Chemie, Astronomie, Geophysik und Technik*, Springer Verlag, Berlin, 6. Auflage, 1950–1972.

- [LFT99] G. Link, L. Feher and M. Thumm, “Hot Wall 30 GHz Cavity for Homogeneous High Temperature Heating”, *7th Int. Conf. on Microwave and High Frequency Heating*, Valencia, Spanien, pp. 165–168, Sep. 1999.
- [LHK⁺90] R. Luebbers, F. P. Hunsberger, K. S. Kunz, R. B. Standler and M. Schneider, “A Frequency-Dependent Finite-Difference Time-Domain Formulation for Dispersive Materials”, *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 32, no. 3, pp. 222–227, Aug. 1990.
- [LJS93] K. Langeheinecke, P. Jany und E. Sapper, *Thermodynamik für Ingenieure*, Vieweg Verlag, Braunschweig, 1993.
- [LP94] R. Luebbers and C. Penney, “Scattering from Apertures in Infinite Ground Planes Using FDTD”, *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 42, no. 5, pp. 731–736, May 1994.
- [LTB94] F. Liu, I. Turne and M. Bialkowski, “A Finite-Difference Time-Domain Simulation of Power Density Distribution in a Dielectric Loaded Microwave Cavity”, *J. Microwave Power and Electromagn. Energy*, vol. 29, no. 3, pp. 138–148, 1994.
- [LTS⁺96] F. Liu, I. Turner, E. Siores and P. Groombridge, “A Numerical and Experimental Investigation of the Microwave Heating of Polymer Materials Inside a Ridge Waveguide”, *J. Microwave Power and Electromagn. Energy*, vol. 31, no. 2, pp. 71–82, 1996.
- [May00] Maya Heat Transfer Technologies Ltd., Montreal, Canada, *MAYA: Thermal Simulation Software*, 2000.
- [MBL97] T. Martin, M. Bäckström and J. Lorèn, “Transmission Cross Section of Apertures Determined by Measurements and FDTD Simulations”, *12th Int. Symposium on EMC*, Zürich, pp. 245–250, Feb. 1997.
- [Mer87] P. Merker, *Konvektive Wärmeübertragung, Wärme- und Stoffübertragung*. Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, 1987.

- [Mer98] R. J. Meredith, *Engineers' Handbook of Industrial Microwave Heating*, IEE Press, 1998.
- [Met96] A. C. Metaxas, *Foundations of Electroheat*, John Wiley & Sons, Chichester, 1996.
- [Mil99] A. F. Mills, *Heat Transfer*, Prentice Hall, New Jersey, 1999.
- [MLD⁺97] K.-P. Ma, M. Li, J. L. Drewniak, T. H. Hubiong and T. P. Van Doren, "Comparison of FDTD Algorithms for Subcellular Modeling of Slots in Shielding Enclosures", *IE-EE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 39, no. 2, pp. 147–155, May 1997.
- [MM83a] A. C. Metaxas and R. J. Meredith, *Industrial Microwave Heating*, Power Engineering Series. Peter Peregrinus Ltd. on behalf of the IEE, London, 1983, reprinted 1993.
- [MM83b] A. C. Metaxas and R. J. Meredith, "Multimode Oven Applicators", *Industrial Microwave Heating, IEE power engineering series 4*, London, pp. 130–150, 1983.
- [MPP⁺95] L. Ma, D.-L. Paul, N. Potheary, C. Railton, J. Bows, L. Barratt, J. Mullin and D. Simons, "Experimental Validation of a Combined Electromagnetic and Thermal FDTD Model of a Microwave Heating Process", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 43, no. 11, pp. 2565–2571, Nov. 1995.
- [MPR94] L. Ma, N. M. Potheary and C. J. Railton, "Application of the FDTD Technique on Microwave Heating", *2nd Int. Conf. Computation in Electromagnetics*, Nottingham, UK, pp. 103–106, Apr. 1994.
- [Net00] Network Analysis, Inc., Tempe, Arizona, *SINDA: Advanced Thermal Analysis System*, 2000.
- [NT84] M. Nachman and G. Turgeon, "Heating Pattern in a Multi-Layered Material Exposed to Microwaves", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 32, no. 5, pp. 547–553, May 1984.

