Mykhaylo Gopych

Einfluss von Magnetfeldern auf die Güte der supraleitenden Beschleunigungsstrukturen des S-DALINAC und Untersuchungen zur Feldemission

Cuvillier Verlag Göttingen

Einfluss von Magnetfeldern auf die Güte der supraleitenden Beschleunigungsstrukturen des S–DALINAC und Untersuchungen zur Feldemission

Dem Fachbereich Physik
der Technischen Universität Darmstadt

zur Erlangung des Grades
eines Doktors der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)

genehmigte

D i s s e r t a t i o n

angefertigt von

Mykhaylo Gopych
aus Kharkiv/Ukraine

Juli 2003

Darmstadt
D 17

Bibliografische Information Der Deutschen Bibliothek
Die Deutsche Bibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über http://dnb.ddb.de abrufbar.
1. Aufl. - Göttingen : Cuvillier, 2004
Zugl.: Darmstadt, Univ., Diss., 2003
ISBN 3-89873-978-3

Referent:	Professor Dr. rer. nat. Dr. h.c. mult. A. Richter
Koreferent:	Professor Dr.-Ing. T. Weiland
Tag der Einreichung:	15. Juli 2003
Tag der Prüfung:	27. Oktober 2003

© CUVILLIER VERLAG, Göttingen 2004
Nonnenstieg 8, 37075 Göttingen
Telefon: 0551-54724-0
Telefax: 0551-54724-21
www.cuvillier.de

Alle Rechte vorbehalten. Ohne ausdrückliche Genehmigung des Verlages ist es nicht gestattet, das Buch oder Teile daraus auf fotomechanischem Weg (Fotokopie, Mikrokopie) zu vervielfältigen.
1. Auflage, 2004
Gedruckt auf säurefreiem Papier

ISBN 3-89873-978-3

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit besteht aus zwei Teilen, in denen verschiedene Aspekte zur Verbesserung der Eigenschaften der supraleitenden Beschleunigungsstrukturen am S–DALINAC untersucht wurden. Der erste Teil befasst sich mit der Untersuchung des Einflusses eines externen Magnetfeldes auf die Güte der supraleitenden Strukturen, während der zweite Teil Messungen und numerische Simulationen zur Untersuchung des Dunkelstromes in einer supraleitenden Struktur beschreibt.

Die niedrigen unbelasteten Güten, die trotz aller Bemühungen seit der Inbetriebnahme des supraleitenden Elektronenlinearbeschleunigers S–DALINAC mit dem Maximalwert von $1{\cdot}10^9$ unter der Designgüte von $3{\cdot}10^9$ bleiben, waren der Grund für die Untersuchungen des eingefrorenen Magnetflusses als einer möglichen Ursache dafür. Wie Magnetfeldmessungen in den Beschleunigerkryostaten gezeigt haben, schirmte die vorhandene magnetische Abschirmung ein externes Magnetfeld nur unzureichend ab. Um dieser Situation abzuhelfen, musste ein Raum mit dem auf ein Niveau von $3\,\mu$T abgeschirmten Magnetfeld geschaffen werden. Zu diesem Zweck wurden magnetische Abschirmungen aus dem weichmagnetischen Werkstoff Cryoperm, die die gestellten Bedingungen an das Magnetfeldniveau erfüllen, entwickelt und gebaut. Mit ihnen wurden Gütemessungen in einem 2K-Testkryostaten sowie in den Beschleunigerkryostaten durchgeführt. Die resultierenden Werte zeigten aber keine Verbesserung der unbelasteten Strukturgüte. Dieses Ergebnis demonstriert, dass die Ursache für die Begrenzung der Güte der S–DALINAC-Strukturen auf $Q_0 \leq 1 \cdot 10^9$ nicht ein in Niob eingefrorener Magnetfluss ist.

Weiterhin wurden die vor allem in der Beschleunigungsstruktur #11 des S-DALINAC, der letzten Struktur im Hauptbeschleuniger beobachtete Feldemission, sowie die Entstehung und die Eigenschaften des daraus resultierenden Dunkelstroms durch umfangreiche Messungen untersucht. Darunter waren Hochfrequenzmessungen, Messungen von Bremsstrahlungsspektren abgebremster Dunkelstromelektronen mit einem Halbleiter- und einem Szintillationsdetektor sowie Messungen der Strahlungsintensität mit einem Dosisleistungmessgerät. Anhand der aufgenommenen Bremsstrahlungsspektren wurde Aufschluss über die Maximalenergie der Dunkelstromelektronen erhalten. Ein Teil dieser Elektronen konnte die Struktur mit Energien von einigen MeV verlassen. Zur Interpretati-

on der bestimmten Elektronenenergien wurden Bahnverfolgungsrechnungen mit einem entwickelten Simulationsprogramm durchgeführt, das auf dem Leap-Frog-Verfahren basiert. Numerische Berechnungen in einer 20-zelligen Struktur mit einer idealen Feldverteilung ergaben, dass die Beschleunigung von Elektronen auf die experimentell bestimmten Energien nicht möglich ist. Erst die Annahme einer gestörten Feldverteilung in der Struktur lässt die gemessenen Energien erklären. Dabei handelt sich um eine Struktur mit einer offenbar verstimmten Endzelle, in der im Vergleich zu allen anderen 19 Zellen das höchste elektrische Feld herrscht. Somit ist die Wahrscheinlichkeit für die Feldemission in dieser Zelle am größten. Die beste Übereinstimmung mit den gemessenen Energien ergibt sich bei einer Verstimmung der ersten Zelle um 5.4 MHz. Es wird gezeigt, dass Elektronen, die die höchste Energie am Ende der 20-zelligen Struktur erreichen, in radial eng eingegrenztem Emissionsbereich auf der Irisblende zwischen der ersten und zweiten Einzelzellen starten.

Die Emission von Licht, die die Feldemission in der Struktur #11 begleitet hat, wurde mit einer CCD Kamera untersucht. Die Lichtquellen waren kreisförmig angeordnete Leuchtpunkte an drei verschiedenen Positionen in der zweiten Hälfte der Struktur. Da sich die Feldemitter laut Simulationen an der zweiten Irisblende befinden sollten, deutet das darauf hin, dass die beobachteten Leuchtpunkte nicht als Emissionsorte dienen können. Mit einem Satz von optischen Filtern und einem Photomultiplier wurde ein Spektrum des emittierten Lichtes aufgenommen. Die Intensitätsverteilung dieses Spektrums konnte mit der von Schwarzkörperstrahlung mit einer Temperatur von ca. 1500 K approximiert werden. Das Licht könnte von kleinen Partikeln mit einem schlechten thermischen Kontakt zur Oberfläche stammen. Diese ihrerseits werden durch elektromagnetische Felder, wahrscheinlicher aber durch auftreffende Dunkelstromelektronen auf hohe Temperaturen erhitzt.

Inhaltsverzeichnis

TEIL I: Untersuchung des Einflusses eines externen Magnetfeldes auf die unbelastete Güte der S–DALINAC-Strukturen

1 Einleitung **1**

2 Charakteristische Kenngrößen eines Beschleunigungsresonators **3**

2.1 Beschleunigungsmoden und Felder in Hohlraumresonatoren 3

2.2 Güte des Resonators und dissipierte Leistung 6

3 Supraleiter im Hochfrequenzfeld **8**

3.1 Grundlagen der Supraleitung 8

3.2 Hochfrequenzwiderstand 10

3.3 Magnetischer Widerstand 11

4 S–DALINAC **13**

4.1 S–DALINAC 13

4.2 S–DALINAC Beschleunigungsstrukturen 16

5 Grundlagen der Hochfrequenzmessungen **18**

5.1 Resonatorkopplung 18

5.2 Experimentelle Bestimmung der unbelasteten Güte 19

6 Untersuchungen zur Verbesserung der Güte in einem 2K-Testkryostaten **21**

6.1 2K-Testkryostat und Messaufbau 22

6.2 Magnetische Abschirmung 24

6.3 Ergebnisse der Messungen im 2 K-Testkryostaten 29

7 Testmessungen in abgeschirmten Beschleunigerkryostaten 32

8 Zussamenfassung 36

TEIL II: Feldemission und Dunkelstrom in einer supraleitenden Beschleunigungsstruktur am S–DALINAC

9 Einleitung 38

10 Theoretische Grundlagen der Feldemission 40

11 Messungen 42

11.1 Feldstärkeabhängigkeit der Güte 43

11.2 Dosisleistungsmessungen 44

11.3 Bremsstrahlungsspektren 46

11.4 Optische Messungen 52

12 Bahnverfolgungsrechnungen für Dunkelstromelektronen in einer S-DALINAC-Struktur 58

12.1 Integration der Bewegungsgleichung 58

12.2 Simulationsprogramm 60

12.3 Simulationergebnisse für eine glatte Feldverteilung 61

12.4 Feldverteilung einer verstimmten Kavität 65

12.5 Simulationergebnisse für eine unglatte Feldverteilung 67

13 Zusammenfassung und Ausblick **73**

TEIL I: Untersuchung des Einflusses eines externen Magnetfeldes auf die unbelastete Güte der Beschleunigungsstrukturen des S–DALINAC

1 Einleitung

Mit den Experimenten zur Beschleunigung von Elektronen in einem flachen Bleiresonator wurde Mitte der sechziger Jahre an der Universität in Stanford eine Studie über die Verwendung supraleitender Materialien zum Bau von Beschleunigungskavitäten begonnen. Als Ergebnis der Studie wurde im Jahr 1978 der erste supraleitende Elektronenbeschleuniger am High Energy Physics Laboratory in Stanford in Betrieb genommen [1]. Seitdem gewinnen Teilchenbeschleuniger mit supraleitenden Kavitäten wegen der vergleichbar niedrigen Betriebskosten und der erreichbaren Strahlqualität immer mehr Bedeutung in der Kern- und Hochenergiephysik.

Zur Herstellung von supralleitenden Resonatoren wird gegenwärtig hauptsächlich Niob aufgrund der hohen kritischen Temperatur von 9.2 K und seiner guten Verarbeitungseigenschaften verwendet. Wegen eines extrem kleinen Oberflächenwiderstandes liegt die Verlustleistung in supraleitenden Kavitäten bei nur wenigen Watt pro Meter. Ihre unbelastete Güte erreicht Werte von $10^9 - 10^{10}$. Somit kann die eingespeiste Hochfrequenzleistung fast vollständig auf den zu beschleunigenden Teilchenstrahl übertragen werden. Diese geringen Verluste ermöglichen kontinuierliche Ströme ("continuous wave"-Betrieb) bei Beschleunigungsfeldstärken oberhalb von 1 MV/m und höhere Tastverhältnisse bei gepulstem Betrieb. Bei normalleitenden Kavitäten aus Kupfer führt die Bestrebung nach minimaler Verlustleistung bei einem gegebenem Beschleunigungsfeld zur unerwünschten Verstärkung der Wechselwirkung zwischen dem Teilchenstrahl und dem Resonator. So werden zum Beispiel die Öffnungen in den Irisblenden möglichst eng ausgelegt. Supraleitende Kavitäten besitzen deutlich größere Strahlrohröffnungen, wodurch eine hohe Strahlqualität und höhere Ströme erreicht werden.

Der supraleitende Elektronenlinearbeschleuniger S–DALINAC mit Energien von

2.5 bis 130 MeV und Strahlströmen von kleiner 100 pA bis 60 μA im Dauerstrichbetrieb wurde für Experimente zur Elektronenstreuung und Strahlungsphysik konzipiert [2]. Später wurde er ebenfalls mit einem Spitzenstrom von 2.7 A als Treiber für den Freie-Elektronen-Laser benutzt [3, 4]. Die auf 2 K gekühlten, supraleitenden Niobstrukturen des S–DALINAC werden bei einer Frequenz von 2.9975 GHz betrieben. Sie erreichen im Betrieb die geforderte Designfeldstärke von 5 MV/m und übertreffen diese sogar. Die unbelastete Güte der Strukturen liegt aber unter dem Designwert von $3{\cdot}10^9$. Die dadurch entstehenden höheren Wärmeverluste in den Strukturen, die aufgrund der begrenzten Kälteleistung nicht vollständig abgeführt werden können, zwingen zur Reduzierung der maximalen Strahlenergie. Trotz aller Anstrengungen bleibt bisher die Ursache für den niedrigen Gütewert ungeklärt. Es bestand jedoch der Verdacht, dass das vielleicht unzureichend abgeschirmte Magnetfeld in den Beschleunigerkryostaten, das beim Abkühlen in Niob eingefangen werden kann, zusätzlich zum Oberflächenwiderstand beiträgt und dadurch die unbelastete Güte reduziert.

Deshalb war das Ziel des ersten Teils dieser Arbeit die Untersuchung des Einflusses des externen magnetischen Feldes auf die Güte der S–DALINAC-Strukturen. Hierzu wurden magnetische Abschirmungen aus dem weichmagnetischen Werkstoff Cryoperm entwickelt und gebaut. Damit war es möglich, einen Raum mit einem deutlich reduzierten Magnetfeld zu schaffen. Mit diesen Abschirmungen wurden Gütemesseungen sowohl in einem externen 2K-Testkryostaten als auch in den Beschleunigerkryostaten durchgeführt.

In Kap. 2 werden die wichtigsten Größen zur Charakterisierung von Beschleunigungsresonatoren eingeführt. Kapitel 3 gibt eine Einleitung in die Hochfreqeunzsupraleitung und beschreibt die Komponente des Hochfrequenzoberflächenwiderstandes eines Supraleiters. Der S–DALINAC mit seinen Experementierplätzen wird ausführlich in Kap. 4 vorgestellt. Im folgenden Kapitel werden die verwendeten Methoden zur Gütemessung diskutiert. Kapitel 6 und 7 beschreiben die Testmessungen mit den entwickelten Abschirmungen sowohl im 2K-Testkryostaten als auch in den Beschleunigerkryostaten. Eine Zusammenfassung in Kap. 8 schließt den ersten Teil der Arbeit.

2 Charakteristische Kenngrößen eines Beschleunigungsresonators

Die Beschleunigung geladener Teilchen durch Hochfrequenzfelder findet in Hohlraumresonatoren statt, die man in der Beschleunigerphysik auch Kavitäten oder im Englischen Cavities nennt. Sie liefern an die Teilchen die zur Beschleunigung notwendige Energie und ihre Eigenschaften bestimmen somit die Effizienz des Energieübertrags.

In diesem Kapitel werden die wichtigsten Größen dargestellt, die einen Resonator charakterisieren. Obwohl die vorliegende Arbeit nur die Fragen behandelt, die im direkten Zusammenhang mit supraleitenden Kavitäten stehen, gelten die hier eingeführten Begriffe auch für normalleitende Resonatoren.

2.1 Beschleunigungsmoden und Felder in Hohlraumresonatoren

Die räumliche Verteilung der elektromagnetischen Felder $\vec{E}$ und $\vec{H}$ im Resonator lässt sich aus der allgemeinen Wellengleichung

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)\left\{\begin{matrix}\vec{E}\\ \vec{H}\end{matrix}\right\} = 0 \tag{2.1}$$

ausrechnen. Die Felder auf der Resonatoroberfläche müssen folgende Randbedingungen erfüllen

$$\vec{n} \times \vec{E} = 0 \quad \texttt{und} \quad \vec{n} \cdot \vec{B} = 0, \tag{2.2}$$

wobei $\vec{n}$ der Normalenvektor zur Oberfläche und $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$ die magnetische Flußdichte mit Permiabilitätskonstante μ_0 ist.

Für Resonatoren mit zylindrischer Symmetrie ergibt sich aus Gl. (2.1) das Spektrum von Eigenfrequenzen, auch Moden oder Modes genannt. In solcher Anordnung existieren zwei Grundarten von Eigenschwingungen, die als transversal

elektrische Moden (TE) beziehungsweise transversal magnetische (TM) Moden bezeichnet werden. Für TM Moden ist das Magnetfeld, für TE Moden die elektrische Feldkomponente transversal zur Symmetrieachse der Kavität. Die Symmetrieachse wird in der Regel so gewählt, dass sie sich mit der Strahlachse deckt. Daher sind nur TM Moden für Beschleunigungsresonatoren von praktischer Bedeutung.

Um die Ortsabhängigkeit der Felder zu beschreiben, werden die Moden als TM_{mnp} klassifiziert, wobei die ganzzahligen Indizes m, n, und p die Anzahl des Vorzeichenwechsels für E_z in die ϕ beziehungsweise ρ und z Richtungen angeben. Die TM_{0np} Moden haben nur eine longitudinale Komponente des elektrischen Feldes auf der Achse und sind somit zum Beschleunigen geeignet. In den meisten Teilchenbeschleunigern wird der TM_{010} Mode wegen seiner niedrigsten Resonanzfrequenz eingesetzt. Im zylindrischen Resonator, der im TM_{010} Mode betrieben wird, bilden die magnetischen Feldlinien konzentrische Kreise um die Strahlachse und die Feldstärke nimmt mit dem Radius zu. Auf der Achse ist sie aber gleich Null. Das elektrische Feld erreicht sein Maximum dagegen an den Irisblenden.

Die Beschleunigungsstrukturen sind aus einer Kette von mehreren identischen oder sehr ähnlichen Resonatoren aufgebaut. Für supraleitende Kavitäten wird die zylindrische Zellenform wegen der hohen Anfälligkeit für resonante Feldemission (Multipacting) nicht verwendet. Stattdesen werden die elleptischen Zellen wie in der Abb. 2.1 eingesetzt, bei denen das Auftreten von Multipacting unterbunden ist. Wird so eine periodische Struktur aus N gekoppelten Zellen in einem bestimmten Mode angeregt, so ergibt sich ein Passband des Modes mit N diskreten Resonanzen, die bezüglich der Phasenverschiebung von Zelle zu Zelle äquidistant verteilt sind. In supraleitenden Strukturen für Teilchen mit der relativen Geschwindigkeit $\beta = 1$ wird der π Mode verwendet. Das elektrische Feld auf der Strahlachse hat in allen Zellen eine gleiche maximale Amplitude, aber der Phasenunterschied zwischen benachbarten Zellen beträgt 180°. Zur Veranschaulichung ist in Abb. 2.1 die Feldverteilung des π-Modes des TM_{010}-Passbandes in einer 5-zelligen Beschleunigerstruktur (Einfangstruktur im Injektor des S–DALINAC) schematisch gezeigt.

Wegen der komplizierten Geometrie der Zellen lassen sich die Felder in den meisten Fällen analytisch nicht herleiten, können aber durch numerische Lösung der Maxwellgleichungen mit Programmen wie MAFIA [5] oder SUPERFISH [6] be-

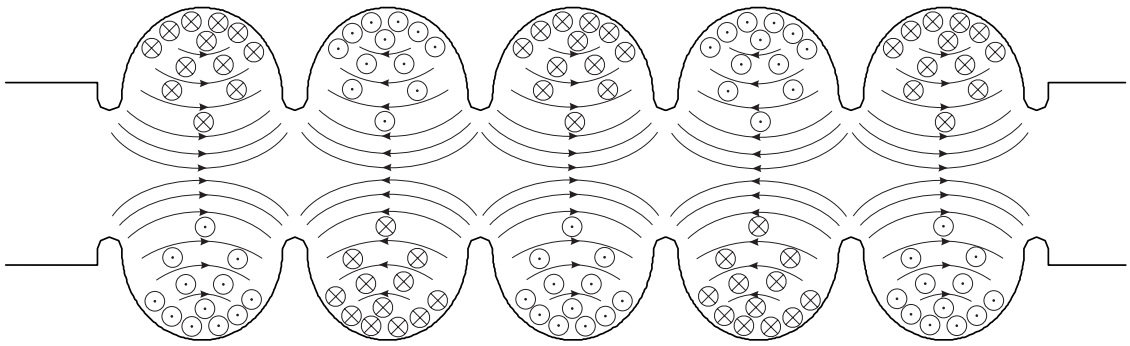

Abb. 2.1: Qualitative Feldverteilung des π-Modes des TM_{010}-Passbandes in einem 5-zelligen Resonator.

rechnet werden.

Die Beschleunigungsfeldstärke E_{acc} ist durch den maximal möglichen Energiegewinn definiert, den ein Teilchen beim Durchqueren des Resonators erfährt. Dieser Energiegewinn für Elektronen, die sich annähernd mit Lichtgeschwindigkeit c bewegen, hängt mit der von ihnen durchlaufenen Spannung U_{acc} im Resonator zusammen

$$U_{acc} = \int_{-L/2}^{L/2} E_z(\rho = 0, z)\, cos(\omega_0 z/c + \varphi)\, dz. \tag{2.3}$$

Dabei ist die Länge des Resonators mit L bezeichnet, $E_z(\rho = 0, z)$ ist das elektrische Feld entlang der Strahlachse, ω_0 ist die Kreisfrequenz des elektromagnetischen Feldes und φ ist die Phase des elektrischen Feldes. Den maximalen Energiegewinn erfahren Elektronen, wenn sie die Mitte des Resonators bei der maximalen Feldstärke durchfliegen. Somit muss die Feldphase φ in Gl. (2.3) für einen Resonator mit dem Mittelpunkt bei $z = 0$ Null sein. Der Beschleunigungsgradient ist dann durch

$$E_{acc} = \frac{U_{acc}}{L} \tag{2.4}$$

gegeben. Für mehrzellige Kavitäten muss die Länge des Resonators durch die gesamte Strukturlänge ersetzt werden.

Betrachtet man praktische Begrenzungen für supraleitende Cavities, sind zwei Größen besonders wichtig. Dies sind das maximale elektrische Oberflächenfeld E_{pk} und das maximale magnetische Oberflächenfeld B_{pk}. Wie im nächsten Kapitel erklärt wird, bestimmen diese Felder den maximal erreichbaren Beschleunigungsgradienten. Deshalb ist es wichtig, die Verhältnisse E_{pk}/E_{acc} und B_{pk}/E_{acc} zu minimieren.

2.2 Güte des Resonators und dissipierte Leistung

Entsprechend den Randbedingungen (2.2) gibt es an der Resonatoroberfläche nur die Tangentialkomponente des Magnetfeldes und die Normalkomponente des elektrischen Feldes. Diese elektromagnetischen Felder dringen mit exponentiell abfallenden Amplituden in das Resonatormaterial ein und induzieren in einer dünnen Schicht Wandströme. Bei normalleitenden Kavitäten ist diese Schicht die Skintiefe

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\mu\omega_0\sigma}}, \tag{2.5}$$

wobei σ die Leitfähigkeit des Materials und μ seine relative Permeabilität ist. Die Skintiefe bei Frequenzen, die in den Hochfrequenzresonatoren eingesetzt werden, beträgt nur einige Mikrometer und die hervorgerufenen Ströme können deshalb als Oberflächenströme modelliert werden. Die dabei entstehenden Verluste sind proportional zum Quadrat der fließenden Ströme, und im Hochfrequenzfeld sind sie wiederum proportional zum Quadrat des Magnetfeldes. Der spezifische Widerstand ist durch den materialabhängigen Oberflächenwiderstand charakterisiert, der mit der dissipierten Leistung P_d über

$$P_d = \frac{1}{2\mu_0^2} R_s \int_S |\vec{B}|^2 \, ds \tag{2.6}$$

verknüpft ist. Dabei ist $\vec{B}$ das lokale Magnetfeld an der Oberfläche und R_s der integrale, über die gesamte Resonatoroberfläche gemittelte, Oberflächenwiderstand.

Er kann in der Regel nicht direkt gemessen werden, deshalb erfolgt die Bestimmung von R_s durch die Messung der unbelasteten Güte. Sie ist ein Maß für die Fähigkeit eines Resonators, Energie bei gegebener Verlustleistung P_d zu speichern, und ist definiert durch

$$Q_0 = \frac{\omega_0 U}{P_d}, \tag{2.7}$$

wobei U die gespeicherte Energie ist. Für alle Moden in der Kavität ist die über die Zeit gemittelte Energie im elektrischen Feld gleich der im Magnetfeld. So folgt für die gesamte Energie im ganzen Volumen

$$U = \frac{1}{2\mu_0} \int_V |\vec{B}|^2 \, dV = \frac{1}{2}\epsilon_0 \int_V |\vec{E}|^2 \, dV. \tag{2.8}$$

Das Einsetzen der Definitionen für die Verlustleistung und die gespeicherte Energie in Gl. (2.7) liefert den Zusammenhang

$$Q_0 = \frac{\omega_0 \mu_0 \int_V |\vec{B}|^2 \, dV}{R_s \int_S |\vec{B}|^2 \, ds} = \frac{G}{R_s} \tag{2.9}$$

zwischen Q_0 und R_s durch einen materialunabhängigen Geometriefaktor G [7]. Dieser Faktor hängt von der Form des Resonators, aber nicht von seiner Größe ab. Diese Eigenschaft ist sehr hilfreich beim Vergleich von Resonatoren verschiedener geometrischer Formen, ohne ihre Größe und Material in Betracht zu ziehen. Für kreiszylindrische Hohlraumresonatoren kann der Geometriefaktor analytisch berechnet werden. Im allgemeinen wird er numerisch mit den gleichen Programmen bestimmt, die zur Berechnung der Feldverteilungen eingesetzt werden. Für heute übliche elliptische und sphärische Resonatoren und für den TM_{010} Mode liegt G zwischen 250 und 300 Ω.

3 Supraleiter im Hochfrequenzfeld

Mit wachsenden Anforderungen an Energie und Strahlintensität bei neuen Beschleunigungsanlagen werden wegen der so erreichbaren niedrigen Verlustleistungen immer öfter supraleitende Materialien zum Bau von Beschleunigungsstrukturen und Magneten verwendet. Im folgenden Kapitel werden die Grundlagen der Hochfrequenzsupraleitung kurz erläutert und die Kenngrößen eingeführt, die zum Verständnis des Verhaltens von supraleitenden Resonatoren in Hochfrequenzfeldern wichtig sind. Darüber hinaus werden die für die weitere Ausführung relevanten Verlustmechanismen vorgestellt. Eine ausführliche Darstellung der Theorie der Supraleitung findet man in [8].

3.1 Grundlagen der Supraleitung

Supraleitende Materialien sind gekennzeichnet durch das vollständige Verschwinden des Gleichstromwiderstands unterhalb einer gewissen Übergangstemperatur T_c. Dieses Phänomen wird durch die von Bardeen, Cooper und Schrieffer im Jahre 1957 entwickelte BCS-Theorie beschrieben. Nach ihr führt eine durch Phononenaustausch vermittelte anziehende Wechselwirkung zwischen Elektronen zur Bildung so genannter Cooper-Paare mit dem Gesamtimpuls Null. So gehören sie zu den Bose-Teilchen und können somit alle den gleichen Quantenzustand einnehmen. Die Bindungsenergie pro Elektron beträgt $\Delta(T)$ und ist temperaturabhängig. Eine Wechselwirkung mit dem Gitter ist nur dann möglich, wenn das Cooper-Paar aufgebrochen wird, was aber eine bestimmte Energie, nämlich die Bindungsenergie der Paarkorrelation, benötigt. Infolge der Wechselwirkung über die Phononen entsteht in der Besetzungsverteilung für ungepaarte Elektronen um die Fermi-Energie eine verbotene Zone der Energiebreite $2\Delta(T)$. Daraus folgt, dass für eine Anregung einzelner Elektronen ein Energiebetrag $2\Delta(T)$ erforderlich ist. Diese Bedingungen ermöglichen im Supraleiter einen widerstandslosen Ladungstransport durch das Gitter.

Für die weitere Charakterisierung eines Supraleiters sind zwei Längen von großer Bedeutung. Die Londonsche Eindringtiefe λ gibt an, wie schnell ein Magnet-

Tab. 3.1: Charakteristische Materialparameter von Niob

Kritische Temperatur T_c	9.2 K
Energielücke $\Delta(0)/k_B T_c$	1.86
Londonsche Eindringtiefe λ	38 nm
Kohärenzlänge ξ	39 nm
Mittlere freie Weglänge	50 nm
Kritische Magnetfelder B_{c1} / B_{c2}	170 /240 mT

feld innerhalb eines Supraleiters abnimmt. Die Kohärenzlänge ξ ist ein Maß für Abstände, über die eine räumliche Variation der Cooper-Paardichte erfolgen kann. Das Verhältnis von Eindringtiefe λ zu Kohärenzlänge ξ nennt man den Ginsburg-Landau-Parameter k. Er unterteilt die Supraleiter in zwei Arten.

Ist $k < 1/\sqrt{2}$, so handelt es sich um Supraleiter erster Art, anderenfalls spricht man von einem Supraleiter zweiter Art. Supraleiter erster Art verdrängen vollständig jedes äußere Magnetfeld aus dem Inneren. Das gleiche Verhalten zeigen Supraleiter zweiter Art, solange das Magnetfeld kleiner als ein kritischer Wert B_{c1} ist. Oberhalb B_{c1} tritt jedoch magnetischer Fluss in das Material ein, ohne die Supraleitung zu zerstören. Erst wenn das äußere Magnetfeld den Wert von B_{c2} überschreitet, bricht die Supraleitung zusammen.

Auf Grund seiner hohen Sprungtemperatur hat sich Niob als gutes Ausgangsmaterial für supraleitende Kavitäten bewährt. Das Metall lässt sich schweißen und gut bearbeiten und hat bei genügender Reinheit eine hohe Wärmeleitfähigkeit. In Tab 3.1 sind die wichtigsten Parameter von Niob, das mit einem Ginsburg-Landau-Parameter $k \approx 1$ zu Supraleitern vom Typ II gehört, zusammengefasst.

3.2 Hochfrequenzwiderstand

Obwohl der gepaarte Zustand energetisch günstiger ist, korreliert nur ein Teil der Leitungselektronen zu Cooper-Paaren für Temperaturen zwischen 0 K und T_c. Oberhalb $T = 0\,\mathrm{K}$ gibt es immer eine endliche Wahrscheinlichkeit, dass die Cooper-Paare durch thermische Anregung aufgebrochen werden. Im Rahmen des Zweiflüssigkeitsmodells betrachtet man die Cooper-Paare als eine suprafluide Komponente, während die ungepaarten Elektronen eine normalleitende Komponente darstellen. Bei T_c sind alle Elektronen ungepaart. Unterhalb T_c ist ihr Anteil durch den Boltzmann Faktor $exp(-\Delta/k_bT)$ definiert. Fließt in einem Supraleiter elektrischer Strom, so besteht er aus zwei Komponenten, dem Suprastrom und dem Normalstrom.

Im Falle eines Gleichstroms erfolgt der Ladungstransport ohne elektrischen Widerstand alleine durch die gepaarten Elektronen, weil kein elektrisches Feld im Inneren des Supraleiters vorhanden ist. So kann die normalleitende Komponente nicht zum Strom beitragen. Eine andere Situation ergibt sich für Hochfrequenzfelder. Die Cooper-Paare können mit dem Gitter nicht wechselwirken, aber sie besitzen eine endliche Masse. Wegen ihrer Trägheit können sie das angelegte Feld nicht mehr komplett abschirmen. In diesem Feld werden die ungepaarten Elektronen beschleunigt, was zu Ohmschen Verlusten im Supraleiter führt. Somit ist der Oberflächenwiderstand eines Supraleiters bei hohen Frequenzen nicht mehr gleich Null.

