
Thermal- und Leistungsanalyse des μ N RIT's - 2.5 basierend auf 3D-Simulationen

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)

vorgelegt von

Waldemar Gärtner

I. Physikalisches Institut
Justus-Liebig-Universität Giessen

Mai 2017

Abstract

The study in this thesis is based on an investigation of a radio-frequency ion thruster (μ NRIT-2.5) operating under laboratory conditions in a stationary thermal state. It is a combined theoretical and experimental investigation.

In this thesis, two three-dimensional simulation models are presented: an electromagnetic and a thermal model.

With the help of these two models it is possible to simulate and investigate the thruster without major modifications and strong simplifications, which are necessary in the commonly used two-dimensional models.

The electromagnetic model is used for a performance analysis of the individual components of the thruster and the plasma. By means of the thermal model the complete temperature distribution in the thruster is determined and analysed.

Furthermore, an analytical plasma model is presented.

Experiments on the thruster in the stationary state were carried out in order to yield input parameters for the simulations, but also to verify the models. Furthermore it is demonstrated how additional plasma parameters can be obtained with the aid of the plasma model presented. This is achieved by simulating the plasma in the thruster based on a few input parameters only.

Zusammenfassung

Die Studie in dieser Arbeit basiert auf der Untersuchung eines Radiofrequenztriebwerks (μ NRIT-2.5), das unter Laborbedingungen in einem stationären thermischen Zustand arbeitet. Es handelt sich um eine Kombination aus theoretischen und experimentellen Untersuchungen.

In dieser Arbeit werden zwei dreidimensionale Simulationsmodelle vorgestellt: ein elektromagnetisches und ein thermisches Modell.

Mit diesen beiden Modellen ist es möglich, das Triebwerk ohne große Modifikationen und starke Vereinfachungen, wie sie in zweidimensionalen Modellen benötigt werden, zu simulieren und zu untersuchen.

Das elektromagnetische Modell dient zur Leistungsanalyse innerhalb der einzelnen Komponenten des Triebwerks und des Plasmas. Mittels des thermischen Modells wird die vollständige Temperaturverteilung im Triebwerk bestimmt und analysiert.

Des Weiteren wird ein analytisches Plasmamodell vorgestellt.

Es wurden im stationären Zustand experimentelle Untersuchungen am Triebwerk durchgeführt, um Eingangsparameter für die Simulationen zu erhalten und die Modelle zu überprüfen. Weiterhin wird gezeigt, wie mit dem dargestellten Plasmamodell zusätzliche Plasmaparameter bestimmt werden können. Dies wird durch die Simulation des Plasmas im Triebwerk auf der Grundlage einiger Eingabeparameter erreicht.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Theorie der Radiofrequenzionentriebwerke	3
2.1. Prinzipieller Aufbau eines Radiofrequenzionentriebwerks	3
2.2. Grundgleichungen der elektrischen Antriebe	6
2.3. Theorie der induktiv gekoppelten Plasmaentladung	8
2.3.1. Charakterisierung der induktiv gekoppelten Plasmaentladung als Niederdruckplasma	9
2.3.2. Energieverteilungsfunktion	10
2.3.3. Debye-Abschirmung und Quasineutralität des Plasmas	12
2.3.4. Plasmafrequenz	13
2.3.5. Plasmarandschicht	14
2.3.6. Leistungseinkopplung ins induktiv gekoppelte Plasma	18
2.3.7. Leitfähigkeit des Plasmas	20
2.3.8. Leistungsverluste im Plasma	24
2.3.9. Transformatormodell	27
2.4. Leistungsverluste innerhalb eines Radiofrequenzionentriebwerks	31
2.4.1. Ohm'sche Verluste	31
2.4.2. Wirbelstromverluste in dünnen Blechen	36
2.4.3. Dielektrische Verluste	38
2.4.4. Strahlungsverluste	40
2.5. Strahlextraktion	41
2.6. Bestimmung der Neutralteilchendichte im Inneren des Entladungsgefäßes	45
3. Theorie der Wärmetübertragung	49
3.1. Wärmeleitung	51
3.2. Wärmestrahlung	55
3.3. Thermischer Kontaktwiderstand	63
3.3.1. Parameter zur Charakterisierung von Oberflächenstrukturen	65
3.3.2. Elastisches Modell	68
4. Aufbau einer Simulation mittels der Finiten-Elemente-Methode	69
5. Aufbau des Simulationsmodells und experimentelle Untersuchung	73
5.1. Simulationsmodell	74
5.1.1. Optimierung des CAD-Modells für die Simulation	74
5.1.2. Elektromagnetisches Modell	76

5.1.3.	Thermisches Modell	78
5.1.4.	Analyse des Plasmas	83
5.2.	Experimentelle Untersuchungen	86
5.2.1.	Vakuumentanlage „BigMac“	86
5.2.2.	Temperaturmessung	87
5.2.3.	Strommessung	90
5.2.4.	Messung mit dem LCR-Meter	91
5.2.5.	Vermessung der Oberflächenrauheit	91
5.2.6.	Messmethode des RPA's	92
6.	Ergebnisse	97
6.1.	Überprüfung des elektromagnetischen Modells	97
6.2.	Temperaturabhängigkeitsbestimmung der Kraftwirkung der Schrauben	98
6.3.	Analyse des Triebwerks mit Plasma und mit Extraktion	113
7.	Zusammenfassung und Ausblick	129
A.	Materialparameter	IX
A.1.	Für die elektromagnetische Simulation benötigte Materialparameter .	IX
A.2.	Für die thermische Simulation benötigte Materialparameter	XVII
A.3.	Materialparameter zur Ermittlung von thermischen Kontaktleitwerten	XXXI
Danksagung		
Selbstständigkeitserklärung		

Abbildungsverzeichnis

1.1.	das für die Thermal- und Leistungsanalyse verwendete μ NRIT-2.5 . . .	1
2.1.	prinzipieller Aufbau eines RIT-Triebwerks	4
2.2.	Verlauf der Ionen- und Elektronendichte und des Potentials in der Vor- und der Randschicht einer Gleichstromentladung	17
2.3.	gemessene Elektronendichte- und Elektronentemperaturverteilung innerhalb des Plasmas eines RIT-10	23
2.4.	Elektronenenergieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte für elastische, anregende und ionisierende Stoßprozesse zwischen den Elektronen und Xenon-Atomen	25
2.5.	Ersatzschaltbild der induktiven Plasmaentladung	28
2.6.	CAD-Zeichnung der domförmigen Spule des μ NRIT's-2.5	29
2.7.	Temperaturabhängigkeit des spezifischen Widerstandes von Silber . . .	33
2.8.	Stromdichte in innerhalb zweier benachbarter paralleler Leiter	35
2.9.	Abhängigkeit der Verlustleistung innerhalb einer Induktionsspule mit der Form der Spule des μ NRIT's-2.5 vom Radius ihrer Windungen . .	36
2.10.	Verteilung der Wirbelstromverluste innerhalb des Plasmagrenzankers des μ NRIT's-2.5	38
2.11.	Transformatorschaltung mit Berücksichtigung der Wechselwirkung zwischen der Induktionsspule und dem Plasma sowie anderen leitenden Komponenten des Triebwerks und das Ersatzschaltbild dieses Transformators	39
2.13.	Simulation der Ionenextraktion mit geometrischen Parametern des „Zwei-Gitterextraktionssystem“ vom μ NRIT-2.5 bei Variation des pro Loch extrahierten Ionenstroms	44
3.1.	Wärmeleitfähigkeit ausgewählter Materialien bei Standardtemperatur und Standarddruck	52
3.2.	Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit von Silber	53
3.3.	Vergleich der Temperatúrausbreitung innerhalb einer ebenen unendlich ausgedehnten Wand und einem unendlich langen Hohlzylinder für eine stationäre Problemstellung	54
3.4.	Vergleich zwischen der spektralen spezifischen Ausstrahlung eines schwarzen Körpers $M_{\lambda,S}$ und der eines realen Körpers M_{λ} für die gleiche Temperatur	56
3.5.	Abhängigkeit des gerichteten totalen Emissionsgrades vom Polarwinkel für Leiter und Nichtleiter	57

3.6.	Temperaturabhängigkeit des Flächennormalen-Emissionsgrades ε_n für verschiedene Materialien	58
3.7.	gültige Annahme für einen grauen Strahler für den Wellenlängenbereich $\lambda > \lambda_1$, da in diesem Bereich sowohl die spektral spezifische Bestrahlungsstärke E_λ als auch die spektral spezifische Ausstrahlung M_λ bei konstanten ε_λ und α_λ verlaufen.	61
3.8.	Darstellung der in die Berechnung des Sichtfaktors mittels Gleichung 3.17 eingehenden geometrischen Parameter	62
3.9.	Grafische Veranschaulichung der quadratischen Oberflächenrauheit σ und der durchschnittlichen Steigung der Oberflächensteilheit m für zwei in Kontakt stehende Materialoberflächen	66
3.10.	Vergleich zwischen den Beziehungen nach Lambert und Fletcher zur Berechnung der Steigung der Oberflächensteilheit m mit experimentell ermittelten Daten	67
4.1.	Gebräuchliche finite Elemente zur Unterteilung eines zwei bzw. eines dreidimensionalen Systems	69
4.2.	Benötigte Schritte zur Analyse eines Systems mit Hilfe der Finiten-Elemente-Methode am Beispiel des Aufheizverhaltens einer kryogenen Pumpe	72
5.1.	Beispiele für eine elektromagnetische und eine thermische Simulation ohne Plasma	74
5.2.	Explosionszeichnung des μ NRIT's-2.5	75
5.3.	Einfluss der thermischen Kontaktwiderstände auf das thermische Verhalten des μ NRIT's-2.5	79
5.4.	Verdeutlichung der Einbettung der Spule ins Plasmaentladungsgefäß des μ NRIT's-2.5 und Anordnung und Benennung der Temperatursensoren zur Messung der Temperaturverteilung an der Spule und am Plasmaentladungsgefäß	81
5.5.	Kennzeichnung und Verteilung der Temperatursensoren während der thermischen Vermessung des μ NRIT's-2.5	82
5.6.	Zur thermischen Untersuchung des μ NRIT's-2.5 verwendete Vakuumtestanlage „BigMac“	86
5.7.	Zeitliche Abhängigkeit bei der thermischen Vermessung des μ NRIT's-2.5 ohne Plasma für verschiedene stufenweise eingestellte RFG-Eingangsleistungen	89
5.8.	Foto des verwendeten μ NRIT's-2.5 nach Abschluss aller Messungen	90
5.9.	Eingesetzter Stromsensor zur Messung des Spulenstromes	90
5.10.	Beispiele für die Bestimmung der Oberflächenrauheit mittels des Mikroskops „PLu neox 3D Optical Profiler“ und des Rasterkraftmikroskops der Firma SmartSPM	92
5.11.	Aufbau des RPA-Kopfes mit einem hochgelegten Kollektor	93

5.12. Beispiel für eine mittels des RPA's am μ NRIT-2.5 gemessene Strom-Spannungs-Charakteristik und die daraus berechnete Potentialverteilung des Ionenstrahls	94
6.1. Abhängigkeit der an den Triebwerkskomponenten gemessenen Temperaturen von dem durch die Induktionsspule fließenden Strom beim Betrieb des Triebwerks ohne Plasma	99
6.2. Abhängigkeit der in die Triebwerkskomponenten eingekoppelten Leistung vom durch die Induktionsspule fließenden Strom beim Betrieb des Triebwerks ohne Plasma	101
6.3. elektrisches Ersatzschaltbild bestehend aus dem Triebwerk, der Hochfrequenzzuleitung und dem Radiofrequenzgenerator	102
6.4. Abhängigkeit der aus der thermischen Simulation gewonnenen Kraftwirkung der Schrauben von der durch die Simulation am Ort des Temperatursensors „Stab“ ermittelten Temperatur beim Betrieb des Triebwerks ohne Plasma	109
6.5. Abhängigkeit des Kontaktleitwertes zwischen Spule und Plasmaentladungsgefäß von der durch die Simulation am Ort des Temperatursensors „Spule 3“ bestimmten Temperatur beim Betrieb des Triebwerks ohne Plasma	110
6.6. Abhängigkeit der in die Triebwerkskomponenten eingekoppelten Leistung von der Plasmaleitfähigkeit	115
6.7. Abhängigkeit der am Ort der Temperatursensoren „Spule 3“ und „Gefäß“ herrschenden Temperaturen vom Kontaktleitwert zwischen Spule und Plasmaentladungsgefäß beim Betrieb des Triebwerks mit Plasma	117
6.8. Aufteilung des Plasmavolumens für Leistungserfassung in der elektromagnetischen Simulation mit einer räumlich zylindrischen verteilten Plasmaleitfähigkeit	118
6.9. räumlich parabolisch verteilte Plasmaleitfähigkeit	120
6.10. Verlauf der ins Plasma induzierten Stromdichte (Triebwerksparameter während der Messung: Massenfluss von 0.15 sccm, Spulenstrom von (5.98 ± 0.01) A, Arbeitsfrequenz von 2.862 MHz, Eingangsleistung des RFG's von 10.28 W, Spannung am Plasmagrenzanker von 1000 V, Spannung am Beschleunigungsgitter von -150 V, Extraktionsstrom von 4.05 mA)	125
6.11. Abhängigkeit der Plasmadichte von Plasmaleitwert für den Scheitelwert, Minimalwert und Mittelwert der räumlich parabolischen verteilten Plasmaleitfähigkeit	127

Tabellenverzeichnis

6.1. Überprüfung des elektromagnetischen Modells	98
6.2. Leistungs- und Temperaturverteilung im μ NRIT-2.5 bei Betrieb ohne Plasma mit einer RFG-Eingangsleistung von 7.57 W, einer Kraftwirkung der Schrauben von 925 N und einem Kontaktleitwert zwischen Spule und Plasmaentladungsgefäß von $22.5 \frac{W}{m^2K}$	104
6.3. Leistungs- und Temperaturverteilung im μ NRIT-2.5 bei Betrieb ohne Plasma mit einer RFG-Eingangsleistung von 10 W, einer Kraftwirkung der Schrauben von 1000 N und einem Kontaktleitwert zwischen Spule und Plasmaentladungsgefäß von $27.5 \frac{W}{m^2K}$	105
6.4. Leistungs- und Temperaturverteilung im μ NRIT-2.5 bei Betrieb ohne Plasma mit einer RFG-Eingangsleistung von 12.5 W, einer Kraftwirkung der Schrauben von 1050 N und einem Kontaktleitwert zwischen Spule und Plasmaentladungsgefäß von $37.5 \frac{W}{m^2K}$	106
6.5. Leistungs- und Temperaturverteilung im μ NRIT-2.5 bei Betrieb ohne Plasma mit einer RFG-Eingangsleistung von 14.99 W, einer Kraftwirkung der Schrauben von 1125 N und einem Kontaktleitwert zwischen Spule und Plasmaentladungsgefäß von $50 \frac{W}{m^2K}$	107
6.6. Leistungs- und Temperaturverteilung im μ NRIT-2.5 bei Betrieb ohne Plasma mit einer RFG-Eingangsleistung von 17.40 W, einer Kraftwirkung der Schrauben von 1150 N und einem Kontaktleitwert zwischen Spule und Plasmaentladungsgefäß von $65 \frac{W}{m^2K}$	108
6.7. Temperaturverteilung im μ NRIT-2.5 bei Betrieb ohne Plasma mit einer RFG-Eingangsleistung von 17.40 W, einer Kraftwirkung der Schrauben von 1150 N und einem angenommenen Kontaktleitwert zwischen Spule und Plasmaentladungsgefäß von $130 \frac{W}{m^2K}$	112
6.8. gemessene und berechnete Parameter zur Einschätzung der ins Plasma eingekoppelten Leistung	114
6.9. Leistungs- und Temperaturverteilung im μ NRIT-2.5 bei Betrieb mit Plasma mit einer RFG-Eingangsleistung von 10.28 W, einer positiven Spannung von 1000 V, einer negativen Spannung von 150 V, einem Extraktionsstrom von 4.05 mA, einer Kraftwirkung der Schrauben von 1066.5 N und einem Kontaktleitwert zwischen Spule und Plasmaentladungsgefäß von $500 \frac{W}{m^2K}$	121

6.10. Leistungs- und Temperaturverteilung im μ NRIT-2.5 bei Betrieb mit Plasma mit einer RFG-Eingangsleistung von 14.91 W, einer positiven Spannung von 1000 V, einer negativen Spannung von 150 V, einem Extraktionsstrom von 5.49 mA, einer Kraftwirkung der Schrauben von 1204.9 N und einem Kontakteitwert zwischen Spule und Plasmaentladungsgefäß von $500 \frac{\text{W}}{\text{m}^2\text{K}}$	122
6.11. Leistungs- und Temperaturverteilung im μ NRIT-2.5 bei Betrieb mit Plasma mit einer RFG-Eingangsleistung von 19.98 W, einer positiven Spannung von 1000 V, einer negativen Spannung von 150 V, einem Extraktionsstrom von 6.29 mA, einer Kraftwirkung der Schrauben von 1353.9 N und einem Kontakteitwert zwischen Spule und Plasmaentladungsgefäß von $500 \frac{\text{W}}{\text{m}^2\text{K}}$	123
6.12. Scheitelwert, Minimalwert und Mittelwert der räumlich parabolisch verteilten Plasmaleitfähigkeit	124
6.13. durch die Simulation ermittelte mittlere Plasmastromdichte	124
6.14. Berechnete Plasmaparameter für zwei untersuchte Betriebspunkte und für die räumlich homogen verteilte Plasmaleitfähigkeit	126

KAPITEL 1

Einleitung

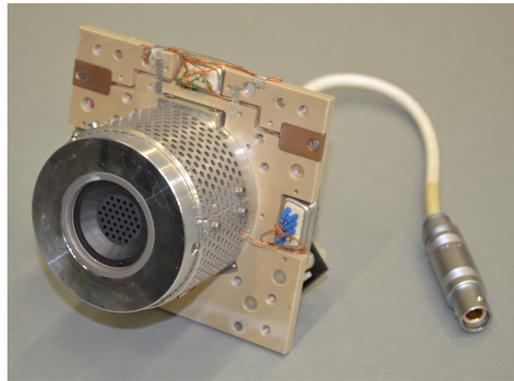


Abb. 1.1.: das für die Thermal- und Leistungsanalyse verwendete μ NRIT-2.5

In den sechziger Jahren des letzten Jahrhunderts wurde am I. Physikalischen Institut der Justus-Liebig-Universität Gießen vom Herrn Prof. Dr. Horst Löh das Radiofrequenzionentriebwerk (RIT) erfunden. Seit dem wird es an der Universität kontinuierlich weiterentwickelt, getestet und an neue Aufgabenstellungen angepasst. Verglichen zu herkömmlichen Antrieben verbraucht es deutlich weniger Treibstoff und besitzt sowohl einen hohen spezifischen Impuls als auch einen hohen Wirkungsgrad. Zusätzlich lässt sich sein Schub über einen weiten Bereich präzise einstellen und mit hoher Geschwindigkeit verstellen. Diese Eigenschaften machen das Triebwerk zunehmend attraktiver für zukünftige Einsätze in der Raumfahrt. Es eignet sich insbesondere für wissenschaftliche Missionen, bei denen die Lageregelung und Positionierung von Satellitenverbänden mit sehr hoher Genauigkeit notwendig sind.

Momentan ist das kleinste am Institut entwickelte Triebwerk das μ NRIT-2.5 (siehe Abbildung 1.1). In dieser Arbeit wird dieses Triebwerk auf seinen Leistungsverbrauch und sein thermisches Verhalten untersucht. Die Kenntnis seines thermischen Verhaltens ist insoweit wichtig, da das Triebwerk eines der heißesten Element eines Raumfahrzeugs

ist und somit als große thermische Last bei der Auslegung des Satellits oder der Raumsonde berücksichtigt werden muss. Außerdem muss sicher gestellt werden, dass das Triebwerk bzw. seine Komponenten während einer Mission allen Anforderungen entsprechen und somit keine Ausfälle z.B. durch Schmelzen einzelner Komponenten oder Aufgehen verschiedener Verbindungen auftreten. Vor allem beeinflusst ein starkes Aufwärmen elektrisch leitende Triebwerkelemente und verursacht somit maßgeblich elektrische Verluste innerhalb des Triebwerks. Jedoch sollte ein Antriebssystem einen möglichst geringen Leistungsbedarf besitzen, da die meisten Raumsonden nur eine stark begrenzte Energie bereitstellen können. Deswegen muss bekannt sein, welche Triebwerkskomponenten die meiste Leistung benötigen, um z.B. durch das Auswechseln des Materials den Leistungsbedarf des Triebwerks zu optimieren.

Das μ NRIT-2.5 wurde von Gregor Wanot bereits in seiner Diplomarbeit [Wan11] auf sein thermisches Verhalten hin analysiert. In seinem Simulationsmodell wurde jedoch das Triebwerk auf eine zwei dimensionale Geometrie reduziert. Dies hat zur Folge, dass bei dem nicht vollständig rotationssymmetrischen μ NRIT-2.5 im Modell einige Modifikationen sowohl an geometrischen als auch an materialspezifischen Parametern vorgenommen werden mussten, um die Modellierung durchführen zu können. Diese notwendigen Näherungen führen jedoch zu Ungenauigkeiten beim Wärmeübertrag und bei der Temperaturverteilung.

In dieser Arbeit werden zwei dreidimensionale Simulationsmodelle vorgestellt: ein elektromagnetisches und ein thermisches Modell. Mit diesen beiden Modellen ist es möglich, das Triebwerk ohne große Modifikationen und starke Vereinfachungen, wie sie in zweidimensionalen Modellen benötigt werden, zu simulieren und zu untersuchen. Das elektromagnetische Modell dient zur Leistungsanalyse innerhalb der einzelnen Komponenten des Triebwerks und des Plasmas. Mittels des thermischen Modells wird die vollständige Temperaturverteilung im Triebwerk ermittelt. Des Weiteren wird ein analytisches Plasmamodell vorgestellt und es werden experimentelle Untersuchungen am Triebwerk gezeigt, die zum einen die beiden Simulationsmodelle charakterisieren und zum anderen Eingangsparemeter für die Simulationen liefern. Außerdem wird dargelegt, wie bei Kenntnis einiger weniger Plasmaparameter zusammen mit den beiden Simulationsmodellen und mit Hilfe des vorgestellten Plasmamodells weitere Plasmaparameter gewonnen werden können.

Die Studie in dieser Arbeit¹ findet an einem auf Laborbedingungen ausgelegtem μ NRIT-2.5 statt, welches sich in einem thermischen Gleichgewichtszustand befindet.

¹ Als Dezimaltrennzeichen werden Punkte benutzt.

KAPITEL 2

Theorie der Radiofrequenzionentriebwerke

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit der Theorie der Radiofrequenzionentriebwerke. Um die wichtigsten Triebwerkskomponenten vorzustellen, wird zuerst der prinzipielle Aufbau eines RIT's beschrieben. Als Nächstes wird auf die Kenngrößen der elektrischen Antriebe eingegangen und die Theorie der induktiv gekoppelten Entladung behandelt, wobei der Schwerpunkt auf die Leistungseinkopplung ins Innere des Plasmas gelegt wird. In diesem Zusammenhang wird unter anderem das sogenannte Transformatormodell eingeführt. Des Weiteren werden die Leistungsverluste innerhalb der verschiedenen Komponenten des Radiofrequenzionentriebwerks behandelt und die Strahlextraktion näher beschrieben. Im letzten Abschnitt wird auf die Bestimmung des Neutralteilchendruckes und der damit verbundenen Neutralteilchendichte innerhalb des Triebwerks eingegangen.

2.1. Prinzipieller Aufbau eines Radiofrequenzionentriebwerks

Abbildung 2.1 zeigt den grundlegenden Aufbau eines Radiofrequenzionentriebwerks. Das Triebwerk besitzt ein sogenanntes Entladungsgefäß¹ (auch Ionisator genannt), welches von einer Induktionsspule umschlossen ist. Im Inneren dieses Gefäßes² wird mit Hilfe des induzierten elektrischen Wirbelfeldes der Spule das Treibstoffgas ionisiert

¹ Der Durchmesser des Entladungsgefäßes kennzeichnet die Größe verschiedener RIT-Triebwerke. So besitzt das μ NRIT-2.5 ein Entladungsgefäß mit 2.5 cm Durchmesser.

² Um eine maximale Leistungseinkopplung ins Plasma zu gewährleisten, besteht das Entladungsgefäß aus einem dielektrischen Material. Üblicherweise verwendet man Quarzglas oder Al_2O_3 .

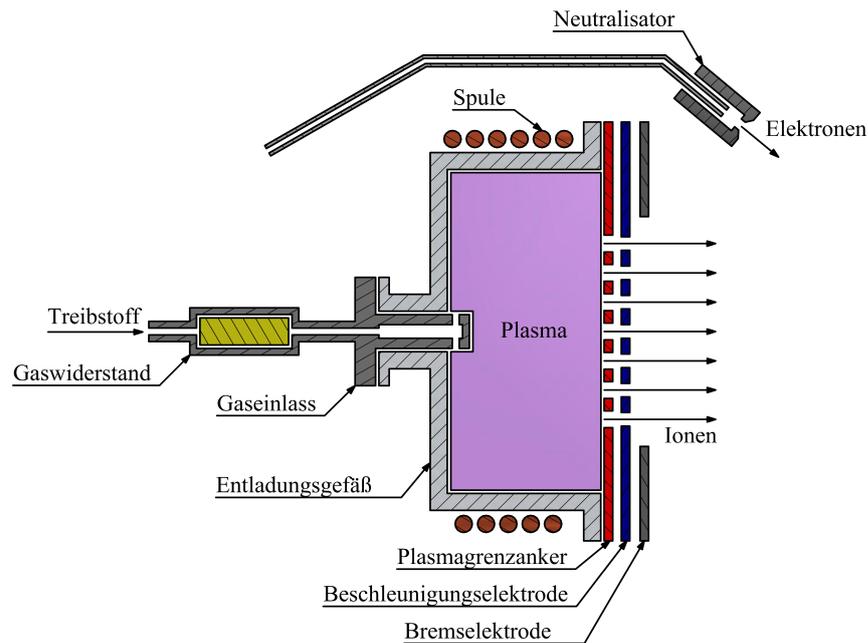


Abb. 2.1.: prinzipieller Aufbau eines RIT-Triebwerks

und somit das Plasma generiert³. Im Abschnitt 2.3.6 wird die Theorie der induktiv gekoppelten Entladung näher behandelt.

Dem Entladungsgefäß schließt sich ein Extraktionssystem an, welches aus mehreren Lochgittern besteht. Die Ionen werden mittels dieses Gittersystems aus dem Plasma extrahiert und durch elektrostatische Felder beschleunigt und somit ein Schub erzeugt (siehe Abschnitt 2.2). Das Gitter, welches mit dem Plasma in direkten Kontakt steht, wird als Plasmagrenzanker oder auf Englisch screen-grid bezeichnet. Dieses Gitter wird bei eingeschalteter Extraktion gegenüber dem Gehäuse des Triebwerks positiv vorgespannt. Üblicherweise arbeitet man mit einer Spannung im Bereich zwischen 500 und 2000 V. Aufgrund seiner guten elektrischen Leitfähigkeit lädt sich auch das Plasma auf das positive Potential des Plasmagrenzankers zuzüglich des sogenannten Plasma-Wandpotentials (siehe Abschnitt 2.3.5) auf⁴, wodurch die Ionen im Plasma eine entsprechende potentielle Energie erhalten, die bei der Extraktion in kinetische Energie umgewandelt werden kann. Da aufgrund der Ladungserhaltung im Plasma der

³ Da das Entladungsgefäß die Induktionsspule und das Plasma räumlich voneinander separiert, kann das Plasma keine Korrosions- oder Aufladeerscheinungen an der Spule verursachen. Dies ist einer der Vorteile eines Radiofrequenzionentriebwerks in Vergleich zu anderen elektrischen Antrieben.

⁴ Eine weitere Möglichkeit um das Plasma aufzuladen, ist das Vorspannen des Gaseinlasses. Hierbei muss das screen-grid floatend gelagert sein oder aus einem nicht leitenden Material bestehen.

Elektronenfluss zum screen-grid genauso groß ist wie der extrahierte Ionenfluss, muss dieses Gitter aus einem leitfähigen Material bestehen, damit es die Elektronen abführen kann. Weiterhin gehört zum Extraktionssystem ein sogenanntes Beschleunigungsgitter bzw. accel-grid. Im Normalbetrieb liegt dieses Gitter gegenüber dem Gehäuse des Triebwerks auf negativem Potential. Die damit verbundene Potentialdifferenz im Gittersystem beschleunigt die in einen Extraktionskanal eintretenden Ionen. Eine genauere Diskussion der Ionenextraktion in einem „Zwei-Gittersystem“ wird im Abschnitt 2.5 gegeben. In manchen Fällen besitzt das Extraktionssystem eine Brems Elektrode, welche entweder als Bremsgitter (decel-grid) oder als Bremsring vorliegen kann. Wie der Name schon sagt, ist die Aufgabe dieser Elektrode die Ionen wieder abzubremesen. Auf diese Weise lassen sich die Intensität des extrahierten Ionenstromes und die Steuerung der Ionen-Extraktionsenergie voneinander separieren. Bei einem „Zwei-Gittersystem“ ist das Gehäuse des Triebwerks die Brems Elektrode, sodass die Extraktionsenergie der Ionen durch das Potential des Plasmagrenzankers zuzüglich des Plasma-Wandpotentials bestimmt ist.

Mit Hilfe des Gaseinlasses wird der Nachschub des Treibstoffgases ins Entladungsgefäß sichergestellt und damit gewährleistet, dass das Plasma und die Ionen-Extraktion aufrechterhalten bleiben. Dem Gaseinlass ist ein sogenannter Gaswiderstand vorgeschaltet, welcher eine Ausbreitung des Plasmas in die Gaszuleitung vermeidet.

Unter Weltraumbedingungen benötigen die Radiofrequenzionentriebwerke eine weitere Komponente, einen sogenannten Neutralisator. Seine Aufgabe ist es, einen Elektronenstrom bereitzustellen, der dem extrahierten Ionenstrom äquivalent ist. Damit wird verhindert, dass das Triebwerk bzw. der Satellit sich negativ auflädt. Ohne einen Ladungsausgleich würde der dann positive extrahierte Ionenstrahl auf das negative Potential des Triebwerks bzw. des Satelliten reagieren und seine Ausbreitungsrichtung ändern. Folgen davon wären eine Abnahme des Schubs und eine Beschädigung der Triebwerks- bzw. Satellitenkomponenten durch wieder auf den Satelliten treffenden Ionen. Unter Laborbedingungen muss der Strahl nicht zwingend neutralisiert werden, da das Triebwerk mit einer geerdeten Vakuumtestanlage leitend verbunden werden kann. Eine weitere Aufgabe des Neutralisators ist es durch Injektion von Elektronen in den Ionenstrahl das Verbreitern (die Divergenz) des Strahls aufgrund der gegenseitigen Abstoßung der Ionen zu vermindern. Um den Ionenstrahl unter Laborbedingung zu neutralisieren, wird oft die thermische Elektronen-Emission eines Filaments genutzt.

2.2. Grundgleichungen der elektrischen Antriebe

Genau wie konventionelle Raumfahrtantriebe funktionieren auch die elektrischen Antriebe nach dem Rückstoß-Prinzip, das auch als Raketenprinzip bezeichnet wird. Nach diesem Prinzip erzeugt eine ausgestoßene Treibstoffmasse (Stützmasse) m_T eine Schubkraft (in Kurzform Schub), die entgegen der Ausstoßrichtung wirkt. Mit Hilfe des dritten Newton'schen Axioms lässt sich die Schubkraft angeben als [LF67, Lei00]

$$\vec{F} = \frac{dm_T}{dt} \vec{u}_T. \quad (2.1)$$

In dieser Beziehung bezeichnet u_T die Geschwindigkeit der ausgestoßenen Treibstoffmasse. Bei einem RIT-Triebwerk stellen die mittels elektrostatischen Kräften extrahierten Ionen die Stützmasse dar. Die Geschwindigkeit kann mit der Beschleunigungsspannung U_B berechnet werden zu

$$u_T = \sqrt{\frac{2q_i U_B}{m_i}}. \quad (2.2)$$

Hier stellt m_i die Masse der Ionen und q_i ihre Ladung dar. Zu berücksichtigen ist, dass die Beschleunigungsspannung U_B die Summe aus der am Plasmagrenzanker anliegenden positiven Hochspannung U_{PHV} und dem im Plasma abfallenden Plasma-Wandpotential U_{PW} ist.

Die pro Zeit extrahierte Masse wird als Treibstoffmassendurchsatz bezeichnet und kann angegeben werden zu [LF67]

$$\frac{dm_T}{dt} = m_i \frac{I_i}{q_i}, \quad (2.3)$$

wobei in dieser Gleichung I_i der gesamte extrahierte Strahlstrom ist. Setzt man Gleichung 2.3 und Gleichung 2.2 in die Beziehung 2.1 ein, so ergibt sich für die Schubkraft eines RIT-Triebwerks folgender Ausdruck

$$\vec{F} = I_i \sqrt{\frac{2m_i U_B}{q_i}}. \quad (2.4)$$

In dieser Relation ist zu sehen, dass bei einem konstanten Ionenstrom (gleiche Plasmaergiebigkeit) der Schub von der Masse und der Ladung der extrahierten Ionen abhängt. Ist in einer Mission der Ionenstrom vorgegeben, so sollte ein Treibstoff gewählt werden, dessen Masse hoch ist und der sich schwer in höhere Ladungszustände versetzen lässt. Aktuell wird bei Ionenantrieben vorwiegend das Edelgas Xenon benutzt. Es hat eine

atomare Masse von 131.29 amu. Die erste Ionisierungsenergie liegt bei 12.13 eV und die zweite bei 21.21 eV. Somit erfüllt es die angeführten Anforderungen. Ein weiterer Vorteil von Xenon ist, dass es im gasförmigen Zustand vorliegt und somit keine zusätzliche Energie für eine Änderung des Aggregatzustands benötigt wird. Außerdem ist Xenon nicht toxisch und nicht korrosiv, sodass es sich ohne zusätzliche Sicherheitsmaßnahmen für das Personal als auch besondere Schutzmaßnahmen für das Triebwerk bzw. den Satelliten handhaben lässt.

Neben dem Schub hat sich in der Raketentechnik der sogenannte spezifische Impuls I_{Sp} etabliert. Im Gegensatz zu dem massenspezifischen Impuls, welcher den gesamten Antriebsimpuls ins Verhältnis zur Treibstoffmasse setzt, bringt diese Größe den Antriebsimpuls des Triebwerks in Bezug zum Treibstoffgewicht auf der Erde. Diese Größe ist definiert als [LF67, Lei00]

$$I_{\text{Sp}} = \frac{m_i u_T}{m_i g_0} = \frac{\sqrt{2 \frac{q_i U_B}{m_i}}}{g_0}. \quad (2.5)$$

In dieser Beziehung stellt g_0 die Erdbeschleunigung dar.

Des Weiteren stellt die sogenannte spezifische Leistungsaufnahme P_{Sp} eine wichtige Größe im Bereich der elektrischen Antriebe dar. Sie ist definiert als Quotient aus der gesamten für das Triebwerk aufgebrauchten elektrischen Leistung P_{ges} und dem vom Triebwerk generierten Schub F

$$P_{\text{Sp}} = \frac{P_{\text{ges}}}{F} = \frac{P_{\text{ac}}}{\eta_{\text{el}}} \frac{1}{F}. \quad (2.6)$$

P_{ac} spiegelt in dieser Beziehung die Leistungsaufnahme wider, die zur Beschleunigung des Ionenstrahls benötigt wird. η_{el} ist der sogenannte elektrische Wirkungsgrad und ist definiert als

$$\eta_{\text{el}} = \frac{P_{\text{ac}}}{P_{\text{ac}} + P_V}. \quad (2.7)$$

Mit dem elektrischen Wirkungsgrad wird berücksichtigt, dass ein Teil der für den Betrieb des Triebwerks aufgewendeten elektrischen Leistung nicht zur Stahlbeschleunigung beiträgt, sondern durch andere Mechanismen verloren geht. Es wird zum einen Leistung benötigt, um das Plasma zu erzeugen und es aufrechtzuerhalten, zum anderen existieren im Triebwerk innere Verlustmechanismen (siehe Abschnitt 2.4), die einen Anteil an der aufzubringenden Leistung haben. Außerdem wird auch ein Teil der Leistung für die Neutralisation des Strahls benötigt und es treten auch Verluste am HF-Generator und an den Hochspannungsquellen auf. Diese aufgezählten Verlustme-

chanismen werden zusammenfassend als Verlustleistung P_V bezeichnet.

Weitere Wirkungsgrade im Triebwerk sind der Divergenzwirkungsgrad η_{div} , der Homogenitätswirkungsgrad η_{hom} und der Massenwirkungsgrad η_{m} .

Durch den Divergenzwirkungsgrad wird berücksichtigt, dass der Schub nur durch die Kraft-Komponente parallel zur Flächennormalen des Extraktionsgitters generiert wird. Da bei einem Ionentriebwerk die Ionen an unterschiedlichen Stellen erzeugt werden und im Innern des Plasmas zwischen dem Plasma und der Wand ein Spannungsabfall (vgl. Abschnitt 2.3.5) vorliegt, weist der extrahierte Ionenstrahl eine energetische Verteilung auf. Die Inhomogenität der Strahlgeschwindigkeit bzw. der Strahlenergie wird mit Hilfe des Homogenitätswirkungsgrads erfasst.

Bei einem Ionentriebwerk werden nicht alle in den Ionisator injizierten Treibstoffteilchen in den geladenen Zustand überführt, bevor sie das Triebwerk durch das Gittersystem verlassen. Dieser Teil des Treibstoffgases besitzt verglichen zu den extrahierten Ionen nur die im Allgemeinen viel kleinere thermische Geschwindigkeit, sodass deren Beitrag zur Schuberzeugung gering ist. Durch den Massenwirkungsgrad wird dieser Massenverlust berücksichtigt.

Alle aufgeführten Wirkungsgrade lassen sich als Produkt zu einem Gesamtwirkungsgrad oder totalem Wirkungsgrad zusammenfassen zu

$$\eta_{\text{ges}} = \eta_{\text{el}} \eta_{\text{div}} \eta_{\text{hom}} \eta_{\text{m}} . \quad (2.8)$$

Mittels dieses totalen Wirkungsgrads lässt sich die spezifische Leistungsaufnahme aus Gleichung 2.6 wie folgt ausdrücken:

$$P_{\text{Sp}} = \frac{g_0}{2} \frac{I_{\text{Sp}}}{\eta_{\text{ges}}} . \quad (2.9)$$

2.3. Theorie der induktiv gekoppelten Plasmaentladung

Dieser Abschnitt beschäftigt sich mit dem Plasma der induktiv gekoppelten Entladung, die durch den Wechselstrom in der Spule des Radiofrequenztriebwerks innerhalb des Entladungsgefäßes erzeugt wird. Es wird verstärkt auf die Leistungseinkopplung ins Plasma und Leistungsverluste im Plasma eingegangen. Die eingekoppelte Leistung bestimmt nämlich mit, wie stark das Plasma als Heizquelle im Triebwerk wirkt und somit inwieweit das thermische Verhalten des Triebwerks durch das Plasma beeinflusst wird. Zunächst wird jedoch eine allgemeine Definition des Begriffs Plasma gegeben und es werden die wichtigsten Größen, die ein Plasma charakterisieren, eingeführt.

2.3.1. Charakterisierung der induktiv gekoppelten Plasmaentladung als Niederdruckplasma

Allgemein wird als Plasma ein ionisiertes Gas bezeichnet, das abhängig von den vorherrschenden Bedingungen unterschiedlich hohe Konzentrationen an geladenen und ungeladenen Teilchen enthält. Hierbei kann sich ein Plasma neben den Elektronen und Neutralteilchen außerdem aus einfach oder mehrfach geladenen positiven oder negativen Ionen oder Molekülen zusammensetzen. Ausschlaggebend für die Definition des Plasmas ist, dass es im quasi-neutralen Zustand vorliegt, d. h., dass die Anzahl der positiv und negativ geladenen Teilchen annähernd gleich groß ist, wobei Abweichungen davon nur im Inneren relativ kleiner Gebiete auftreten dürfen [Fra04]. Aus diesem Grund kann für das Plasma eine gemeinsame Ladungsdichte, die sogenannte Plasmadichte $n \approx n_e \approx n_i$, angegeben werden. Eine weitere Eigenschaft des Plasmas ist, dass „dessen Verhalten durch kollektive Effekte und durch elektromagnetische Wechselwirkung auf und zwischen den geladenen Teilchen bestimmt ist“ [LF95].

Wie hoch der Anteil der geladenen Teilchen im Plasma in Bezug auf die Gesamtanzahl der Teilchen ist, definiert den Ionisationsgrad χ . Dieser ist gegeben durch [LL05]

$$\chi = \frac{n}{n_n + n}. \quad (2.10)$$

In dieser Beziehung steht n_n für die Neutralteilchendichte. Bei den kleinen RIT's liegt die Neutralteilchendichte ungefähr bei $10^{19} \frac{1}{\text{m}^3}$ und die Plasmadichte bei $10^{17} \frac{1}{\text{m}^3}$, sodass für den Ionisationsgrad $\chi \ll 1$ gilt. Ein schwach ionisiertes Plasma besitzt folgende Charakteristika [LL05]:

- Der Heizmechanismus erfolgt elektrisch.
- Verluste an Wandoberflächen sind entscheidend.
- Im stationären Zustand wird der Plasmazustand durch die Ionisation von Neutralteilchen aufrechterhalten, die durch Stöße der geladenen Teilchen mit den Neutralteilchen hervorgerufen werden.
- Die Elektronen und die Ionen bzw. Moleküle besitzen unterschiedliche Temperaturen.

So besitzen die Elektronen bei einem Radiofrequenzionentriebwerk eine Temperatur T_e im Bereich von ungefähr 30 000 K bis 100 000 K, während die Temperaturen der Neutralteilchen und der Ionen näherungsweise gleich groß sind ($T_i \approx T_n$) und ungefähr bei 400 K liegen. Um mit den großen Temperaturwerten der Elektronen besser arbeiten

zu können, benutzt man in der Plasmaphysik oft die zu einer gegebenen Elektronentemperatur äquivalente Energie in Elektronenvolt. Die Umrechnungsvorschrift lautet [LL05]:

$$eT = k_B T \approx \frac{T}{11600} \frac{\text{eV}}{\text{K}}, \quad (2.11)$$

worin k_B die Boltzmann-Konstante, e die Elementarladung, T die Temperatur in Kelvin⁵ und T das zur Temperatur äquivalente Potential in Volt ist.

Während der experimentellen Untersuchung für diese Arbeit wurde der Treibstoff Xenon benutzt, sodass im Folgenden ein Plasma mit atomaren Neutralteilchen und positiven Ionen behandelt wird.

Aufgrund der niedrigen Neutralteilchendichte, die für die Erhaltung der Plasmaentladung eines RIT's benötigt wird, herrscht im Inneren des Entladungsgefäßes ein Neutralteilchendruck von weniger als einem Pascal. Dieses Charaktermerkmal und die vorherrschenden Temperaturen und Plasmadichten stufen die induktiv gekoppelte Entladung des Radiofrequenzionentriebwerks als Niederdruckentladung⁶ ein [LL05].

2.3.2. Energieverteilungsfunktion

Um die physikalischen Eigenschaften eines Niederdruckplasmas mathematisch zu erfassen, verwendet man oft entweder die kinetische Gastheorie oder man betrachtet das Plasma als ein Fluid mit globalen Plasmaparametern wie z.B. einer kollektiven Elektronengeschwindigkeit [CB11]. Im Fluidbild des Plasmas wird zur Bestimmung der makroskopischen Parameter die Integration über die Geschwindigkeits- bzw. Energieverteilungsfunktion benutzt. Bei der kinetischen Gastheorie behandelt man hingegen das Plasma im mikroskopischen Rahmen, d. h. die Eigenschaften des Plasmas werden über die Parameter der Plasmapartikel und ihrer statistischen örtlichen, zeitlichen und energetischen Verteilung beschrieben. In dieser Arbeit wird mit beiden Theorien argumentiert, wobei für die Energie- bzw. Geschwindigkeitsverteilung die Maxwell-Boltzmann-Verteilung benutzt wird. Die von der Geschwindigkeit v abhängige Maxwell-Boltzmann-Verteilungsfunktion ist wie folgt definiert [CB11]:

$$f_W(E, T) = \frac{2n}{(k_B T)^{3/2}} \sqrt{\frac{E}{\pi}} e^{-\frac{E}{k_B T}}. \quad (2.12)$$

⁵ Im Folgendem wird das Symbol für die Temperatur in Kelvin kursiv T und das Symbol für die Temperatur in V in normaler Schrift (aufrecht) T angegeben.

⁶ Eine Niederdruckentladung ist charakterisiert durch eine Elektronentemperatur von $T_e \approx 1 - 10$ V, eine Ionentemperatur, für die gilt $T_i \ll T_e$, einen Neutralteilchendruck von $p \approx 1$ mTorr – 1 Torr und Plasmadichten von $n \approx 10^{14} - 10^{19} \frac{1}{\text{m}^3}$ [LL05].

In der Plasmaphysik wird oft, um die Energie der Elektronen zu beschreiben, das zu der Energie äquivalente Potential \mathcal{E} benutzt, für das die Beziehung

$$\mathcal{E} = \frac{E}{e} \quad (2.13)$$

gilt.

Mit dem äquivalenten Potential \mathcal{E} und der Elektronentemperatur T_e in V lässt sich die Maxwell-Boltzmann-Verteilungsfunktion für Elektronen wie folgt angeben⁷:

$$f_W(\mathcal{E}, T_e) = \frac{2n_e}{T_e^{3/2}} \sqrt{\frac{\mathcal{E}}{\pi}} e^{-\frac{\mathcal{E}}{T_e}}. \quad (2.14)$$

Bei einem induktiv gekoppelten Plasma ist jedoch die Energie der Elektronen nicht immer Maxwell-Boltzmann verteilt. Nach M. A. Lieberman und A. J. Lichtenberg [LL05] gilt die Maxwell-Boltzmann-Verteilung nur bei hohen Elektronendichten, während bei niedrigen Elektronendichten und hohen Drücken die Druyvesteyn-Verteilung und bei niedrigen Elektronendichten und niedrigen Drücken die Bi-Maxwell-Boltzmann-Verteilung zur Beschreibung des Plasmas besser geeignet sind. Die Bi-Maxwell-Verteilung berücksichtigt, dass ein Plasma Elektronen mit zwei verschiedenen Energieverteilungen besitzen kann.

Sie ist gegeben durch [LLG96]

$$f_W(\mathcal{E}, T_e) = \frac{2(n_{e,1} + n_{e,2})}{\left(1 - \frac{n_{e,2}}{n_{e,1}}\right) T_{e,1}^{3/2} + \frac{n_{e,2}}{n_{e,1}} T_{e,2}^{3/2}} \sqrt{\frac{\mathcal{E}}{\pi}} \left[\left(1 - \frac{n_{e,2}}{n_{e,1}}\right) e^{-\frac{\mathcal{E}}{T_{e,1}}} + \frac{n_{e,2}}{n_{e,1}} e^{-\frac{\mathcal{E}}{T_{e,2}}} \right]. \quad (2.15)$$

Verglichen zu der Maxwell-Boltzmann-Verteilung besitzt die Druyvesteyn-Verteilung eine quadratische Energieabhängigkeit in der Exponentialfunktion. Im Einzelnen ist diese Verteilung wie folgt definiert [LL05]:

$$f_W(\mathcal{E}, T_{e, \text{eff}}) = 0.565 \frac{n_e}{T_{e, \text{eff}}^{3/2}} \sqrt{\mathcal{E}} e^{-0.243 \left(\frac{\mathcal{E}}{T_{e, \text{eff}}}\right)^2}. \quad (2.16)$$

⁷ Die Abweichung der angegebenen Verteilungsfunktion von der zu erwartenden Form $f_W(\mathcal{E}, T_e) = 2n_e \frac{1}{e} \sqrt{\frac{\mathcal{E}}{\pi}} \left(\frac{1}{T_e}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{\mathcal{E}}{T_e}}$ kommt zustande, da die Herleitung der Energieverteilungsfunktion mit Hilfe der Geschwindigkeitsverteilungsfunktion über die Beziehung $f_W(\mathcal{E}, T_e) d\mathcal{E} = f_W(v, T_e) dv$ und der Ableitung $\frac{dv}{d\mathcal{E}} = \sqrt{\frac{e}{2m_e \mathcal{E}}}$ erfolgt.

In dieser Beziehung ist $T_{e, \text{eff}}$ die effektiven Elektronengeschwindigkeit. Für diese gilt die Beziehung

$$T_{e, \text{eff}} = \frac{2}{3} \bar{\mathcal{E}}. \quad (2.17)$$

worin $\bar{\mathcal{E}} = \frac{1}{n_e} \int_0^\infty \mathcal{E} f_W(\mathcal{E}, T_{e, \text{eff}}) d\mathcal{E}$ die mittlere Elektronenenergie ist.

2.3.3. Debye-Abschirmung und Quasineutralität des Plasmas

Eine sehr wichtige Eigenschaft eines Plasmas ist dessen Fähigkeit aufgrund frei beweglicher Ladungsträger auf innere und äußere elektrische Felder zu reagieren und diese abzuschirmen. Betrachtet man z.B. ein Ion, welches sich im Plasma befindet, so wirkt es aufgrund seiner positiven Ladung attraktiv auf die Elektronen und abstoßend auf die restlichen Ionen im Plasma. Es bildet sich daher in der Umgebung dieses Ions eine negative Ladungswolke aus, welche das Potential der Ionenladung abschirmt und somit dessen Reichweite reduziert. Verglichen zum Coulomb-Potential einer freien Ladung oder einer Ladung in einem Dielektrikum, welches mit $\frac{1}{r}$ abfällt, besitzt das abgeschirmte Potential der betrachteten Ladung eine zusätzliche exponentielle Abhängigkeit vom Abstand r . Dieses Potential wird als Debye-Hückel-Potential bezeichnet und lässt sich in folgender Form darstellen [Kau13]:

$$\Phi_D = -\frac{q}{4\pi\epsilon_0 r} e^{-\frac{r}{\lambda_D}}. \quad (2.18)$$

Zu dieser Darstellung des Debye-Hückel-Potentials gelangt man, wenn man bei der Herleitung von annähernd unbeweglichen Ionen und von Maxwell-Boltzmann verteilten Elektronen ausgeht. Weiterhin ist hier der Vorfaktor so angegeben, dass sich das Debye-Hückel-Potential für $r \ll \lambda_D$ dem Potential einer Punktladung im Vakuum annähern [Kau13]. Die Größe λ_D gibt die sogenannte Debye-Länge an. Sie kennzeichnet den Abstand, bei dem im Plasma das Potential des Ions in Vergleich zum Coulomb-Potential des freien Ions auf $\frac{1}{e}$ abgefallen ist. Gleichzeitig gibt es die Entfernung an, bei der sich die potentielle Energie der Elektronen aufgrund der elektrostatischen Anziehung durch das Potential des Ions mit ihrer thermischen Energie im Gleichgewicht befindet [Fra04, BT96]. Die Debye-Länge ist definiert als

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 e T_e}{n_e e^2}}. \quad (2.19)$$

Hier steht ε_0 für die Dielektrizitätskonstante des Vakuums.

Aufgrund der Quasineutralitätsbedingung gilt ein ionisiertes Gas somit nur dann als Plasma, wenn sein Volumen deutlich größer ist als das einer Sphäre, dessen Radius deutlich größer als die Debye-Länge ist (Debye-Kugel) [Str11].

2.3.4. Plasmafrequenz

Im vorherigen Abschnitt wurde auf die abschirmende Wirkung des Plasmas auf die inneren elektrischen Felder, welche die im Plasma vorhandenen Ladungsträger selbst erzeugen, eingegangen. In diesem Abschnitt geht es um die Fähigkeit eines Plasmas äußere elektrische Felder abzuschirmen. Die relevante Größe, die die Abschirmfähigkeit des Plasmas gegenüber einer äußeren Störung bestimmt, ist die sogenannte Plasmafrequenz. Wird die Quasineutralität im Plasma z.B. durch ein äußeres elektromagnetisches Feld verletzt, so versuchen vorwiegend die deutlich mobileren Elektronen diese Störung auszugleichen. Die mit einer deutlich höheren Masse behafteten Ionen sind hingegen oft zu träge, um einer äußeren Störung zu folgen. Werden die Elektronen durch eine äußere Störung aus ihrer ursprünglichen Lage ausgelenkt, so werden sie wieder aufgrund der durch die Ionen auf sie wirkenden Coulomb-Kräfte auf ihre ursprüngliche Position zurückgezogen. Aufgrund der geringen Trägheit der Elektronen kommt es jedoch auf dem Rückweg zu einem Überschwingen ihrer ursprünglichen Position, sodass sie wegen des dabei entstehenden Ladungsüberschusses und der wirkenden Coulomb-Anziehung wieder in die entgegengesetzte Richtung gedrängt werden. Auf diese Weise bildet sich eine Oszillationsbewegung der Elektronen um den Ionenhintergrund aus, wobei die Eigenfrequenz der Schwingung als Plasmafrequenz bezeichnet wird. Sie ist gegeben als [Str11, BT96]

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\varepsilon_0 m_e}}. \quad (2.20)$$

Der Kehrwert der Plasmafrequenz entspricht der Zeit, die die Elektronen benötigen, um auf eine äußere Störung anzusprechen. Das bedeutet, dass z.B. ein äußeres elektromagnetisches Feld nur dann vom Plasma abgeschirmt wird, wenn dessen Frequenz ω kleiner als die Plasmafrequenz der Elektronen ist. Die Elektronen können hingegen einem Feld mit einer Frequenz, die höher als die Plasmafrequenz ist, nicht folgen, sodass sich in diesem Fall das Feld im Plasma ausbreiten kann.

Auch für die Ionen im Plasma lässt sich eine Plasmafrequenz bestimmen. Sie ist jedoch verglichen zu der Frequenz der Elektronen um Größenordnungen kleiner. Dies ist durch die reziproke Abhängigkeit der Plasmafrequenz von der Masse der schwingenden Ladungsträger begründet.

Weiterhin ist die Plasmafrequenz ein gutes Beispiel für das kollektive Verhalten des Plasmas, da nach der Gleichung 2.20 alle Elektronen an der Abschirmung der äußeren Störung beteiligt sind.

