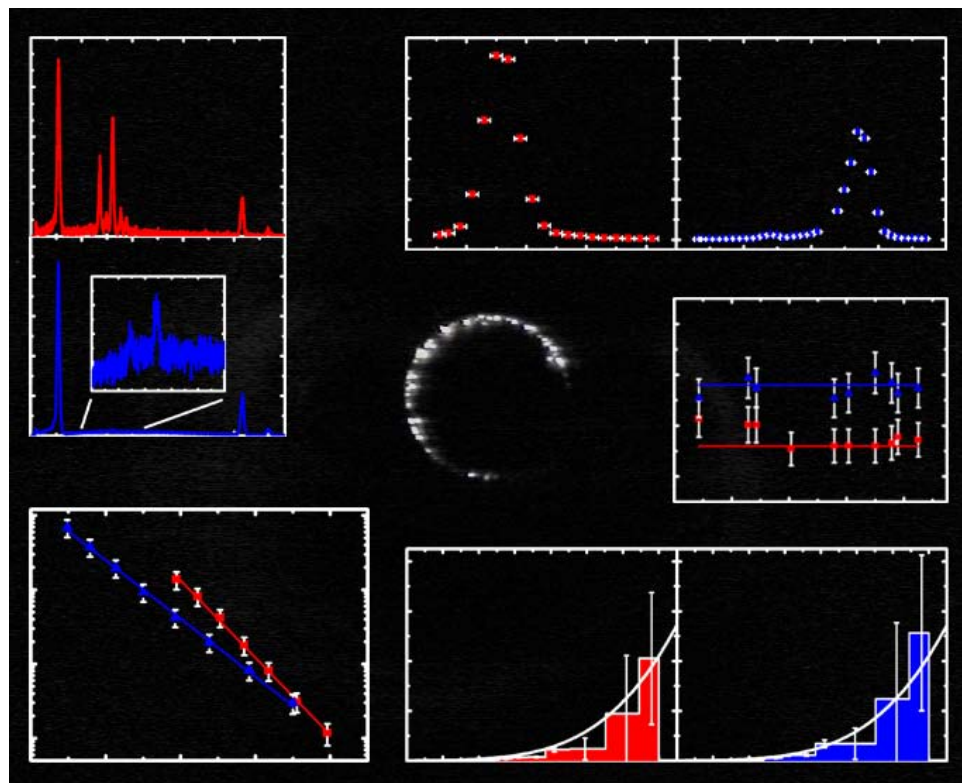


Wolfgang Bayer

**Untersuchungen zur Feldemission in
supraleitenden Beschleunigungsstrukturen des
S-DALINAC
mit Hilfe der Röntgenspektroskopie und
Vergleich mit herkömmlichen Methoden**



Cuvillier Verlag Göttingen

UNTERSUCHUNGEN ZUR FELDEMISSION IN
SUPRALEITENDEN BESCHLEUNIGUNGSSTRUKTUREN DES
S-DALINAC
MIT HILFE DER RÖNTGENSPEKTROSKOPIE
UND VERGLEICH MIT HERKÖMMLICHEN METHODEN

Vom Fachbereich Physik
der Technischen Universität Darmstadt
zur Erlangung des Grades
eines Doktors der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)
genehmigte

Dissertation

von
Wolfgang Bayer
aus Hanau

Mai 2005

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, 2005
Zugl.: Darmstadt, Univ., Diss., 2005
ISBN 3-86537-641-X

Dissertation eingereicht am 20. Mai 2005
Mündliche Prüfung am 04. Juli 2005

Prüfer

Professor Dr. rer. nat. Andreas Zilges (Referent)
Professor Dr. rer. nat. Dr. h.c. mult. Achim Richter (Korreferent)
Professor Dr. rer. nat. Robert Roth
Professor Dr. rer. nat. Thomas Walther

© CUVILLIER VERLAG, Göttingen 2005
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, 2005
Gedruckt auf säurefreiem Papier

ISBN 3-86537-641-X

Meinen Eltern und meiner Frau gewidmet.