- [OA99] A. Oktay and A. Akman, "Thermal Simlation of Microwave Heating for Material Processing", *7th Int. Conf. on Microwave and High Frequency Heating*, Valencia, Spain, pp. 239–242, Sep. 1999.
- [Ose84] J. M. Osepchuk, "A History of Microwave Heating Applications", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 32, no. 9, pp. 1200–1223, Sep. 1984.
- [PRM98] A. F. Peterson, S. L. Ray and R. Mittra, *Computational Methods for Electromagnetics*, IEEE Press, Piscataway, NJ, USA, 1998.
- [Ren96] S. R. Rengarajan, "Mutual Coupling Between Waveguide-Fed Longitudinal Broad Wall Slots Radiating Between Baffles", *Electromagnetics*, vol. 16, no. 6, pp. 671–683, Nov. 1996.
- [Rue80] W. Rueggeberg, "A Multislotted Waveguide Antenna for High-Powered Microwave Heating-Systems", *IEEE Trans. on Industry Applications*, vol. 16, no. 6, pp. 809–813, Nov. 1980.
- [SC78] E. M. Sparrow and R. D. Cess, *Radiation Heat Transfer*, McGraw Hill Book Company, Washington, London, 1978.
- [SHL91] R. Siegel, J. R. Howell und J. Lohrengel, *Wärmeübertragung durch Strahlung - Teil 2: Strahlungsaustausch zwischen Oberflächen und in Umhüllungen*, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, 1991.
- [SHL98] R. Siegel, J. R. Howell und J. Lohrengel, *Wärmeübertragung durch Strahlung - Teil 1: Grundlagen und Materialeigenschaften*, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, 1998.
- [SIW⁺97] M. Subirats, M. F. Iskander, M. J. White and J. O. Kiggins, Jr., "FDTD Simulation of Microwave Sintering in Large (500/4000 Liter) Multimode Cavities", *J. Microwave Power and Electromagn. Energy*, vol. 32, no. 3, pp. 161–170, 1997.

- [SKO98] S. Sundberg, P. Kildal and T. Ohlsson, "Moment Method Analysis of a Microwave Tunnel Oven", *J. Microwave Power and Electromagn. Energy*, vol. 33, no. 1, pp. 36–48, 1998.
- [SRK⁺96] M. Sundberg, P. O. Risman, P.-S. Kildal and T. Ohlsson, "Analysis and Design of Industrial Microwave Ovens Using the Finite Difference Time Domain Method", *J. Microwave Power and Electromagn. Energy*, vol. 31, no. 3, pp. 142–157, 1996.
- [SV68] J. R. Schornhorst and R. Viskanta, "An Experimental Examination of the Validity of the Commonly used Methods of Radiant Heat Transfer Analysis", *Journal of Heat Transfer*, pp. 429–436, Nov. 1968.
- [Taf95] A. Taflove, *Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method*, Artech House, Boston, MA, 1995.
- [Taf98] A. Taflove, *Advances in Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method*, Artech House, Boston, MA, 1998.
- [TB75] A. Taflove and M. E. Brodwin, "Numerical Solution of Steady-State Electromagnetic Scattering Problems Using the Time-Dependent Maxwell's Equation", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 23, no. 11, pp. 623–630, 1975.
- [TJ97] F. Torres and B. Jecko, "Complete FDTD Analysis of Microwave Heating Processes in Frequency-Dependent and Temperature-Dependent Media", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 45, no. 1, pp. 108–117, Jan. 1997.
- [TUB⁺88] A. Taflove, K. R. Umashankar, B. Beker, F. Harfoush and K. S. Yee, "Detailed FDTD Analysis of Electromagnetic Fields Penetrating Narrow Slots and Lapped Joints in Thick Conducting Screens", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 36, no. 2, pp. 247–257, Feb. 1988.