2.3.5. Plasmarandschicht

Bei der Untersuchung des Plasmas eines Radiofrequenzionentriebwerks auf seine Eigenschaften muss berücksichtigt werden, dass es einerseits durch die Wände des Entladungsgefäßes und andererseits durch den Plasmagrenzanker räumlich begrenzt ist. Die Wechselwirkung zwischen den Plasma-Partikeln und den das Plasma begrenzenden Flächen stört das Plasma und führt zu der Ausbildung der sogenannten Vor- und Randschicht. Für die folgende Betrachtung wird angenommen, dass die Ladungsträger, die auf eine der Wände gelangen, auf der Oberfläche haften bleiben und dass es keinen Strom aus geladenen Teilchen von der Wand ins Plasma gibt. Eine weitere Annahme ist, dass die Ionen zu einer einzigen Spezies gehören, einfach positiv geladen sind und eine Temperatur von $T_i \approx 0\text{ K}$ besitzen, d. h., dass die thermische Energie der Ionen vernachlässigbar klein ist. Da die Elektronen verglichen zu den Ionen eine weitaus höhere Beweglichkeit besitzen, ist in der Entstehungsphase des Plasmas zunächst der Elektronenstrom zu den Wänden deutlich größer als der der Ionen. Infolge der Ladungstrennung bildet sich eine Potentialdifferenz aus, durch die der Elektronenfluss zu den Wänden unterdrückt und der der Ionen erhöht wird. Nach einer gewissen Zeit gleichen sich die Ströme der beiden Ladungsträgersorten an und es entsteht ein Gleichgewichtszustand. Der beschriebene Ladungsträgerfluss ist eine Kombination aus dem Feld- und Diffusionsdrift der geladenen Teilchen. Dieses Phänomen wird ambipolare Diffusion genannt [LF95].

Der Bereich, in dem das Plasma zur Wahrung der Quasineutralität das Potential der Wände abschirmt, wird als Plasmarandschicht oder Schild bezeichnet [Fra04]. Diese Schicht ist räumlich auf wenige Debye-Längen beschränkt. Weiterhin ist in dieser Übergangszone die Ladungsträgerdichte der Ionen verglichen mit der der Elektronen höher.

In der Literatur (z.B. in [CB11]) wird die Ausbildung der Randschicht oft für den Fall isolierter Wände diskutiert. In diesem Fall werden die Wände in Bezug zum

Potential des Plasmas an der Randschichtkante, d. h. der Stelle, an der der Übergang des Plasmas zur Randschicht erfolgt, negativ aufgeladen. Aus diesem Grund wird dieses Potential als Wandpotential oder „floating“⁸ Potential bezeichnet. Unter der Annahme, dass für die Elektronen die Maxwell-Boltzmann-Verteilung gilt, lässt sich durch das Gleichsetzen der Ionen- und der Elektronenflüsse an der Randschichtkante das Wandpotential ermitteln. Es ist gegeben durch [CB11]

$$\Phi_W = -\frac{1}{2}T_e \ln\left(\frac{m_i}{2\pi m_e}\right). \quad (2.21)$$

Auch eine leitende Wand, wie z.B. eine mit der Erde verbundene Elektrode, stellt für das Plasma eine Störung dar, auf die das Plasma reagiert und sich dagegen abschirmt. Verglichen zur isolierenden Wand ist das Potential einer leitend verbundenen Elektrode von außen fest vorgegeben. Um die Elektronen im Plasma zu binden und damit die Quasineutralität zu erhalten, lädt sich in diesem Fall das Plasma in Bezug auf das Elektrodenpotential positiv auf. Unter diesen Umständen gilt für das Potential der Randschichtkante $\Phi_R = -\Phi_W$ (vgl. die Argumentation in [CB11]).

Betrachtet man weiterhin den für ein Radiofrequenzionentriebwerk interessanten Fall, bei dem sich eine isoliert angebrachte Oberfläche (Wand des Entladungsgefäßes) und eine leitend verbundene Fläche (Plasmagrenzanker) in Kontakt mit demselben Plasma befinden, so muss sich unter diesen Umständen die isoliert angebrachte Oberfläche auf das gleiche Potential wie die leitend verbundene Fläche aufladen. Der Grund hierfür ist, dass das Plasma vor beiden Flächen die gleiche Elektronentemperatur hat und somit der gleiche Nettostrom auf beide Flächen fließt, was in der Folge zu der gleichen Potentialdifferenz zwischen dem Plasma und der begrenzenden Fläche führt (vgl. die Argumentation in [CB11]).

Bei der bisherigen Betrachtung wurde angenommen, dass die Ionen mit beliebiger Geschwindigkeit $v_{i,R}$ in die Randschicht einfallen können. Um das Wandpotential vollständig abzuschirmen, muss jedoch in der gesamten Randschicht die Ionendichte höher sein als die der Elektronen [LL05]. Dies ist nur dann möglich, wenn die Ionen mit einer Mindestgeschwindigkeit in die Randschicht eindringen. Diese Mindestgeschwindigkeit erlangen die Ionen in der sogenannten Vorschicht. In dieser Zone ist zwar die Quasineutralität noch gegeben, d. h. es gilt $n_e = n_i$, jedoch entspricht die Dichte der Ionen und der Elektronen nicht mehr der im ungestörten Plasma. Werden in der Randschicht Ionisation und Stöße zwischen Ionen und anderen Plasmateilchen

⁸ Floating steht im Englischen für fließend. Damit ist gemeint, dass sich das Potential der Wand durch die Aufladung der auf sie auftreffenden Ladungsträger einstellt.

vernachlässigt, so erhält man für die Mindestgeschwindigkeit, die nach ihrem Entdecker Bohm-Geschwindigkeit oder auch Ionenschallgeschwindigkeit bezeichnet wird, den Ausdruck

$$v_B = \sqrt{\frac{eT_e}{m_i}} \leq v_{i,R}. \quad (2.22)$$

Das Potential, das in einer kollisionsfreien und ionisationsfreien Vorschicht⁹ vom ungestörten Plasma zur Randschichtkante abfällt, ist gegeben durch

$$\Phi_p = \frac{1}{2}T_e. \quad (2.23)$$

Das gesamte im Plasma abfallende Potential, das sogenannte Plasma-Wandpotential, ergibt sich somit aus der Kombination zwischen dem Wandpotential und dem in der Vorschicht abfallenden Potential.

Die Abnahme der Plasmadichte an der Randschichtkante im Vergleich zum ungestörten Plasma beträgt ca. 61%.

In Abbildung 2.2 ist zur Verdeutlichung des bisher Geschilderten der Potential- und der Teilchendichteverlauf der beiden Ladungsträgersorten innerhalb einer kollisionsfreien und ionisationsfreien Gleichstromentladung dargestellt, d. h. einem Plasma, das durch eine Gleichspannung erzeugt wird.

Wird berücksichtigt, dass die Ionen in der gesamten Vorschicht erzeugt werden können, so erhält man eine von dem Erzeugungsort abhängige Ionengeschwindigkeit, die wiederum im kollisionsfreien Fall nur von dem an diesem Ort herrschenden Potential vorgegeben wird. Die Ionen in der Vorschicht besitzen somit eine Geschwindigkeitsverteilung, die ihren Entstehungsort widerspiegelt [CB11]. Eine mathematische Formulierung dieses Problems (z.B. in [TL29, HT59, CB11]) ergibt in einer planaren Geometrie für die Abnahme der Plasmadichte zwischen der Randschichtkante und dem ungestörten Plasma $\frac{n_R}{n}$ nicht mehr 61% sondern 42.5%. In diesem Fall nimmt das im Plasma vor der Randschichtkante abfallende Potential folgenden Ausdruck an:

$$\Phi_p = 0.854T_e. \quad (2.24)$$

Werden zusätzlich noch Stöße der Ionen in der Vorschicht beachtet, so erhält man in einer planaren Geometrie für das Verhältnis $\frac{n_R}{n}$ den Ausdruck [CB11]

$$h_1 = \frac{n_{R,1}}{n} \approx \frac{0.86}{\sqrt{3 + \frac{l}{2\lambda_{in}} + \frac{T_i}{5T_e} \left(\frac{l}{\lambda_{in}}\right)^2}}. \quad (2.25)$$

⁹ Die Ionen werden alle im Volumen bzw. in der Mitte des Plasmas erzeugt.

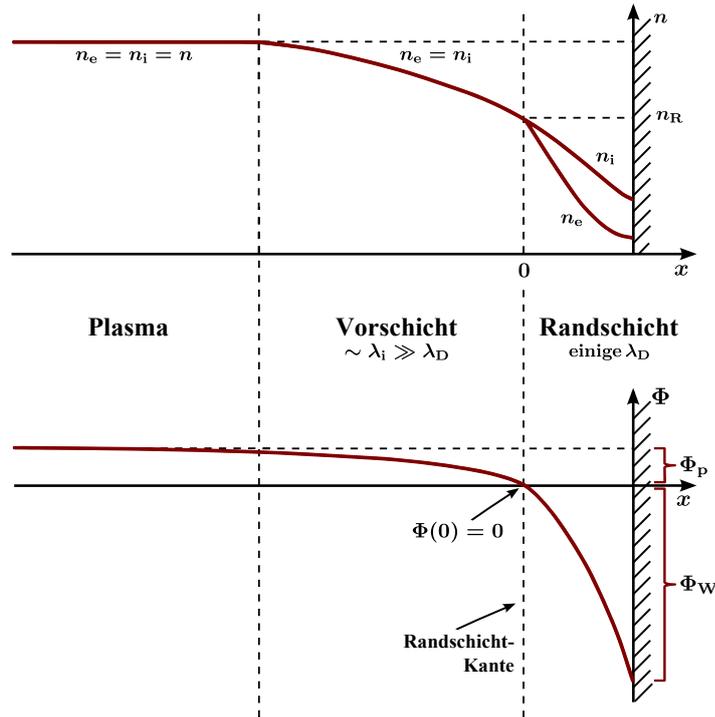


Abb. 2.2.: skizzenhafter Verlauf der Ionen- und der Elektronendichte (im oberen Teilbild) und des Potentials (im unteren Teilbild) in der Vor- und der Randschicht einer kollisionsfreien und ionisationsfreien Gleichstromentladung begrenzt durch eine isolierende Wand (nach [LL05])

Für eine zylindrische Geometrie gilt hingegen

$$h_r = \frac{n_{R,r}}{n} \approx \frac{0.8}{\sqrt{4 + \frac{r}{\lambda_{in}} + \frac{T_i}{T_e} \left(\frac{r}{\lambda_{in}}\right)^2}}. \quad (2.26)$$

In der Gleichung 2.25 steht l für den Abstand zwischen den Entladungswänden und in der Gleichung 2.26 steht r für den Radius des Zylinders. In beiden Gleichungen ist λ_{in} die mittlere freie Weglänge für Stöße zwischen Ionen und Atomen, d. h. die Strecke, die die Ionen durchschnittlich im Plasma zwischen zwei Stößen zurücklegen. Sie ist gegeben durch [LL05]

$$\lambda_{in} = \frac{1}{n_n \sigma_{in}}. \quad (2.27)$$

In dieser Beziehung stellt n_n die Neutralteilchendichte und σ_{in} den Wirkungsquerschnitt für Stöße zwischen Ionen und Neutralteilchen dar. Der Wirkungsquerschnitt, auch Stoßquerschnitt genannt, gibt allgemein die Wahrscheinlichkeit für eine Stoß- oder

Streureaktion an und ist im Einzelnen als die Anzahl der Reaktionen eines bestimmten Typs definiert, die pro Zeiteinheit zwischen einem einfallenden Teilchenstrom und einem Streukörper bezogen auf die einfallende Teilchenstromdichte passieren [MK79]. Der Wirkungsquerschnitt für Stöße zwischen Ionen und Atomen von Xenon kann über folgenden Ausdruck ermittelt werden [Tsa10]

$$\sigma_{\text{in}} [\text{m}^2] = \frac{8.28072 \cdot 10^{-16}}{v_r \left[\frac{\text{m}}{\text{s}} \right]}. \quad (2.28)$$

In diesem Ausdruck ist $v_r = \sqrt{\frac{16eT_i}{\pi m_i}}$ die relative thermische Geschwindigkeit der Ionen und der Atome.

Das Plasmapotential, bei dem sowohl die ortsabhängige Ionisation als auch Stöße der Ionen in der Vorschicht berücksichtigt werden, lässt sich mit Hilfe der in den Gleichungen 2.25 und 2.26 angegebenen Verhältnissen zwischen der Plasmadichte an der Randschichtkante und der Plasmadichte im ungestörten Plasma $\frac{n_R}{n}$ über die Beziehung

$$\Phi_p = \ln \left(\frac{n_R}{n} \right) T_e \quad (2.29)$$

bestimmen.

Das Entladungsgefäß des $\mu\text{NRIT's-2.5}$ ist domförmig aufgebaut. Das bedeutet, dass der untere Teil des Gefäßes eine zylindrische und der obere Teil eine sphärische Form besitzt (siehe Abbildung 5.2 in Abschnitt 5.1). Inwieweit die in den Gleichungen 2.25 und 2.26 angegebenen Faktoren für das Plasma innerhalb des Entladungsgefäßes des $\mu\text{NRIT's-2.5}$ gültig sind, muss also noch geprüft werden.

Bisher wurde nur die Plasma-Randschicht einer Gleichstromentladung betrachtet. Bei einer induktiv gekoppelten Entladung wird das Plasma durch Wechselfelder erzeugt (siehe Abschnitt 2.3.6), sodass abhängig von der Erregerfrequenz des elektrischen Feldes in der Randschicht Oszillationen auftreten können. Schaut man sich jedoch das Plasma einer RF-Entladung über mehrere Perioden an, so lässt sich die RF-Randschicht im Mittel mit der Randschicht einer Gleichstromentladung vergleichen und mit deren zeitlich gemittelten Größen beschreiben. Weitergehende Ausführungen zur Dynamik einer RF-Schicht sind in [CB11] zu finden.

2.3.6. Leistungseinkopplung ins induktiv gekoppelte Plasma

Zur Erhaltung des Plasmas innerhalb des Entladungsgefäßes eines Radiofrequenziontriebwerks wird eine Induktionsspule benutzt, durch welche ein hochfrequenter

sinusförmiger Wechselstrom geleitet wird. Dieser erzeugt innerhalb des Entladungsgefäßes ein Magnetfeld gleicher Frequenz, das entlang der Spulenachse gerichtet ist. Nach dem Induktionsgesetz ruft dieses Magnetfeld im Inneren des Entladungsgefäßes wiederum ein azimutales elektrisches Wechselfeld hervor, welches einen Energieübertrag auf die geladenen Teilchen im Plasma ausübt. Dabei wird die Frequenz des anregenden Stroms so gewählt, dass das induzierte elektrische Feld \mathbf{E} vorwiegend mit den Elektronen im Plasma wechselwirkt und diese beschleunigt bzw. abbremst. Da das elektrische Wechselfeld während einer Schwingungsperiode eine Phasenumkehr macht, müssen für ein Netto-Energieübertrag ins Plasma die Elektronen impulsändernde Streuprozesse durchführen [LL05].

Bei induktiv gekoppelten Plasmen ist neben dem sogenannten Ohm'schen Heizen, bei dem die Elektronen mit den Atomen oder Ionen stoßen und somit eine Phasenänderung in ihrer Bewegung erfahren, das sogenannte stochastische Heizen von Bedeutung. Bei diesem Heizmechanismus wechselwirken die Elektronen mit dem schwingenden inhomogenen Feld der Randschicht [LLG96]. Eine nähere Betrachtung des stochastischen Heizens wird in Abschnitt 2.3.7 gegeben.

Die Elektronen werden nach einer gewissen Zeit so stark beschleunigt, dass ihre Energie ausreicht, um Atome des Treibstoffgases durch Stöße zu ionisieren (sog. Stoßionisation). Eine genügend hohe Anzahl von Elektronen, deren Energie zur Überwindung der Ionisationsschwelle der Gasatome ausreicht, ermöglicht, dass das Plasma dauerhaft aufrechterhalten bleibt.

Die Wechselwirkung der Elektronen mit dem durch die Spule erzeugten äußeren elektrischen Feld lässt sich durch eine ins Plasma induzierte Stromdichte beschreiben. In Analogie zu einem elektrisch leitenden Festkörper kann man den Zusammenhang zwischen der induzierten Stromdichte und dem dielektrischen Wechselfeld aufgrund der Spule in einem Niederdruckplasma eines Radiofrequenzionentriebwerks durch das Ohm'sche Gesetz

$$\tilde{\mathbf{j}}_p = \sigma_p \tilde{\mathbf{E}} \quad (2.30)$$

beschreiben. Hierbei stellt σ_p die Plasmaleitfähigkeit dar. In dieser Gleichung kennzeichnet die Tilde die komplexe Amplitude der Plasmastromdichte sowie des elektrischen Feldes, womit die Phasenverschiebung zwischen den angegebenen Größen erfasst wird. So gilt z.B. für die komplexe Amplitude der Plasmastromdichte $\tilde{\mathbf{j}}_p = \mathbf{j}_p \exp(-i\varphi)$, worin \mathbf{j}_p die Amplitude der induzierten Stromdichte, φ die Phasenverschiebung zum Nulldurchgang des Sinussignals des antreibenden elektrischen Feldes und i die imaginäre Einheit sind.

Die vom Plasma im zeitlichen Mittel absorbierte Leistungsdichte p_{abs} lässt sich berechnen, indem man das Produkt aus der Plasmastromdichte und dem elektrischen Feld der Spule bildet und dessen Realteil bestimmt. Die Bildung des Integrals über die Leistungsdichte für das gesamte Plasmavolumen liefert schließlich die gesamte vom Plasma absorbierte Leistung

$$P_{\text{abs}} = \frac{1}{2} \int_V \text{Re} \left(\tilde{\mathbf{j}}_{\text{p}}^* \tilde{\mathbf{E}} \right) dV = \frac{1}{2} \int_V \text{Re}(\sigma_{\text{p}}) |\tilde{\mathbf{E}}|^2 dV = \frac{1}{2} \int_V \text{Re} \left(\frac{1}{\sigma_{\text{p}}} \right) |\tilde{\mathbf{j}}_{\text{p}}|^2 dV. \quad (2.31)$$

2.3.7. Leitfähigkeit des Plasmas

Für die Plasmaleitfähigkeit eines induktiv gekoppelten Plasmas lässt sich unter Anwendung der kinetischen Gastheorie folgender Ausdruck angeben [LLG96, GL97, LL05]:

$$\sigma_{\text{p}} = \frac{n_e e^2}{m_e (\nu_{\text{eff}} + i\omega_{\text{eff}})}. \quad (2.32)$$

In dieser Beziehung kennzeichnen n_e und m_e wieder die Elektronendichte und die Elektronenmasse. e ist die Elementarladung und i die imaginäre Einheit. ω_{eff} ist die effektive Erregerkreisfrequenz¹⁰. Der Wert der effektiven Erregerkreisfrequenz weicht in der Regel von der Erregerkreisfrequenz ω des äußeren elektrischen Wechselfeldes ab, welches das Plasma erzeugt. ν_{eff} ist die effektive Stoßfrequenz der Elektronen, d. h. die Größe, die die Anzahl der Elektronenstöße pro Zeiteinheit angibt. Sie setzt sich bei einem induktiv gekoppelten Plasma aus einem Anteil für Stöße zwischen den Elektronen und den Neutralteilchen ν_{en} , aus einem Anteil für Stöße zwischen den Elektronen und Ionen ν_{ei} und einem Anteil ν_{st} , der das stochastische Heizen charakterisiert, zusammen

$$\nu_{\text{eff}} = \nu_{\text{en}} + \nu_{\text{ei}} + \nu_{\text{st}}. \quad (2.33)$$

Die *Elektronen-Neutralteilchen-Stoßfrequenz* und die effektive Erregerfrequenz sind über den Real- und Imaginärteil der folgenden Gleichung miteinander verknüpft [LLG96, GL97]:

$$\nu_{\text{en}} + i\omega_{\text{eff}} = -\frac{3}{2} \left[\int_0^\infty \frac{\mathcal{E}^{3/2}}{\nu_{\text{c}}(\mathcal{E}) + i\omega} \frac{df_{\text{d}}(\mathcal{E}, T_{\text{e}})}{d\mathcal{E}} d\mathcal{E} \right]^{-1}. \quad (2.34)$$

¹⁰ Für die Kreisfrequenz gilt die bekannte Beziehung $\omega = 2\pi f$, worin f die Frequenz ist.

In dieser Gleichung stellt \mathcal{E} wieder das zu der Energie der Elektronen äquivalente Potential dar. $f_d(\mathcal{E}, T_e)$ ist die energieabhängige Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion der Elektronen. Sie hängt über die Beziehung

$$f_W(\mathcal{E}, T_e) = \sqrt{\mathcal{E}} f_d(\mathcal{E}, T_e) \quad (2.35)$$

mit der Energieverteilungsfunktion f_W zusammen [LL05].

Für Maxwell-Boltzmann verteilte Elektronen und einer Normierung von $\int_0^\infty \sqrt{\mathcal{E}} f_d(\mathcal{E}, T_e) d\mathcal{E} = 1$, wie sie für die Gleichung 2.34 benutzt wird, ist die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion gegeben durch [LLG96]

$$f_d(\mathcal{E}, T_e) = \frac{2}{\sqrt{\pi} T_e^{3/2}} e^{-\frac{\mathcal{E}}{T_e}}. \quad (2.36)$$

Die Größe ν_c ist über folgenden Ausdruck definiert:

$$\nu_c = n_n \sigma_{en}(\mathcal{E}) \left(\frac{2e\mathcal{E}}{m_e} \right)^{1/2}. \quad (2.37)$$

Hier stellt σ_{en} den effektiven Wirkungsquerschnitt für impulsübertragende Stöße zwischen Elektronen und Neutralteilchen dar. Dieser Wirkungsquerschnitt gibt die Summe aller Querschnitte für elastische und unelastische Stoßprozesse zwischen Elektronen und Neutralteilchen wieder [LLG96]. In Abbildung 2.4 im Abschnitt 2.3.8 ist der effektive Wirkungsquerschnitt für impulsübertragende Stöße für Elektronen an Xenon-Atomen aus der Datenbank von M. Hayashi [Hay15] in Abhängigkeit von der Elektronenenergie gezeigt.

Die *Stoßfrequenz zwischen Elektronen und Ionen* kann mit der folgenden Formel berechnet werden [GL97]:

$$\nu_{ei} = \frac{n_e e^4 \ln \Lambda}{4\pi \epsilon_0^2 m_e^{1/2} (e T_e)^{3/2}}. \quad (2.38)$$

In dieser Gleichung ist $\ln \Lambda$ der sogenannte Coulomb-Logarithmus. Er ist für $T_e \leq 10$ eV gegeben durch [Hub13]

$$\ln \Lambda = 23 - \ln \left[\frac{n_e^{1/2} (T_e)^{-3/2}}{10^2} \right]. \quad (2.39)$$

Verglichen mit den anderen in diesem Abschnitt beschriebenen Prozessen kann im Plasma des Radiofrequenzionentriebwerks die Wechselwirkung zwischen Elektronen

und Ionen meistens vernachlässigt werden.

Stoßfrequenz durch stochastisches Heizen: Das stochastische Heizen (auch kollisionsloses Heizen genannt) ist bei einer Radiofrequenz-Entladung ein wichtiger Mechanismus, bei dem im niedrigen Druckbereich die Elektronen Energie aufnehmen können. Hierbei kommt es am oszillierenden Potential der Randschicht zu einer Reflexion von Elektronen, die sich aus dem Plasma in Richtung Wand bewegen. Solange die Verweildauer der Elektronen in dem Eindringbereich des elektrischen Feldes, welcher durch den Skin-effekt (vgl. Abschnitt 2.4.1) bestimmt ist, kleiner als die RF-Periode des elektrischen Feldes ist, erhalten die Elektronen einen Energieübertrag durch das elektrische Feld [VLD⁺95]. Die beschriebene Wechselwirkung kann als Stoß der Elektronen mit dem Randschichtpotential aufgefasst werden, sodass sich eine Stoßfrequenz angeben lässt, die bei Maxwell-Boltzmann verteilten Elektronen wie folgt aussieht:

$$\nu_{\text{st}} = \frac{\bar{v}}{4\delta_{\text{p}}} . \quad (2.40)$$

In dieser Beziehung stellt \bar{v} die mittlere Geschwindigkeit der Elektronen dar, welche gegeben ist durch

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8eT_e}{\pi m_e}} . \quad (2.41)$$

δ_{p} ist die Plasma-Skintiefe, die wie folgt definiert ist [GL97]:

$$\delta_{\text{p}}^{-1} = \frac{\omega}{c_0} \text{Im}(\sqrt{\varepsilon_{\text{p}}}) , \quad (2.42)$$

wobei ω wieder die Erregerkreisfrequenz des elektrischen Feldes ist, c_0 die Lichtgeschwindigkeit und ε_{p} die relative Permittivität des Plasmas ist. Die Definition von ε_{p} lautet

$$\varepsilon_{\text{p}} = 1 - \frac{\omega_{\text{pe}}^2}{\omega(\nu_{\text{eff}} + i\omega_{\text{eff}})} . \quad (2.43)$$

Hier wird mit ω_{pe} die aus Gleichung 2.20 bekannte Plasmafrequenz der Elektronen gekennzeichnet. Aufgrund der gegenseitigen Abhängigkeit der relativen Permittivität des Plasmas und der effektiven Kollisionsfrequenz muss man eine Iteration zwischen diesen beiden Variablen durchführen, um selbstkonsistent die Leitfähigkeit des Plasmas zu erhalten. Weiterhin müssen zur Berechnung der Leitfähigkeit die Neutralteilchendichte n_{n} , die Dichte der Elektronen n_{e} und die Temperatur der Elektronen T_{e} im Gebiet der Entladung bekannt sein. Hierbei ist es eine gängige Vorgehensweise, dass man die drei genannten Plasmaparameter als homogen über das gesamte Entladungsgebiet verteilt annimmt. J. T. Gudmundsson und M. A. Lieberman [GL97] schlagen jedoch

eine parabolische Verteilung der Elektronendichte innerhalb des Entladungsgebietes vor, sodass in diesem Fall die radiale Verteilung wie folgt aussieht:

$$n_e(r) = n_0 \left(\frac{n_R}{n_0} - 1 \right) \frac{r^2}{R^2} + n_0, \quad (2.44)$$

wobei n_0 die Elektronendichte in der Mitte der Entladung darstellt, n_R die Dichte der Elektronen an der Randschichtkante ist und R den Radius des Entladungsgebiets bezeichnet.

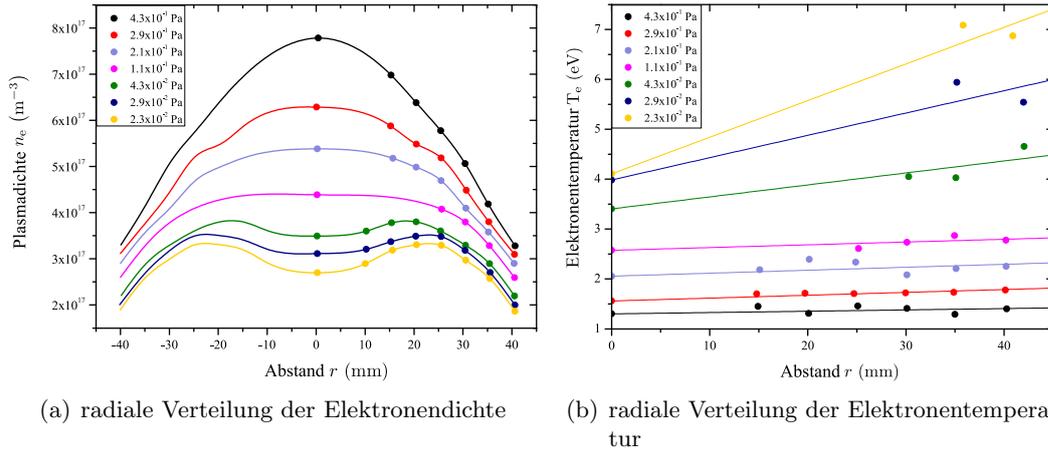


Abb. 2.3.: gemessene Plasmaparameter in einem RIT-10; radiale Messungen von 0 bis 40 mm, Graphen an an Symmetrieachse des Entladungsgefäßes gespiegelt (Doktorarbeit M. Schäfer [Sch71])

In der Doktorarbeit von M. Schäfer [Sch71] wurde bei einem RIT-10 mittels einer Langmuirsonde¹¹ sowohl die Elektronendichte als auch die Elektronentemperatur bei verschiedenen Neutralteilchendrücken bestimmt. In Abbildung 2.3(a) ist die Messung der Elektronendichte und in Abbildung 2.3(b) die Messung der Elektronentemperatur gezeigt. Hierbei wurden die Messungen radial von 0 bis 40 mm durchgeführt und anschließend an der Symmetrieachse in der Mitte des Entladungsgefäßes gespiegelt. Wie man erkennen kann, liegt bei höheren Drücken (0.1 Pa) eine parabolische Verteilung der Elektronendichte und eine homogene Verteilung der Elektronentemperatur vor, sodass hier der Ansatz von J. T. Gudmundsson und M. A. Lieberman [GL97] gerechtfertigt ist. Bei niedrigen Drücken besitzt die Dichteverteilung hingegen zwei Maxima, die durch

¹¹ Bei einer Langmuirsonde werden je nach Ausführung eins, zwei oder drei metallische Drähte im Plasma positioniert. Die Elektronendichte und Elektronentemperatur lassen sich aus dem auf die Drähte fließenden Strom und der zwischen den Drähten bzw. zu einem Referenzpotential sich ausbildenden Spannung ermitteln.

ein lokales Minima bei $r = 0$ getrennt sind und die Elektronentemperatur ist in diesem Fall nicht mehr homogen verteilt. Dies kann mit der Schwingung der Randschicht erklärt werden [Hen13].

2.3.8. Leistungsverluste im Plasma

Die vom Plasma aus dem äußeren elektrischen Feld absorbierte Leistung wird durch verschiedene Mechanismen wieder umgesetzt. Zum einen wechselwirken die Plasmateilchen durch elastische und unelastische Stoßprozesse untereinander und zum anderen verlieren die Elektronen und Ionen ihre Leistung, wenn sie auf die das Plasma umgrenzende Wand treffen. Die folgende Beziehung fasst die wichtigsten Verluste aufgrund von Stoßprozessen zusammen [Tsa10, LL05, CB11]

$$P_{\text{Stoßverluste}} = \underbrace{\int_V n_n n_e K_{\text{iz}} e \mathcal{E}_{\text{iz}} dV}_{\text{Ionisation}^{12}} + \underbrace{\int_V n_n n_e K_{\text{ex}\Sigma} e \mathcal{E}_{\text{ex}} dV}_{\text{Anregung}^{13}} + \underbrace{\int_V n_n n_e K_{\text{en}} \frac{3m_e}{m_n} e T_e dV}_{\substack{\text{elastische Elektronen-} \\ \text{Neutralteilchen-Stöße}}}. \quad (2.45)$$

Die ersten beiden Terme beschreiben die Leistungsverluste aufgrund der Ionisation und Anregung der Neutralteilchen durch unelastische Stöße und der letzte Ausdruck gibt die Leistungsverluste an, die die Elektronen durch elastische Stöße mit den Neutralteilchen im gesamten Plasmagebiet erleiden.

Da die Stoßwahrscheinlichkeit zwischen den Elektronen und den Ionen in einer Radiofrequenz-Entladung gering ist, kann dieser Stoßprozess bei der Analyse der Leistungsverluste in guter Näherung vernachlässigt werden. Tatsächlich ist aufgrund des hohen Massenunterschieds zwischen den Elektronen und den Xenon-Atomen auch der Beitrag des elastischen Elektronen-Neutralteilchen-Stoßprozesses bei den Leistungsverlusten eines Radiofrequenztriebwerks klein und meistens auch vernachlässigbar.

In der dargestellten Gleichung kennzeichnen \mathcal{E}_{iz} das Ionisations- und \mathcal{E}_{ex} das Anregungspotential. Die Größe K ist der sogenannte Ratenkoeffizient für die erwähnten Stoßphänomene. Der Ratenkoeffizient hängt über die Neutralteilchendichte n_n wie folgt von der Stoßfrequenz ν ab [LL05, CB11]:

$$K = n_n \nu. \quad (2.46)$$

¹² Der Index „iz“ kürzt das das englische Wort „ionization“ ab.

¹³ Der Index „ex“ steht für das englische Wort „excitation“.

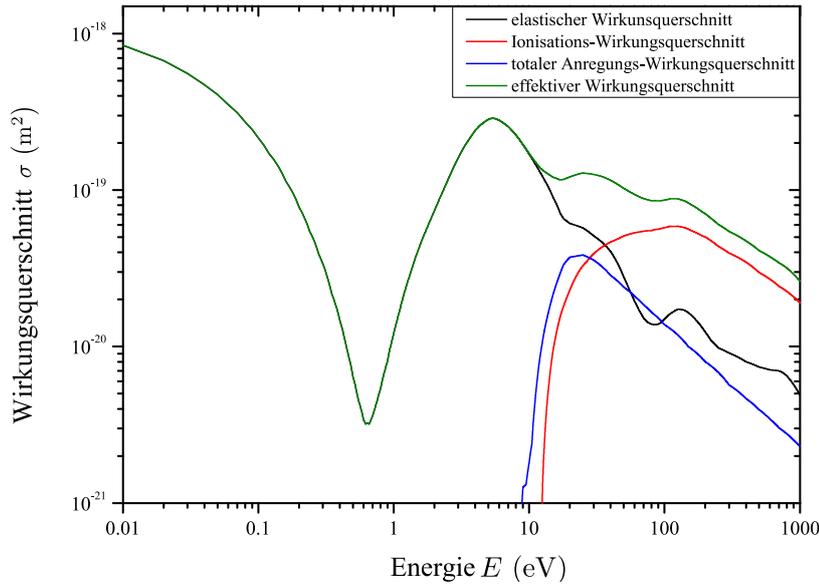


Abb. 2.4.: Elektronenenergieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte für elastische, anregende und ionisierende Stoßprozesse zwischen den Elektronen und Xenon-Atomen (aus der von M. Hayashi [Hay15] aufgestellten Datenbank); beim Ionisationsquerschnitt ist nur die Ionisation aus dem Grundniveau berücksichtigt, der Stoßquerschnitt für die Anregung ist die Summe der Querschnitte aller in der Referenz publizierten Anregungsstufen und der effektive Wirkungsquerschnitt für Impulsübertragende Stöße ist die Summe der Querschnitte aller angegebenen Stoßprozesse

Betrachtet man das Plasma im Fluidbild, d. h. mit über die Energie gemittelten globalen Plasmaparametern, so lässt sich der Ratenkoeffizient für Maxwell-Boltzmann verteilte Elektronen über folgende Beziehung ermitteln [LL05, Vol15]:

$$K(T_e) = \sqrt{\frac{8e}{\pi m_e T_e^3}} \int_0^\infty \sigma(\mathcal{E}) \mathcal{E} \exp\left(-\frac{\mathcal{E}}{T_e}\right) d\mathcal{E}. \quad (2.47)$$

Wie man dieser Gleichung entnimmt, werden für die Bestimmung der Leistungsverluste die Wirkungsquerschnitte für elastische, anregende und ionisierende Stoßprozesse zwischen Elektronen und Neutralteilchen benötigt.

Diese sind für Xenon in Abhängigkeit von der Elektronenenergie in Abbildung 2.4 gezeigt. Als Quelle wurde dabei die von M. Hayashi in [Hay15] aufgestellte Datenbank benutzt. Der abgebildete Ionisationsquerschnitt entspricht dem Querschnitt für die Ionisation aus dem Grundniveau des Xenon-Atoms; ein mehrstufiger Ionisationsprozess

wird somit nicht berücksichtigt. Für das Ionisationspotential in der Gleichung 2.45 gilt also $\mathcal{E}_{iz} = 12.13 \text{ V}$. Der dargestellte Stoßquerschnitt für die Anregung der Xenon-Atome entspricht der Summe der Querschnitte aller in der Datenbank von M. Hayashi in [Hay15] aufgeführter Anregungsstufen. Um mit dem summierten Wirkungsquerschnitt die Leistungsverluste aufgrund der Anregung zu bestimmen, benutzt man oft eine Näherung, indem man das Anregungspotential des ersten angeregten Zustandes verwendet [Tsa10, Vol15]. Dieser besitzt den Wert von $\mathcal{E}_{iz} = 8.32 \text{ V}$.

Die Elektronen besitzen beim Auftreffen auf die Wand eine mittlere kinetische Energie von $2eT_e$ [Gud01, LL05, CB11]. Die Ionen gewinnen ihre kinetische Energie, indem sie das Vor- und Randschicht Potential durchlaufen. Unter der Annahme, dass alle Ionen beim Erreichen der Randschichtkante die Bohm-Geschwindigkeit besitzen, wird daher pro Ion eine Energie von $\frac{1}{2}m_i v_B^2 + eU_R = \frac{1}{2}eT_e + eU_R$ auf der Wand deponiert. Hierbei ist $U_R = -\Phi_W$ die aus Abschnitt 2.3.5 bekannte Potentialdifferenz zwischen dem Potential der Randschichtkante und dem Potential der das Plasma umschließenden Wand. Im Gleichgewicht, wenn der Ionen- und der Elektronenfluss auf eine Wand gleich groß sind, erhält man damit für die gesamte durch die Ionen und Elektronen auf die Wände übertragene Leistung [Tsa10, LL05]

$$P_{\text{Wandverluste}} = \int_A \left(\frac{5}{2}eT_e + eU_R \right) \Gamma_{\text{Wand}} dA, \quad (2.48)$$

wobei Γ_{Wand} den Ionen- bzw. den Elektronenfluss auf die Wand kennzeichnet. In einer kollisionsfreien und ionisationsfreien Vorschicht kann dieser Fluss bei bekannter Bohm-Geschwindigkeit und der Plasmadichte an der Randschichtkante wie folgt ermittelt werden:

$$\Gamma_{\text{Wand}} = n_R v_B. \quad (2.49)$$

Im Gleichgewichtszustand bzw. stationären Fall entsprechen die in den beiden Gleichungen 2.45 und 2.48 aufgelisteten Leistungsverluste der gesamten vom Plasma absorbierten Leistung (abgesehen von untergeordneten Prozessen wie z.B. den Elektronen-Ionen-Stößen). Da im stationären Fall keine Netto-Leistung im System verbleiben darf, wird die gesamte vom Plasma aufgenommene Leistung entweder auf die innere Oberfläche des Entladungsgefäßes bzw. auf die plasmaseitige Fläche des Plasmagrenzankers übertragen oder durch die Extraktionskanäle des Gittersystems abtransportiert. Dabei werden die in der Gleichung 2.48 angegebene Wandverluste von Ladungsträgern im Plasma direkt auf den Wänden deponiert. Die ersten beiden Terme in der Gleichung 2.45 beschreiben die Stoßionisation und die Anregung der Xenon-Atome. Die Leistung, die

das Plasma zur Verfügung gestellt hat, um diese Prozesse zu ermöglichen, wird bei der Rekombination von Xenon-Ionen und bei der Abregung von angeregten Xenon-Atomen wieder frei und gelangt entweder direkt oder nach mehreren Zwischenschritten auf die das Plasma umschließenden Wandflächen bzw. geht durch die Extraktionskanäle des Gittersystems verloren. Da das Entladungsgefäß des μ NRIT's-2.5 aus Al_2O_3 und der Plasmagrenzanker aus Molybdän bestehen, sind die beiden Stoffe opak gegenüber dem Großteil der im Plasma auftretenden elektromagnetischen Strahlung und absorbieren somit die durch diese Strahlung auf sie treffende Leistung. Auch die von den Elektronen auf die Xenon-Atome durch elastische Stöße übertragene Leistung, die mit dem letzten Term der Gleichung 2.45 erfasst ist, wird entweder direkt über die neutralen Xenon-Atome oder nach mehreren Zwischenschritten auf den Wänden deponiert. Um den Einfluss des Plasmas auf das thermische Verhalten des Triebwerks zu erfassen, muss daher entweder die ins Plasma einkoppelte Leistung oder die gesamte Verlustleistung im Plasma bekannt sein. Im umgekehrten Fall bedeutet es aber auch, dass man aus dem thermischen Verhalten des Triebwerks auf die im Plasma umgesetzte Leistung und somit auf die Plasmaparameter schließen kann. In dieser Arbeit wird davon ausgegangen, dass der Leistungseintrag auf die Wände des Entladungsgefäßes und des Plasmagrenzankers homogen verteilt ist.

2.3.9. Transformatormodell

Zur Beschreibung einer induktiv gekoppelten Plasmaentladung wird oft das sogenannte Transformatormodell verwendet. Ignoriert man die induzierten Wirbelströme in den elektrisch leitenden Komponenten des Triebwerks (siehe Abschnitt 2.3.8) und geht man davon aus, dass die kapazitiven Effekte (z.B. zwischen den einzelnen Windungen der Induktionsspule des Triebwerks oder zwischen den Windungen und dem Entladungsgefäß als auch in der Plasmarandschicht) vernachlässigbar sind, so lässt sich die Wechselwirkung zwischen der Induktionsspule und dem Plasma in einem elektrischen Schaltbild darstellen, wie es in Abbildung 2.5(a) gezeigt ist [CB11].

Das Transformatormodell geht also davon aus, dass die Spule und der Radiofrequenz-generator (RFG) in einer Reihenschaltung die Primärseite eines Transformators bilden. Die Spulenimpedanz setzt sich dabei in serieller Form aus dem Widerstand R_S und der Induktivität L_S zusammen. Die Sekundärseite des Transformators beschreibt das Plasma. Sie ist seriell aus dem Plasmawiderstand R_p , der geometrischen Induktivität L_g und der inneren Induktivität des Plasmas L_p aufgebaut. Die Kopplung zwischen den beiden Seiten des Transformators wird durch die Gegeninduktivität M bzw. den Kopp-

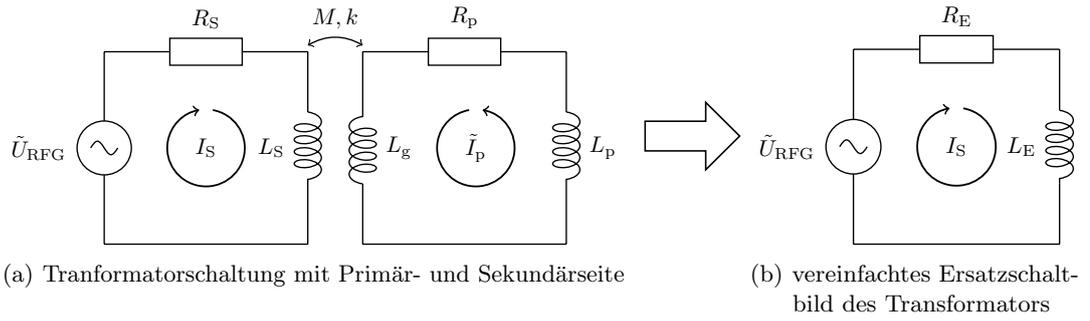


Abb. 2.5.: Ersatzschaltbilder der induktiven Plasmaentladung (nach [CB11]); das rechte Bild zeigt das Ersatzschaltbild des Transformators, bei dem die Gesamtlast auf die Primärseite des Transformators abgebildet ist.

lungsfaktor k erfasst. Diese beiden Faktoren sind über folgende Beziehung miteinander verknüpft [PGA92, CB11]

$$k = \sqrt{\frac{M}{L_S L_g}}. \quad (2.50)$$

Die Ohm'sche Last des Plasmas kann mit Hilfe der vom Plasma absorbierten Leistung (vgl. Ausdruck 2.31 in Abschnitt 2.3.6) und dem im Plasma effektiv fließenden Strom

$$\tilde{I}_p = \int_A \tilde{j}_p d\tilde{A} \quad (2.51)$$

bestimmt werden zu

$$R_p = \frac{2P_{\text{abs}}}{|\tilde{I}_p|^2}. \quad (2.52)$$

Die Ursache für die geometrische Induktivität ist der magnetische Fluss, welcher durch den im Plasma induzierten Strom hervorgerufen wird und der seiner Ursache wiederum entgegen wirkt [LL05, CB11, PGA92].

Bei hohen Elektronendichten bewegt sich aufgrund des Skineffekts im Plasma der induzierte Strom in einem schmalen Bereich in der Nähe der Ionisatorwand. In diesem Fall verhält sich das Plasma tatsächlich wie eine Spule mit einer einzelnen Windung [CB11], sodass die geometrische Induktivität des Plasmas über die gleichen Formeln oder Methoden ermittelt werden kann wie die Induktivität einer herkömmlichen Spule. So kann z.B. bei einem zylindrischen Entladungsgefäß, dessen Länge l_p größer als

sein Radius r_p ist, die geometrische Induktivität des Plasmas mit dem wohlbekannten Ausdruck¹⁴

$$L_g = \frac{\mu_0 \pi r_p^2}{l_p} \quad (2.53)$$

berechnet werden [LL05, CB11, PGA92].

Beim μ NRIT-2.5 findet die Plasmaentladung in einem domförmigen Entladungsgefäß statt. Um die geometrische Induktivität einer Plasmaentladung in dieser komplizierten Geometrie zu bestimmen, ist man auf simulationstechnische Methoden oder Messungen angewiesen. Zur Verdeutlichung der komplexen Form der in dieser Arbeit verwendeten domförmigen Spule ist in Abbildung 2.6 ihre CAD-Zeichnung (computer aided design) gezeigt.

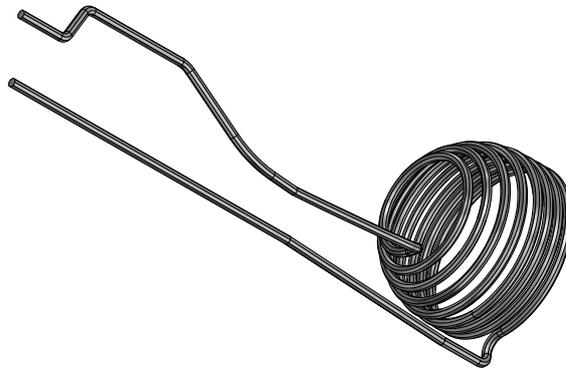


Abb. 2.6.: CAD-Zeichnung der domförmigen Spule des μ NRIT's-2.5; die Verformung der inneren Zuleitung der Spule war notwendig, da hier bei den Messungen ein Stromsensor angebracht war.

Bei niedrigen Elektronendichten weicht hingegen die mit Gleichung 2.53 berechnete geometrische Induktivität von der Tatsächlichen zu kleineren Werten hin ab. Begründet ist dies damit, dass in diesem Fall der induzierte Strom von der Ionisatorwand zur Ionisatormitte abfällt und somit im gesamten Plasmabereich fließt [CB11]. Unter diesen Umständen ist es insbesondere schwer, den Radius der Plasmaentladung zu definieren. Aufgrund der Trägheit der Elektronen, die durch impulsändernde Stoßprozesse der Elektronen im Plasma verursacht wird, entsteht eine Phasenverschiebung zwischen

¹⁴ Die geometrische Induktivität für eine Entladung mit einer kurz gewickelten zylindrischen Spule und einem entsprechenden Entladungsgefäß, d. h. einer Plasmaentladung, bei der die Länge der Spule kleiner als ihr Radius ist, ist z.B. in [Tsa10] zu finden.

dem induzierten Plasmastrom und dem antreibenden elektrischen Feld. Dieser Effekt wird durch die innere Induktivität L_p des Plasmas erfasst, für die folgender Ausdruck gilt [GL97]:

$$L_p = \frac{R_p \omega_{\text{eff}}}{\nu_{\text{eff}} \omega}. \quad (2.54)$$

ω steht hier für die Arbeitsfrequenz des Radiofrequenzgenerators. Die effektive Stoßfrequenz ν_{eff} und die effektive Arbeitsfrequenz ω_{eff} können mit den Gleichungen 2.33 und 2.34 aus Abschnitt 2.3.7 bestimmt werden.

Die Gegeninduktivität der dargestellten Transformatorschaltung kann mit Hilfe der Strom-Spannungs-Charakteristik der Sekundärseite ermittelt werden. Mit der Annahme, dass der Spulenstrom nur eine reelle Komponente aufweist und einen sinusförmigen Verlauf besitzt, kann unter Anwendung der Kirchhoff'schen Regel die Transformatorgleichung der Sekundärseite wie folgt geschrieben werden [CB11, Vol15]:

$$\tilde{U}_p = i\omega L_g \tilde{I}_p + i\omega M I_S = R_p \tilde{I}_p + i\omega L_p \tilde{I}_p. \quad (2.55)$$

In dieser Gleichung kennzeichnet die Tilde die komplexe Amplitude des Stroms bzw. der Spannung. Auflösen der Gleichung 2.55 nach der Gegeninduktivität ergibt folgenden Ausdruck:

$$M = \left(\frac{iR_p}{\omega} - (L_p + L_g) \right) \frac{\tilde{I}_p}{I_S}. \quad (2.56)$$

An dieser Beziehung ist zu erkennen, dass die Gegeninduktivität im Allgemeinen eine komplexe Größe ist. Man benutzt jedoch meistens nur den Betrag der Gegeninduktivität, um das Plasma mittels des Transformatormodells zu beschreiben.

In Abbildung 2.5(b) ist weiterhin ein Ersatzschaltbild dargestellt, bei dem die Last des Plasmas als Serienimpedanz auf der Primärseite des Transformators abgebildet ist. Bei dieser Darstellungsart wird also die vom RFG zu versorgende Gesamtlast, welche sowohl aus einem Ohm'schen Anteil R_E als auch einem induktivem Anteil L_E besteht, als vom Spulenstrom abhängig betrachtet. Für die Transformation der Impedanzen zwischen den beiden Schaltungen gilt folgender Ausdruck [CB11]:

$$L_E = L_S - (L_p + L_g) \frac{|\tilde{I}_p|^2}{I_S^2}, \quad (2.57)$$

$$R_E = R_S + R_p \frac{|\tilde{I}_p|^2}{I_S^2}. \quad (2.58)$$

2.4. Leistungsverluste innerhalb eines Radiofrequenzionentriebwerks

Bei der Analyse des thermischen Verhaltens eines Radiofrequenzionentriebwerks muss berücksichtigt werden, dass die vom Radiofrequenzgenerator bereitgestellte Leistung nicht vollständig ins Plasma eingekoppelt wird, sondern dass ein Teil der Leistung durch direkte Ohm'sche Verluste, durch Strahlungsverluste, durch Wirbelstromverluste als auch durch dielektrische Verluste verloren geht. Für die Erwärmung des Triebwerks stellen neben dem Plasma die direkten Ohm'schen Verluste in den stromführenden Bestandteilen sowie die Wirbelstromverluste in diversen metallischen Komponenten des Triebwerks die wichtigsten inneren Wärmequellen dar. Im Folgenden werden die vier genannten Verlustmechanismen näher betrachtet.

2.4.1. Ohm'sche Verluste

Skineffekt

Da RIT-Triebwerke mit Erregerfrequenzen zwischen 1 MHz und 3 MHz arbeiten, sind bei ihnen die Ohm'schen Verluste im Inneren der stromführenden Zuleitungen und der Spule sehr groß. Dies resultiert darin, dass bei hochfrequenten Wechselströmen der Gesamtstrom aufgrund des Skineffekts aus dem Inneren des Leiters verdrängt wird und somit anders als beim Gleichstrom nicht mehr die gesamte Querschnittsfläche des Leiters homogen durchsetzt. Aufgrund der Verkleinerung der effektiv durchflossenen Querschnittsfläche wachsen bei Wechselströmen der Gesamtwiderstand des Leiters und somit auch die Verluste im Leiter an. Die Ursache für den Skineffekt ist, dass ein durch einen Leiter fließender Wechselstrom aufgrund seiner zeitlichen Änderung ein Magnetfeld erzeugt, das wiederum nach dem Induktionsgesetz ein elektrisches Wirbelfeld hervorruft. Dieses induzierte elektrische Wirbelfeld ist so gerichtet, dass es im Inneren des Leiters das ursprüngliche elektrische Feld, welches die Erzeugung des Wechselstromes gewährleistet, an die Leiteroberfläche verdrängt [Küp93, KH94].

Bei einem langen zylindrischen Leiter mit dem Radius r_0 ist die radiale Verteilung der effektiven Stromdichte gegeben durch [Küp93]

$$j(r) = \frac{I}{2\pi r_0} \sqrt{\frac{\sigma \mu r_0}{r}} \omega \exp\left(-\frac{r - r_0}{\delta}\right). \quad (2.59)$$

Hier bezeichnet I die Stromstärke im Leiter, ω die Kreisfrequenz des Wechselstroms, σ die elektrische Leitfähigkeit des Leiters und μ die Permeabilität des Leiters. Es gilt $\mu = \mu_r \mu_0$, wobei μ_r die Permeabilitätszahl¹⁵ des Leitermaterials und μ_0 die Permeabilität des Vakuums ist.

Die Größe δ stellt wieder die Skintiefe, die auch Eindringtiefe genannt wird, dar. Sie gibt die Entfernung an, in der die Stromdichte auf $\frac{1}{e}$ ihres Wertes an der Leiteroberfläche abgefallen ist. Die Skintiefe ist definiert als

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\sigma \mu \omega}}. \quad (2.60)$$

Für einen langen zylindrischen Leiter lässt sich für das Verhältnis $x = \frac{r_0}{2\delta} < 1$, also im niedrigen Frequenzbereich, der wirkende Wechselstromwiderstand in guter Näherung angeben mit [Küp93]

$$\frac{R}{R_0} = 1 + \frac{1}{3}x^4. \quad (2.61)$$

In diesem Zusammenhang stellt die Größe R_0 den Gleichstromwiderstand des Leiters dar. Dieser ist für einen Leiter mit der Länge l gegeben durch

$$R_0 = \frac{l}{r_0^2 \pi \sigma}. \quad (2.62)$$

Gilt hingegen für das Verhältnis $x = \frac{r_0}{2\delta} > 1$, also im Bereich hoher Frequenzen, so kann der wirkende Wechselstromwiderstand eines langen Leiters mit folgender Näherung berechnet werden [Küp93]:

$$\frac{R}{R_0} = x + \frac{1}{4} + \frac{3}{64x}. \quad (2.63)$$

Bei der Bestimmung des elektrischen Widerstandes eines elektrischen Leiters muss berücksichtigt werden, dass die elektrische Leitfähigkeit bzw. ihre reziproke Größe, der spezifische Widerstand ρ von der Temperatur abhängig ist. Für eine physikalische oder technische Problemstellung, die sich in einem begrenzten Temperaturintervall abspielt, lässt sich der spezifische Widerstand oft in guter Näherung linearisieren, sodass folgende Beziehung gilt [Alb08]:

$$\rho(T) = \rho_0 [1 + \alpha (T - T_0)]. \quad (2.64)$$

In dieser Beziehung ist α der sogenannte Temperaturkoeffizient, der genau wie der spezifische Widerstand bzw. die elektrische Leitfähigkeit ein Materialparameter ist.