Nach der BCS-Theorie lässt sich dieser Hochfrequenzwiderstand für Temperaturen unterhalb von $T_c/2$ in guter Näherung durch

$$R_{BCS} = A\ \frac{f^2}{T}\ \exp\left(-\frac{\Delta(T)}{k_B T}\right) \tag{3.1}$$

beschreiben und wird deshalb BCS-Widerstand genannt. Die Proportionalitätskonstante A ist ein Materialparameter, der von der Kohärenzlänge ξ, der Eindringtiefe λ, der Fermigeschwindigkeit v_F und der mittleren freien Weglänge von Elektronen l abhängt. Für $T \leq T/2$ ist die Temperaturabhängigkeit der Energielücke $\Delta(T)$ vernachlässigbar, ihr Wert bleibt in diesem Temperaturbereich nahezu gleich dem beim absoluten Nullpunkt, $\Delta(0)$. Die Beschleunigungsstrukturen am S–DALINAC bestehen aus Niob und werden bei einer im Vergleich zu anderen

Beschleunigern hohen Frequenz von 3 GHz betrieben. Für diese Betriebsfrequenz bei einer Temperatur von 2 K mit dem experimentell bestimmten Parameter $A = 8.89 \cdot 10^{-5}\ \Omega\mathrm{K}/(GHz)^2$ ergibt sich nach Gl. (3.1) ein BCS-Widerstand von 58 $n\Omega$ [9].

Der BSC-Widerstand eines Supraleiters soll gemäß Gl. (3.1) mit abnehmender Temperatur exponentiell gegen Null gehen. In der Praxis hat es sich für supraleitende Beschleunigungsstrukturen aber gezeigt, dass sich der Oberflächenwiderstand eigentlich aus zwei Komponenten, aus dem BCS-Widerstand und einem zusätzlichen Restwiderstand R_{res}, zusammensetzt

$$R_s(T) = R_{BCS}(T) + R_{res}. \tag{3.2}$$

Der Restwiderstand ist im Gegensatz zum BCS-Widerstand temperaturunabhängig. Ursachen dieses Widerstands sind normalleitende Einschlüsse im Material und Oberflächenverunreinigungen, die während der Fertigung und Montage verursacht werden. Dabei handelt es sich um aufliegende Staubpartikel, Rückstände von Säuren, sowie adsorbierte Gase. Findet das Abkühlen von Supraleitern in einem statischen Magnetfeld statt, kann ein magnetischer Widerstand zu R_{res} signifikant beitragen. Er wird im folgenden Abschnitt präsentiert.

3.3 Magnetischer Widerstand

Wie durch den Meissner-Ochsenfeld-Effekt experimentell bestätigt, drängt ein perfekter Supraleiter Magnetfelder unterhalb der Sprungtemperatur T_c aus seinem Inneren heraus. Experimentell hat man aber anderseits beobachtet, dass beim Abkühlen von Niob in einem äußeren Magnetfeld der ganze magnetische Fluss gefangen werden kann [10]. Gitterdefekte und Fremdatome im Material können das Verdrängen des magnetischen Flusses verhindern. Es verbleiben im Material normalleitende Flussschläuche der Größe eines Flußquantes Φ_0 mit einem normalleitendem Kern als Quelle für Leistungsverluste. Der Radius dieses Kerns entspricht der Kohärenzlänge ξ, über die der normalleitende Zustand in den supraleitenden übergeht. Die Fläche S_n aller eingefrorenen Flussschläuche

nimmt mit steigendem externem Magnetfeld B_{ext} zu. Bei dem kritischen Feld B_{c2} wird die gesamte Fläche A_{ges} eines Supraleiters normalleitend.

Der durch das eingefrorene Magnetfeld verursachte magnetische Restwiderstand ist dann durch

$$R_{mag} = R_n \, \frac{B_{ext}}{2B_{c2}} \tag{3.3}$$

gegeben [7]. Dabei ist R_n der normalleitende Oberflächenwiderstand bei tiefen Temperaturen infolge des anomalen Skineffekts. Er kann für $f = 3$ GHz mit $R_n = 1.5 \; m\Omega\sqrt{f[GHz]}$ auf 2.6 $m\Omega$ abgeschätzt werden. Da das kritische Magnetfeld B_{c2} für Niob ca. 240 mT beträgt, ergibt sich eine Näherungsformel für den magnetischen Restwiderstand

$$R_{mag} = 5.4 \; m\Omega \cdot \; B_{ext}[T] \; . \tag{3.4}$$

Somit kann man den Restwiderstand R_{res} in Gl. (3.2) als eine Summe aus einem Widerstand R_{cont}, der durch Oberflächenkontamination verursacht wird, und einem magnetischen Widerstand R_{mag} schreiben. Dann ergibt sich für den Oberflächenwiderstand folgende Gleichung

$$R_s(T) = R_{BCS}(T) + R_{cont} + R_{mag}. \tag{3.5}$$

Bereits ein typisches Erdmagnetfeld von 40 μT führt in einem bei 3 GHz betriebenen Resonator zu einem magnetischen Restwiderstand von 216 nΩ. Zusammen mit dem BCS-Widerstand ergibt sich somit ein parasitärer Widerstand von 274 nΩ, was einer unbelasteten Güte Q_0 von $1 \cdot 10^{-9}$ entspricht. Es zeigt sich deshalb, dass alleine der magnetische Restwiderstand ein Grund für eine erhebliche Verringerung der Güte sein kann. Für das Erreichen der Designgüte von $3 \cdot 10^9$ bei 2 K ist es erforderlich, dass $R_s \leq 92\,\mathrm{n}\Omega$ beträgt. Mit $R_{BCS}(2\,\mathrm{K},\, 3\,\mathrm{GHz}) = 58\,\mathrm{n}\Omega$ und einem typischen Wert von $R_{cont} = 20\,\mathrm{n}\Omega$ [7] für gut präparierte Beschleunigungsstrukturen aus Niob muss also $R_{mag} \leq 15\,\mathrm{n}\Omega$ sein. Dies entspricht einem externen Magnetfeld von $R_{ext} \leq 3\,\mu$T.

Ein Konzept für eine magnetische Abschirmung, die ein externes Magnetfeld im 2K-Testkryostaten auf einen Wert von $3\,\mu$T reduziert, sowie anschließende Testmessungen sind ausführlich in Kap. 6 dargelegt. Messungen in verschiedenen Beschleunigerkryostaten, ebenfalls mit neu entwickelten magnetischen Abschirmungen, sind in Kap. 7 beschrieben.

4 S–DALINAC

Die kernphysikalischen Untersuchungen auf dem Gebiet der Elektronenstreuung haben am Institut für Kernphysik in Darmstadt eine lange Tradition. Die ersten Experimente wurden mit dem 70 MeV normalleitenden Linearbeschleuniger DALINAC (**Da**rmstadt **Lin**ear **Ac**celerator) erfolgreich begonnen. Neue experimentelle Aufgaben forderten jedoch die grundsätzliche Verbesserung der Strahleigenschaften, die der DALINAC mit einem Tastverhältnis von $< 10^{-3}$ nicht erfüllen konnte. Für Koinzidenzexperimente mit Elektronen waren ein kontinuierlicher Elektronenstrahl und eine besonders geringe Energieunschärfe erforderlich. Diese Anforderungen wurden mit dem neuen supraleitenden Elektronenbeschleuniger S–DALINAC realisiert, der im Jahr 1991 vollständig in Betrieb ging und seitdem ständig weiterentwickelt wird. Seit 1996 dient der S–DALINAC [2, 11] als Treiber eines Freie-Elektronen-Lasers (FEL) [3, 4], der zum Zeitpunkt seiner Inbetriebnahme der erste FEL in Deutschland war.

4.1 S–DALINAC

Der supraleitende Beschleuniger S–DALINAC besteht aus der Elektronenkanone, dem normalleitenden Teil der Injektion, dem supraleitenden Injektor und Hauptbeschleuniger, sowie zwei Rezirkulationen. Einen Überblick über den Beschleuniger gibt Abb. 4.1. Die wichtigsten Designparameter des Beschleunigers sind in Tab. 4.1 aufgeführt.

Die von einer thermischen Kathode emittierten Elektronen werden in der Elektronenkanone elektrostatisch auf eine Energie von 250 keV vorbeschleunigt. Der Elektronenkanone folgt eine Chopper-Prebuncher Sektion, die aus normalleitenden Hochfrequenzresonatoren besteht. Hier wird dem kontinuierlichen Strahl die zu Hochfrequenzbeschleunigung notwendige Zeitstruktur aufgeprägt. Die Chopperkavität unterteilt den kontinuierlichen Strahl in kurze Pulse, auch Bunche genannt. Dabei wird der Elektronenstrahl mit einer Frequenz von 3 GHz auf eine kreisförmige Bahn abgelenkt und über eine Blende geführt. Dadurch bilden sich Elektronenpakete mit einer Länge von 33 ps und einem Abstand von 333 ps. Die

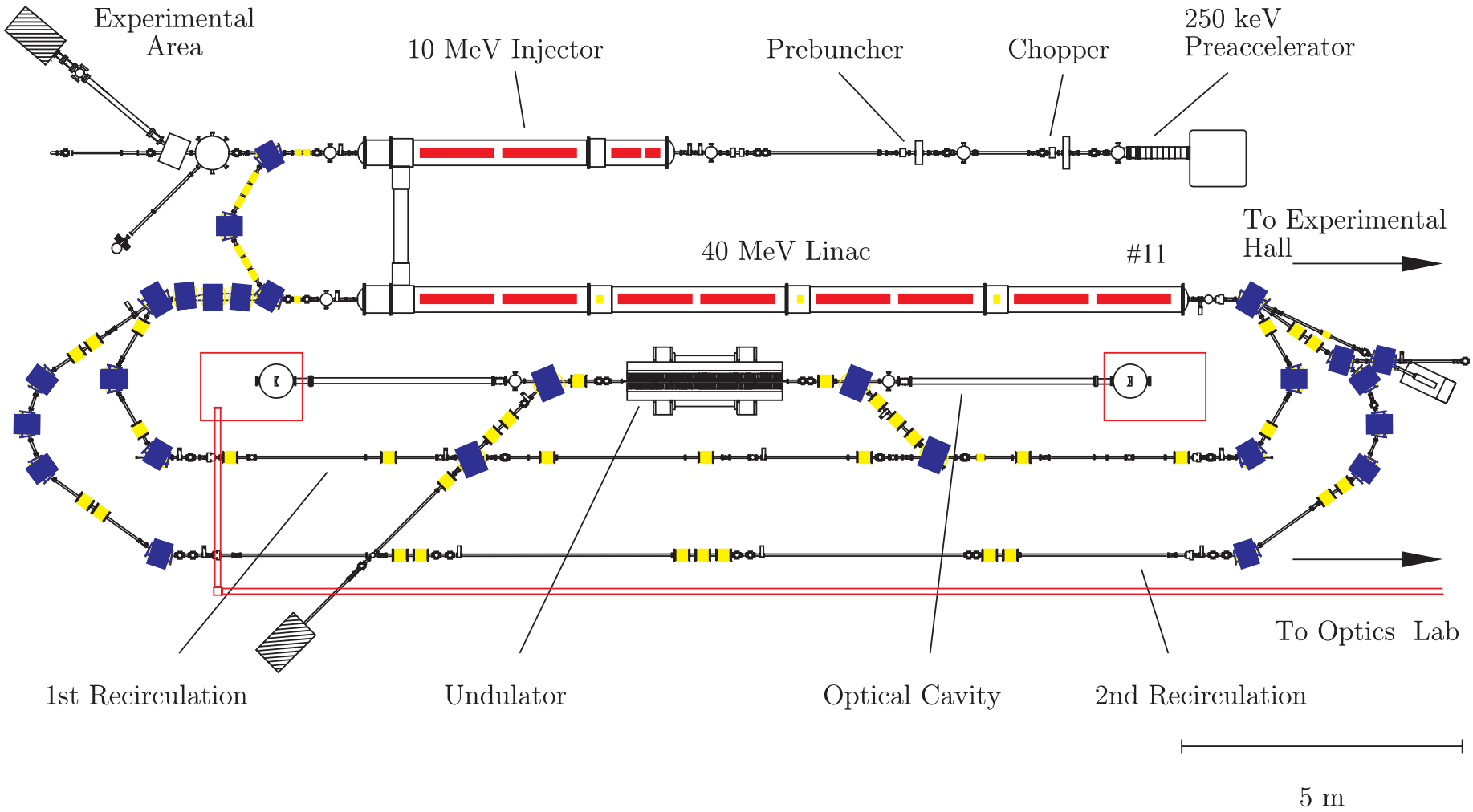

Abb. 4.1: Schematische Darstellung des S-DALINAC. Die Beschleunigungsstruktur #11, an der die im Teil II beschrieben Untersuchungen zur Feldemission durchgeführt wurden, ist die letzte im Hauptbeschleuniger.

Bunche werden anschließend vom Prebuncher weiter komprimiert, so dass sie am Eintritt in den Injektorbeschleuniger auf eine Länge von nur 5 ps zusammenlaufen.

Im supraleitenden Teil des Injektors können Elektronenbunche Energien bis zu 10 MeV gewinnen. Nach dem Injektor steht der Elektronenstrahl am Niederenergiemessplatz für (γ, γ')-Experimente [12], (γ, n)-Experimente [13] sowie zur Erzeugung von Channelingstrahlung [14] und Parametrischer Röntgenstrahlung [15] zur Verfügung. Zur Erzeugung höherer Energien kann der Strahl durch einen 180°-Bogen in den supraleitenden Hauptbeschleuniger geführt werden. Der maximale Energiegewinn beträgt 40 MeV. Nach Durchlaufen des Hauptbeschleunigers kann der Strahl in die Experimentierhalle extrahiert oder durch jeweils eine der beiden Rezirkulationen wieder in den Hauptbeschleuniger eingeschossen werden. Dies erlaubt Energien bis zu 130 MeV. In der Experimentierhalle befinden sich zwei hochauflösende Spektrometer [16, 17] für Elektronenstreuexperimente, ein Hochenergiemessplatz für strahlungsphysikalische Experimente, sowie ein Experimentierplatz zur Untersuchung der Polarisierbarkeit des Nukleons [18].

In der ersten Rezirkulation kann der Elektronenstrahl bei Energien von 25-50 MeV durch ein Bypass-System in den Undulatormagneten des FEL geführt werden. Im Gegensatz zum Kernphysik-Betrieb benötigt der FEL zum Anschwingen Elektronenbunche mit einem Spitzenstrom von 2.7 A. Das wurde durch die Entwicklung

Tab. 4.1: Parameter des S–DALINAC

	Designwerte	Betriebswerte
Maximale Energie E	130 MeV	100 (120)[1)] MeV
Energieunschärfe ΔE	$\pm\, 10^{-4}$	$\pm\, 3 \cdot 10^{-4}$
Maximaler Strahlstrom I	20 μA	10 μA
Betriebsfrequenz f_{rep}	2.9975 GHz	2.9975 GHz
Tastverhältnis	cw	cw

[1)] mit 30% Tastverhältnis

einer subharmonischen Injektion [19] erreicht, bei der die Kanone mit einer 10 MHz-Pulsung versehen ist, so dass nur in jeder 300sten HF Periode ein Elektronenbunch (allerdings mit der 300-fachen Ladung) beschleunigt wird. Das infrarote Laserlicht mit Wellenlängen zwischen 3 und 10 μm ist z.B. für Experimente zur Laser-Gewebe-Wechselwirkung eingesetzt worden [20, 21]. Weiterhin werden am FEL des S–DALINAC grundlegende Untersuchungen zur Wirkungsgraderhöhung eines kurzpulsigen Freie-Elektronen-Lasers durchgeführt [22, 23].

4.2 S–DALINAC Beschleunigungsstrukturen

Die eigentliche Beschleunigung der Elektronen erfolgt am S–DALINAC in den supraleitenden Hohlraumresonatoren durch Hochfrequenzfelder. Als Beschleunigungsmode dient, wie bereits gesagt, der π-Mode des TM_{010}-Passbandes bei 2.9975 GHz. Drei verschiedene Arten von Beschleunigungsstrukturen kommen zum Einsatz. Die Standardstruktur besteht aus 20 Zellen (Abb. 4.2), deren Länge an die Beschleunigung von Elektronen mit Lichtgeschwindigkeit ($\beta = 1$) angepaßt ist. Sie befinden sich in Kryostatmodulen, die jeweils zwei der zwanzigzelligen Strukturen enthalten. Insgesamt werden 10 Standardstrukturen eingesetzt, zwei im Injektor und acht im Hauptbeschleuniger. Zur Minimierung des Phasenschlupfs bei noch geringen Elektronengeschwindigkeiten und für eine bessere Energieausnutzung dient im Injektor eine zweizellige Einfangstruktur [24, 25] mit verkürzten Zellen ($\beta = 0.85$), sowie ein Fünfzeller, dessen Zellengeometrie von den Standardstrukturen übernommen wurde.

Die Beschleunigungsstrukturen bestehen aus hochreinem Niob mit einer Sprung-

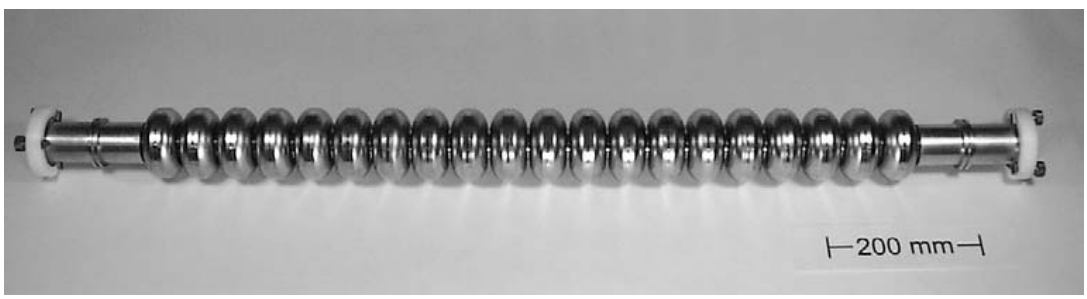

Abb. 4.2: S–DALINAC Beschleunigungsstruktur

Tab. 4.2: Designparameter der Hochfrequenzbeschleunigungsstrukturen.

Material		Niob (RRR = 280)	
Frequenz f_{rep}		2.9975 GHz	
Mode		TM_{010}, π	
Temperatur		2 K	
Zellenzahl	20	5	2
Länge	1 m	0.25 m	0.085 m
Phasengeschwindigkeit β	1	1	0.85
Unbelastete Güte Q_0	$3 \cdot 10^9$	$3 \cdot 10^9$	$2.4 \cdot 10^9$
Beschleunigungsfeld E_{acc}		5 MV/m	
Verlustleistung P_0 bei 5 MV/m	4.2 W	1.05 W	0.5 W

temperatur von 9.2 K und werden bei einer Temperatur von 2 K betrieben. Als Kühlmittel dient suprafluides Helium. Das Maß für die Reinheit von Niob ist das Restwiderstandsverhältnis RRR (Residual Resistivity Ratio). Der RRR-Wert ist durch das Verhältnis des spezifischen elektrischen Widerstandes ρ bei Temperaturen von 300 K und 4.2 K gegeben. Die S–DALINAC Strukturen sind aus Niob mit dem RRR-Wert von 280 gefertigt.

Das Designbeschleunigungsfeld für die zwanzigzelligen Strukturen beträgt 5 MV/m. Bei einem Designwert für die unbelastete Güte von $3{\cdot}10^9$ ergibt sich eine Verlustleistung je Struktur von 4.2 W. Während die maximalen Beschleunigungsfelder teilweise mit 8 MV/m den Designwert übertreffen, erreicht die mittlere Güte der Strukturen nur einen Wert von $6.6{\cdot}10^8$ [26].Das führt zu einer deutlichen Erhöhung der Wärmeverluste im Beschleuniger. Da die zu Verfügung stehende Kälteleistung der Helium-Verflüssigungsanlage nur 120 W beträgt, wird somit die maximal erreichbare Endenergie limitiert. Die Designwerte der supraleitenden Strukturen sind in Tab. 4.2 zusammengefasst.

5 Grundlagen der Hochfrequenzmessungen

Dieses Kapitel gibt einen Überblick über Methoden, die zur Messung der Hochfrequenzeigenschaften der im Rahmen dieser Arbeit zu untersuchenden Beschleunigungsresonatoren am S-DALINAC eingesetzt wurden.

5.1 Resonatorkopplung

Die zur Beschleunigung notwendige Hochfrequenzleistung wird von einem Sender über einen Einkoppler in eine Beschleunigungsstruktur übertragen. Auf der anderen Seite des Resonators befindet sich ein Auskoppler, der zur Messung der im Resonator vorliegenden Feldstärke nach Betrag und Phase dient.

Betrachtet man das Verhalten eines angeregten Resonators nach Ausschalten der Hochfrequenzleistung, so ergibt sich die folgende Leistungsaufteilung im Resonator

$$P_{tot} = P_d + P_1 + P_2 \ . \tag{5.1}$$

Die Gesamtverlustleistung der Struktur P_{tot} ist aufgrund der Energieerhaltung die Summe aus den Wandverlusten der Struktur P_d und den Verlustleistungen P_1 und P_2, die aus der Struktur über den Ein- und Auskoppler entnommen werden. In Analogie zu der in Kap. 1 eingeführten unbelasteten Güte Q_0 können eine belastete Güte Q_L und externe Güten Q_{ex1} und Q_{ex2} für jeden Verlustmechanismus definiert werden

$$Q_L = \frac{\omega_0 U}{P_{tot}} = \frac{\omega_0 U}{P_d + P_1 + P_2} \ , \tag{5.2}$$

$$Q_{ex1} = \frac{\omega_0 U}{P_1} \ , \quad Q_{ex2} = \frac{\omega_0 U}{P_2} \ . \tag{5.3}$$

Unter Verwendung der Definition der externen Güte folgt aus Gl. (5.2) die Beziehung für die reziproke belastete Güte

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{P_d + P_1 + P_2}{\omega_0 U} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_{ex1}} + \frac{1}{Q_{ex2}} \ . \tag{5.4}$$

Man führt die Koppelfaktoren β_1 und β_2 ein

$$\beta_1 = \frac{Q_0}{Q_{ex1}} = \frac{P_1}{P_d} \ , \quad \beta_2 = \frac{Q_0}{Q_{ex2}} = \frac{P_2}{P_d} \ , \tag{5.5}$$

die die Stärke der Kopplung zwischen dem entsprechenden Koppler und dem Resonator angeben. Durch Umformen von Gl. (5.4) ergibt sich folgende Beziehung für die unbelastete Güte

$$Q_0 = Q_L(1 + \beta_1 + \beta_2) \ . \tag{5.6}$$

Da die hier behandelten Stehwellenstrukturen nur eine sehr schwache Auskopplung ($\beta_2 << 1$) besitzen, kann der Koppelfaktor des Auskopplers vernachlässigt werden. Im folgenden bezeichnet β den Koppelfaktor des Einkopplers. Wenn $\beta = 1$ ist, spricht man von einer kritischen Kopplung, entsprechend wird $\beta > 1$ als überkritische, $\beta < 1$ als unterkritische Kopplung bezeichnet.

Ist die Energieänderung in einem Resonator gleich Null, so befindet er sich im Gleichgewichtszustand. Man bestimmt den Koppelfaktor aus der Messung der Vorlaufleistung vom Generator P_v und der reflektierten Leistung am Koppler P_r anhand der Beziehung [27]

$$\beta = \frac{1 \pm \sqrt{P_r/P_v}}{1 \mp \sqrt{P_r/P_v}} \ . \tag{5.7}$$

5.2 Experimentelle Bestimmung der unbelasteten Güte

Zur Bestimmung der Güte der Strukturen des S–DALINAC werden generell zwei Methoden eingesetzt. Die einfachste wird als die Gütemessung über die Resonanzbreite bezeichnet.

Ein isolierter verlustfreier Resonator hätte eine unendliche Güte, und die Resonanzform für alle Moden stellte eine δ Funktion dar. Wandverluste im Resonator haben eine endliche Güte zur Folge und verbreitern die Resonanz. Für die gespeicherte Energie U in einem Resonator, der mit einer äußeren Frequenz nahe an

der Resonanzfrequenz ω_0 angeregt wird, gilt folgender Ausdruck [7]

$$U(\omega) \sim \frac{1}{\Delta\omega^2 + (\frac{\omega_0}{2Q_L})^2} \ , \tag{5.8}$$

wobei $\Delta\omega$ die Frequenzabweichung von ω_0 ist. Für $\Delta\omega = 0$ ist die gespeicherte Energie maximal. Wenn die Energie bei der Hälfte ihres Maximalwertes liegt, folgt aus Gl. (5.8) die belastete Güte

$$Q_L = \frac{\omega_0}{2\Delta\omega_{1/2}} = \frac{\omega_0}{\Delta\omega_{FWHM}} \ . \tag{5.9}$$

Dabei ist $\Delta\omega_{FWHM}$ die volle Breite der Resonanzkurve, die aus der Messung der durch den Resonator durchgekoppelten Leistung in Abhängigkeit von der Anregungsfrequenz ermittelt werden kann. Dadurch lässt sich nach Ermittlung des Koppelfaktors β die unbelastete Güte Q_0 bestimmen. Dieses einfache Verfahren ist jedoch nur dann einsetzbar, wenn die Resonanzbreite von der Messapparatur gut aufgelöst wird, und keine mechanischen Störungen, die zur Verzerrung der Resonanz führen, vorhanden sind.

Eine aufwendigere Methode, für die diese Einschränkungen nicht gelten, beruht auf der Messung der Abklingzeit der gespeicherten Energie. Trennt man einen Resonator von der Hochfrequenzquelle, so beschreibt die Differentialgleichung

$$\frac{dU}{dt} = P_{tot} = \frac{\omega_0 U}{Q_L} \tag{5.10}$$

die zeitliche Änderung der gespeicherten Energie. Durch Integration der Differentialgleichung erhält man für U die Lösung

$$U = U_0 \cdot \exp\left(-\frac{\omega_0 t}{Q_L}\right) \ , \tag{5.11}$$

wobei U_0 die gespeicherte Energie zum Zeitpunkt $t = 0$ ist. Aus Gl. (5.11) ist ersichtlich, dass die exponentielle Abnahme der Energie mit der Zeitkonstanten

$$\tau = \frac{Q_L}{\omega_0} \tag{5.12}$$

erfolgt, durch deren Messung sich die belastete Güte Q_L bestimmen lässt. Auch hier ist die Kenntnis von β zur Berechnung der unbelasteten Güte Q_0 erforderlich.

6 Untersuchungen zur Verbesserung der Güte in einem 2K-Testkryostaten

Seit der Inbetriebnahme des supraleitenden Beschleunigers S–DALINAC waren Beschleunigungsstrukturen zweier Generationen im Einsatz. Mit den Kavitäten der ersten Generation konnte aufgrund der nicht ausreichenden Reinheit des Niobs (Restwiderstandsverhältnis von $RRR = 30$) die Design-Feldstärke von 5 MV/m nicht erreicht werden. Das mittlere Beschleunigungsfeld lag lediglich bei einem Wert von 3 MV/m. So war die erreichbare Endenergie des Elektronenstrahls durch die niedrigen Beschleunigungsfeldstärken begrenzt. Diese Strukturen wurden seinerzeit gegen neue, aus einem Niob-Material mit einem Restwiderstandsverhältnis von $RRR = 280$ hergestellte, Strukturen ausgetauscht. Sie wurden anschließend einer chemischen Politur unterworfen und bei ca. 750°C im Labor an der Universität Wuppertal ausgeheizt, um den bei der chemischen Behandlung in Niob eingedrungenen Wasserstoff zu entfernen [28]. Die Kavitäten der zweiten Generation weisen die geforderten Feldstärken von 5 MV/m auf. Teilweise wurden sogar Beschleunigungsfelder bis 10 MV/m erreicht, ohne einen Zusammenbruch der Supraleitung hervorzurufen. Diese Strukturen wurden im Gegensatz zu den alten mit einer variablen Kopplung ausgestattet, die das Durchführen diagnostischer Hochfrequenzmessungen vereinfacht. Wie die systematischen Messungen der unbelasteten Resonatorgüte zeigten, waren die gemessenen Werten deutlich kleiner als die Designgüte von $3{\cdot}10^9$. Die besten Güten erreichten einen Wert von $1{\cdot}10^9$. Dies führt zu einer erhöhten Verlustleistung pro Struktur, so dass die gesamte Verlustleistung die Kälteleistung der zur Verfügung stehenden Heliumkälteanlage übersteigt. Unter diesen Bedingungen kann kein stabiler Beschleunigerbetrieb mit den Design-Feldstärken gewährleistet werden. Da die Verluste mit der Feldstärke quadratisch skalieren, musste entweder das mittlere Beschleunigungsfeld im cw-Betrieb reduziert oder der Beschleuniger in einem getakteten Modus betrieben werden. So ist die erreichbare Strahlenergie aufgrund der zur Verfügung stehenden Kälteleistung durch die niedrigeren Strukturgüten begrenzt.

Die Limitierung der maximalen Strahlenergie im cw-Betrieb war der Grund für zahlreiche Versuche, durch verschiedene Präparationen der Strukturoberfläche die niedrige Güte zu verbessern. Die Behandlungen fanden sowohl im hauseigenen Chemielabor, als auch im Labor der Tesla Test Facility (TTF) am Deutschen

Elektronen Synchrotron DESY in Hamburg statt. Die anschließenden Messungen wurden dabei im Beschleunigerkryostaten durchgeführt. Damit konnten die Güten der Strukturen, bei denen sie sich nach langer Betriebszeit oder durch Kontamination bei einem Vakuumunfall verschlechtert hatten, durchaus erhöht werden. Aber eine Verbesserung über den Wert von $1{\cdot}10^9$ konnte nie erreicht werden.

Somit kann man vermuten, dass der Grund für die verringerten Güten keine Oberflächenkontamination ist. Als eine mögliche Ursache kommt eingefrorenes Magnetfeld infrage. Obwohl das Material, aus dem die Beschleunigerkryostaten hergestellt wurden, selbst unmagnetisch ist, entstanden in ihm bei der Fertigung magnetische Zentren, und die Strukturen befinden sich in einem Magnetfeld. Sie sind deshalb mit einer lokalen magnetischen Abschirmung abgeschirmt, die aber wegen komplexer geometrischer Randbedingungen nicht perfekt ist. So ist es möglich, dass äußeres Magnetfeld beim Abkühlen trotz der vorhandenen Abschirmung in den Strukturen eingefangen werden kann. Die hohe Betriebsfrequenz macht sie aufgrund des anomalen Skineffekts besonders empfindlich für dieses Feld.

Um den Einfluss des eingefrorenen Magnetfeldes auf die Güte zu untersuchen, muss eine Struktur in einem feldfreien Raum vermessen werden. Seit der Inbetriebnahme eines 2K-Testkryostaten [9] besteht eine Testmöglichkeit zur Untersuchung der Strukturen außerhalb des Beschleunigerkryostaten, so dass der Strahlbetrieb nicht unterbrochen werden muss. Um einen feldfreien Raum im Testkryostaten bilden zu können, wurde der Feldverlauf des Magnetfeldes in seinem Inneren vermessen und mit diesen Kenntnissen eine magnetische Abschirmung entwickelt. Ergebnisse der Testmessungen an einer abgeschirmten Struktur sind im folgenden Kapitel vorgestellt.