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit Feldemission in zwei supraleitenden Beschleunigungsstrukturen des S-DALINAC-Injektors, die von der Emission von Licht im sichtbaren Bereich begleitet wurde. Erstmals in diesem Zusammenhang konnte durch den Einsatz eines Röntgendetektors im Strahlvakuum auch Emission charakteristischer Röntgenstrahlung beobachtet werden. Mit verschiedenen Methoden wurden Feldemission, Emission von Licht und Emission charakteristischer Röntgenstrahlung untersucht.

Dabei sind zunächst die Bereiche bestimmt worden, in denen die feldemittierten Elektronen wieder auf die Wand der Struktur trafen, und die, in denen sich die auf Kreisen angeordneten, Licht emittierenden Zentren befanden. Da Elektronen bei der Wechselwirkung mit Materie Bremsstrahlung emittieren, wurde zur Bestimmung des Bereiches, in dem sie auf die Wand trafen, sowohl die Dosisleistung mit handelsüblichen Dosisleistungsmessgeräten als auch die Bremsstrahlungsintensität mit einem hochreinen Germaniumdetektor entlang des Injektors gemessen. Die Licht emittierenden Zentren wurden mit einer motorgesteuerten CCD-Kamera beobachtet und ihre Position innerhalb der Struktur mit einer eigens entwickelten Methode zur Abstandsbestimmung lokalisiert. Dabei ergab sich, dass die Bereiche maximaler Dosisleistung und Bremsstrahlungsemission sowie die der Lichtemitter alle zusammenfallen.

Für die Dosisleistung, die Intensität der Bremsstrahlung und erstmals auch für die Intensität der charakteristischen Röntgenstrahlung konnte eine Fowler-Nordheim-Charakteristik nachgewiesen werden. Dabei eignete sich vor allem die Methode der Röntgenspektroskopie für eine zuverlässige Bestimmung des Feldüberhöhungsfaktors.

Neben der Beobachtung der Licht emittierenden Zentren mit einer CCD-Kamera wurden die Intensität und die spektrale Verteilung des Lichts mit einem Photomultiplier und einem Farbglasfilter-Satz untersucht. Aus diesen Messungen ergab sich, dass vermutlich Staubteilchen, die sich auf einer Irisblende in der Struktur befanden, durch dielektrische Verluste der in die Struktur eingekoppelten Hochfrequenzleistung auf ca. 1200 K erhitzt und so zur Lichtemission angeregt wurden. Die für eine Struktur durchgeführten Bahnverfolgungsrechnungen und alle übrigen Ergebnisse deuten daraufhin, dass diese glühenden Partikel auch die Quellen der Elektronenemission sein dürften.

Nach einer chemische Reinigung und dem Ausheizen bei ca. 1170 K einer Struktur wurde bei dieser bis zu einer Beschleunigungsfeldstärke von 6,5 MV/m keine Feldemission und die sie begleitende Emission von Licht und Röntgenstrahlung festgestellt.

Summary

The present work deals with field emission in two superconducting accelerating cavities of the S-DALINAC injector, which was accompanied by emission of visible light. For the first time also characteristic x-ray emission could be observed in this context with a x-ray detector which was mounted in the beam pipe. Using different experimental methods field emission, emission of light and emission of characteristic x-rays were investigated.

Thereby, regions were determined, where field-emitted electrons impinge the cavity wall and where luminous spots were located on an iris tip of each accelerating cavity. As electrons that interact with matter emit bremsstrahlung, the regions where the electrons impinge the wall were located in measurements of dose rate and intensity of bremsstrahlung along the injector. For data acquisition, a common dose-rate meter and a high purity germanium detector were used. The luminous spots were observed with a CCD camera and their positions were determined with a specially developed method. It was found that the maximum of the dose rate, the maximum of the bremsstrahlung intensity, and the position of the luminous spots were all located in the same region.