¹⁵ μ_r wird auch relative Permeabilität genannt.

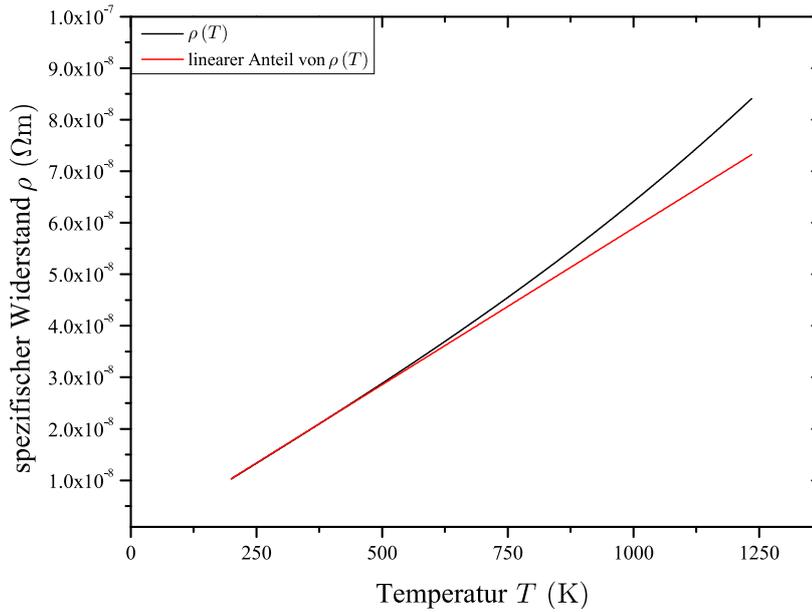


Abb. 2.7.: Temperaturabhängigkeit des spezifischen Widerstandes von Silber (schwarzer Graph) und der Verlauf seines linearen Anteils (roter Graph) für den Temperaturbereich von $T = 200$ K bis $T = 1235$ K (nach [Mul12])

T_0 bezeichnet eine Temperatur, bei der der spezifischen Widerstand ρ_0 bekannt ist. In der Literatur wird oft der spezifischen Widerstand ρ_0 für die Raumtemperatur $T = 293.16$ K = 20 °C angegeben.

Über einen größeren Temperaturbereich muss der spezifische Widerstand hingegen oft mit höheren Potenzen der Temperatur angenähert werden. Als Beispiel ist in Abbildung 2.7 der spezifische Widerstand von Silber und für den Temperaturbereich von $T = 200$ K bis $T = 1235$ K gezeigt. Der dargestellte funktionale Zusammenhang zwischen dem spezifischen Widerstand und der Temperatur wurden aus der Datenbank von Comsol [Mul12] entnommen und lautet

$$\rho(T) = \left[-1.81 \cdot 10^{-9} + 6.07 \cdot 10^{-11} (T/\text{K}) - 3.08 \cdot 10^{-15} (T/\text{K})^2 + 8.27 \cdot 10^{-18} (T/\text{K})^3 \right] \Omega\text{m}. \quad (2.65)$$

Der spezifische Widerstand von Silber weicht somit im abgebildeten Temperaturbereich deutlich vom linearen Verlauf mit der Temperatur ab. Weiterhin ist in dieser Abbildung zum Vergleich nur der lineare Anteil des spezifischen Widerstandes von Silber dargestellt.

Bei manchen Materialien, wie z.B. Graphit, weist der spezifische Widerstand im Material eine Richtungsabhängigkeit auf und stellt in diesen Fällen keine skalare Größe, sondern einen Tensor dar. Bei solchen Materialien zeigt somit die nach dem Ohm'sche Gesetz aus Gleichung 2.30 definiert Stromdichte nicht zwingende in Richtung des sie antreibenden elektrischen Feldes [BSR92].

Mit Hilfe der in den Gleichungen 2.61 und 2.63 angegebenen Wirkwiderständen kann bei sinusförmigen Wechselströmen für den jeweiligen Frequenzbereich die Verlustleistung im Leiter wie folgt berechnet werden:

$$P_{V,\Omega} = \frac{1}{2}RI^2. \quad (2.66)$$

In dieser Beziehung ist I die Amplitude der Stromstärke innerhalb des Leiters. Der Faktor $\frac{1}{2}$ kommt daher, da bei sinusförmigen Wechselströmen im zeitlichen Mittel nur die Hälfte der maximalen Leistung verbraucht wird.

Durch die Stromverdrängung aus dem Inneren des Leiters an seine Oberfläche wächst nicht nur der Wirkwiderstand an, sondern es wird auch eine zusätzliche innere Induktivität L_i erzeugt, wodurch ein zusätzlicher Blindwiderstand ωL_i auftritt, der eine Phasenverschiebung zwischen Strom und Spannung verursacht [Küp93].

Proximityeffekt

Bei einer Spule mit mehreren angrenzenden Windungen muss zusätzlich zum Skin-effekt berücksichtigt werden, dass in benachbarte Windungen wechselseitig zusätzliche Wirbelströme induziert werden. Dieser Effekt wird als Proximityeffekt bezeichnet. Er führt dazu, dass die Stromdichte innerhalb eines Leiters nicht mehr wie beim Skineffekt symmetrisch zum Mittelpunkt der Windungsgrundfläche verteilt ist. So wird z.B. bei zwei benachbarten parallelen Leitern, bei denen der Strom entgegengesetzt ist, die Stromdichte auf die einander zugewandten Seiten der beiden Leitern gezogen [Bie12]. Diese Situation ist in Abbildung 2.8(a) gezeigt. Zu sehen ist eine Simulation zweier aus Silber bestehender Leiter mit 10 cm Länge, einem Radius der Grundfläche von 5 mm und einem gegenseitigen Abstand von 1.5 cm. Es wurde jeweils ein Strom von 1 A mit einer Frequenz von 1 kHz durch die beiden Leiter geschickt. Liegt hingegen der Fall vor, bei dem der Stromfluss innerhalb der beiden Leiter gleichgerichtet ist, so wird die Stromdichte an die einander abgewandten Seiten der beiden Leitern gedrückt (vgl. Abbildung 2.8(b)).

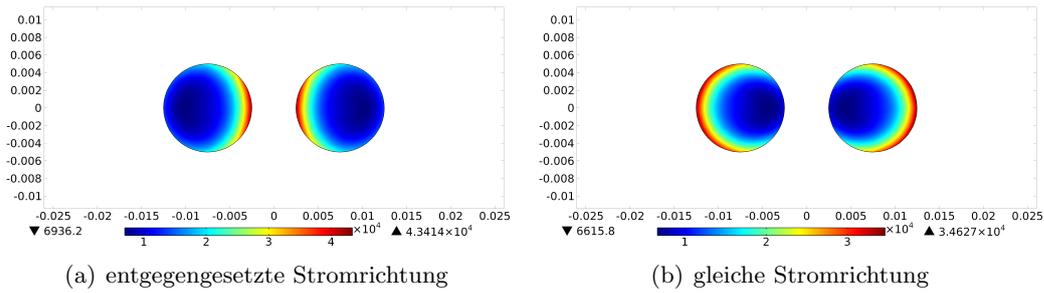


Abb. 2.8.: Stromdichte in $\frac{\text{A}}{\text{m}^2}$ innerhalb zweier benachbarter paralleler Leiter (Simulationsparameter: Leiterlänge: 10 cm, Leiterradius: 5 mm, Abstand der beiden Leiter: 1.5 cm, Spulenstrom: 1 A bei einer Frequenz von 1 kHz)

Die Verlustleistung, die aufgrund des Proximityeffekts innerhalb eines Leiters auftritt, lässt sich mit folgendem Ausdruck ermitteln [Fer87, Bie12]:

$$P_P = GH_0^2. \quad (2.67)$$

In dieser Beziehung ist H_0 die Amplitude eines äußeren magnetischen Feldes, welches durch einen benachbarten Leiter hervorgerufen wird. Der Proportionalitätsfaktor G wird als Proximityeffekt-Geometriefaktor bezeichnet [Fer87]. Er hängt von den geometrischen Dimensionen d und von der Skintiefe δ des Leiters und somit von der Frequenz des äußeren magnetischen Feldes ab. Für die Stärke der Verlustleistung innerhalb des Leiters ist weiterhin der Abstand ([Fer87]) und die Orientierung ([Bie12]) zum benachbarten Leiter entscheidend.

Bei zwei parallelen Leitern mit kreisförmigem Querschnitt lassen sich aufgrund der Orthogonalität die Verluste durch den Skineneffekt und den Proximityeffekt einfach summieren. Bei Leitern mit beliebiger geometrischer Grundfläche müssen zur Bestimmung der Leistungsverluste die Stromdichten vektoriell addiert werden [Bie12].

Um den Einfluss des Skin- und des Proximityeffekts auf die Verlustleistung innerhalb einer Spule zu verdeutlichen, ist in Abbildung 2.9 das Ergebnis einer zwei-dimensionalen elektromagnetischen Simulation dargestellt, bei der die Verlustleistung bei Variation des Windungsradius r bestimmt wurde. Bei der Simulation entsprachen die geometrische Form und das Material (Silber) denen der Spule des $\mu\text{NRIT's-2.5}$. Es wurde mit einem Spulenstrom von 10 A bei einer Frequenz von 3 MHz gearbeitet. Wie zu erkennen ist, existiert ein optimaler Radius, bei dem die Leistungsverluste innerhalb der Spule minimal sind. Der Verlauf der Kurve lässt sich wie folgt erklären: Bei sehr kleinen Radien ist der Skineneffekt dominant, sodass es zu hohen Verlusten

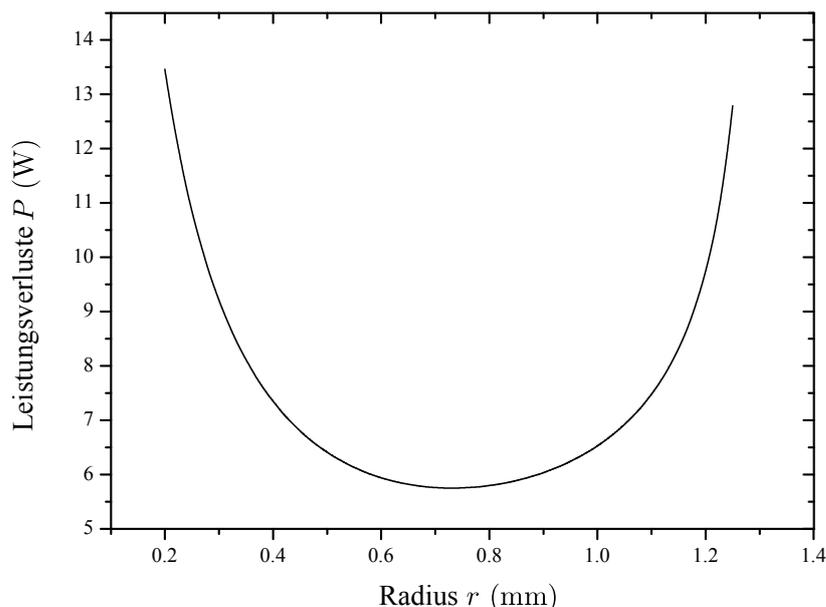


Abb. 2.9.: Abhängigkeit der Verlustleistung innerhalb einer Induktionsspule mit der Form der Spule des μ NRIT's-2.5 vom Radius ihrer Windungen (Simulationsparameter: Spulenstrom von 10 A bei einer Frequenz von 3 MHz)

innerhalb der Spule kommt. Mit zunehmendem Windungsradius nimmt zwar der in den Gleichungen 2.61 und 2.63 mit $x = \frac{r_0}{2\delta}$ gekennzeichnete Faktor zu, jedoch besitzt der Gleichstromwiderstand eine reziproke Abhängigkeit vom Radius. Die Leistungsverluste werden daher mit steigendem Radius kleiner. Mit größer werdendem Radius nimmt jedoch auch die Fläche zu, in die eine benachbarte Windung Wirbelströme induziert. Der Proximityeffekt ist somit für den Anstieg der Verlustleistung im rechten Teil der Kurve verantwortlich.

2.4.2. Wirbelstromverluste in dünnen Blechen

Bei den Radiofrequenziontriebwerken bestehen nicht nur die Spule und die Zuleitungen aus elektrisch leitenden Materialien, sondern auch andere Komponenten wie das Gittersystem und das Gehäuse. Das durch die Spule nach dem Induktionsgesetz erzeugte elektrische Wirbelfeld wechselwirkt mit dem Elektronensystem im Inneren dieser Komponenten und erzeugt somit Wirbelströme, die aufgrund Ohm'scher Verluste zur Erwärmung dieser Komponenten führen. Dabei wird die in Wärme umgewandelte Leistung dem magnetischen Feld der Induktionsspule entzogen.

Die Stärke der eingekoppelten Leistung hängt von der Orientierung der Triebwerkskomponenten zur magnetischen Flussdichte ab. Der Grund dafür ist, dass die Wirbelstromverluste in dünnen Blechen vom Durchmesser der Wirbelströme abhängen und dass die Wirbelströme senkrecht zur magnetischen Flussdichte verlaufen [KH94]. Ist die magnetische Flussdichte parallel zu einem Blech orientiert, so lassen sich für hohe Frequenzen die Wirbelstromverluste berechnen mit [Sim77]

$$P_{W,\parallel} = \frac{\sqrt{2}}{8} \sqrt{\frac{\sigma\omega^3}{\mu}} V d B_m^2. \quad (2.68)$$

In dieser Beziehung gibt V das Volumen und d die Dicke des Bleches an. B_m ist die mittlere magnetischen Induktion¹⁶, welche das Blech durchsetzt.

Ist die magnetische Flussdichte senkrecht zu einem Blech orientiert, so kann die Verlustleistung in den Blechen bestimmt werden durch [KH94]

$$P_{W,\perp} \approx \frac{1}{2} \sigma \omega^{3/2} V r B_0^2. \quad (2.69)$$

Hierbei ist r der Radius der Stromwirbel und B_0 der Scheitelwert der magnetischen Induktion.

Die Wirbelstromverluste sind bei einem RIT-Triebwerk insbesondere im Plasmagrenzanker dominant. In Abbildung 2.10 ist die eingekoppelte Verlustleistungsdichte in dem Plasmagrenzanker des μ NRIT's-2.5 gezeigt. Die dargestellte Leistungsverteilung wurde mittels einer drei dimensional elektromagnetischen Simulation bestimmt. Der verwendete Spulenstrom von (7.77 ± 0.01) A bei einer Arbeitsfrequenz von 2.846 MHz entspricht dem Strom, der bei einer thermischen Messung des μ NRIT's-2.5 ohne Plasma verwendet wurde. Die gemessene Temperaturverteilung im Triebwerk, die für die richtige Erfassung der elektrischen Widerstände in den Triebwerkskomponenten benötigt wird, ist in Tabelle 6.4(b) im Kapitel 6 aufgelistet. Der dargestellte Leistungsdichtebereich wurde eingeschränkt. Dies war notwendig, da die meiste Leistung an den Rändern innerhalb weniger Skintiefen verloren geht, sodass bei normaler Darstellung der Verlauf der Verlustleistungsdichte im Plasmagrenzanker nur schwer zu erkennen ist. Die gesamte in den Plasmagrenzanker eingekoppelte Leistung beträgt für den gezeigten Fall 0.771 W.

In Analogie zu der induktiven Plasmaentladung können nach Johann Müller [Mül13a] die in die elektrisch leitenden Komponenten des Triebwerks eingekoppelten Wirbel-

¹⁶ Bei [Küp93] ist diese Größe als Scheitelwert der mittleren Flussdichte und bei [KH94] als Amplitude der magnetischen Flussdichte definiert.

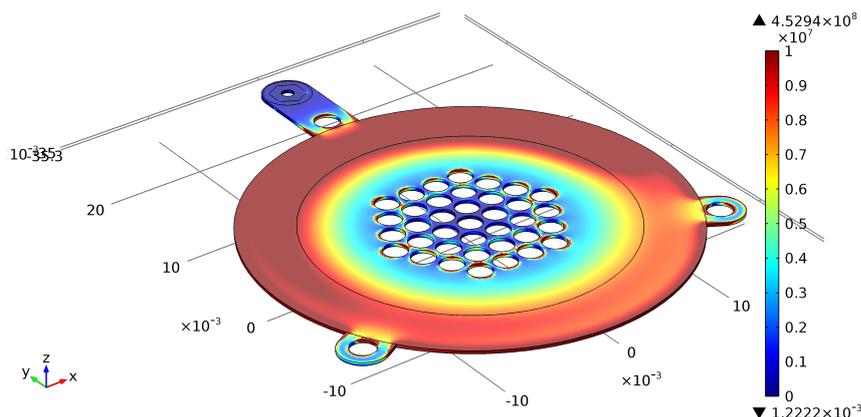


Abb. 2.10.: Beispiel für die Verteilung der Wirbelstromverluste innerhalb des Plasmagrenzankers des μ NRIT's-2.5; gezeigt ist die Verlustleistungsdichte mit Einheit $\frac{\text{W}}{\text{m}^3}$ (Simulationsparameter: Simulation ohne Plasma mit dem Spulenstrom von (7.77 ± 0.01) A, der Arbeitsfrequenz von 2.846 MHz und der durch die elektromagnetische Simulation ermittelte Leistungsverteilung aus Tabelle 6.4(a) in Kapitel 6)

ströme auch als eine Wechselwirkung eines Transformators in Bezug zur Induktionsspule des Triebwerks betrachtet werden. In diesem Fall müssen die in den Gleichungen 2.57 und 2.58 genannten Größen um die Ohm'schen und die induktiven Lasten der Wirbelströme tragenden Komponenten erweitert werden, welche z.B. mittels einer elektromagnetischen Simulation ermittelt werden können.

Abbildung 2.11 zeigt als Beispiel eine Transformatorschaltung, bei der die Wechselwirkung zwischen der Induktionsspule und dem Plasma, sowie dem Plasmagrenzanker (Index PG) als auch dem Gehäuse (Index G) explizit dargestellt ist, während die Wechselwirkung zwischen der Spule und den anderen Komponenten des Triebwerks durch Punkte angedeutet ist. Bei dieser Ersatzschaltung wurde nur die Kopplung zwischen den genannten Komponenten zur Spule des Triebwerks betrachtet, während eine gegenseitige Beeinflussung der Komponenten vernachlässigt wurde.

2.4.3. Dielektrische Verluste

Dielektrische Verluste treten vorwiegend in den Dielektrika der Anpasskondensatoren innerhalb des Schwingkreises der Induktionsspule auf. Genau wie bei den Ohm'schen und den Wirbelstromverlusten entsteht dabei Wärme. Die Ursache dieser Verluste ist, dass durch das anliegende elektrische Wechselfeld im Inneren des Dielektrikums

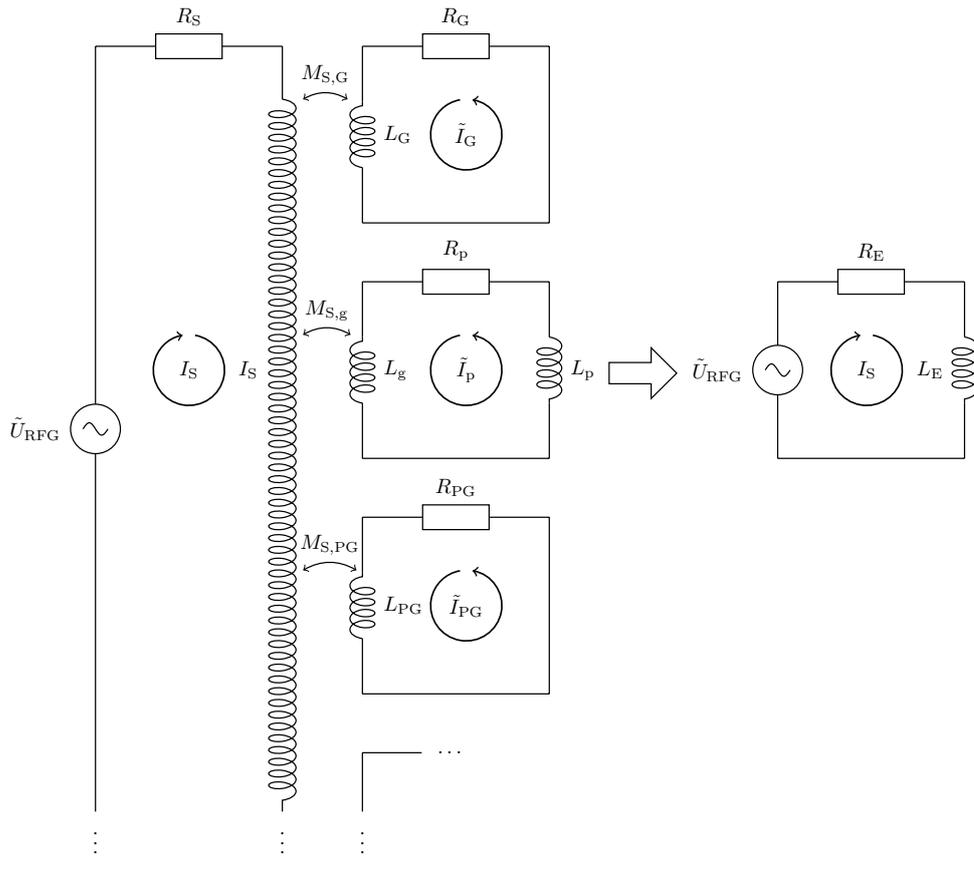


Abb. 2.11.: Transformatorschaltung mit Berücksichtigung der Wechselwirkung zwischen der Induktionsspule und dem Plasma sowie anderen leitenden Komponenten des Triebwerks (links) sowie das Ersatzschaltbild dieses Transformators (rechts) (nach J. Müller [Mül13a])

vorhandene oder induzierte Dipole ständig Polarisationsänderungen ausgesetzt sind [KH94]. Zur Beschreibung der dielektrischen Verluste wird ein sogenannter Verlustfaktor benutzt, welcher wie folgt definiert ist:

$$\tan \delta_V = \frac{1}{\omega C_K R_K}. \quad (2.70)$$

In diesem Ausdruck ist C_K die Kapazität und R_K der Ohm'sche Widerstand des Kondensators. δ_V ist der Verlustwinkel. Er wird bestimmt aus dem Zeigerdiagramm des Ersatzschaltbildes eines realen Kondensators, welches aus einem idealen Kondensator und einem Ohm'sche Widerstand in Parallelschaltung besteht. Der Phasenwinkel

zwischen dem Gesamtstrom I_{ges} und dem am Kondensator anliegenden Ladestrom I_K gibt den Verlustwinkel an. Mit Hilfe des Verlustwinkels kann die dielektrische Verlustleistung berechnet werden mit

$$P_d = \frac{I_{\text{ges}}^2}{2\omega C} \frac{\tan \delta_V}{1 + \tan^2 \delta_V}. \quad (2.71)$$

Die dielektrischen Verluste sind daher von der Frequenz des Wechselstromes abhängig. Bei richtiger Wahl der Anpasskondensatoren können die dielektrischen Verluste meistens vernachlässigt werden.

2.4.4. Strahlungsverluste

Neben den oben genannten Verlusten treten bei einer mit Wechselstrom betriebenen Spule Verluste aufgrund der Abstrahlung von elektromagnetischen Wellen auf. Zur Bestimmung dieser Verluste können die Zuleitungen der Spule durch einen linearen Stromfaden, einen sogenannten Herz'schen Oszillator, angenähert werden und die einzelnen Windungen der Spule als Strahler bestehend aus einer kreisförmigen Stromschleife aufgefasst werden. Für die Verlustleistung eines linearen Stromfadens oder Herz'schen Oszillator gilt folgende Beziehung [Sim77, KH94]:

$$P_{\text{IS}} = \frac{1}{6\pi} Z_0 \left(\frac{l\omega}{c_0} \right)^2 I_{\text{eff}}^2. \quad (2.72)$$

Hierbei ist l die Länge des Stromfadens, c_0 die Lichtgeschwindigkeit und $Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = 377 \Omega$ der Wellenwiderstand des Vakuums, wobei μ_0 die Permeabilität und ε_0 die Permittivität des Vakuums sind. I_{eff} ist der Effektivwert der Stromstärke, welcher durch den Stromfaden fließt.

Bei dem in dieser Arbeit vorgestellten $\mu\text{NRIT-2.5}$ beträgt die Gesamtlänge der annähernd linearen Zuleitungen der Spule bis zur Anbindung an ein Triaxialkabel 20 cm. Für den bei den Wirbelstromverlusten betrachteten Spulenstrom mit einer Amplitude von 7.77 A bei einer Arbeitsfrequenz von 2.846 MHz erhält man eine abgestrahlte Leistung zu 0.086 W. Sie macht weniger als ein Prozent der vom Radiofrequenzgenerator zur Verfügung gestellten Ausgangsleistung aus und kann bei der Leistungsbilanz des Triebwerks in guter Näherung vernachlässigt werden. Die Verwendung von Koaxial- oder Triaxialkabel ermöglicht es, die Strahlungsverluste noch geringer zu halten, da sie

einen annähernd verlustfreien Transport von elektromagnetischen Wellen gewährleisten [KH94].

Für die abgestrahlte Leistung eines kreisförmigen Strahlers mit der umschlossenen Fläche A gilt [Sim77, KH94]

$$P_{\text{KS}} = \frac{1}{6\pi} Z_0 \left(\frac{A\omega^2}{c_0^2} \right)^2 I_{\text{eff}}^2. \quad (2.73)$$

Wegen der $\left(\frac{\omega}{c_0}\right)^4$ Abhängigkeit ist die abgestrahlte Leistung für den Frequenzbereich, der beim Betrieb der RIT-Triebwerke verwendet wird, vernachlässigbar.

2.5. Strahlextraktion

Um einen möglichst hohen Extraktionsstrom und den damit nach Gleichung 2.4 verbundenen hohen Schub zu erzeugen, besteht das Gittersystem eines RIT-Triebwerks aus mehreren Extraktionskanälen. Zur Beschreibung des Extraktionsverhaltens reicht es jedoch zumeist aus, wenn man die Prozesse in einem Extraktionskanal analysiert. Der extrahierte Ionenstrom eines einzigen Kanals wird als *beamlet* bezeichnet, wobei die Summe aller *beamlets* des Extraktionssystems den gesamten extrahierten Ionenstrahl bildet.

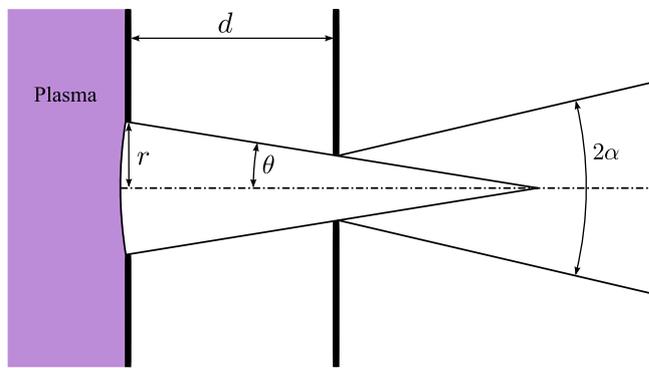


Abb. 2.12.: schematische Darstellung der Ionenoptik in einem 2-Gitterextraktionssystem (nach [Gre74])

Durch Anlegen einer positiven Spannung an den Plasmagrenzanker und einer negativen Spannung an das Beschleunigungsgitter bildet sich im Extraktionssystem ein elektrostatisches Feld aus, welches durch das Loch des Plasmagrenzankers greift und eine

Auswölbung der Plasmarandschicht in der Umgebung der Öffnung verursacht. Diese Auswölbung wird als Plasmameniskus bezeichnet und hängt von der Plasmadichte und der Feldverteilung, welche wiederum von den geometrischen Größen und den anliegenden Gitterspannungen beeinflusst wird, ab [Tar02]. Hierbei ist zu beachten, dass für die aus dem Plasma extrahierten Ionen die Fläche dieser Auswölbung und nicht die geometrische Öffnungsfläche des Lochs am Plasmagrenzanker die Extraktionsfläche darstellt. Zur Berechnung der aus dem Plasma austretenden Stromdichte muss daher die Krümmung der Äquipotentialfläche am Meniskus bekannt sein. Eine weitere Eigenschaft des Meniskus ist, dass er auf die in den Extraktionskanal eintretenden Ionen wie eine optische Linse wirkt, welche abhängig von den eingestellten Triebwerksparametern und den geometrischen Größen des Gittersystems den Strahl mehr oder weniger von der Flächennormalen des Extraktionslochs ablenkt [Gre74, CGHR73, Tar02]. Unter der Annahme, dass die Krümmung der Randschicht eine Kugelfläche darstellt, lässt sich der Ablenkwinkel angeben als [Gre74, CGHR73, Tar02]

$$\theta = 0.625 \frac{r}{d} \left(1 - \frac{P}{P_{\text{Ch}}} \right). \quad (2.74)$$

In dieser Beziehung steht r für den Lochradius am Plasmagrenzanker und d für den Abstand zwischen den beiden Elektroden des Gittersystems. Diese Parameter sind zusammen mit dem Ablenkwinkel in Abbildung 2.12 visualisiert. Des Weiteren bezeichnet in der Gleichung 2.74 die Größe P die sogenannte Perveanz und P_{Ch} die sogenannte Child-Langmuir-Perveanz. Die Perveanz ist wie folgt definiert:

$$P = \frac{I}{U_{\text{ext}}^{3/2}}. \quad (2.75)$$

Hierbei ist I der Ionenstrom und U_{ext} die Extraktionsspannung, welche sich als Summe aus der negativen Hochspannung U_{NHV} , der positiven Hochspannung U_{PHV} und dem Plasma-Wand-Potentials U_{PW} zusammensetzt. Die Perveanz ist ein Maß für die Raumladungseffekte im Extraktionssystem [Tar02]. Da die Ladungen des Ionenstromes eine abschirmende Wirkung auf die Potentialverteilung innerhalb eines Elektrodensystems haben, existiert eine maximale Stromdichte, die innerhalb dieses Elektrodensystems transportiert werden kann. Für zwei parallele Elektroden im Abstand d und anliegender Potentialdifferenz U ist die maximale bzw. die raumladungsbegrenzte Stromdichte durch das Child-Langmuir-Gesetz gegeben [Tar02]

$$j_{\text{Ch}} = \frac{4\epsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2q_i}{m_i}} \frac{U^{3/2}}{d^2}. \quad (2.76)$$

In dieser Beziehung stellt ε_0 die Permittivität des Vakuums, q_i den Ladungszustand und m_i die Masse der transportierten Ionen dar. Die in Gleichung 2.74 angegebene Child-Langmuir-Perveanz P_{Ch} ist die Perveanz für den raumladungsbegrenzten Ionenstrom zwischen zwei parallelen Elektroden [Gre74, CGHR73]. Sie kann für eine bestimmte Elektrodengeometrie mit Hilfe des Child-Langmuir-Gesetzes (Gleichung 2.76) und der Gleichung 2.75 berechnet werden.

Es ist zu erwähnen, dass für $P < P_{\text{Ch}}$ die Krümmung des Meniskus eine konvexe Form annimmt, die den Strahl zum Konvergieren bringt. Für $P > P_{\text{Ch}}$ wölbt sich hingegen der Meniskus konkav aus, sodass der Strahl dadurch zur Divergenz gebracht wird.

Es werden nicht nur die Äquipotentialflächen am Plasmameniskus, sondern auch in der Umgebung des Lochs am Beschleunigungsgitter gekrümmt. Hierbei bildet die Querkomponente des elektrischen Feldes eine bikonkave Linse aus, welche auf den Ionenstrahl divergent wirkt. Die Brennweite f dieser Linse kann näherungsweise durch die Davisson-Calbrick-Formel berechnet werden [Gre74, Tar02]

$$f = \frac{4U_{\text{ext}}}{E_2 - E_1}. \quad (2.77)$$

Die Brennweite hängt somit vom Elektrodenpotential U_{ext} und den longitudinalen elektrischen Feldern im äußeren Bereich E_2 und inneren Bereich E_1 des Gittersystems ab. Durch Kombination der beiden Linseneffekte innerhalb des Gittersystems und der Annahme, dass $E_2 \ll E_1$ ist, lässt sich für das gesamte Gittersystem ein totaler Ablenkwinkel herleiten

$$\alpha = \frac{r}{2d} \left(1 - \frac{1.67P}{P_{\text{Ch}}} \right). \quad (2.78)$$

Nach dieser Beziehung nimmt der Strahl für eine optimale Perveanz von $P_{\text{opt}} = P_{\text{Ch}}/1.67$ einen parallelen Verlauf an. In der Realität müssen jedoch unter anderem noch die Iontemperatur und die Verbreiterung des Strahls aufgrund von inneren Raumladungen berücksichtigt werden. Strenggenommen gilt die angegebene Davisson-Calbrick-Formel nur für dünne Elektroden. Für eine reelle Ionenoptik wird es daher auch für die reelle Perveanz $P_{\text{opt}} = P_{\text{Ch}}/1.67$ zu einer Ablenkung des Strahls kommen.

Abbildung 2.13 zeigt für drei verschiedene Extraktionsströme die Trajektorien eines Xenon-Ionenstrahls. Das dargestellte 2-Gitterextraktionssystem entspricht der geometrischen Elektroden-Anordnung im $\mu\text{NRIT-2.5}$, dessen geometrischen Parameter in Unterabbildung 2.13(a) zu sehen sind. Die dargestellten Simulationen wurden mit dem Programm IGUN¹⁷ erstellt. Außer dem extrahierten Strom wurden bei allen drei

¹⁷ Das Programm IGUN ist im Stande für axialsymmetrische Probleme die Ionenextraktion aus einem Plasma und den Ionenstrahlverlauf unter Einfluss einer räumlichen Potentialverteilung, welche

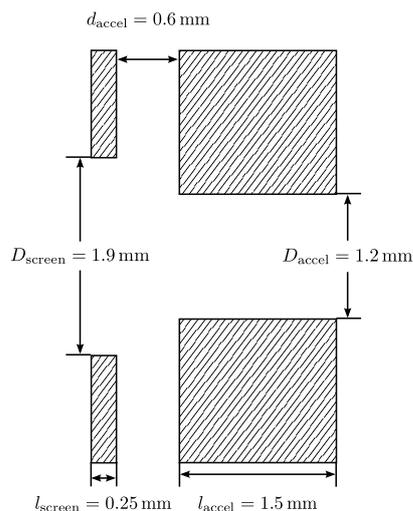
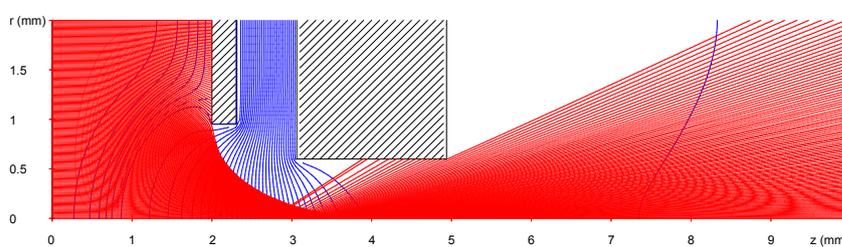
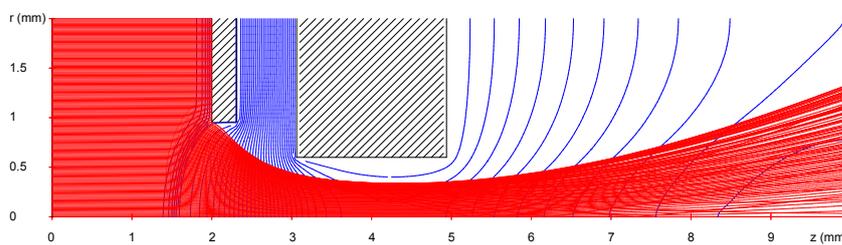
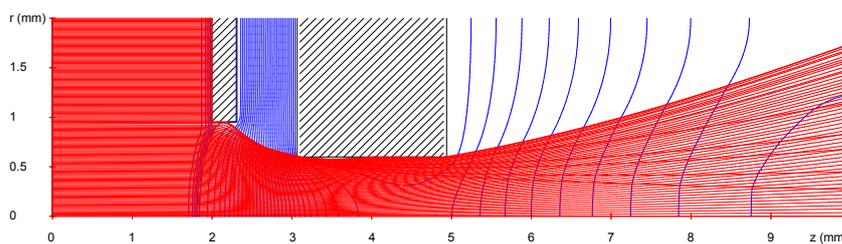
(a) geometrische Parameter eines Extraktionskanals des $\mu\text{NRIT}'\text{s}-2.5$ (b) Ionenoptik im Crossover-Limit (Ionenstrom: $50 \mu\text{A}$ pro Kanal)(c) optimierte Ionenoptik (Ionenstrom: $300 \mu\text{A}$ pro Kanal)(d) Ionenoptik im Perveanz-Limit (Ionenstrom: $600 \mu\text{A}$ pro Kanal)

Abb. 2.13.: Simulation der Ionenextraktion mit geometrischen Parametern des „Zwei-Gitterextraktionssystems“ vom $\mu\text{NRIT}-2.5$ bei Variation des pro Loch extrahierten Ionenstroms ($U_{\text{PHV}} = 1500 \text{ V}$, $U_{\text{NHV}} = -150 \text{ V}$, $T_e = 5 \text{ eV}$)

Simulationen die restlichen für die Simulation erforderlichen Parameter unverändert gelassen. Die positive Hochspannung lag bei 1500 V, die negative bei -150 V und es wurde mit einer Elektronentemperatur von 5 eV gearbeitet.

Die Unterabbildung 2.13(b) zeigt, dass das Plasma, um einen Extraktionsstrom von nur 50 μA pro Kanal zu liefern, so dünn ist, dass das elektrische Feld des Gittersystems sehr weit ins Plasma hineinragt. Die so entstehende Linse am Meniskus wirkt sich stark konvergent auf den Strahl aus und die divergente Linse am Beschleunigungsgitter kann dies nicht korrigieren. Infolgedessen trifft ein Teil des Ionenstrahls direkt auf das Beschleunigungsgitter und kann dieses beschädigen. Der Punkt, ab dem durch die Konvergenz des Meniskus eine Beschädigung des Beschleunigungsgitters auftritt, wird als Crossover-Limit bezeichnet.

Die Unterabbildung 2.13(d) zeigt eine Simulation, bei der ein Extraktionsstrom von 600 μA den Kanal verlässt. Da das Plasma in diesem Fall zu dicht für die Extraktionsgeometrie ist, sind die Äquipotentialflächen des Meniskus extrem abgeflacht. Die zweite Linse des Gittersystems weitet den Strahl stark auf und es kommt wiederum zu einer direkten Schädigung des Beschleunigungsgitters durch den Ionenstrahl. Der Punkt, ab dem dieser Effekt einsetzt, wird Perveanz-Limit genannt.

In der Unterabbildung 2.13(c) ist hingegen ein Arbeitspunkt der Ionenoptik zu sehen, bei dem die Ionen mit einem für den normalen Triebwerksbetrieb geeigneten Strahlengang das Extraktionssystem passieren. Für diese Simulation wurde ein Extraktionsstrom von 300 μA pro Kanal benutzt. Somit kann durch die richtige Wahl der geometrischen Größen des Extraktionssystems, der angelegten Spannungen und der richtigen Einstellung der Plasmaparameter sowohl die Schädigung der Gitter minimiert als auch die Schub-Effizienz erhöht werden (siehe Abschnitt 2.2).

2.6. Bestimmung der Neutralteilchendichte im Inneren des Entladungsgefäßes

Der Druck und die damit verbundene Neutralteilchendichte im Inneren des Entladungsgefäßes kann mit Hilfe des aus dem Triebwerk durch das Gittersystem ausströmenden Gasflusses \dot{Q} und dem Leitwert des Gittersystems L_{ges} über die Beziehung

$$\dot{Q} = L_{\text{ges}} \Delta p \quad (2.79)$$

zum Beispiel durch eine Elektroden-Anordnung vorgegeben ist, iterativ zu berechnen. Bei der Ermittlung der räumlichen Potentialverteilung berücksichtigt IGUN die Raumladungen der Ionen.

bestimmt werden. Δp gibt hier die Differenz zwischen dem im Entladungsgefäß und dem in der Vakuumtestanlage herrschenden Druck an. Da sich während des Betriebs des $\mu\text{NRIT}'\text{s}-2.5$ in der Testanlage ein Druck im Bereich von 10^{-6} mbar einstellt und der Druck im Inneren des Entladungsgefäßes bei ungefähr 10^{-3} mbar liegt, kann in Gleichung 2.79 der Beitrag des Drucks in der Testanlage vernachlässigt werden.

Der Leitwert für ein Loch eines Gitters im Extraktionssystem kann mit dem Leitwert eines zylindrischen Rohres angenähert werden. Unter Zuhilfenahme der in [Jou10] angegebenen Beziehung zur Berechnung des Leitwertes eines zylindrischen Rohres ergibt sich für ein Gitter mit N Löchern, die einen Durchmesser D und eine Dicke l besitzen, folgender Leitwert:

$$L = \sqrt{\frac{\pi k_B T_n}{32 m_n}} \frac{N D^2 (14 + 4 \frac{l}{D})}{14 + 18 \frac{l}{D} + 3 (\frac{l}{D})^2}. \quad (2.80)$$

In dieser Beziehung stehen T_n und m_n für die Temperatur und die Masse des Treibstoffgases. Der angegebene Leitwert beruht auf den Ergebnissen von numerischen und statistischen Rechnungen und besitzt unabhängig von der Länge des Rohres einen Fehler von weniger als 0.6%. Er gilt für den molekularen Strömungsbereich, der beim $\mu\text{NRIT}-2.5$ unter normalen Arbeitsbedingungen vorliegt. Nichtsdestotrotz kann bei zu hohen Gasflüssen der Übergangsbereich zur viskosen Strömung erreicht werden, sodass von Fall zu Fall untersucht werden muss, inwieweit der in Gleichung 2.80 angegebene Leitwert gültig ist.

Der Gesamtleitwert L_{ges} des Extraktionssystems, das beim $\mu\text{NRIT}-2.5$ aus zwei hintereinander geschalteten Gittern mit jeweils 37 Löchern besteht, lässt sich mit der Beziehung

$$\frac{1}{L_{\text{ges}}} = \frac{1}{L_{\text{screen}}} + \frac{1}{L_{\text{accel}}} \quad (2.81)$$

berechnen. Mit den in Abbildung 2.13(a) angegebenen geometrischen Parametern für das Extraktionssystem des $\mu\text{NRIT}'\text{s}-2.5$ und Gleichung 2.80 erhält man für den Leitwert des Plasmagrenzankers einen Wert von $L_{\text{screen}} = 6.25 \cdot 10^{-3} \frac{1}{\text{s}}$ und für den Leitwert des Beschleunigungsgitters einen Wert von $L_{\text{accel}} = 1.3 \cdot 10^{-3} \frac{1}{\text{s}}$. Damit ergibt sich für den Gesamtleitwert ein Wert $L_{\text{ges}} = 1.08 \cdot 10^{-3} \frac{1}{\text{s}}$.

Bei eingeschalteter Extraktion muss berücksichtigt werden, dass ein Teil des durch den Gaseinlass ins Entladungsgefäß eingeleiteten Treibstoffs das Triebwerk als Ionen verlässt. Zur Bestimmung des Drucks muss daher der zu dem Ionenstrom äquivalente Gasfluss \dot{Q}_i von dem ins Entladungsgefäß eingeleiteten Gasfluss abgezogen werden. Dieser äquivalente Gasfluss lässt sich mit Hilfe des aus Gleichung 2.3 bekannten

Treibstoffmassendurchsatzes $\frac{dm_T}{dt}$ ermitteln. Nutzt man die für Xenon zwischen dem Massendurchsatz in der Einheit $\frac{\text{mg}}{\text{s}}$ und dem Gasfluss in der Einheit sccm bestehende Beziehung [GK08]

$$\dot{Q}_{\text{Xe}} [\text{sccm}] = 0.0983 \dot{Q}_{\text{Xe}} \left[\frac{\text{mg}}{\text{s}} \right] \quad (2.82)$$

aus, so ergibt sich der zu dem Ionenstrom äquivalente Gasfluss zu

$$\dot{Q}_i [\text{sccm}] = 13.863 I_i [\text{A}] . \quad (2.83)$$

Aufgrund des niedrigen Neutralteilchendruckes und der damit verbundenen geringen Neutralteilchendichte kann das Verhalten des Treibstoffgases im Inneren des Entladungsgefäßes, mit dem eines idealen Gases angenähert werden [GK08, Jou10]. Mit Hilfe der idealen Gasgleichung erhält man die Neutralteilchendichte aus

$$n_n = \frac{p}{k_B T_n} . \quad (2.84)$$

KAPITEL 3

Theorie der Wärmeübertragung

Die Theorie der Wärmeübertragung beschäftigt sich mit den Gesetzmäßigkeiten, die erklären, auf welche Art und Weise und wie schnell oder intensiv ein durch eine Temperaturdifferenz hervorgerufener Energietransport zwischen mehreren Medien oder innerhalb eines Mediums abläuft [BS06, PK09, BIL11]. In diesem Zusammenhang kann ein Medium sowohl ein Festkörper als auch ein Fluid sein, wobei als Fluid sowohl der flüssige als auch der gasförmige Zustand eines Mediums bezeichnet wird. Nach dem zweiten Satz der Thermodynamik wird Wärme von höherer zur niedrigeren Temperatur transportiert. Es existieren drei verschiedene Mechanismen, die einen Wärmeübertrag ermöglichen: zum einen gibt es die Wärmeleitung, zum anderen den konvektiven Wärmeübergang und zuletzt die Wärmestrahlung.

Die Wärmeleitung in einem Fluid findet durch die ungerichtete mikroskopische Bewegung der Atome oder Molekülen sowie die auftretenden Stöße statt. Dadurch wird Wärme vom Ort der höheren zum Ort der niedrigeren Temperatur transferiert. In einem elektrisch nichtleitenden Festkörper sind für die Wärmeleitung vorwiegend die Schwingungsbewegungen des Kristallgitters (Phononen) verantwortlich. Bei einem elektrisch leitenden Festkörper übertragen hingegen außerdem die frei beweglichen Elektronen die Wärme und ermöglichen damit die Wärmeleitung.

Bei einem Fluid kann zusätzlich zu der mikroskopischen Bewegung (Brown'sche Bewegung), bei der im Mittel keine Masse transportiert wird, eine makroskopische Bewegung der Atome oder Moleküle auftreten, bei der sowohl ein Energie- als auch ein Massentransport erfolgt. Diese Strömungsbewegung kann z.B. durch eine Temperatur- oder eine Dichtedifferenz im Fluid und die damit verbundenen Auftriebskräften entstehen. In diesem Fall spricht man von freier Konvektion. Wird hingegen die Strömung dem Fluid von außen z.B. durch eine Pumpe auferlegt, so wird sie als erzwungene Konvektion bezeichnet. Beim konvektiven Wärmeübergang sind die Wärmeleitung und der Wärmetransport aufgrund der Strömung des Fluids überlagert [BS06]. Ein besonders wichtiger Fall des konvektiven Wärmeübergangs liegt vor, wenn ein Fluid mit einer Wandoberfläche wechselwirkt.

Bei der Wärmestrahlung findet der Energietransfer zwischen zwei Medien durch elektromagnetische Strahlung statt, sodass für den Energietransport kein stofflicher Träger und kein Temperaturunterschied benötigt werden. Die elektromagnetische Strahlung entsteht in einem Medium, unabhängig davon in welchem Aggregatzustand es sich befindet, durch die Relaxation der Anregungszustände¹ der das Medium aufbauenden Atome oder Moleküle in den Grundzustand oder einen tieferen Zustand. Dabei emittiert in den meisten Festkörpern und Flüssigkeiten nur eine dünne Schicht von ungefähr $1\ \mu\text{m}$, die sich unterhalb der Oberfläche befindet, die Strahlung nach außen. Die Strahlung, die im Inneren entsteht, wird bei diesen Materialien von den Atomen oder Molekülen wieder absorbiert [BS06]. Bei Gasen und nicht-opaken Festkörpern ist die Emission jedoch ein Volumeneffekt.

Als Wärmestrahlung bezeichnet man die Strahlung, die im Wellenlängenbereich zwischen $\lambda = 0.1 - 1000\ \mu\text{m}$ liegt. Sie umfasst damit einen Teil des ultravioletten Bereichs ($\lambda = 0.01 - 0.38\ \mu\text{m}$), den gesamten sichtbaren Bereich ($\lambda = 0.38 - 0.78\ \mu\text{m}$) sowie den gesamten infraroten Bereich ($\lambda = 0.78 - 1000\ \mu\text{m}$).

Die RIT-Triebwerke arbeiten sowohl im Labor als auch im Weltall unter Vakuumbedingungen, sodass lediglich aufgrund des Treibstoffgases ein Teil der Wärme durch Konvektion abgeführt werden kann. Dieser Anteil wird in dieser Arbeit als gering angenommen und wird daher bei der thermischen Analyse des $\mu\text{NRIT's-2.5}$ vernachlässigt. Aus diesem Grund und um den Rahmen dieser Arbeit nicht zu sprengen, wird im Folgenden nur an einer Stelle ganz kurz auf den konvektiven Wärmeübergang eingegangen. Eine ausführliche Beschreibung des konvektiven Wärmeübergangs ist z.B. in [BS06, PK09] und [BIL11] zu finden. Ferner werden im weiteren Verlauf dieses Kapitels zum einen die Grundlagen der Wärmeleitung und der Wärmestrahlung sowie das elastische Modell des thermischen Kontaktwiderstandes erläutert. Dieser Widerstand beeinträchtigt den Wärmeübertrag zwischen zwei sich berührenden Körpern und muss bei der Betrachtung des thermischen Verhaltens eines Systems bestehend aus vielen Komponenten, vor allem wenn sich dieses System im Vakuum befindet, unbedingt berücksichtigt werden.

¹ In einem Molekül existieren neben den Anregungszuständen der Elektronen die Freiheitsgrade der Rotations- und Vibrations-Anregung.

3.1. Wärmeleitung

Die Wärmeleitung in einem Medium wird durch das Fourier'sche Gesetz beschrieben. Es gibt den Energietransport durch ein Medium in Form einer Wärmestromdichte $\dot{\mathbf{q}} = \dot{\mathbf{q}}(\mathbf{r}, t)$ an, die eine pro Zeiteinheit dt und pro Flächenelement dA transportierte Wärmemenge Q darstellt [BS06]

$$\dot{\mathbf{q}} = \frac{d\dot{Q}}{dA} \mathbf{n}. \quad (3.1)$$

In dieser Beziehung bezeichnet \mathbf{n} den Normalenvektor des Flächenelements und $d\dot{Q} = \frac{dQ}{dt}$ den Wärmestrom. Die Wärmestromdichte gibt somit an, wie stark und in welche Richtung ein Wärmestrom sich an einem Ort, der durch den Vektor \mathbf{r} bestimmt ist, ausbreitet [BS06]. Dabei kann der Wärmestrom eine Zeitabhängigkeit aufweisen.

Das Fourier'sche Gesetz besagt, dass die bei der Wärmeleitung auftretende Wärmestromdichte als Produkt zwischen einer Materialkonstante, der sogenannten Wärmeleitfähigkeit λ , und dem Gradienten eines skalaren Temperaturfeldes $T = T(\mathbf{r}, t)$ gegeben ist

$$\dot{\mathbf{q}} = -\lambda \text{grad } T. \quad (3.2)$$

Bei der Wärmeleitung steht somit der Vektor der Wärmestromdichte senkrecht auf der Isothermenfläche, welche durch den betrachteten Ort verläuft und zeigt aufgrund des negativen Vorzeichens in Richtung des stärksten Temperaturabfalls.

Die Wärmeleitfähigkeit ist im Normalfall keine konstante Größe. Sie besitzt eine Abhängigkeit von der Temperatur $\lambda = \lambda(T)$ und bei Flüssigkeiten und Gasen zusätzlich eine Abhängigkeit vom Druck $\lambda = \lambda(T, p)$. Des Weiteren kann sie z.B. bei Kristallen und Holz eine Richtungsabhängigkeit aufweisen, sie kann also anisotrop sein, und stellt in diesen Fällen einen Tensor dar [BS06].

In Abbildung 3.1 ist die Wärmeleitfähigkeit mehrerer ausgewählter Stoffe dargestellt [BIL11, PK09]. Wie man dieser Abbildung entnehmen kann, leiten in der Regel metallische Festkörper die Wärme am Besten, nicht-metallische Festkörper leiten besser als Flüssigkeiten und Gase haben die geringste Wärmeleitfähigkeit.