6.1 2K-Testkryostat und Messaufbau

Alle im folgenden aufgeführten Messungen fanden in einem vertikalen 2K-Testkryostaten statt, der ursprünglich zur Untersuchungen zum Quantenchaos bei einer Temperatur von 4 K aufgebaut [29] und später entsprechend modifiziert

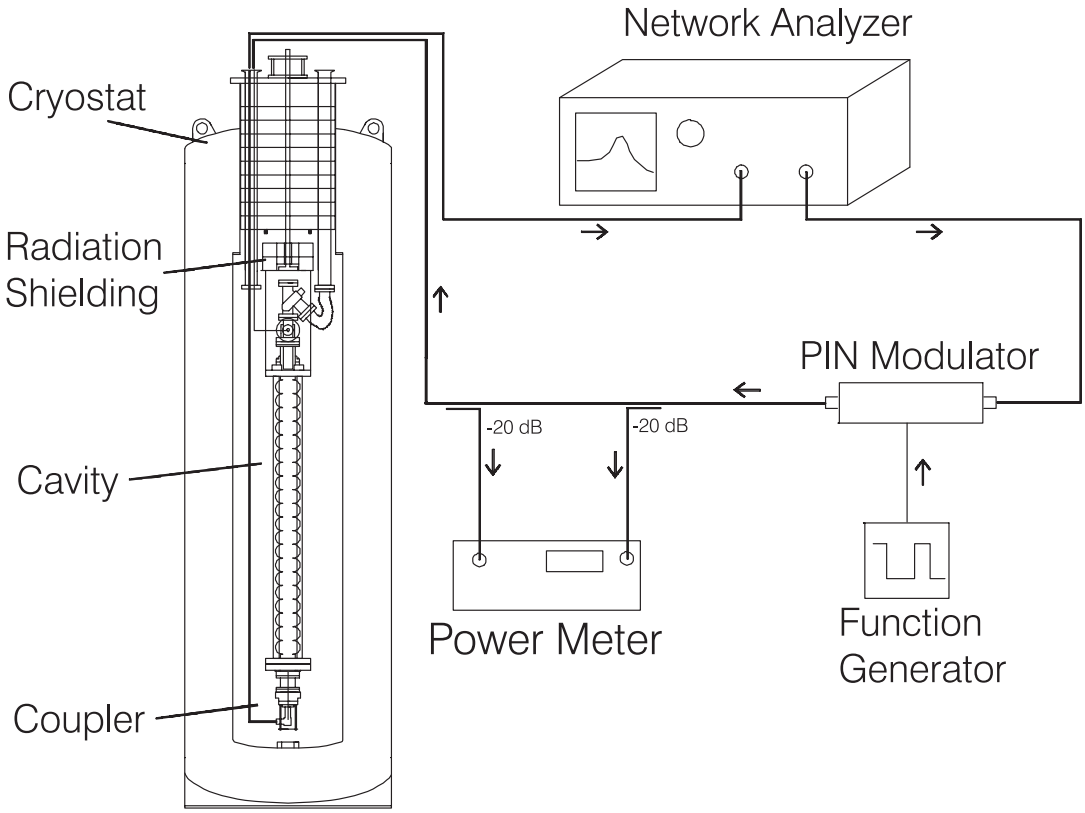

Abb. 6.1: Schematische Darstellung des Messaufbaus.

wurde [9]. Die zu untersuchende Struktur wird mit flüssigem Helium gekühlt, das vor dem Test von einem Dewar in den Testkryostaten unter normalem Druck gefüllt wird. Die für die Messungen benötigte Temperatur von 2 K wird durch Reduzierung des Dampfdruckes im Testkryostaten auf 35 mbar erreicht. Das erfolgt mithilfe eines zweistufigen Pumpstandes, der im Nachbarraum untergebracht ist. Dieses Abpumpen hat eine negative Folge. Dadurch sinkt deutlich Heliumniveau im Testkryostaten und Helium muss nachgefüllt werden. Somit ist die Messzeit im Terstkryostaten eingeschränkt und besteht das Gefahr, dass nicht immer die gesamte Strukturoberfläche während der Messung vollständig von flüssigem Helium umgeben ist und nicht gleichmäßig abgekühlt wird. So können Strukturbereiche mit etwas erhöhter Oberflächentemperatur zusätzlich zum Restwiderstand beitragen.

Zur Verringerung des Heliumbedarfs wird ein Teil des Testkryostaten mit einem zylinderförmigen Verdränger aus Kunststoff ausgefüllt. Die in einer Halterung montierte Struktur wird zentrisch im Verdränger platziert. Die Montage in die Halterung findet im Reinraum statt. Vor Ort muss die Struktur nur an das Vakuumsystem angeschlossen werde. Die bisher verwendete Turbopumpe zum Eva-

kuieren der Struktur im Testkryostaten wurde durch eine fest eingebaute Ionengetterpumpe ersetzt. Diese arbeitet vibrationsfrei und ermöglicht ein Vakuum in der Struktur bis zu $1{\cdot}10^{-7}$ mbar.

Der Messaufbau wurde aus [9] übernommen und ist in Abb. 6.1 schematisch dargestellt. Die Einkoppler- und Auskopplerantennen der Struktur sind mit dem Netzwerkanalysator HP 8510B über Kupferfestmantelkabel verbunden. Der Netzwerkanalysator dient gleichzeitig als Hochfrequenzquelle und Analysator. Zwischen dem Netzwerkanalysator und der Struktur ist ein PIN-Modulator geschaltet, der von einem Funktionsgenerator gesteuert wird. Dies ermöglicht ein schnelles Abschalten der transmittierten Hochfrequenzleistung und somit die Bestimmung der Resonatorgüte über die Abfallszeit. Mit den Richtkopplern werden von der Vorlauf- und Rücklaufleistung jeweils -20 dB zum Powermeter abgezweigt. Da aus Platzgründen für Messungen im Testkryostaten eine kompakte, nicht variable, koaxiale Strahlrohrkopplung [9] eingesetzt wird, kann die Struktur nicht kritisch gekoppelt werden und der Koppelfaktor muss für jede Messung bestimmt werden. Dies geschieht durch die Messung der vor- und rücklaufenden Leistungen.

6.2 Magnetische Abschirmung

In Kap. 3 wurde deutlich gemacht, dass die supraleitenden Strukturen in einem äußeren Magnetfeld kleiner als 3 μT abgekühlt werden müssen, um hohe unbelastete Güten erreichen zu können. So muss das am Ort der Struktur existierende Magnetfeld reduziert werden.

Zunächst wurde der Verlauf des Magnetfeldes im Testkryostaten mit einer Hallsonde vermessen, weil die genaue Kenntnis des im Inneren des Testkryostaten existierenden Magnetfeldes unabdingbare Voraussetzung für die Konzipierung und die Beurteilung der Wirksamkeit der zu entwickelnden Abschirmung ist. In Abb. 6.2 sind das gesamte Magnetfeld B und der Verlauf des axialen Feldes B_z entlang der vertikalen Achse des Testkryostaten sowie der radialen Feldkomponente B_r zusammen mit einer schematischen Skizze des Kryostaten dargestellt. Der Messfehler entspricht der Symbolgröße. Wie man aus Abb. 6.2 erkennt, beträgt das mittlere Magnetfeld im Testkryostaten 35 μT. Dieses Feld entspricht

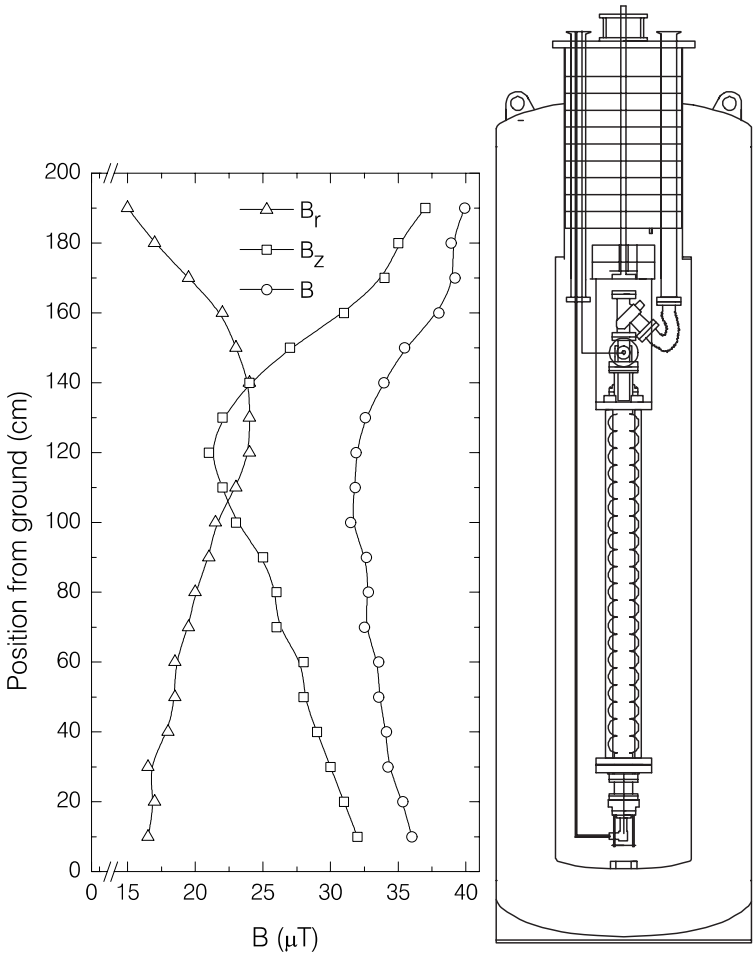

Abb. 6.2: Verlauf der radialen Feldkomponente B_r, der axialen B_z und des gesamten Magnetfeldes B auf der Achse des Testkryostaten ohne magnetische Abschirmung.

dem mittleren Erdmagnetfeld und ist deutlich über dem gewünschten Wert von 3 μT. Die zu untersuchende Struktur befindet sich während der Gütemessung im Testkryostaten im Bereich zwischen 25 und 125 cm, gemessen vom Boden des Testkryostaten.

In der Praxis wird die Reduzierung des Magnetfeldes an einem Ort mittels einer passiven oder aktiven Abschirmung realisiert. Bei einer aktiven Abschirmung wird ein äußeres Magnetfeld mit Solenoiden oder Helmholz-Spulen im zu schützenden Raum kompensiert [30]. Diese Methode ist sehr wirksam vor allem für die longitudinale Feldkomponente. Am S–DALINAC wird sie zum Abschirmen des normalleitenden Teils der Injektion eingesetzt, um das Ablenken eines noch niederenergetischen Elektronenstrahls durch das Erdmagnetfeld zu verhindern. Bei einer passiven magnetischen Abschirmung handelt es sich normalerweise um Schutz-

gehäuse, die aus weichmagnetischen Werkstoffen mit hoher Permeabilität μ hergestellt sind. Es gibt viele Legierungen wie Mumetall, Conetic oder Cryoperm, die μ Werte bis zu 50000 aufweisen. Die meisten Legierungen verlieren jedoch ihre hohe Permeabilität bei niedrigen Temperaturen [31]. Eine Ausnahme ist dabei Cryoperm, bei dem laut [30] Werte von 12000 bei 4 K gemessen wurden.

Da sich der Testkryostat im Boden des Labors befindet, gibt es kaum Platz für eine aktive Abschirmung. Deshalb wurde eine passive Abschirmung konzipiert. Als Material wurde Cryoperm wegen seiner hohen Permeabilität bei niedrigen Temperaturen gewählt.

Die Wirksamkeit einer Abschirmung wird durch einen Schirmfaktor S charakterisiert. Dieser wird als Verhältnis zwischen den Magnetfeldern ohne und mit einer Abschirmung, entsprechend B_0 und B_a definiert:

$$S = \frac{B_0}{B_a} \tag{6.1}$$

Der Schirmfaktor einer Abschirmung hängt von ihrer Form und Größe und der Permeabilität des Werkstoffs ab. Nur für wenige Formen kann man ein homogenes Innenfeld mittels einer Abschirmung erhalten und damit einen definierten Schirmfaktor. Für häufig benutzte geometrische Formen gibt es jedoch Formeln zur Abschätzung der Schirmwirkung.

Die magnetische Abschirmung für den Testkryostaten wurde zylinderförmig ausgelegt, weil der abzuschirmende Raum sowohl im Test-, als auch im Beschleunigerkryostaten achsensymmetrisch ist. Außerdem dürfen weichmagnetische Bleche mechanisch nicht beansprucht werden. Andernfalls verlieren sie ihre Permeabilität und müssen erst geglüht werden, um die abschirmende Wirkung wieder zu gewinnen. Die gewählte Form erfüllt diese Anforderungen.

Der Schirmfaktor in der Mitte eines dünnwandigen, geschlossenen Abschirmzylinders mit einem Durchmesser D, einer Länge L und einer Wanddicke d kann für ein statisches Magnetfeld, das senkrecht zur Zylinderachse steht, nach folgender Formel berechnet werden [32]:

$$S_\perp \simeq \frac{\mu d}{D} + 1 \tag{6.2}$$

Für die longitudinale Feldkomponente hängt die Schirmwirkung von dem Verhältnis zwischen Zylinderdurchmesser D und Länge L ab und Gl. (6.2) modifiziert

sich zu

$$S_{\parallel} \simeq \frac{4N(S_{\perp}+1)}{1+D/2L}+1\ . \tag{6.3}$$

Hierbei bezeichnet N den Entmagnetisierungsfaktor [33]. Die beiden Formeln vernachlässigen Randeffekte. Wenn der Zylinder offen ist, wird das Feld im Inneren abgeschwächt, aber an den Enden des Zylinders tritt eine Feldüberhöhung auf. Dieses Feld klingt von den Öffnungen her in den Zylinder hinein exponentiell ab. Deshalb soll ein Abschirmzylinder etwas länger als den abzuschirmenden Bereich sein, um die gewünschte Schirmwirkung zu erzielen.

Mit diesen Kenntnissen wurde eine zylinderförmige magnetische Abschirmung gebaut. Zwei Lagen Cryoperm mit einer Dicke von jeweils 0.3 mm wurden um den vorhandenen Heliumverdränger herum mit Nieten befestigt. An der unteren Seite wurde die Abschirmung mit einem Deckel komplett geschlossen. Am oberen Teil konnte das nur teilweise realisiert werden, weil eine Öffnung für die Struktur freigelassen werden musste. Wie bereits erwähnt, lässt sich die axiale Feldkomponente durch eine passive Abschirmung nur schlecht beeinflussen. Eine Feldüberhöhung an der nicht komplett geschlossenen Seite der Abschirmung lässt sich nicht vermeiden. Um trotz der Öffnung einen gut abgeschirmten Bereich für die gesamte Struktur schaffen zu können, wurde die Abschirmung auf die maximale im Testkryostaten zulässige Höhe verlängert. Dadurch wurde die Feldüberhöhung in den Bereich, wo es keine Strukturzellen gibt verlagert. Damit hatte die fertige Abschirmung einen Durchmesser von 345 mm und eine Höhe von 1835 mm. Nach Gln. (6.2) und (6.3) ergaben sich für eine Permeabilität von $\mu = 12000$ Schirmfaktoren von $S_{\parallel} = 5.4$ und $S_{\perp} = 22$.

Mit dieser Abschirmung wurde die Feldverteilung auf der Achse des vertikalen Testkryosteten vermessen. Abbildung 6.3 zeigt im linken Teilbild den Verlauf der axialen Feldkomponente B_z sowie der radialen B_r. Im rechten Teilbild sind die Verläufe des gesamten Magnetfeldes auf der Achse im nicht abgeschirmten Testkryostaten (B_0) und mit der entwickelten Abschirmung (B_1) zusammengestellt. Der Messfehler ist in der Größenordnung des Symbolgröße. Zur Veranschaulichung des für Messungen wichtigen Bereiches ist die Position der Struktur im Testkryostaten eingezeichnet. Wie die durchgeführte Feldmessung zeigte, konnte das Magnetfeld im Bereich der Struktur durch die magnetische Abschirmung auf 2-3 μT reduziert werden. Man muss auch beachten, dass bei Zimmertemperatu-

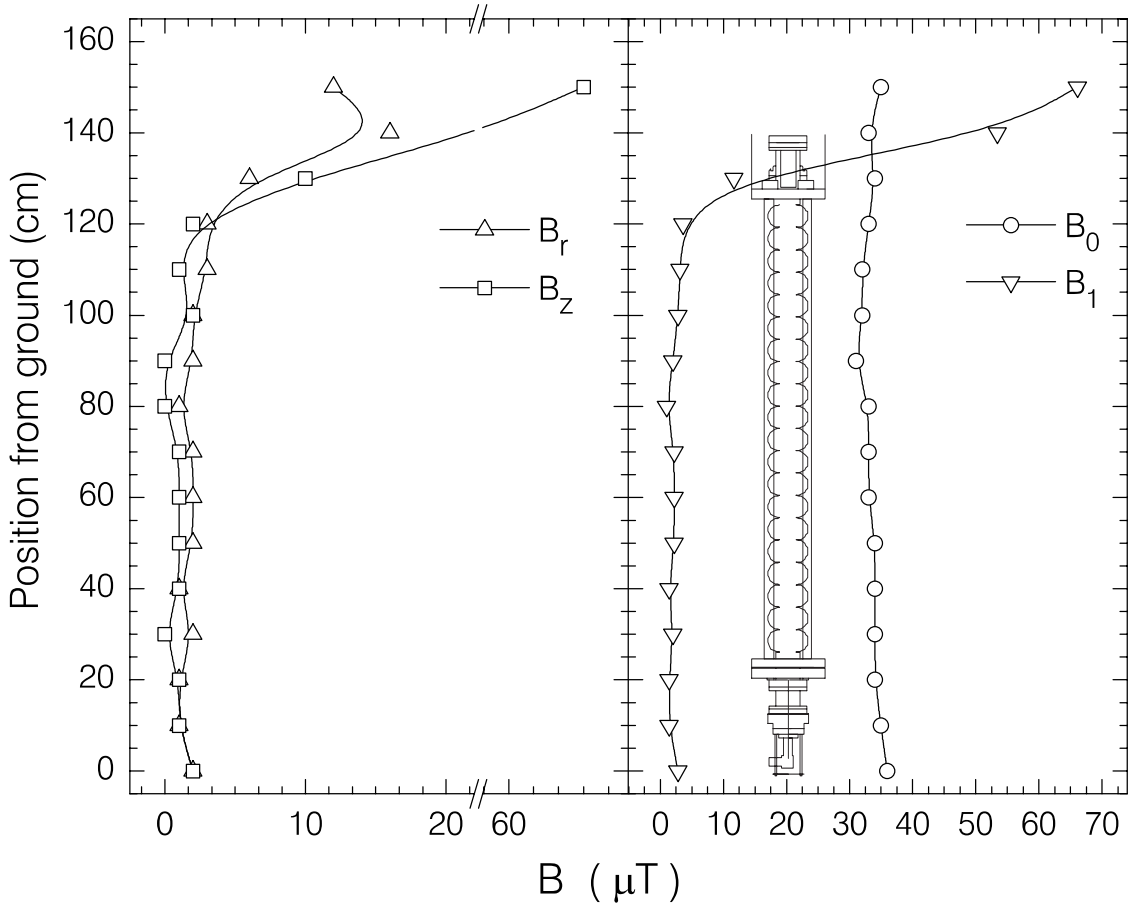

Abb. 6.3: Verlauf der axialen B_z und der radialen Magnetfeldkomponente B_r (linkes Teilbild) im abgeschirmten Testkryostaten sowie Vergleich des gesamten Magnetfeldes auf der Achse des Testkryostaten ohne B_0 und mit der entwicklten Abschirmung B_1 (rechtes Teilbild). Die Linien repräsentieren Splineinterpolationen durch die Messpunkte.

ren die Permeabilität μ von Cryoperm lediglich 10200 beträgt [30]. Deshalb sollte die Abschirmwirkung bei niedrigen Temperaturen etwas besser sein.

Mit der neuen magnetischen Abschirmung wurde im vertikalen Testkryostaten für die gesamte Struktur ein Bereich mit Magnetfeldwerten unter 3 μT geschaffen. Damit sollte der Beitrag des noch verbliebenen Magnetfeldes zum Restwiderstand laut Gl. (3.4) kleiner als 20 nΩ sein. Die unbelastete Güte Q_0 sollte sich bemerkbar verbessern und die seither beobachtete Begrenzung auf Q_0 =1·10^9 sollte nicht mehr existieren, falls das Restmagnetfeld die Ursache dafür war. Ergebnisse der Messungen im 2 K-Testkryostaten werden im nächsten Abschnitt vorgestellt.

6.3 Ergebnisse der Messungen im 2 K-Testkryostaten

Alle Experimente im Testkryostaten wurden an den Strukturen erster Generation mit einem Restwiderstandsverhältnis von RRR=30 durchgeführt. Diese Strukturen sind nicht mehr im Einsatz am Beschleuniger und können somit zum Testen neuer Reinigungsverfahren und zu Untersuchungen der Einflüsse anderer Faktoren auf die Struktureigenschaften verwendet werden.

Bei der ersten Messung wurde eine Struktur getestet, die zuerst im Labor der Tesla Test Facility (TTF) am Deutschen Elektronen Synchrotron DESY bei 800°C ausgeglüht worden war, um Wasserstoff aus dem Niob zu entfernen. Anschließend wurde sie einer chemischen Behandlung im eigenen Chemielabor unterzogen. Das am S–DALINAC eingesetzte Verfahren zur Reinigung der Strukturoberflächen ist die so genannte "sanfte Chemie", weil im Gegensatz zur chemischen Politur [34] nur eine dünne Schicht aus einigen Atomlagen von der Oberfläche abgetragen wird. Für die Strukturen am S–DALINAC wurden mit dieser Methode gleiche Ergebnisse für die unbelastete Güte erzielt wie mit der chemischen Politur [35]. Der Vorteil dieses Verfahrens liegt vor allem darin, dass es auf eine und dieselbe Struktur wiederholt angewendet werden kann, weil die geringe Abtragungsrate nur sehr geringe Frequenzänderungen zur Folge hat. Vor der chemischen Behandlung werden die Strukturen mittels Ultraschall gereinigt und mit Reinstwasser gespült. Im nächsten Schritt wird die Nioboberfläche mit Salpetersäure (65% HNO_3) oxidiert und mit Reinstwasser gespült. Die so erzeugte dünne Oxidschicht wird mit Flußsäure (40% HF) entfernt. Da das Niob selbst von der Säure nicht angegriffen wird, wird nur das Oxid abgetragen. Die chemisch behandelte Struktur wird anschließend in Stickstoff-Atmosphäre getrocknet, um den Kontakt mit der Umgebung des Chemielabors zu vermeiden. Mit diesem Verfahren konnten aufgetretene Güteverschlechterungen stets wieder rückgängig gemacht werden.

Die nach dem oben beschriebenen Verfahren präparierte Struktur wurde im 2K-Testkryostaten mit der Abschirmung getestet. Aus der Messung über die Abfallszeit ergab sich eine unbelastete Güte Q_0 von $6.7 \cdot 10^8$ bei 2 K. Während der Messung war die Struktur überkritisch mit einem Koppelfaktor von β=5.15 gekoppelt. Darüber hinaus wurde beim Abkühlen der Struktur die Abhängigkeit

der Güte von der Temperatur aufgenommen. Daraus konnte man nach Gl. (2.9) den Oberflächenwiderstand R_s errechnen. In Abb. 6.4 ist der so bestimmte Oberflächenwiderstand als Funktion der Temperatur aufgetragen. Die durchgezogene Linie stellt eine Anpassungskurve für den Oberflächenwiderstand nach Gl. (3.2) dar. Aus der Anpassung ergibt sich ein Restwiderstand R_{res} von 380 nΩ.

Die zweite Messung im Testkryostaten wurde mit einer anderen Struktur erster Generation durchgeführt. Dabei handelte es sich um eine Struktur, die lange belüftet gelagert wurde. Um eine saubere Oberfläche bei dieser Struktur zu erreichen, musste eine möglichst dicke Oberflächenschicht entfernt werden. Die chemische Politur konnte wegen der stark exothermen Reaktion und des damit verbunden Aufwands zum Abkühlen der Struktur unter der vorhanden Laborbedingungen nicht eingesetzt werden. Deshalb wurde ein weniger aufwendiges Verfahren wie Anodisieren [34] eingesetzt. Dabei wird zwischen der mit Ammonium Hydroxid (20% NH_4OH) gefüllten Struktur und einem metallischen Stab auf der Strukturachse eine Spannung angelegte, die das Oxidieren der Oberfläche verstärkt. Die Spannung definiert die Dicke der gebildeten Oxidschicht. Dabei entspricht jedem angelegten Volt eine 2.4 nm dicke Oxidschicht. Die maximal angelegte Spannung liegt bei 100 V [34]. Die Oxidschicht wird mit Flußsäure (40% HF) abgetragen. Anschließendes Spülen und Trocknen erfolgt wie bei der "sanften

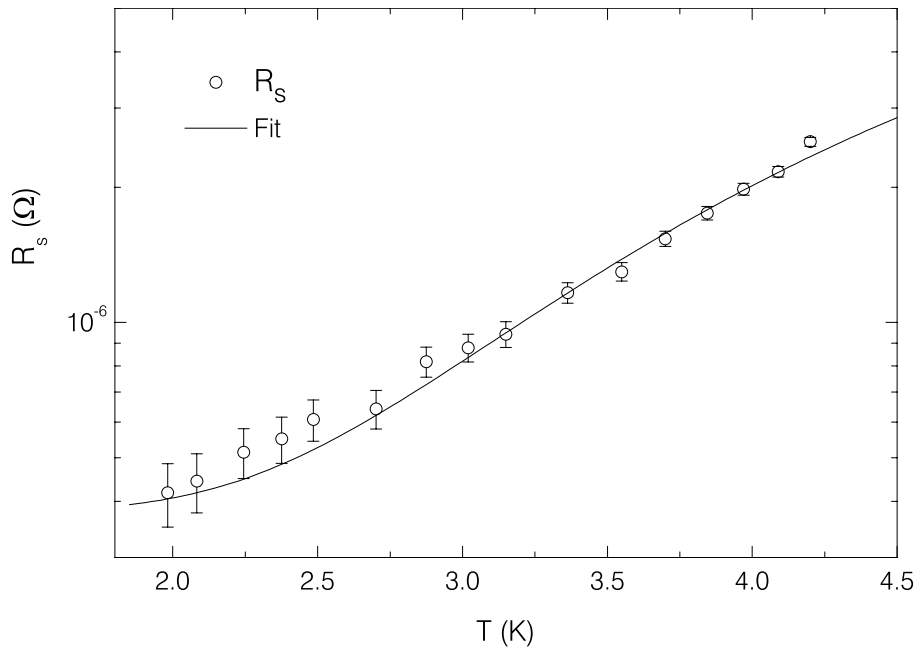

Abb. 6.4: Oberflächenwiderstand R_s in Abhängigkeit von der Temperatur T. Die angepasste Kurve ergibt einen Oberflächenwiderstand $R_s = 380$ nΩ.

Chemie".

Das Anodisieren der untersuchten Struktur wurde nach der oben beschriebenen Methode bei einer Spannung von 40 V durchgeführt. Diese sollte einer Dicke der Oxidschicht von 96 nm entsprechen, die von der Oberfläche abgetragen worden war. Die anschließende Gütemessung im Testkryostaten mit der magnetischen Abschirmung lieferte aus der Abfallszeitmessung eine unbelastete Güte von $4.2{\cdot}10^8$. Die Struktur war dabei mit einem Koppelfaktor von β=2.12 überkritisch gekoppelt.

Die beiden Messungen im von dem externen Magnetfeld abgeschirmten 2K-Testkryostaten ergaben Gütewerte, die sowohl unter dem Designwert von $3{\cdot}10^9$ als auch unter dem in Beschleunigerkryostaten maximal erreichten Wert von $1{\cdot}10^9$ liegen. Daraus folgt, dass entweder die Strukturen der ersten Generation mit $RRR = 30$ aufgrund langer Lagerzeit nicht besser sein können, oder die Bedingungen im Testkryostaten wegen des in Abschn. 6.1 geschilderten Problems mit der Heliummenge bei 2 K noch nicht optimal sind. Um die Unsicherheit bezüglich des Testkryostaten zu beseitigen, wurden Messungen in neu abgeschirmten Beschleunigerkryostaten durchgeführt. Die Messungen und ihre Ergebnisse sind im nächsten Kapitel beschrieben.

7 Testmessungen in abgeschirmten Beschleunigerkryostaten

Die Beschleunigerkryostaten sind den Anforderungen, die das Betreiben der supraleitenden Kavitäten stellt, bestens angepasst. Die Kavitäten werden horizontal eingebaut und sind komplett von flüssigem Helium umgeben, das von der Heliumkälteanlage zur Verfügung gestellt wird. Dieser Vorteil gegenüber dem 2K-Testkryostaten war der Grund für eine zusätzliche Messung im Beschleunigerkryostaten mit einer neu entwickelten magnetischen Abschirmung für die Heliumtanks. Systematische Untersuchungen der Strukturen sind aber aufgrund zu langer Unterbrechungen des Beschleunigerbetriebs und einer sehr aufwendigen Montage nicht möglich. Deshalb wurde der Test während eines Shutdowns vorbereitet, und die anschließenden Gütemessungen fanden erst im Beschleunigerbetrieb statt.

Ein Standard-Kryostatmodul des S–DALINAC enthält zwei supraleitende 20-zellige Kavitäten, die in einem Heliumtank auf 2 K abgekühlt werden. Trotz des unmagnetischen Materials und einer Abschirmung des Heliumtanks von außen herrscht im Inneren ein Magnetfeld, das teilweise ein mittleres Erdmagnetfeld von $35\,\mu$T überschreitet. Abbildung 7.1 zeigt das Ergebnis einer Magnetfeldmessung auf der Strahlachse in einer Hälfte eines ausgebauten Heliumtanks. Der Nullpunkt auf der Abszissenachse entspricht dem Tankrand. Zur besseren Veranschaulichung des Ergebnisses ist in Abb 7.1 die Position einer der beiden Strukturen im Kryomodul eingezeichnet.