Dose rate, bremsstrahlung emission, and for the first time also x-ray emission were found to depend on the strength of the electric field like Fowler and Nordheim predicted. In that case, the spectroscopy of the characteristic x-rays was most suitable for the determination of the field enhancement factor.

In addition to the observation of the luminous spots with the CCD camera, a photomultiplier tube and a set of glass filters were used to quantify the light intensity and to investigate its spectral distribution. It was found that the light might stem from small dust particles, which were heated up to about 1200 K due to dielectric losses of the accelerating field. The electron tracking calculations that were performed for one cavity and all other results point out that these glowing particles might be the sources of electron emission, too.

After a chemical cleaning procedure, one cavity was heated up to about 1170 K. In the following investigations, field emission and the simultaneous emission of light and x-rays could not be observed anymore in that cavity up to an accelerating field strength of 6,5 MV/m.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Physikalische Grundlagen	3
2.1	Hochfrequenz-Beschleunigung	3
2.2	Grundlagen der Feldemission	5
2.2.1	Theorie der Feldemission	6
2.2.2	Modelle zur Charakterisierung von Feldemittern	8
2.2.3	Modelle zur Erklärung der Emission von Licht	10
2.3	Wechselwirkung von Elektronen mit Materie	11
2.3.1	Energieverlust von Elektronen durch Streuprozesse	12
2.3.2	Energieverlust von Elektronen durch Emission von Bremsstrahlung	13
2.4	Charakteristische Röntgenstrahlung	15
3	S-DALINAC	19
4	Experimentelle Methoden	25
4.1	Experimente am Injektor des S-DALINAC	25
4.1.1	Eichung der Beschleunigungsfeldstärken	27
4.1.2	Beobachtung von Lichtemission mit einer CCD-Kamera	29
4.1.3	Messung der Dosisleistung	31
4.1.4	Experimenteller Aufbau zur γ -Spektroskopie	32
4.1.5	Röntgenspektroskopie mit einem AXAS ^{MCA} -Detektor	34
4.1.6	Optische Messungen mit einem Photomultiplier	39

5	Ergebnisse	43
5.1	Beobachtungen mit einer CCD-Kamera	43
5.2	Dosisleistungsmessungen entlang des Injektors	49
5.3	γ -Spektroskopie mit einem HPGe-Detektor entlang des Injektors	52
5.4	Röntgenemission	58
5.5	Optische Messungen mit einem Photomultiplier	68
5.6	Auswirkung von Reinigungsprozeduren	73
6	Simulationsrechnungen	79
6.1	GEANT4-Rechnungen	79
6.2	Bahnverfolgungsrechnungen	83
7	Zusammenfassung und Ausblick	89
A	Technische Details	101
A.1	Montage des AXAS ^{MCA} -Detektors	101
A.2	Details des AXAS ^{MCA} -Detektors	102

Abbildungsverzeichnis

2.1	Qualitative Darstellung der Feldverteilung der π -Mode	4
2.2	Schematische Darstellung des Potenzialverlaufs bei der Feldemission eines Elektrons	6
2.3	Schematische Darstellung des Potenzialverlaufs bei vorhandenen Adsorbaten	9
2.4	Energieverlust von Elektronen in Niob	14
2.5	Schematische Darstellung des atomaren Energie-Niveauschemas in der Röntgenspektroskopie	16
2.6	Röntgenfluoreszenz-Ausbeute	17
2.7	Ionisationswirkungsquerschnitte für Niob	17
3.1	Schematische Übersicht des S-DALINAC	20
3.2	Fotografie einer 20-zelligen Beschleunigungsstruktur	22
3.3	Energiegewinn in der fünfzelligen Beschleunigungsstruktur (1)	23
4.1	Überblick über den Injektor des S-DALINAC	26
4.2	Energiegewinn in der fünfzelligen Beschleunigungsstruktur (2)	28
4.3	CCD-Kamera zur Beobachtung der Lichtemission	30
4.4	Abstandsbestimmung mit Hilfe einer CCD-Kamera	30
4.5	Experimenteller Aufbau zur Dosisleistungsmessung	31
4.6	Experimenteller Aufbau zur γ -Spektroskopie	33
4.7	Effizienz des HPGe-Detektor	33
4.8	Experimenteller Aufbau zur Röntgenspektroskopie	35
4.9	Spektrum einer ^{55}Fe -Quelle	37
4.10	Effizienz des eingesetzten AXAS ^{MCA} -Detektors	38
4.11	Photomultiplier zur quantitativen Analyse der Lichtemission	40
4.12	Effizienz und Sensitivität des Photomultipliers	40
5.1	Lichtemission am 22.06.2004	44