In Abbildung 3.2 ist als Beispiel die Wärmeleitfähigkeit von Silber in Abhängigkeit von der Temperatur zu sehen. Die Daten entstammen der Datenbank von Comsol [Mul12]. Wie zu erkennen ist, nimmt die Wärmeleitfähigkeit in dem betrachteten Bereich von $T = 250 \text{ K}$ bis 1235 K stark ab. Bei einer thermischen Untersuchung eines Mediums treten jedoch selten solch große Temperaturdifferenzen auf, sodass oft mit

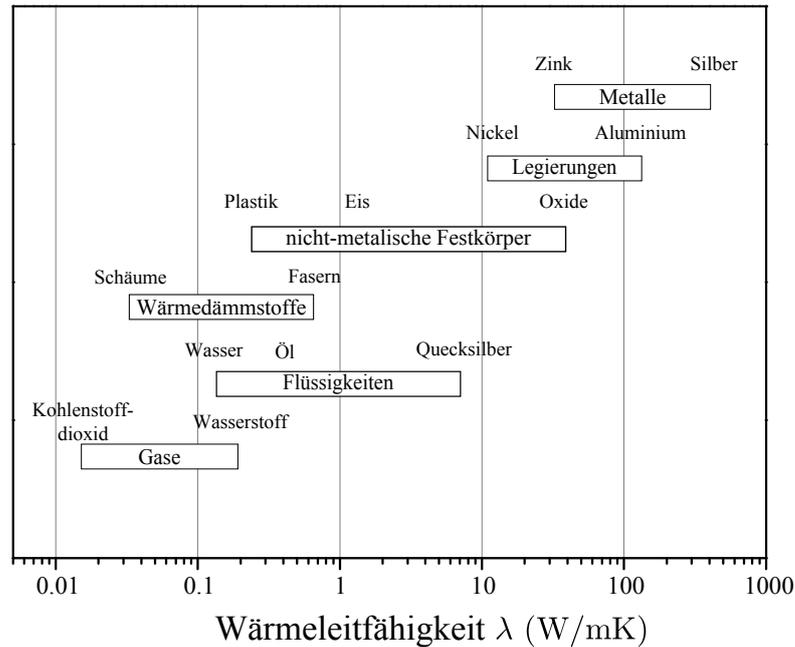


Abb. 3.1.: Wärmeleitfähigkeit ausgewählter Materialien bei Standardtemperatur und Standarddruck (nach [BIL11, PK09])

einer mittleren Wärmeleitfähigkeit λ_m gearbeitet werden kann [BS06]. Diese kann mit der folgenden Gleichung berechnet werden:

$$\lambda_m = \frac{1}{T_{\max} - T_{\min}} \int_{T_{\min}}^{T_{\max}} \lambda(T) dT. \quad (3.3)$$

Mit Hilfe des Fourier'schen Gesetzes lässt sich bei einer gegebenen Temperaturverteilung $T(\mathbf{r}, t)$ die entsprechende Wärmestromdichte $\dot{\mathbf{q}}(\mathbf{r}, t)$ ermitteln. Will man hingegen bei einer gegebenen Wärmestromdichte die entsprechende Temperaturverteilung wissen, so muss mit der sogenannten Fourier'schen Differentialgleichung, die auch als Wärmeleitungsgleichung bezeichnet wird, gearbeitet werden [PK09]. Diese ist in kartesischen Koordinaten für ruhende, isotrope und inkompressible Medien wie folgt gegeben [BS06]:

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = -\text{div} \dot{\mathbf{q}} + \dot{W} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \dot{W}. \quad (3.4)$$

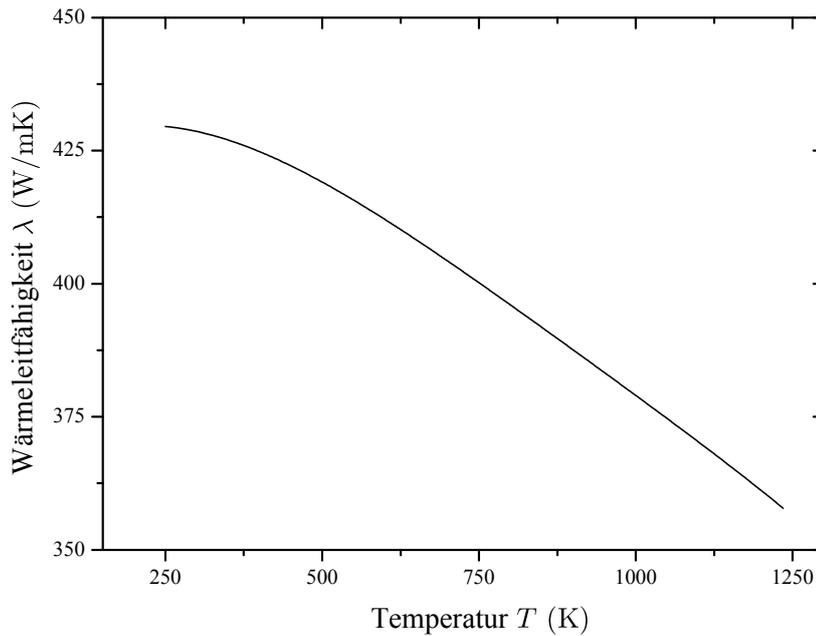


Abb. 3.2.: Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit von Silber (nach [Mul12])

In dieser Beziehung steht ρ für die Dichte des Mediums, c für die spezifische Wärmekapazität und $\dot{W} = \dot{W}(T, \mathbf{r}, t)$ stellt eine Leistungsdichte dar, die eventuell im Inneren des Mediums auftretende Wärmequellen berücksichtigt. Der Term auf der linken Seite wird als Speicherterm bezeichnet, da er angibt, wie viel innere Energie im Medium gespeichert ist. Liegt ein stationäres Problem vor, so fällt dieser Term weg.

Bei der Berechnung der Temperaturverteilung eines Mediums muss berücksichtigt werden, dass genau wie die Wärmeleitfähigkeit auch die spezifische Wärmekapazität und die Dichte temperaturabhängige Größen sind.

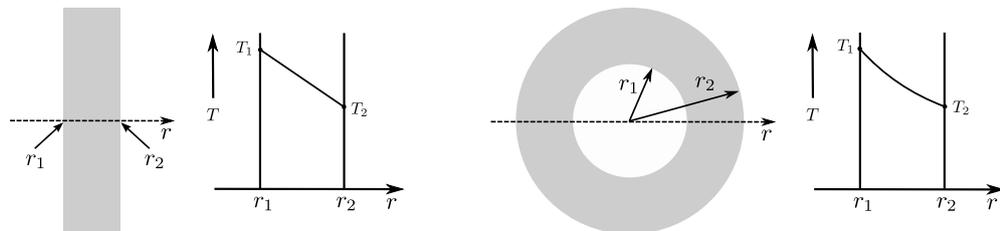
Um mit Hilfe der Wärmeleitungsgleichung eine eindeutige Temperaturverteilung für ein bestimmtes Problem zu erhalten, müssen örtliche Randbedingungen und bei einem instationären Problem zeitliche Anfangsbedingungen bekannt sein. Es werden drei verschiedene örtliche Randbedingungen unterschieden: die Randbedingung erster Art bzw. Dirichlet'sche Randbedingung liegt vor, wenn die Temperatur an der Oberfläche des Mediums in Abhängigkeit vom Ort und/oder der Zeit vorgegeben ist; ist hingegen die Wärmestromdichte an der Oberfläche als Funktion des Ortes und/oder der Zeit bekannt, so bezeichnet man dies als Randbedingung zweiter Art oder Neumann'sche Randbedingung; Randbedingungen dritter Art liegen vor, wenn ein wärmeleitendes Medium an seiner Oberfläche einen konvektiven Wärmeübergang zu einem fließenden

Fluid aufweist. Ein konvektiver Wärmeübergang wird mit Hilfe des Newton'schen Gesetzes berechnet. Es lautet

$$\dot{q} = \alpha(T_O - T_F) . \quad (3.5)$$

In dieser Gleichung kennzeichnet α den Wärmeübergangskoeffizienten, T_O ist die Temperatur an der Oberfläche des Mediums, dessen Wärmeleitung untersucht wird, und T_F gibt die Temperatur des Fluids wieder. Auch α ist in der Regel eine temperaturabhängige Größe. Wird die Temperaturabhängigkeit der genannten Parameter berücksichtigt, so muss oft mit numerischen Mitteln gearbeitet werden, um eine Lösung des vorliegenden Problems zu finden.

In der Regel sind es nicht nur die Randbedingungen und die temperaturabhängigen Größen, die den Temperaturverlauf innerhalb eines Mediums beeinflussen. Da die Wärme sich senkrecht zu den Isothermen ausbreitet, spielt auch die geometrische Form der Grenzflächen und der Körper eine wichtige Rolle.



(a) geometrische Randbedingungen und Temperaturverlauf innerhalb einer ebenen unendlich ausgedehnten Wand

(b) geometrische Randbedingungen und Temperaturverlauf innerhalb einem unendlich langen Hohlzylinder

Abb. 3.3.: Vergleich der Temperaturausbreitung für verschiedene Geometrien anhand eines stationären eindimensionalen Problems und vorgegebenen Oberflächentemperaturen T_1 und T_2 (nach [BS06])

In Abbildung 3.3 ist der Temperaturverlauf innerhalb einer ebenen unendlich ausgedehnten Wand und einem unendlich langen Hohlzylinder gezeigt. Es handelt sich jeweils, um ein stationäres eindimensionales Problem, bei dem die Wärme sich in Richtung der r -Koordinate ausbreitet (Bei der ebenen Wand stellt r eine kartesischen und bei der zylindrischen Wand die radiale Koordinate dar.). Die Wärmeleitfähigkeit wurde als konstant angenommen und als Randbedingung die Oberflächentemperaturen T_1 und T_2 vorgegeben. Wie in der linken Abbildung zu erkennen ist, ist bei diesen gewählten Bedingungen der Temperaturverlauf in der ebenen Wand linear. Der Temperaturverlauf innerhalb des Hohlzylinders (rechte Abbildung) weist hingegen eine $\ln(r)$ -Abhängigkeit auf.

3.2. Wärmestrahlung

Die Wärmestrahlung ist abgesehen von der Wärmeleitung an der Kontaktstelle zwischen dem Triebwerk und der Vakuumkammer bzw. dem Satelliten der einzige Mechanismus, durch den unter Vakuumbedingungen Wärme bzw. thermische Leistung nach Außen abgeführt werden kann. Bei thermischer Auslegung eines Triebwerks oder eines Raumfahrzeugs hat sie daher einen hohen Stellenwert. Im Folgenden wird auf die Wärmeübertragung durch Wärmestrahlung näher eingegangen, wobei ausschließlich die auftretende Wärmestrahlung von Festkörpern betrachtet wird.

Bei der Wärmestrahlung wird die von einer Oberfläche eines strahlenden Mediums in den über dieser Oberfläche befindenden Halbraum emittierte Wärmestromdichte als spezifische Ausstrahlung M bezeichnet. Sie beschreibt somit die Gesamtleistung pro Flächenelement, die ein Wärmestrahler im gesamten Wellenlängenbereich und in allen Richtungen des Halbraums besitzt. Bei einer gegebenen Temperatur ist die maximal mögliche, von einem Medium ausgehende, spezifische Ausstrahlung durch das Stefan-Boltzmann-Gesetz gegeben [BS06]. Dieses Gesetz hängt von der vierten Potenz der Temperatur T (T in K) ab und lautet

$$M = \dot{q} = \sigma T^4. \quad (3.6)$$

In dieser Gleichung bezeichnet σ die Stefan-Boltzmann-Konstante. Die nach dem Stefan-Boltzmann-Gesetz gegebene (maximale) Ausstrahlung kann nur von einem idealen Strahler, dem sogenannten schwarzen Körper oder schwarzen Strahler, emittiert werden. Ein schwarzer Körper lässt sich in der Realität nicht umsetzen [PK09]. Er kann jedoch experimentell mit einem Hohlraum, in dessen Inneren eine homogene Temperatur herrscht (Hohlraumstrahlung²), angenähert werden. Aus dem zweiten Satz der Thermodynamik lässt sich folgern, dass der schwarze Körper nicht nur ein idealer Emittent, sondern auch ein idealer Absorber ist. Dieser Sachverhalt wird als Kirchhoff'sches Gesetz bezeichnet. Die spezifische Ausstrahlung realer Körper lässt sich mit der folgenden Beziehung berechnen:

$$M = \varepsilon \sigma T^4. \quad (3.7)$$

Wie zu erkennen ist, ist in dieser Gleichung das Stefan-Boltzmann-Gesetz um einen Korrekturfaktor, den sogenannten Gesamt-Emissionsgrad $\varepsilon = \varepsilon(T)$, erweitert. Der

² Eine ausführliche Betrachtung der Hohlraumstrahlung ist z.B. in [BS06, PK09] und [BIL11] gegeben.

Emissionsgrad kann Werte zwischen 0 und 1 annehmen, wobei der Faktor 1 für den schwarzen Körper gilt. Der Emissionsgrad ist eine Materialeigenschaft, die von der Oberflächenbeschaffenheit des Materials und der Temperatur des Körpers bzw. seiner emittierenden Oberfläche abhängt. Strahlende Oberflächen besitzen jedoch nicht nur eine temperaturabhängige, sondern auch eine spektrale und richtungsabhängige Ausstrahlung.

Die Ausstrahlung, die die Wellenlängenabhängigkeit im gesamten Emissions-Halbraum erfasst, bei der also über alle Emissionsrichtungen integriert wurde, heißt spektrale spezifische Ausstrahlung M_λ . In Abbildung 3.4 ist die spektrale spezifische Ausstrahlung eines schwarzen Körpers $M_{\lambda,s}$ und eines realen Körpers M_λ bei gleicher Temperatur gezeigt.

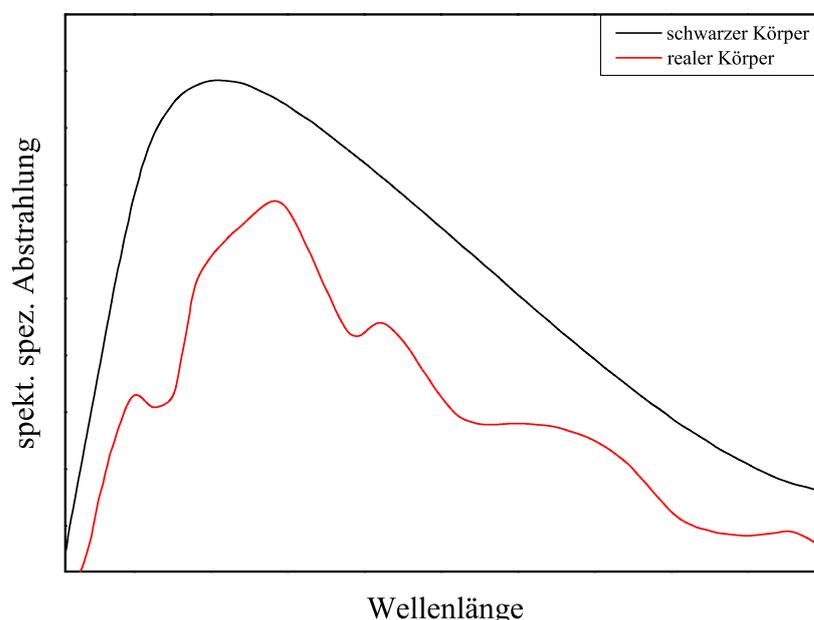


Abb. 3.4.: Vergleich zwischen der spektralen spezifischen Ausstrahlung eines schwarzen Körpers $M_{\lambda,s}$ und der eines realen Körpers M_λ (skizzenhaft) für die gleiche Temperatur (nach [BIL11])

Für eine bestimmte Temperatur kann die spektrale spezifische Ausstrahlung eines schwarzen Körpers mit Hilfe des Plank'schen Strahlungsgesetzes ermittelt werden, welches nach [BS06] wie folgt gegeben ist:

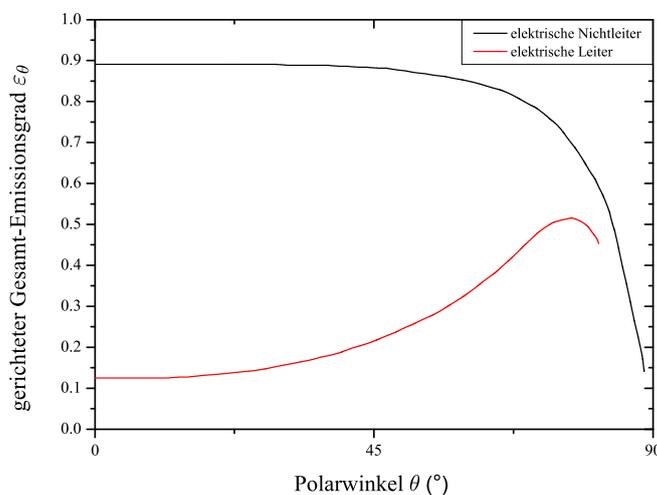
$$M_{\lambda,s}d\lambda = \frac{2\pi c_0^2 h}{\lambda^5 \left(e^{\frac{hc_0}{\lambda k_B T}} - 1 \right)} d\lambda. \quad (3.8)$$

In dieser Beziehung bezeichnet λ die Wellenlänge der Strahlung, h das Plank'sche Wirkungsquantum, k_B die Boltzmann-Konstante und c_0 die Lichtgeschwindigkeit. Die Integration des Plank'schen Strahlungsgesetzes führt zum Stefan-Boltzmann-Gesetz. Die spektrale spezifische Ausstrahlung eines realen Körpers kann analog zum Stefan-Boltzmann-Gesetz als Produkt zwischen der spektralen spezifischen Ausstrahlung eines schwarzen Körpers $M_{\lambda,s}$ und dem spezifischen Emissionsgrad $\varepsilon_\lambda = \varepsilon_\lambda(\lambda, T)$ berechnet werden

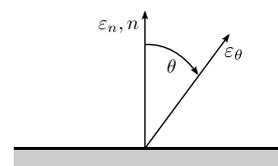
$$M_\lambda = \varepsilon_\lambda M_{\lambda,s}. \quad (3.9)$$

Durch die Integration über den gesamten Wellenlängenbereich kann aus der spektralen spezifischen Ausstrahlung die spezifische Ausstrahlung gewonnen werden. Da bei der thermischen Analyse die integrale Emission im gesamten Wellenlängenbereich der Strahlung von Interesse ist, kann mit dem Gesamt-Emissionsgrad gearbeitet werden. Bei der Betrachtung der Wärmestrahlung eines realen Körpers nähert man oft sein Ausstrahlverhalten dem eines diffusen Strahlers an. Dabei werden Strahler als diffus bezeichnet, wenn deren Ausstrahlung, d. h. sowohl die spezifische als auch die spektral spezifische, richtungsunabhängig sind, sodass deren Oberfläche von allen Richtungen aus gesehen gleichmäßig hell erscheint. Die Näherung der realen Körper als diffuse Strahler trifft für elektrische Nichtleiter besser zu als für elektrische Leiter.

Dieses Verhalten ist in Abbildung 3.5(a) verdeutlicht. Gezeigt ist die Abhängigkeit



(a) gerichteter totaler Emissionsgrade für Leiter und Nichtleiter



(b) Polarwinkel

Abb. 3.5.: Abhängigkeit des gerichteten totalen Emissionsgrades vom Polarwinkel für Leiter und Nichtleiter (nach [BIL11])

des gerichteten Gesamt-Emissionsgrades $\varepsilon_\theta = \varepsilon_\theta(\theta, T)$ vom Polarwinkel θ . Mit dem gerichteten Gesamt-Emissionsgrad wird die Richtungsverteilung bei allen Wellenlängen der Strahlung erfasst. Der Polarwinkel³ gibt den Neigungswinkel der Strahlung zur Flächennormalen an. Für Nichtleiter ist ε_θ für einen Polarwinkel im Bereich zwischen 0° und ca. 70° konstant und fällt für größere Winkel ab. Bei Leitern hingegen ist ε_θ nur für einen Polarwinkel im Bereich zwischen 0° und ca. 40° konstant und steigt anschließend an. Obwohl diese Abhängigkeit existiert, unterscheidet sich der Gesamt-Emissionsgrad kaum vom Emissionsgrad für Strahlung in Richtung der Flächennormalen ε_n (siehe Abbildung 3.5(b)). Für Nichtleiter liegt das Verhältnis $\frac{\varepsilon}{\varepsilon_n}$ im Bereich zwischen 0.95 und 1.0, für Leiter gilt hingegen $1 \leq \frac{\varepsilon}{\varepsilon_n} \leq 1.3$ (vgl. Argumentation in [BIL11]).

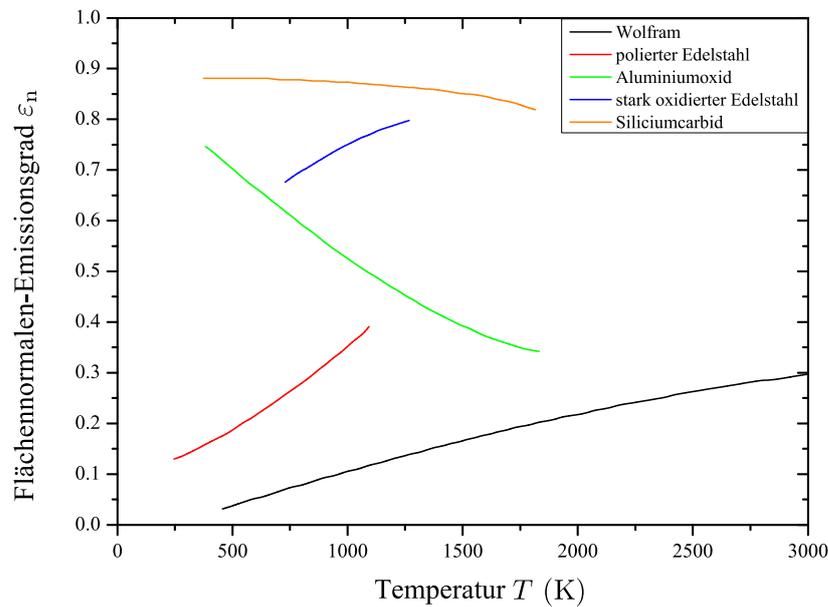


Abb. 3.6.: Temperaturabhängigkeit des Flächennormalen-Emissionsgrades ε_n für ausgewählte Materialien (nach [BIL11])

In Abbildung 3.6 ist die Temperaturabhängigkeit des Flächennormalen-Emissionsgrades ε_n für ausgewählte Materialien aus [BIL11] gezeigt. Zum einen ist zu erkennen, dass ε_n für elektrisch nichtleitende Materialien höher als für elektrisch leitende Materialien ist, wobei zu beachten ist, dass beim stark oxidierten Edelstahl die Oxidschicht auf der Oberfläche das Emissionsverhalten bestimmt. Es ist weiterhin zu sehen, dass bei Metallen ε_n mit steigender Temperatur wächst, während ε_n bei Nichtleitern abhängig

³ Die Richtungsabhängigkeit des gerichteten Gesamt-Emissionsgrades kann auch vom Azimutalwinkel ϕ abhängen. In diesem Fall ist $\varepsilon_\theta = \varepsilon_\theta(\theta, \phi, T)$. Für die meisten Oberflächen kann jedoch die Abhängigkeit von ε_θ von ϕ vernachlässigt werden [BIL11].

vom Material mit der Temperatur sowohl ansteigen aber auch fallen kann.

Zum Emissionsgrad muss noch gesagt werden, dass eine Messung unter vollständiger Berücksichtigung der Temperaturabhängigkeit und sowohl der räumlichen als auch spektralen Verteilung ziemlich umfangreich ist, sodass üblicherweise vorwiegend der Emissionsgrad in Richtung der Flächennormalen bestimmt wird. Weiterhin ist der Emissionsgrad stark davon abhängig, wie die Oberfläche des zu untersuchenden Materials beschaffen ist. Es kommt unter anderem darauf an, wie rau, verunreinigt oder oxidiert die Oberfläche ist. Aus diesem Grund kann der Emissionsgrad einer Oberfläche des zu untersuchenden Materials stark von dem für dieses Material in der Literatur angegebenen Emissionsgrad abweichen (vgl. Argumentation in [BS06]). Bei Triebwerken, die mit eingeschalteter Extraktion unter Laborbedingungen arbeiten, kommt noch hinzu, dass der Strahl mit der Wand der Vakuumtestanlage oder einer Diagnostik wechselwirkt, sodass die Verunreinigung an der Triebwerks-Oberfläche mit der Zeit zunimmt.

Die bisherige Betrachtung hat sich auf das Emissionsverhalten von Oberflächen konzentriert. Schaut man sich hingegen einen auf eine Oberfläche einfallenden Strahl elektromagnetischer Strahlung an, so kann dieser Strahl vom Medium zum Teil absorbiert, zum Teil reflektiert und zum Teil durchgelassen werden. Um diese Prozesse zu benennen, ist es üblich, mit Verhältnissen zu arbeiten. Zum Beispiel erhält man den (Gesamt-) Absorptionsgrad α , den (Gesamt-) Reflexionsgrad ρ und den (Gesamt-) Transmissionsgrad τ , indem man die Wärmestromdichte, welche mit jedem der Prozesse verbunden ist, in Verhältnis zur einfallenden Gesamtstromdichte des Strahls setzt [BIL11]. In diesem Zusammenhang wird die einfallende Stromdichte als Bestrahlungsstärke E bezeichnet. Es wird in Analogie zu den verschiedenen Emissionsgraden auch mit Faktoren gearbeitet, die die spektrale und die räumliche Verteilung der Beiträge erfassen. Für die Summe der drei genannten Faktoren gilt

$$\alpha + \rho + \tau = 1. \quad (3.10)$$

Diese drei Faktoren hängen zum einen von den Eigenschaften der auftreffenden Strahlung und zum anderen von den Materialeigenschaften des bestrahlten Mediums und dessen Temperatur ab. Dabei spielt z.B. die Rauheit der Oberflächen oder die Dicke des Materials eine Rolle. Für den Wärmeaustausch besitzt der absorbierte Anteil der Strahlung die wichtigste Bedeutung, da er die innere Energie des Mediums erhöht. Der reflektierte Anteil ist für die wahrgenommene Farbgebung des Mediums verantwortlich, dabei kommt es darauf an, ob die Oberfläche den Strahl diffus oder spiegelnd reflektiert.

Ein zur Berechnung von thermischen Problemen sehr nützliches Gesetz ist das Kirchhoff'sche Gesetz. Es stellt eine Verknüpfung zwischen den Emissions- und den Absorptionsgraden einer Materialoberfläche her. Für den gerichteten spektralen Emissionsgrad $\varepsilon_{\lambda,\theta} = \varepsilon_{\lambda,\theta}(\lambda, \theta, \phi, T)$ und gerichteten spektralen Absorptionsgrad $\alpha_{\lambda,\theta} = \alpha_{\lambda,\theta}(\lambda, \theta, \phi, T)$, d. h. den Größen, die die räumliche, spektrale und die Temperatur Abhängigkeit berücksichtigen, ist das Gesetz für reale Körper immer erfüllt und lautet

$$\varepsilon_{\lambda,\theta} = \alpha_{\lambda,\theta}. \quad (3.11)$$

Bei diffusen Strahlern, was, wie schon erwähnt, auf viele reale Medien zutrifft, ist sogar die Gleichheit des spektralen Emissions- und des spektralen Absorptionsgrades, also

$$\varepsilon_{\lambda} = \alpha_{\lambda} \quad (3.12)$$

gegeben. Ist die Oberfläche grau und streut diffus, so ist das Kirchhoff'sche Gesetz auch für den Gesamt-Emissions- und Gesamt-Absorptionsgrad erfüllt. Es gilt somit

$$\varepsilon = \alpha. \quad (3.13)$$

Unter einem grauen Strahler versteht man in diesem Zusammenhang einen Strahler, dessen Oberfläche einen zu einem schwarzen Strahler proportionale spektrale Ausstrahlung, $M_{\lambda} = \varepsilon M_{\lambda,s}$, besitzt. Da ε_{λ} und α_{λ} oft stark von der Wellenlänge und α_{λ} zusätzlich noch von der spektralen Bestrahlungsstärke E_{λ} abhängt, kann man im Normalfall bei einem realen Strahler nicht davon ausgehen, dass seine Oberfläche das gleiche Strahlverhalten wie die eines grauen Strahlers besitzt (zumindest, wenn man den gesamten Spektralbereich betrachtet). Die Annahme, dass eine reale Oberfläche der eines grauen Strahlers entspricht, lässt sich oft anwenden, wenn die spektral spezifische Bestrahlungsstärke E_{λ} und die spektral spezifische Ausstrahlung M_{λ} in einem Wellenlängenintervall liegt, in dem ε_{λ} und α_{λ} annähernd konstant sind (vgl. Abbildung 3.7). Dies ist oft der Fall, wenn der bestrahlte Körper eine ähnliche Temperatur besitzt wie die Strahlungsquelle, die ihn bestrahlt, denn dann liegen E_{λ} und M_{λ} im ähnlichen Leistungs- und somit im ähnlichen Wellenlängenbereich.

Mit Hilfe des Kirchhoff'schen Gesetzes lässt sich insbesondere für opake Medien, die als graue und diffuse Strahler beschrieben werden können, die Beziehung zwischen dem Absorptionsgrad, dem Transmissionsgrad und dem Reflexionsgrad aus Gleichung 3.10 stark vereinfachen, sodass gilt

$$\varepsilon = \alpha = (1 - r). \quad (3.14)$$

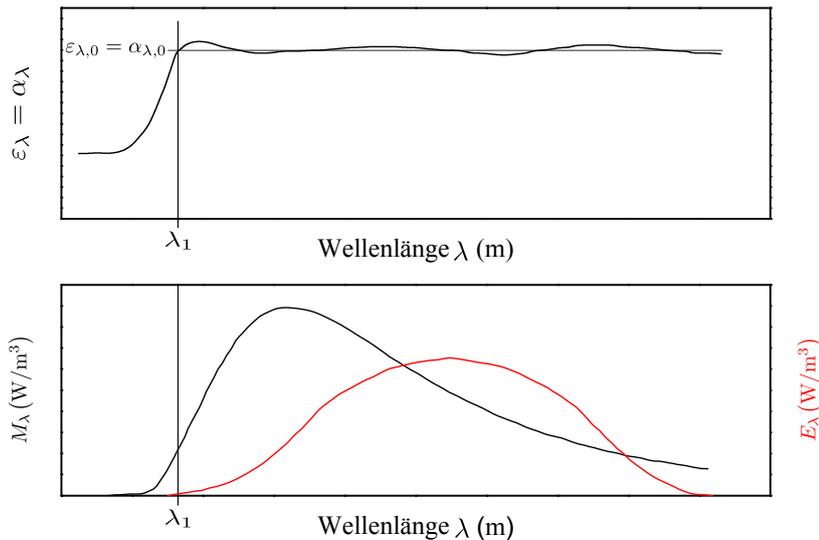


Abb. 3.7.: gültige Annahme für einen grauen Strahler für den Wellenlängenbereich $\lambda > \lambda_1$, da in diesem Bereich sowohl die spektral spezifische Bestrahlungsstärke E_λ als auch die spektral spezifische Ausstrahlung M_λ bei konstanten ε_λ und α_λ verlaufen (nach [BS06]).

Damit lässt sich z.B. in einfacher Form die von einem Körper von einer äußeren Quelle absorbierte Wärmestromdichte bestimmen. Dazu wird die sogenannte Helligkeit oder Radiosität H definiert. Sie gibt die Netto-Wärmestromdichte an, die die Oberfläche eines Körpers verlässt, wenn er von außen beleuchtet wird. Diese Größe stellt somit die Summe der spezifischen Ausstrahlung und des reflektierten Anteils der auf den Körper auftreffenden Strahlung dar

$$H = M + rE = M + (1 - \varepsilon) E. \quad (3.15)$$

Die Netto-Wärmestromdichte, die der Körper absorbiert, erhält man durch folgende Bilanzgleichung:

$$\dot{q} = E - H = \varepsilon (E - \sigma T^4). \quad (3.16)$$

Bei einer thermischen Analyse liegt oft ein System vor, bei dem sich mehrere Oberflächen gegenseitig anstrahlen. Der Strahlungsaustausch hängt dabei nicht nur von der Temperatur der strahlenden Flächen und den Eigenschaften der Strahlung sondern auch von der Geometrie und der Orientierung der Oberflächen zueinander ab. Um die geometrischen Verhältnisse und die Orientierung der Oberflächen zu bestimmen, wird der sogenannte Sichtfaktor, der auch Formfaktor genannt wird, verwendet. Wird von einer Fläche A_1 in den Halbraum über dieser Fläche, in dem sich eine zweite

Fläche A_2 befindet, eine Strahlleistung (Wärmestrom) Φ emittiert, so definiert der Sichtfaktor das Verhältnis zwischen der auf die Fläche A_2 fallenden Strahlleistung Φ_{12} zur gesamten in den Halbraum abgestrahlten Leistung. Ohne auf die Herleitung⁴ des Sichtfaktors einzugehen, wird er hier für den Fall angegeben, bei dem eine diffus strahlende Oberfläche A_1 , die eine konstante Temperatur besitzt und überall gleiche Strahleigenschaften aufweist, mit einer zweiten Oberfläche A_2 wechselwirkt [BS06]. Der Formfaktor lautet

$$F_{12} = \frac{\Phi_{12}}{\Phi_1} = \frac{1}{\pi A_1} \int_{A_1} \int_{A_2} \frac{\cos \theta_1 \cos \theta_2}{r^2} dA_1 dA_2. \quad (3.17)$$

Abbildung 3.8, in der zwei willkürlich zueinander orientierte Flächen dargestellt sind, verdeutlicht die geometrischen Parameter, die zur Berechnung des Sichtfaktors⁵ mittels Gleichung 3.17 eingehen. Die beiden Flächenelemente dA_1 und dA_2 sind über die Linie mit der Länge r , die gleichzeitig auch den Strahlengang veranschaulichen soll, verbunden. θ_1 und θ_2 sind die Winkel zwischen der Verbindungslinie und der jeweiligen Flächennormalen \mathbf{n}_1 und \mathbf{n}_2 .

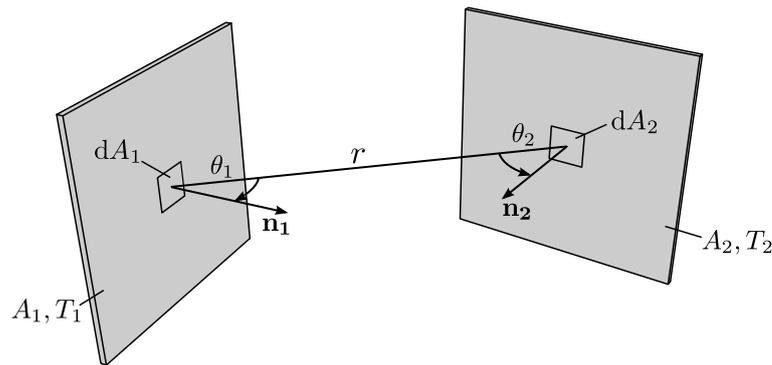


Abb. 3.8.: Darstellung der in die Berechnung des Sichtfaktors mittels Gleichung 3.17 eingehenden geometrischen Parameter; Linie r verbindet die beiden Flächenelemente dA_1 und dA_2 , θ_1 und θ_2 sind Winkel zwischen der Verbindungslinie und der jeweiligen Flächennormalen \mathbf{n}_1 und \mathbf{n}_2 (nach [BS06]).

Es lässt sich zusätzlich zeigen, dass die sogenannte Reziprozitätsbeziehung

$$A_1 F_{12} = A_2 F_{21} \quad (3.18)$$

⁴ Für eine Herleitung dieses Sichtfaktors ist hier auf [BS06] und [BIL11] verwiesen.

⁵ Sichtfaktoren für konkrete geometrische Anordnungen von Flächen können z.B. in [BS06] und [BIL11] nachgeschlagen werden.

gilt. Weiterhin lässt sich für einen geschlossenen Hohlraum mit n Flächen die Summenregel

$$\sum_{j=1}^n F_{ij} = 1, \quad i = 1, 2, \dots, n. \quad (3.19)$$

aufstellen.

Bei n Flächen müssen unter Anwendung der Reziprozitätsbeziehung und der Summenregel $\frac{n(n-1)}{2}$ Sichtfaktoren berechnet werden. Falls konvexe oder ebene Flächen, die sich selbst nicht anstrahlen können, vorliegen, lässt sich die Anzahl der zu berechnenden Sichtfaktoren minimieren [BS06]. Nichtsdestotrotz wächst der Rechenaufwand mit der Anzahl der strahlenden Flächen an. Auch bei der thermischen Simulation ist der Strahlenaustausch zwischen den verschiedenen Flächen die entscheidende Größe, die den Rechenaufwand und die Rechenzeit bestimmt.

In diesem Abschnitt wurde davon ausgegangen, dass die Oberflächen eines Körpers die Wärme mit ihrer Umgebung nur über Strahlung austauschen. Es existieren jedoch viele Probleme, bei denen die Wärmeübertragung an einer Oberfläche gleichzeitig durch Wärmestrahlung, Konvektion und Wärmeleitung stattfindet. Da die drei Wärmeübertragungsmechanismen unabhängig voneinander auftreten, erhält man die gesamte Wärmestromdichte, in dem man die zu den einzelnen Prozessen gehörigen Wärmestromdichten addiert [BIL11]

$$\dot{q}_{\text{ges}} = \dot{q}_{\text{Leit}} + \dot{q}_{\text{St}} + \dot{q}_{\text{Konv}}, \quad (3.20)$$

worin \dot{q}_{Leit} die Wärmestromdichte der Wärmeleitung, \dot{q}_{St} die Wärmestromdichte der Wärmestrahlung und \dot{q}_{Konv} die Wärmestromdichte der Konvektion darstellen.

3.3. Thermischer Kontaktwiderstand

Bei einer thermischen Untersuchung liegt oft eine Situation vor, bei der sich mehrere Komponenten des zu untersuchenden Systems berühren. In diesem Fall muss berücksichtigt werden, dass aufgrund von mikroskopischer Struktur von reellen Materialoberflächen die thermische Leitung zwischen solchen Komponenten nur über einen geringen Teil der scheinbaren Kontaktfläche erfolgt. Diese begrenzte thermische Leitung innerhalb eines reellen Kontakts führt zu einem Temperaturabfall ΔT , welcher mit Hilfe des gesamten thermischen Widerstandes R_{Verb} der Verbindungsstelle und

dem durch den gesamten Kontakt transportierten Wärmestrom \dot{Q} ausgedrückt werden kann [BK03, HN12]

$$\Delta T = R_{\text{Verb}} \dot{Q}. \quad (3.21)$$

Der gesamte thermische Leitwert⁶ der Verbindungsstelle ist über die gesamte scheinbare Kontaktfläche A_S definiert als

$$h_{\text{Verb}} = \frac{1}{R_{\text{Verb}} A_S}. \quad (3.22)$$

Zum gesamten thermischen Leitwert eines Kontakts tragen zum einen der Kontaktleitwert⁷ h_{Kont} der sich tatsächlich berührenden Flächen beider Körper, der Strahlungsleitwert⁸ h_{St} und der Zwischenraumleitwert⁹ h_{Zw} bei.

Die Ursache für den Strahlungsleitwert h_{St} ist der Strahlungsaustausch zwischen den Flächen in der Verbindungsstelle, die sich nicht direkt berühren. Der Zwischenraumleitwert h_{Zw} erfasst die mögliche thermische Leitung durch ein Fluid, welches sich in den Zwischenräumen der Verbindungsstelle befinden kann. Aufgrund des kleinen Abstandes der Zwischenstellen geht man bei diesem Wärmeübertrag von einer thermischen Leitung des Fluides und nicht von Konvektion aus [HN12].

Da die genannten Wärmeaustauschprozesse unabhängig voneinander sind und somit parallel ablaufen, gilt für den gesamten thermischen Leitwert der Verbindungsstelle

$$h_{\text{Verb}} = h_{\text{Kont}} + h_{\text{St}} + h_{\text{Zw}}. \quad (3.23)$$

Bei RIT-Triebwerken, welche unter Vakuumbedingungen arbeiten, existiert normalerweise kein Fluid, welches für den Wärmeaustausch in den Verbindungsstellen sorgen kann, sodass der Zwischenraumleitwert h_{Zw} gleich Null ist. Außerdem kann der Wärmeaustausch aufgrund von Strahlung innerhalb einer Kontaktstelle vernachlässigt werden, solange die Oberflächentemperatur kleiner als 600 °C ist [BK03, SCYM03]. Da dies bei μ NRIT-Triebwerken immer der Fall ist, braucht man bei der thermischen Analyse der Verbindungsstellen des μ NRIT's-2.5 nur den Kontaktleitwert h_{Kont} zu berücksichtigen. In dieser Arbeit wird daher explizit nur auf die Berechnung des Kontaktleitwertes eingegangen¹⁰, jedoch werden zunächst nützliche Beziehungen vorgestellt, die zur Charakterisierung der mikroskopischen Oberflächenstruktur verwendet werden.

⁶ engl. joint conductance

⁷ engl. contact conductance

⁸ engl. radiative conductance

⁹ engl. gap conductance

¹⁰ Die Berechnung des Zwischenraumleitwertes h_{Zw} wird z.B. in [BK03, Mul13b] und [SCYM03] behandelt und eine nähere Betrachtung des Strahlungsleitwertes h_{St} wird in [Mul13b] gegeben.

3.3.1. Parameter zur Charakterisierung von Oberflächenstrukturen

Um die Rauheit von Materialoberflächen zu beschreiben, wird einerseits die mittlere Rauheit¹¹ R_m verwendet, welche dem arithmetischen Mittel der Rauheit entspricht. Dieser Parameter ist definiert als [BK03, BCYS06, HN12]

$$R_m = \frac{1}{L} \int_0^L |y(x)| dx. \quad (3.24)$$

Andererseits ist der Gebrauch von der quadratischen Rauheit¹² σ üblich, welche als Standardabweichung auf das quadratische Mittel der Rauheit bezogen ist. Sie ist definiert als

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{L} \int_0^L y^2(x) dx}. \quad (3.25)$$

In beiden Beziehungen ist $y(x)$ der Abstand von der Mittelfläche, welche die Ebene auf der durchschnittlichen Höhe der Materialoberfläche darstellt. Die Größe L ist die betrachtete Pfadlänge entlang der x -Koordinate, welche eine genügend hohe Anzahl von Erhöhungen der Oberflächenrauheit enthält. Bei einer Gauß'schen Höhenverteilung der Oberflächensteilheit in Bezug auf die Mittelebene ergibt sich zwischen den mittleren und der quadratischen Rauheit folgende Beziehung:

$$\sigma = \sqrt{\frac{\pi}{2}} R_m. \quad (3.26)$$

Ein weiterer wichtiger Parameter zur Charakterisierung der Oberflächenrauheit ist die durchschnittliche absolute Steigung der Oberflächensteilheit¹³ m . Sie ist gegeben durch [BK03, BCYS06]

$$m = \frac{1}{L} \int_0^L \left| \frac{dy(x)}{dx} \right| dx. \quad (3.27)$$

Bei einer Gauß'schen Höhenverteilung hängt das quadratische Mittel der Steigung von der durchschnittlichen Steigung wie folgt ab:

$$m' = \sqrt{\frac{\pi}{2}} m. \quad (3.28)$$

¹¹ engl. average of roughness

¹² engl. root mean square of roughness

¹³ engl. absolute average asperity slope

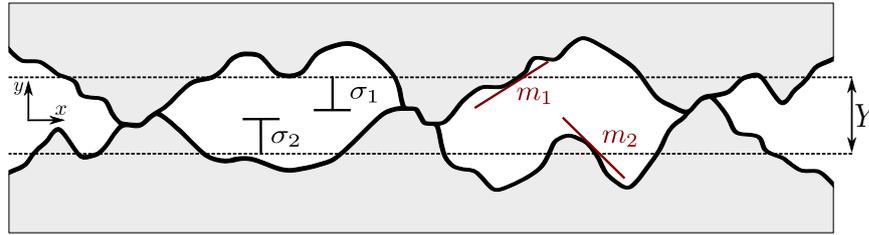


Abb. 3.9.: Grafische Veranschaulichung der quadratischen Oberflächenrauheit σ und der durchschnittlichen Steigung der Oberflächensteilheit m für zwei in Kontakt stehende Materialoberflächen (nach [HN12])

In Abbildung 3.9 ist der Kontakt zwischen zwei rauen Oberflächen schematisch dargestellt. Die beiden gestrichelten Linien kennzeichnen die Mittelebene der jeweiligen Materialoberfläche. Der Abstand zwischen den beiden Ebenen ist in dieser Abbildung mit Y bezeichnet. Diese Abbildung soll die quadratische Rauheit als auch die durchschnittliche Steigung der Oberflächensteilheit verdeutlichen. In dieser Abbildung ist auch zu sehen, dass die beiden in Kontakt stehenden Materialoberflächen oft unterschiedliche Oberflächenstrukturen aufweisen. Als Folge davon wird bei der Berechnung des thermischen Kontaktleitwertes mit effektiven Größen gearbeitet.

Für die effektive quadratische Oberflächenrauheit für zwei in Kontakt stehende Flächen gilt

$$\sigma_{\text{Kont}} = \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2} \quad (3.29)$$

und die effektive durchschnittliche Steigung der Oberflächensteilheit ist gegeben durch

$$m_{\text{Kont}} = \sqrt{m_1^2 + m_2^2}. \quad (3.30)$$

Es existieren verschiedene Beziehungen, die es ermöglichen, die durchschnittliche Steigung der Oberflächensteilheit mit Hilfe der quadratischen Oberflächenrauheit zu berechnen. Diese muss daher nicht explizit durch Messungen bestimmt werden.

In dieser Arbeit wird zur Berechnung der Steigung der Oberflächensteilheit die empirische Beziehung nach Lambert und Fletcher [LF97, BCYS06, HN12]¹⁴

$$m = 0.076 (\sigma [\mu\text{m}])^{0.52} \quad (3.31)$$

¹⁴ Weitere Beziehungen zur Berechnung der Steigung der Oberflächensteilheit sind z.B. in [BCYS06, HN12] angegeben.

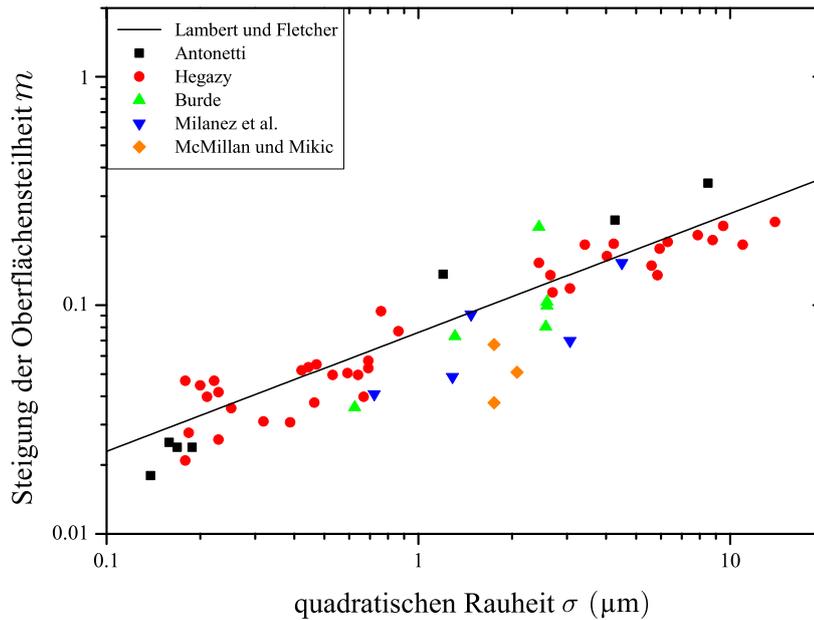


Abb. 3.10.: Vergleich zwischen den Beziehungen nach Lambert und Fletcher aus Gleichung 3.31 zur Berechnung der Steigung der Oberflächensteilheit m mit experimentell ermittelten Daten von Antonetti [Ant83, BCYS06], von Hegazy [Heg85, BCYS06], von Burde [Bur77, BCYS06] von Milanez et al. [MYM04, BCYS06] und von McMillan und Mikic [MM70, BCYS06]

verwendet, da sie die experimentell ermittelten Daten verschiedener Autoren (vgl. [Ant83, Heg85, Bur77, MYM04, MM70, BCYS06]) sehr gut wiedergibt.

Der Vergleich zwischen den Daten und der Relation nach Lambert und Fletcher ist in Abbildung 3.10 dargestellt.

Zur Bestimmung des thermischen Kontaktleitwertes existieren verschiedene Modelle, die sich darin unterscheiden, ob sich die mikroskopische Struktur einer Materialoberfläche plastisch oder elastisch verformt. Man unterscheidet im Wesentlichen zwischen dem plastischen, dem elastischen und dem elastisch-plastischen Modell. Alle diese Modelle machen die Annahme, dass die Oberflächensteilheit eine Gauß'sche Höhenverteilung besitzt [BK03].

In dieser Arbeit wird davon ausgegangen, dass aufgrund von geringen Kräften und den damit verbundenen Drücken, die auf die Kontaktoberflächen innerhalb des μNRIT 's-2.5 wirken, die auftretenden Verformungen der mikroskopischen Struktur vorwiegend elastisch sind. Im Folgenden wird daher nur auf das elastische Modell eingegangen¹⁵.

¹⁵ Weitere Modelle zur Berechnung von thermischen Kontaktleitwerten sind zusammenfassend in [BK03] oder [HN12] zu finden.

Im Triebwerk werden zum Teil Schrauben mit einem spitzen Fuß verwendet, welche sich in metallische Oberflächen eindrücken. Bei dieser Art von Verbindung und bei einer Schraubverbindung wird in dieser Arbeit immer ein idealer thermischer Kontakt angenommen.

3.3.2. Elastisches Modell

Das elastische Modell, das bei der thermischen Simulation des μ NRIT's-2.5 verwendet wurde, wurde von Mikic im Jahre 1974 entwickelt. Es gilt für isotrope raue Materialoberflächen, bei denen sich berührende Oberflächensteilheiten elastisch verformen. Nach diesem Modell ist der thermische Kontaktleitwert definiert als [BK03, HN12, Mul13b]

$$h_{\text{Kont}} = 1.54\lambda_{\text{Kont}} \frac{m_{\text{Kont}}}{\sigma_{\text{Kont}}} \left(\frac{\sqrt{2}p}{m_{\text{Kont}} E_{\text{Kont}}} \right)^{0.94}. \quad (3.32)$$

In dieser Beziehung stellt p den im Kontakt herrschenden Druck, λ_{Kont} die effektive Wärmeleitfähigkeit und E_{Kont} das effektive Elastizitätsmodul dar. Die effektive Wärmeleitfähigkeit des Kontaktes lässt sich mit Hilfe der beiden Wärmeleitfähigkeiten der in Kontakt stehenden Materialien λ_1 und λ_2 berechnen zu [BK03, HN12, Mul13b]

$$\lambda_{\text{Kont}} = \frac{2\lambda_1\lambda_2}{\lambda_1 + \lambda_2}. \quad (3.33)$$

Bezeichnet E_1 und E_2 das jeweilige Elastizitätsmodul und ν_1 und ν_2 die jeweilige Poissonzahl der beiden in Kontakt stehenden Materialien, so kann das effektive Elastizitätsmodul aus der folgenden Beziehung bestimmt werden [BK03, HN12, Mul13b]:

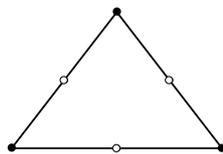
$$\frac{1}{E_{\text{Kont}}} = \frac{1 - \nu_1^2}{E_1} + \frac{1 - \nu_2^2}{E_2}. \quad (3.34)$$

Der in der Gleichung 3.32 angegebene thermische Kontaktleitwert h_{Kont} besitzt für das Verhältnis $10^{-5} \leq \frac{\sqrt{2}p}{m_{\text{Kont}} E_{\text{Kont}}} < 0.2$ eine Unsicherheit von $\pm 2\%$ [BK03]. Weiterhin ist anzumerken, dass der Kontaktleitwert, wie man es der Gleichung 3.32 entnehmen kann, nur mit der Potenz 0.06 von der effektiven durchschnittlichen Steigung der Oberflächensteilheit m abhängt.

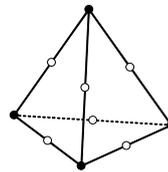
KAPITEL 4

Aufbau einer Simulation mittels der Finiten-Elemente-Methode

Die Finite-Elemente-Methode (FEM) ist ein numerisches Verfahren, das benutzt wird, um Differentialgleichungen wie z.B. die Fourier'sche Differentialgleichung zu lösen. Es kommt zur Anwendung, wenn bei einer technischen oder wissenschaftlichen Fragestellung aufgrund einer komplexen Geometrie oder eines anderen physikalischen Problems eine analytische Lösung äußerst schwer oder gar nicht auffindbar ist. Bei der FEM wird das in der Problemstellung zu untersuchende komplizierte System in einfache Teilgebiete, die sogenannte finiten Elemente, aufgeteilt (diskretisiert). Im zwei dimensionalen Raum werden dabei für die Teilgebiete Dreiecke (vgl. Abbildung 4.1(a)) oder Vierecke verwendet, während im dreidimensionalen Raum häufig Tetraeder (vgl. Abbildung 4.1(a)) oder Quader benutzt werden.



(a) Dreieck als Beispiel für ein 2D-Element



(b) Tetraeder als Beispiel für ein 3D-Element

Abb. 4.1.: Gebräuchliche finite Elemente zur Unterteilung eines zwei (a) bzw. eines dreidimensionalen (b) Systems

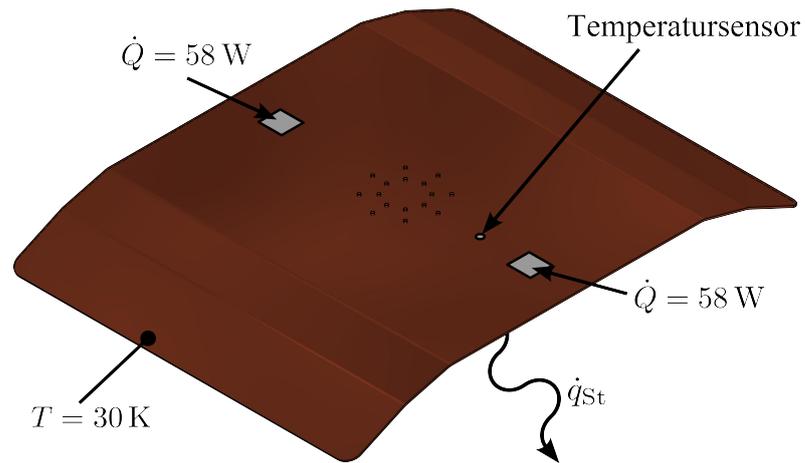
Das Ziel der FEM ist es, durch die Nutzung von einfachen Funktionen den exakten Verlauf einer gesuchten Größe, wie z.B. der Temperaturverteilung, innerhalb des gesamten Systems stückweise zu approximieren. Durch die Aufteilung des Systems in Teilgebiete und die Auswahl von passenden Ansatzfunktionen (Interpolationsfunktionen) lässt sich die dem Problem zugrundeliegende Differentialgleichung in ein Gleichungssystem umwandeln, welches Näherungswerte der gesuchten Größe an ausgezeichneten Stellen

eines finiten Elements enthält [GTR10]. Solch eine Stützstelle, die als Knoten bezeichnet wird, ist beispielsweise der Verbindungspunkt zwischen mehreren Elementen. Als Ansatzfunktionen werden oft Polynome erster oder höherer Ordnung verwendet. In diesem Zusammenhang ist zu erwähnen, dass unabhängig von der Wahl der Ansatzfunktion die exakte Lösung eines Problems mit zunehmender Anzahl der Elemente besser angenähert wird. Da die Form der Elemente frei wählbar ist, kann mit Hilfe der FEM eine Problemstellung in komplizierter Geometrie trotz der Näherungen sehr präzise gelöst werden. Die FEM bietet auch den Vorteil, dass man den Fokus auf bestimmte Bereiche eines Systems legen kann. Auf diese Weise kann in ausgewählten Gebieten eine Problemstellung mit höherer Auflösung exakter berechnet werden, während man den Rest des Systems mit einer niedrigeren Anzahl an Elementen versieht und so Rechenzeit spart.