Die vorhandene lokale magnetische Abschirmung, bestehend aus drei Cryoperm-Schichten, die jede einzelne Struktur umgeben, soll gegen den Einfluss dieser Magnetfelder schützen. Ihre Abschirmwirkung ist wegen des in Abschn. 6.2 beschriebenen Randeffektes besonders in den Endzellen nicht optimal, weil aus Platzgründen diese Abschirmung nur eine begrenzte Länge haben kann. Die Magnetfeldverteilung in einer ausgebauten, so abgeschirmten Struktur mit dem Tuningrahmen und den magnetostriktiven Elementen wurde mit einer Hallsonde vermessen. Um eine Kontamination der Strukturoberfläche zu vermeiden, fand diese Messung in der sauberen Umgebung des Reinraums statt. Das Ergebniss der Messung ist in Abb. 7.2 zu sehen. Es zeigt sich, dass das Magnetfeld im Cutt-of-Rohr

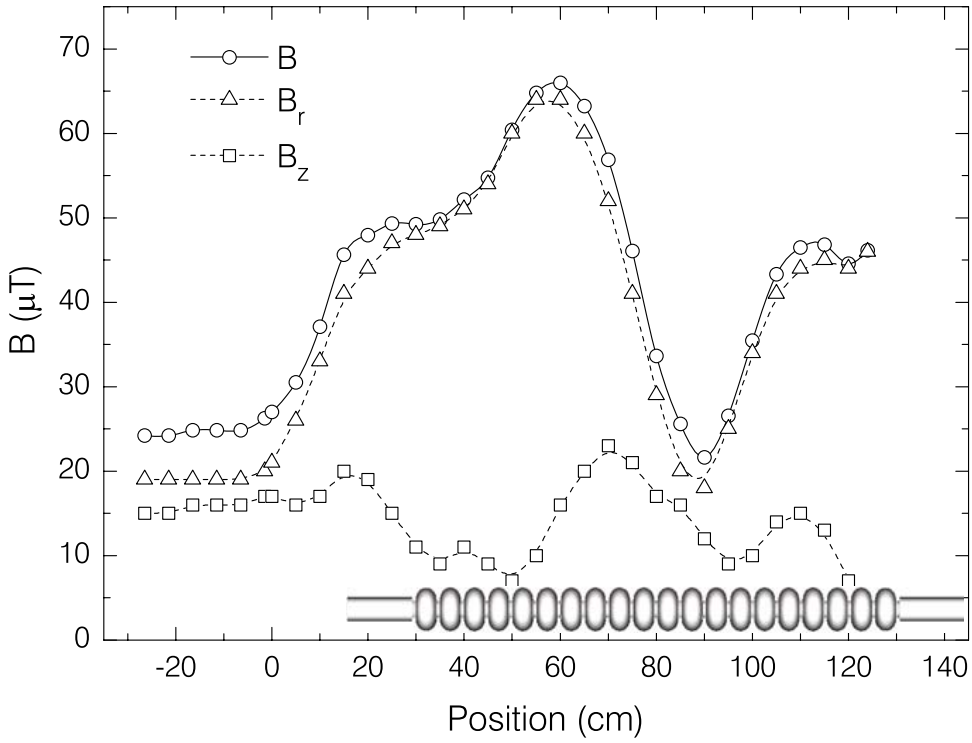

Abb. 7.1: Feldverteilung des Magnetfeldes B und seiner radialen B_r und logitudinalen B_z Komponente auf der Strahlachse eines Heliumtanks. An der Position 0 ist der Abschlussflansch des Kryostaten.

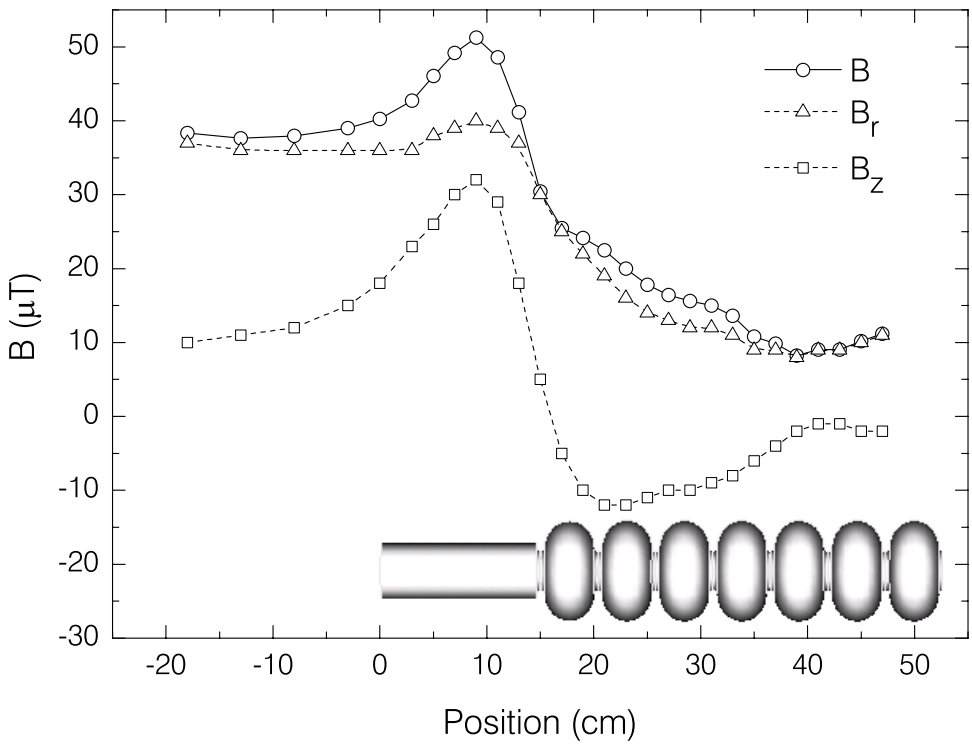

Abb. 7.2: Magnetfeldverteilung in einer ausgebauten Struktur mit der lokalen Strukturabschirmung. Die Position 0 wird durch das Ende des Cut-off-Rohres definiert.

bis auf 50 μT ansteigt und dann bis auf einen Wert von 10 μT in die Struktur hinein abnimmt. Da die Messung in einem mittleren Erdmagnetfeld durchgeführt wurde, muss man damit rechnen, dass das Magnetfeld in der Struktur mit der lokalen Abschirmung im Beschleunigerkryostaten (s. Abb. 7.1) etwas höher sein kann.

Um das mittlere Magnetfeld im Beschleunigerkryostaten zu reduzieren, wurde eine zylinderförmige Abschirmung aus zwei Lagen Cryopermstreifen je 0.15 mm dick und 220 mm breit entwickelt. Aus Platzgründen konnte diese Abschirmung nur an die innere Oberfläche des Heliumtanks angebracht werden. In Abb. 7.3 ist zum Vergleich die Magnetfeldverteilung auf der Strahlachse im nicht abgeschirmten Heliumtank (B_0) und mit der neuen Abschirmung (B_1) dargestellt. Dadurch wird das Magnetfeld auf einen mittleren Wert von 15 μT reduziert. So kann man davon ausgehen, dass zusammen mit der lokalen Abschirmung das Magnetfeld um die Struktur auf einen Wert unter 10 μT sinkt. Bei diesem externen Magnetfeld beträgt der magnetische Widerstand $R_{mag} = 54\,\mathrm{n\Omega}$. Mit $R_{BCS}(2\,\mathrm{K},\, 3\,\mathrm{GHz}) = 58\,\mathrm{n\Omega}$

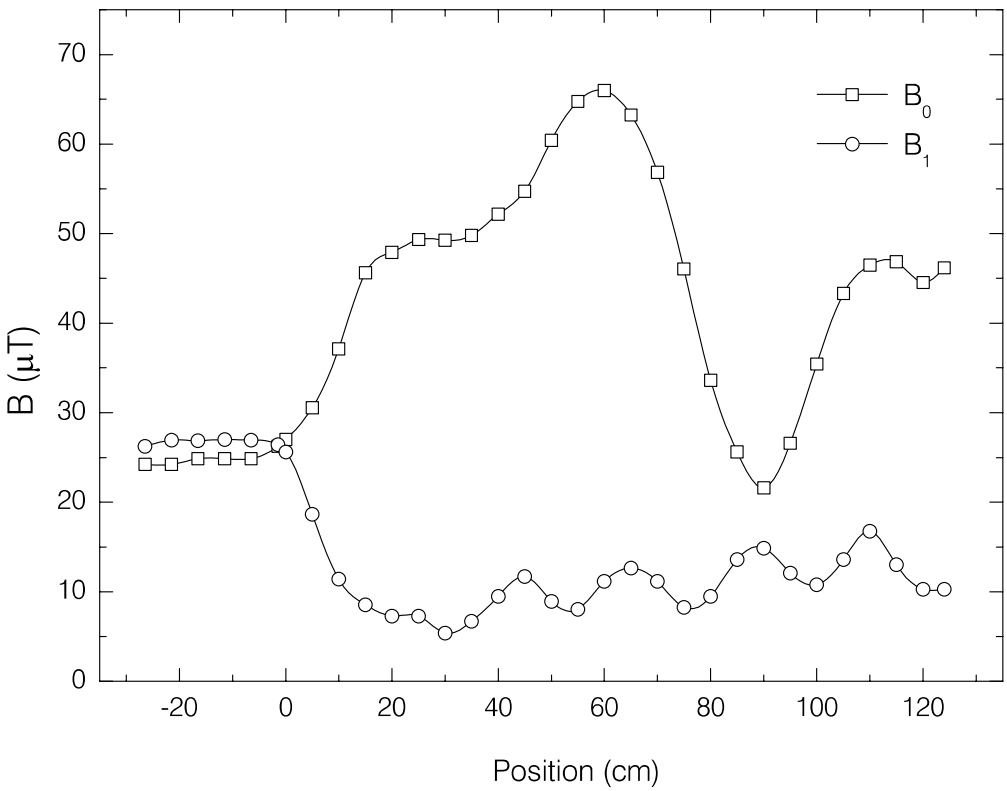

Abb. 7.3: Magnetfeldverlauf auf der Strahlachse mit der neu entwickelten Abschirmung (B_1). Zum Vergleich ist das Feldverteilung im nicht abgeschirmten Zustand (B_0, s. Abb. fig FeldHeliumtank) miteingezeichnet.

und einem typischen Wert von $R_{cont} = 20\,\mathrm{n}\Omega$ [7] ergibt sich somit ein Oberflächenwiderstand von $R_s = 132\,\mathrm{n}\Omega$. Dies entspricht einer unbelasteten Güte von $2.1{\cdot}10^9$. Das bedeutet, dass mit dieser Abschirmung eine messbare Verbesserung der unbelasteten Resonatorgüte gegenüber dem früheren Wert beobachtet werden sollte.

Allerdings ergaben die anschließenden Gütemessungen an den sechs Strukturen, deren Kryomodule mit einer solchen Abschirmung ausgestattet wurden, bisher keine messbare Güteverbesserung.

Eine weitere Magnetfeldquelle sind die magnetostriktiven Stellelemente zur Frequenzabstimmung. Sie befinden sich oberhalb den Strukturen, außerhalb der lokalen Strukturabschirmung und sind beim Abkühlen entmagnetisiert. Im Betrieb können sie aber nahe liegende Metallteile magnetisieren. Die Wirkung dieser Stellelemente auf die Strukturgüte wurde mithilfe eines unmagnetischen Piezotuners geprüft, durch den die magnetostriktiven Elemente bei einer Struktur ersetzt wurden. Die darauf folgende Messung ergab aber keine Verbesserung der Güte.

8 Zusammenfassung

Im ersten Teil dieser Arbeit wurde die Entwicklung magnetischer Abschirmung sowohl für den 2K-Testkryostaten als auch für den Beschleunigerkryostaten, sowie die Untersuchungen zum Einfluss externer Magnetfelder auf die unbelastete Güte der S–DALINAC-Strukturen dargestellt.

Die entwickelten Abschirmungen wurden aus Cryoperm, einem weichmagnetischen Material mit einer Permeabilität von 12000 bei 4 K gebaut. Mit der ersten konnte das Magnetfeld im 2K-Testkryostaten auf einen Wert von 2-3 μT verringert werden. Unter diesen Bedingungen wurden Güten zweier Strukturen erster Generation ($RRR = 30$) im Testkryostaten bei 2 K gemessen. Die Güten wurden über Messung der Abfallszeit ermittelt. Die erste Struktur wurde vor der Messung bei 800°C ausgeheizt und anschließend einer chemischen Behandlung (sanfte Chemie) unterzogen, die üblicherweise auf die S–DALINAC-Strukturen angewendet wird. Die gemessenen Güte lag bei $6.7{\cdot}10^8$. Bei der zweiten Struktur wurde mittels Anodisieren eine Niobschicht von 96 nm abgetragen. Die Gütemessung für diese Struktur ergab einen Wert von $4.2{\cdot}10^8$.

Um die Unsicherheit wegen ungleichmässigen Abkühlens der Strukturen im 2K-Testkryostaten aufgrund der verringerten Heliummenge zu beseitigen, fanden zusätzlich Testmessungen in den drei mit neuen magnetischen Abschirmungen ausgestatteten Beschleunigerkryostaten statt. Diese Abschirmungen wurden an die innere Oberfläche der Heliumtanks angebracht und reduzierten zusammen mit den schon vorhandenen Abschirmungen das äußere Magnetfeld für die Strukturen auf 10 μT. Es wurde aber keine Verbesserung der unbelasteten Strukturgüten beobachtet.

Zusammenfassend zeigen die durchgeführten Testmessungen, dass der beim Abkühlen in Niob eingefrorene Magnetfluss nicht die Ursache für die Begrenzung der Güte der S–DALINAC-Strukturen auf $Q_0 \leq 1 \cdot 10^9$ sein kann.

Weitere Untersuchungen zur Verbesserung der unbelasteten Güte sind mit einem in Kürze zur Verfügung stehenden UHV Ofen geplant. Dieser ermöglicht das Ausheizen der Niobstrukturen bei Temperaturen bis zu 1100°C. Die limitierte Güte könnte ein Indiz dafür sein, dass bei den S–DALINAC-Strukturen die Schicht (damage layer), in der beim Tiefziehen des Niobmaterials Defekte in der Kri-

stallstruktur auftreten, durch chemische Politur nicht komplett entfernt wurde. Durch Ausheizen je nach dem gewählten Verfahren besteht die Möglichkeit, diese Kristalldefekte auszuheilen. Auch ein vielleicht noch vorhandener Gehalt von Restwasserstoff wird durch Ausheizen bei 1100°C sicher entfernt. Testmessungen der so behandelten Strukturen sollen zukünftig in einem neuen 2K-Testkryostaten mit verbesserten Eigenschaften durchgeführt werden.

TEIL II: Feldemission und Dunkelstrom in einer supraleitenden Beschleunigungsstruktur am S–DALINAC

9 Einleitung

Mit steigenden Feldgradienten dominierte in den letzten Jahren die Feldemission als leistungbegrenzender Verlustmechanismus in supraleitenden Beschleunigungsresonatoren. Die aus der Oberfläche durch die Feldemission emittierten Elektronen werden beschleunigt und entziehen dem Resonator zusätzliche Hochfrequenzleistung, die anderenfalls dem Teilchenstrahl zur Verfügung stünde. Ein erheblicher Teil der Elektronen wird im Magnetfeld der Struktur abgelenkt und trifft auf die Resonatorwand nahe am Emissionsort. Aber einige Elektronen können derart beschleunigt werden, dass sie größere Strecken durch den Beschleuniger zurücklegen können. Die Anwesenheit dieser Dunkelstromelektronen in einem konventionellen Strahl führt zur Verfälschung der Information von Strahldiagnoseeinrichtungen. Beim Auftreffen auf die Resonatorwände wandeln die Feldemissionselektronen ihre kinetische Energie in Wärme und Bremsstrahlung um. Eine Folge einer lokalen Erwärmung der Oberfläche kann der thermische Zusammenbruch der Supraleitung im Resonator sein. Die entstehende Bremsstrahlung sorgt für einen erhöhten Strahlungsuntergrund am Beschleuniger, was eine zusätzliche Abschirmung von strahlungsempfindlichen Geräten erfordert.

Am S–DALINAC wurde während einer Strahlzeit im Jahr 2001, in der ersten Rezikulation eine deutliche, unkontrollierte Ablenkung des Elektronenstrahls mittels Leuchttargets beobachtet. Diese Ablenkung konnte auf eine Aufladung des Leuchttargets A1T2 direkt hinter dem Hauptbeschleuniger zurückgeführt werden. Die Messungen an dem Target A1T2 bei ausgeschalteter Kanone ergaben, dass die Aufladung des Targets durch Dunkelstromelektronen aus der Beschleunigungsstruktur #11 (s. Abb. 4.1) verursacht wurde. Wie Aufnahmen des Inneren der Struktur mit einer CCD Kamera zeigten, trat zusätzlich zur Feldemission die Emission von Licht aus punktförmigen Quellen auf.

Um das aufgetretene Problem zu beseitigen und in Zukunft zu vermeiden, ist es erforderlich, die Emissionsorte zu lokalisieren und den Emissionsmechanismus

zu verstehen. Deshalb wurden umfangreiche diagnostische Untersuchungen, wie Gütemessungen, Aufnahme von Bremsstrahlungsspektren sowie eine Reihe von optischen Messungen an der im Beschleunigerkryostaten eingebauten Struktur durchgeführt. Zum Verständnis des Beschleunigungsmechanismus von Dunkelstromelektronen wurden Bahnverfolgungsrechnungen mit einem auf dem Leap-Frog-Verfahren basierenden Simulationsprogramm durchgeführt.

Um die Auswirkung der Feldemissionselektronen auf die wichtigsten Eigenschaften supraleitender Kavitäten besser verstehen zu können, folgt im Anschluss an diese Einleitung eine kurze Einführung in die Theorie der Feldemission. Die umfangreichen Messungen an der Beschleunigungsstruktur #11 und deren Ergebnisse werden in Kap. 11 besprochen. Die Interpretation der Messergebnisse anhand der numerischen Simulation von Trajektorien der Dunkelstromelektronen in einer Struktur schließt sich daran an. Eine Zusammenfassung und ein kurzer Ausblick beendet diesen zweiten Teil der Arbeit.

10 Theoretische Grundlagen der Feldemission

Erste Experimente zur Beobachtung eines messbaren Stroms von Elektronen aus einer Metalloberfläche, der so genannten Feldemission, wurden vor etwa 100 Jahren von R.W. Wood [36] durchgeführt. Die notwendige elektrische Feldstärke lag in der Größenordnung GV/m. Eine korrekte theoretische Beschreibung mit Hilfe der Quantenmechanik folgte erst im Jahr 1928. R.H. Fowler und L. Nordheim entwickelten eine Theorie [37], die die Elektronenemission durch das quantenmechanische Durchtunneln der Oberflächenpotentialbarriere erklärte. Die Emissionsstromdichte j in einem Gleichfeld wird nach dieser Theorie durch die Fowler-Nordheim-Formel

$$j(E) = \frac{A\ E^2}{\phi\ t^2(y)} \cdot \exp\left(-\frac{B\ \phi^{3/2} v(y)}{E}\right), \tag{10.1}$$

mit der Stromdichte j in $\mathrm{A/m^2}$, dem elektrischen Feld E in MV/m, der Austrittsarbeit ϕ in eV und den Konstanten $A = 1.54 \cdot 10^6\ \mathrm{C^3 J^{-1} s^{-1}}$ und $B = 6.83 \cdot 10^3\ \mathrm{kg^{1/2} J^{-1} s^{-1} C^{-1}}$ beschrieben. Die Größen $t(y)$ und $v(y)$ sind die so genannten Nordheimfunktionen, die von der relativen Absenkung $y = \Delta\phi/\phi$ der Potentialbarriere durch die Bildladung abhängen. Sie sind tabelliert [38] und können ohne Verwendung der Bildladungskorrektur gleich eins gesetzt werden. Die Theorie wurde für ein konstantes elektrisches Feld, das an eine spitzenförmige Elektrode, bestehend aus einem Wolframkristall, angelegt wurde, experimentell bestätigt [39].

Formel (10.1) beschreibt sehr gut die Feldemission reiner und ebener Metalloberflächen. Für großflächige Metallkathoden setzen jedoch messbare Emissionsströme bei deutlich geringeren Feldstärken ein, als die Theorie vorhersagt. Deshalb wurde das angelegte makroskopische elektrische Feld durch ein lokales, um den Feldüberhöhungsfaktor β verstärktes Feld βE ersetzt. Das überhöhte Feld erstreckt sich in diesem Fall nur über eine begrenzte Fläche S_{FN}, die als die effektive emittierende Fläche mit dem Gesamtstrom $I = j \cdot S_{FN}$ bezeichnet wird. Somit ergibt sich die modifizierte Fowler-Nordheim-Gleichung ohne Bildladungskorrektur für den Gesamtstrom

$$I(E) = \frac{S_{FN} A\ (\beta E)^2}{\phi} \cdot \exp\left(-\frac{B\ \phi^{3/2}}{\beta E}\right). \tag{10.2}$$

Trägt man $\ln(I/E^2)$ gegen $1/E$ auf, erhält man den so genannten Fowler-Nordheim-Plot, aus dessen Steigung sich der Faktor β ermitteln lässt.

Experimentell bestimmte Werte für β liegen zwischen 50 und 1000. Durch einfache geometrische Defekte (Spitzen, Kratzer) können lediglich Feldüberhöhungsfaktoren von bis zu 10 erklärt werden [40, 41]. Höhere β-Werte bekommt man im Rahmen eines geometrischen Spitze-auf-Spitze-Modells [42]. Es gibt aber zahlreiche experimentelle Effekte, bei denen dieses Modell versagt. Dabei handelt es sich z.B. um den Einfluss des Ausheizens sowie von Adsorbaten, Oxiden. Viele qualitative Modelle versuchen das zu erklären. Sie basieren auf dem experimentellen Befund, dass Kontaminationen und fremde Partikel auf der Oberfläche zu Änderungen in der Bandstruktur führen. Die wichtigsten Modelle hierfür sind das Metall-Isolator-Vakuum(MIV)-Modell [43], das Metall-Isolator-Metall(MIM)-Modell [43], sowie das Modell des resonanten Tunnelns [44].

Für die Anwendung in hochfrequenten Wechselfeldern muss Gl. (10.2) über eine halbe Hochfrequenzperiode gemittelt werden, weil in der anderen Hälfte Elektronen nicht emittiert werden können. Für den mittleren Gesamtstrom erhält man [45]

$$\bar{I}(E) = \frac{1}{T}\int_0^{T/2} I(E(t))\ dt = \frac{k(\beta E_p, \phi)}{\sqrt{\pi \phi^{3/2} B}} \frac{S_{FN} A\ (\beta E_p)^{2.5}}{\phi} \cdot \exp\left(-\frac{B\ \phi^{3/2}}{\beta E_p}\right). \tag{10.3}$$

Dabei ist $k(\beta E_p, \phi)$ eine numerische Korrekturfunktion, die nur schwach mit βE_p um den Wert von 0.84 variiert, und E_p die Amplitude des elektrischen Feldes.

11 Messungen

Um die Ursache der Dunkelstromelektronen in der Beschleunigungsstruktur #11 zu ermitteln und in Zukunft im Beschleunigerbetrieb vermeiden zu können, wurden die in Kap. 9 aufgeführten Effekte qualitativ und quantitativ untersucht.

Im Laufe der Zeit wurden zahlreiche experimentelle Methoden entwickelt, mit denen sich die in supraleitenden Resonatoren auftretenden Verlustmechanismen zuverlässig identifizieren und studieren lassen. Im Fall der Feldemission ist die Position einzelner Emitter in einem Resonator von Interesse. In der Praxis hat sich eine flächendeckende Temperaturkartographie als effektiv erwiesen [46–48]. Sie wird allerdings stets nur unter Laborbedingungen eingesetzt. Dabei wird die Temperaturverteilung der äußeren Resonatoroberfläche mit Hilfe einer aufwendigen Mechanik durch zahlreiche Temperatursensoren abgetastet. Detaillierte Darstellungen dieses Themas finden sich in [49,50]. Da eine sichere Diagnose der Struktur außerhalb des Beschleunigerkryostaten z.B. im externen 2K-Testkryostaten wegen Limitierungen der dort verfügbaren Hochfrequenzleistung und des kleinen Füllvolumens für flüssiges Helium nicht möglich war, fanden alle Messungen an der im Beschleuniger eingebauten Struktur statt. Sie konnte mit den Diagnoseeinrichtungen für eine flächendeckende Temperaturkartographie nicht ausgestattet werden. Deshalb mussten alternative, in situ anwendbare Diagnosemethoden eingesetzt werden. Hierzu wurden Hochfrequenzmessungen, Messungen von Bremsstrahlungsspektren abgebremster Dunkelstromelektronen mit einem Halbleiter- und einem Szintillationsdetektor sowie Messungen der Strahlungsintensität mit einem Dosisleistungmessgerät durchgeführt. Zur Messung des optischen Spektrums der in der Struktur beobachteten punktförmigen Lichtquellen kamen zwei optische Systeme zum Einsatz. Diese waren ein Monochromator und ein Satz von optischen Langpassfiltern jeweils mit einem Photomultiplier. Alle unten beschriebenen Messungen erfolgten an der im Kryomodul eingebauten Struktur #11 bei einer Heliumbadtemperatur von 2 K ohne Elektronenstrahl. Mit Hochfrequenzleistung wurde die Struktur von einem Klystron mit einer maximalen Leistung von 500 W versorgt.

Das folgende Kapitel beschreibt ausführlich die zur Untersuchung der Feldemission eingesetzten Messmethoden und die Messergebnisse. Einen Vergleich der experimentellen Daten mit den Simulationsergebnissen sowie deren Interpretation

präsentiert Kap. 12.

11.1 Feldstärkeabhängigkeit der Güte

Die unbelastete Güte Q_0 (s. Gl. (2.7)) ist eine zentrale Größe zur Charakterisierung von Beschleunigungsresonatoren. Sie hängt direkt mit den im Resonator auftretenden Verlusten zusammen. Wird ein Resonator durch Feldemission belastet, führt die Beschleunigung der emittierten Elektronen zu einem zusätzlichen Verlusteffekt. Die Feldemissionselektronen mit der Stromstärke I_{FE} und der auf ihrer Flugbahn (Bahnkooerdinate $\vec{s}$) gewonnenen Beschleunigungsspannung $\int \vec{E} d\vec{s}$ entziehen dem Resonator eine Leistung $P_{FE} = I_{FE} \int \vec{E} d\vec{s}$. In diesem Fall setzt sich die dem Resonator entzogene Leistung aus den Wandverlusten P_0 und den feldemissionsinduzierten Verlusten P_{FE} zusammen. Dadurch reduziert sich die unbelastete Güte auf den Wert

$$Q_0 = \frac{\omega_0 U}{P_0 + P_{FE}} \ . \tag{11.1}$$

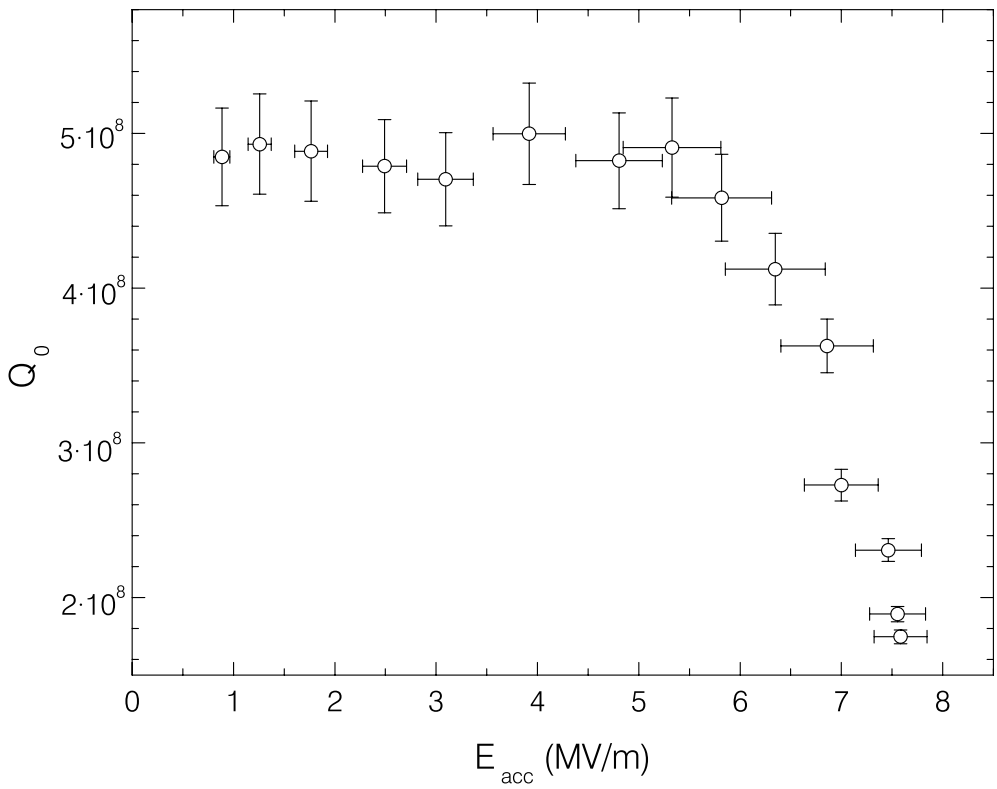

Abb. 11.1: Feldstärkeabhängigkeit der Güte der Struktur #11.

Das Ergebnis einer Messung, bei der die Güte in Abhängigkeit vom Beschleunigungsfeld in der Struktur #11 aufgenommen wurde, ist in Abb. 11.1 zu sehen. Die Güte wurde mit einem Netzwerkanalysator HP 8510B über die Messung der Resonanzbreite bestimmt. Das Hochfrequenzsignal vom Netzwerkanalysator wurde durch ein Klystron auf maximal 500 W verstärkt und über Wellenleiter zur Struktur geleitet. Koppelfaktoren und Beschleunigungsfeldstärken wurden aus Messungen der Vorlauf- und Rücklaufleistung an der Struktur ermittelt. Die Größe der Fehlerbalken ist durch die Bestimmung des Koppelfaktors aus den Leistungsmessungen definiert. Wie die Kurve in Abb. 11.1 zeigt, bleibt die unbelastete Güte mit zunehmender Feldstärke zunächst unverändert. Oberhalb eines Beschleunigungsfeldes von 5 MV/m beginnt sie jedoch, rapide abzunehmen. Das ist die Folge einsetzender Feldemission. Da die Emissionsstromstärke exponentiell mit dem Feld wächst, bewirkt das entsprechend eine exponentielle Zunahme der feldemissionsinduzierten Verluste. Das maximal erreichbare Feld liegt bei 7.6 MV/m. Bei weiterer Erhöhung der Feldstärke bricht die Supraleitung in der Struktur zusammen.

11.2 Dosisleistungsmessungen

Feldemission von Elektronen in einem Resonator wird von der Emission von Bremsstrahlung begleitet. Die Elektronen werden im Hochfrequenzfeld beschleu-

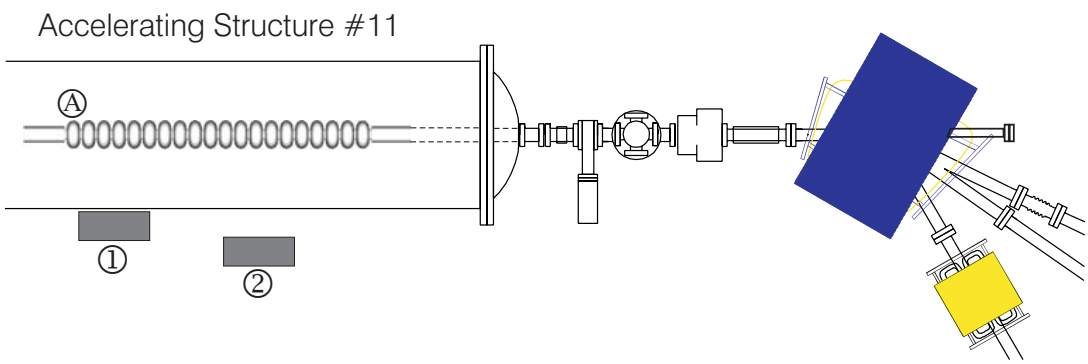

Abb. 11.2: Übersicht über den Meßplatz an der Struktur #11 mit ① Dosisleistungsmessgerät, ② Germaniumdetektor. Ⓐ bezeichnet die Position der ersten Zelle der 20-zelligen Beschleunigungsstruktur.