5.2	Lichtemission am 27.09.2004	45
5.3	Mögliche Positionen von Lichtemittern	46
5.4	Bereich der Lichtemission am Beispiel von Struktur #2	48
5.5	Verteilung der Dosisleistung entlang des Injektors	49
5.6	Fowler–Nordheim–Verhalten der Dosisleistung	51
5.7	Spektren der emittierten Bremsstrahlung	53
5.8	Untergroundspektrum der γ -Spektroskopie	54
5.9	Intensitätsverteilung der Bremsstrahlung entlang des Injektors	55
5.10	Abhängigkeit des anhand der Bremsstrahlungsemission bestimmten Feldemissionsstroms vom Beschleunigungsfeld	57
5.11	Spektren der von Struktur #1 und #2 emittierten Röntgenstrahlung	59
5.12	Blick durch die Struktur #1	61
5.13	Abhängigkeit des Feldemissionsstroms von der Beschleunigungsfeldstärke	64
5.14	Zeitliche Veränderungen der Röntgenemission	65
5.15	Zeitlicher Verlauf der ausgekoppelten Leistung	65
5.16	Schwellenwerte der Beschleunigungsfeldstärke bei einsetzender Lichtemission	68
5.17	Verteilung der spektralen Energiedichte des emittierten Lichts	70
5.18	Lichtemission in Abhängigkeit der Beschleunigungsfeldstärke	72
5.19	Zeitlicher Verlauf der Lichtemission	73
5.20	Oberflächenbeschaffenheit eines Teils einer Iris	74
5.21	Gemessene Feldverteilung von Struktur #1	75
5.22	Lichtemission in Struktur #2 nach der Wartungsphase	76
6.1	Schematische Darstellung der in GEANT4 simulierten Geometrie	80
6.2	Vergleich von simulierten Bremsstrahlungsspektren mit verschiedenen Energieverteilungen der Elektronen	81
6.3	Vergleich der Bremsstrahlungsemission in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung	82
6.4	Verteilung der Wichtungsfaktoren zur Reproduktion des gemessenen Spektrums	83
6.5	Mit MAFIA berechnete und mit den Amplitudenverhältnissen gefaltete Feldverteilung von Struktur #1	85
6.6	Schematische Darstellung einer Iris	86

A.1	Justage der Strahlrohre und des AXAS ^{MCA} -Detektors	101
A.2	Das Röntgen-Detektorsystem AXAS ^{MCA}	103
A.3	Schematische Darstellung der Seitwärtsdepletierung	104
A.4	Schematische Darstellung des Silizium-Drift-Detektors	105

Tabellenverzeichnis

3.1	Designparameter der supraleitenden Beschleunigungsstrukturen	22
4.1	Relevante Abstände am Injektor des S-DALINAC	27
4.2	Herstellerangaben zum verwendeten AXAS ^{MCA} -Detektor	35
4.3	Übersicht der zur Effizienz-Eichung verwendeten Röntgenquellen	36
4.4	Sensitivitätswerte für die spektrale Analyse	41
5.1	Abstände der Licht emittierenden Bereiche zu den Einkopplern	47
5.2	Übersicht über die Abstände der Bereiche der Lichtemission, der maximalen Dosisleistung und Bremsstrahlungsemission	56
5.3	Materialien der einzelnen Kryostatwände	56
5.4	Beobachtete Röntgenübergänge und deren Zählraten	60
5.5	Übersicht über die ermittelten Fowler-Nordheim-Koeffizienten	67
5.6	Überblick über die Schwellenwerte der Beschleunigungsfeldstärken bei den verschiedenen Methoden	69
6.1	Simulationsergebnisse für den Wirkungsquerschnitt zur Erzeugung von Bremsstrahlung in Niob	80
6.2	Energien von Elektronen beim Auftreffen auf die Strukturwand	87