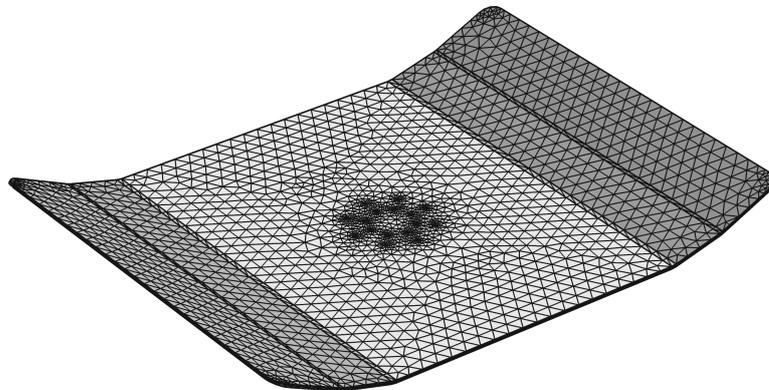
Die Analyse eines Systems mit Hilfe der FEM kann im Wesentlichen in drei Schritte unterteilt werden: das Pre-Prozessing, den Rechenlauf (Solver) und das Post-Prozessing [Kle12]. Diese drei Schritte der FEM-Analyse sollen mit Hilfe der in Abbildung 4.2 dargestellten thermischen Simulation einer kryogenen Pumpe (Panel) verdeutlicht werden. Durch das Abkühlen der Panel-Oberfläche auf eine Temperatur zwischen 10 und 50 K wird ermöglicht, dass Teilchen eines Gases, welche zufällig auf die Oberfläche des Panels gelangen, an diesem haften bleiben. Die dargestellte Simulation zeigt das Aufwärmverhalten einer solchen kryogenen Pumpe. Im Pre-Prozessing wird zunächst ein Modell des zu analysierenden Systems erstellt, d. h. es werden Anfangs- sowie Randbedingungen definiert und das Modell in finite Elemente aufgeteilt. Die Diskretisierung des Modells wird als Meshing bezeichnet. Das Modell wird oft mit Hilfe eines CAD-Programms erstellt und anschließend in das FEM-Programm importiert. Zusätzlich bieten viele FEM-Programme die Möglichkeit an, die Geometrie eines Modells intern aufzubauen oder zu verändern. Beim Aufbau eines Modells sollte man darauf achten, inwieweit man das zu untersuchende System durch das Ausnutzen von Symmetrien oder anderen physikalischen Gegebenheiten vereinfachen kann. Innerhalb des FEM-Programms werden dem Modell Anfangs- und Randbedingungen sowie den einzelnen Bauteilen die entsprechenden Materialien zugewiesen. Das dargestellte kryogene Panel besteht aus Kupfer mit einer verchromten Oberfläche, sodass in der Simulation für den Emissionsgrad der Panel-Oberflächen der des Chroms ($\varepsilon = 0.1$) verwendet wurde, während die restlichen Materialeigenschaften denen des Kupfers entsprachen. Als Randbedingung wurde den in Abbildung 4.2(a) durch zwei Vierecke gekennzeichneten Flächen eine Heizleistung von jeweils 58 W zugewiesen und zusätzlich der konkaven

Seite¹ des Paneels ermöglicht, dass sie gegen die Umgebung ($T = 300\text{ K}$) abstrahlen kann. Als Anfangsbedingung wurde dem Paneel eine Anfangstemperatur von 30 K zugewiesen. Anschließend wurde das Modell der kryogenen Pumpe diskretisiert und somit das kontinuierliche System in Teilbereiche, die mathematisch einfacher behandelt werden können, unterteilt. Das mit dem FEM-Programm *COMSOL Multiphysics*[®] generierte Netz ist in Abbildung 4.2(b) zu sehen. Je nach Problemstellung muss bestimmt werden, ob eine transiente oder eine stationäre Untersuchung durchgeführt werden soll und eventuell angegeben werden, ob das Problem mit einem bestimmten iterativen oder einem direkten Lösungsverfahren behandelt werden soll. In vielen Fällen wird jedoch vom FEM-Programm selbst ein geeignetes Lösungsverfahren vorgeschlagen. Nach anschließender Lösungsphase (Rechenlauf) können im Post-Prozessing die Daten ausgewertet und grafisch dargestellt werden. Bei der kryogenen Pumpe wurde eine transiente Analyse durchgeführt und die Zeit bestimmt, bei der ein Temperatursensor (in Abbildung 4.2(a) durch einen Kreis gekennzeichnet) eine Temperatur von 25 °C erreicht hatte. Hierfür war insgesamt eine Zeit von 1 Stunde, 28 Minuten und 45 Sekunden nötig; die Temperaturverteilung zu dem entsprechenden Zeitpunkt ist in Abbildung 4.2(c) gezeigt.

¹ Die restlichen Flächen sind gegenüber Strahlung mit Iso-Folie isoliert. Damit soll der Strahlungsaustausch zwischen der Wand der Vakuumtestanlage und den Oberflächen des Paneels unterdrückt werden.



(a) CAD-Zeichnung und Zuweisung von Anfangs- und Randbedingungen



(b) Diskretisierung des eingelesenen CAD-Modells

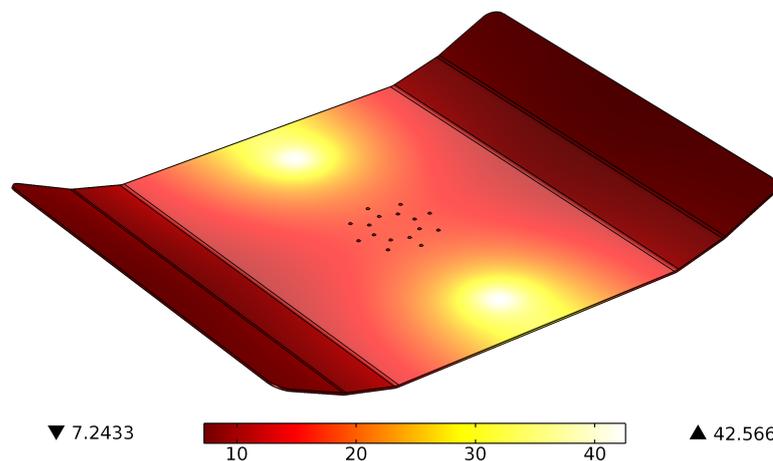
(c) Temperaturverteilung in $^{\circ}\text{C}$ nach einer Aufheizzeit von 1 Stunde, 28 Minuten und 45 Sekunden

Abb. 4.2.: Benötigte Schritte zur Analyse eines Systems mit Hilfe der Finiten-Elemente-Methode am Beispiel des Aufheizverhaltens einer kryogenen Pumpe

KAPITEL 5

Aufbau des Simulationsmodells und experimentelle Untersuchung

Bei der Untersuchung des μ NRIT's-2.5 auf seine Leistungsaufnahme und sein thermisches Verhalten werden sowohl simulationstechnische als auch experimentelle Methoden verwendet. Das vollständig dreidimensionale Simulationsmodell besteht aus zwei separaten Modellen, die mit dem Programm *COMSOL Multiphysics*[®] *Version 4.3b* erstellt wurden. Zur Bestimmung der Leistungsaufnahme in den einzelnen Komponenten des Triebwerks wird eine elektromagnetische Simulation benutzt.

Diese ist notwendig, da mit Hilfe einer experimentellen Untersuchung alleine die Bestimmung der eingekoppelten Leistung in die jeweiligen Komponenten nicht möglich ist. Die ermittelten Leistungswerte werden in der thermischen Simulation als Heizquellen verwendet, da außer an den Kontaktstellen zum Rezipienten und den Anschlusskabeln wie dem zum RFG das Triebwerk nur durch die elektromagnetische Einkopplung aufgeheizt wird. Die thermische Simulation ist notwendig, da nur sie den vollständigen Temperaturverlauf innerhalb des Triebwerks wiedergeben kann, während die experimentelle Analyse mittels Sensoren nur Temperaturen an singulären Stellen liefert und die Analyse mittels einer Thermokamera Temperaturverläufe nur an den äußeren Komponenten des Triebwerks bestimmt. Beide hier vorgestellten Simulationen beschreiben das μ NRIT-2.5 in seinem thermischen Gleichgewicht, also im stationären Zustand und nicht in einem transienten Stadium.

Experimentelle Daten werden zum einen als Eingangsparameter für die Simulation benötigt. So ist z.B. die elektromagnetische Simulation nur durch den Spulenstrom gesteuert, welcher durch einen Stromwandler gemessen wird. Zum anderen werden experimentelle Daten benutzt, um Materialparameter zu charakterisieren. Hier ist insbesondere die Bestimmung der Oberflächenrauheit, welche zur Ermittlung der Kontaktleitwerte notwendig ist, zu erwähnen. Des Weiteren werden experimentelle Daten benötigt, um die Richtigkeit der beiden Simulationsmodelle zu prüfen.

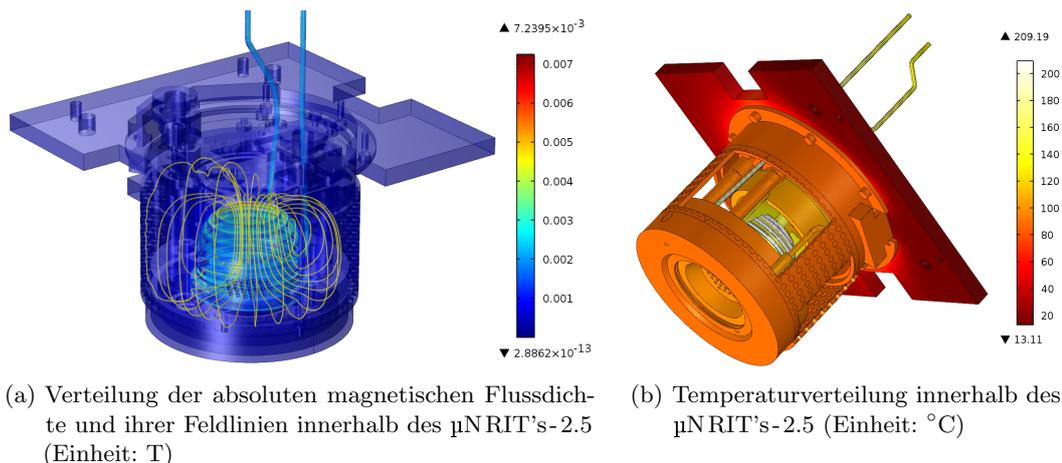


Abb. 5.1.: Beispiele für eine elektromagnetische und eine thermische Simulation ohne Plasma (Simulationsparameter: Simulation ohne Plasma mit dem Spulenstrom von (7.77 ± 0.01) A, der Arbeitsfrequenz von 2.846 MHz, der mittels der elektromagnetischen Simulation ermittelten Leistungsverteilung aus Tabelle 6.4(a) und Temperaturverteilung aus Tabelle 6.4(b) in Abschnitt 6.2)

In Abbildung 5.1 ist je ein Beispiel für eine elektromagnetische und eine thermische Simulation dargestellt. Während Abbildung 5.1(b) die thermische Verteilung innerhalb des Triebwerks zeigt, ist in Abbildung 5.1(a) die Verteilung der absoluten magnetischen Flussdichte und ihrer Feldlinien innerhalb des μ NRIT's-2.5 abgebildet. Beide Simulationen wurden für die thermische Messung ohne Plasma bei einem Spulenstrom von (7.77 ± 0.01) A und einer Arbeitsfrequenz von 2.846 MHz erstellt.

Im Weiteren werden sowohl die beiden Simulationsmodelle als auch die experimentelle Untersuchung des Triebwerks näher vorgestellt.

5.1. Simulationsmodell

5.1.1. Optimierung des CAD-Modells für die Simulation

In Abbildung 5.2 ist die Explosionszeichnung des Triebwerks dargestellt. Diese Zeichnung zeigt alle Triebwerkskomponente des CAD-Modells, das sowohl in der elektromagnetischen als auch in der thermischen Simulation verwendet wird. Das CAD-Modell wurde mit Programm *Autodesk® Inventor® Professional 2014* erstellt und beinhaltet alle wichtigen Elemente des Triebwerks. In der CAD-Zeichnung sind jedoch alle Komponenten des Triebwerks Pass auf Pass gezeichnet, damit keine Zwischenräume an den

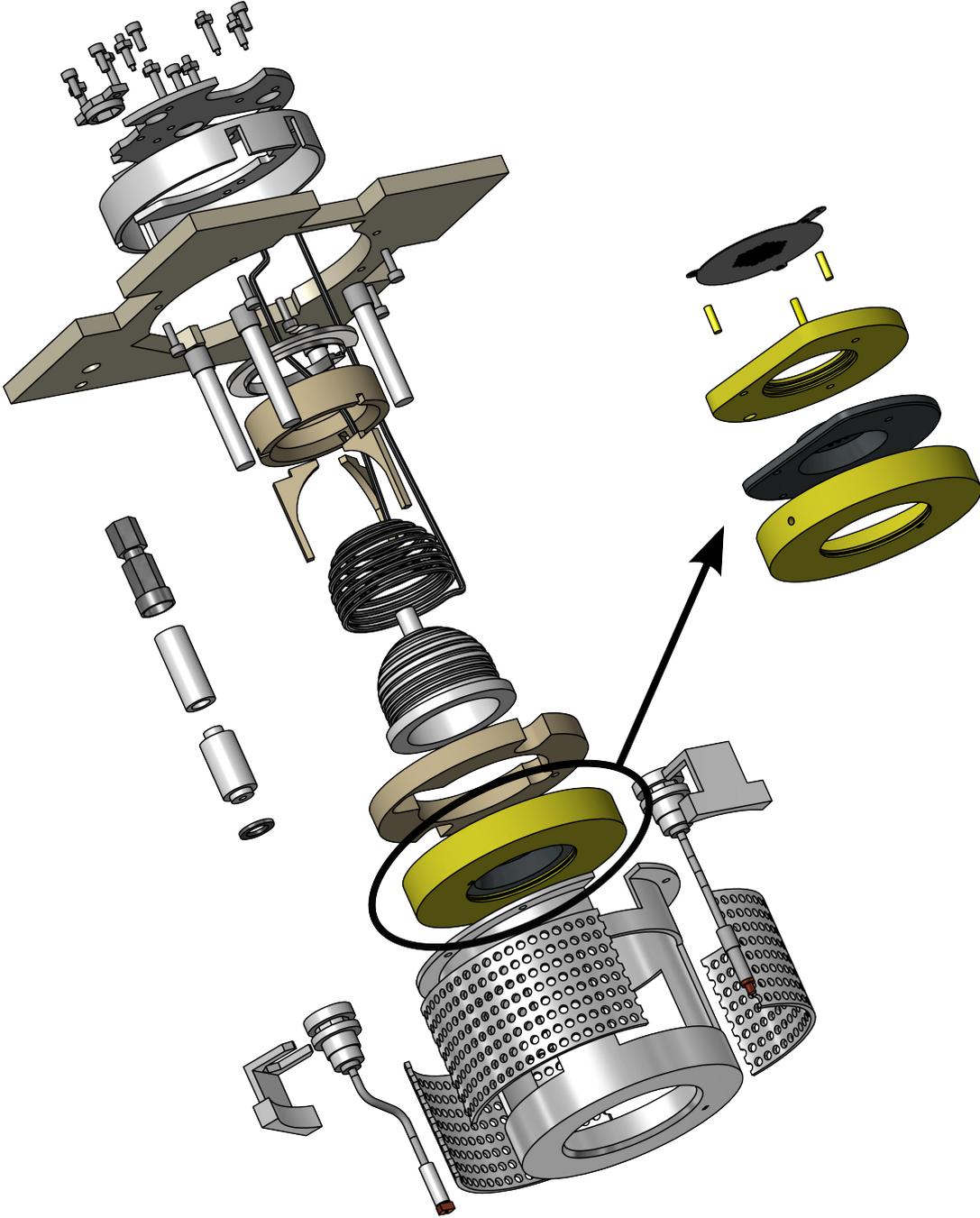


Abb. 5.2.: Explosionszeichnung des μN RIT's-2.5

Kontaktstellen vorhanden sind. Des Weiteren sind auch alle Fasen und viele Rundungen weggelassen. Diese beiden Maßnahmen verhindern, dass Gebiete entstehen, die mit einem sehr feinen Mesh versehen werden müssen, welches die Rechenzeit unnötig ansteigen lassen würde. Da jedoch durch beide Annahmen das korrekte thermische Verhalten verfälscht wird, wird durch die Definition von Kontaktwiderständen an den entsprechenden Stellen im Modell die der Realität entsprechende thermische Leitung zwischen den Komponenten nachempfunden.

Eine weitere Vereinfachung des Modells ist, dass die Spule eine achteckige anstatt einer runden Querschnittfläche besitzt. Diese Annahme ermöglicht eine bessere Mesh-Qualität der Spule und ihrer Umgebung. Es ist dabei beachtet worden, dass der Umfang der gezeichneten Spule dem der realen Spule entspricht. Dadurch ist gewährleistet, dass sowohl das thermische Verhalten an den Kontaktstellen der Spule zu den anderen Komponenten des Triebwerks als auch der Stromfluss, welcher aufgrund des Skineneffekt an der Oberfläche der Spule verläuft, richtig erfasst sind.

5.1.2. Elektromagnetisches Modell

Durch die Separation der beiden Modelle ist es möglich, das Mesh spezifisch für die jeweilige Problemstellung zu optimieren. So benötigt die elektromagnetische Simulation zur korrekten Berechnung der Felder eine Luftumgebung. Des Weiteren muss in der elektromagnetischen Simulation bei elektrisch leitenden Materialien das Mesh die Skintiefe auflösen. Bei den nicht so gut elektrisch leitenden Materialien helfen sogenannte Randschichten¹, um die Komponenten zu vernetzen. Als Randschicht wird ein Mesh bezeichnet, bei dem ein Oberflächen-Mesh in definierten Abständen ins Innere des Materials gelegt wird. Dadurch können die Abstände zwischen den einzelnen Schichten variabel gestaltet werden. In der elektromagnetischen Simulation müssen die Randschichten so gewählt sein, dass mehrere Skintiefen aufgelöst sind. Bei sehr gut leitenden Materialien, bei denen die Skintiefe verglichen zu den Abmessungen der Komponenten klein ist und der Strom somit fast ausschließlich an der Oberfläche fließt bzw. bei denen die elektromagnetische Felder nur gering ins Material eindringen, sind im Modell sogenannte Impedanz-Randbedingungen eingesetzt. Die Impedanz-Randbedingungen berechnen den Stromfluss bzw. das Eindringen der Felder an der Oberfläche und nicht im Inneren der Komponenten. Die Komponente ist somit nicht

¹ Auf Englisch als „boundary layer“ bezeichnet.

Bestandteil der elektromagnetischen Simulation, sondern nur ihre Oberfläche. Hierbei wird im Einzelnen folgende Gleichung gelöst [Mul13b]:

$$\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon - j\sigma/\omega}} \mathbf{n} \times \mathbf{H} + \mathbf{E} - (\mathbf{nE}) \mathbf{n} = (\mathbf{nE}_Q) \mathbf{n} - \mathbf{E}_Q. \quad (5.1)$$

In dieser Gleichung bezeichnet μ die magnetische Permeabilität, ε die elektrische Permittivität und σ die Leitfähigkeit des elektrischen Leiters. Analog zur magnetischen Permeabilität, für die $\mu = \mu_r \mu_0$ gilt, ist die elektrische Permittivität definiert als $\varepsilon = \varepsilon_r \varepsilon_0$, wobei ε_r die Permittivitätszahl² des Leitermaterials und ε_0 die Permittivität des Vakuums ist. ω steht in der Gleichung 5.1 für die Kreisfrequenz des elektromagnetischen Feldes, \mathbf{n} für die Flächennormale, \mathbf{H} für das magnetische Feld und \mathbf{E} für das elektrische Feld. \mathbf{E}_Q ist ein zusätzliches elektrisches Feld, mit dem als Quelle ein Oberflächenstrom auf dem Leiter definiert werden kann. Durch den Gebrauch von Impedanz-Randbedingungen lässt sich die Rechenzeit³ drastisch verkürzen.

Die elektromagnetische Simulation berücksichtigt weiterhin für alle wichtigen Materialien die thermische Abhängigkeit der elektrischen Leitfähigkeit, wobei die für die Simulation benötigten Temperaturen für die einzelnen Komponenten aus den thermischen Messungen am Triebwerk stammen. Die thermische Abhängigkeit der elektrischen Leitfähigkeit der Triebwerkskomponenten ist im Anhang dokumentiert. Sind die Temperaturen der Komponenten unbekannt, so muss die korrekte Leistungseinkopplung und das richtige thermische Verhalten iterativ mit der elektromagnetischen und der thermischen Simulation ermittelt werden.

Die Überprüfung des elektromagnetischen Modells wurde mit Hilfe eines LCR-Meters durchgeführt. Dazu wurden bei einer Erregerfrequenz von 3 MHz zum einen der Gesamtwiderstand und die Gesamtinduktivität des Triebwerks bestimmt und zum anderen nur der Widerstand und die Induktivität der Triebwerksspule vermessen. Während der Messungen, die außerhalb der Vakuumtestanlage stattfanden, wiesen die Triebwerkskomponenten annähernd eine Temperatur von 20 °C auf. Das verwendete LCR-Meter wird in Abschnitt 5.2.4 vorgestellt. Die Ergebnisse der Messung und die dazugehörigen Simulationsergebnisse sind in Tabelle 6.1 im Abschnitt 6.1 aufgelistet.

² ε_r wird auch relative Permittivität genannt.

³ Für die Simulation wird eine Workstation mit 24 Kernen und 500 Gb Arbeitsspeicher verwendet, wobei zur Berechnung der elektromagnetischen Simulation ca. 200 Gb Arbeitsspeicher bei einer Rechenzeit von ca. 2 Stunden 30 Minuten benötigt wird.

5.1.3. Thermisches Modell

Verglichen mit der elektromagnetischen Simulation stellt die thermische keine allzu hohe Ansprüche an das Meshing. Das Mesh muss nur fein genug sein, um die thermische Leitung innerhalb des Triebwerks auflösen zu können. Die thermische Leitung stellt weder einen besonderen Anspruch an die Rechenzeit noch an die Größe des Arbeitsspeichers. Des Weiteren benötigt das Modell der thermischen Simulation keine Luftumgebung, sodass die Anzahl an Meshzellen verglichen zu der elektromagnetischen Simulation deutlich geringer ist. Das Ausschlaggebende bei der thermischen Simulation, das entscheidend in die Rechenzeit eingeht, ist die Berechnung der Sichtfaktoren bei der Analyse der sich gegenseitig anstrahlenden Flächen innerhalb des Triebwerks. Eine manuelle Vorsortierung und eine manuelle Gruppierung der sich gegenseitig anstrahlenden Flächen ermöglicht es aber, eine Simulation in einer vertretbaren Zeit rechnen zu lassen. So ist z.B. bei der thermischen Simulation des μ NRIT's-2.5 die gegenseitige Anstrahlung der innen liegenden Flächen innerhalb der Löcher, die sich im Gittersystem oder im Lochblech des Gehäuses befinden (vgl. Abbildung 5.2), nicht berücksichtigt, da diese Flächen annähernd auf der gleichen Temperatur liegen und somit der Leistungsaustausch zwischen diesen Flächen vernachlässigbar ist. Bei der Gruppierung werden Flächen manuell zusammengefasst, bei denen es wahrscheinlich ist, dass sie durch Strahlung miteinander wechselwirken. Ohne die manuelle Gruppierung von Flächen und somit der ausschließlich selbstständig vom Computer berechneten Sichtfaktoren steigt die Rechenzeit des thermischen Modells drastisch an. Trotz der vorher manuell durchgeführten Vorsortierung und Gruppierung der sich anstrahlenden Flächen beträgt die momentane Rechenzeit der in dieser Arbeit vorgestellten thermischen Simulation des μ NRIT's-2.5 ca. 15 Stunden⁴ bei einem benötigten Arbeitsspeicher von ca. 100 Gigabyte.

Ein weiterer wichtiger Punkt bei der thermischen Analyse ist die Berücksichtigung der Kontaktwiderstände zwischen den sich berührenden Bauteilen. In Abbildung 5.3 ist der Unterschied in der thermischen Verteilung des μ NRIT's-2.5 bei Berücksichtigung bzw. Vernachlässigung der Kontaktwiderstände gezeigt. Bei beiden Simulationen sind ansonsten alle restlichen Randbedingungen identisch. Der Spulenstrom in beiden Simulationen beträgt (7.77 ± 0.01) A bei einer Arbeitsfrequenz von 2.846 MHz. Damit ergibt sich eine Leistungsverteilung, wie sie in Tabelle 6.4(a) aufgelistet ist. Wie in Abbildung 5.3 zu erkennen ist, unterscheiden sich sowohl die maximalen Werte der

⁴ Im Falle einer Iteration benötigt nur der erste Schritt die 15 Stunden, während die Folgeschritte eine wesentlich kürzere Zeit brauchen. So braucht z.B. eine Simulation mit drei Iterationsschritten ca. 19 Stunden.

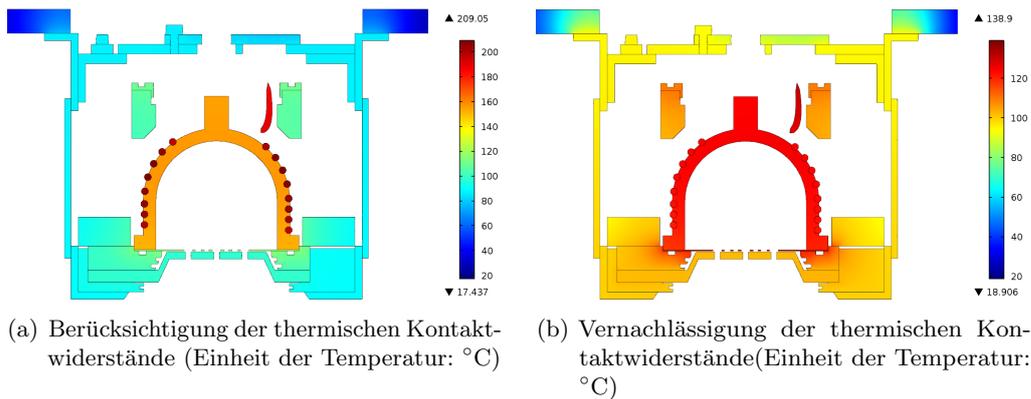


Abb. 5.3.: Einfluss der thermischen Kontaktwiderstände auf das thermische Verhalten des μ NRIT's-2.5 (Simulationsparameter: Simulation ohne Plasma mit dem Spulenstrom von (7.77 ± 0.01) A, der Arbeitsfrequenz von 2.846 MHz) und der mittels der elektromagnetischen Simulation ermittelten Leistungsverteilung aus Tabelle 6.4(a) in Abschnitt 6.2)

Temperatur als auch die thermischen Verteilungen. Während sich die Temperatur bei Vernachlässigung der Kontaktwiderstände nahezu kontinuierlich im Triebwerk verteilt und die maximale Temperatur relativ niedrig bleibt, besitzt die thermische Verteilung bei Berücksichtigung der Kontaktwiderstände scharfe Abgrenzungen, wie es z.B. zwischen der Spule und dem Plasmaentladungsgefäß zu sehen ist, und die maximale Temperatur nimmt hohe Werte an.

Die Kontaktleitwerte zwischen den einzelnen Komponenten des Triebwerks wurden nach der im Abschnitt 3.3 beschriebenen Art und Weise berechnet, wobei beim Kontakt zwischen der Spule und dem Plasmaentladungsgefäß einfach nur ein Leitwert vorgegeben wurde.

Die zur Bestimmung der Kontaktleitwerte benötigten Rauheiten der wichtigsten Triebwerksmaterialien wurden mit der im Abschnitt 5.2.5 erläuterten Messmethoden ermittelt.

Ein weiterer entscheidender Faktor bei der Bestimmung der Kontaktleitwerte ist der Druck, der zwischen den Flächen sich berührender Triebwerkskomponenten herrscht. Da es jedoch schwer ist, diesen zu messen, wurde dieser durch die Verteilung der durch die Schrauben auf die Flächen wirkenden Kräfte bestimmt. Das μ NRIT-2.5 ist so aufgebaut, dass insgesamt nur sieben Schrauben am Deckel mit Ausnahme des Gasein-

lasses⁵ alle restlichen im Inneren des Triebwerks sich befindenden Komponenten gegen den unteren Teil des Gehäuses drücken und so das Triebwerk zusammenhalten. Dabei sorgen vier Schrauben dafür, dass das Gittersystem über vier Stäbe gegen das Gehäuse gedrückt wird. Die restlichen drei Schrauben drücken das Plasmaentladungsgefäß über eine spezielle Vorrichtung bestehend aus mehreren Komponenten (siehe Abbildung 5.2) gegen das Gittersystem. Bei der Ermittlung der Leitwerte wurde von der Vereinfachung ausgegangen, dass jede der genannten Schrauben mit der gleichen Kraft gegen die Flächen drückt, sodass es ausreicht, diese Größe jeweils nur einmal zu bestimmen. Die Kraft⁶ wurde in der thermischen Simulation iterativ bestimmt.

Da beim μ NRIT-2.5 die Spule in das Plasmaentladungsgefäß hineingeschraubt wird und dort aus mechanischer Sicht eher undefiniert eingebettet ist, lässt sich der Druck zwischen den beiden Komponenten nicht bestimmen. Dies ist der Grund, wieso hier der Leitwert zwischen der Spule und dem Plasmaentladungsgefäß vorgegeben wurde und nicht berechnet werden konnte.

Das Hauptproblem bei der Bestimmung der Kontaktleitwerte ist, dass aufgrund der thermischen Expansion der Materialien der Druck zwischen den Flächen von der Temperatur abhängt. Um die Temperaturabhängigkeit eines Kontaktleitwertes zu ermitteln, muss man daher für mehrere Temperaturen eine Iteration in der thermischen Simulation durchführen, was jedoch sehr zeitintensiv ist.

In Abbildung 5.4 ist die Anordnung und Benennung der Temperatursensoren zur Messung der Temperatur an der Spule und dem Plasmaentladungsgefäß gezeigt. Der Leitwert zwischen der Spule und dem Plasmaentladungsgefäß ist iterativ so abgestimmt, dass die Werte an den Temperatursensoren „Spule 3“ und „Gefäß“ in der Simulation mit den experimentellen Messwerten übereinstimmen.

Weiterhin wurden die Anbindungsstellen am Kabel (Sensoren „Spule 1“ und „Spule 2“), das das Triebwerk mit dem Radiofrequenzgenerator verbindet, thermisch vermessen, sodass diese Temperaturen in die Simulation als Randbedingung eingehen können. Diese Temperaturmessungen sind notwendig, da zum einen die Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstandes des RFG-Kabels nicht bekannt ist und zum anderen die Simulation des gesamten Kabels nicht sinnvoll ist. Die Kenntnis der Temperaturen

⁵ Der Gaseinlass selbst ist durch zwei separate Schrauben am Deckel befestigt. Er übt eine vernachlässigbare Kraft auf das Gittersystem aus und kann somit bei der thermischen Leitung der restlichen Komponenten außer Acht gelassen werden.

⁶ Auch die exakte experimentelle Bestimmung dieser Kraft lässt sich nur schwer umsetzen. Es ist zwar möglich mit Hilfe des Anzugsdrehmoments eines Schlüssels die Kraft zu bestimmen, die auf die Schrauben wirkt, jedoch wie hoch diese wirkende Kraft wirklich auf die Flächen innerhalb des Triebwerks drückt oder sich durch Reibung im Gewinde der Schrauben verteilt, ist schwer bestimmbar.

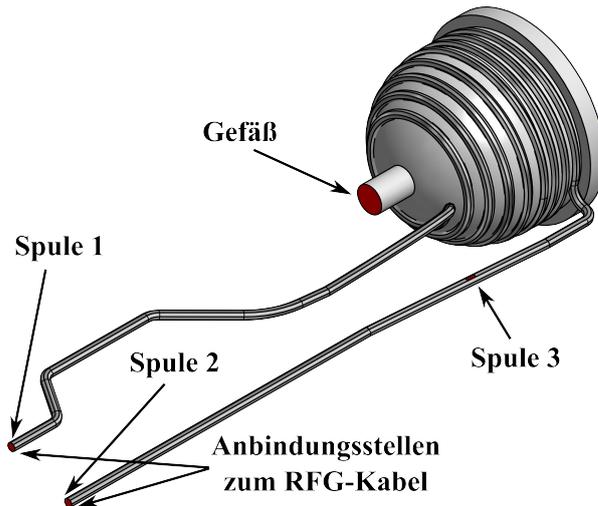


Abb. 5.4.: Verdeutlichung der Einbettung der Spule ins Plasmaentladungsgefäß des μ NRIT's-2.5 und Anordnung und Benennung der Temperatursensoren zur Messung der Temperatur an der Spule und am Plasmaentladungsgefäß

erlaubt es aber, die im Kabel deponierte oder durch das Kabel abtransportierte Leistung⁷ als Temperaturrandbedingung in der Simulation zu erfassen.

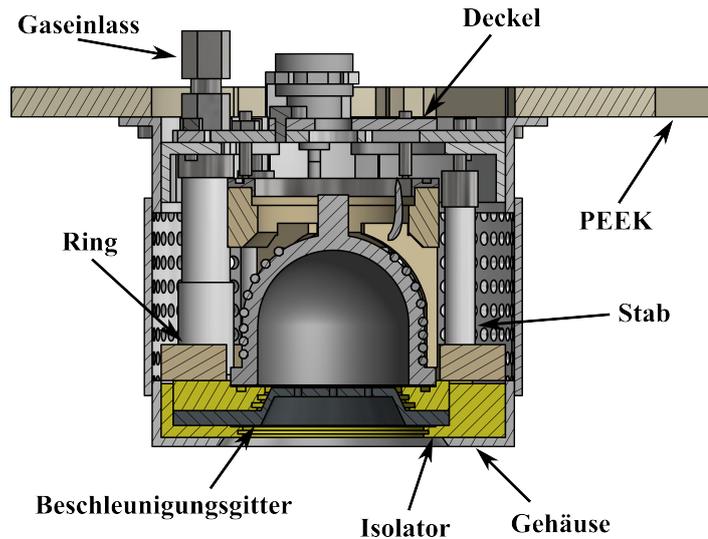
Das Triebwerk war während der Messung mit der Vakuumtestanlage über eine PEEK⁸-Platte verbunden. An dieser Kontaktstelle ist in der Simulation die gemessene Temperatur (Sensor „Mounting“ in Abbildung 5.5(c)) als Randbedingung eingepflegt.

Weitere Temperatursensoren waren während der Messung am gesamten Triebwerk so verteilt, dass der Temperaturverlauf innerhalb des Triebwerks und insbesondere entlang des Gittersystems messtechnisch aufgelöst werden konnte, ohne den Betrieb zu stören. Abbildung 5.5 zeigt die Platzierungen dieser Temperatursensoren am Triebwerk. Während mit Hilfe der Unterabbildung 5.5(a) die Positionen der Sensoren am gesamten Triebwerk schematisch verdeutlicht werden, zeigen die restlichen Unterabbildungen die genaue Lage des jeweiligen Sensors an der jeweiligen Triebwerkskomponente.

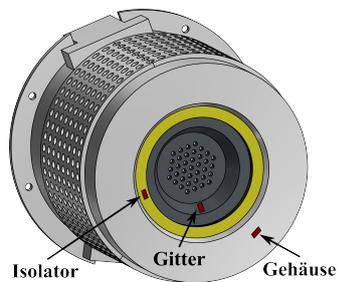
Ein weiterer Sensor war außerdem in der Vakuumkammer platziert, sodass die Umgebungstemperatur erfasst werden konnte, die in der Simulation zur Bestimmung der abgestrahlten Leistung zwischen den Triebwerksflächen und der Umgebung verwendet wird.

⁷ Die Erwärmung der Spule kann durch die inneren Leistungsverluste im Kabel verursacht werden. Eine mögliche Abkühlung der Spule kann dadurch zustande kommen, da das Kabel die Spule mit dem wassergekühlten Radiofrequenzgenerator verbindet.

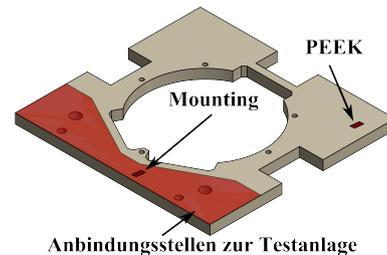
⁸ Polyetheretherketon



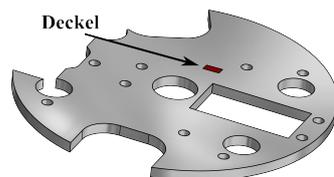
(a) Verteilung aller Sensoren mit Ausnahme der an der Spule und dem Plasmaentladungsgefäßes



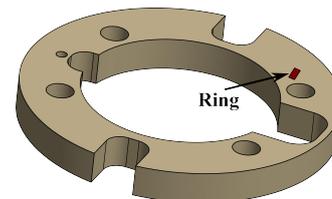
(b) präzise Position der Sensoren am Beschleunigungsgitter, am Isolator und am Gehäuse



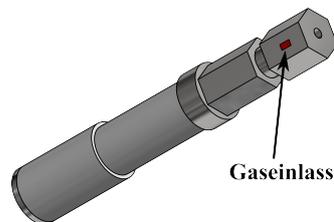
(c) Position des Sensors an der PEEK-Platte und Kennzeichnung der Anbindungsstelle zur Vakuumtestanlage



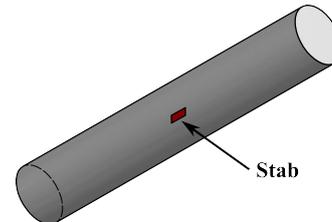
(d) Position des Sensors am Deckel



(e) Position des Sensors am HGW-Ring, der das Gittersystem gegen das Gehäuse drückt



(f) Position des Sensors am Gaseinlass



(g) Position des Sensors innerhalb des Stabes

Abb. 5.5.: Kennzeichnung und Verteilung der Temperatursensoren während der thermischen Vermessung des μ NRIT's-2.5 (die dargestellten Komponenten sind nicht maßstabsgetreu)

Die Temperaturabhängigkeit der Kontaktleitwerte zwischen den Triebwerkskomponenten, die durch die Kraft der Schrauben zusammengepresst sind, wurde anhand der Messdaten beim Betrieb des Triebwerks ohne Plasma iterativ bestimmt. Dieses Vorgehen ist gerechtfertigt, da diese Übergänge nahezu unabhängig von dem Leistungsübertrag durch das Plasma sind. Eine komplexere Situation besteht innerhalb des Gittersystems, da der Plasmagrenzanker in direktem Kontakt mit dem Plasma steht.

Zur Beschreibung wurde zunächst mittels der elektromagnetischen Simulation, die durch den gemessenen Spulenstrom als Eingangsparameter gesteuert wurde, die in den einzelnen Komponenten des Triebwerks deponierte Leistung bestimmt. Dieser Leistungseintrag und die Temperaturrandbedingungen an den Anbindungsstellen zum Triebwerk und zur Triebwerksumgebung wurden in die thermische Simulation eingepflegt und die Iteration der Kraft und des Leitwertes zwischen der Spule und dem Plasmaentladungsgefäß durchgeführt. Die Ergebnisse der Messungen sind in Abschnitt 6.2 gezeigt.

Die iterative Abstimmung des Leitwertes zwischen der Spule und dem Plasmaentladungsgefäß ist jedoch nicht möglich, da das Plasma das Plasmaentladungsgefäß aufheizt und es dadurch thermisch expandiert, was wiederum den thermischen Übergang beeinflusst.

5.1.4. Analyse des Plasmas

In dieser Arbeit werden das elektromagnetische und das thermische Simulationsmodell dazu benutzt, um Plasmaparameter, insbesondere die ins Plasma eingekoppelte Leistung sowie die Plasmaleitfähigkeit, zu bestimmen. Die Verwendung der thermischen Analyse zur Ermittlung der im Plasma eingekoppelten Leistung ist darin begründet, dass im thermischen Gleichgewicht die gesamte ins Plasma eingekoppelte Leistung entweder auf die inneren Wände des Plasmaentladungsgefäßes und des Plasmagrenzankers deponiert wird oder durch die Öffnungen des Gittersystems verloren geht. Die auf den Wänden deponierte Leistung sorgt wiederum dafür, dass sich das Plasmaentladungsgefäß aufheizt. Das Plasma stellt somit für das thermische Verhalten des Triebwerks lediglich eine Heizquelle dar.

Da die Plasmaleitfähigkeit über die Gleichung 2.30 mit der ins Plasma eingekoppelten Leistung zusammenhängt, lässt sich diese bei der Ermittlung der ins Plasma deponierten Leistung mit Hilfe der elektromagnetischen Simulation, welche die Verteilung der von der Triebwerkspule erzeugten elektrischen und magnetischen Felder berechnet,

bestimmen. Zur Bestimmung der ins Plasma eingekoppelten Leistung wurden dabei folgende Schritte ausgeführt:

- Überprüfung des elektromagnetischen Modells ohne Plasma
- Kalibrierung des thermischen Simulationmodells ohne Plasma
- Iteration der Plasmaleitfähigkeit innerhalb des elektromagnetischen Modells und Bestimmung der ins Plasma eingekoppelten Leistung
- Reduzierung der im elektromagnetischen Modell ermittelten Leistung um den durch die Öffnungen des Gittersystems verlorengegangenen Leistungsanteil
- Einpflegen der reduzierten Leistung als homogen verteilten Leistungsfluss auf die inneren Wände des Plasmaentladungsgefäßes und des Plasmagrenzankers innerhalb der thermischen Simulation
- Iteration des Leitwertes zwischen der Spule und dem Plasmaentladungsgefäß innerhalb des thermischen Modells
- Abgleich der simulierten Temperaturverteilung mit den am Triebwerk gemessenen Temperaturwerten
- Falls keine Übereinstimmung auftritt, ab dem dritten Punkt alle Schritte wiederholen

Stimmen die simulierten und gemessenen Temperaturwerte überein, so kann geschlossen werden, dass die durch die Simulation bestimmte Leistung der in der Realität ins Plasma eingekoppelten Leistung entspricht.

Bei dem beschriebenen Verfahren zur Ermittlung der ins Plasma eingekoppelten Leistung kann entweder eine im gesamten Plasmagebiet homogen verteilte Plasmaleitfähigkeit verwendet werden oder man kann eine Leitfähigkeit benutzen, die mit einer Verteilungsfunktion über das Plasmagebiet gewichtet ist und somit die der Realität entsprechende Verteilung der Plasmaleitfähigkeit besser annähert. In dieser Arbeit werden sowohl eine homogene als auch eine mit einer parabolischen Verteilung gewichtete Plasmaleitfähigkeit untersucht. Die Ergebnisse sind in Abschnitt 6.3 gezeigt.

Zur Berechnung der Plasmaleitfähigkeit für einen bestimmten Betriebspunkt des Triebwerks muss, wie in Abschnitt 2.3.7 erläutert wurde, die Neutralteilchendichte, die Plasmadichte und die Elektronentemperatur für den jeweiligen Betriebspunkt bekannt sein. Im umgekehrten Fall bedeutet das aber auch, dass bei der Kenntnis der Plasmaleitfähigkeit und zwei der genannten Plasmaparameter der dritte Plasmaparameter bestimmt werden kann. In dieser Arbeit wird die im Abschnitt 2.3.7 vorgestellte

Theorie verwendet, um mit Hilfe der durch die thermische Analyse ermittelten Plasmaleitfähigkeit auf die Plasmadichte zu schließen.

Zur Bestimmung der Neutralteilchendichte wurde die Leitfähigkeit des Gittersystems und die theoretische Ausarbeitung verwendet, wie sie in Abschnitt 2.6 vorgestellt wurde.

Die Elektronentemperatur wurde in dieser Arbeit aus dem Plasma-Wandpotential bestimmt, wobei das Plasma-Wandpotential gemessen wurde. Dazu wurde bei drei Messungen, bei denen das Triebwerk mit Extraktion lief und nachdem es seinen thermischen Gleichgewichtszustand erreicht hatte, die Energie des Ionenstrahls mit Hilfe eines Retarding Potential Analyzers (RPA) gemessen. Da die Ionen ihre Energie durch die Beschleunigungsspannung gewinnen, die sich aus der am Plasmagrenzanker anliegenden positiven Hochspannung U_{PHV} und dem im Plasma abfallenden Plasma-Wandpotential U_{PW} zusammensetzt, kann das Plasma-Wandpotential auch außerhalb des Triebwerks gemessen werden. Das Plasma-Wandpotential ist wiederum eine Kombination aus dem Wandpotential bzw. Randschichtpotential, das in Gleichung 2.21 angegeben ist, und dem Plasmapotential.

In dieser Arbeit wurde mit einem Xenon-Gasfluss von 0.15 sccm und einem minimalen Ionenstrom von 4.15 mA, der aus dem Plasma den Plasmagrenzanker passiert⁹, gearbeitet. Mit der Annahme, dass die Ionen und die Neutralteilchen die Temperatur des Plasmaentladungsgefäßes von 165.1 °C besitzen, ergibt sich unter Zuhilfenahme des Gitter-Leitwertes und dem zu dem Ionenstrom äquivalenten Gasfluss (siehe Abschnitt 2.6) eine Neutralteilchendichte von $2.4 \cdot 10^{19} \frac{1}{m^3}$. Aus der Gleichung 2.28 für die Stöße zwischen den Ionen und Atomen erhält man damit einen Wirkungsquerschnitt von $2.2 \cdot 10^{-18} m^2$. Mit diesem Wirkungsquerschnitt und der genannten Neutralteilchendichte ergibt sich wiederum eine freie Weglänge für Stöße zwischen Ionen und Atomen von ca. 1.9 cm. Aufgrund der geringen Abmessungen des μ NRIT's-2.5 durchlaufen bei den in dieser Arbeit betrachteten Gasflüssen die Ionen die Vorschicht annähernd kollisionsfrei, sodass für die Bestimmung des Plasmapotentials Gleichung 2.24 verwendet werden kann. Die Elektronentemperatur lässt sich damit über folgende Gleichung¹⁰ berechnen:

$$T_e = \frac{U_B - U_{PHV}}{0.854 + 0.5 \ln\left(\frac{m_i}{2\pi m_e}\right)}, \quad (5.2)$$

⁹ Dieser Ionenstrom unterscheidet sich meist vom extrahierten Strom, da ein Teil des Ionenstromes bei nicht optimaler Ionenoptik durch Wechselwirkung mit dem Beschleunigungsgitter verloren geht. Dieser auf das Beschleunigungsgitter deponierte Strom bringt einen Leistungsübertrag mit sich. Da bei den Untersuchungen des μ NRIT's-2.5 dieser Energieübertrag bei maximal 0.126 W lag und somit recht gering war, wurde er bei der thermischen Analyse nicht berücksichtigt.

¹⁰ Diese Gleichung gilt streng genommen für die Mitte der Plasmaentladung.

worin U_B die gemessene Beschleunigungsspannung der Strahlionen ist. Bei der Bestimmung der Plasmadichte wurde außerdem die vereinfachende Annahme getroffen, dass sowohl die Neutralteilchendichte als auch die Elektronentemperatur im gesamten Plasmagebiet einen konstanten Wert besitzen. Es wurde daher davon ausgegangen, dass durch jede Öffnung des Gittersystems der gleiche Massenfluss ausströmt. Zur Bestimmung der Elektronentemperatur wurde der Schwerpunkt bzw. der Mittelwert der gemessenen Potentialverteilung verwendet. Die Messmethode des RPA's ist in Abschnitt 5.2.6 vorgestellt. Die Ergebnisse zur Ermittlung der Plasmaparameter mit Hilfe der thermischen Analyse und die dazu gehörigen Messungen sind in Abschnitt 6.3 zu finden.

5.2. Experimentelle Untersuchungen

5.2.1. Vakuumtestanlage „BigMac“

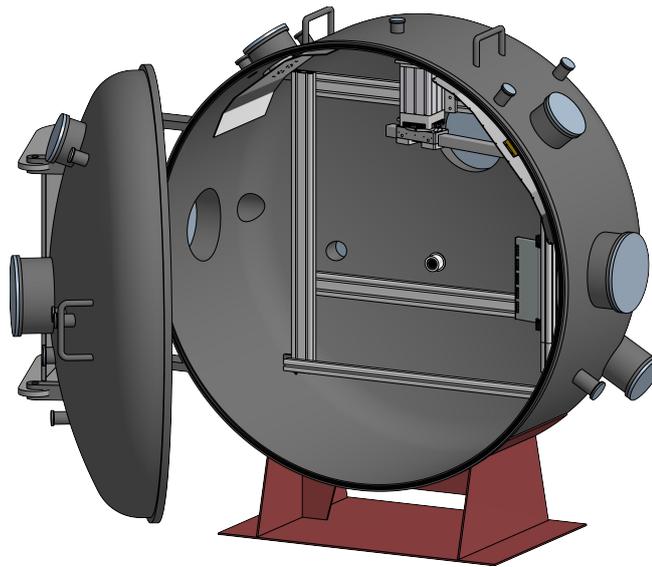


Abb. 5.6.: Zur thermischen Untersuchung des μ NRIT's-2.5 verwendete Vakuumtestanlage „BigMac“ (von [Köh17])

Alle Tests zur Untersuchung des thermischen Verhaltens des Triebwerks und zur Bestimmung der Elektronentemperatur wurden in der Vakuumtestanlage „BigMac“ durchgeführt. Diese Testanlage ist in Abbildung 5.6 gezeigt. Sie besitzt eine zylindrische

Form, wobei die Grundflächen gewölbt sind. Sie hat einen Durchmesser von ca. 1.7 m. An ihrer breitesten Stelle besitzt sie eine Tiefe von ca. 1.1 m. Das Volumen beträgt 2.1 m^3 . Für die Bereitstellung des Vakuums sorgen zwei Turbomolekularpumpen und zwei kryogenischen Pumpen mit einer Gesamtsaugleistung von $25000 \frac{1}{\text{s}}$ für Xenon. Mit Hilfe dieses Pumpensystems ist es möglich, bei laufendem μNRIT -2.5 einen Druck für Xenon im oberen 10^{-7} mbar zu erreichen.

Das Triebwerk ist während des Betriebs in der Kammer auf einem Gestell aus Aluminiumprofilen montiert. Es befindet sich auf einer Höhe von ca. 0.6 m und bezogen auf die Stahlrichtung und die breiteste Stelle der Kammer in einem Abstand von ca. 0.8 m zur Kammerwand.

Obwohl die Panele der beiden kryogenischen Pumpen eine Temperatur von etwa 30 K aufweisen, weicht die Temperatur in der Vakuumkammer (insbesondere am Ort des Triebwerks) nur kaum von der Raumtemperatur ab, da das Flächenverhältnis zwischen der Kühl- und Gesamtfläche der Anlage zu gering ist.

5.2.2. Temperaturmessung

Zur thermischen Vermessung des μNRIT 's-2.5 wurden Pt100-Sensoren verwendet. Bei diesen Sensoren wird zur Messung der Temperatur die Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstandes von Platin benutzt. Die Pt100-Sensoren sind zur Gewährleistung der Austauschbarkeit durch die DIN EN 60751-Norm [DIN09, KG] normiert. Diese Norm legt zum einen die Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstandes fest und gibt zum anderen die maximal zulässige Messabweichung von der Kennlinie an. So besitzt die Kennlinie bei Platin-Sensoren für den in dieser Arbeit interessanten Bereich zwischen 0°C und 850°C folgende Form:

$$R(T) = R_0 (1 + AT + BT^2) , \quad (5.3)$$

wobei die Koeffizienten $A = 3.9083 \cdot 10^{-3} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ und $B = -5.775 \cdot 10^{-7} \text{ }^\circ\text{C}^{-2}$ lauten. R_0 heißt Nennwert und gibt den elektrischen Widerstand der Platin-Sensoren bei 0°C an, der bei Pt100-Sensoren 100Ω beträgt.

In dieser Arbeit wurde zur Bestimmung der Temperatur zum einen Sensoren der Toleranzklasse A und zum anderen Sensoren der Toleranzklasse 1/3 DIN B verwendet.

Die Sensoren der Toleranzklasse 1/3 DIN B besitzen für eine bestimmte Temperatur eine maximal zulässige Messabweichung von

$$\Delta T = \pm \frac{1}{3}(0.3 + 0.005 |T|), \quad (5.4)$$

sie sollten aber nur in dem spezifizierten Temperaturbereich¹¹ eingesetzt werden [Gmbb]. Verglichen dazu weisen die Sensoren der Toleranzklasse A für eine bestimmte Temperatur eine maximale zulässige Messabweichung von

$$\Delta T = \pm(0.15 + 0.002 |T|) \quad (5.5)$$

auf, sie können aber in dem Temperaturbereich von -70 °C bis 300 °C benutzt werden [KG].

Da an der Spule und an dem Gefäß höhere Temperaturen auftreten, wurden hier Sensoren der Toleranzklasse A eingesetzt, welche von der Firma „JUMO“ hergestellt wurden. Die restlichen Komponenten des Triebwerks wurden mittels Temperatursensoren der Toleranzklasse 1/3 DIN B vermessen, wobei diese von der Firma „Heraeus“ stammen. Bei der Temperaturmessung wurde die sogenannte Vierdrahtmessung verwendet. Hierbei wird der Messstrom durch eine zweiaderige Leitung zugeführt und der Spannungsabfall über den Sensor mittels der übrigen beiden Adern gemessen. Auf diese Weise erreicht man eine präzise Temperaturmessung, da die Leitungs- und elektrische Kontaktwiderständen die Messung nicht beeinflussen.

Zur Unterdrückung von äußeren Störsignalen und zur Gewährleistung von rauscharmen Messungen wurden weiterhin verdrehte Zuleitungen benutzt.

Das $\mu\text{NRIT-2.5}$ wurde bei seiner thermischen Analyse so lange in einem eingestellten Arbeitspunkt betrieben, bis es ein stationäres thermisches Gleichgewicht erreicht hatte, wozu mindestens drei Stunden benötigt wurden. In Abbildung 5.7 sind als Beispiel Temperaturverläufe an den genannten Messstellen innerhalb des Triebwerks in Abhängigkeit der Betriebsdauer gezeigt. Hierbei wurde das Triebwerk ohne Plasma der Reihe nach mit den folgenden stufenweise eingestellten RFG-Eingangsleistungen bzw. Spulenströmen betrieben: 17.4 W bzw. $(8.97 \pm 0.02)\text{ A}$, 14.99 W bzw. $(8.41 \pm 0.02)\text{ A}$, 12.5 W bzw. $(7.77 \pm 0.01)\text{ A}$, 10 W bzw. $(7.02 \pm 0.02)\text{ A}$ und 7.57 W bzw. $(6.19 \pm 0.02)\text{ A}$.

¹¹ Bei manchen Herstellern weicht der angegebene Temperaturbereich für die einzelnen Toleranzklassen ab. So ist z.B. bei „Heraeus“ für die Toleranzklasse 1/3 DIN B ein Temperaturbereich von 0 °C bis 150 °C und bei „JUMO“ ein Bereich von -50 °C bis 200 °C angegeben.