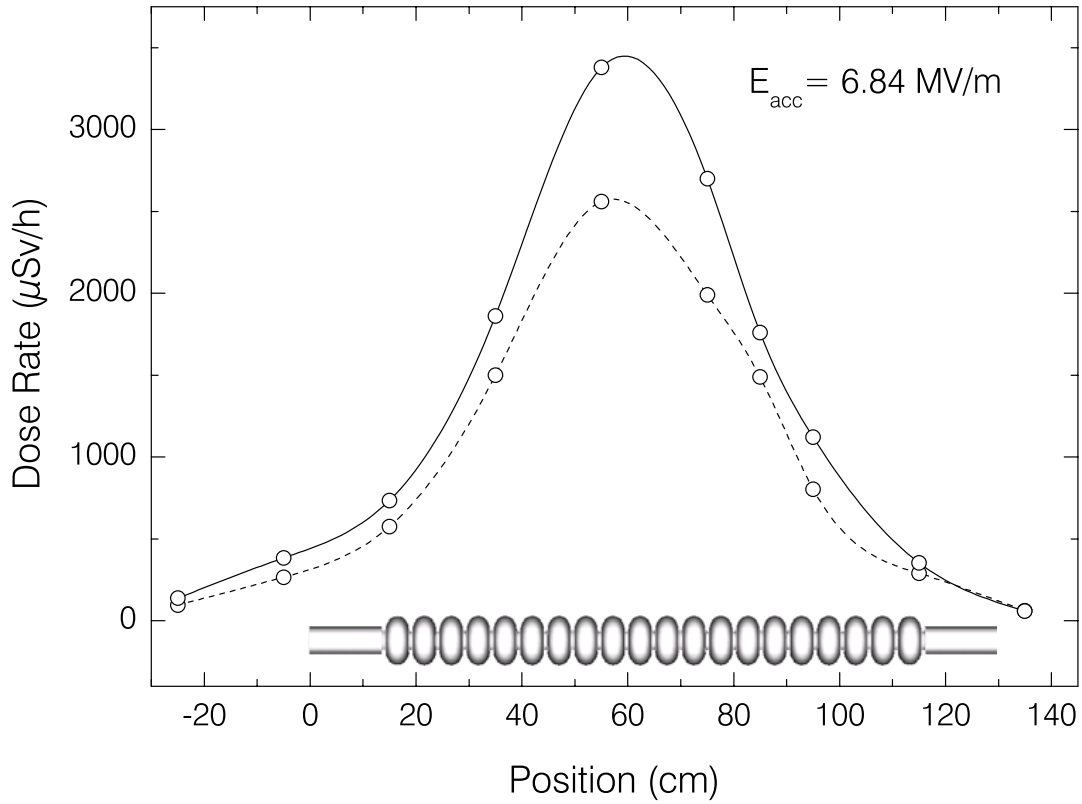

Abb. 11.3: Dosisleistung als Funktion der Position des Dosisleistungsmessgerätes relativ zum Anfang des Cut-off-Rohrs der Struktur #11, gemessen bei $E_{acc} = 6.84$ MV/m. Die gestrichelte Kurve repräsentiert eine Splineinterpolation durch die experimentellen Daten für das Dosisleistungsmessgerät 25 cm oberhalb der Strahlachse, die durchgezogene für das auf der Strahlachse.

nigt und beim Auftreffen auf die Resonatorwände entsteht durch Abbremsen im Coulombfeld von Atomkernen die Bremsstrahlung. Sie ist mit steigender Elektronenenergie stark vorwärts gerichtet, und der charakteristische Öffnungswinkel der Bremstrahlungskeule für relativistische Elektronen beträgt $1/\gamma$ rad [51]. Zur Messung der Dosisleistung wurden zwei handelsübliche Messgeräte eingesetzt, die seitlich direkt auf dem Kryomodul im Abstand von 25 cm untereinander angebracht wurden. Das untere Messgerät befand sich dabei auf Höhe der Strahlachse. Während der Messung wurden sie in Schritten von 20 cm entlang dem Kryomodul verschoben. Eine Übersicht über den Meßaufbau vermittelt Abb. 11.2. Die Zellen der Struktur #11 sind von 1 bis 20 durchnumeriert, wobei die Position der ersten Zelle in Abb. 11.2 mit Ⓐ gekennzeichnet ist. Diese Numerierung gilt, wenn nichts anders erwähnt, für den gesamten zweiten Teil der Arbeit. Die Abhängig-

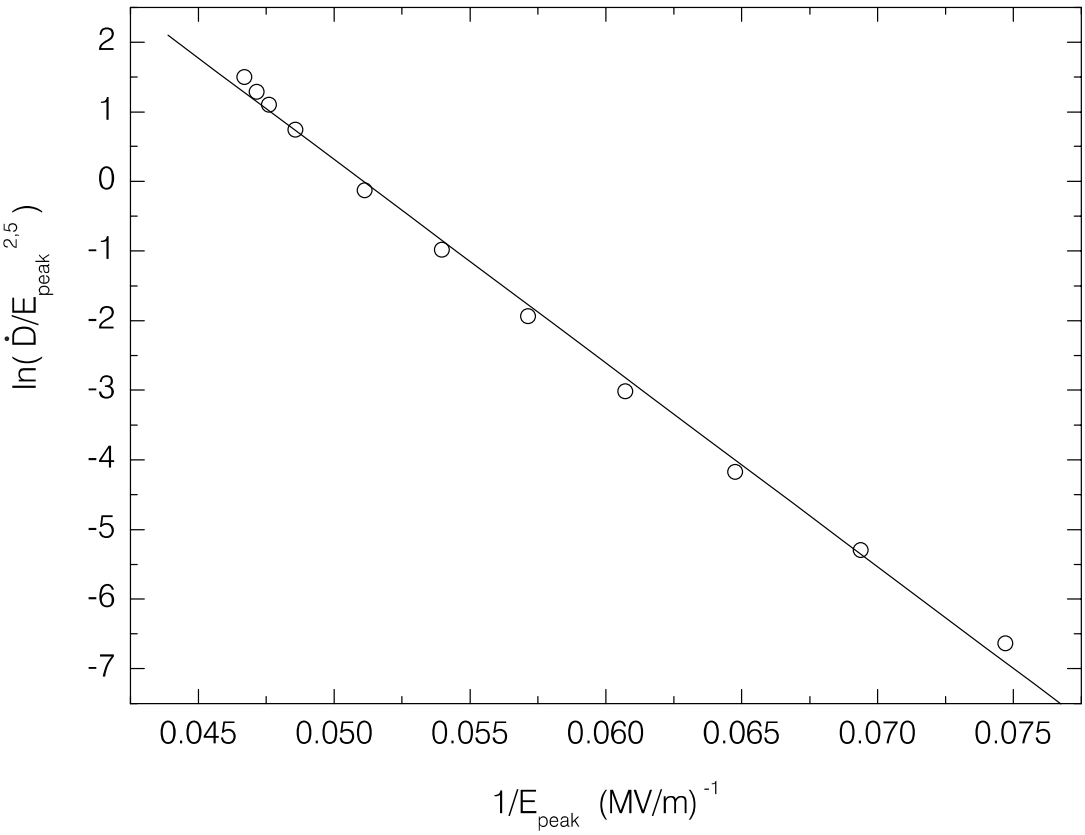

Abb. 11.4: Fowler-Nordheim-Plot der 25 cm oberhalb der Strahlachse gemessenen Dosisleistung $\dot{D}$. Die durchgezogene Linie repräsentiert das Ergebnis einer linearen Anpassung an die Messdaten.

keit der Dosisleistung vom Messort wurde bei einem Beschleunigungsfeld von 6.84 MV/m gemessen. In Abb. 11.3 ist die gemessene Dosisleistung als Funktion des Abstandes zum Anfang der Struktur #11 für die beiden Dosisleistungsmessgeräte dargestellt. Die Position Null entspricht der Position des Cut-off-Rohres der Struktur auf der Seite der ersten Zelle. Das schematische Bild der Struktur soll das veranschaulichen. Die Maxima der beiden Messkurven liegen bei 60 cm und somit im Bereich der 10. Zelle. Die Intensität zeigt den gleichen Verlauf, auf der Strahlachse ist sie allerdings im Mittel um 35% höher als 25 cm oberhalb.

Obwohl die Dosisleistung eine integrale Größe aus den in einem Messgerät deponierten Energien der registrierten Elektronen pro Zeiteinheit darstellt und nicht direkt proportional zu der Stromstärke der Feldemissionselektronen ist, weist eine Auftragung des Logarithmus der Dosisleistung ($ln(\dot{D}/E_{peak}^{2.5})$) gegen den reziproken Wert der maximalen Feldstärke in der Struktur ($1/E_{peak}$) ein Fowler-Nordheim-Verhalten auf. Das bedeutet, dass durch die so aufgetragenen Daten eine Gerade angepasst werden kann. Dieses Ergebnis ist in Abb. 11.4 zu sehen.

Aus der Steigung der angepassten Gerade ergibt sich formal ein β-Faktor von 208.

11.3 Bremsstrahlungsspektren

Die oben vorgestellten Dosisleistungsmessungen erlauben zwar die Bestimmung der Strahlungsintensität, man erhält jedoch keine quantitative Information über die Energien der Dunkelstromelektronen, die diese Strahlung im Resonator erzeugen. Die maximale Energie der Elektronen kann durch Messung von Bremsstrahlungsspektren ermittelt werden. Ein Bremsstrahlungsspektrum monoenergetischer Elektronen ist kontinuierlich und endet abrupt mit einer Energie, die der vollständigen Umwandlung der kinetischen Energie eines Elektrons in die Energie eines Photons entspricht. Diese Energie wird als Endpunktenergie bezeichnet.

Zur Registrierung der in der Struktur erzeugten Bremsstrahlung wurde ein Germaniumdetektor verwendet. Der Detektor wurde seitlich des Kryomoduls auf einem Wagen so installiert, dass er sich auf dem Niveau der Strahlachse befand. Der Abstand vom Detektor zum Kryomodul betrug 26 cm (Abb. 11.2). Entlang des Moduls wurden in 13 Messpositionen Spektren für jeweils 1800 Sekunden aufgenommen. Die Datenaufnahme erfolgte über das Programm WinTMCA. Es wurden zwei Messreihen bei Beschleunigungsfeldern von 4.48 und 4.83 MV/m aufgenommen. Bedingt durch die starke Abhängigkeit des Feldemissionsstroms und damit der Zählrate vom Beschleunigungsfeld waren mit dem Germaniumdetektor nur Messungen in diesem eingeschränkten Feldbereich möglich. Bei geringeren Feldstärken waren die Spektren zu stark durch Untergrundereignisse dominiert. Bei höheren Feldern erhöhte sich die Totzeit des Detektors so stark, dass dies zur Verfälschung der Spektren führte.

Abbildung 11.5 zeigt exemplarisch eines der gemessenen Bremsstrahlungsspektren und ein dazugehöriges Untergrundspektrum. Bei der Auswertung der Spektren wurde zunächst dieser Untergrund subtrahiert. Zwei solche untergrundkorrigierte Bremsstrahlungsspektren, die in gleicher Messposition (21 cm vom Cut-Off-Rohr entfernt, im Bereich der zweiten Zelle) bei Feldstärken von 4.48 und 4.83 MV/m gemessen wurden, sind in Abb. 11.6 dargestellt. Die Linien in beiden

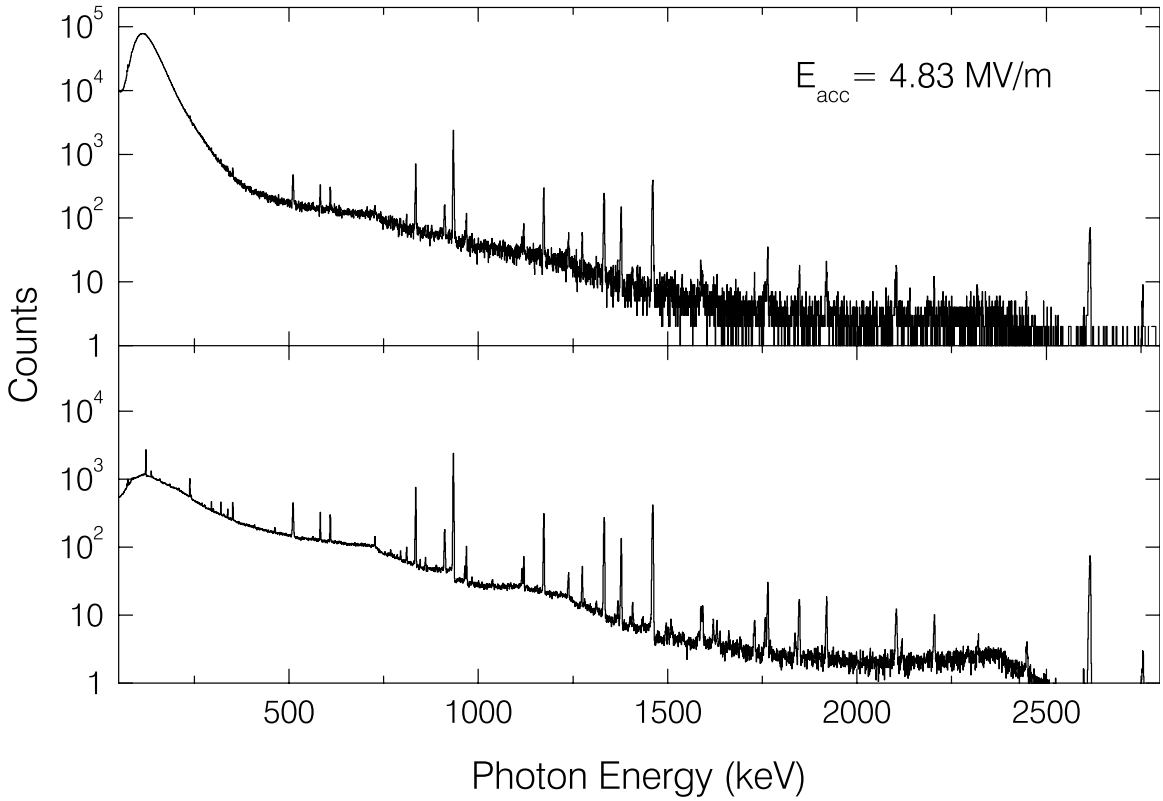

Abb. 11.5: Bremsstrahlungsspektrum bei einem Beschleunigungsgradient von 4.83 MV/m (oberes Teilbild) und Spektrum des Untergrundes (unteres Teilbild).

Spektren sind zum größten Teil auf Aktivierung der Strukturen und des Heliumtankmaterials zurückzuführen. Diese Bremsstrahlungsspektren setzten sich aus Beiträgen von Elektronen verschiedener Energien zusammen, was zur Folge hat, dass die Bestimmung der Endpunktenergie mit größeren Fehlern behaftet ist als im monoenergetischen Fall. Die meiste Intensität ist im niederenergetischen Bereich konzentriert. Die Anzahl der Photonen fällt mit steigender Photonenenergie exponentiell ab und geht über in einen Bereich, der durch statistische Schwankungen und Pile-up-Ereignisse (mehrere Photonen werden gleichzeitig im Detektor registriert) dominiert ist. Der steile Intensitätsabfall in diesen Spektren wurde durch eine exponentielle Funktion angepasst. Die Endpunktenergie wurde näherungsweise als Schnittpunkt der exponentiellen Funktion mit der Ordinate bei Eins bestimmt. Die durch dieses Verfahren ermittelten Endpunktenergien für die beiden Feldstärken sind in Abb. 11.7 über den jeweiligen Messpositionen aufgetragen. Die angegebenen Fehlerbalken resultieren aus der oben beschriebenen Methode zur Bestimmung der Endpunktenergie. Da die erzeugte Bremsstrahlung

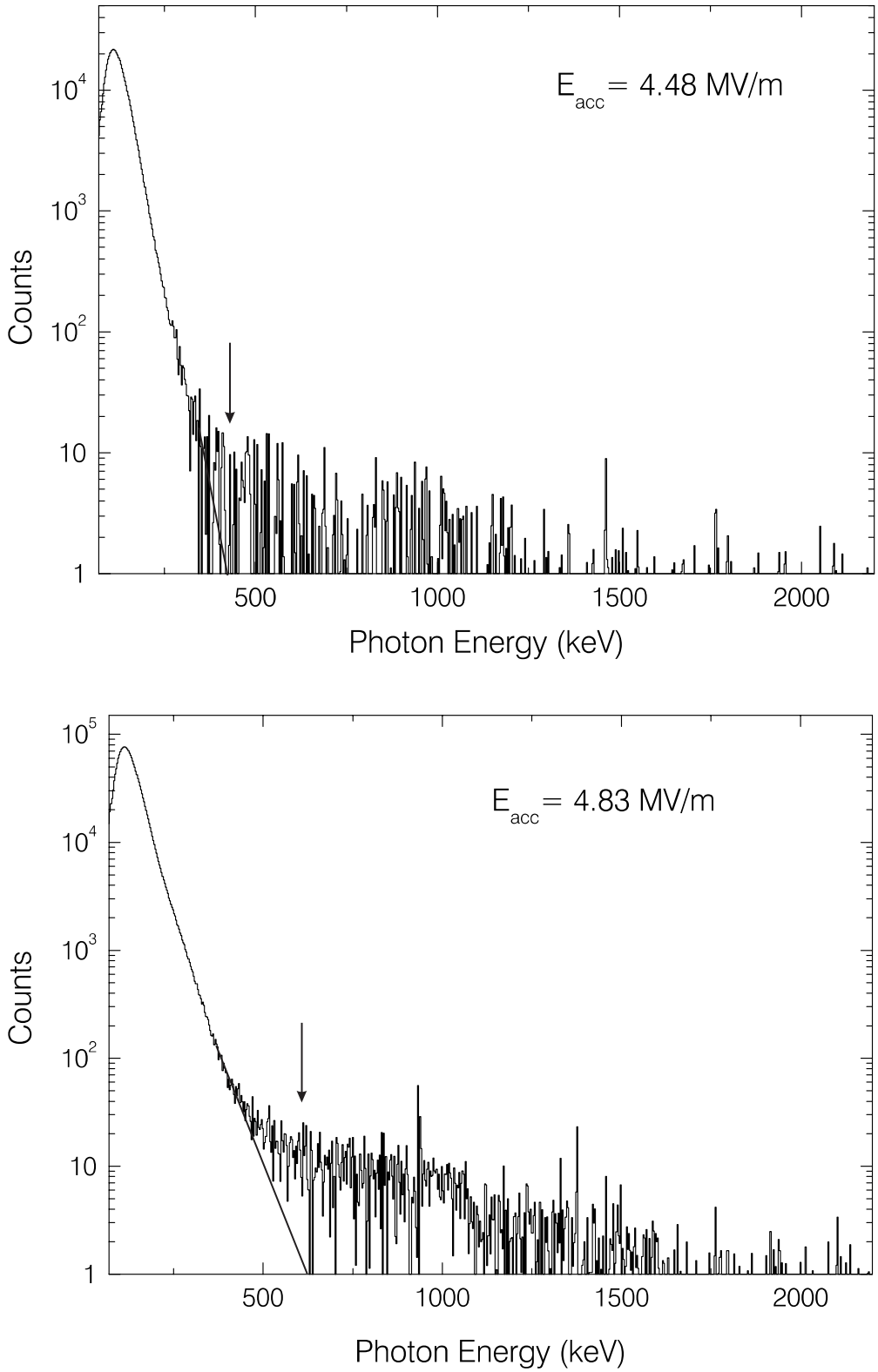

Abb. 11.6: Untergrundsubstrahierte Bremsstrahlungsspektren, aufgenommen mit einem Germaniumdetektor bei Feldgradienten von 4.48 und 4.83 MV/m in einem Abstand von 21 cm vom Cut-off-Rohr. Die aus der Anpassung der exponentiellen Funktionen (schwarze Geraden) bestimmten Endpunktenergien sind mit Pfeilen markiert.

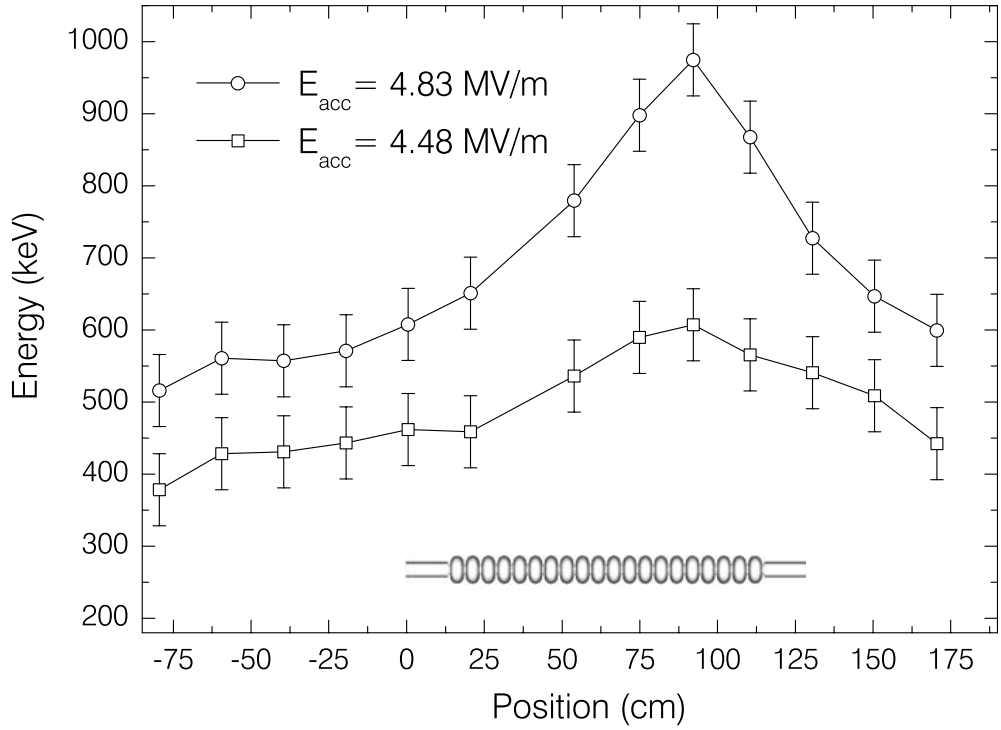

Abb. 11.7: Endpunktenergie als Funktion der Position des Germaniumdetektors relativ zum Anfang des Cut-off-Rohrs der Struktur #11 für zwei Feldgradienten von 4.48 und 4.83 MV/m. Zur geometrischen Veranschaulichung ist die longitudinale Position der Struktur eingezeichnet.

auf die Feldemission in der Struktur #11 zurückzuführen ist, sind die Ergebnisse im Koordinatensystem dieser Struktur dargestellt. Der Nullpunkt bezeichnet die Position des Anfangs des Cut-off-Rohrs der Struktur. Wie beim Verlauf der Dosisleistung weist auch die Abhängigkeit der Endpunktenergie entlang der Struktur ein deutliches Maximum auf. Es liegt allerdings näher zum Ende der Struktur im Bereich der 15. Zelle. Die Endpunktenergien von 600 und 975 keV in Maximum dieser Abhängigkeiten können als die höchsten Energien interpretiert werden, die die Elektronen beim Auftreffen auf die Strukturwand bei entsprechenden Feldgradienten hatten.

Wie die ersten Beobachtungen am Leuchttarget A1T2 zeigten, gibt es auch Dunkelstromelektronen, die die Struktur verlassen können. Die Energie dieser Dunkelstromelektronen kann einen wichtigen Hinweis auf den Emissionsort in der Struktur geben. Die oben beschriebene Methode zur Bestimmung der Elektronenenergie aus Bremsstrahlungsspektren wurde deshalb auch hierzu eingesetzt. Zur Erzeugung von Bremsstrahlung wurde das Leuchttarget A1T2 verwendet, das

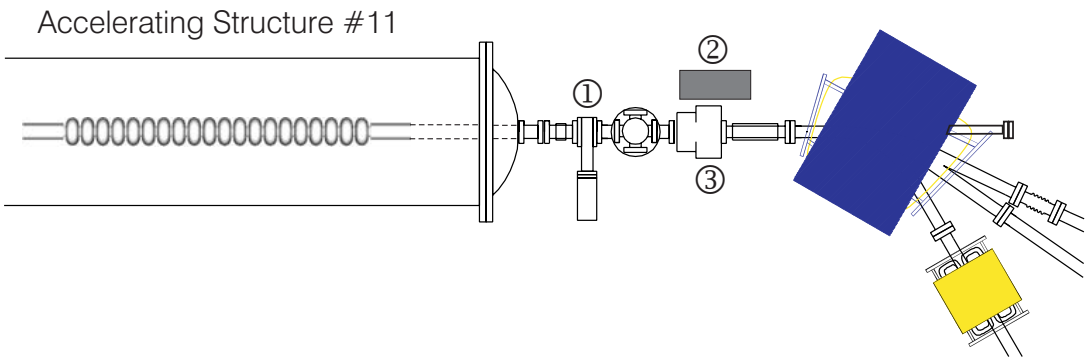

Abb. 11.8: Experimenteller Aufbau zur Messung von Bremsstrahlungsspektren hinter dem Leuchttarget A1T2 ① . Der eingestzte BGO-Detektor ② war oberhalb des HF-Monitors ③ positioniert.

während der Messung innerhalb des Strahlrohres positioniert war. Die Elektronen trafen nach Verlassen der Struktur zunächst auf das Target, an dem sie gestreut wurden, und anschließend die Wand der Vakuumkammer. Die so produzierte Bremsstrahlung wurde mit einem Wismutgermanat-(BGO)-Szintillationsdetektor nachgewiesen. Der Detektor wurde hinter dem Target oberhalb eines HF-Monitors zur zerstörungsfreien Strahldiagnose platziert. Eine Übersicht über den Aufbau vermittelt Abb. 11.8.

Es wurden vier Bremsstrahlungsspektren bei Beschleunigungsgradienten von 6.12, 6.48, 6.66 und 6.84 MV/m aufgenommen. Jedes Spektrum wurde für die Dauer von 1800 Sekunden (d.h. auf Totzeit korrigierte Messzeit) gemessen. Aufgrund zu hoher Totzeit konnten keine Messungen bei höheren Feldstärken durchgeführt werden. In Abb. 11.9 sind die aufgenommenen untergrundsubtrahierten Bremsstrahlungsspektren dargestellt. Sie zeigen eine exponentielle Abnahme der Intensität mit steigender Photonenenergie wie die mit dem Germaniumdetektor aufgenommenen Spektren. Die Endpunktenergien der Bremsstrahlungsspektren ließen sich anhand der Anpassung einer exponentiellen Funktion an den Intensitätsabfall im hochenergetischen Spektrumsbereich (weiße Geraden in Abb. 11.9) bestimmen. Für zunehmende Feldgradienten ergaben sich entsprechend Endpunktenergien von 2.3, 3.05, 3.4 und 3.75 MeV, deren Positionen im Bild mit Pfeilen markiert sind. Aufgrund der statistischen Schwankungen im hochenergetischen Bereich liegt die Genauigkeit der bestimmten Energien, wie aus den Bremsstrahlungsspektren in Abb. 11.9 zu erkennen ist, bei ca. 100 keV.

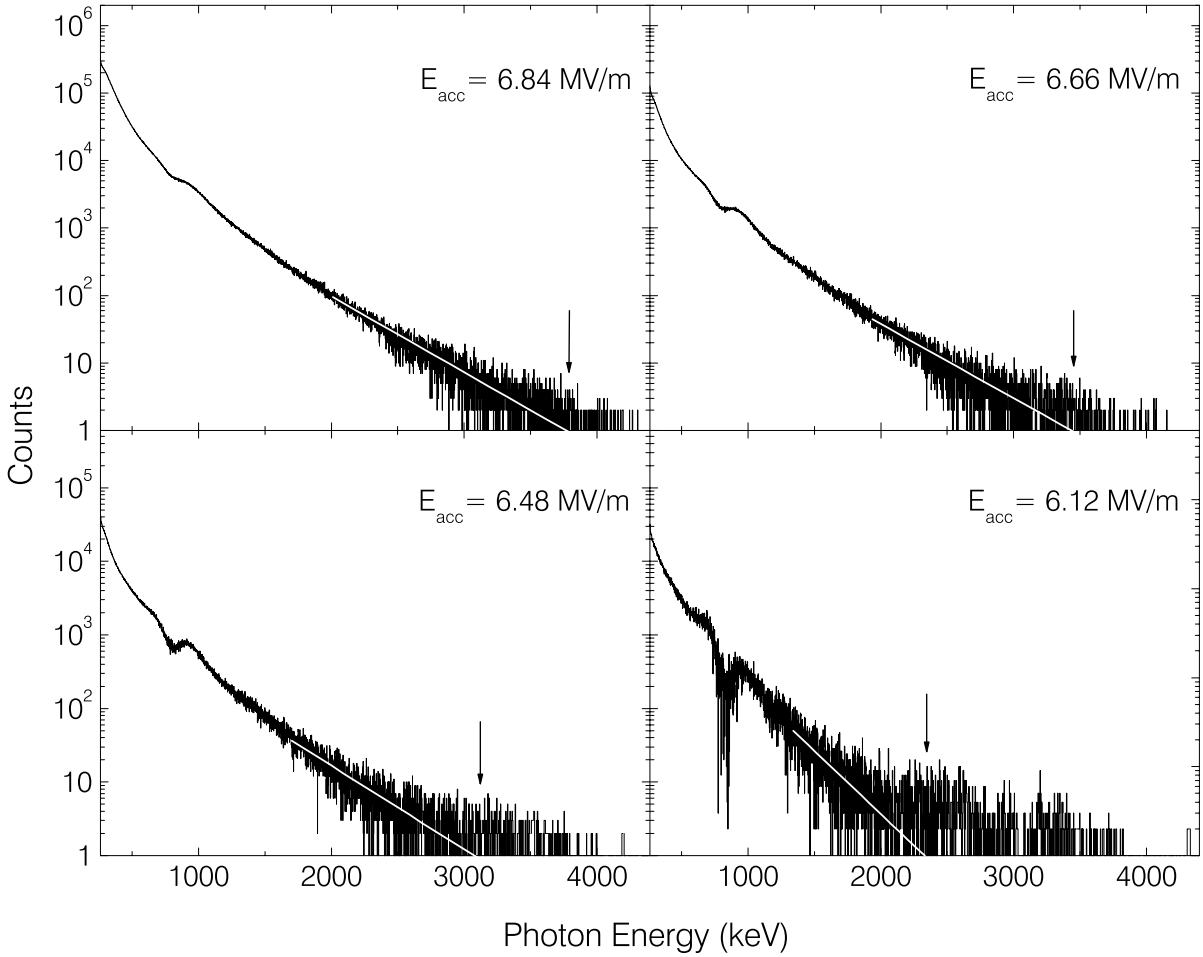

Abb. 11.9: Untergrundsubstrahierte Bremsstrahlungsspektren, aufgenommen mit dem BGO-Detektor für vier Beschleunigungsfeldstärken. Die Positionen der aus der Anpassung der exponentiellen Funktionen (weiße Geraden) bestimmten Endpunktenergien sind mit Pfeilen gekennzeichnet.