Kapitel 1

Einleitung

Für Experimente in der Kern- und Teilchenphysik ist es notwendig, Elektronen, Protonen, α -Teilchen oder auch schwere Ionen wie z. B. Kohlenstoff oder Uran zu beschleunigen. Hierfür werden in modernen Beschleunigern fast ausschließlich von Hochfrequenzfeldern getriebene Hohlraumresonatoren, auch Kavitäten oder Strukturen genannt, eingesetzt. Dadurch ist es möglich, effizient Energie an die zu beschleunigenden Teilchen zu übertragen. So konnten z. B. Elektronen am CERN mit dem LEP-Beschleuniger bis zu einer Endenergie von 104 GeV beschleunigt werden [Hüb04].

Um diese Energien möglichst kostengünstig zu erreichen, ist es notwendig, Beschleunigungskavitäten herzustellen, die mit hohen Beschleunigungsfeldern betrieben werden können. So wird z. B. von der TESLA Collaboration an einer Struktur gearbeitet, die mit bis zu 35 MV/m betrieben werden soll [Lil04]. Dabei gibt es mehrere Effekte, die das Erreichen solch hoher Feldstärken erschweren, einer davon ist die Emission von Elektronen an den Stellen einer Kavität, wo bauartbedingt an der Oberfläche Spitzenfeldstärken vorliegen, die weitaus größer sind als die Beschleunigungsfeldstärke entlang der Strahlachse. Durch diesen als Feldemission bezeichneten Effekt geht ein Teil der Hochfrequenzleistung verloren, der sonst für die Beschleunigung von Teilchen zur Verfügung stünde.

Schon im Jahre 1928 wurde Feldemission im Fall statischer Felder von Fowler und Nordheim [Fow28] theoretisch beschrieben, ihre Ergebnisse konnten von Dyke und Trolan [Dyk53] in Spitzenentladungsexperimenten bestätigt werden. Erst mit der Entwicklung insbesondere von supraleitenden Hochfrequenz-Beschleunigungskavitäten wurde Feldemission in Wechselfeldern untersucht. Bei den durchgeführten Experimenten wurden hauptsächlich Prototyp-Kavitäten verwendet, die in speziellen Testständen montiert waren, so dass die Verteilung der Temperatur und der Bremsstrahlung an der Oberfläche der Kavitäten bestimmt und so Feldemitter lokalisiert werden konnten [Ber81, Gra94]. Um die Emitter selbst genauer zu erforschen, wurden zum einen Oberflächenproben von Strukturen mit der Methode der Rasterelektronenmikroskopie und der Röntgenfluoreszenzanalyse untersucht. Eine Übersicht der dabei erhaltenen Ergebnisse wird von [Pad98] gegeben. Zum anderen wurden in Strukturen gezielt Verunreinigungen eingebracht und die Feldemissionsströme sowie das von diesen Verunreinigungen emittierte Licht im sichtbaren Bereich zwischen 400 nm und 750 nm in Abhängigkeit der Größe und des Materials der Partikel untersucht [Jun96].

Durch die Anwendung folgender Methoden kann Feldemission in Beschleunigungskavitäten reduziert werden. Kleinere Verunreinigungen können durch kurzzeitigen Betrieb der Struktur bei Feldstärken, die größer sind als die bei stabilem Betrieb maximal mögliche Feldstärke, evaporisiert werden. Um auch größere Partikel zu entfernen, eignen sich verschiedene chemische Reinigungsverfahren und eine Wärmebehandlung in speziellen Hochvakuumöfen [Lil04].