- [TV72] J. S. Toor and R. Viskanta, "A Critical Examination of the Validity of Simplified Models for Radiant Heat Transfer Analysis", *Int. Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 15, pp. 1553–1567, 1972.
- [vB79] J. van Bladel, "Field Penetration Through Small Apertures: The First Order Correction", *Radio Science*, vol. 14, no. 2, pp. 319–331, Mar. 1979.
- [vH85a] A. von Hippel, editor, *Dielectric Materials and Applications*, Artech House, Boston, London, 1985.
- [vH85b] A. von Hippel, *Dielectrics and Waves*, Artech House, Boston, London, 1985.
- [vH97] J. von Hagen, *Wide Band Electromagnetic Coupling to a Cavity: An Integral Representation Based Model*, Dissertation, Institut für Höchsthfrequenztechnik und Elektronik, Universität Karlsruhe, 1997.
- [Wei77] T. Weiland, "Eine Methode zur Lösung der Maxwell'schen Gleichungen für sechskomponentige Felder auf diskreter Basis", *Archiv Elektromagnetische Übertragung*, Jg. 31, Nr. 3, S. 116–120, 1977.
- [WGO99] B. Wäppling-Raaholt, S. Galt and T. Ohlsson, "FD-TD Simulation of a Microwave Heating Process: Effects of Food Parameters", *7th Int. Conf. on Microwave and High Frequency Heating*, Valencia, Spanien, pp. 3–6, Sep. 1999.
- [WRT⁺99] G. R. Wagner, P. Rose, D. Tatchell and I. Clark, "System-Level Thermal Modeling of a Compact, High-Efficiency Cooling Device for the PA8000 Processor", *Int. Systems Packaging Symp. (ISPS)*, San Diego, USA, pp. 41–46, Jan. 1999.
- [Yee66] K. S. Yee, "Numerical Solution of Initial Boundary Value Problems Involving Maxwell's Equations in Isotropic Media", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 14, no. 3, pp. 302–307, May 1966.

- [ZCO97] B. Zalik, G. Clapworthy and C. Oblonsek, “An Efficient Code-Based Voxel-Traversing Algorithm”, *Computer Graphics Forum*, vol. 16, no. 2, pp. 119–147, June 1997.
- [ZT96] H. Zhao and I. W. Turner, “An Analysis of the Finite-Difference Time-Domain Method for Modeling the Microwave Heating of Dielectric Materials within a Three-Dimensional Cavity System”, *J. Microwave Power and Electromagn. Energy*, vol. 31, no. 4, pp. 199–214, 1996.
- [ZTL96] H. Zhao, I. W. Turner and F. Liu, “Numerical Simulation of the Power Density Distribution Generated in a Multimode Cavity by Using the Method of Lines Technique to Solve Directly for the Electric Field”, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 44, no. 12, pp. 2185–2194, Dec. 1996.

Lebenslauf

Persönliche Daten:

Name: Jens Haala
Geburtsdatum: 12. Juli 1970
Geburtsort: Heilbronn a. N.
Staatsangeh.: Deutsch
Familienstand: verheiratet, 1 Kind

Schulbildung:

1976 – 1980: Grundschule Obersulm-Willsbach
1980 – 1986: Justinus-Kerner-Gymnasium, Weinsberg
1986 – 1989: Technisches Gymnasium der Wilhelm-Maybach-Schule, Heilbronn a. N.

Wehr- oder Ersatzdienst:

1989 – 1990: Zivildienst in Wüstenrot

Studium und Berufsweg:

1990 – 1995: Studium der Elektrotechnik an der Universität Karlsruhe, Vertiefungsrichtung "Technik der Ton- und Bildübertragung"
31. Januar 1996: Diplom Elektrotechnik an der Universität Karlsruhe
1996 – heute: Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Höchstfrequenztechnik und Elektronik der Universität Karlsruhe
Mitarbeit in Forschung und Lehre
Arbeitsgebiete: Numerische Feldberechnung, Selbstkonsistente Berechnung von Heizprozessen, Elektromagnetische Veträglichkeit