11.4 Optische Messungen

Über die erste Beobachtung von Lichtemission in einem konstanten elektrischen Feld wurde von Hurley und Dooley berichtet [52]. Man beobachtete leuchtende Punkten auf Kathoden aus Kupfer oberhalb einer Feldstärke von 5 MV/m, deren optisches Spektrum eine dominante Linie aufwies. Die Lichtemission korrelierte mit einer Elektronenemission aus den Leuchtpunkten. Das in [53] vorgeschlagene Modell erklärte den beobachteten Effekt durch Elektrolumineszenz von Verunreinigungen aus Halbleitermaterial auf der Metalloberfläche. Am CERN wurde in einem einzelligen, supraleitenden Resonator mit einer Betriebsfrequenz

von 500 MHz während Experimenten zur Feldemission auch die Emission von Licht registriert [54]. Sie wurde in Verbindung mit Schwarzkörperstrahlung von Fremdpartikeln auf der Resonatoroberfläche, die vom Hochfrequenzfeld aufgeheizt wurden, gebracht. Es bleibt aber immer noch offen, ob alle beobachteten Leuchtpunkte als Quelle von Feldemissionselektronen betrachtet werden können. Diesem Problem wurde in Saclay in einem speziellen Resonator [55] nachgegangen.

Die zu untersuchende Beschleunigungsstruktur ist die letzte im Hauptbeschleuniger. Das Strahlrohr hinter dem Hauptbeschleuniger endet in Geradeausrichtung mit einem Quarzglasfenster als Vakuumabschluss hinter dem ersten Dipolmagneten des Strahltransportsystems. Diese günstige Platzierung ermöglichte Aufnahmen des Inneren der Struktur #11 und der dort sichtbaren, bereits oben erwähnten Leuchtpunkte mit einer CCD Kamera. Zuerst wurde versucht, die Leuchtpunkte innerhalb der Struktur zu lokalisieren. Dazu wurde die Kamera direkt am Vakuumabschlussfenster positioniert. Die schematische Darstellung des Aufbaus ist in Abb. 11.10 dargestellt. An diesem Messplatz fanden alle optischen Messungen statt.

Eines der Bilder, das mit der CCD Kamera bei einem Beschleunigungsfeld von 7.6 MV/m aufgenommen wurde, ist in Abb. 11.11 gezeigt. Auf dem Bild sind deutlich Leuchtpunkte zu erkennen, die kreisförmig angeordnet sind. Der erste Leuchtpunkt, auf dem Bild mit ① markiert, setzte bei einer Feldstärke von 4 MV/m ein. Mit zunehmendem Beschleunigungsfeld bildeten sich weitere leuchtende Punkte, die über die Zeit stabil blieben. Beim Ändern der Fokusierung der Kamera wurde festgestellt, dass die Leuchtpunkte bei unterschiedlichen Einstellungen scharf abgebildet wurden. Man konnte sie in drei Gruppen unterteilen.

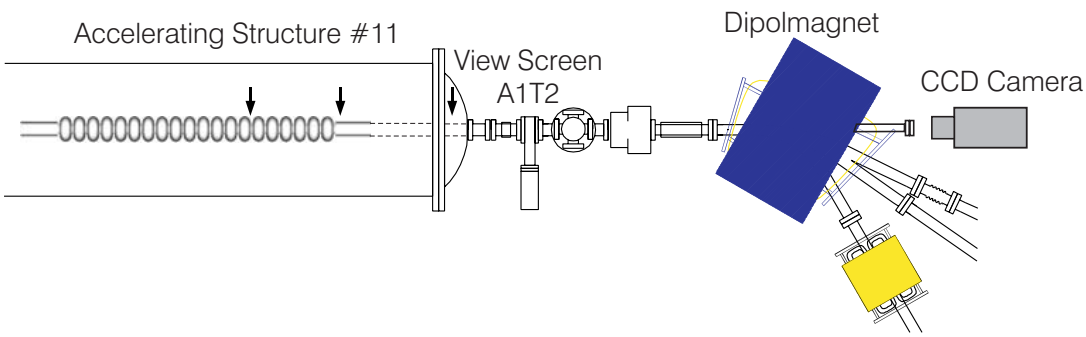

Abb. 11.10: Messaufbau zur optischen Messung mit einer CCD Kamera. Die Pfeile markieren die Positionen der Leuchtpunkte.

Über die unterschiedlichen Fokusierungseinstellungen konnte die Entfernung zur Kamera für jede Gruppe mit einer Genauigkeit von ±5 cm bestimmt werden. Die erste Gruppe lag an der Iris zwischen der 14. und 15. Zelle, die zweite im Bereich des Cut-off-Rohrs und die dritte außerhalb der Struktur im Strahlrohr. In Abb. 11.10 sind diese Positionen mit Pfeilen markiert.

Im nächsten Schritt wurde untersucht, ob das optische Spektrum des emittierten Lichtes zur Charakterisierung der Lichtquellen (und damit möglicheweise auch der Feldemissionsquellen) genutzt werden konnte. Hierzu wurde ein Monochromator (Acton Research) vor das Austrittsfenster des Strahlrohrs positioniert. Das aus dem Strahlrohr kommende Licht wurde mit einer Sammellinse auf den Monochromatorschlitz fokussiert und anschließend mit einem Photomultiplier (Hamamatsu HG780-01) detektiert. Der Aufbau ist in Abb. 11.12 gezeigt. Zur Justierung diente ein HeNe-Laser, der auf der gegenüberliegenden Seite des Hauptbeschleunigers aufgebaut wurde.

Zunächst wurde der Wellenlängenbereich von 400 nm bis 800 nm in Schritten von 2 nm vermessen. Dabei wurde nur um 694 nm ein starkes Signal registriert. Daraufhin wurde dieser Bereich in Schritten von 0.2 nm genauer untersucht. Das so aufgenommene Spektrum ist in Abb. 11.13 dargestellt. Es weist eine starke Linie mit einer zentralen Wellenlänge von 693.4 nm bei einer vollen Halbwertsbreite von (4.3 ± 0.2) nm und drei Nebenlinien mit 669.7, 705.5 und 713.9 nm und entsprechenden Halbwertsbreiten von (10.0 ± 0.2), (4.3 ± 0.2) und (8.2 ± 0.2) nm auf. Dieses Spektrum wurde durch Vergleich mit Daten aus [56] als Lumineszenzspektrum von Al_2O_3 identifiziert.

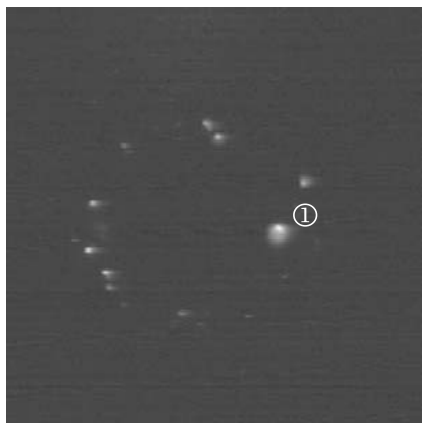

Abb. 11.11: Bei einem Beschleunigungsfeld von 7.6 MV/m beobachtete Leuchtpunkte.

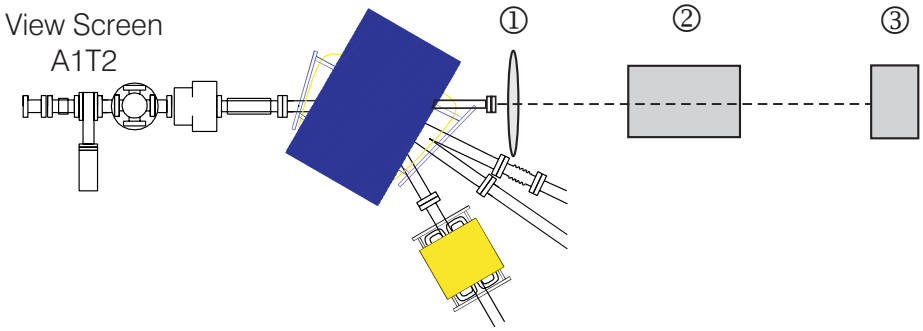

Abb. 11.12: Experimenteller Aufbau zur Messung der Spektralverteilung mit ① Sammellinse, ② Monochromator, ③ Photomultiplier.

Da das Leuchttarget A1T2 aus chromdotiertem Aluminiumoxid bestand, konnte die Möglichkeit nicht ausgeschlossen werden, dass dieses Target, obwohl abseits von der Achse des regulären Elektronenstrahls positioniert, von beschleunigten feldemittierten Elektronen getroffen und zum Leuchten angeregt wurde. Durch Reflexion an der Innerseite der Vakuumkammer könnte dieses Licht vom Monochromatoraufbau registriert worden sein. Um dies zu überprüfen, wurde das Aliminiumoxidtarget während eines Shutdowns gegen ein Exemplar aus Beryllium-

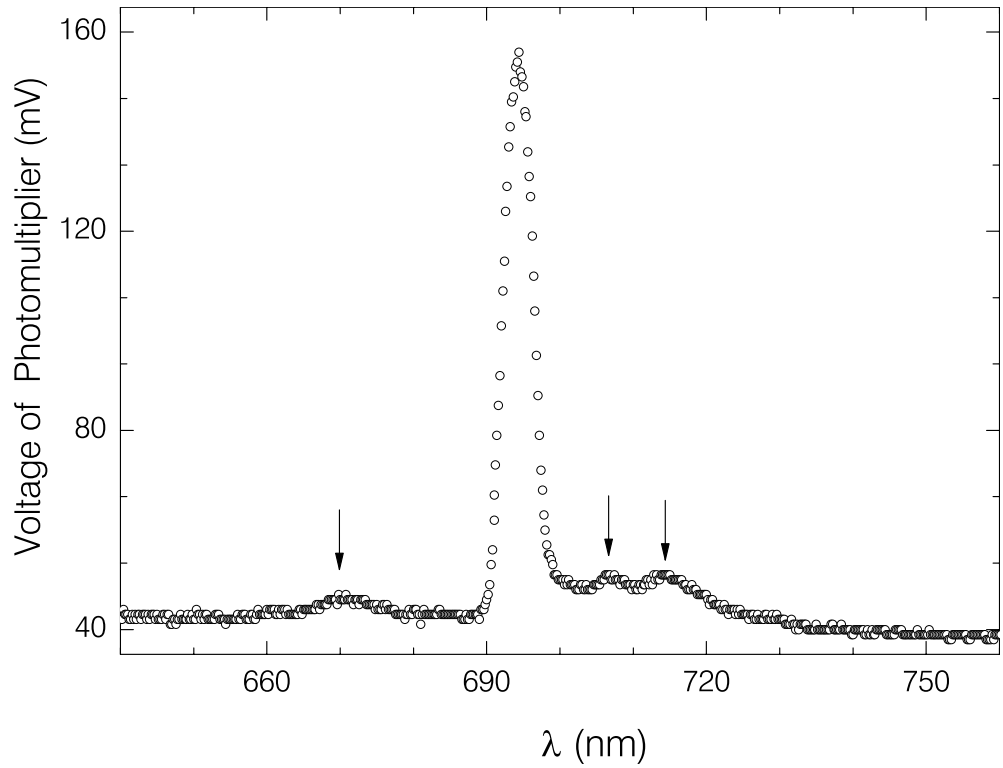

Abb. 11.13: An der Struktur #11 gemessenes Spektrum. Die schwach ausgeprägten Nebenlinien sind durch Pfeile markiert.

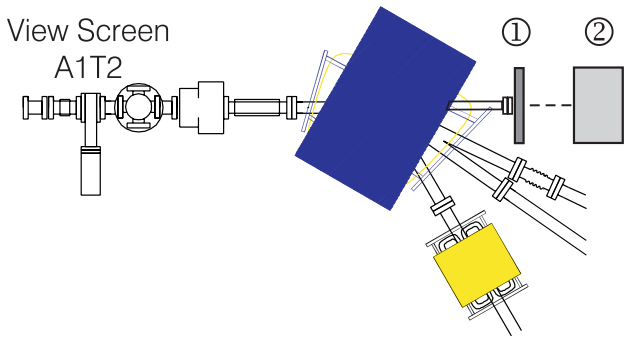

Abb. 11.14: Messaufbau zur Filtermessung mit ① optischem Filter, ② Photomultiplier.

oxid ausgetauscht und die metallische Targetabschirmung verbessert. Nachdem der Beschleuniger wieder in Betrieb genommen worden war, waren die leuchtenden Punkte in der Beschleunigungsstruktur immer noch unverändert vorhanden. Die oben beschriebene Messung wurde mit dem gleichen Aufbau wie in Abb. 11.12 wiederholt. Es wurde jedoch kein messbares Signal beobachtet, was die Entstehung der bei der ersten Messung im Spektrum beobachteten charakteristischen Linien durch Anregung des Leuchttargets nahe legt.

Die Frage der Spektralverteilung des von den Leuchtpunkten emittierten Lichtes blieb aber offen. Ihre Lichtintensität war zu schwach, um mit dem Monochromator spektral untersucht werden zu können.

Als alternative Lösung für dieses Problem wurde deshalb eine Messung mit optischen Filtern durchgeführt. Dadurch konnte auf Kosten der spektralen Auflösung eine höhere Empfindlichkeit erreicht werden. Es wurde ein Satz aus 8 optischen Langpassfiltern der Firma “Schott” (RG610, RG630, RG645, RG665, RG695, RG715, RG780, RG850) mit einer Dicke von je 3 mm verwendet. Langpassfilter zeichnen sich durch niedrige Transmission (Sperrbereich) im kurzwelligen und hohe Transmission (Passbereich) im langwelligen Spektralbereich aus. Bei den Filtern der RG-Gruppe bedeuten die Zahlen die Kantenwellenlänge, bei der die Transmission zwischen Sperr- und Passbereich die Hälfte des Maximalwertes beträgt. Mit diesen Filtern kann ein Wellenlängenbereich von 610 bis 850 nm in Schritten von 15 bis 70 nm abgedeckt werden.

Die Messung erfolgte mit dem Aufbau, der in Abb. 11.14 dargestellt ist. Die Filter wurden direkt auf das Austrittsfenster des Strahlrohrs platziert und das transmittierte Licht wurde mit einem Photomultiplier (Hamamatsu R1547) nach-

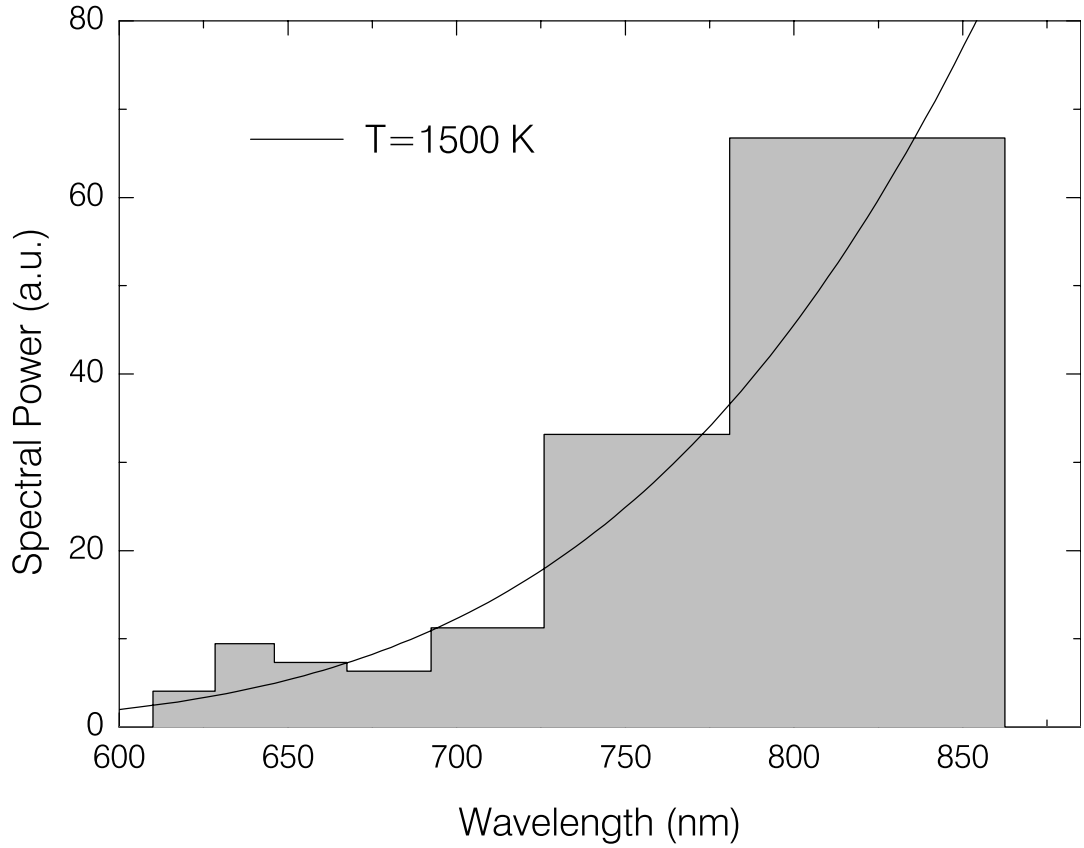

Abb. 11.15: Spektrale Intensitätsverteilung des emittierten Lichtes gemessen mit dem Filteraufbau aus 11.14. Die durchgezogene Linie repräsentiert die Planck-Kurve für eine Temperatur von 1500 K.

gewiesen. Das aus der spektralen Empfindlichkeit des Photomultipliers und der Transmissionscharakteristik der Filter errechnete Spektrum ist in Abb. 11.15 als Histogramm dargestellt. Es zeigt einen kontinuierlichen Anstieg der Intensität ab 600 nm bis ins Infrarote. Die Intensitätsverteilung dieses Spektrums ähnelt der von Schwarzkörperstrahlung. Die durchgezogene Linie in Abb. 11.15 zeigt zum Vergleich die Planck-Kurve, die der Strahlung eines Schwarzkörpers bei einer Temperatur von 1500 K entspricht. Die Strahlungsquellen sind wahrscheinlich kleine Partikeln auf der Strukturoberfläche, von der sie thermisch isoliert sind. Sie werden entweder durch elektromagnetische Felder oder durch auftreffende Elektronen erhitzt. Die niedrige spektrale Auflösung des Aufbaus mit 70 nm im nahen Infrarotbereich und die exponentiell abnehmende Empfindlichkeit des Photomultipliers lassen nicht zu, die Schwarzkörpertemperatur genauer als ca. 100 K zu bestimmen. Um die Ungenauigkeit in der Bestimmung der Temperatur zu reduzieren, müssten weitere Messungen mit einem neuen Aufbau mit verbesserter

spektraler Auflösung, d.h. mit einer wesentlich größeren Zahl von Filtern durchgeführt werden.

Durch die durchgeführten optischen Messungen lässt sich feststellen, dass die beobachtete Lichtemission einen thermischen Ursprung hat. Eine genaue Bestimmung der Emittertemperatur ist jedoch von untergeordnetem Interesse, da solche Partikeln ohnehin eine unerwünschte Kontamination darstellen und durch eine Reinigung bzw. chemische Behandlung entfernt werden müssen. Weitere Untersuchungen der mikroskopischen Eigenschaften der Lichtemitter sind nicht möglich, ohne die Beschleunigungsstruktur auszubauen und die Emitter herauszupräparieren. Somit sind die optischen Messungen abgeschlossen. Die Interpretation anderer Messdaten, vor allem der maximalen Elektronenenergien wird anhand der numerischen Simulationen von Elektronentrajektorien im folgenden Kapitel vorgestellt.

12 Bahnverfolgungsrechnungen für Dunkelstromelektronen in einer S-DALINAC-Struktur

Keine der modernen experimentellen Messmethoden, die heutzutage zur Untersuchung der Feldemission in supraleitenden Kavitäten eingesetzt werden, ist imstande die genaue Position eines Feldemitters zu bestimmen. Es werden nur Auswirkungen von in einem Resonator ablaufenden Prozessen gemessen, die durch Feldemissionselektronen hervorgerufen werden. Sehr hilfreich zur Interpretation dieser Messergebnissen sind numerische Simulationen von Bahnen emittierter Elektronen. Sie helfen, Rückschlüsse auf die Positionen einzelner Emitter zu ziehen.

Experimente zur indirekten Beobachtung der Feldemission in einer Beschleunigungsstruktur am S-DALINAC wurden ausführlich im vorhergehenden Kapitel beschrieben. Die beobachteten Effekte sind auf durch Feldemission emittierte Elektronen zurückzuführen. Um die experimentellen Daten, insbesondere die aus den Endpunktenergien der gemessenen Bremsstrahlungsspektren bestimmten maximalen Elektronenenergien, erklären und einen möglichen Emissionsort bestimmen zu können, wurden die Trajektorien der Feldemissionselektronen innerhalb der Beschleunigungsstruktur mit einem dazu entwickelten Programm simuliert. Die zugrunde liegenden relativistischen Bewegungsgleichungen wurden mithilfe des Leap-Frog Verfahrens numerisch gelöst. Der Algorithmus zur numerischen Lösung der Bewegungsgleichungen im elektromagnetischen Feld wird in diesem Kapitel erläutert. Anschließend werden Simulationsergebnisse dargestellt und mit den experimentellen Daten verglichen.

12.1 Integration der Bewegungsgleichung

Auf ein Teilchen mit der Ladung q und der Ruhemasse m_0, das sich unter dem Einfluss von elektrischen und magnetischen Feldern $\vec{E}$ und $\vec{B}$ mit der Geschwindigkeit $\vec{v}$ bewegt, wirkt am Ort $\vec{r}$ zur Zeit t die Lorentz-Kraft

$$\vec{F}(\vec{r},t) = q\vec{E}(\vec{r},t) + q(\vec{v} \times \vec{B}(\vec{r},t)). \tag{12.1}$$

Kann sich die Teilchengeschwindigkeit der Lichtgeschwindigkeit c nähren, verwendet man in den Bewegungsgleichungen den relativen Impuls

$$\vec{u}(t) = \frac{m(v)\vec{v}}{m_0 c} = \gamma \frac{\vec{v}}{c} \ . \tag{12.2}$$

Dann gelten für das Teilchen die relativistischen Bewegungsgleichungen:

$$\frac{d\vec{r}(t)}{dt} = \vec{v} = \frac{c}{\gamma}\vec{u} \tag{12.3}$$

$$\frac{d\vec{u}(t)}{dt} = \frac{q}{m_0 c}(\vec{E}(\vec{r},t) + \frac{c}{\gamma}\vec{u} \times \vec{B}(\vec{r},t)) \tag{12.4}$$

Hierbei sind $\vec{r}(t)$ der Ortsvektor zum Zeitpunkt t und γ der Lorentz-Faktor.

Die Berechnung der Teilchentrajektorien erfolgt durch numerische Integration der Bewegungsgleichungen. Ein übliches Integrationsschema, das bei der Simulation von Vielteilchensystemen wegen der hohen Effizienz und des vergleichsweise kleinen Rechenaufwandes eingesetzt wird, ist das explizite Leap-Frog Verfahren [57, 58]. Zeitliche Ableitungen werden bei diesem Verfahren durch zentrale Differenzenquotienten approximiert. Daraus ergeben sich Impulse und Ortskoordinaten, die jeweils um ein halbes Integrationszeitintervall Δt verschoben sind

$$\vec{u}^{\,n+1/2} = \vec{u}(t_n + \Delta t/2), \qquad \vec{r}^{\,n} = \vec{r}(t_n) \ . \tag{12.5}$$

Dabei bedeuten hochgestellte Zahlen das Zeitniveau. Die Bewegungsgleichungen können somit in der diskretisierten Form als

$$\frac{\vec{r}^{\,n+1} - \vec{r}^{\,n}}{\Delta t} = \frac{c}{\gamma^{\,n+1/2}}\vec{u}^{\,n+1/2} \tag{12.6}$$

$$\frac{\vec{u}^{\,n+1/2} - \vec{u}^{\,n-1/2}}{\Delta t} = \frac{q}{m_0 c}(\vec{E}^{\,n} + \frac{c}{\gamma^{\,n}}\vec{u}^{\,n} \times \vec{B}^{\,n}) \tag{12.7}$$

geschrieben werden. Den Impuls zum Zeitpunkt t_n in der zweiten Gleichung erhält man durch Interpolation

$$\vec{u}^{\,n} = \frac{\vec{u}^{\,n+1/2} + \vec{u}^{\,n-1/2}}{2} \ . \tag{12.8}$$

Beim Realisieren dieses Schemas werden zunächst die elektrischen und magnetischen Felder zur Zeit t_n berechnet. Dann werden der Impuls zum Zeitpunkt

$t_n + \Delta t/2$ und nachfolgend die Position zum Zeitpunkt $t_n + \Delta t$ ermittelt. Wie aus Gl. (12.7) zu erkennen ist, hängt die Impulsänderung selbst immer noch von dem Impuls in γ^n ab und kann in expliziter Form nicht integriert werden. Daher verwendet man in diesem Fall eine Näherung, die so genannte Boris-Drehung [57,59], bei der der Einfluss des elektrischen und magnetischen Feldes auf den Impuls getrennt wird. Die Integration des Impulses über ein Zeitintervall Δt erfolgt in drei Schritten: Beschleunigung im elektrischen Feld für die Zeit $\Delta t/2$

$$\vec{u}^{\,-} = \vec{u}^{\,n-1/2} + \frac{q\vec{E}^{\,n}\Delta t}{2m_0 c}, \tag{12.9}$$

Drehung im Magnetfeld

$$\vec{u}^{\,\prime} = \vec{u}^{\,-} + \vec{u}^{\,-} \times \vec{T}, \tag{12.10}$$

$$\vec{u}^{\,+} = \vec{u}^{\,-} + \vec{u}^{\,\prime} \times \vec{S} \tag{12.11}$$

mit $\vec{T} = q\vec{B}^{\,n}\Delta t/2m_0\gamma^{\,n}$, $\vec{S} = 2\vec{T}/(1+|\vec{T}|^2)$ und $\gamma^{\,n} = \sqrt{1+|\vec{u}^{\,-}|^2}$, und anschließend wieder Beschleunigung für die zweite Hälfte des Zeitintervalls

$$\vec{u}^{\,n+1/2} = \vec{u}^{\,+} + \frac{q\vec{E}^{\,n}\Delta t}{2m_0 c}. \tag{12.12}$$

Mit dem auf diese Weise bestimmten Impuls lässt sich die nachfolgende Position zum Zeitpunkt $t_n + \Delta t$ berechnen

$$\vec{r}^{\,n+1} = \vec{r}^{\,n} + \frac{c\Delta t}{\gamma^{\,n+1/2}}\vec{u}^{\,n+1/2}. \tag{12.13}$$

12.2 Simulationsprogramm

Der oben beschriebene Algorithmus wurde in einem Programm mit dem Softwarepaket *Mathematica* implementiert. Das Programm berechnet Trajektorien von einzelnen Elektronen in einer Beschleunigungsstruktur. Die Geometrie der Kavität muss in dem Programm manuell eingegeben werden. Die Berechnungen können entweder im zwei- oder dreidimensionalen Raum durchgeführt werden. Dazu werden elektrische und magnetische Feldverteilungen des beschleunigenden Modes innerhalb der Struktur benötigt. Sie werden mit dem Programmpaket

MAFIA [5] simuliert und von dem Code eingelesen. Feldwerte werden jeweils für die aktuelle Position des Elektrons aus den Anfangsverteilungen nach den Formeln

$$\vec{E}(\vec{r},t) = \vec{E}_0(\vec{r}) \cdot cos(\omega t + \varphi) \ , \tag{12.14}$$

$$\vec{B}(\vec{r},t) = \vec{B}_0(\vec{r}) \cdot sin(\omega t + \varphi) \tag{12.15}$$

berechnet. Dabei sind φ die Feldphase, $\vec{E}_0$ und $\vec{B}_0$ die Feldamplituden am Ort $\vec{r}$. Durch die Vorgabe eines Startortes $\vec{r}_0$ und eines Beschleunigungsfeldes E_{acc} können Elektronen zu verschiedenen Feldphasen φ mit einem vorgegebenen Impuls gestartet werden. Wenn ein Elektron die durch die geometrische Berandung der Struktur definierte Raumgrenze überschreitet, werden seine kinetische Energie und seine Position gespeichert. Ebenso wird auch die maximale Energie, die ein Elektron auf seiner Bahn erreicht hat, ermittelt und gespeichert. Der Prozess der Feld- und Sekundäremission wird in den Simulationen nicht berücksichtigt.

12.3 Simulationergebnisse für eine glatte Feldverteilung

Das entwickelte Programm wurde zunächst zur Simulation von Dunkelströmen in einer S-DALINAC-Beschleunigungsstruktur mit glatter Feldverteilung angewendet. Eine glatte Feldverteilung für den beschleunigenden π-Mode bedeutet, dass die maximale Amplitude des elektrischen Feldes auf der Strahlachse in jeder Strukturzelle gleich ist. Für eine solche gleichmäßige Feldverteilung ist es notwendig, dass alle Einzelzellen, aus denen die Kavität besteht, die gleiche Resonanzfrequenz haben. Da die Fertigungspräzision bei der Herstellung der mehrzelligen Kavitäten nicht ausreichend ist, werden alle Resonatoren gleich nach der Fertigstellung und vor dem Einbau in die Beschleunigerkryostaten auf die Feldglattheit abgestimmt.

Gestartet wurden die Elektronen von den Irisblenden der Struktur, weil die Oberflächenfeldstärke dort maximal ist, und dieser Bereich dadurch besonders emissionsgefährdet ist. Abbildung 12.1 zeigt die Verteilung der Amplitude des elektrischen Feldes, berechnet mit MAFIA, in einer S–DALINAC-Struktur (Ausschnitt

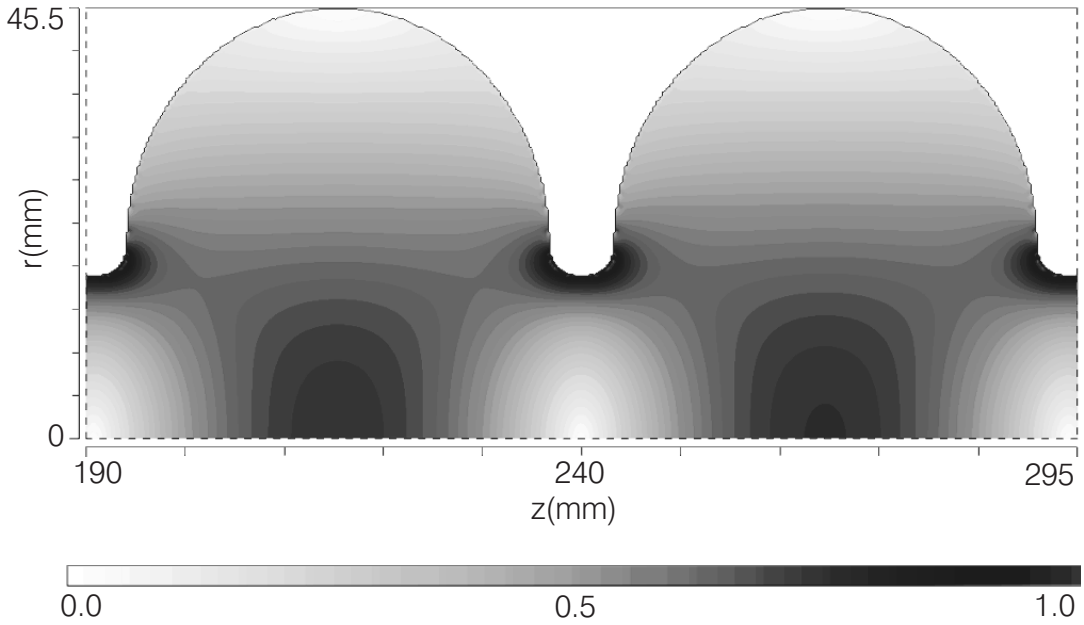

Abb. 12.1: Mit MAFIA berechnete Verteilung der Amplitude des elektrischen Feldes in einer S–DALINAC-Struktur. Abbildung stellt einen Ausschnitt mit zwei Zellen dar. Die Legende gibt die Feldamplitude in relativen Einheiten an.

mit zwei Zellen). Wie in Abb. 12.1 zu erkennen ist, sind Bereiche mit dem größten elektrischen Feld (im Bild mit schwarzer Farbe gekennzeichnet) an den Strukturirisen und auf der Achse in der Mitte der Zellen. In allen Simulationen war die Startgeschwindigkeit der Elektronen Null. Wegen der Rotationssymmetrie um die z-Achse erfolgten die Simulationen in einem zweidimensionalen Koordinatensystem. Die Startposition der Elektronen wurde über die Angabe einer r- und z-Koordinate festgelegt. Die schematische Zeichnung in Abb. 12.2 auf der folgenden Seite gibt einen Überblick über die Strukturgeometrie und Geometrie einer Iris in rz-Koordinaten. Aufgrund der Achsensymmetrie der Iris wurde für Simulationen nur eine Seite der Iris als Emissionsbereich für Feldemissionselektronen festgelegt. Die dicke Linie an der vergrößerten Iris markiert den gewählten Bereich, dessen r-Koordinate zwischen 17.325 und 20.525 mm liegen.