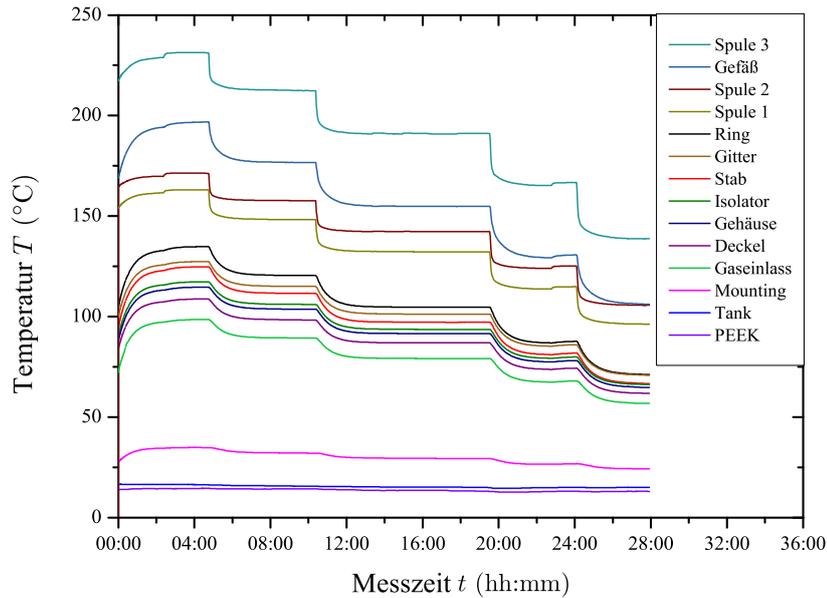


Abb. 5.7.: Zeitliche Abhängigkeit bei der thermischen Vermessung des μ NTRIT's-2.5 ohne Plasma für folgende der Reihe nach stufenweise eingestellte RFG-Eingangsleistungen bzw. Spulenströmen: 17.4 W bzw. (8.97 ± 0.02) A, 14.99 W bzw. (8.41 ± 0.02) A, 12.5 W bzw. (7.77 ± 0.01) A, 10 W bzw. (7.02 ± 0.02) A und 7.57 W bzw. (6.19 ± 0.02) A

Die in Kapitel 6 tabellarisch aufgelisteten Temperaturen sind Mittelwerte aus hundert Temperaturwerten, die ermittelt wurden, nachdem das Triebwerk für den jeweiligen Arbeitspunkt sein thermisches Gleichgewicht erreicht hatte. Als Unsicherheit der Temperaturmessung wird im Folgenden für die entsprechenden Toleranzklassen die maximal zulässige Messabweichung nach Gleichung 5.4 und 5.5 angegeben.

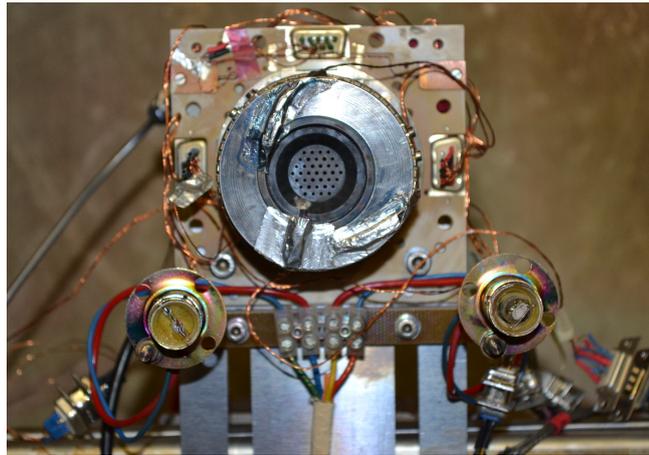


Abb. 5.8.: Foto des verwendeten μ NRIT's-2.5 nach Abschluss aller Messungen

In Abbildung 5.8 ist das μ NRIT-2.5 nach Abschluss der gesamten thermischen Vermessung gezeigt. Die beiden an der unteren Kante der PEEK-Platte befestigten Filamente, die im Normalbetrieb zur Strahlneutralisation benutzt werden, wurden während der thermischen Vermessung nicht verwendet, sodass sie das thermische Verhalten des Triebwerks während der Messung nicht beeinflussen konnten.

5.2.3. Strommessung



Abb. 5.9.: Eingesetzter Stromsensor zur Messung des Spulenstromes (Sensormodell 2878 der Firma „Pearson“)

Für jeden in dieser Arbeit thermisch untersuchten Arbeitspunkt des μ NRIT's-2.5 wurde der durch die Induktionsspule des Triebwerks fließende Strom gemessen. Dazu wurde ein kommerziell erhältlicher Stromsensor bzw. Stromwandler¹² der Firma „Pearson“

¹² engl. current monitor

(Modell 2878) benutzt, der den Spulenstrom induktiv misst. Dieser Sensor ist in Abbildung 5.9 dargestellt. Er kann für Ströme im Frequenzbereich zwischen 30 Hz und 70 MHz mit einem maximalen Effektivwert von 10 A eingesetzt werden. Der durch ein Zertifikat bescheinigte Amplitudenfehler beträgt bei diesem Sensor 0.3 %.

In der Praxis wies der gemessene Spulenstrom Schwankungen auf, die größer als die 0.3 % waren und die höchstwahrscheinlich durch das Triebwerk bzw. durch Instabilitäten im Schwingkreis bestehend aus dem Triebwerk und dem RFG verursacht wurden. Für die Simulation wurde der Mittelwert des gemessenen Spulenstromes verwendet. Die gemessene Abweichung von dem Mittelwert ist in dieser Arbeit als Messunsicherheit für den Spulenstrom angegeben.

5.2.4. Messung mit dem LCR-Meter

Zur Überprüfung des elektromagnetischen Modells wurde das LCR-Meter 4285A der Firma „Keysight Technologies“¹³ benutzt. Der LCR-Meter ist in dem Frequenzbereich zwischen 75 kHz und 30 MHz mit einer Auflösung von 100 Hz und einer Genauigkeit von 1% einsetzbar. Der Vergleich zwischen den gemessenen und den mit Hilfe der Simulation bestimmten Widerständen und der Induktivitäten der Induktionsspule als auch des gesamten Triebwerks sind in Tabelle 6.1 im Abschnitt 6.1 notiert. Die angegebene Messunsicherheit wurde nach der dem LCR-Meter zugehörigen Betriebsanleitung [Tec01] und dem Dokument [Tec08] ermittelt. Der Messunsicherheit hängt unter anderem von der Temperatur, der Kabellänge zwischen dem LCR-Meter und der Probe und der Anschlussvorrichtung ab.

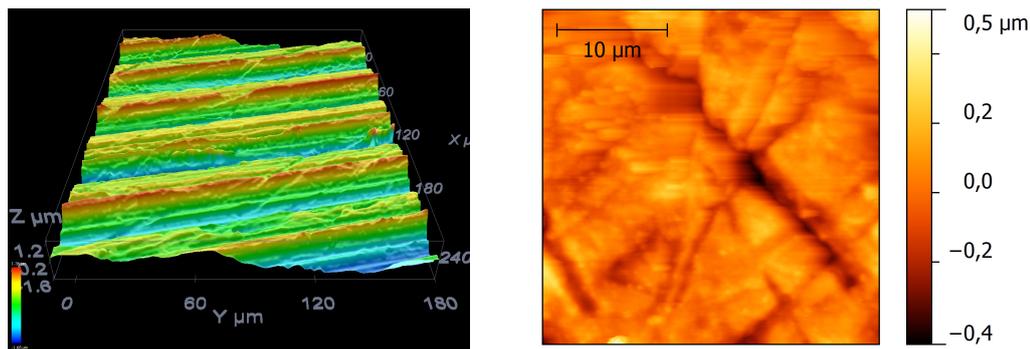
5.2.5. Vermessung der Oberflächenrauheit

Die Oberflächenrauheit der Triebwerkskomponenten wurde mit Ausnahme vom Plasmagrenzanker mit dem Mikroskop „PLu neox 3D Optical Profiler“ der Firma Sensofar konfokal vermessen. Es wurde ein Objektiv mit einer optischen Auflösung von 0.17 μm benutzt. Ein Beispiel für eine Messung mit diesem Mikroskop ist in Abbildung 5.10(a) zu sehen. Es zeigt die Oberfläche des aus Aluminium bestehenden Deckels. Zur Vermessung der Oberfläche des Plasmagrenzankers kam hingegen ein Rasterkraftmikroskop der Firma SmartSPM zum Einsatz. Abbildung 5.10(b) zeigt die mit diesem Rasterkraftmikroskop aufgenommene Oberfläche des aus Molybdän bestehenden Plasmagrenzankers. Mit dem Mikroskop wurde die Materialoberfläche der Triebwerkskomponenten jeweils

¹³ Das Gerät wurde vormals von der Firma „Agilent Technologies“ vertrieben.

an vier verschiedenen Punkten vermessen. Der im Anhang bei dem jeweiligen Material angegebene quadratische Mittel der Rauheit (root mean square der Rauheit) σ ist der Mittelwert dieser Messungen, während die Messunsicherheit die maximale Abweichung vom Mittelwert ist.

Bei der Rasterkraftmikroskop Messung wurden hingegen nur zwei Messungen durchgeführt. Auch hier stellt der angegebene Wert den Mittelwert dar und die Messunsicherheit die Abweichung von diesem.



(a) mit dem Mikroskop „PLu neox 3D Optical Profiler“ konfokal gemessene aus Aluminium bestehende Deckeloberfläche

(b) Rasterkraftmikroskop-Messung des aus Molybdän bestehenden Plasmagrenzankers

Abb. 5.10.: Beispiele für die Bestimmung der Oberflächenrauheit mittels des Mikroskops „PLu neox 3D Optical Profiler“ und des Rasterkraftmikroskops der Firma SmartSPM

5.2.6. Messmethode des RPA's

Ein Retarding Potential Analyzer ist eine Messapparatur, die zur energetischen Vermessung eines Ionenstrahls benutzt wird. Das Messprinzip des RPA's besteht darin, dass man dem Ionenstrahl eine Potentialbarriere entgegensetzt, die die Ionen des Strahls abbremst. Die Energie der Ionen ergibt sich aus dem angelegten Potential, wenn die Ionen es nicht mehr schaffen, die bereitgestellte Potentialbarriere zu überwinden. Hierbei wird das Bremspotential in einem gewählten Intervall, das den Bereich der zur Energieverteilung des Ionenstrahls äquivalente Potentialverteilung abdeckt, stufenweise erhöht und der Ionenstrom nach dem Passieren der Potentialbarriere mit dem sogenannten Kollektor detektiert.

Für die energetische Vermessung des Ionenstrahls wurde in dieser Arbeit ein RPA verwendet, bei dem der Kollektor gleichzeitig die Bremsselektrode darstellt. Dieser Typ vom RPA wurde von Peter Köhler entwickelt [Köh17]. Dieser RPA bietet den Vorteil, dass die Bremsselektrode eine ebene Äquipotentialfläche darstellt, sodass die Ionen über die gesamte Fläche der Bremsselektrode abgebremst werden. Er hat aber den Nachteil, dass die gesamte Messelektronik auf das Bremspotential hochgelegt werden muss, sodass die Detektion des Ionenstromes, welcher typischerweise im nA-Bereich liegt, aufwendig ist. Der verwendete RPA-Kopf besitzt drei Kanäle, mit denen die Energie des Ionenstrahls gemessen wird. Der prinzipielle Aufbau eines dieser Kanäle ist in Abbildung 5.11(a) gezeigt und die CAD-Zeichnung des RPA-Kopfes ist in Abbildung 5.11(b) dargestellt.

Jeder der drei energieselektiven Kanäle besteht von links nach rechts gesehen aus einer

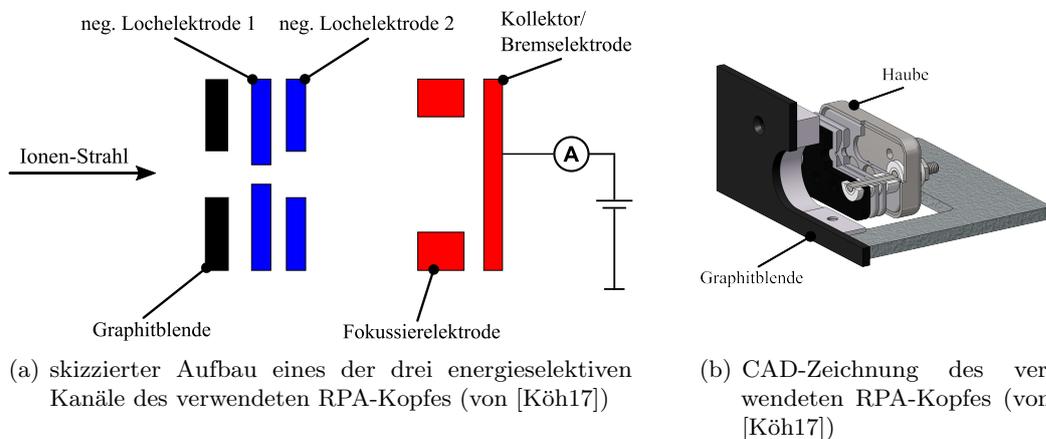
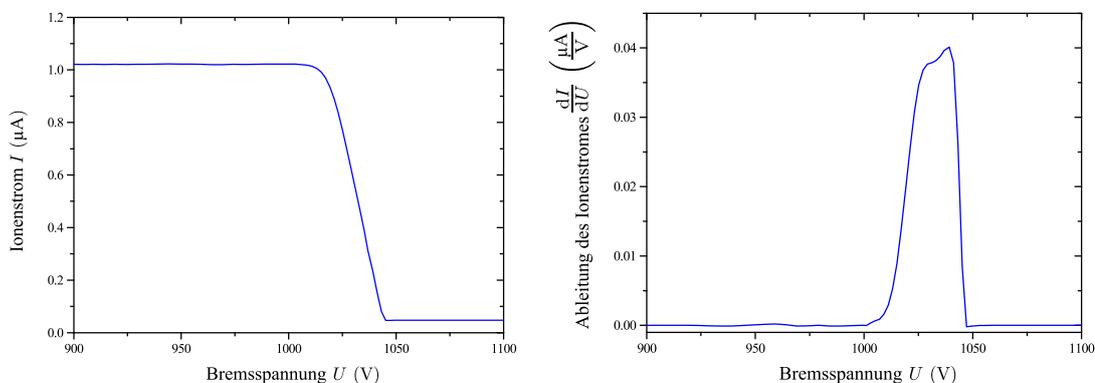


Abb. 5.11.: Aufbau des RPA-Kopfes mit einem hochgelegenen Kollektor

Graphitblende, zwei negativ geladenen Lochelektroden, einer auf positivem Potential liegenden Fokussierelektrode und einer Bremsselektrode, die gleichzeitig als Kollektor für die Ionen dient. Die Graphitblende verhindert aufgrund ihrer hohen Resistenz gegenüber Sputtern beim Ionenbeschuss die Entstehung von unnötigen Sputterprodukten, welche sowohl das Triebwerk als auch die Vakuumtestanlage mit den in ihr integrierten Detektoren und Pumpen beschädigen könnten. Die vordere negative Lochelektrode, die die Eintrittsöffnung des Kanals darstellt, sorgt dafür, dass die zur Neutralisation in den Strahl injizierten Elektronen nicht in den Kanal eindringen. Die zweite Lochelektrode, die gegenüber der vorderen Lochelektrode eine negativere Spannung aufweisen muss, sorgt dafür, dass Sekundärelektronen, welche durch den Ionenbeschuss der vorderen Lochelektrode entstehen, nicht zum Kollektor gelangen, sondern aus dem RPA-Kopf

nach außen gedrückt werden. Die Aufgabe der Fokussierelektrode, die zu jeder Zeit auf dem gleichen positiven Potential wie die Bremsselektrode gelagert ist, ist es, die Divergenz des verlangsamten Strahls zu unterdrücken. Dies ist notwendig, da vom RPA nur die Energiekomponente der Ionen abgebremst wird, die senkrecht auf die Fläche der Potentialbarriere auftrifft. Der RPA-Kopf als Ganzes besitzt weiterhin auf der Eintrittsseite eine Graphitblende. Die wiederum zur Unterdrückung von unerwünschten Sputterprodukten dient. Der gesamte Kollektor wird auf der rückwärtigen Seite von einer Haube umschlossen, die genau wie die Fokussierelektrode zu jeder Zeit auf dem gleichen positiven Potential wie der Kollektor liegt. Diese Haube verhindert die Entstehung von Kriechströmen vom Kollektor und unterbindet die damit verbundene Verfälschung des detektierten Ionenstromes.



(a) gemessene Strom-Spannungs-Charakteristik (b) aus der Strom-Spannungs-Charakteristik berechnete Potentialverteilung des Ionenstrahls

Abb. 5.12.: Beispiel für eine Messung des RPA am μ NRIT-2.5 (Triebwerksparameter während der Messung: Massenfluss von 0.15 sccm, Spulenstrom von (7.05 ± 0.05) A, Arbeitsfrequenz von 2.865 MHz, Eingangsleistung des RFG's von 14.91 W, Spannung am Plasmagrenzanker von 1000 V, Spannung am Beschleunigungsgitter von -150 V, Extraktionsstrom von 5.49 mA)

Abbildung 5.12(a) zeigt als Beispiel eine mit dem in dieser Arbeit verwendeten RPA aufgenommene Strom-Spannungs-Charakteristik des μ NRIT's-2.5. Während dieser Messung wurde das Triebwerk mit einem Massenfluss von 0.15 sccm und einem Spulenstrom von (7.05 ± 0.05) A bei einer Arbeitsfrequenz von 2.865 MHz betrieben, sodass es bei einer positiven Hochspannung am Plasmagrenzanker von 1000 V und bei einer negativen Hochspannung am Beschleunigungsgitter von -150 V einen Ionenstrom von

5.49 mA extrahierte. Hierbei wurde der Radiofrequenzgenerator mit einer Eingangsleistung von 14.91 W betrieben.

Bildet man die negative Ableitung der aufgenommenen Messkurve nach der Bremsspannung U_{Brems} , so erhält man eine Beziehung für die Spannungs- bzw. Potentialverteilungsfunktion des Ionenstrahls $f(U)$. Bei einem Ionenstrahl, der nur aus einer Teilchensorte (z.B. Xenon) besteht, bei dem die Ionen jedoch verschiedene Ladungszustände annehmen können, lautet diese Beziehung wie folgt [BP93, Kin98]:

$$-\left. \frac{dI(U)}{dU} \right|_{U=U_{\text{Brems}}} = \sum_j \frac{A_K q_j^2 e^2}{m_i} f_j(U) . \quad (5.6)$$

In dieser Gleichung gibt q_j den Ladungszustand der Ionen an, wobei der Index j die möglichen Ladungszustände durchläuft. Mit A_K ist hier die für den Ionenstrahl effektive offene Kollektorfläche bezeichnet. Diese Fläche hängt maßgeblich von der Ausrichtung und der Transparenz der Elektroden innerhalb des RPA-Kopfes ab. Bei dem verwendeten RPA sind die selektiven Kanäle so gestaltet, dass die Öffnung der ersten negativen Elektrode die effektiv offene Kollektorfläche darstellt.

Abbildung 5.12(b) zeigt die Potentialverteilung des Ionenstrahls, die aus der in Abbildung 5.12(a) dargestellten Messkurve berechnet wurde. Wie zu erkennen ist, ist die Verteilungsfunktion um einen bestimmten positiven Wert gegenüber der am Plasmagrenzanker anliegenden Spannung von 1000 V verschoben. Diese Verschiebung gibt das Plasma-Wand-Potential wieder, aus dem wiederum mit der Gleichung 5.2 die Elektronentemperatur berechnet werden kann.

Die Genauigkeit des verwendeten RPA-Kopfes wurde experimentell aus der hochenergetischen Abrisskante der gemessenen Strom-Spannungs-Charakteristik bestimmt und beträgt 0.5 V.

KAPITEL 6

Ergebnisse

6.1. Überprüfung des elektromagnetischen Modells

Das elektromagnetische Modell wurde, wie im Abschnitt 5.2.4 beschrieben, mittels Messungen mit einem LCR-Meter überprüft. Die Ergebnisse der Messung für die Induktivitäten und den Widerständen der Spule als auch des gesamten Triebwerks, die Messunsicherheit dieser Größen, die durch Simulation bestimmten Induktivitäten und Widerstände, die absolute und die relative¹ Abweichung zwischen den gemessenen und aus Simulationen gewonnenen Werten sind in Tabelle 6.1 zusammengefasst. Wie zu erkennen ist, weichen sowohl bei der Spuleninduktivität und dem Spulenwiderstand als auch bei der gesamten Induktivität und dem Widerstand des Triebwerks die Messungen und die Simulation nur um wenige Prozent voneinander ab. Da die simulierte Spule für sich Werte liefert, die im guten Einklang mit den gemessenen stehen, und auch die simulierten Werte für das gesamte Triebwerk von den gemessenen nur leicht abweichen, kann hieraus der Schluss gezogen werden, dass die aus der elektromagnetischen Simulation für die thermische Analyse gewonnenen Leistungen, die in die jeweiligen Triebwerkskomponenten eingekoppelt werden, mit denen in der Realität auftretende Leistungen gut übereinstimmen.

Da die Überprüfung des elektromagnetischen Modells bei 20 °C durchgeführt wurde, kann es durchaus sein, dass bei anderen Temperaturen eine größere Abweichung zwischen Simulation und Realität auftritt, da theoretische Temperaturabhängigkeiten der elektrischen Leitfähigkeiten diverser Triebwerksmaterialien möglicherweise nicht genau den Temperaturabhängigkeiten der realen elektrischen Leitfähigkeiten entsprechen.

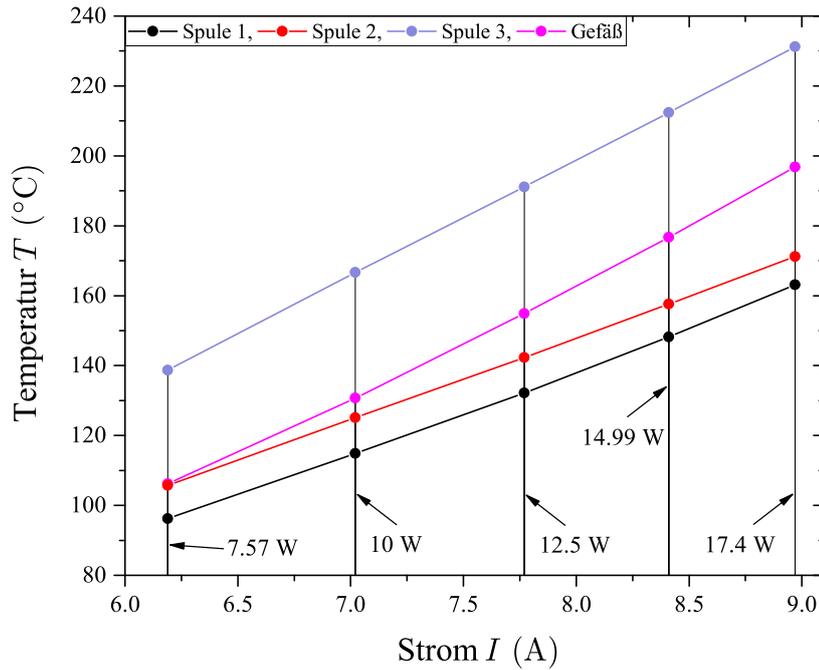
¹ In diesem Kapitel beziehen sich bei allen angegebenen physikalischen Größen die relativen Abweichungen zwischen den experimentell ermittelten und aus den Simulationen gewonnenen Werten auf die gemessene Werte.

Tab. 6.1.: Überprüfung des elektromagnetischen Modells bei einer Erregerfrequenz von 3 MHz

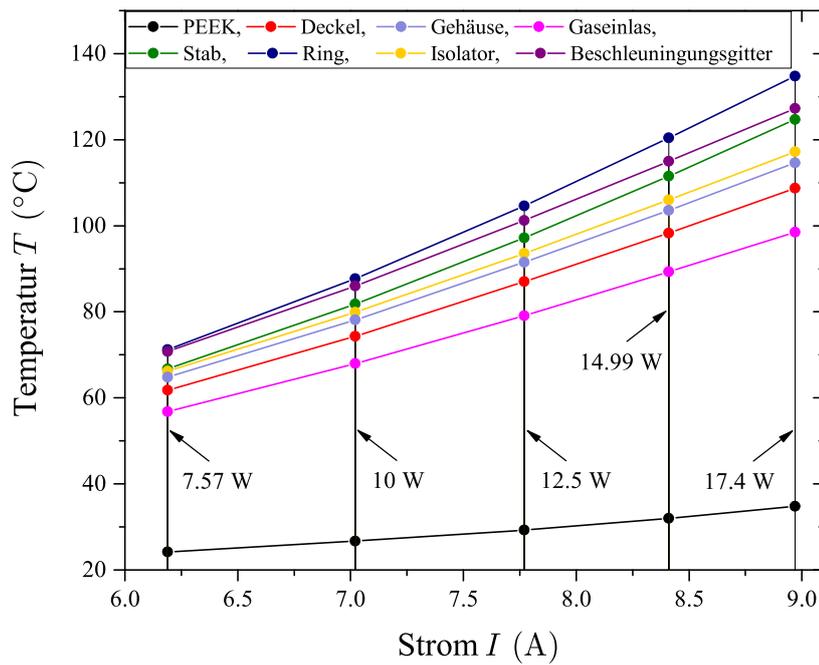
	gemessen	Ungenauigkeit	simuliert	Abweichung	Abweichung in %
R_{Spule}	0.139 Ω	0.001 Ω	0.134 Ω	0.005 Ω	3.6 %
L_{Spule}	1.407 μH	0.012 μH	1.393 μH	0.014 μH	1 %
$R_{\text{Triebwerk}}$	0.182 Ω	0.002 Ω	0.177 Ω	0.005 Ω	2.7 %
$L_{\text{Triebwerk}}$	1.202 μH	0.011 μH	1.168 μH	0.034 μH	2.8 %

6.2. Temperaturabhängigkeitsbestimmung der Kraftwirkung der Schrauben

In Abbildung 6.1 sind Ergebnisse der Temperaturmessungen dargestellt, die zur Bestimmung der Kraftauswirkung der Schrauben bzw. einer Schraube und somit der Kraft, die zwischen den Triebwerkskomponenten wirkt, durchgeführt wurden. Hierbei wurde das Triebwerk ohne Plasma mit folgenden fünf RFG-Eingangsleistungen bzw. Spulenströmen betrieben: 7.57 W bzw. (6.19 ± 0.02) A, 10 W bzw. (7.02 ± 0.02) A, 12.5 W bzw. (7.77 ± 0.01) A, 14.99 W bzw. (8.41 ± 0.02) A und 17.4 W bzw. (8.97 ± 0.02) A. Diese Abbildung zeigt die Abhängigkeit der Temperaturen, die an den jeweiligen Triebwerkskomponenten gemessen wurden, vom eingestellten Spulenstrom. Der Übersichtlichkeit halber sind die Temperaturverläufe, die mit den Temperatursensoren an der Spule und am Plasmaentladungsgefäß bestimmt wurden, in einer separaten Abbildung dargestellt. Wie zu erkennen ist, nimmt an jedem der Temperatursensoren die Temperatur mit zunehmendem Spulenstrom linear zu.



(a) an der Spule und am Plasmaentladungsgefäß gemessene Temperaturen



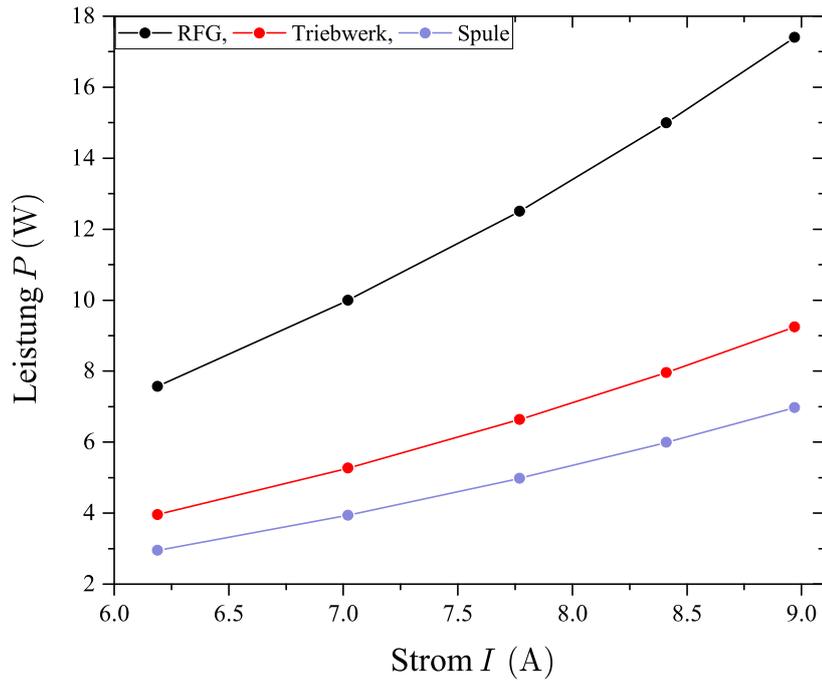
(b) an den restlichen Triebwerkskomponenten gemessene Temperaturen (Position der Temperatursensoren siehe Abbildung 5.5)

Abb. 6.1.: Abhängigkeit der an den Triebwerkskomponenten gemessenen Temperaturen von dem durch die Induktionsspule fließenden Strom beim Betrieb des Triebwerks ohne Plasma

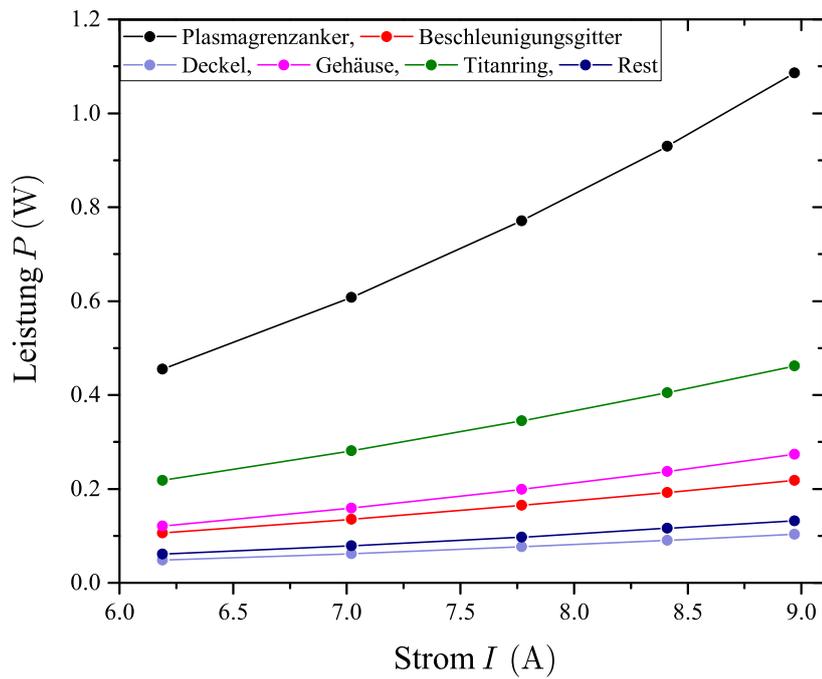
Zu den genannten RFG-Eingangsleistungen bzw. Spulenströmen wurden mit Hilfe der elektromagnetischen Simulation die Verlustleistungen der verlustreichsten Triebwerkskomponenten ermittelt. Diese sind in Abhängigkeit vom Spulenstrom in Abbildung 6.2 dargestellt. Weiterhin sind in dieser Abbildung die Abhängigkeiten der gesamten vom Triebwerk aufgenommenen Wirkleistung und der vom Radiofrequenzgenerator bereitgestellten Leistung vom Spulenstrom gezeigt. Wie zu erkennen ist, geht innerhalb des Triebwerks die meiste Leistung durch direkte ohm'sche Verluste im Inneren der Spule verloren. Diese Verluste sind beim $\mu\text{NRIT-2.5}$ ziemlich hoch, da innerhalb der Induktionsspule zum einen aufgrund der relativ hohen Frequenz, bei der das Triebwerk arbeitet, und dem relativ kleinen Umfang des Spulendrahtes die Verluste durch den Skineneffekt besonders groß sind und zum anderen, da aufgrund der Form der Spule, insbesondere der Verjüngung im sphärischen Bereich, der Proximityeffekt stark ausgeprägt ist.

Die Wirbelstromverluste sind beim $\mu\text{NRIT-2.5}$ besonders innerhalb des Plasmagrenzankers und dem Titanring, der in Abbildung 5.2 zwischen den vier Stäben zu sehen ist, hoch, da diese beiden Triebwerkskomponenten nahe an der Spule liegen.

Die große Abweichung zwischen der vom Triebwerk aufgenommenen Leistung und der vom Radiofrequenzgenerator bereitgestellten Leistung lässt sich durch die Verluste innerhalb des Radiofrequenzgenerators, durch die Kabelverluste in der Zuleitung zwischen RFG und Triebwerk und durch Verluste in der Steckverbindung am RFG erklären.



(a) vom RFG bereitgestellte Leistung, gesamte vom Triebwerk aufgenommene Leistung und Verlustleistung innerhalb der Spule



(b) Verlustleistung innerhalb der verlustreichsten Triebwerkskomponenten

Abb. 6.2.: Abhängigkeit der in die Triebwerkskomponenten eingekoppelten Leistung vom durch die Induktionsspule fließenden Strom beim Betrieb des Triebwerks ohne Plasma

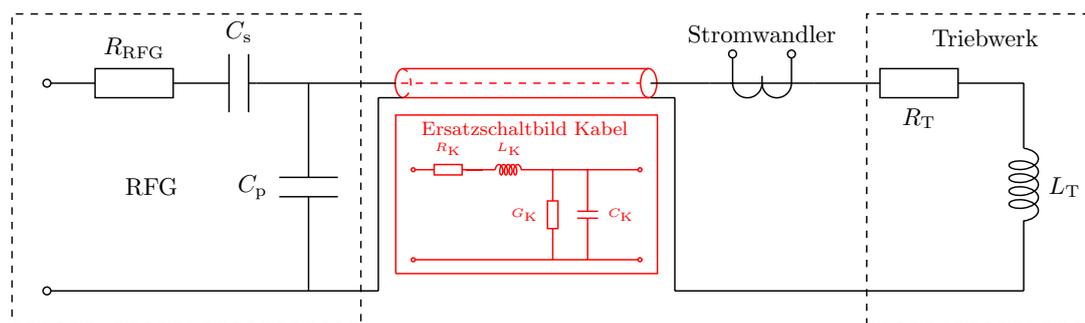


Abb. 6.3.: elektrisches Ersatzschaltbild bestehend aus dem Triebwerk, der Hochfrequenzleitung und dem Radiofrequenzgenerator

In Abbildung 6.3 ist zur Verdeutlichung der genannten Verluste das elektrische Ersatzschaltbild des Triebwerks, das über ein Koaxialkabel mit dem RFG verbunden ist, dargestellt. Das Triebwerk wird hier durch eine Induktivität L_T und einen Verlustwiderstand R_T (vgl. Abbildung 2.11) beschrieben. Das koaxiale Anschlusskabel besteht aus einer Kapazität C_K , die sich zwischen den beiden Leitern ausbildet, einer Induktivität L_K aufgrund der Länge der Leiter, einem Leitwert G_K des Isolationsmaterials und einem Verlustwiderstand R_K . Das gezeigte Ersatzschaltbild des Koaxialkabels verdeutlicht lediglich das Prinzip einer Hochfrequenzleitung. Während der Messungen wurde hingegen ein Triaxialkabel benutzt, wobei der äußerste Leiter zur Schirmung diente. Der RFG wird im dargestellten Ersatzschaltbild durch eine ideale Spannungsquelle, die durch zwei Klemmen repräsentiert ist, einen Verlustwiderstand R_{RFG} und ein Anpassglied bestehend aus einer seriellen Kapazität C_s und einer parallelen Kapazität C_p dargestellt. Mit Hilfe des gezeigten Anpassgliedes wird zum einen die Frequenz des Spulenstromes festgelegt und zum anderen sorgt die im Anpassglied parallel zur Induktionsspule geschaltete Kapazität C_p für eine Impedanztransformation des RFG-Ausgangs.

In den Tabellen 6.2(a), 6.3(a), 6.4(a), 6.5(a) und 6.6(a) sind zu jedem gemessenen Betriebspunkt des Triebwerks die Verlustleistungen der verlustreichsten Triebwerkskomponenten noch einmal explizit aufgelistet.

Für die Iteration innerhalb der thermischen Simulation wurde jeder der sieben Schrauben die gleiche Kraft F , die durch das Anziehdrehmoment bei der jeweiligen Temperatur gegeben ist, als Variable zugewiesen sowie dem Kontakt zwischen der Spule und dem Plasmaentladungsgefäß der Leitwert h_{Kont} als Variable zugeteilt. Die Iterationen wurden so lange durchgeführt, bis die simulierten Temperaturverteilungen in gutem Einklang mit den am Triebwerk gemessenen Temperaturwerten standen. Hierbei wurde insbesondere darauf geachtet, dass die durch die Simulation bestimmten Temperaturen an den Stellen, wo während des Experiments die Temperatursensoren „Spule 3“ und „Gefäß“ platziert waren, von den experimentell ermittelten Temperaturwerten nur eine geringe Abweichung aufweisen.

In den Tabellen 6.2(b), 6.3(b), 6.4(b), 6.5(b) und 6.6(b) stehen zu jedem gemessenen Betriebspunkt des Triebwerks die gemessenen Temperaturen, deren Messunsicherheiten, die mit den Gleichungen 5.4 und 5.5 berechnet wurden, die durch die Simulation bestimmten Temperaturwerte, die absolute und die relative Abweichung der berechneten von den gemessenen Temperaturwerten. Die Temperaturen, die als Randbedingungen in die thermische Simulation eingehen, sind in diesen Tabellen hervorgehoben. Weiterhin sind in den Tabellenüberschriften zu jedem Betriebspunkt neben der RFG-Eingangsleistung, dem Spulenstrom und der Erregerfrequenz auch die durch die Simulation bestimmte Kraftwirkung der Schrauben und der mittels der Simulation gewonnene Kontaktleitwert zwischen Spule und Plasmaentladungsgefäß aufgeführt.

Wie zu erkennen ist, liegen die Abweichungen zwischen den simulierten und gemessenen Temperaturen nur bei wenigen Prozent. Bei den Kontakten zwischen dem Gaseinlass und den anderen Komponenten des Triebwerks und beim Kontakt zwischen der PEEK-Platte und dem Gehäuse wurde während der Simulationen eine Temperaturabhängigkeit der Kontaktleitwerte nicht berücksichtigt, sodass hier eine größere Abweichung verglichen zu den anderen Temperaturwerten auftritt.

Tab. 6.2.: Leistungs- und Temperaturverteilung im μ NRIT-2.5 bei Betrieb ohne Plasma mit einer RFG-Eingangsleistung von 7.57 W, einem Spulenstrom von (6.19 ± 0.02) A, einer Erregerfrequenz von 2.850 MHz, durch Simulation bestimmte Kraftwirkung der Schrauben von 925 N und einem Kontaktleitwert zwischen Spule und Plasmaentladungsgefäß von $22.5 \frac{\text{W}}{\text{m}^2\text{K}}$

(a) Leistungseintrag innerhalb der Komponenten des μ NRIT's-2.5

P_{Gesamt}	3.959 W
P_{Spule}	2.950 W
$P_{\text{Plasmagrenzanker}}$	0.455 W
$P_{\text{Beschleunigungsgitter}}$	0.106 W
P_{Deckel}	0.048 W
$P_{\text{Gehäuse}}$	0.121 W
$P_{\text{Titanring}}$	0.218 W
P_{Rest}	0.061 W

(b) Temperaturverteilung innerhalb des μ NRIT's-2.5

	gemessen	Fehler			
$T_{\text{Vakuulkammer}}$	15.0 °C	0.1 °C	} Eingabeparameter für die Simulation		
T_{Mounting}	13.0 °C	0.1 °C			
T_{Spule1}	96.2 °C	0.3 °C			
T_{Spule2}	105.7 °C	0.4 °C			
	gemessen	Fehler	simuliert	Abweichung	Abweichung in %
T_{Spule3}	138.7 °C	0.4 °C	138.4 °C	0.3 °C	0.22 %
$T_{\text{Gefäß}}$	106.2 °C	0.4 °C	106.6 °C	-0.4 °C	0.38 %
T_{PEEK}	24.2 °C	0.1 °C	23.7 °C	0.5 °C	2.07 %
T_{Deckel}	61.8 °C	0.2 °C	61.7 °C	0.1 °C	0.16 %
$T_{\text{Gehäuse}}$	64.8 °C	0.2 °C	63 °C	1.8 °C	2.78 %
$T_{\text{Gaseinlass}}$	56.8 °C	0.2 °C	60.7 °C	-3.9 °C	6.87 %
T_{Stab}	66.7 °C	0.2 °C	65.9 °C	0.8 °C	1.20 %
T_{Ring}	71.2 °C	0.2 °C	70.6 °C	0.6 °C	0.84 %
T_{Isolator}	66.2 °C	0.2 °C	65.7 °C	0.5 °C	0.76 %
$T_{\text{Beschleunigungsgitter}}$	70.8 °C	0.2 °C	69.2 °C	1.6 °C	2.26 %

Tab. 6.3.: Leistungs- und Temperaturverteilung im μ NRIT-2.5 bei Betrieb ohne Plasma mit einer RFG-Eingangsleistung von 10 W, einem Spulenstrom von (7.02 ± 0.02) A, einer Erregerfrequenz von 2.848 MHz, durch Simulation bestimmte Kraftwirkung der Schrauben von 1000 N und einem Kontaktleitwert zwischen Spule und Plasmaentladungsgefäß von $27.5 \frac{\text{W}}{\text{m}^2\text{K}}$

(a) Leistungseintrag innerhalb der Komponenten des μ NRIT's-2.5

P_{Gesamt}	5.266 W
P_{Spule}	3.942 W
$P_{\text{Plasmagrenzanker}}$	0.608 W
$P_{\text{Beschleunigungsgitter}}$	0.135 W
P_{Deckel}	0.062 W
$P_{\text{Gehäuse}}$	0.159 W
$P_{\text{Titanring}}$	0.281 W
P_{Rest}	0.079 W

(b) Temperaturverteilung innerhalb des μ NRIT's-2.5

	gemessen	Fehler			
$T_{\text{Vakuumkammer}}$	15.0 °C	0.1 °C	} Eingabeparameter für die Simulation		
T_{Mounting}	13.1 °C	0.1 °C			
T_{Spule1}	114.9 °C	0.4 °C			
T_{Spule2}	125.1 °C	0.4 °C			
	gemessen	Fehler	simuliert	Abweichung	Abweichung in %
T_{Spule3}	166.7 °C	0.5 °C	166.8 °C	-0.1 °C	0.06 %
$T_{\text{Gefäß}}$	130.7 °C	0.4 °C	130.8 °C	-0.1 °C	0.08 %
T_{PEEK}	26.7 °C	0.1 °C	25.9 °C	0.8 °C	3.00 %
T_{Deckel}	74.3 °C	0.2 °C	74.4 °C	-0.1 °C	0.13 %
$T_{\text{Gehäuse}}$	78.1 °C	0.2 °C	76.2 °C	1.9 °C	2.43 %
$T_{\text{Gaseinlass}}$	68.0 °C	0.2 °C	73.1 °C	-5.1 °C	7.50 %
T_{Stab}	81.8 °C	0.2 °C	80.1 °C	1.7 °C	2.08 %
T_{Ring}	87.7 °C	0.2 °C	86.0 °C	1.7 °C	1.94 %
T_{Isolator}	79.9 °C	0.2 °C	79.6 °C	0.3 °C	0.38 %
$T_{\text{Beschleunigungsgitter}}$	86.0 °C	0.2 °C	84.0 °C	2.0 °C	2.33 %

Tab. 6.4.: Leistungs- und Temperaturverteilung im μ NRIT-2.5 bei Betrieb ohne Plasma mit einer RFG-Eingangsleistung von 12.5 W, einem Spulenstrom von (7.77 ± 0.01) A, einer Erregerfrequenz von 2.846 MHz, durch Simulation bestimmte Kraftwirkung der Schrauben von 1050 N und einem Kontaktleitwert zwischen Spule und Plasmaentladungsgefäß von $37.5 \frac{\text{W}}{\text{m}^2\text{K}}$

(a) Leistungseintrag innerhalb der Komponenten des μ NRIT's-2.5

P_{Gesamt}	6.636 W
P_{Spule}	4.982 W
$P_{\text{Plasmagrenzanker}}$	0.771 W
$P_{\text{Beschleunigungsgitter}}$	0.165 W
P_{Deckel}	0.077 W
$P_{\text{Gehäuse}}$	0.199 W
$P_{\text{Titanring}}$	0.345 W
P_{Rest}	0.097 W

(b) Temperaturverteilung innerhalb des μ NRIT's-2.5

	gemessen	Fehler			
$T_{\text{Vakuulkammer}}$	14.9 °C	0.1 °C	} Eingabeparameter für die Simulation		
T_{Mounting}	13.1 °C	0.1 °C			
T_{Spule1}	132.2 °C	0.4 °C			
T_{Spule2}	142.3 °C	0.4 °C			
	gemessen	Fehler	simuliert	Abweichung	Abweichung in %
T_{Spule3}	191.1 °C	0.5 °C	191.2 °C	-0.1 °C	0.08 %
$T_{\text{Gefäß}}$	154.9 °C	0.5 °C	155.2 °C	-0.3 °C	0.19 %
T_{PEEK}	29.3 °C	0.1 °C	28.0 °C	1.3 °C	4.44 %
T_{Deckel}	87.0 °C	0.2 °C	86.8 °C	0.2 °C	0.23 %
$T_{\text{Gehäuse}}$	91.5 °C	0.3 °C	89.1 °C	2.4 °C	2.57 %
$T_{\text{Gaseinlass}}$	79.1 °C	0.2 °C	85.2 °C	-6.1 °C	7.66 %
T_{Stab}	97.2 °C	0.3 °C	94.1 °C	3.1 °C	3.19 %
T_{Ring}	104.6 °C	0.3 °C	101.3 °C	3.3 °C	3.12 %
T_{Isolator}	93.6 °C	0.3 °C	93.1 °C	0.5 °C	0.50 %
$T_{\text{Beschleunigungsgitter}}$	101.2 °C	0.3 °C	98.5 °C	2.7 °C	2.63 %

Tab. 6.5.: Leistungs- und Temperaturverteilung im μ NRIT-2.5 bei Betrieb ohne Plasma mit einer RFG-Eingangsleistung von 14.99 W, einem Spulenstrom von (8.41 ± 0.02) A, einer Erregerfrequenz von 2.844 MHz, durch Simulation bestimmte Kraftwirkung der Schrauben von 1125 N und einem Kontaktleitwert zwischen Spule und Plasmaentladungsgefäß von $50 \frac{\text{W}}{\text{m}^2\text{K}}$

(a) Leistungseintrag innerhalb der Komponenten des μ NRIT's-2.5

P_{Gesamt}	7.959 W
P_{Spule}	5.989 W
$P_{\text{Plasmagrenzanker}}$	0.930 W
$P_{\text{Beschleunigungsgitter}}$	0.192 W
P_{Deckel}	0.090 W
$P_{\text{Gehäuse}}$	0.237 W
$P_{\text{Titanring}}$	0.405 W
P_{Rest}	0.116 W

(b) Temperaturverteilung innerhalb des μ NRIT's-2.5

	gemessen	Fehler			
$T_{\text{Vakuumkammer}}$	15.6 °C	0.1 °C	} Eingabeparameter für die Simulation		
T_{Mounting}	14.2 °C	0.1 °C			
T_{Spule1}	148.2 °C	0.4 °C			
T_{Spule2}	157.6 °C	0.5 °C			
	gemessen	Fehler	simuliert	Abweichung	Abweichung in %
T_{Spule3}	212.4 °C	0.6 °C	212.3 °C	0.1 °C	0.05 %
$T_{\text{Gefäß}}$	176.7 °C	0.5 °C	176.8 °C	-0.1 °C	0.06 %
T_{PEEK}	32.0 °C	0.2 °C	30.4 °C	1.6 °C	5.00 %
T_{Deckel}	98.3 °C	0.3 °C	98.3 °C	0.0 °C	0.00 %
$T_{\text{Gehäuse}}$	103.6 °C	0.3 °C	101.2 °C	2.4 °C	2.32 %
$T_{\text{Gaseinlass}}$	89.3 °C	0.2 °C	96.2 °C	-6.9 °C	7.73 %
T_{Stab}	111.5 °C	0.3 °C	107.0 °C	4.5 °C	4.04 %
T_{Ring}	120.4 °C	0.3 °C	115.4 °C	5.0 °C	4.15 %
T_{Isolator}	106.0 °C	0.3 °C	105.7 °C	0.3 °C	0.28 %
$T_{\text{Beschleunigungsgitter}}$	115.0 °C	0.3 °C	111.9 °C	3.1 °C	2.70 %

Tab. 6.6.: Leistungs- und Temperaturverteilung im μ NRIT-2.5 bei Betrieb ohne Plasma mit einer RFG-Eingangsleistung von 17.40 W, einem Spulenstrom von (8.97 ± 0.02) A, einer Erregerfrequenz von 2.842 MHz, durch Simulation bestimmte Kraftwirkung der Schrauben von 1150 N und einem Kontaktleitwert zwischen Spule und Plasmaentladungsgefäß von $65 \frac{\text{W}}{\text{m}^2\text{K}}$

(a) Leistungseintrag innerhalb der Komponenten des μ NRIT's-2.5

P_{Gesamt}	9.242 W
P_{Spule}	6.967 W
$P_{\text{Plasmagrenzanker}}$	1.086 W
$P_{\text{Beschleunigungsgitter}}$	0.218 W
P_{Deckel}	0.103 W
$P_{\text{Gehäuse}}$	0.274 W
$P_{\text{Titanring}}$	0.462 W
P_{Rest}	0.132 W

(b) Temperaturverteilung innerhalb des μ NRIT's-2.5

	gemessen	Fehler			
$T_{\text{Vakuulkammer}}$	16.3 °C	0.1 °C	} Eingabeparameter für die Simulation		
T_{Mounting}	14.5 °C	0.1 °C			
T_{Spule1}	163.1 °C	0.5 °C			
T_{Spule2}	171.2 °C	0.5 °C			
	gemessen	Fehler	simuliert	Abweichung	Abweichung in %
T_{Spule3}	231.2 °C	0.6 °C	231.2 °C	0.0 °C	0.00 %
$T_{\text{Gefäß}}$	196.8 °C	0.5 °C	196.5 °C	0.3 °C	0.15 %
T_{PEEK}	34.8 °C	0.2 °C	31.1 °C	3.7 °C	10.63 %
T_{Deckel}	108.7 °C	0.3 °C	107.9 °C	0.8 °C	0.74 %
$T_{\text{Gehäuse}}$	114.6 °C	0.3 °C	111.2 °C	3.4 °C	2.97 %
$T_{\text{Gaseinlass}}$	98.5 °C	0.3 °C	105.5 °C	-7.0 °C	7.11 %
T_{Stab}	124.7 °C	0.3 °C	118.1 °C	6.6 °C	5.29 %
T_{Ring}	134.8 °C	0.3 °C	127.6 °C	7.2 °C	5.34 %
T_{Isolator}	117.2 °C	0.3 °C	116.2 °C	1.0 °C	0.85 %
$T_{\text{Beschleunigungsgitter}}$	127.3 °C	0.3 °C	123.3 °C	4.0 °C	3.14 %

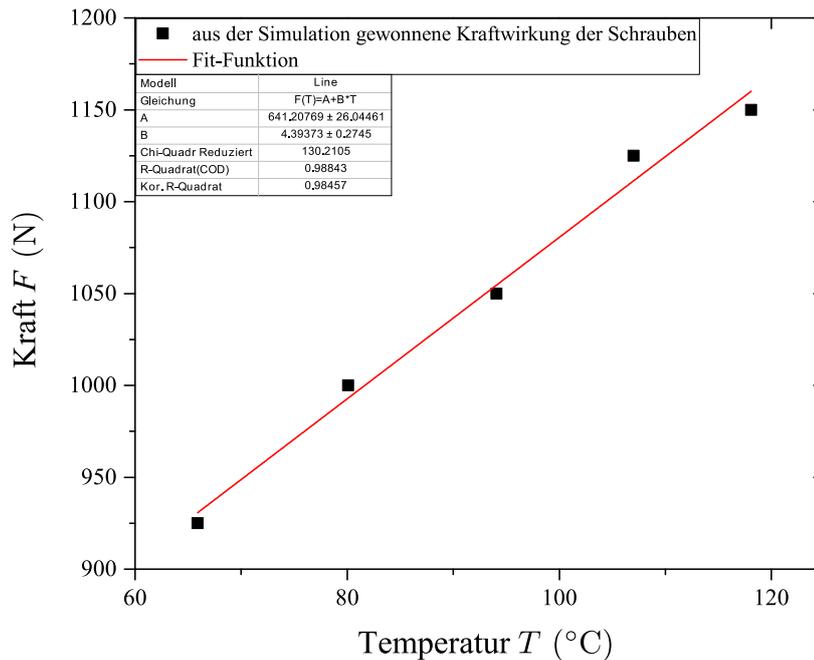


Abb. 6.4.: Abhängigkeit der aus der thermischen Simulation gewonnenen Kraftwirkung der Schrauben von der durch die Simulation am Ort des Temperatursensors „Stab“ aus Abbildung 5.5(g) ermittelten Temperatur beim Betrieb des Triebwerks ohne Plasma sowie eine lineare Anpassung zur Bestimmung des funktionalen Zusammenhangs zwischen diesen Größen

Die mit Hilfe der thermischen Simulation ermittelte Kraft F , die jede der Schrauben auf die Flächen innerhalb des Triebwerks ausübt, ist in Abbildung 6.4 gegen die mittels Simulation bestimmte Temperatur des Stabes aus Abbildung 5.5(g) aufgetragen. Die Begründung für die Wahl dieses Temperaturmesspunktes zur Beschreibung der Temperaturabhängigkeit der Kraft ist folgende: Zum einen ist die Temperatur des Stabes abgesehen vom Wärmetransfer durch Strahlung des Plasmaentladungsgefäßes nahezu unabhängig von der Leistungsübertragung des Plasmas und zum anderen wird die Temperatur an dieser Stelle nur wenig durch äußere Einwirkungen beeinflusst. Um eine funktionale Abhängigkeit der Kraft von der Temperatur zu erhalten, wurde ein Fit durchgeführt. Die Werte konnten mittels einer linearen Funktion sehr gut angepasst werden. Die Fit-Funktion und ihre Parameter sind ebenfalls in Abbildung 6.4 zu sehen. Die Funktion lautet wie folgt:

$$F(T) = [(4.39 \pm 0.27) \cdot (T/^{\circ}\text{C}) + (641.21 \pm 26.04)] \text{ N}. \quad (6.1)$$

Dieser lineare Zusammenhang entspricht insofern den Erwartungen, da sich auch die Volumenausdehnung ΔV der Materialien im entsprechenden Temperaturfenster ΔT linear beschreiben lässt, sodass gilt:

$$\frac{\Delta V}{V} = \gamma \Delta T, \quad (6.2)$$

wobei γ der Volumenausdehnungskoeffizient ist.