Am S-DALINAC wurde von [Gop05] Feldemission in einer 20-zelligen Beschleunigungsstruktur des Hauptbeschleunigers untersucht. Dabei kamen mehrere in situ Verfahren zur Anwendung, um die Position der Emitter zu bestimmen und die ebenfalls beobachtete Emission von Licht zu untersuchen. Anhand von Bahnverfolgungsrechnungen, die der Interpretation der experimentellen Ergebnisse diente, wurden deutliche Hinweise dafür erhalten, dass die Emission von Elektronen durch eine Verstimmung der ersten Zelle der Struktur induziert wurde, und dass Staubpartikel an zwei Positionen innerhalb der Struktur durch diese Elektronen bis zur Emission von Licht aufgeheizt wurden.

Im Verlauf von Messungen im Rahmen eines physikalischen Experimentes am Injektor des S-DALINAC wurde eine intensive Emission charakteristischer Röntgenstrahlung des Niobs innerhalb des Strahlrohres beobachtet. Da hierbei keine Elektronen aus der Kanone in den Injektor gelangten, deutete dies darauf hin, dass in den Strukturen des Injektors Elektronen auf Grund von Feldemission Niob-Atome ionisieren und dies zur Emission charakteristischer Röntgenstrahlung führte.

Infolge dieser Beobachtungen wurde im Rahmen der vorliegenden Dissertation Feldemission und Emission charakteristischer Röntgenstrahlung in Beschleunigungsstrukturen des S-DALINAC-Injektors systematisch untersucht und zueinander in Bezug gesetzt. Da die entsprechenden Strukturen auf Grund des Betriebs des Beschleunigers nicht in einem separaten Testkryostaten untersucht werden konnten, mussten in situ anwendbare Methoden genutzt werden, um die Feldemission in diesen Kavitäten zu untersuchen. Zur Ortsbestimmung der Feldemitter und der ebenfalls beobachteten Licht emittierenden Zentren wurden wie bei [Gop05] die Messung der Dosisleistung und Bremsstrahlungsemission entlang des Injektors sowie eine CCD-Kamera genutzt, wobei die zwei letzteren Methoden verfeinert wurden. Außerdem wurde zum ersten Mal die Emission charakteristischer Röntgenstrahlung in Bezug auf Feldemission systematisch untersucht.

In Kap. 2 werden die Grundlagen der Hochfrequenzbeschleunigung, die Theorie der Feldemission und die Wechselwirkung von Elektronen mit Materie, soweit sie für die Erklärung der beobachteten Effekte relevant ist, behandelt. Das Kapitel schließt mit einer Übersicht der in dieser Arbeit gebrauchten Nomenklatur zur Beschreibung charakteristischer Röntgenstrahlung. In Kap. 3 werden der S-DALINAC und die zur Beschleunigung der Elektronen eingesetzten Kavitäten beschrieben. Die experimentellen Methoden und wichtige Kenndaten der verwendeten Messapparaturen werden in Kap. 4 dargestellt. In Kap. 5 werden die Ergebnisse diskutiert und in Kap. 6 in Bezug zu Simulationsrechnungen gesetzt. Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung und einem Ausblick in Kap. 7.

Kapitel 2

Physikalische Grundlagen

In diesem Kapitel wird zunächst die Beschleunigung von elektrisch geladenen Teilchen in hochfrequenten Beschleunigungsfeldern behandelt. Danach werden die Grundlagen der Feldemission dargestellt, wobei auf verschiedene Modelle zur Charakterisierung der Feldemitter eingegangen wird. Da viele der beobachteten Phänomene ihre Ursache darin haben, dass feldemittierte Elektronen auf Materie treffen, wird im Anschluss die Wechselwirkung von Elektronen mit Materie erörtert. Das Kapitel schließt mit einem Überblick über die Entstehung von Röntgenstrahlung und der in dieser Arbeit verwendeten Nomenklatur.