Wie aus Gl. (12.14) zu erkennen ist, erreicht das elektrische Feld sein Maximum bei einer Feldphase von 0°. Somit ist die Wahrscheinlichkeit für Feldemission bei dieser Phase am größten. Aus diesem Grund wurde für die folgenden numerischen Simulationen der Phasenbereich von $-30°$ bis 30° als Emissionsintervall gewählt.

Die Richtigkeit des Simulationscodes wurde durch numerische Berechnung von

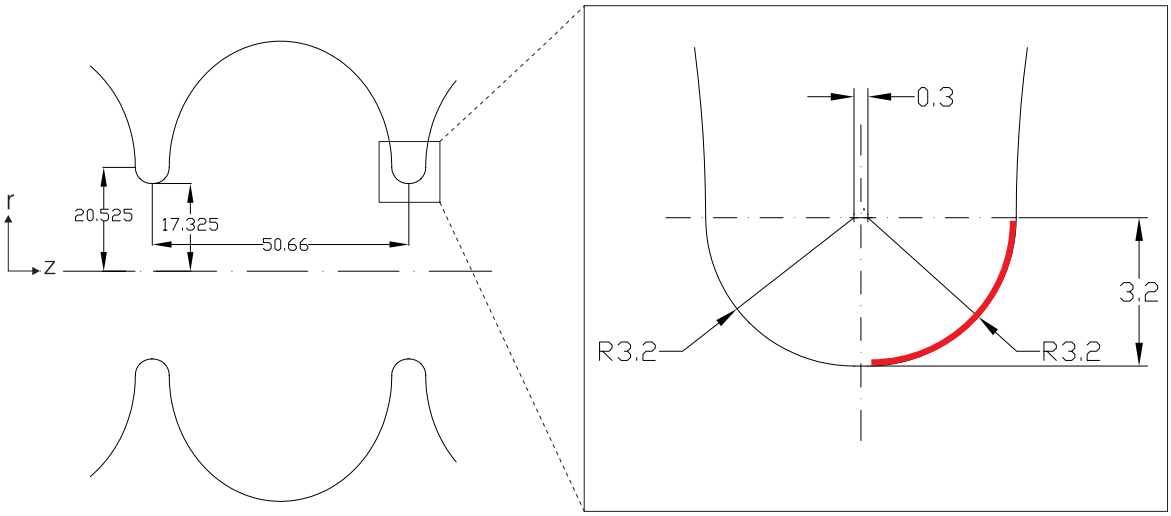

Abb. 12.2: Schematische Zeichnung eines Strukutrausschnittes und einer vergrößerten Iris. Die dickere Linie markiert den gewählten Startbereich für Feldemissionselektronen. Alle Maße sind in Millimeter angegeben. Der Krümmungsradius der Iris R beträgt 3.2 mm.

Trajektorien für Dunkelstromelektronen in einer TESLA-Struktur, bestehend aus 9 Zellen und betrieben bei einer Frequenz von 1.3 GHz, überprüft, weil eine ähnliche Fragestellung im Rahmen von [58] untersucht wurde. Die mit dem Simulationscode gewonnenen Ergebnisse stimmten mit den Daten aus [58] überein, was bestätigt, dass das Integrationsverfahren im Simulationsprogramm richtig implementiert wurde.

Mit dem geprüften Simulationscode wurden in einer S–DALINAC-Struktur Bahnverfolgungsrechnungen für vier Beschleunigungsfelder E_{acc} von 6.12, 6.48, 6.66 und 6.84 MV/m durchgeführt. Für diese Felder wurden Elektronenenergien am Ende der Struktur aus den mit dem BGO-Detektor aufgenommenen Bremsstrahlungsspektren bestimmt. Zuerst wurde die Mitte der Struktur (11. Iris) als Simulationsbereich gewählt, weil bei der Dosisleistungmessung in diesem Bereich ein Intensitätmaximum gemessen wurde. Auf die Strukturmitte als einen möglichen Emissionsort deuteten auch die maximalen Energien, die am Ende der Struktur beobachteten wurden. Sie waren ungefähr gleich der Hälfte des Beschleunigungsfeldes. Da ein genauer Emissionsort unbekannt war, wurde der gesamte Irisbereich in Schritten $\Delta z = 0.01$ mm mit einem Integrationszeitintervall $\Delta t = 5 \cdot 10^{-13}$ Sekunden für alle Emissionsphasen in Abständen von 1° abgetastet. Das Zeitin-

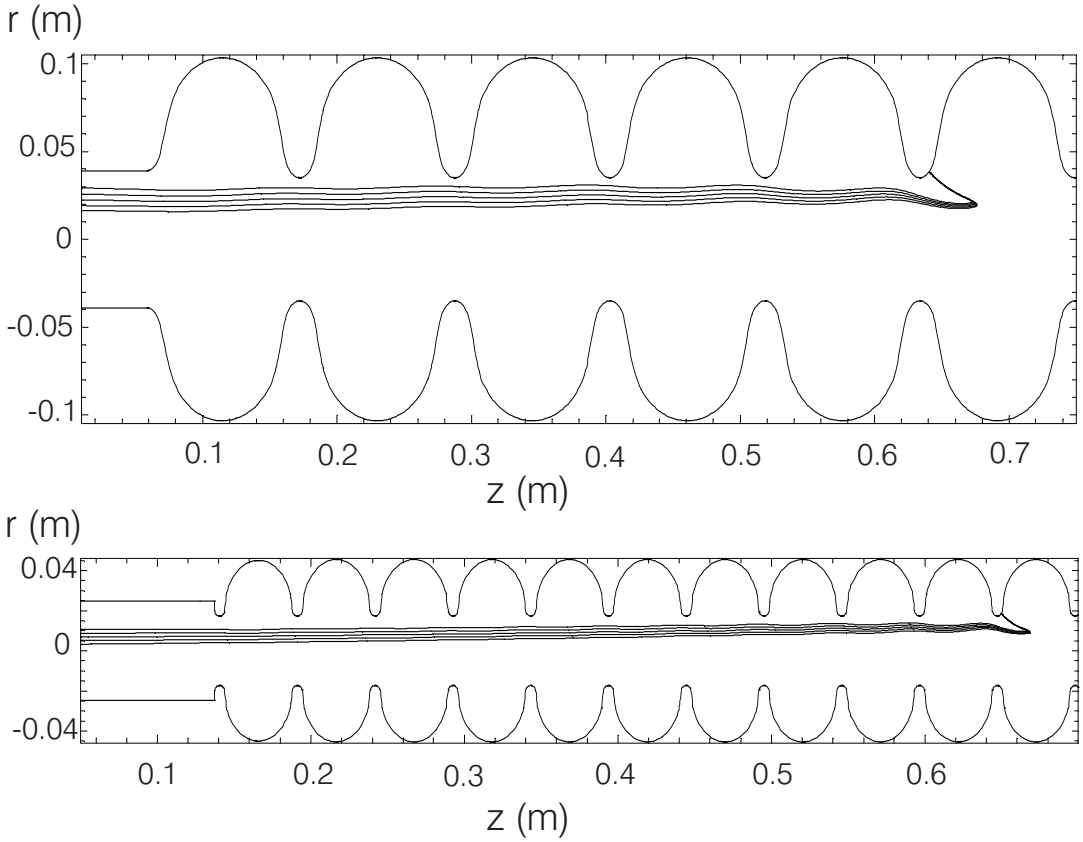

Abb. 12.3: Elektronentrajektorien in einigen Zellen der TESLA-Struktur für $E_{acc} = 10$ MV/m (oben) und der S-DALINAC-Struktur mit einer glatten Feldverteilung für $E_{acc} = 23$ MV/m (unten).

tervall entspricht 660 Schritten pro Hochfrequenzperiode.

Die Simulationen haben gezeigt, dass nur wenige Elektronen die Struktur verlassen können. Die meisten gehen in den Nachbarnzellen verloren. Die maximalen kinetischen Energien, die die Elektronen auf ihren Bahnen erreichen, liegen unter 700 keV für die gewählten Beschleunigungsfelder. Eine Erweiterung des Startphasenbereichs auf $\pm 90°$ änderte nichts an diesen Ergebnissen. Es wurden auch Simulationen mit von anderen Irisen gestarteten Elektronen durchgeführt. Aber die resultierenden Energien waren auch deutlich niedriger als die Endpunktenergien aus den mit dem BGO-Detektor aufgenommenen Bremsstrahlungsspektren.

In einer TESLA-Struktur gibt es aber für Feldgradienten ab 10 MV/m Dunkelstromelektronen, die die Struktur mit einer hohen Energie verlassen können [58]. Die höchste kinetische Energie gewinnen dabei Elektronen, die im Phasenbereich von 10° bis 30° gestartet werden. Der Energiegewinn liegt in der Größenordnung der von den Elektronen durchgeflogenen Spannung. Ein systematischer Vergleich

von Elektronenbahnen in der TESLA- und S–DALINAC-Struktur zeigt, dass wegen der höheren Betriebsfrequenz in der S–DALINAC-Struktur wesentlich höhere Beschleunigungsfelder erforderlich sind, um Elektronenbahnen und Energiegewinne wie in der TESLA-Struktur zu erhalten. Erst wenn sich die Feldstärke entsprechend dem Frequenzverhältnis der Betriebsfrequnzen um einen Faktor 2.3 unterscheidet, ergeben sich praktisch identische Bahnen. Zum Vergleich sind in Abb. 12.3 die Elektronentrajektorien in der TESLA und der S–DALINAC-Struktur entsprechend bei Beschleunigungsgradienten von 10 und 23 MV/m dargestellt. Noch vorhandene geringfügige Abweichungen sind durch die leicht unterschiedliche Strukturgeometrie begründet. Die Untersuchungen haben gezeigt, dass Elektronen auf solchen Bahnen, wie in Abb. 12.3 dargestellt, am effektivsten beschleunigt werden. Sie ändern in der Startzelle ihre Bewegungsrichtung um 180° und passieren die Grenze zwischen zwei Zellen ungefähr zum Zeitpunkt des Phasenwechsels des elektrischen Feldes, so dass sie auch in der nächsten Zelle eine Beschleunigung erfahren.

12.4 Feldverteilung einer verstimmten Kavität

Die bisherigen Simulationsrechnungen ergaben, dass Feldemissionselektronen in einer feldglatten S-DALINAC-Beschleunigungsstruktur bei den experimentell erreichten Feldstärken nicht auf die beobachteten Energien beschleunigt werden können. Wie der Vergleich mit einer TESLA-Struktur zeigt, werden erst bei höheren Feldern die Anfangsbedingungen in der Startzelle einer S–DALINAC-Struktur zur Beschleunigung der von Irisblenden emittierten Elektronen optimal. Um diese hohen Gradienten in einigen Zellen bei einem insgesamt niedrigen Beschleunigungsfeld realisieren zu können, muss eine Struktur eine starke Feldunglattheit besitzen. Das bedeutet, dass sich die maximalen Amplituden des elektrischen Feldes auf der Strahlachse von Zelle zu Zelle in ihrer Größe unterscheiden.

Sämtliche S-DALINAC-Strukturen wurden nach ihrer Fertigung durch Einstellung der Eigenfrequenzen einzelner Zellen auf Feldglattheit abgestimmt. Die durchzuführenden Abstimmschritten wurden mit Hilfe eines Schwingkreismodells berechnet. Es beschreibt einzelne Zellen als Schwingkreise, die miteinander gekop-

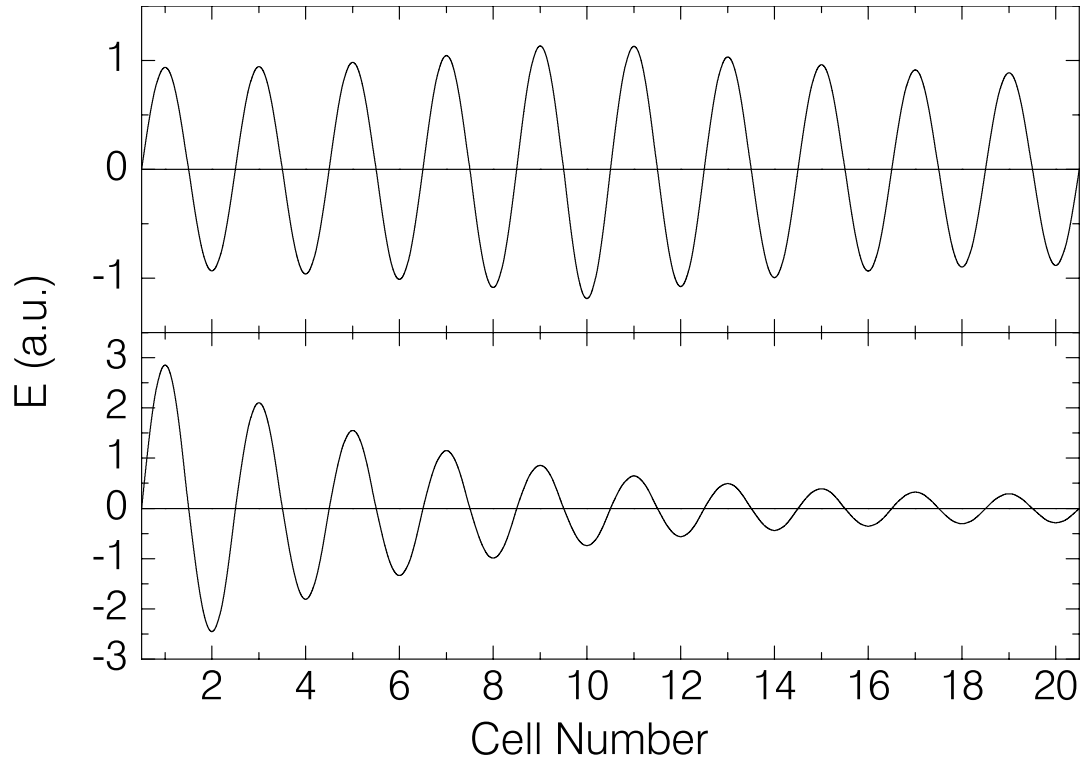

Abb. 12.4: Mit dem Schwingkreismodel berechneter Feldverlauf für eine Struktur mit der jeweils um 5 MHz verstimmten 10. Zelle (oberes Teilbild) und 1.Zelle (unteres Teilbild).

pelt eine Beschleunigungsstruktur darstellen. Eine ausführliche Beschreibung des Modells sowie des am S–DALINAC angewendeten Abstimmverfahrens findet sich in [60]. Weicht die Eigenfrequenzen in einer der Strukturzellen von der Sollfreqeunz ab, z.B. wegen einer Änderung der Zellengeometrie, wird die Feldglattheit des verwendeten Modes durch das Beimischen anderer Moden gestört. Die größte Störung tritt dabei in der verstimmten Zelle auf [61]. Da der Abstand zu seinem Nachbarmode ($19\pi/20$-Mode) bei dem beschleunigenden π-Mode im Vergleich zu anderen Moden des Passbandes am kleinsten ist, ist dieser Mode insbesondere bei mehrzelligen Strukturen extrem empfindlich auf Frequenzverstimmung einzelner Zellen. Bei weitem am empfindlichsten sind dabei die Endzellen, weil der $19/20\pi$-Mode gerade in diesen Zellen am stärksten angeregt wird. In den mittleren Zellen dagegen ist die Feldamplitude minimal. Somit kann der $19\pi/20$-Mode wesentlich zu den Störungen des π-Modes in den äußersten Zellen beitragen [61]. Aus diesen Gründen ruft die Verstimmung der Eigenfrequenzen der Endzellen die größte Feldunglattheit in der Struktur im Vergleich zu anderen um die gleiche Größe verstimmten Zellen hervor. Als Beispiel sind in Abb. 12.4 zwei mit dem

Schwingkreismodell [60] berechnete Feldprofile für den π-Mode in einer Struktur gezeigt. Bei dieser Struktur sind die 10. bzw. 1. Zelle jeweils um 5 MHz verstimmt (entsprechend oberes und unteres Teilbild).

Auf eine unglatte Feldverteilung in der Struktur #11 deuten auch Messungen der durch die Strukturen durchgekoppelten Leistung hin. Solche Messungen finden an den im S-DALINAC eingebauten Strukturen nach jedem Shutdown statt. Ein Vergleich zeigt, dass die durchgekoppelte Leistung für die Struktur #11 um 20 dB kleiner ist als das Mittel der anderen Strukturen. Wenn diese mittlere durchgekoppelte Leistung entspricht einer feldglatten Struktur, dann bedeutet dies für die Struktur #11 , dass sich die Feldamplituden in der ersten und der letzten Zelle um etwa einen Faktor 10 unterscheiden. Ein solches Feldprofil bekommt man, wenn die erste oder die letzte Zelle ungefähr um 5 MHz verstimmt ist. Das berechnete Feldprofil für eine Struktur mit der um diesen Wert verstimmten ersten Zelle zeigt das untere Bild in Abb. 12.4.

Wenn die Hypothese der feldunglatten Struktur stimmt, muss es eine solche Feldverteilung geben, dass die Simulationrechnung für die vier Beschleunigungsfeldstärken, für die Bremsstrahlungspektren aufgenommen wurden, die maximalen experimentell bestimmten Elektronenenergien vorhersagt. Ergebnisse der Bahnverfolgungsrechnungen in einer Struktur mit einer unglatten Feldverteilung werden im nächsten Abschnitt vorgestellt.

12.5 Simulationergebnisse für eine unglatte Feldverteilung

Simulationsrechnungen für eine verstimmte Beschleunigungsstruktur wurden mit dem in Abschn. 12.2 beschriebenen Programm durchgeführt. Basierend auf der Analyse der durchgekoppelten Leistungen wurde eine unglatte Feldverteilung mit einer um 5 MHz verstimmten ersten Zelle als Anfangsverteilung für Simulationen gewählt. Diese wurde aus einer mit MAFIA berechneten glatten Feldverteilung durch Skalieren der Feldamplituden in allen Zellen auf entsprechnde Koeffizienten erhalten. Die Koeffizienten wurden mit dem Schwingkreismodell aus [60]

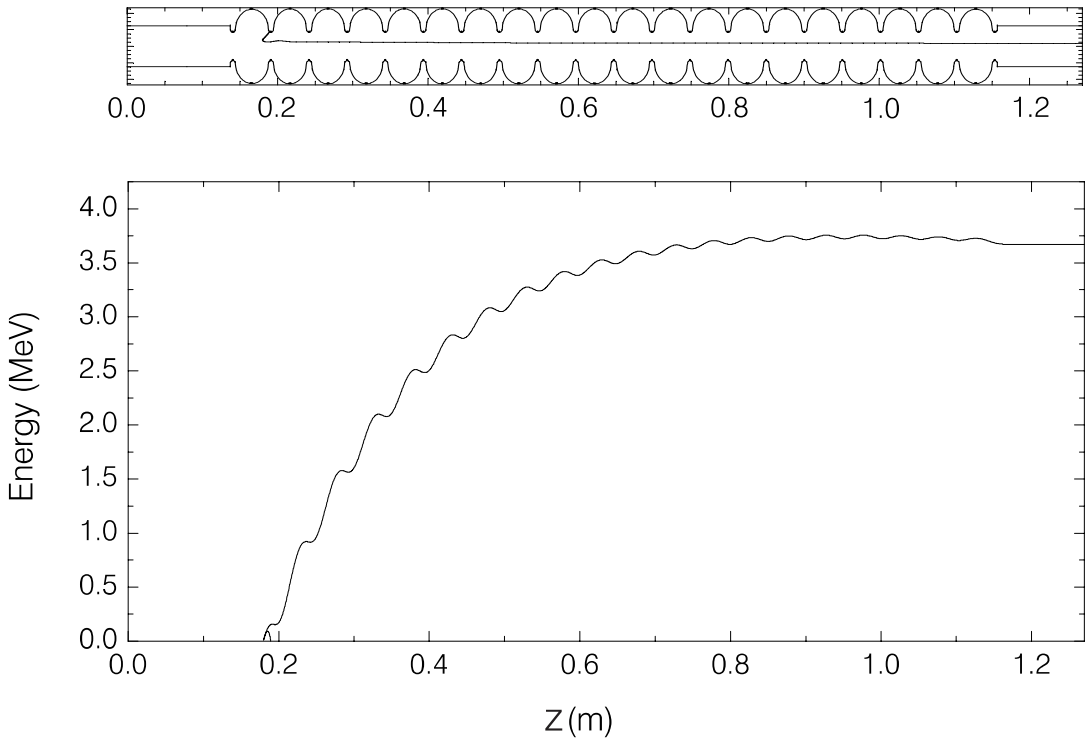

Abb. 12.5: Trajektorie eines Elektrons für $E_{acc} = 6.84$ MV/m in der Struktur mit einer um 5.4 MHz verstimmten ersten Zelle (oben) und sein Energiegewinn auf dieser Bahn (unten).

berechnet. Bei dieser Feldverteilung herrscht in der ersten Zelle der Struktur das höchste elektrische Feld. Somit ist die Wahrscheinlichkeit der Feldemission gerade in dieser Zelle am größten. Deshalb wurde sie als Startbereich gewählt. Elektronen wurden von der zweiten Strukturiris gestartet, und zwar von der Seite, die in der ersten Zelle liegt. Simuliert wurden Elektronentrajektorien für Beschleunigungsfelder E_{acc} von 6.12, 6.48, 6.66 und 6.84 MV/m. Der Irisbereich wurde in Schritten von 0.01 mm für die z-Koordinate in einem Phaseninterval von $-30°$ bis $30°$ abgetastet. Der Integrationszeitschritt betrug $5 \cdot 10^{-13}$ Sekunden.

Die Simulationen haben gezeigt, dass es für die unglatte Feldverteilung durchaus möglich ist, Feldemissionselektronen von der zweiten Iris auf Energien bis ca. 2-3 MeV durch die Struktur zu beschleunigen. Die für diese Feldverteilung berechneten Elektronenenergien beim Verlassen der Struktur stimmten jedoch mit den im Experiment gemessenen Energien nicht überein. So wurde zur Ermittlung der tatsächlich vorliegenden Feldverteilung eine Reihe von Bahnverfolgungsrechnungen mit den gleichen Startparametern wie in den ersten Simulationen für unterschiedliche Frequenzverstimmungen der ersten Zelle durchgeführt. Die

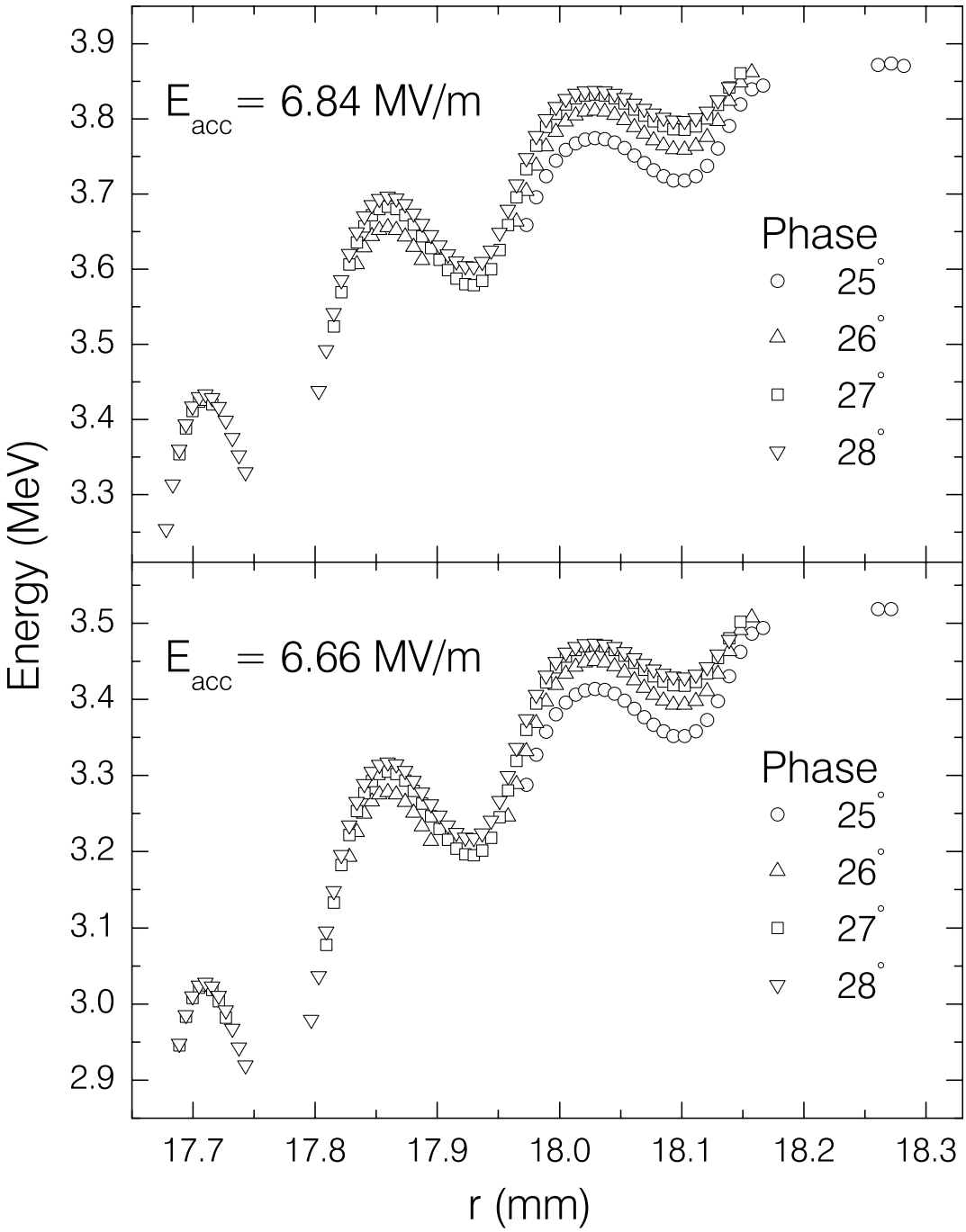

Abb. 12.6: Elektronenenergien am Ende der Struktur für Beschleunigungsfelder von 6.84 und 6.66 MV/m.

beste Übereinstimmung mit den experimentellen Daten ergab eine Feldverteilung mit einer um 5.4 MHz verstimmten ersten Zelle. Das Verhältnis zwischen den Feldamplituden in der ersten und letzten Zelle beträgt in diesem Fall 12.75. Als Beispiel ist in Abb. 12.5 eine Elektronenbahn in der Struktur, berechnet für $E_{acc} = 6.84$ MV/m und eine Feldphase von $\varphi = 29°$, dargestellt. Im unteren Teil des Bildes ist die kinetische Energie des Elektrons auf seiner Trajektorie als Funk-

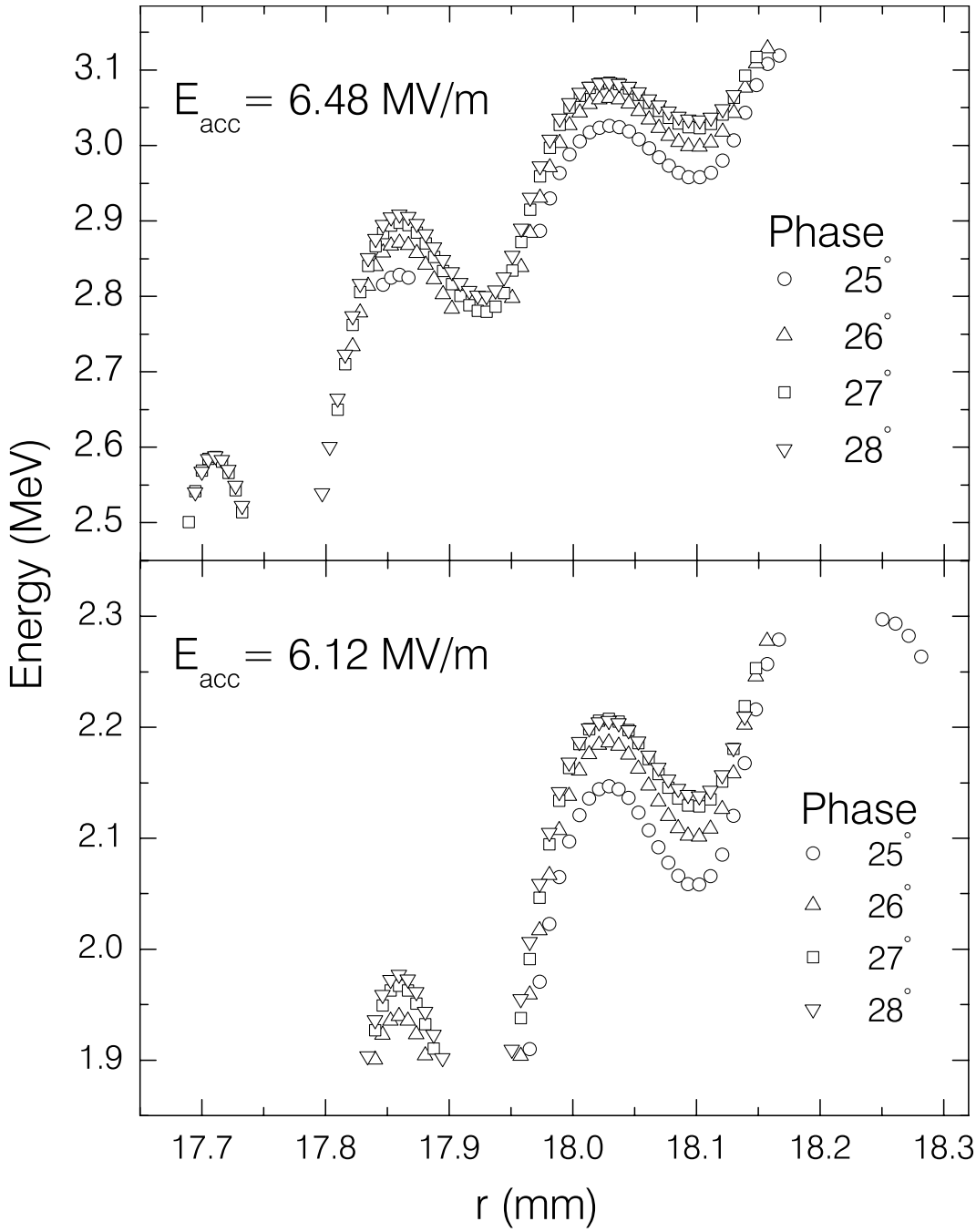

Abb. 12.7: Elektronenenergien am Ende der Struktur für Beschleunigungsfelder von 6.48 und 6.12 MV/m.

tion der Position entlang der Struktur aufgetragen. Es ist zu erkennen, dass die Beschleunigung hauptsächlich nur in den ersten neun Zellen mit dem höchsten elektrischen Feld erfolgt. Höchste Energiegewinne weisen Elektronen auf, die zwischen Feldphasen von 20° bis 30° emittiert werden. Ein ähnliches Ergebnis zeigen Dunkelstromsimulationen in der TESLA-Struktur [58]. In Abb. 12.6 und 12.7 sind simulierte Elektronenenergien am Ende der Struktur als Funktion der r-

Tab. 12.1: Vergleich der maximalen Elektronenenergien am Ende der Struktur aus dem Experiment und aus der Simulation.