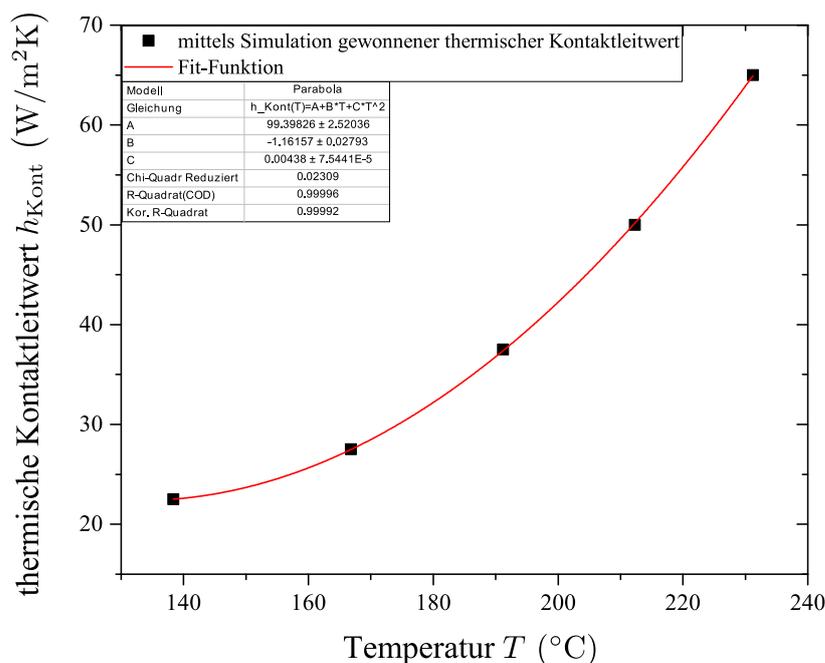


Abb. 6.5.: Abhängigkeit des Kontaktleitwertes zwischen Spule und Plasmaentladungsgefäß von der durch die Simulation am Ort des Temperatursensors „Spule 3“ aus Abbildung 5.4 bestimmten Temperatur beim Betrieb des Triebwerks ohne Plasma und quadratische Anpassung zur Bestimmung des funktionalen Zusammenhangs zwischen diesen Größen

In Abbildung 6.5 ist der thermische Kontaktleitwert h_{Kont} zwischen Spule und Plasmaentladungsgefäß in Abhängigkeit von der in der thermischen Simulation an dem Ort mit dem Temperatursensor „Spule 3“ bestimmten Temperatur dargestellt. Die Werte ließen sich sehr gut, wie man in dieser Abbildung sieht, mittels einer quadratischen Funktion anpassen.

$$h_{\text{Kont}}(T) = \left[(4.38 \cdot 10^{-3} \pm 7.54 \cdot 10^{-5}) \cdot (T/^\circ\text{C})^2 - (1.16 \pm 0.03) \cdot (T/^\circ\text{C}) + (99.40 \pm 2.52) \right] \frac{\text{W}}{\text{m}^2\text{K}}. \quad (6.3)$$

Bei der Untersuchung der Kraft, die jede der Schrauben auf die Flächen innerhalb des Triebwerks ausübt wurde festgestellt, dass diese linear mit der Temperatur zunimmt (Gleichung 6.1). Mit der Annahme, dass sich die Kraft bei dem hier untersuchten Kontaktleitwert zwischen Spule und Entladungsgefäß gleich verhält, lässt sich die quadratische Proportionalität des Kontaktleitwertes von der Temperatur nur dann begründen, wenn auch die Wärmeleitfähigkeit der Kontaktstelle proportional zur Temperatur ist, da für den thermischen Wärmeleitwert der Kontaktstelle nach der Gleichung 3.32 annähernd folgende Proportionalität gilt:

$$h_{\text{Kont}} \propto \lambda(T) F(T) . \quad (6.4)$$

Andererseits wurden planare Flächen bei der Analyse der Kraft der Schrauben untersucht, sodass durch die runde Oberfläche des Spulendrahtes die quadratische Temperaturabhängigkeit auch ein Oberflächeneffekt sein kann.

Um den Einfluss des Kontaktleitwertes zwischen Spule und Plasmaentladungsgefäß auf die Temperaturverteilung innerhalb des Triebwerks zu zeigen, wurde für die RFG-Eingangsleistung von 17.40 W bzw. den Spulenstrom von (8.97 ± 0.02) A eine thermische Simulation durchgeführt, bei der der Kontaktleitwert zwischen Spule und Plasmaentladungsgefäß statt $65 \frac{\text{W}}{\text{m}^2\text{K}}$ einen Wert von $130 \frac{\text{W}}{\text{m}^2\text{K}}$ besitzt. Die restlichen Randbedingungen wurden identisch zu dem in den Tabellen 6.6(a) und 6.6(b) dokumentierten Betriebspunkt des Triebwerks gewählt. Die mit dieser thermischen Simulation gewonnenen Temperaturwerte und deren absolute und relative Abweichung zu den gemessenen Temperaturen stehen in Tabelle 6.7.

Der bessere Leistungsübertrag von der Spule auf das Entladungsgefäß führt dazu, dass in Vergleich zu den Temperaturwerten aus der Simulation mit dem Leitwert von $65 \frac{\text{W}}{\text{m}^2\text{K}}$ in Tabelle 6.6(b) in der Simulation mit dem Leitwert von $130 \frac{\text{W}}{\text{m}^2\text{K}}$ die Temperatur am Ort des Temperatursensors „Spule 3“ absinkt und die übrigen Temperaturen ansteigen. Die größten Temperaturunterschiede zwischen den beiden Simulationen liegt bei den Temperaturwerten am Ort der Temperatursensoren „Spule 3“ und „Gefäß“.

Tab. 6.7.: Temperaturverteilung im $\mu\text{NRIT-2.5}$ bei Betrieb ohne Plasma mit einer RFG-Eingangsleistung von 17.40 W, einem Spulenstrom von (8.97 ± 0.02) A, einer Erregerfrequenz von 2.842 MHz, durch Simulation bestimmte Kraftwirkung der Schrauben von 1150 N und einem in der Simulation angenommenen Kontaktleitwert zwischen Spule und Plasmaentladungsgefäß von $130 \frac{\text{W}}{\text{m}^2\text{K}}$

	gemessen	Fehler	simuliert	Abweichung	Abweichung in %
T_{Spule3}	231.2 °C	0.6 °C	223.2 °C	8.0 °C	3.46 %
$T_{\text{Gefäß}}$	196.8 °C	0.5 °C	200.7 °C	-3.9 °C	1.98 %
T_{PEEK}	34.8 °C	0.2 °C	31.3 °C	3.5 °C	10.06 %
T_{Deckel}	108.7 °C	0.3 °C	109.1 °C	-0.4 °C	0.37 %
$T_{\text{Gehäuse}}$	114.6 °C	0.3 °C	111.5 °C	3.1 °C	2.71 %
$T_{\text{Gaseinlass}}$	98.5 °C	0.3 °C	106.5 °C	-8.0 °C	8.12 %
T_{Stab}	124.7 °C	0.3 °C	119.4 °C	5.3 °C	4.25 %
T_{Ring}	134.8 °C	0.3 °C	129.2 °C	5.6 °C	4.15 %
T_{Isolator}	117.2 °C	0.3 °C	117.6 °C	-0.4 °C	0.34 %
$T_{\text{Beschleunigungsgitter}}$	127.3 °C	0.3 °C	123.8 °C	3.5 °C	2.75 %

6.3. Analyse des Triebwerks mit Plasma und mit Extraktion

Zur Thermal- und Leistungsanalyse des μ NRIT's-2.5 mit Plasma und eingeschalteter Extraktion wurden drei Messungen durchgeführt, bei denen am Triebwerk der Massenfluss von 0.15 sccm konstant gehalten und die RFG-Eingangsleistung bzw. der Spulenstrom auf je 10.28 W bzw. (5.98 ± 0.01) A, 14.91 W bzw. (7.05 ± 0.05) A und 19.98 W bzw. (8.15 ± 0.05) A eingestellt wurden. Bei allen drei Messungen betrug die am Plasmagrenzanker anliegende Spannung $U_p = 1000$ V und die am Beschleunigungsgitter anliegende Spannung $U_n = 150$ V. Mit steigender RFG-Eingangsleistung haben sich hierbei Extraktionsströme von 4.05 A, 5.49 A und 6.29 A eingeregelt.

Um die ins Plasma eingekoppelte Leistung abzuschätzen, wurde bei jeder dieser drei Messungen, nachdem das Triebwerk sein thermisches Gleichgewicht erreicht hatte und die Betriebsparameter sowie die Temperaturen aufgenommen wurden, das Triebwerk ausgeschaltet und sofort wieder eingeschaltet. Bei dem nun ohne Plasma laufenden Triebwerk wurden die RFG-Eingangsleistung sowie der durch die Induktionsspule fließende Strom bestimmt. Hierbei wurde darauf geachtet, dass während des Betriebs mit Plasma und nach dem erneuten Einschalten des Triebwerks der RFG-Eingangsstrom den gleichen Wert aufwies. Da der RFG beim Betrieb mit Plasma und ohne Plasma ausgangsseitig eine andere Induktivität sieht (vgl. Abschnitt 2.3.9) und sich, damit die Transformation der Impedanz ändert, wurde bei jeder der drei Messungen nach dem erneuten Einschalten des RFG's ein höherer Spulenstrom im Vergleich zum Betrieb mit dem Plasma gemessen. Die RFG-Eingangsleistungen bzw. Spulenströme wurden zu 7.61 W bzw. (6.11 ± 0.01) A, 10.99 W bzw. (7.17 ± 0.03) A und 15.04 W bzw. (8.27 ± 0.01) A bestimmt.

Im weiteren Verlauf wurde mit Gleichung 2.66 für alle Messungen der Widerstand des gesamten Systems, bestehend aus RFG, Zuleitungen und dem mit und ohne Plasma betriebenen Triebwerk ermittelt. Über die Gleichung

$$P_{\text{Plasma,unkorrigiert}} = P_{\text{mit Plasma}} - \frac{1}{2} R_{\text{ohne Plasma}} \cdot I_{\text{mit Plasma}}^2 \quad (6.5)$$

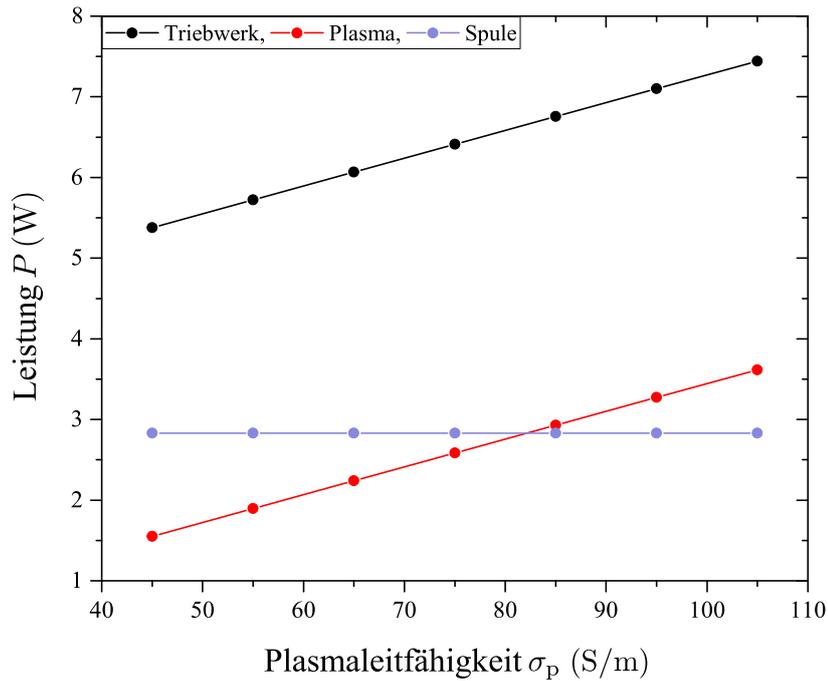
wurde anschließend für jeden Betriebspunkt die Leistung $P_{\text{Plasma,unkorrigiert}}$ berechnet, die ins Plasma einkoppeln würde, wenn der RFG verlustfrei arbeiten würde. In dieser Beziehung geben $P_{\text{mit Plasma}}$ die gemessene RFG-Eingangsleistung und $I_{\text{mit Plasma}}$ die gemessene Amplitude des Spulenstroms beim Betrieb des Triebwerks mit Plasma und $R_{\text{ohne Plasma}}$ den berechneten Widerstand des gesamten Systems beim Betrieb

des Triebwerks ohne Plasma an. Die mit Gleichung 6.5 bestimmte Leistung und die Größen, die benötigt werden, um diese zu ermitteln, sind für die drei betrachteten Betriebspunkte in Tabelle 6.8 aufgeführt.

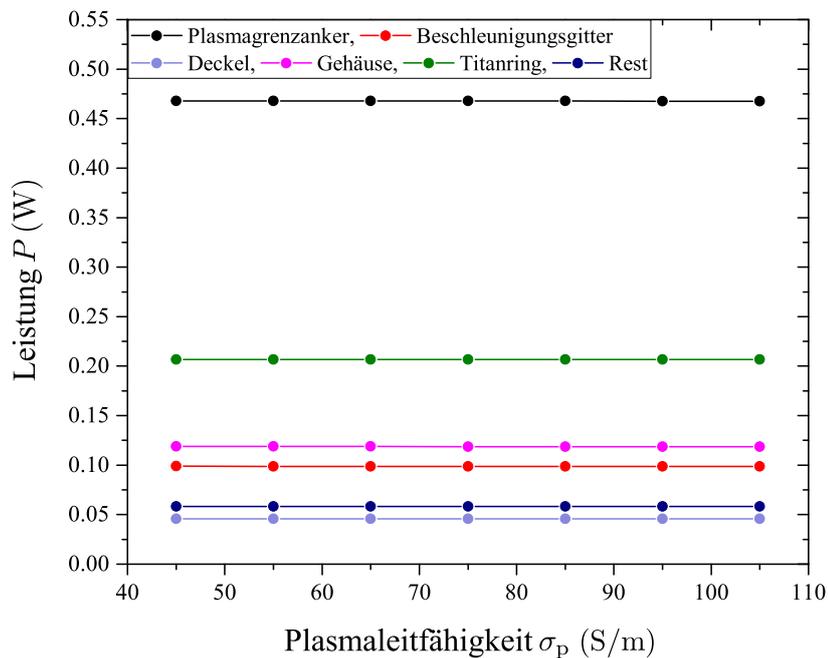
Tab. 6.8.: gemessene und berechnete Parameter zur Einschätzung der ins Plasma eingekoppelten Leistung

$P_{\text{mit Plasma}}$	10.28 W	14.91 W	19.98 W
$I_{\text{mit Plasma}}$	5.98 A	7.05 A	8.15 A
$R_{\text{mit Plasma}}$	0.577 Ω	0.600 Ω	0.601 Ω
$P_{\text{ohne Plasma}}$	7.61 W	10.99 W	15.04 W
$I_{\text{ohne Plasma}}$	6.11 A	7.17 A	8.27 A
$R_{\text{ohne Plasma}}$	0.408 Ω	0.428 Ω	0.439 Ω
$P_{\text{Plasma,unkorrigiert}}$	3.02 W	4.26 W	5.37 W

Da der Radiofrequenzgenerator keine hundertprozentige Effizienz besitzt, wird ins Plasma nicht die gesamte mittels Gleichung 6.5 ermittelte Leistung sondern der mit dem Wirkungsgrad des RFG's gewichtete Teil der Leistung eingekoppelt. Jedoch besitzt der für die Vermessung des $\mu\text{NRIT}'\text{s}-2.5$ verwendete Radiofrequenzgenerator „RFG-40-BB001“ der Firma Apcon einen von der Last abhängigen Wirkungsgrad, der messtechnisch schwer zu bestimmen ist. Die Leistungseinkopplung ins Plasma wurde daher durch den Abgleich der gemessenen und der simulierten Temperaturverteilung und der mittels der elektromagnetischen Simulation gewonnenen Leistungsverteilung ermittelt. Bei dieser Analyse wurde festgestellt, dass bei den betrachteten Betriebspunkten des Triebwerks die ins Plasma induzierten Wirbelströme bzw. die damit verbundenen Felder sich nur schwach auf die Leistungseinkopplung in die Triebwerkskomponenten auswirken. Dieser Sachverhalt ist in Abbildung 6.6 verdeutlicht.



(a) gesamte vom Triebwerk aufgenommene Leistung, ins Plasma eingekoppelte Leistung und Verlustleistung innerhalb der Spule



(b) Einkoppelte Leistung in die verlustreichsten Triebwerkskomponenten

Abb. 6.6.: Abhängigkeit der in die Triebwerkskomponenten eingekoppelten Leistung von der Plasmaleitfähigkeit (Triebwerksparameter während der Messung: Massenfluss von 0.15 sccm , Spulenstrom von $(5.98 \pm 0.01) \text{ A}$, Arbeitsfrequenz von 2.862 MHz , Eingangsleistung des RFG's von 10.28 W , Spannung am Plasmagrenzanker von 1000 V , Spannung am Beschleunigungsgitter von -150 V , Extraktionsstrom von 4.05 mA)

In dieser Abbildung ist die Abhängigkeit der in die einzelnen Triebwerkskomponenten eingekoppelten Leistung von der Plasmaleitfähigkeit gezeigt. Bei der Variation der Plasmaleitfähigkeit wurden bei allen Simulationen der gleiche Spulenstrom von $(5.98 \pm 0.01) A$ verwendet und die restlichen Randbedingungen unverändert gelassen. Zur besseren Übersicht sind die gesamte vom Triebwerk aufgenommene Leistung sowie der Leistungsübertrag in die Spule und das Plasma in der Unterabbildung 6.6(a) dargestellt. Die in die restlichen Komponenten des Triebwerks eingekoppelte Leistungsanteile sind hingegen in der Unterabbildung 6.6(b) zu sehen. Wie zu erkennen ist, nimmt mit höherer Plasmaleitfähigkeit die gesamte vom Triebwerk aufgenommene Leistung, vorwiegend nur aufgrund der höheren Leistungseinkopplung ins Plasma, zu. Im Gegensatz dazu ändert sich die Leistungsaufnahme der Triebwerkskomponenten, einschließlich der Spule, für die betrachteten Plasmaleitfähigkeiten von $45 \frac{S}{m}$ bis $105 \frac{S}{m}$ nur unwesentlich.

Zur Bestimmung der ins Plasma eingekoppelten Leistung wurde daher die Plasmaleitfähigkeit so lange variiert, bis der Leistungseintrag ins Plasma, dem nach Gleichung 6.5 entsprach. Die ermittelte Leistungsverteilung innerhalb des Triebwerks wurde in die thermische Simulation eingebunden. Der Leistungsübertrag des Plasmas auf die Wände des Entladungsgefäßes und den Plasmagrenzanker sowie der Kontaktleitwert zwischen der Spule und dem Plasmaentladungsgefäß wurden so lange modifiziert, bis die durch die Simulation ermittelte Temperaturverteilung der gemessenen Temperaturverteilung annähernd gleichkam.

Während der Analyse hat sich herausgestellt, dass sich bei allen untersuchten Betriebspunkten die simulierte Temperaturverteilung verglichen zur gemessenen Temperaturverteilung durch die Wahl eines thermischen Kontaktleitwerts zwischen Spule und Plasmaentladungsgefäß von $500 \frac{W}{m^2K}$ gut beschreiben lässt.

Eine mögliche Erklärung dafür, dass der thermische Kontaktleitwert zwischen der Spule und dem Plasmaentladungsgefäß mit Plasma verglichen zu dem ohne Plasma deutlich höher ist, kann die deutlich größere thermische Expansion der Bereiche des Plasmaentladungsgefäßes, die an der Spule anliegen, und die gleichzeitige thermische Expansion der Spule sein. Es ist nicht auszuschließen, dass es für diesen Effekt auch eine andere Erklärung gibt. Der Grund dafür, dass bei den drei betrachteten Betriebspunkten des Triebwerks der gleiche Wert von $500 \frac{W}{m^2K}$ für den thermischen Kontaktleitwert zwischen Spule und Plasmaentladungsgefäß gewählt wurde, ist, dass sich die Temperaturwerte bei einer Variation des Kontaktleitwertes in hundert Schrittweiten nur unwesentlich unterschieden haben. Dieser Sachverhalt ist in Abbildung 6.7 gezeigt.

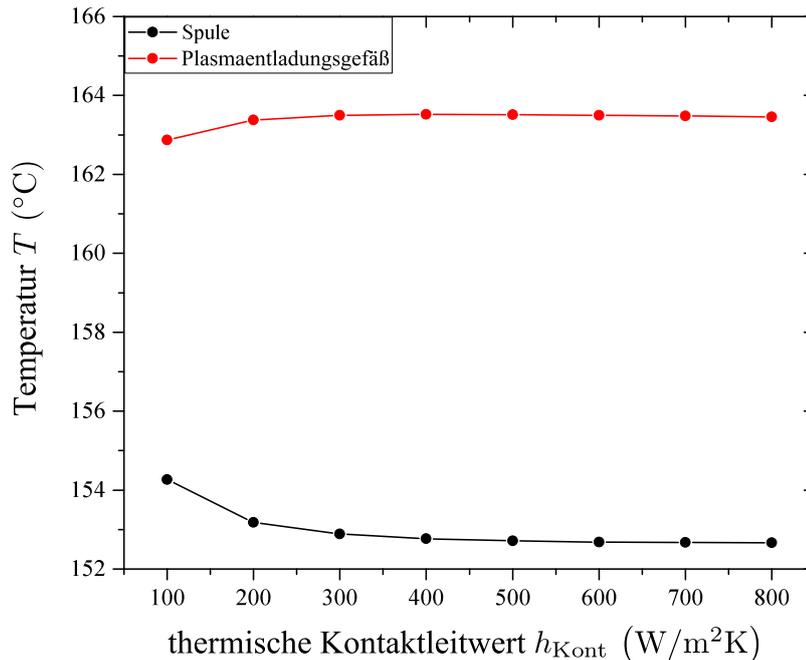


Abb. 6.7.: Abhängigkeit der am Ort der Temperatursensoren „Spule 3“ und „Gefäß“ aus Abbildung 5.4 herrschenden Temperaturen vom Kontaktleitwert zwischen Spule und Plasmaentladungsgefäß beim Betrieb des Triebwerks mit Plasma (Triebwerksparameter während der Messung: Massenfluss von 0.15 sccm, Spulenstrom von (5.98 ± 0.01) A, Arbeitsfrequenz von 2.862 MHz, Eingangsleistung des RFG's von 10.28 W, Spannung am Plasmagrenzanker von 1000 V, Spannung am Beschleunigungsgitter von -150 V, Extraktionsstrom von 4.05 mA)

In dieser Abbildung ist für den Betriebspunkt mit 10.28 W bzw. einem Spulenstrom von (5.98 ± 0.01) A die Abhängigkeit des Kontaktleitwertes zwischen Spule und Plasmaentladungsgefäß von der Temperatur der Spule und des Plasmaentladungsgefäßes gezeigt.

Wie zu erkennen ist, ändert sich bei diesem Betriebspunkt die Temperatur der Spule und des Plasmaentladungsgefäßes ab einem Kontaktleitwert von ca. $300 \frac{\text{W}}{\text{m}^2\text{K}}$ kaum. Die Ergebnisse der thermischen Simulation für die genannten drei Betriebspunkte des Triebwerks mit Plasma und Extraktion sind in den Tabellen 6.9(b), 6.10(b) und 6.11(b) zusammengefasst. Bei den Simulationen wurde eine räumlich homogen verteilte Plasmaleitfähigkeit verwendet. Die Tabellen beinhalten wieder neben den simulierten Temperaturwerten zusätzlich die gemessenen Temperaturen, deren Messunsicherheiten sowie relative und absolute Abweichung zwischen den simulierten und den gemessenen Temperaturen. In den Tabellenüberschriften stehen neben der RFG-Eingangsleistung,

dem Spulenstrom, der Erregerfrequenz, dem Extraktionsstrom, der positiven und negativen Gitterspannungen auch wieder die durch die Simulation bestimmte Kraftwirkung der Schrauben und der mittels der Simulation gewonnene Kontaktleitwert zwischen Spule und Plasmaentladungsgefäß.

In den Tabellen 6.2(a), 6.3(a) und 6.6(a) sind zu jedem gemessenen Betriebspunkt des Triebwerks die Verlustleistungen der verlustreichsten Triebwerkskomponenten und die ins Plasma eingekoppelte Leistung zum einen für eine räumlich homogen verteilte und zum anderen für eine räumlich parabolisch verteilte Plasmaleitfähigkeit aufgelistet. Weiterhin sind in den Tabellenüberschriften die durch die Simulation bestimmten Plasmaleitfähigkeiten genannt, wobei bei der räumlich parabolisch verteilten Plasmaleitfähigkeit der Scheitelwert steht.

Die Beziehung für die räumlich parabolisch verteilte Plasmaleitfähigkeit ist durch die Kombination der beiden Gleichungen 2.32 und 2.44 gegeben. Sie lautet wie folgt:

$$\sigma_{\text{P}} = \sigma_0 \left[\left(\frac{n_{\text{R}}}{n_0} - 1 \right) \frac{r^2}{R^2} + 1 \right]. \quad (6.6)$$

Hier stellt σ_0 den Scheitelwert der Parabel dar. n_0 ist die Elektronendichte in der Mitte des Plasmavolumens, n_{R} die Dichte der Elektronen an der Randschichtkante und R der Radius des Entladungsgebiets.

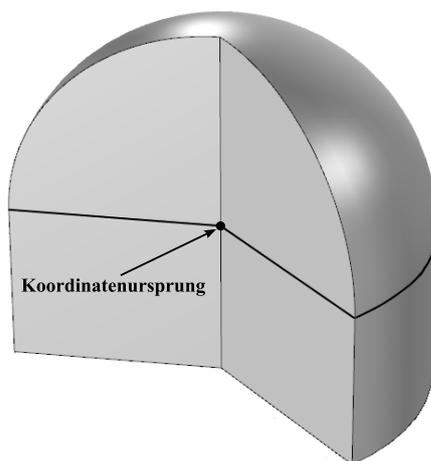


Abb. 6.8.: Aufteilung des Plasmavolumens für Leistungserfassung in der elektromagnetischen Simulation mit einer räumlich zylindrischen verteilten Plasmaleitfähigkeit (der Koordinatenursprung liegt im Übergangsbereich zwischen dem sphärischen und zylindrischen Anteil des Plasmavolumens in der Mitte der Plasmaentladung)

Bei der Simulation wurde aufgrund des domförmigen Plasmaentladungsgefäßes das Plasmavolumen in ein sphärisches und ein zylindrisches Gebiet aufgeteilt, wobei der Koordinatenursprung im Modell in den Übergangsbereich zwischen diesen beiden Teilen in die Mitte der Plasmaentladung gelegt wurde. Dies ist in Abbildung 6.8 verdeutlicht. Auf diese Weise konnten aufbauend auf Gleichung 6.6 zwei einfache Beziehungen für die beiden Gebiete der Plasmaentladung aufgestellt werden. Im kartesischen Koordinatensystem lautet die Gleichung für die Plasmaleitfähigkeit im sphärischen Teil des Plasmavolumens folgendermaßen:

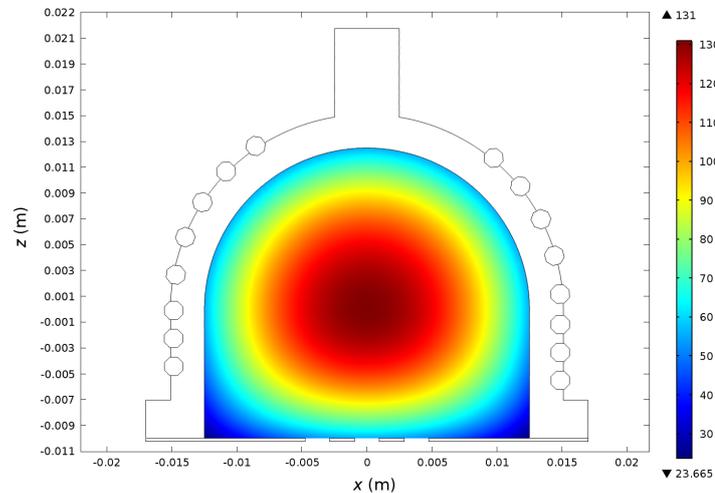
$$\sigma_{\text{p, sphärisch}} = \sigma_0 \left[\left(\frac{n_{\text{R}}}{n_0} - 1 \right) \frac{x^2 + y^2 + z^2}{R^2} + 1 \right] \quad (6.7)$$

Für den zylindrischen Teil des Plasmavolumens gilt hingegen folgende Gleichung:

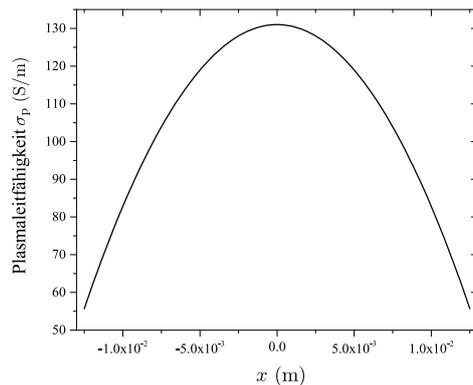
$$\sigma_{\text{p, zylindrisch}} = \sigma_0 \left[\left(\frac{n_{\text{R}}}{n_0} - 1 \right) \frac{x^2 + y^2}{R^2} + 1 \right] \cdot \left[\left(\frac{n_{\text{L}}}{n_0} - 1 \right) \frac{z^2}{h^2} + 1 \right]. \quad (6.8)$$

Wie im Abschnitt 5.1.4 gezeigt wurde, stoßen aufgrund der geringen Abmessungen des Plasmaentladungsgefäßes die Ionen im Plasma des $\mu\text{NRIT}'\text{s}-2.5$ kaum miteinander, sodass in diesen beiden Gleichungen für die Dichte der Elektronen an der Randschichtkante n_{R} und n_{L} der Wert 0.425 gilt. Der Radius R des Plasmaentladungsgefäßes beträgt beim $\mu\text{NRIT}-2.5$ 12.5 mm und die Höhe des zylindrischen Gebietes hat einen Wert von 10 mm.

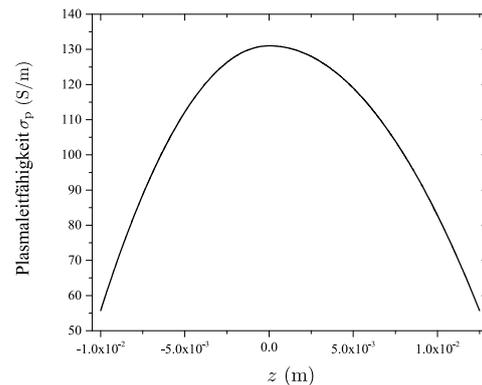
In Abbildung 6.9 ist ein Schnitt durch den Plasmabereich des $\mu\text{NRIT}'\text{s}-2.5$ gezeigt. Weiterhin sind die radiale als auch die axiale Abhängigkeit der Plasmaleitfähigkeit dargestellt. Wie zu erkennen ist, wird durch die beiden Gleichungen die parabolische Verteilung im gesamten Plasmagebiet gut erfasst. Weiterhin ist zu sehen, dass die axiale Abhängigkeit verglichen zur radialen leicht asymmetrisch ist.



(a) zwei dimensionale Verteilung der Elektronendichte



(b) radiale Verteilung der Elektronendichte



(c) axiale Verteilung der Elektronendichte

Abb. 6.9.: räumlich parabolisch verteilte Plasmaleitfähigkeit (Triebwerksparameter während der Messung: Massenfluss von 0.15 sccm, Spulenstrom von (5.98 ± 0.01) A, Arbeitsfrequenz von 2.862 MHz, Eingangsleistung des RFG's von 10.28 W, Spannung am Plasmagrenzanker von 1000 V, Spannung am Beschleunigungsgitter von -150 V, Extraktionsstrom von 4.05 mA)

Tab. 6.9.: Leistungs- und Temperaturverteilung im μ NRIT-2.5 beim Betrieb mit Plasma mit einer RFG-Eingangsleistung von 10.28 W, einem Spulenstrom von (5.98 ± 0.01) A, einer Erregerfrequenz von 2.862 MHz, einer positiven Spannung von 1000 V, einer negativen Spannung von 150 V, einem Extraktionsstrom von 4.05 mA, einer Kraftwirkung der Schrauben von 1066.5 N und einem Kontaktleitwert zwischen Spule und Plasmaentladungsgefäß von $500 \frac{W}{m^2K}$

(a) Leistungseintrag in die Triebwerkskomponenten für eine homogen verteilte Plasmaleitfähigkeit von $75 \frac{S}{m}$ und eine parabolisch verteilte Plasmaleitfähigkeit mit einem Scheitelwert von $131 \frac{S}{m}$

	homogen	parabolisch	Abweichung
P_{Gesamt}	6.412 W	6.419 W	-0.007 W
P_{Plasma}	2.584 W	2.592 W	-0.008 W
P_{Spule}	2.832 W	2.831 W	0.001 W
$P_{Plasmagrenzanker}$	0.468 W	0.468 W	0 W
$P_{Beschleunigungsgitter}$	0.099 W	0.099 W	0 W
P_{Deckel}	0.045 W	0.047 W	0 W
$P_{Gehäuse}$	0.119 W	0.119 W	0 W
$P_{Titanring}$	0.207 W	0.207 W	0 W
P_{Rest}	0.058 W	0.056 W	0.002 W

(b) Temperaturverteilung im μ NRIT-2.5 für eine homogen verteilte Plasmaleitfähigkeit von $75 \frac{S}{m}$

	gemessen	Fehler			
$T_{Vakuulkammer}$	16.6 °C	0.1 °C	} Eingabeparameter für die Simulation		
$T_{Mounting}$	13.9 °C	0.1 °C			
T_{Spule1}	110.9 °C	0.4 °C			
T_{Spule2}	113.4 °C	0.4 °C			
	gemessen	Fehler	simuliert	Abweichung	Abweichung in %
T_{Spule3}	152.3 °C	0.5 °C	152.7 °C	-0.4 °C	0.26 %
$T_{Gefäß}$	165.1 °C	0.5 °C	163.5 °C	1.6 °C	0.97 %
T_{PEEK}	29.9 °C	0.1 °C	31.5 °C	-1.6 °C	5.35 %
T_{Deckel}	85.2 °C	0.2 °C	87.2 °C	-2.0 °C	2.35 %
$T_{Gehäuse}$	91.5 °C	0.3 °C	90.4 °C	1.1 °C	1.20 %
$T_{Gaseinlass}$	78.4 °C	0.2 °C	85.8 °C	-7.4 °C	9.44 %
T_{Stab}	96.8 °C	0.3 °C	95.2 °C	1.6 °C	1.65 %
T_{Ring}	105.0 °C	0.3 °C	103.4 °C	1.6 °C	1.52 %
$T_{Isolator}$	93.8 °C	0.3 °C	95.0 °C	-1.2 °C	1.28 %
$T_{Beschleunigungsgitter}$	103.4 °C	0.3 °C	100.8 °C	2.6 °C	2.51 %

Tab. 6.10.: Leistungs- und Temperaturverteilung im μ NRIT-2.5 bei Betrieb mit Plasma mit einer RFG-Eingangsleistung von 14.91 W, einem Spulenstrom von (7.05 ± 0.05) A, einer Erregerfrequenz von 2.865 MHz, einer positiven Spannung von 1000 V, einer negativen Spannung von 150 V, einem Extraktionsstrom von 5.49 mA, einer Kraftwirkung der Schrauben von 1204.9 N und einem Kontaktleitwert zwischen Spule und Plasmaentladungsgefäß von $500 \frac{W}{m^2K}$

(a) Leistungseintrag in die Triebwerkskomponenten für eine homogen verteilte Plasmaleitfähigkeit von $78 \frac{S}{m}$ und eine parabolisch verteilte Plasmaleitfähigkeit mit einem Scheitelwert von $136 \frac{S}{m}$

	homogen	parabolisch	Abweichung
P_{Gesamt}	9.353 W	9.357 W	-0.004 W
P_{Plasma}	3.743 W	3.747 W	-0.004 W
P_{Spule}	4.174 W	4.174 W	0.000 W
$P_{\text{Plasmagrenzanker}}$	0.692 W	0.692 W	0.000 W
$P_{\text{Beschleunigungsgitter}}$	0.136 W	0.136 W	0.000 W
P_{Deckel}	0.065 W	0.065 W	0.000 W
$P_{\text{Gehäuse}}$	0.172 W	0.172 W	0.000 W
$P_{\text{Titanring}}$	0.289 W	0.289 W	0.000 W
P_{Rest}	0.082 W	0.083 W	0.000 W

(b) Temperaturverteilung im μ NRIT-2.5 für eine homogen verteilte Plasmaleitfähigkeit von $78 \frac{S}{m}$

	gemessen	Fehler			
$T_{\text{Vakuumkammer}}$	17.4 °C	0.1 °C	} Eingabeparameter für die Simulation		
T_{Mounting}	15.4 °C	0.1 °C			
T_{Spule1}	138.9 °C	0.4 °C			
T_{Spule2}	142 °C	0.4 °C			
	gemessen	Fehler	simuliert	Abweichung	Abweichung in %
T_{Spule3}	196 °C	0.5 °C	196 °C	0 °C	0.00 %
$T_{\text{Gefäß}}$	213.4 °C	0.6 °C	208.8 °C	4.6 °C	2.16 %
T_{PEEK}	35.6 °C	0.2 °C	36.6 °C	-1 °C	2.81 %
T_{Deckel}	109.8 °C	0.3 °C	110.9 °C	-1.1 °C	1.00 %
$T_{\text{Gehäuse}}$	118.2 °C	0.3 °C	115.3 °C	2.9 °C	2.45 %
$T_{\text{Gaseinlass}}$	100.6 °C	0.3 °C	108.9 °C	-8.3 °C	8.25 %
T_{Stab}	128.3 °C	0.3 °C	122.4 °C	5.9 °C	4.60 %
T_{Ring}	139.9 °C	0.3 °C	133.2 °C	6.7 °C	4.79 %
T_{Isolator}	121.5 °C	0.3 °C	121 °C	0.5 °C	0.41 %
$T_{\text{Beschleunigungsgitter}}$	134.5 °C	0.3 °C	128.8 °C	5.7 °C	4.24 %

Tab. 6.11.: Leistungs- und Temperaturverteilung im μ NRIT-2.5 bei Betrieb mit Plasma mit einer RFG-Eingangsleistung von 19.98 W, einem Spulenstrom von (8.15 ± 0.05) A, einer Erregerfrequenz von 2.862 MHz, einer positiven Spannung von 1000 V, einer negativen Spannung von 150 V, einem Extraktionsstrom von 6.29 mA, einer Kraftwirkung der Schrauben von 1353.9 N und einem Kontaktleitwert zwischen Spule und Plasmaentladungsgefäß von $500 \frac{\text{W}}{\text{m}^2\text{K}}$

(a) Leistungseintrag in die Triebwerkskomponenten für eine homogen verteilte Plasmaleitfähigkeit von $75 \frac{\text{S}}{\text{m}}$ und eine parabolisch verteilte Plasmaleitfähigkeit mit einem Scheitelwert von $130.5 \frac{\text{S}}{\text{m}}$

	homogen	parabolisch	Abweichung
P_{Gesamt}	12.695 W	12.690 W	0.005 W
P_{Plasma}	4.817 W	4.812 W	0.005 W
P_{Spule}	5.893 W	5.893 W	0.000 W
$P_{\text{Plasmagrenzanker}}$	0.979 W	0.979 W	0.000 W
$P_{\text{Beschleunigungsgitter}}$	0.181 W	0.181 W	0.000 W
P_{Deckel}	0.088 W	0.088 W	0.000 W
$P_{\text{Gehäuse}}$	0.239 W	0.239 W	0.000 W
$P_{\text{Titanring}}$	0.389 W	0.389 W	0.000 W
P_{Rest}	0.109 W	0.110 W	0.000 W

(b) Temperaturverteilung im μ NRIT-2.5 für eine homogen verteilte Plasmaleitfähigkeit von $75 \frac{\text{S}}{\text{m}}$

	gemessen	Fehler			
$T_{\text{Vakuumkammer}}$	21 °C	0.1 °C	} Eingabeparameter für die Simulation		
T_{Mounting}	19.4 °C	0.1 °C			
T_{Spule1}	171.8 °C	0.5 °C			
T_{Spule2}	174 °C	0.5 °C			
	gemessen	Fehler	simuliert	Abweichung	Abweichung in %
T_{Spule3}	241.9 °C	0.6 °C	241.2 °C	0.7 °C	0.29 %
$T_{\text{Gefäß}}$	263 °C	0.7 °C	252.7 °C	10.3 °C	3.92 %
T_{PEEK}	43.6 °C	0.2 °C	43.3 °C	0.3 °C	0.69 %
T_{Deckel}	135.8 °C	0.3 °C	135.1 °C	0.7 °C	0.52 %
$T_{\text{Gehäuse}}$	145.9 °C	0.3 °C	140.7 °C	5.2 °C	3.56 %
$T_{\text{Gaseinlass}}$	124.4 °C	0.3 °C	132.5 °C	-8.1 °C	6.51 %
T_{Stab}	162.2 °C	0.4 °C	150.4 °C	11.8 °C	7.27 %
T_{Ring}	176 °C	0.4 °C	163.5 °C	12.5 °C	7.10 %
T_{Isolator}	150.3 °C	0.4 °C	147.3 °C	3 °C	2.00 %
$T_{\text{Beschleunigungsgitter}}$	166.9 °C	0.4 °C	156.9 °C	10 °C	5.99 %

Die Tabelle 6.12 beinhaltet für alle drei untersuchten Betriebspunkte nicht nur den Scheitelwert, sondern auch den Minimalwert und den Mittelwert der räumlich parabolisch verteilten Plasmaleitfähigkeit. Wie zu erkennen ist, sind alle drei Mittelwerte leicht größer verglichen zur ermittelten räumlich homogen verteilten Plasmaleitfähigkeit.

Tab. 6.12.: Scheitelwert, Minimalwert und Mittelwert der räumlich parabolisch verteilten Plasmaleitfähigkeit

P_{RFG}	Plasmaleitfähigkeit		
	maximal	mittel	minimal
10.28 W	$131.00 \frac{\text{S}}{\text{m}}$	$80.17 \frac{\text{S}}{\text{m}}$	$23.66 \frac{\text{S}}{\text{m}}$
14.91 W	$136.00 \frac{\text{S}}{\text{m}}$	$83.23 \frac{\text{S}}{\text{m}}$	$24.57 \frac{\text{S}}{\text{m}}$
19.98 W	$130.50 \frac{\text{S}}{\text{m}}$	$79.87 \frac{\text{S}}{\text{m}}$	$23.57 \frac{\text{S}}{\text{m}}$

Weiterhin ist es interessant, dass die Simulationen für die drei untersuchten Betriebspunkte sowohl bei der räumlich homogen als auch bei der räumlich parabolisch verteilten Plasmaleitfähigkeiten annähernd den gleichen Wert liefern. Die unterschiedliche Einkopplung von Leistung ins Plasma kann somit nur durch die unterschiedliche induzierte Plasmastromdichten zustande kommen, was das elektromagnetische Simulationsmodell auch zeigt. Die Tabelle 6.13 beinhaltet für die drei vermessenen Betriebspunkte, sowohl für die räumlich homogen als auch die räumlich parabolisch verteilte Plasmaleitfähigkeiten die durch die elektromagnetische Simulation ermittelten Plasmastromdichten.

Tab. 6.13.: durch die Simulation ermittelte mittlere Plasmastromdichte

P_{RFG}	mittlere Plasmastromdichte	
	homogen	parabolisch
10.28 W	$5.71 \cdot 10^4 \frac{\text{A}}{\text{m}^2}$	$5.95 \cdot 10^4 \frac{\text{A}}{\text{m}^2}$
14.91 W	$7.00 \cdot 10^4 \frac{\text{A}}{\text{m}^2}$	$7.30 \cdot 10^4 \frac{\text{A}}{\text{m}^2}$
19.98 W	$7.79 \cdot 10^4 \frac{\text{A}}{\text{m}^2}$	$8.10 \cdot 10^4 \frac{\text{A}}{\text{m}^2}$

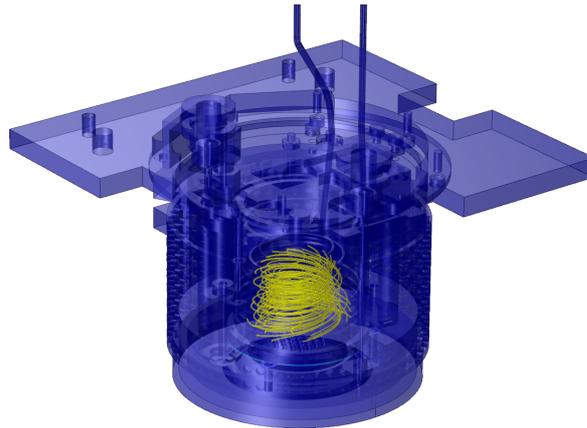


Abb. 6.10.: Verlauf der ins Plasma induzierten Stromdichte (Triebwerksparameter während der Messung: Massenfluss von 0.15 sccm, Spulenstrom von (5.98 ± 0.01) A, Arbeitsfrequenz von 2.862 MHz, Eingangsleistung des RFG's von 10.28 W, Spannung am Plasmagrenzanker von 1000 V, Spannung am Beschleunigungsgitter von -150 V, Extraktionsstrom von 4.05 mA)

In Abbildung 6.10 ist als Beispiel für den Betriebspunkt mit dem Spulenstrom von (5.98 ± 0.01) A der Verlauf der ins Plasma induzierten Plasmastromdichte dargestellt. Wie zu erkennen ist, verlaufen die Feldlinien der Plasmastromdichte nicht im Kreis, sondern spiralen sich auf. Diese Bahnform ist durch das elektrische Feld der spiralförmigen Spule vorgegeben.

Trotz der annähernd gleichen Plasmaleitfähigkeiten unterscheiden sich an den drei Betriebspunkten nicht nur die induzierten Plasmastromdichten. Vielmehr sind die Plasmaparameter sehr verschieden, sodass die Plasmaentladungen an den Betriebspunkten nicht vergleichbar sind.

In Tabelle 6.14 sind die Plasmaparameter für die beiden Betriebspunkten mit den Leistungen von 14.91 W und 19.98 W und einer räumlich homogenen Plasmaleitfähigkeit notiert. Nachdem die mittlere Elektronentemperatur aus den RPA-Messungen bestimmt wurde und den Ionen und Neutralteilchen die Temperatur des Plasmaentladungsgefäßes zugewiesen wurde, wurden die restlichen Plasmaparameter unter Zuhilfenahme der im Theorieteil und dem Abschnitt „Aufbau des Simulationsmodells“ getroffenen Annahmen berechnet.

Die Ermittlung der Plasmaparameter für den Betriebspunkt mit der Leistung von 10.28 W war leider nicht möglich, da die RPA-Messung fehlerhaft war. Die Tabelle beinhaltet die RFG-Eingangsleistung P_{RFG} , Arbeitsfrequenz f den Massenfluss \dot{Q} , den aus dem Plasma durch den Plasmagrenzanker austretenden Ionenstrom $I_{\text{Plasmagrenzanker}}$,

Tab. 6.14.: Berechnete Plasmaparameter für zwei untersuchte Betriebspunkte und für die räumlich homogen verteilte Plasmaleitfähigkeit

P_{RFG}	14.91 W	19.98 W
f	2.865 MHz	2.862 MHz
\dot{Q}	0.150 sccm	0.150 sccm
$I_{\text{Plasmagrenzanker}}$	5.58 mA	6.40 mA
$T_{\text{Gefäß}}$	213.4 °C	263.0 °C
\dot{Q}_i	0.077 sccm	0.089 sccm
p	0.108 Pa	0.087 Pa
n_n	$1.61 \cdot 10^{19} \frac{1}{\text{m}^3}$	$1.18 \cdot 10^{19} \frac{1}{\text{m}^3}$
σ_p	$78 \frac{\text{S}}{\text{m}}$	$75 \frac{\text{S}}{\text{m}}$
T_e	5.05 V	5.99 V
n_e	$1.018 \cdot 10^{17} \frac{1}{\text{m}^3}$	$0.975 \cdot 10^{17} \frac{1}{\text{m}^3}$

die Temperatur am Orte mit dem Temperatursensor „Gefäß“, den zum Ionenstrom äquivalenten Gasfluss \dot{Q}_i den Neutralteilchendruck p , die Neutralteilchendichte n_n , Plasmaleitfähigkeit σ_p , die Elektronentemperatur T_e und die Elektronendichte n_e . Wie zu erkennen ist, ist die Neutralteilchendichte und der Druck in der Plasmaentladung beim Betriebspunkt mit der höheren Leistung aufgrund des höheren Ionenstromes und dem damit verbundenen höheren äquivalenten Gasflusses deutlich geringer. Weiterhin ist die Elektronentemperatur größer und die Elektronendichte niedriger. Beide Parameter führen zu einer stärkeren Ausprägung des Plasmameniskus. Bei optimal eingestellter Ionenoptik, erklärt das den höheren Ionenstrom. Andererseits bewirkt ein höherer Ionenstrom eine Ausdünnung des Plasmas.

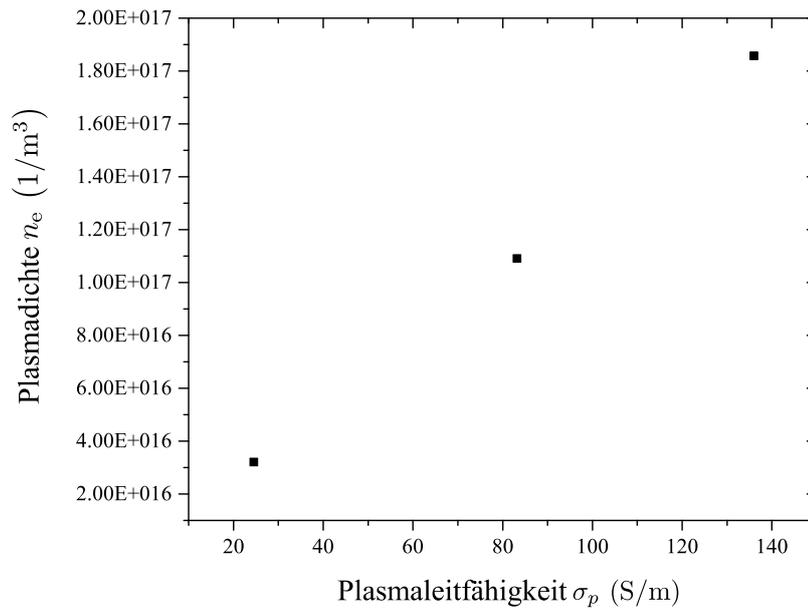


Abb. 6.11.: Abhängigkeit der Plasmadichte von Plasmaleitwert für den Scheitelwert, Minimalwert und Mittelwert der räumlich parabolischen verteilten Plasmaleitfähigkeit aus Tabelle 6.12 (Triebwerksparameter während der Messung: Massenfluss von 0.15 sccm, Spulenstrom von (7.05 ± 0.05) A, Arbeitsfrequenz von 2.865 MHz, Eingangsleistung des RFG's von 14.91 W, Spannung am Plasmagrenzanker von 1000 V, Spannung am Beschleunigungsgitter von -150 V, Extraktionsstrom von 5.49 mA)

In Abbildung 6.11 ist die Abhängigkeit der Plasmadichte vom Plasmaleitwert für den Scheitelwert, Minimalwert und Mittelwert der räumlich parabolischen verteilten Plasmaleitfähigkeit aus Tabelle 6.12 für den Betriebspunkt mit Leistung von 14.91 W gezeigt. Wie zu erkennen ist, ist die ermittelte Plasmadichte in der Mitte der Plasmaentladung um ca. 5.8-fache größer am Rande der Entladung.

KAPITEL 7

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Thermal- und eine Leistungsanalyse an einem unter Laborbedingungen arbeitenden Radiofrequenzionentriebwerk, genaugenommen an einem μ NRIT-2.5, durchgeführt. Die Studie fand an einem Triebwerk statt, welches sich in einem thermischen Gleichgewichtszustand befindet und nicht im transienten Stadium. Insgesamt kamen bei den Untersuchungen sowohl experimentelle als auch simulationstechnische Methoden zum Einsatz.

Zunächst wurden für verschiedene Betriebspunkte des Triebwerks, bei denen es sowohl mit als auch ohne Plasma arbeitete, die Temperaturen an verschiedenen Stellen gemessen und der RF-Strom in der Spule bestimmt. Anschließend wurden mit dem Programm *COMSOL Multiphysics*[®] zwei separate dreidimensionale Simulationsmodelle aufgebaut.

Zur Bestimmung der Verlustleistung innerhalb der Spule und den restlichen Komponenten des Triebwerks sowie der eingekoppelten Leistung ins Plasma, wurde ein elektromagnetisches Simulationsmodell benutzt, welches allein durch den gemessenen Spulenstrom gesteuert wird. Dieses Modell wurde mittels eines LCR-Meters überprüft. Hierbei wurden der gemessene Widerstand und die gemessene Induktivität sowohl der Spule alleine als auch des gesamten Triebwerks mit den entsprechenden Werten der Simulation verglichen. Die Abweichung zwischen den Ergebnissen der Simulation und den aufgenommenen Messwerten liegt im einstelligen Prozentbereich.

Zur Analyse des vollständigen Temperaturverlaufs innerhalb des Triebwerks wurde eine thermische Simulation erstellt. In diesem Modell dienen die durch die elektromagnetische Simulation ermittelten Leistungen als Heizquellen.

Das thermische Modell berücksichtigt sowohl die gegenseitige Anstrahlung der einzelnen Komponenten als auch die Abstrahlung gegen die Umgebung. Weiterhin wird die Wärmeleitung an den Kontaktstellen zur Vakuumtestanlage und zwischen den einzelnen Triebwerkskomponenten erfasst. Zwischen den einzelnen Komponenten werden thermische Kontaktleitwerte beachtet. Zur Ermittlung der Kontaktleitwerte wurden die

Oberflächenrauheiten der Triebwerkskomponenten mittels eines Konfokalmikroskops und eines Rasterkraftmikroskops vermessen.

Die Kraft zwischen den Kontaktstellen, welche durch das Verpressen einzelner Komponenten entsteht, ist mechanisch schwer messbar. Deswegen wurde das Triebwerk ohne Plasma betrieben und ein entsprechendes Simulationsmodell erstellt. In diesem Modell wurde wirkende Kraft solange variiert, bis die gemessene und simulierte Temperatur übereinstimmten. Insgesamt wurden auf diese Weise fünf Betriebspunkte analysiert. Es wurde ein funktionaler Zusammenhang zwischen dieser Kraft und der Temperatur einer Triebwerkskomponente, auf die der thermische Einfluss des Plasmas sich kaum auswirkt, aufgestellt. Dieser funktionale Zusammenhang wurde anschließend in den thermischen Simulationen mit Plasma eingebunden.

Die Leistungseinkopplung ins Plasma wurde durch den Abgleich mehrerer Simulationen mit verschiedenen Plasmaleitfähigkeiten und einer entsprechenden Messung ermittelt. Hierfür lieferte das elektromagnetische Simulationsmodell für verschiedene Plasmaleitfähigkeiten die entsprechenden ins Plasma deponierten Leistungen, die wiederum als Heizquelle im thermischen Modell dienten. Dabei wurde die Plasmaleitfähigkeit solange variiert, bis die simulierten und gemessenen Temperaturen übereinstimmten. Insgesamt wurden zwei Fälle untersucht: Im ersten Fall wurde innerhalb des Plasmavolumens eine räumlich homogen verteilte Plasmaleitfähigkeit angenommen und im zweiten Fall eine räumlich parabolisch verteilte Plasmaleitfähigkeit definiert.

Innerhalb eines analytischen Plasmamodells wurde die Plasmadichte aus den ermittelten Plasmaleitfähigkeiten bestimmt. Die für dieses Modell benötigte Elektronentemperatur wurde aus dem Plasma-Wandpotential berechnet, welches mit Hilfe eines Retarding Potential Analyzer gemessen wurde. Die benötigte Neutralteilchendichte wurde aus dem Massenfluss abzüglich des Ionenflusses und dem Gitter-Leitwert ermittelt.

Die Analysen zeigen, dass die größte Herausforderung dieses Modells in der Beschreibung der Wärmekontakte und deren Veränderungen mit der Temperatur liegt. Jedoch lassen sich mit ausreichender Sorgfalt hinreichend genau Eingangsparameter für die Simulation finden und mit dem entsprechenden Zeitaufwand ein realistisches Simulationsmodell erstellen.

Für zukünftige Anwendungen, insbesondere wenn diese einen einfacheren Aufbau besitzen als das μ NRIT-2.5, könnte man überlegen die beiden Simulationsmodelle miteinander zu koppeln, sodass eine direkte Abhängigkeit der einzelnen Parameter innerhalb der Modelle berücksichtigt wird. Man könnte weiterhin darüber nachdenken in das gekoppelte Simulationsmodell eine Plasmasimulation zu integrieren oder es, um eine Wärmebelastungsanalyse zu erweitern.

ANHANG A

Materialparameter

A.1. Für die elektromagnetische Simulation benötigte Materialparameter

Silber:

spezifischer Widerstand ρ für den Temperaturbereich zwischen 200 K und 1235 K
[Mul12]:

$$\rho = \left[-1.812752 \cdot 10^{-9} + 6.074742 \cdot 10^{-11} (T/\text{K}) - 3.077059 \cdot 10^{-15} (T/\text{K})^2 + 8.269045 \cdot 10^{-18} (T/\text{K})^3 \right] \Omega\text{m}$$

Permittivitätszahl ϵ_r :

$$\epsilon_r = 1$$

Permeabilitätszahl μ_r :

$$\mu_r = 1$$

Molybdän:

spezifischer Widerstand ρ für den Temperaturbereich zwischen 200 K und 2894 K
[Mul12]:

$$\rho = \left[-1.625604 \cdot 10^{-8} + 2.325616 \cdot 10^{-10} (T/K) + 2.59083 \cdot 10^{-14} (T/K)^2 - 2.668883 \cdot 10^{-18} (T/K)^3 \right] \Omega\text{m}$$

Permittivitätszahl ε_r :

$$\varepsilon_r = 1$$

Permeabilitätszahl μ_r :

$$\mu_r = 1$$

Graphit DFP-1:

spezifischer Widerstand ρ für den Temperaturbereich zwischen 273 K und 1023 K
[Mul12]:

$$\rho = \left[2.098469 \cdot 10^{-5} - 3.917395 \cdot 10^{-8} (T/K) + 4.54199 \cdot 10^{-11} (T/K)^2 - 2.318257 \cdot 10^{-14} (T/K)^3 + 4.478872 \cdot 10^{-18} (T/K)^4 \right] \Omega\text{m}$$

Permittivitätszahl ε_r :

$$\varepsilon_r = 1$$

Permeabilitätszahl μ_r :

$$\mu_r = 1$$

Titan Ti-6Al-4V:

spezifischer Widerstand ρ für den Temperaturbereich zwischen 19 K und 311 K [Mul12]:

$$\rho = \left[1.430815 \cdot 10^{-6} + 4.396863 \cdot 10^{-10} (T/K) + 2.39249 \cdot 10^{-12} (T/K)^2 - 4.16955 \cdot 10^{-15} (T/K)^3 \right] \Omega\text{m}$$

und für den Temperaturbereich zwischen 311 K und 922 K [Mul12]:

$$\rho = \left[1.350277 \cdot 10^{-6} + 1.166356 \cdot 10^{-9} (T/K) - 4.05991 \cdot 10^{-13} (T/K)^2 \right] \Omega\text{m}$$

Permittivitätszahl ϵ_r :

$$\epsilon_r = 1$$

Permeabilitätszahl μ_r [Mati]:

$$\mu_r = 1.00005$$

Edelstahl 316L:

spezifischer Widerstand ρ für den Temperaturbereich zwischen 4 K und 873 K [Mul12]:

$$\rho = \left[5.276562 \cdot 10^{-7} + 8.042312 \cdot 10^{-10} (T/K) - 1.952561 \cdot 10^{-13} (T/K)^2 \right] \Omega\text{m}$$

Permittivitätszahl ϵ_r :

$$\epsilon_r = 1$$

Permeabilitätszahl μ_r [Matd]:

$$\mu_r = 1.008$$

Edelstahl 304:

spezifischer Widerstand ρ für den Temperaturbereich zwischen 4 K und 1173 K [Mul12]:

$$\rho = \left[4.769612 \cdot 10^{-7} + 8.670423 \cdot 10^{-10} (T/\text{K}) - 1.750491 \cdot 10^{-13} (T/\text{K})^2 \right] \Omega\text{m}$$

Permittivitätszahl ε_r :

$$\varepsilon_r = 1$$

Permeabilitätszahl μ_r [Matb]:

$$\mu_r = 1.02$$

Aluminium 5754-H24:

spezifischer Widerstand¹ ρ für den Temperaturbereich zwischen 200 K und 933 K [Matc, Mul12]:

$$\rho = 5.32 \cdot 10^{-8} \left[-3.869435 \cdot 10^{-1} + 5.414723 \cdot 10^{-3} (T/\text{K}) - 3.05681 \cdot 10^{-6} (T/\text{K})^2 + 2.469993 \cdot 10^{-9} (T/\text{K})^3 \right] \Omega\text{m}$$

Permittivitätszahl ε_r :

$$\varepsilon_r = 1$$

Permeabilitätszahl μ_r :

$$\mu_r = 1$$

¹ Bei dem angegebenen spezifischen Widerstand von Aluminium 5754-H24 wurde der Widerstandswert von $5.32 \cdot 10^{-8} \Omega\text{m}$ aus der Datenbank von MatWeb [Matc] verwendet. Für die angegebene Temperaturabhängigkeit von Aluminium 5754-H24 wurde hingegen die in der Datenbank von Comsol [Mul12] angegebene Temperaturabhängigkeit für reines Aluminium benutzt.

Aluminium 2017-T4:

spezifischer Widerstand² ρ für den Temperaturbereich zwischen 200 K und 933 K
[Matc, Mul12]:

$$\rho = 5.15 \cdot 10^{-8} \left[-3.869435 \cdot 10^{-1} + 5.414723 \cdot 10^{-3} (T/K) - 3.05681 \cdot 10^{-6} (T/K)^2 + 2.469993 \cdot 10^{-9} (T/K)^3 \right] \Omega\text{m}$$

Permittivitätszahl ϵ_r :

$$\epsilon_r = 1$$

Permeabilitätszahl μ_r :

$$\mu_r = 1$$

Kupfer:

spezifischer Widerstand ρ für den Temperaturbereich zwischen 100 K und 1358 K
[Mul12]:

$$\rho = \left[-3.514582 \cdot 10^{-9} + 7.064722 \cdot 10^{-11} (T/K) - 8.917638 \cdot 10^{-15} (T/K)^2 + 1.026538 \cdot 10^{-17} (T/K)^3 \right] \Omega\text{m}$$

Permittivitätszahl ϵ_r :

$$\epsilon_r = 1$$

Permeabilitätszahl μ_r :

$$\mu_r = 1$$

² Bei dem angegebenen spezifischen Widerstand von Aluminium 2017-T4 wurde der Widerstandswert von $5.15 \cdot 10^{-8} \Omega\text{m}$ aus der Datenbank von MatWeb [Mate] entnommen. Die angegebene Temperaturabhängigkeit von Aluminium 2017-T4 entspricht der in der Datenbank von Comsol [Mul12] angegebenen Temperaturabhängigkeit für reines Aluminium.

96% Al₂O₃:

spezifischer Widerstand ρ [Matg]:

$$\rho = 1 \cdot 10^{12} \Omega\text{m}$$

Permittivitätszahl ε_r [Matg]:

$$\varepsilon_r = 9.3$$

Permeabilitätszahl μ_r :

$$\mu_r = 1$$

Macor:

spezifischer Widerstand ρ für den Temperaturbereich zwischen 293 K und 773 K [Mul12]:

$$\rho = \exp \left[1.165617 \cdot 10^2 - 5.105309 \cdot 10^{-1} (T/\text{K}) + 1.084161 \cdot 10^{-3} (T/\text{K})^2 - 1.136123 \cdot 10^{-6} (T/\text{K})^3 + 4.620175 \cdot 10^{-10} (T/\text{K})^4 \right] \Omega\text{m}$$

Permittivitätszahl ε_r [Matf]:

$$\varepsilon_r = 6.03$$

Permeabilitätszahl μ_r :

$$\mu_r = 1$$

Ketron®1000 PEEK:

spezifischer Widerstand ρ [Math]:

$$\rho = 1 \cdot 10^{12} \Omega\text{m}$$

Permittivitätszahl ϵ_r [Math]:

$$\epsilon_r = 3.2$$

Permeabilitätszahl μ_r :

$$\mu_r = 1$$

HGW³ 2372.4:

Isolationswiderstand R [Co.]:

$$\rho = 1 \cdot 10^{12} \Omega$$

Permittivitätszahl ϵ_r [Co.]:

$$\epsilon_r = 5$$

Permeabilitätszahl μ_r :

$$\mu_r = 1$$

³ HGW ist die Abkürzung für Hartgewebe und bezeichnet ein Faser-Kunststoff-Verbund.

PTFE⁴:

spezifischer Durchgangswiderstand R [Gm \cdot cm]:

$$\rho = 1 \cdot 10^{16} \Omega$$

Permittivitätszahl ϵ_r [Gm \cdot cm]:

$$\epsilon_r = 2.1$$

Permeabilitätszahl μ_r :

$$\mu_r = 1$$

⁴ Polytetrafluorethylen

A.2. Für die thermische Simulation benötigte Materialparameter

Silber:

Dichte ρ für den Temperaturbereich zwischen 140 K und 873 K [Mul12]:

$$\rho = [1.065896 \cdot 10^4 - 4.692536 \cdot 10^{-1} (T/K) - 2.976784 \cdot 10^{-4} (T/K)^2 + 1.470941 \cdot 10^{-7} T^3] \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$$

Wärmeleitfähigkeit λ für den Temperaturbereich zwischen 250 K und 1235 K [Mul12]:

$$\lambda = [4.198682 \cdot 10^2 + 9.979317 \cdot 10^{-2} (T/K) - 2.937158 \cdot 10^{-4} (T/K)^2 + 2.109166 \cdot 10^{-7} (T/K)^3 - 5.786644 \cdot 10^{-11} (T/K)^4] \frac{\text{W}}{\text{m K}}$$

spezifische Wärmekapazität c für den Temperaturbereich zwischen 75 K und 300 K [Mul12]:

$$c = [-6.385884 \cdot 10^1 + 5.177265 (T/K) - 3.961478 \cdot 10^{-2} (T/K)^2 + 1.570454 \cdot 10^{-4} (T/K)^3 - 3.105375 \cdot 10^{-7} (T/K)^4 + 2.411435 \cdot 10^{-10} (T/K)^5] \frac{\text{J}}{\text{kg K}}$$

und für den Temperaturbereich zwischen 300 K und 1235 K [Mul12]:

$$c = [2.257065 \cdot 10^2 + 1.705702 \cdot 10^{-2} (T/K) + 5.007143 \cdot 10^{-5} (T/K)^2 - 1.768498 \cdot 10^{-8} (T/K)^3] \frac{\text{J}}{\text{kg K}}$$

Emissionsgrad ε [MIC]:

$$\varepsilon = 0.052$$

Molybdän:

Dichte ρ für den Temperaturbereich zwischen 115 K und 640 K [Mul12]:

$$\rho = [1.023505 \cdot 10^4 - 4.233169 \cdot 10^{-2} (T/K) - 4.160014 \cdot 10^{-4} (T/K)^2 + 6.407594 \cdot 10^{-7} (T/K)^3 - 3.687259 \cdot 10^{-10} (T/K)^4] \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$$

Wärmeleitfähigkeit λ für den Temperaturbereich zwischen 200 K und 2800 K [Mul12]:

$$\lambda = [1.510875 \cdot 10^2 - 4.205068 \cdot 10^{-2} (T/K) - 3.821005 \cdot 10^{-6} (T/K)^2 + 7.675685 \cdot 10^{-9} (T/K)^3 - 1.432915 \cdot 10^{-12} (T/K)^4] \frac{\text{W}}{\text{m K}}$$

spezifische Wärmekapazität c für den Temperaturbereich zwischen 120 K und 400 K [Mul12]:

$$c = [-6.780624 \cdot 10^1 + 3.127647T - 0.01208514 \cdot 10^{-2} (T/K)^2 + 2.155293 \cdot 10^{-5} (T/K)^3 - 1.440976 \cdot 10^{-8} (T/K)^4] \frac{\text{J}}{\text{kg K}}$$

und für den Temperaturbereich zwischen 400 K und 1900 K [Mul12]:

$$c = [1.983154 \cdot 10^2 + 2.420588 \cdot 10^{-2} (T/K) - 2.804745 \cdot 10^{-4} (T/K)^2 + 1.671021 \cdot 10^{-7} (T/K)^3 - 3.273978 \cdot 10^{-11} (T/K)^4] \frac{\text{J}}{\text{kg K}}$$

Emissionsgrad ε [OE]:

$$\varepsilon = 0.06$$

Graphit DFP-1:

Dichte ρ für den Temperaturbereich zwischen 303 K und 1830 K [Mul12]:

$$\rho = 1830 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$$

Wärmeleitfähigkeit λ für den Temperaturbereich zwischen 293 K und 773 K [Mul12]:

$$\lambda = [2.179072 \cdot 10^2 - 5.848506 \cdot 10^{-1} (T/\text{K}) + 0.1115351 \cdot 10^{-3} (T/\text{K})^2 - 1.080461 \cdot 10^{-6} (T/\text{K})^3 + 3.989899 \cdot 10^{-10} (T/\text{K})^4] \frac{\text{W}}{\text{m K}}$$

spezifische Wärmekapazität c für den Temperaturbereich zwischen 0 K und 350 K [Mul12]:

$$c = [-9.144797 \cdot 10^2 + 7.621169T - 8.707096 \cdot 10^{-1} \cdot 10^{-3} (T/\text{K})^2 + 4.734455 \cdot 10^{-6} (T/\text{K})^3 - 9.791598 \cdot 10^{-10} (T/\text{K})^4] \frac{\text{J}}{\text{kg K}}$$

und für den Temperaturbereich zwischen 350 K und 1200 K [Mul12]:

$$c = [1.17069 \cdot 10^3 + 6.866316 \cdot 10^{-1} (T/\text{K}) - 5.539591 \cdot 10^{-5} (T/\text{K})^2 - 5.585816 \cdot 10^{-8} (T/\text{K})^3 + 1.204418 \cdot 10^{-11} (T/\text{K})^4] \frac{\text{J}}{\text{kg K}}$$

Emissionsgrad ε [OE]:

$$\varepsilon = 0.95$$

Titan Ti-6Al-4V:

Dichte ρ für den Temperaturbereich zwischen 24 K und 300 K [Mul12]:

$$\rho = [4.452817 \cdot 10^3 + 2.869485 \cdot 10^{-2} (T/K) - 6.448869 \cdot 10^{-4} (T/K)^2 + 9.646377 \cdot 10^{-7} (T/K)^3 - 1.720215 \cdot 10^{-11} (T/K)^4] \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$$

und für den Temperaturbereich zwischen 300 K und 1033 K [Mul12]:

$$\rho = [4.467094 \cdot 10^3 - 1.19171 \cdot 10^{-1} (T/K) - 1.275079 \cdot 10^{-5} (T/K)^2] \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$$

Wärmeleitfähigkeit λ für den Temperaturbereich zwischen 9 K und 311 K [Mul12]:

$$\lambda = [1.560505 \cdot 10^{-1} + 7.648919 \cdot 10^{-2} (T/K) - 2.883179 \cdot 10^{-4} (T/K)^2 + 3.68138 \cdot 10^{-7} (T/K)^3] \frac{\text{W}}{\text{m K}}$$

und für den Temperaturbereich zwischen 311 K und 811 K [Mul12]:

$$\lambda = [8.114005 - 1.485211 \cdot 10^{-2} (T/K) + 4.468662 \cdot 10^{-5} (T/K)^2 - 2.273481 \cdot 10^{-8} (T/K)^3] \frac{\text{W}}{\text{m K}}$$

spezifische Wärmekapazität c für den Temperaturbereich zwischen 95 K und 303 K [Mul12]:

$$c = [-1.671732 \cdot 10^2 + 6.754298T - 2.352377 \cdot 10^{-2} (T/K)^2 + 2.956257 \cdot 10^{-5} (T/K)^3] \frac{\text{J}}{\text{kg K}}$$

und für den Temperaturbereich zwischen 303 K und 1900 K [Mul12]:

$$c = [3.833514 \cdot 10^2 + 6.708818 \cdot 10^{21} (T/K) - 5.35234 \cdot 10^{-4} (T/K)^2 + 1.635172 \cdot 10^{-7} (T/K)^3] \frac{\text{J}}{\text{kg K}}$$

Emissionsgrad ε [YSBY10]:

$$\varepsilon = 0.25$$

Edelstahl 316L:

Dichte ρ mit der Einheit $\frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$ für den Temperaturbereich zwischen 273 K und 921 K [Mul12]:

$$\rho = \left(8.07717 \cdot 10^3 - 3.79442 \cdot 10^{-1} (T/\text{K})^1 - 4.90583 \cdot 10^{-5} (T/\text{K})^2 \right) \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$$

Wärmeleitfähigkeit λ für den Temperaturbereich zwischen 135 K und 1220 K [Mul12]:

$$\lambda = \left(8.38266 + 0.01750316 \cdot 10^{-2} (T/\text{K}) - 3.146906 \cdot 10^{-6} (T/\text{K})^2 \right) \frac{\text{W}}{\text{m K}}$$

spezifische Wärmekapazität c für den Temperaturbereich zwischen 140 K und 300 K [Mul12]:

$$c = \left(-7.5583 \cdot 10^1 + 5.006926 (T/\text{K}) - 0.01649475 \cdot 10^{-2} (T/\text{K})^2 + 2.027486 \cdot 10^{-5} (T/\text{K})^3 \right) \frac{\text{J}}{\text{kg K}}$$

und für den Temperaturbereich zwischen 300 K und 1500 K [Mul12]:

$$c = \left(2.356508 \cdot 10^2 + 1.300842 (T/\text{K})^1 - 1.890526 \cdot 10^{-3} (T/\text{K})^2 + 1.348414 \cdot 10^{-6} (T/\text{K})^3 - 3.433794 \cdot 10^{-10} (T/\text{K})^4 \right) \frac{\text{J}}{\text{kg K}}$$

Emissionsgrad ε [OE]:

$$\varepsilon = 0.28$$

Edelstahl 304:

Dichte ρ für den Temperaturbereich zwischen 93 K und 1700 K [Mul12]:

$$\rho = [7.945333 \cdot 10^3 - 1.981948 \cdot 10^{-1} (T/K) - 3.713764 \cdot 10^{-4} (T/K)^2 + 2.213069 \cdot 10^{-7} (T/K)^3 - 5.128456 \cdot 10^{-11} (T/K)^4] \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$$

Wärmeleitfähigkeit λ für den Temperaturbereich zwischen 45 K und 293 K [Mul12]:

$$\lambda = [-1.031521 + 1.813807 \cdot 10^{-1} (T/K) - 1.088656 \cdot 10^{-3} (T/K)^2 + 3.411681 \cdot 10^{-6} (T/K)^3 - 3.988389 \cdot 10^{-9} (T/K)^4] \frac{\text{W}}{\text{m K}}$$

und für den Temperaturbereich zwischen 293 K und 1200 K [Mul12]:

$$\lambda = [6.742253 + 2.864915 \cdot 10^{-2} (T/K)] \frac{\text{W}}{\text{m K}}$$

spezifische Wärmekapazität c für den Temperaturbereich zwischen 128 K und 310 K [Mul12]:

$$c = [2.70215 \cdot 10^2 - 1.210511 (T/K) + 2.151566 \cdot 10^{-2} (T/K)^2 - 7.511841 \cdot 10^{-5} (T/K)^3 + 8.136796 \cdot 10^{-8} (T/K)^4] \frac{\text{J}}{\text{kg K}}$$

und für den Temperaturbereich zwischen 310 K und 1311 K [Mul12]:

$$c = [1.092073 \cdot 10^2 + 2.571775 (T/K) - 6.528099 \cdot 10^{-3} (T/K)^2 + 7.787524 \cdot 10^{-6} (T/K)^3 - 4.167913 \cdot 10^{-9} (T/K)^4 + 8.090613 \cdot 10^{-13} (T/K)^5] \frac{\text{J}}{\text{kg K}}$$

Emissionsgrad ε für den Temperaturbereich zwischen 340 K und 1100 K [Mul12]:

$$\varepsilon = 3.942897 \cdot 10^{-2} + 2.131191 \cdot 10^{-4} (T/K) - 6.420526 \cdot 10^{-8} (T/K)^2$$

Aluminium 5754-H24:

Dichte ρ für den Temperaturbereich zwischen 223 K und 573 K [Mul12]:

$$\rho = [2.70817 \cdot 10^3 - 1.443685 \cdot 10^{-1} (T/K) - 6.845439 \cdot 10^{-5} (T/K)^2] \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$$

Wärmeleitfähigkeit λ [Matc]:

$$\lambda = 125 \frac{\text{W}}{\text{m K}}$$

spezifische Wärmekapazität c [Matc]:

$$c = 900 \frac{\text{J}}{\text{kg K}}$$

Emissionsgrad ε [OE]:

$$\varepsilon = 0.06$$

Aluminium 2017-T4:

Dichte ρ mit der Einheit $\frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$ für den Temperaturbereich zwischen 273 K und 921 K [Mul12]:

$$\rho = [2.827838 \cdot 10^3 - 6.931978 \cdot 10^{-2} (T/\text{K}) - 2.410092 \cdot 10^{-4} (T/\text{K})^2 + 1.24382 \cdot 10^{-7} (T/\text{K})^3] \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$$

Wärmeleitfähigkeit λ [Mate]:

$$\lambda = 134 \frac{\text{W}}{\text{m K}}$$

spezifische Wärmekapazität c [Mate]:

$$c = 880 \frac{\text{J}}{\text{kg K}}$$

Emissionsgrad ε [OE]:

$$\varepsilon = 0.06$$

Kupfer:

Dichte ρ für den Temperaturbereich zwischen 250 K und 1250 K [Mul12]:

$$\rho = [9.062604 \cdot 10^3 - 3.926111 \cdot 10^{-1} (T/K) - 8.730517 \cdot 10^{-5} (T/K)^2] \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$$

Wärmeleitfähigkeit λ für den Temperaturbereich zwischen 100 K und 300 K [Mul12]:

$$\lambda = [5.554 \cdot 10^2 - 2.116905 (T/K) + 8.971429 \cdot 10^{-3} (T/K)^2 - 1.266667 \cdot 10^{-5} (T/K)^3] \frac{\text{W}}{\text{m K}}$$

und für den Temperaturbereich zwischen 300 K und 1358 K [Mul12]:

$$\lambda = [4.237411 \cdot 10^2 - 3.133575 \cdot 10^{-1} (T/K) + 1.013916 \cdot 10^{-3} (T/K)^2 - 1.570451 \cdot 10^{-6} (T/K)^3 + 1.06222 \cdot 10^{-9} (T/K)^4 - 2.64198 \cdot 10^{-13} (T/K)^5] \frac{\text{W}}{\text{m K}}$$

spezifische Wärmekapazität c für den Temperaturbereich zwischen 60 K und 300 K [Mul12]:

$$c = [-2.152814 \cdot 10^2 + 8.236392 (T/K) - 4.732108 \cdot 10^{-2} (T/K)^2 + 1.291112 \cdot 10^{-4} (T/K)^3 - 1.357031 \cdot 10^{-7} (T/K)^4] \frac{\text{J}}{\text{kg K}}$$

und für den Temperaturbereich zwischen 300 K und 1300 K [Mul12]:

$$c = [3.42764 \cdot 10^2 + 1.338348 \cdot 10^{-1} T^1 + 5.535252 \cdot 10^{-5} (T/K)^2 - 1.971221 \cdot 10^{-7} (T/K)^3 + 1.140747 \cdot 10^{-10} (T/K)^4] \frac{\text{J}}{\text{kg K}}$$

Es gibt keine strahlende Oberfläche.

96% Al₂O₃:

Dichte ρ [Matg]:

$$\rho = 3800 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$$

Wärmeleitfähigkeit λ [Matg]:

$$\lambda = 25 \frac{\text{W}}{\text{m K}}$$

spezifische Wärmekapazität c [Matg]:

$$c = 880 \frac{\text{J}}{\text{kg K}}$$

Emissionsgrad ε [OE]:

$$\varepsilon = 0.94$$

Macor:

Dichte ρ für den Temperaturbereich zwischen 73 K und 739 K [Mul12]:

$$\rho = [2.530952 \cdot 10^3 + 1.183562 \cdot 10^{-2} (T/K) - 2.50659 \cdot 10^{-4} (T/K)^2 + 3.352497 \cdot 10^{-7} (T/K)^3 - 1.69867 \cdot 10^{-10} (T/K)^4] \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$$

Wärmeleitfähigkeit λ für den Temperaturbereich zwischen 293 K und 873 K [Mul12]:

$$\lambda = [1.846599 - 1.840138 \cdot 10^{-3} (T/K)^1 + 1.66694 \cdot 10^{-6} (T/K)^2] \frac{\text{W}}{\text{m K}}$$

spezifische Wärmekapazität c [Matf]:

$$c = 790 \frac{\text{J}}{\text{kg K}}$$

Emissionsgrad ε für den Temperaturbereich zwischen 175 K und 300 K [Mul12]:

$$\varepsilon = -8.397491 \cdot 10^{-1} + 2.09588 \cdot 10^{-2} (T/K) - 8.605428 \cdot 10^{-5} (T/K)^2 + 1.162246 \cdot 10^{-7} (T/K)^3$$

Ketron®1000 PEEK:**Dichte ρ [Math]:**

$$\rho = 1310 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$$

Wärmeleitfähigkeit λ [Math]:

$$\lambda = 0.25 \frac{\text{W}}{\text{m K}}$$

spezifische Wärmekapazität c [Gmba]:

$$c = 1340 \frac{\text{J}}{\text{kg K}}$$

Emissionsgrad ε [GB11]:

$$\varepsilon = 0.95$$

HGW 2372.4:**Dichte ρ [Co.]:**

$$\rho = 1850 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$$

Wärmeleitfähigkeit λ [Co.]:

$$\lambda = 0.3 \frac{\text{W}}{\text{m K}}$$

spezifische Wärmekapazität⁵ c :

$$c = 1300 \frac{\text{J}}{\text{kg K}}$$

Emissionsgrad⁶ ε [Inc]:

$$\varepsilon = 0.95$$

⁵ Der hier für die spezifische Wärmekapazität von HGW 2372.4 angegebene Wert von $1300 \frac{\text{J}}{\text{kg K}}$ ist an dem Wert von PEEK angelehnt. Die exakte Wert für spezifische Wärmekapazität spielt für die stationäre thermische Simulation eine untergeordnete Rolle, da hierbei bis zum thermischen Gleichgewicht gerechnet wird.

⁶ Der hier für den Emissionsgrad von HGW 2372.4 angegeben Wert von 0.95 entspricht dem Emissionsgrad des Verbundstoffs FR-4.

PTFE:

Dichte ρ [Gmbc]:

$$\rho = 2190 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$$

Wärmeleitfähigkeit λ [Gmbc]:

$$\lambda = 0.23 \frac{\text{W}}{\text{m K}}$$

spezifische Wärmekapazität c [Gmbc]:

$$c = 1010 \frac{\text{J}}{\text{kg K}}$$

Strahlung wird nicht berücksichtigt.

A.3. Materialparameter zur Ermittlung von thermischen Kontaktleitwerten

Molybdän:

Elastizitätsmodul E für den Temperaturbereich zwischen 273 K und 2273 K [Mul12]:

$$E = [3.507992 \cdot 10^{11} - 9.819642 \cdot 10^7 (T/K) + 6.468704 \cdot 10^4 (T/K)^2 - 2.638111 \cdot 10 (T/K)^3] \text{ Pa}$$

Poissonzahl ν für den Temperaturbereich zwischen 293 K und 1143 K [Mul12]:

$$\nu = 0.4308608 - 2.984749 \cdot 10^{-4} (T/K) + 3.293774 \cdot 10^{-7} (T/K)^2 - 9.596651 \cdot 10^{-11} (T/K)^3$$

quadratische Rauheit σ :

$$\sigma = (0.1 \pm 0.01) \text{ } \mu\text{m}$$

Graphit DFP-1:

Elastizitätsmodul E [PG]:

$$E = 11 \text{ GPa}$$

Poissonzahl ν [Mata]:

$$\nu = 0.2$$

quadratische Rauheit σ :

$$\sigma = (2.93 \pm 0.95) \text{ } \mu\text{m}$$

Titan Ti-6Al-4V:

Elastizitätsmodul E für den Temperaturbereich zwischen 33 K und 1200 K [Mul12]:

$$E = [1.275419 \cdot 10^{11} - 5.868996 \cdot 10^7 (T/K)] \text{ Pa}$$

Poissonzahl ν für den Temperaturbereich zwischen 273 K und 1200 K [Mul12]:

$$\begin{aligned} \nu = & 0.4040149 - 1.50001 \cdot 10^{-6} (T/K) + 9.170261 \cdot 10^{-10} (T/K)^2 \\ & - 1.06446 \cdot 10^{-12} (T/K)^3 \end{aligned}$$

quadratische Rauheit σ :

$$\sigma = (0.61 \pm 0.08) \text{ } \mu\text{m}$$

Aluminium 2017-T4:

Elastizitätsmodul E für den Temperaturbereich zwischen 0 K und 773 K [Mul12]:

$$\begin{aligned} E = & [8.103343 \cdot 10^{10} + 2.123766 \cdot 10^6 (T/K) - 1.972676 \cdot 10^5 (T/K)^2 \\ & + 4.4352 \cdot 10^2 (T/K)^3 - 0.3697696 (T/K)^4] \text{ Pa} \end{aligned}$$

Poissonzahl ν für den Temperaturbereich zwischen 0 K und 773 K [Mul12]:

$$\begin{aligned} \nu = & 0.3238668 + 3.754548 \cdot 10^{-6} (T/K) + 2.213647 \cdot 10^{-7} (T/K)^2 \\ & - 6.565023 \cdot 10^{-10} (T/K)^3 + 4.21277 \cdot 10^{-13} (T/K)^4 \\ & + 3.170505 \cdot 10^{-16} (T/K)^5 \end{aligned}$$

quadratische Rauheit σ :

$$\sigma = (0.47 \pm 0.02) \text{ } \mu\text{m}$$

96% Al₂O₃:

Elastizitätsmodul E [Matg]:

$$E = 300 \text{ GPa}$$

Poissonzahl ν [Matg]:

$$\nu = 0.22$$

quadratische Rauheit σ :

$$\sigma = (6.15 \pm 0.94) \text{ }\mu\text{m}$$

Macor:

Elastizitätsmodul E für den Temperaturbereich zwischen 293 K und 773 K [Mul12]:

$$E = [7.105881 \cdot 10^{10} - 1.930227 \cdot 10^7 (T/\text{K}) + 1.731439 \cdot 10^4 (T/\text{K})^2 - 5.799661 (T/\text{K})^3] \text{ Pa}$$

Poissonzahl ν [Matf]:

$$\nu = 0.29$$

quadratische Rauheit σ :

$$\sigma = (1.18 \pm 0.21) \text{ }\mu\text{m}$$

Ketron®1000 PEEK:**Elastizitätsmodul E [Math]:**

$$E = 4.4 \text{ GPa}$$

Poissonzahl ν [Gmba]:

$$\nu = 0.4$$

quadratische Rauheit σ :

$$\sigma = (1.67 \pm 0.13) \text{ }\mu\text{m}$$

HGW 2372.4:**Elastizitätsmodul E [Co.]:**

$$E = 28 \text{ GPa}$$

Poissonzahl ν [Adi12]:

$$\nu = 0.32$$

quadratische Rauheit σ :

$$\sigma = (2.89 \pm 0.29) \text{ }\mu\text{m}$$

Literaturverzeichnis

- [Adi12] H. Adin: *The effect of angle on the strain of scarf lap joints subjected to tensile loads*. Applied Mathematical Modelling, 36(7):2858–2867, 2012.
- [Alb08] M. Albach: *Grundlagen der Elektrotechnik 1: Erfahrungssätze, Bauelemente, Gleichstromschaltungen*. Pearson Studium, 2008.
- [Ant83] V. W. Antonetti: *On the Use of Metallic Coatings to Enhance Thermal Conductance*. PhD thesis, Department of Mechanical Engineering University of Waterloo, Canada, 1983.
- [BCYS06] M. Bahrami, J. R. Culham, M. M. Yananovich, and G. E. Schneider: *Review of thermal joint resistance models for nonconforming rough surfaces*. Applied Mechanics Reviews, 59(1):1–12, 2006.
- [Bie12] J. Biela: *Wirbelstromverluste in Wicklungen induktiver Bauelemente*, 2012. https://www.hpe.ee.ethz.ch/uploads/tx_ethpublications/Magnetische_Bauelemente_A4.pdf.
- [BIL11] T. L. Bergman, F. P. Incropera, and A. S. Lavine: *Fundamentals of heat and mass transfer*. John Wiley & Sons, 2011.
- [BK03] A. Bejan and A. D. Kraus: *Heat transfer handbook*. John Wiley & Sons, 2003.
- [BP93] C. Böhm and J. Perrin: *Retarding-field analyzer for measurements of ion energy distributions and secondary electron emission coefficients in low-pressure radio frequency discharges*. Review of scientific instruments, 64(1):31–44, 1993.
- [BS06] H. D. Baehr und K. Stephan: *Wärme-und Stoffübertragung*. Springer, 2006.
- [BSR92] L. Bergmann, C. Schaefer und W. Raith: *Bergmann-Schaefer Lehrbuch der Experimentalphysik: Band 6: Festkörper*. Walter de Gruyter, 1992.
- [BT96] W. Baumjohann and R. A. Treumann: *Basic space plasma physics*. Imperial College Press / World Scientific, 1996.
- [Bur77] S. S. Burde: *Thermal Contact Resistance Between Smooth Spheres and Rough Flats*. PhD thesis, Department of Mechanical Engineering University of Waterloo, Canada, 1977.
- [CB11] P. Chabert and N. Braithwaite: *Physics of radio-frequency plasmas*. Cambridge University Press, 2011.

- [CGHR73] J. R. Coupland, T. S. Green, D. P. Hammond, and A. C. Riviere: *A study of the ion beam intensity and divergence obtained from a single aperture three electrode extraction system*. Review of Scientific Instruments, 44(9):1258–1270, 1973.
- [Co.] Auer Kunststofftechnik GmbH & Co.KG: *Glashartgewebe-Laminated*. <http://www.auer-kunststofftechnik.de/pdf/Datenblatt%20Glashartgewebe-Laminate%2070074.pdf>.
- [DIN09] EN DIN: *60751: 2009-05. Industrielle Platin-Widerstandsthermometer und Platin-Temperatursensoren (IEC 60751:2008); Deutsche Fassung EN 60751: 2008*, 2009.
- [Fer87] J. A. Ferreira: *Electromagnetic modelling of power electronic converters under conditions of appreciable skin and proximity effects*. D.ing. (electrical & electronic engineering), Rand Afrikaans University (University of Johannesburg), 1987.
- [Fra04] G. Franz: *Niederdruckplasmen und Mikrostrukturtechnik*. Springer-Verlag, 2004.
- [GB11] A. Gülhan and S. Braun: *An experimental study on the efficiency of transpiration cooling in laminar and turbulent hypersonic flows*. Experiments in fluids, 50(3):509–525, 2011.
- [GK08] D. M. Goebel and I. Katz: *Fundamentals of electric propulsion: ion and Hall thrusters*. John Wiley & Sons, 2008.
- [GL97] J. T. Gudmundsson and M. A. Lieberman: *Magnetic induction and plasma impedance in a cylindrical inductive discharge*. Plasma Sources Science and Technology, 6(4):540, 1997.
- [Gmba] Goodfellow GmbH: *Polyetheretherketon (PEEK) Materialinformationen*. <http://www.goodfellow.com/G/Polyetheretherketon.html>.
- [Gmbb] Heraeus Holding GmbH: *Platinum resistance temperature detector , m222*.
- [Gmbc] Polytetra GmbH: *Polytetraflon®Schläuche aus ptfe - pfa - fep - ectfe - etfe - pvd*. http://www.polytetra.de/fileadmin/user_uploads/Download/Prospekte/19_POLYTETRA_Schlauch_D.pdf.
- [Gre74] T. S. Green: *Intense ion beams*. Reports on Progress in Physics, 37(10):1257, 1974.
- [GTR10] H. Goering, L. Tobiska und H. G. Roos: *Die Finite-Elemente-Methode für Anfänger*. John Wiley & Sons, 2010.
- [Gud01] J. T. Gudmundsson: *On the effect of the electron energy distribution on the plasma parameters of an argon discharge: a global (volume-averaged) model study*. Plasma Sources Science and Technology, 10(1):76, 2001.

- [Hay15] M. Hayashi: *Cross-section database*, 2015. <http://www.lxcat.net>.
- [Heg85] A. A. H. Hegazy: *Thermal joint conductance of conforming rough surfaces effect of surface micro-hardness variation*. PhD thesis, Department of Mechanical Engineering University of Waterloo, Canada, 1985.
- [Hen13] R. Henrich: *Development of a plasma simulation tool for Radio Frequency Ion Thrusters*. Dissertation, I. Physikalisches Institut Justus-Liebig-Universität Giessen, 2013.
- [HN12] A. K. J. Hasselström and U. E. Nilsson: *Thermal contact conductance in bolted joints*. Master's thesis, Chalmers University of Technology Gothenburg, Sweden, 2012.
- [HT59] E. R. Harrison and W. B. Thompson: *The low pressure plane symmetric discharge*. Proceedings of the Physical Society, 74(2):145, 1959.
- [Hub13] J. D. Huba: *NRL: Plasma formulary*. U. S. Naval Research Laboratory, 2013.
- [Inc] Everest Interscience Inc.: *Everest interscience emissivity of total radiation for various metals*.
<http://www.everestinterscience.com/info/emissivitytable.htm>.
- [Jou10] K. Jousten: *Wutz Handbuch Vakuumtechnik*. Vieweg+Teubner, 2010.
- [Kau13] M. Kaufmann: *Plasmaphysik und Fusionsforschung*. Springer Spektrum, 2013.
- [KG] JUMO GmbH & Co. KG: *Aufbau und Anwendung von Platin-Temperatur Sensoren, Typenblatt 90.6000*.
- [KH94] J. Krempel-Hesse: *Entwicklung und Optimierung der HF-Ionenquelle PRIS 10 zur Materialbehandlung und Bestimmung wichtiger Plasmaparameter*. Dissertation, I. Physikalisches Institut Justus-Liebig-Universität Giessen, 1994.
- [Kin98] Lyon Bradley King: *Transport-property and mass spectral measurements in the plasma exhaust plume of a Hall-effect space propulsion system*. PhD thesis, University of Michigan., 1998.
- [Kle12] B. Klein: *FEM: Grundlagen und Anwendungen der Finite-Element-Methode im Maschinen- und Fahrzeugbau*. Vieweg+Teubner Verlag, 2012.
- [Köh17] P. Köhler. private communication, 2017.
- [Küp93] K. Küpfmüller: *Einführung in die theoretische Elektrotechnik*. Springer-Verlag, 1993.
- [Lei00] H. J. Leiter: *Entwicklung, Bau, und Test eines RIT15 "Breadboard Engineering Models"*. Technischer Bericht, I. Physikalisches Institut Justus-Liebig-Universität Giessen, 2000.

- [LF67] H. W. Löb und J. Freisinger: *Ionenraketen*. Vieweg+Teubner Verlag, 1967.
- [LF95] H. W. Löb und J. Freisinger: *Einführung in die Plasmaphysik*, 1995.
- [LF97] M. A. Lambert and L. S. Fletcher: *Thermal contact conductance of spherical rough metals*. Journal of heat transfer, 119(4):684–690, 1997.
- [LL05] M. A. Lieberman and A. J. Lichtenberg: *Principles of plasma discharges and materials processing*. John Wiley & Sons, 2005.
- [LLG96] G. G. Lister, Y. M. Li, and V. A. Godyak: *Electrical conductivity in high-frequency plasmas*. Journal of applied physics, 79(12):8993–8997, 1996.
- [Mata] AZO Materials: *Carbon - graphite materials*.
<http://www.azom.com/properties.aspx?ArticleID=516>.
- [Matb] MatWeb: *304 stainless steel*. <http://www.matweb.com/search/DataSheet.aspx?MatGUID=abc4415b0f8b490387e3c922237098da>.
- [Matc] Matweb: *5754-h24 aluminum*. <http://www.matweb.com/search/DataSheet.aspx?MatGUID=e40b7c1abf33410a8ddd59c441faa5a8>.
- [Matd] MatWeb: *Aisi type 316l stainless steel, annealed bar*.
<http://www.matweb.com/search/DataSheet.aspx?MatGUID=a2d0107bf958442e9f8db6dc9933fe31>.
- [Mate] MatWeb: *Aluminum 2017-t4; 2017-t451*.
<http://www.matweb.com/search/DataSheet.aspx?MatGUID=53d0e31ee66f4cf9b28abb87c08e4d39>.
- [Matf] MatWeb: *Corning macor®machinable glass ceramic*.
<http://www.matweb.com/search/DataSheet.aspx?MatGUID=848bdecf89b74ef986925162e6a6255e>.
- [Matg] MatWeb: *Overview - alumina 96% al₂o₃*.
<http://www.matweb.com/search/DataSheet.aspx?MatGUID=204094cb0fd34c099b8a52c9c7df1d5c>.
- [Math] MatWeb: *Quadrant epp ketron®1000 peek unfilled, extruded (iso data)*.
<http://www.matweb.com/search/DataSheet.aspx?MatGUID=0606905212744e93b94ca5c1e83730a0>.
- [Mati] MatWeb: *Titanium ti-6al-4v (grade 5), annealed*.
<http://www.matweb.com/search/DataSheet.aspx?MatGUID=a0655d261898456b958e5f825ae85390>.
- [MIC] Inc Mikron Instrument Company: *Table of emissivity of various surfaces for infrared thermometry*. http://www-eng.lbl.gov/~dw/projects/DW4229_LHC_detector_analysis/calculations/emissivity2.pdf.
- [MK79] T. Mayer-Kuckuk: *Kernphysik*. Vieweg+Teubner Verlag, 1979.

- [MM70] R. McMillan and B. B. Mikic: *Thermal contact resistance with non-uniform interface pressures*. Technical report, Engineering Projects Laboratory Department of Mechanical Engineering Massachusetts Institute of Technology Cambridge, Massachusetts, 1970.
- [Mul12] COMSOL Multiphysics®: *Comsol 4.3a-material library*, 2012.
- [Mül13a] J. A. Müller. private communication, 2013.
- [Mul13b] COMSOL Multiphysics®: *Heat Transfer Module User Guide (Version 4.3b)*, 2013.
- [MYM04] F. H. Milanez, M. M. Yovanovich, and M. B. H. Mantelli: *Thermal contact conductance at low contact pressures*. Journal of Thermophysics and Heat Transfer, 18(1):37–44, 2004.
- [OE] INC. OMEGA Engineering: *Table of total emissivity*. <http://www.omega.com/temperature/z/pdf/z088-089.pdf>.
- [PG] Inc Poco Graphite: *Properties and characteristics of graphite*. <http://poco.com/Portals/0/Semiconductor/Properties.and.Characteristics.of.Graphite.for.the.Semiconductor.Industry.pdf>.
- [PGA92] R. B. Piejak, V. A. Godyak, and B. M. Alexandrovich: *A simple analysis of an inductive rf discharge*. Plasma sources science and technology, 1(3):179, 1992.
- [PK09] W. Polifke und J. Kopitz: *Wärmeübertragung: Grundlagen, analytische und numerische Methoden*. Pearson Studium, 2009.
- [Sch71] M. Schäfer: *Plasmadiagnostik und Energiebilanzuntersuchung an dem HF-Ionentriebwerk RIT-10*. Dissertation, I. Physikalisches Institut Justus-Liebig-Universität Giessen, 1971.
- [SCYM03] I. Savija, J. R. Culham, M. M. Yovanovich, and E. E. Marotta: *Review of thermal conductance models for joints incorporating enhancement materials*. Journal of Thermophysics and Heat transfer, 17(1):43–52, 2003.
- [Sim77] K. Simonyi: *Theoretische Elektrotechnik*. VEB Deutscher Verlag der Wissenschaft, 1977.
- [Str11] U. Stroth: *Plasmaphysik: Phänomene, Grundlagen, Anwendungen*. Vieweg+Teubert Verlag, 2011.
- [Tar02] M. Tarz: *Simulation des Ladungstransportes in Breitstrahlionenquellen*. Dissertation, Fakultät für Physik und Geowissenschaften der Universität Leipzig, 2002.
- [Tec01] Agilent Technologies: *4285A Precision LCR Meter Operation Manual*, 2001. <http://www.keysight.com>.

- [Tec08] Agilent Technologies: *Agilent 4284A/4285A Precision LCR Meter Family - Technical Overview*, 2008.
<http://cp.literature.agilent.com/litweb/pdf/5952-1431.pdf>.
- [TL29] L. Tonks and I. Langmuir: *A general theory of the plasma of an arc*. *Physical Review*, 34(6):876, 1929.
- [Tsa10] M. M. T. Tsay: *Two-dimensional numerical modeling of radio-frequency ion engine discharge*. PhD thesis, Massachusetts Institute of Technology,, 2010.
- [VLD⁺95] V. Vahedi, M. A. Lieberman, G. DiPeso, T. D. Rognlien, and D. Hewett: *Analytic model of power deposition in inductively coupled plasma sources*. *Journal of Applied Physics*, 78(3):1446–1458, 1995.
- [Vol15] Ch. Volkmar: *Selbstkonsistente numerische 1D/3D Hybridmodellierung von Radiofrequenz-Ionentriebwerken*. Dissertation, I. Physikalisches Institut Justus-Liebig-Universität Giessen, 2015.
- [Wan11] G. Wanot: *Generisches Thermalmodell für ein miniaturisiertes Radio-Frequenz-Ionentriebwerk*. Diplomarbeit, FH Aachen, 2011.
- [YSBY10] J. Yang, S. Sun, M. Brandt, and W Yan: *Experimental investigation and 3d finite element prediction of the heat affected zone during laser assisted machining of ti6al4v alloy*. *Journal of Materials Processing Technology*, 210(15):2215–2222, 2010.

Danksagung

Als allererstes möchte ich meinen Eltern, meinem Bruder und seiner Familie herzlichst danken. Sie haben mir während meiner Promotion den nötigen moralischen Halt gegeben und die nicht immer einfache Zeit mit mir ausgehalten.

Ein besonderer Dank gilt meinem Doktorvater Prof. Dr. Peter J. Klar. Er hat bereitwillig die Betreuung meiner Arbeit übernommen, als Prof. Dr. Bruno K. Meyer trauriger Weise von uns ging. Mit seiner offenen und freundlichen Art stand er mir immer zur Seite und hat mir oft die Motivation gegeben meine Arbeit fortzuführen. Gleichzeitig habe ich von ihm viele Freiheiten erhalten, um meine Ideen auf meine eigene Art und Weise umzusetzen.

Prof. Dr. Bruno K. Meyer möchte ich posthum danken, dass er als mein erster Doktorvater mich betreut hat. Seine ruhige und ausgeglichene Art und seine fröhliche Natur hat die Arbeit oft angenehm gemacht.

Ich danke posthum Prof. Dr. Horst Löb dafür, dass er mein Verständnis über die Radiofrequenztriebwerke erweitert hat.

Auch gebührt Prof. Dr. Karl-Heinz Schartner ein Dank, denn er hat mich oft dazu angespornt mit meiner Arbeit weiterzumachen.

Bei Prof. Dr. Christian Heiliger bedanke ich mich insbesondere für die vielen lustigen Feiern in kleiner Runde am Institut.

Danke an Prof. Dr. Slobodan Mitić für viele Diskussionen und die Erweiterungen meiner Kenntnisse über plasmadiagnostische Methoden.

Bei meinen Kollegen und guten Freunden Peter Köhler, Robert Henrich, Nina S. Mühlich, Markus Heinemann und Michael Bachmann möchte ich mich für die moralische Unterstützung und die schöne Zeit am Institut bedanken. Peter Köhler möchte ich außerdem dafür danken, dass er mir bei sehr vielen technischen Problemen insbesondere rund um die Elektronik zur Seite stand. Robert Henrich danke ich insbesondere für die bereitwillige Weitergabe seiner Kenntnisse im Bereich der Plasmaphysik und des Programmierens.

Steffen Scharmann, Muharrem Akin und Roman Bergert möchte ich für die netten Grillabende und die eine oder andere unterhaltsame und oftmals sehr produktive Kaffee- bzw. Teerunde bedanken.

Ich möchte auch ausdrücklich meinen Dank an Johannes A. Müller aussprechen. Er hat zu Beginn meiner Promotion sehr viel zu meinem Verständnis über den

Radiofrequenzgenerator, die Rückwirkung der Triebwerkskomponenten auf die RF-Erzeugung und der Wechselwirkung zwischen dem Plasma und der Induktionsspule beigetragen.

Ralf Kukies möchte ich meinen Dank aussprechen dafür, dass er mir sehr viele offene Fragen zur technischen Umsetzung rund ums Triebwerk auf seine oft witzige Art beantworten konnte.

Jürgen Kuhmann danke ich, dass er meine Ideen bei den Untersuchungen der Leistungseinkopplung und Bestimmung der Triebwerksparameter durch sein Wissen bestätigt hat.

Ich danke Martin Becker und Julia Kokesch-Himmelreich. Beide haben es mir ermöglicht, die Oberflächenrauheit diverser Triebwerkskomponenten experimentell zu bestimmen.

Bei Hans-Peter Jorde möchte ich mich für die oft langwierigen Problemlösungen mit den Simulationsprogrammen und den großen Vorrat an Gummibärchen bedanken.

Ich danke unserem technischen Mitarbeiter Udo Bachmann dafür, dass er mir die praktische Anwendung in der Vakuumtechnik näher beigebracht hat und beim Aufbau meiner Versuche bereitwillig geholfen hat.

Unserem Konstrukteur Thomas Wasem möchte ich dafür danken, dass er in vielen Gesprächen mit mir diverse Versuchsaufbauten erarbeitet und sie zeichnerisch umgesetzt hat.

Den Mitarbeitern aus der Elektronik- und Mechanikwerkstatt möchte ich für ihre Unterstützung bei der Umsetzung meiner Versuche ebenso danken.

Unseren beiden administrativen Mitarbeiterinnen Helge E. Höchsmann und Anja Denhardt danke ich für die Hilfe bei den allzu oft vorkommenden verwaltungstechnischen Problemen.

Ich danke Kristof Holste sowie meinen momentanen und ehemaligen Kollegen von der Technischen Hochschule Mittelhessen Chris Volkmar, Jens Simon, Timo Baruth und Niklas Wolf. Chris Volkmar, Jens Simon und Kristof Holste danke ich insbesondere für die lustige Zeit auf der einen oder anderen Konferenz.

Des Weiteren bedanke ich mich bei all den restlichen Kollegen sowohl in meiner Arbeitsgruppe als auch im Institut, die während meiner Promotionszeit kamen und gingen.

Selbstständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich, die vorgelegte Thesis selbständig und ohne unerlaubte fremde Hilfe und nur mit den Hilfen angefertigt zu haben, die ich in der Thesis angegeben habe. Alle Textstellen, die wörtlich oder sinngemäß aus veröffentlichten Schriften entnommen sind, und alle Angaben, die auf mündlichen Auskünften beruhen, sind als solche kenntlich gemacht. Bei den von mir durchgeführten und in der Thesis erwähnten Untersuchungen habe ich die Grundsätze guter wissenschaftlicher Praxis, wie sie in der „Satzung der Justus-Liebig-Universität Gießen zur Sicherung guter wissenschaftlicher Praxis“ niedergelegt sind, eingehalten. Ich stimme einer Überprüfung der Thesis mittels Anti-Plagiatssoftware gemäß § 25 Abs. 6 der Allgemeinen Bestimmungen für modularisierte Studiengänge zu.

Ort, Datum

Unterschrift