E_{acc} (MV/m)	E_{kin}^{max} (MeV) Experiment	E_{kin}^{max} (MeV) Simulation
6.12	2.3 ± 0.1	2.16 ± 0.08
6.48	3.05 ± 0.1	3.10 ± 0.05
6.66	3.4 ± 0.1	3.45 ± 0.05
6.84	3.75 ± 0.1	3.80 ± 0.05

Koordinate am Startort für vier ausgewählte Startphasen von 25°, 26°, 27° und 28° dargestellt, bei denen die höchsten Energien erreicht werden. Den Abbildungen ist zu entnehmen, dass die günstigsten Startpositionen in einem schmalen Bereich mit den r-Koordinaten von 18.0 mm bis 18.2 mm liegen. Fehlende Punkte an einigen Stellen weisen darauf hin, dass die mit diesen Phasen emittierten Elektronen die Struktur nicht verlassen konnten. In Tab. 12.1 sind die experimentell bestimmten und die aus den Simulationen gewonnenen Energien am Ende der Struktur für vier Beschleunigungsfelder zusammengefasst. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung im Rahmen der Messgenauigkeit von 100 keV.

Numerische Simulationen mit den gleichen Startbedingungen, wie sie oben beschrieben sind, wurden auch für niedrige Beschleunigungsfelder von 4.48 und 4.83 MV/m durchgeführt. Für diese Felder wurde Bremsstrahlungsspektren seitlich des Kryomoduls mit einem Halbleiterdetektor aufgenommen. In diesem Fall waren die höchsten Endpunktenergien von Interesse. Diese Energien von 600 und 975 keV liegen jeweils in Maximum der gewonnenen Abhängigkeit der Endpunktenergie von der Messposition entlang der Struktur (s. Abb. 11.7). Die aus der Simulation resultierenden maximalen Energien, die auftreffende Elektronen erreichen können, stimmen im Rahmen der Messgenauigkeit mit den experimentell bestimmten Energien überein. Allerdings gingen die Elektronen mit den höchsten Energien in den ersten drei Zellen verloren. Es gilt zu beachten, dass keine räumliche Lokalisierung möglicher Emitter, wie in der vorherigen Simulation für hohe Feldgradienten, beobachtet wird.

Die Simulationen einer Struktur mit einer unglatten Feldverteilung und einem Feldemitter in der ersten Strukturzelle lassen auch die Form des Dosisleistung- und Energieverlaufs (s. Abb. 11.3 und 11.7) seitlich der Struktur erklären. In Abschn. 11.2 wurde schon erwähnt, dass die Bremsstrahlung relativistischer Elektronen stark vorwärts gerichtet ist, mit einem Öffnungswinkel von $1/\gamma$ rad. Wie die Simulationen zeigen, gehen die meisten Dunkelstromelektronen, die die Strukturwand treffen, in den ersten Zellen verloren. So kann die Bremsstrahlungsquelle innerhalb der Struktur als lokalisiert betrachtet werden. Energien dieser Elektronen liegen unter 1 MeV. Da diese Elektronen nicht hoch-relativistisch sind, gilt die einfache Formel für die Öffnungswinkel der Bremmstrahlungskeule $\vartheta \leq 1/\gamma$ nicht mehr. Dennoch bleibt die Bremsstrahlung immer noch vorwärts gerichtet [62]. Die Dosisleistung entspricht der gesamten Energie, die im Messgerät pro Zeiteinheit deponiert wird. Da die Anzahl von niederenergetischen Elektronen mit Energien unterhalb von 1 MeV deutlich größer ist als die der hochenergetischen, tragen sie am meisten zu der bei einer Feldstärke von 6.84 MV/m gemessen Dosisleistung auf dem Beschleunigerkryostaten bei. Die höchsten Energien aus den Bremsstrahlungsspektren, die mit dem Germaniumdetektor bei Feldstärken von 4.48 und 4.83 MV/m aufgenommen wurden, liegen ebenfalls unterhalb von 1 MeV. Der Detektor wurde jedoch in einem Abstand von 26 cm seitlich des Beschleunigerkryostaten positioniert und war somit doppelt so weit von der Strahlachse enfernt, wie das Dosisleistungsmessgerät. Außerdem wird bei dieser Messung der maximalen Energie nur der "hochenergetische" Teil der niederenergetischen Elektronen berücksichtigt, deren Bremsstrahlung noch stärker vorwärts gerichtet ist. So wird es verständlich, warum das Energiemaximum gegenüber dem Maximum der Dosisleistung in Beschleunigungsrichtung verschoben ist.

Somit widersprechen keine der Beobachtungen der Hypothese über eine feldunglatte Struktur mit der verstimmten ersten Zelle.

13 Zusammenfassung und Ausblick

Im zweiten Teil dieser Arbeit wurden die in der Beschleunigungsstruktur #11 (der letzten Struktur im Hauptbeschleuniger) des S-DALINAC beobachtete Feldemission sowie die Entstehung und die Eigenschaften des daraus resultierenden Dunkelstroms untersucht, mit dem Ziel diese, den Betrieb des Beschleunigers störenden Phänomene, in Zukunft vermeiden zu können. Die Untersuchungen wurden an der im Beschleunigerkryostaten installierten Struktur vorgenommen, denn ihr Ausbau eine erhebliche Ausfallzeit des Beschleunigers zur Folge gehabt hätte.

Zunächst wurde aus den durch HF Messungen bestimmten Verlauf der unbelasteten Güte in Abhängigkeit vom Beschleunigungsfeld verifiziert, dass es sich bei dem beobachteten Phänomen um Feldemission handelt. Danach wurde in einem ersten Versuch, den Emissionsort zu lokalisieren, die Dosisleistung entlang der Struktur mit einem Dosisleistungsmessgärät. Zusätzlich wurden Bremsstrahlungsspektren sowohl seitlich des Beschleunigerkryostaten mit einem Halbleiterdetektor als auch hinter der Struktur mit einem BGO-Detektor aufgenommen, um Aufschluss über die Maximalenergie der Dunkelstromelektronen und damit über ihren Entstehungsort zu erhalten.

Um die bestimmten Elektronenenergien richtig zu interpretieren und einen möglichen Emissionsort lokalisieren zu können, wurden mit einem entwickelten Simulationsprogramm numerische Berechnungen von Trajektorien der Dunkelstromelektronen in einer S–DALINAC-Struktur durchgeführt. Die in dem Simulationsprogramm verwendete Feldverteilung in der Struktur wurde mittels des Programmpakets MAFIA berechnet. Zuerst wurde das Simulationsprogramm auf eine Struktur mit einer glatten Feldverteilung angewendet. Diese Simulationen ergaben, dass die Beschleunigung der Dunkelstromelektronen auf hohe kinetische Energien (etwa die Hälfte des Beschleunigungsfeldes) in einer S–DALINAC-Struktur mit einer glatten Feldverteilung bei erreichten Feldgradienten zwischen 6 und 7 MV/m nicht möglich ist. Erst durch die Annahme einer unglatten Feldverteilung konnten die am Ende der Struktur gemessenen Elektronenenergien reproduziert werden. Die unglatte Feldverteilung, für die es die beste Übereinstimmung zwischen experimentellen Werten und Simulationergebnissen gab, wurde durch eine Verstimmung der ersten Strukturzelle um 5.4 MHz hervorgerufen. Diese Verstimmung

kann durch einen Defekt der Zellengeometrie verursacht werden. Bei dieser Feldverteilung erreichen Elektronen, die in einem schmalen Bereich mit r-Koordinaten von 18.0 bis 18.2 mm im Phasenintervall 20° bis 30° von der zweiten Iris gestartet wurden, die höchsten Energien am Ende der Struktur.

Die Richtigkeit der numerisch bestimmten unglatten Feldverteilung kann nur durch eine direkte Messung des Feldprofils der zu untersuchenden Beschleunigungsstruktur geprüft werden. Da eine solche Messung nur in einer Vorrichtung außerhalb des Beschleunigerkryostaten bei Zimmertemperatur möglich ist, ist sie für den nächsten Shutdown geplant. Wenn sich die Hypothese über die verstimmte erste Zelle durch diese Messung bestätigt, muss die Struktur auf die Feldglattheit neu abgestimmt werden. Dadurch wird die Feldemission in dieser Zelle wegen der exponentiellen Abhängigkeit des Emissionsstroms soweit unterdrückt, dass sie nicht mehr zu einer messbaren Reduktion der Güte beiträgt. Mittelfristig ist zusätzlich zum bereits im Teil I erwähnten Ausheizen der Strukturen ein Temperaturkartographiesystem geplant, um Temperaturkarten der Strukturoberfläche im neuen 2K-Testkryostaten aufzunehmen und damit Orte mit einem erhöhten Oberflächenwiderstand zu lokalisieren.

Neben den Dunkelstromuntersuchungen wurde auch die Emission von Licht untersucht, von der die Feldemission in der Beschleunigungsstruktur #11 begleitet wurde. Die Lichtquellen waren kreisförmig angeordnete Leuchtpunkte an drei verschiedenen Positionen: an der Iris zwischen der 14. und 15. Zelle, im Cut-off-Rohr und im Strahlrohr, kurz vor dem Ende des Kryomoduls. Anderseits zeigten die durchgeführten Simulationen der Elektronentrajektorien, dass sich die Feldemitter in der ersten Strukturzelle befinden sollten. Dies lässt vermuten, dass die beobachteten Leuchtpunkte nicht im Zusammenhang mit den Feldemittern stehen. Mit einem Satz von optischen Filtern und einem Photomultiplier, platziert auf dem Austrittsfenster des Strahlrohrs hinter dem Hauptbeschleuniger wurde ein Spektrum des emittierten Lichtes aufgenommen. Die Intensitätsverteilung dieses Spektrums ähnelte der von Schwarzkörperstrahlung mit einer Temperatur von ca. 1500 K. Dieser Wert ist allerdings mit einem Fehler von ca 100 K behaftet. Die gemessene Schwarzkörperstrahlung kann von kleinen Partikeln mit einem schlechten thermischen Kontakt zur Oberfläche stammen, die durch elektromagnetische Felder wahrscheinlicher aber durch auftreffende Dunkelstromelektronen auf hohe Temperaturen erhitzt werden.

Literatur

[1] C.M. Lineis, IEEE Trans. Nucl. Sci NS-28 (1981) 3445.

[2] A. Richter, *Operational Experience at the S–DALINAC*, Proc. of the 5$^{\text{th}}$ EPAC, Eds. S. Meyers, A. Pacheco, R. Pascual, C. Petit-Jean-Genaz, J. Poole, IOP Publishing, Bristol (1996) 110.

[3] A. Richter, *Der neue Freie-Elektronen-Laser in Darmstadt*, Physikalische Blätter **54** (1998) 31.

[4] M. Brunken, S. Döbert, H. Genz, H.-D. Gräf, R. Hahn, H. Loos, A. Richter, B. Schweizer, A. Stascheck, T. Wesp, *First Lasing of the Darmstadt CW Free Electron Laser*, Proc. of the 20$^{\text{th}}$ Intern. FEL Conference, Nucl. Instr. Meth. A **429** (1999) 21.

[5] "MAFIA User Manual" CST-GmbH Büdinger Strasse 2a, D-64289 Darmstad.

[6] M.T. Menzel, H.K. Stokes, *User's Guide for the POISON/SUPERFISH Group of Codes*, Accelerator Theory and Simulation Group, AT-6, Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, NM 87545, January 1987, LA-UR-87-115.

[7] H. Padamsee, J. Knobloch, and T. Hays, *RF Superconductivity for Accelerators*, John Wiley & Sons, New York (1998).

[8] W. Buckel, *Supraleitung – Grundlagen und Anwendungen*, Physik Verlag (1977).

[9] R. Eichhorn, *Optimierung des Strahltransportsystems und experimentelle Umsetzung verschiedener Methoden zur Gütemesseung am S–DALINAC*, Dissertation (1999) D17, TU Darmstadt.

[10] C. Valet, M. Boloré, B.Bonin, J.P. Charrier, B. Dailant, J. Gratadour, F. Koechlin, H. Safa, *Flux trapping in superconducting cavities*, Proc. of the 3$^{\text{rd}}$ EPAC, Eds. H. Heinke, H. Homeyer, C. Petit-Jean-Genaz, (1992) 1295.

[11] M. Brunken, H. Genz, M. Gopych, H.-D. Gräf, S. Khodyachykh, S. Kostial, U. Laier, A. Lenhardt, H. Loos, J. Mühl, M. Platz, A. Richter, S. Richter, B. Schweizer, A. Stascheck, O. Titze, S. Watzlawik, S. Döbert, *Latest Developments from the S–DALINAC*, Proc. of the 20$^{\text{th}}$ Intern. LINAC Conference, Ed. A. W. Chao, S.L. Yu, R.D. Ruth, SLAC-R-561 (2000) 152.

[12] T. Hartmann, J. Enders, P. Mohr, K. Vogt, S. Volz, A. Zilges, *Measurement of the dipole and electric quadrupole strength distribution up to 10 MeV in the doubly magic nuclei ^{40}Ca and ^{48}Ca*, Phys. Rev. Letters **85** (2000) 274.

[13] P. Mohr, C. Vogt, M. Babilon, J. Enders, T. Hartmann, C. Hutter, T. Rauscher, S. Volz, A. Zilges, *Experimental simulation of a stellar photon bath by breamsstrahlung: The astrophysical γ-process*, Phys. Lett. B **488** (2000) 127.

[14] J. Freudenberger, H. Genz, V. V. Morokhovskyi, A. Richter, V.L. Morokhovskii, U. Nething, R. Zahn and J.P.F. Sellschop, *Lineshape, linewidth and spectral density of parametric x-radiation at low electron energy in diamond*, Appl. Phys. Lett. **70** (1997) 267.

[15] V.V. Morokhovskii, *Untersuchung der parametrischen Röntgenstrahlung am S–DALINAC: spektrale Verteilung, Polarisation und Interferenz mit kohärenter Bremsstrahlung sowie Konstruktion, Bau und Test eines strahlfängers*, Dissertation (1998) D17, TU Darmstadt.

[16] H. Diesener, U. Helm, V. Huck, P. von Neumann-Cosel, C. Rangacharyulu, G. Herbert, A. Richter, G. Schrieder, A. Stascheck, A. Stiller, J. Rackebusch and J. Carter, *Excitation and decay of giant resonances in the ^{40}Ca(e,e'x) reaction*, Phys. Rev. Lett. **72** (1994) 1994.

[17] D. Schüll, J. Foh, H.-D. Gräf, H. Miska, R. Schneider, E. Spamer, H. Theissen, O. Titze and Th. Walcher, *High Resolution Electron Scattering Facility at the Darmstadt Linear Accelerator (DALINAC)* Nucl. Instr. Meth. **153** (1978) 9.

[18] S. Watzlawik, Dissertation, TU Darmstadt, in Vorbereitung.

[19] H. Weise, *Entwicklung, Aufbau und Betrieb eines Hochstrominjektors mit subharmonischem Chopper- und Prebunchersystem für den Freie-Elektronen-Laser am S–DALINAC*, Dissertation (1992) D17, TH Darmstadt.

[20] B. Schweizer, *Entwicklung von Comptondioden zur Strahlverlustdiagnose am S–DALINAC und Untersuchung thermischer Laser-Gewebe-Wechselwirkung am Freie-Elektronen-Laser*, Dissertation (1995) D17, TH Darmstadt.

[21] M. Brunken, H. Genz, H.-D. Gräf, S. Khodyachykh, H. Loos, A. Richter, D. Schweizer, *Thermal ablation studies at the S–DALINAC FEL: a 3-dimensional approach*, Proc. of the 22nd Intern. FEL Conference, Eds. V.N. Litvinenko, X.K. Wu, Nucl. Instr. Meth. **A 475** (2002) II-63.

[22] S. Khodyachykh, *Experimental Study of the FEL with a Tapered Undulator and Numerical simulations of Short Pulse Free Electron Lasers*, Dissertation (2002) D17, TU Darmstadt.

[23] S. Khodyachykh, M. Brunken, H. Genz, H.-D. Gräf, C. Hessler, A. Richter, T. Wesp, V. Asgekar, E. Saldin, E. Schneidmiller, M. Yurkov, *Observation of an FEL efficiency increase caused by magnetic field tapering of the undulator*, Phys. Rev. **E**, zur Veröffentlichung eingereicht.

[24] P. Schardt, *Mikrowellenexperimente zum chaotischen Verhalten eines supraleitenden Stadion-Billards und Enwicklung einer Einfangsektion am S–DALINAC*, Dissertation (1995) D17, TH Darmstadt.

[25] S. Döbert, R. Eichhorn, H. Genz, H.-D. Gräf, R. Hahn, T. Hampel, S. Kostial, H. Loos, M. Reichenbach, A. Richter, V. Schlott, E. Spamer, A. Stascheck, M. Thomas, O. Titze and T. Wesp, *Operational Experience at the Superconducting Electron Accelerator S-DALINAC*, Proc. 18th Int. Lin. Acc. Conf., Eds. C. Hill and M. Vretenar, Geneva, **CERN 96-07** (1996) 260.

[26] W. Beinhauer, M. Brunken, H. Genz, M. Gopych, H.-D. Gräf, T. Hartmann, M. Hertling, S. Khodyachykh, S. Kostial, U. Laier, O. Patalakha, M. Platz, A. Richter, B. Schweizer, A. Stascheck, O. Titze, S. Watzlawik, *Latest Developments from the S-DALINAC*, Proc. 10th Workshop on RF Superconductivity (2001) 594.

[27] H. Lengler, *RF Measurements with SC Cavities*, CERN/EF/3741H (1987).

[28] A. Stascheck, H.-D. Gräf, A. Richter, T. Rietdorf, E. Spamer, E. Bär, H. Wipf, *Observation and cure of severe Q-degradation of superconducting niobium cavities*, Nucl. Instr. Meth **A 321** (1992) 13.

[29] H. Alt, *Gekoppelte supraleitende Mikrowellenbillards als Modellsystem für Symmetriebrechung*, Dissertation (1998) D17, TU Darmstadt.

[30] M. Bolor*é*, B. Bonin, B. Daillant, O. Delferriere, J. Faure, S. Jaidane, E. Jacques, H. Safa *Magnetic Shielding of Superconducting Cavities*, Proc. of the 4$^{\text{th}}$ EPAC (1994) 2077.

[31] D.L. Martin, R.L. Snowdon, *Effect of temperature on magnetic shielding with Co-netic*, Rev. Sci. Inst. **46** (1975) 523.

[32] Vacuumschmelze, *Magnetische Abschirmungen*, Firmenschrift **FS-M 9** (1988).

[33] A. Mager, *Magnetic Shielding Efficiencies of Cylindrical Shells with Axis Parallel to the Field*, J.Appl.Phys **39** (1968) 1914.

[34] P. Kneisel, *Surface Preparation of Niobium* Proc. of the Workshop on RF Superconductivity, Ed. M. Kuntze, Karlsruhe, Germany (1980) 27.

[35] A. Stascheck, *Vollständige Spektroskopie einer hochliegenden Isospin-Analogresonanz in der Reaktion* $^{90}Zr(e,e'p)^{89}Y$ *und Verbesserung der unbelasteten Güten der Beschleunigungsstrukturen des S-DALINAC*, Dissertation (1996) D17, TH Darmstadt.

[36] R.W. Wood, Phys. Rev. **5** (1897) 1.

[37] R.H. Fowler, L. Nordheim, *Electron emission in intense electric fields*, Proc.Roy.Soc.London A **119** (1928) 173.

[38] R.H. Good, E.W. Müller, *Field Emission*, Handbuch der Physik XXI, Springer-Verlag, Berlin (1956) 176.

[39] W.P. Dyke, J.K. Trolan, *Field Emission: Large Current Densities, Space Charge, and the Vacuum Arc*, Phys. Rev. **89** (1953) 799.

[40] I. Brodie, *Studies of Field Emission and Electrical Breakdown betwenn Extended Nickel Surface in Vacuum*, J. of Appl.Phys **35** (1964) 2324.

[41] T. Utsumi, *Vacuum Microelectronics: What's New and Exciting*, IEEE Transactions on Electron Devices **38** (1991) 2276.

[42] M. Jimenez, R.J. Noer, G. Jouve, J. Jodet, B. Bonin, *Electron field emission from large-area cathodes: evidence for the projection model*, J. of Phys. D: Appl.Phys. **27** (1994) 1038.

[43] N. S. Xu, *Thy physical origin of prebreakdown electron pin-holes*, High Voltage Vacuum Insulation, R. V. Latham Ed., 115, Academic Press, London (1995).

[44] C. B. Duke, M. E. Alferieff, *Field emission through atoms adsorbed on a metal surface*, Journal of Chemical Physics **46** (1967) 923.

[45] U. Klein, *Untersuchung zu Feldbegrenzungsphänomenen und Oberflächenwiderständen von supraleitenden Resonatoren*, Dissertation (1995), Wuppertal.

[46] P. Bernard, G. Cavallari, E. Chiaveri, E. Haebel, H. Heinrichs, H. Lengeler, E. Picasso, V. Picciarelli, *First results on superconducting rf test cavity for LEP*, Proc. of the 11$^{\text{th}}$ International Conference on High-Energy Accelerators, Ed. W.S. Newman, Geneva, Switzerland (1980) 875.

[47] P. Kneisel, G. Müller, C. Reece, *Investigation of the surface resistance of superconducting niobium using thermometry in superfluid helium*, IEEE Transactions on Magnetics **MAG-23(2)** (1987) 1417.

[48] H. Padamsee, C. Reece, R. Noer, W. Hartung, E. Frick, R. Kahn, *Field emission studies in superconducting cavities*, Ed. E.R. Lindstrom, L.S. Taylor, Proc. of the 1987 IEEE Particle Accelerator Conference, Washington D.C., USA (1987) 1824.

[49] H. Piel *Diagnostic methods of superconducting cavities and identification of phenomena*, Proc. of the Workshop on RF Superconductivity, Ed. M. Kuntze, Karlsruhe, Germany (1980) 85.

[50] G. Müller, *Diagnostic techniques and defect classification*, Proc. of the 2$^{\text{nd}}$ Workshop on RF Superconductivity, Ed. H. Lengeler, CERN, Geneva, Switzerland (1984) 377.

[51] O.V. Bogdankevich, F.A. Nikolaev, *Methods in Bremsstrahlung Research*, Academic Press, New York and London (1966).

[52] R.E. Hurley, P.J. Dooley, *Electroluminescence produced by high electric field at the surface of copper cathodes*, J. of Phys. D: Appl.Phys. **10**(1977) L 195.

[53] R.E. Hurley, Appl.Phys. *Electrical phenomena occuring at the surface of electrically stressed metal cathodes*, J. of Phys. D:**13**(1980) 1121.

[54] Ph. Bernard, G. Cavallari, E. Chiaveri, E. Haebel, H. Heinrichs, H. Lengeler, E. Picasso, V. Piciarelli, J. Tückmantel, H. Piel, *Experiments with the CERN superconducting 500 MHz cavity*, Nucl. Instr. Meth **190** (1981) 257.

[55] T. Junquera, S. Maïssa, M. Fouaidy, A. Le Goff, B. Bonin, H. Safa, J. Tan, *Studies on field emission in rf cavities using an optical detection system*, Proc. of the Fourth EPAC, London (1994) 2203.

[56] O. Deutschbein, *Linienhafte Emission der Chromphosphore*, Annalen der Physik, 5. Folge, **14** (1932) 718.

[57] C.K. Birdsall, A.B. Langdon, *Plasma physics via computer simulation*, IOP Publishing (1991).

[58] U. Becker, *Numerische Berechnung elektromagnetischer Felder in Wechsel wirkung mit frei beweglichen Ladungen*, Dissertation (1997) D17, TU Darmstadt.

[59] J.P. Boris, *Relativistic plasma simulation-optimization of a hybrid code*, Proc. Fourth conf. Num. sim. Plasmas (1970) 3.

[60] P. Schardt, *Entwicklung und Erprobung einer Methode zur Erstellung der Feldglattheit der supraleitenden Beschleunigungsstrukturen für den S-DALINAC*, Diplomarbeit, Darmstadt (1990).

[61] T. Grundey, *Design des Injektors und Messungen an supraleitenden Resonatoren für ein 130 MeV Rezyklatron*, Dissertation (1983), Wuppertal.

[62] W. Nakel, *The Elementary Process of Bremsstrahlung*, Physics Reports **243** (1994) 317.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich herzlich bei allen bedanken, die mir bei der Fertigstellung dieser Arbeit mit Rat und Tat beigestanden haben, und ohne deren Unterstützung und Hilfsbereitschaft sie nicht zustande gekommen wäre.

An erster Stelle gilt mein Dank Herrn Professor Dr. Dr. h.c.mult. Achim Richter, der vor fünf Jahren an mich geglaubt und mit einem Stipendium eines DFG-Graduiertenkollegs zur Promotion in seiner Arbeitsgruppe aufgenommen hat. Sein großes Interesse und seine Unterstützung in jeder Hinsicht, die mich während meiner Promotion begleiteten, haben wesentlich zum Erfolg dieser Arbeit beigetragen. Außerdem danke ich für sein Engagement, das mir die Teilnahme an internationalen Konferenzen und Workshops ermöglicht hat.

Herrn Professor Dr.-Ing. Thomas Weiland danke ich nicht nur für die Übernahme des Korreferats, sondern auch für die kostenlose Benutzung der in seiner Arbeitsgruppe entwickelten Programme, die die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Simmualtionen überhaupt erst möglich gemacht haben.

Zu ganz besonderem Dank bin ich Herrn Dr. Hans-Dieter Gräf verpflichtet, der mir immer gerne mit seinem umfangreichen Wissen und seiner Erfahrung geholfen hat. Ich danke ihm für die zahlreichen Anregungen und fruchtbaren Diskussionen, die entscheidend die Lösung der gestellten Aufgabe beeinflusst haben. Außerdem bin ich ihm dankbar für das sorgfältige Durchlesen der Arbeit.

Bei Herrn Prof. Dr. Helmut Wipf bedanke ich mich für interessante Diskussionen über die Hintergründe der beobachteten Lichtemission.

Mein Dank gilt Herrn Privatdozent Dr. Peter Mohr für die große Hilfe bei den Bremsstrahluhngsmessungen und der Auswertung der aufgenommenen Spektren, sowie Herrn Dipl.-Phys. Timo Hartmann und Herrn Dipl.-Phys. Stefan Volz, für ihre ständige Hilfsbereitschaft bei der Inbetriebnahme der Strahlungsdetektoren.

Herrn Dr. Franco Laeri möchte ich für die Zurverfügungstellung des Photomultipliers und Filtersets, sowie für viele Ratschläge danken.

Bei den Kollegen aus dem Fachgebiet TEMF, Herrn Dipl.-Ing. Stefan Setzer, Herrn Dr. Rainer Cee und Herrn Dr. Wolfgang F.O. Müller bedanke ich mich

für viele Tips bei den MAFIA-Simulationen. Insbesondere Stefan gilt mein Dank für seine freundschaftliche Unterstützung und die wertvolle Hilfe bei allen Fragen und Problemen mit den Simmulationsprogrammen.

Bei meinen Kollegen aus der Beschleunigergruppe, Herrn Dr. Andreas Stascheck, Herrn Dipl.-Phys. Uli Laier, Herrn Dipl.-Phys. Steffen Watzlawik, Herrn Dipl.-Phys. Markus Platz, Herrn Dr. Stefan Kostial, Herrn Dipl.-Phys. Timo Hartmann und Herrn Dipl.-Phys. Mario Babilon möchte ich mich für die angenehme Zusammenarbeit am Beschleuniger bedanken. Besonderen Dank schulde ich Uli, dessen Ratschläge und Korrekturen eine große Hilfe beim Verfassen dieser Arbeit waren.

Herrn Dr. Frank Hofmann möchte ich für seine Hilfsbereitschaft beim Durchlesen der Arbeit und viele Tipps danken.

Herrn Dr. Otto Titze und Herrn Dipl.-Phys. Markus Platz danke ich für die Hilfe bei allen Software- und Rechnerfragen.

Vielen weiteren Mitgliedern des Instituts aus verschiedenen Arbeitsgruppen, der mechanischen und elektronischen Werkstatt und der Beschleuniger-Betriebsgruppe danke ich für Hilfe, Unterstützung und gute Arbeitsatmosphäre.

Anschließend bedanke ich mich herzlich bei meinen Eltern Petro und Raisa Gopych, und meiner lieben Frau Nelli für ihre Unterstützung und ihr Verständnis während all der Zeit.

Die vorliegende Arbeit wurde gefördert durch Mittel aus dem DFG Graduiertenkolleg 410/2-01 *„Physik und Technik von Beschleunigern“* und der DFG Forschergruppe FOR 272/2-1 *„Untersuchungen von Vielteilcheneffekten in Atomkernen mit Elektronen und Photonen am S–DALINAC und die damit verbundene Weiterentwicklung des Beschleunigers“*.

LEBENSLAUF

Mykhaylo Gopych

23. April 1975	Geboren in Kharkiv, Ukraine
1982 – 1990	Besuch der Sekundärschule Nr.1 in Pokotylivka, Ukraine
1990 – 1992	Besuch des Lyzeums für Physik und Mathematik Nr.27 in Kharkiv, Ukraine
1991 – 1997	Studium der Physik an der Nationaluniversität Kharkiv, Ukraine. Vertiefungsrichtung - Kernphysik
1995 – 1997	Studienbegleitende Ausbildung zum Offizier
1997 – 1998	Diplompraktika am *National Scientific Center* "KIPT" Kharkiv, Ukraine
Februar 1998	Abschluss des Studiums mit Diplom
1998	Wissenschaftlicher Mitarbeiter, am *National Scientific Center* "KIPT" Kharkiv, Ukraine
1998 – 2001	Stipendiat des Graduirtenkollegs "Physik und Technik von Beschleunigern " an der Technischen Universität Darmstadt
seit August 2001	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Kernphysik der Technischen Universität Darmstadt

Eidesstattliche Erklärung:

Hiermit erkläre ich, daß ich die vorliegende Dissertation selbständig verfaßt, keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel verwendet und bisher noch keinen Promotionsversuch unternommen habe.

Darmstadt, im Juli 2003