2.1 Hochfrequenz–Beschleunigung

Eine Beschleunigungskavität besteht aus mehreren Einzelresonatoren, sogenannten Zellen, die aneinandergereiht werden. An den beiden Endzellen schließen sich Cut-off-Rohre an, um den Anschluss an einen Koppler oder eine andere Struktur zu ermöglichen. Um resonante Emission von Elektronen aus der Stuktueroberfläche (Multipacting) zu vermeiden, werden für supraleitende Kavitäten Zellen mit einem elliptischen Querschnitt verwendet (vgl. Abb. 2.1).

Die Ausbreitung von Hochfrequenzfeldern mit der elektrischen Komponente \vec{E} und der magnetischen Komponente \vec{H} in einer Beschleunigungsstruktur wird durch die allgemeine Wellengleichung beschrieben [Pad98]

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

Das elektrische Feld steht senkrecht auf der Wand der Kavität; das Magnetfeld verläuft jedoch parallel dazu. Dies führt zu den folgenden Randbedingungen

$$\begin{aligned} \vec{n} \times \vec{E} &= 0, \\ \vec{n} \cdot \vec{H} &= 0, \end{aligned} \quad (2.2)$$

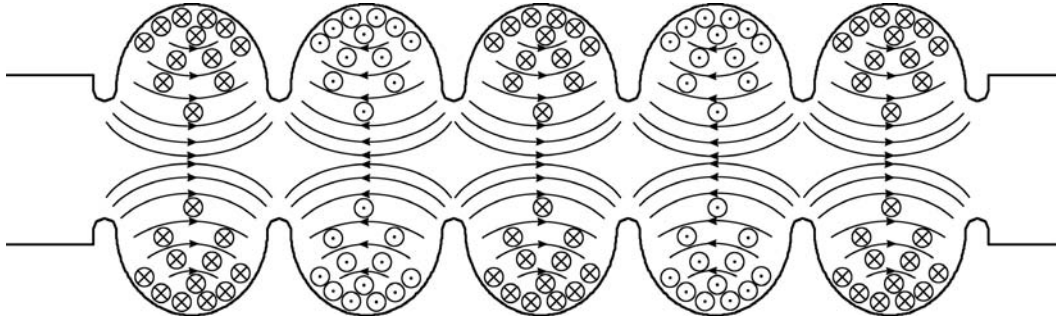


Abb. 2.1: Qualitative Darstellung der Feldverteilung der π -Mode des TM_{010} Passbandes für eine fünfzellige Beschleunigungsstruktur [Gop03].

wobei \vec{n} den Normaleneinheitsvektor der Innenfläche der Struktur darstellt. Die angeregten elektrischen und magnetischen Felder können durch

$$\begin{aligned}\vec{E}(\vec{x}, t) &= \vec{E}(r, \theta) \exp(ikz - i\omega t) \\ \vec{H}(\vec{x}, t) &= \vec{H}(r, \theta) \exp(ikz - i\omega t)\end{aligned}\tag{2.3}$$

beschrieben werden, wobei r , θ und z Zylinderkoordinaten darstellen. Für ω gilt mit der Frequenz ν des Beschleunigungsfeldes $\omega = 2\pi\nu$. Das Lösen der Eigenwertgleichung (2.1) unter Berücksichtigung der Randbedingungen (2.2) für die Felder (2.3) ergibt zwei unterschiedliche Sätze von Eigenmoden und Eigenwerten, die als transversale magnetische (TM) Moden und transversale elektrische (TE) Moden bezeichnet werden. Im Fall der TM Moden existiert ein elektrisches Feld entlang der z -Achse, während das Magnetfeld nur transversale Komponenten besitzt, für TE Moden ist es umgekehrt. Daher sind nur die TM Moden geeignet, geladene Teilchen zu beschleunigen.

Um die Vielzahl von TM Moden näher zu spezifizieren, wird jede Mode mit m , n und p indiziert, so dass eine Mode mit TM_{mnp} bezeichnet wird. Die Indizes m , n und p sind ganze Zahlen, die die Anzahl der Vorzeichenwechsel der z -Komponente des elektrischen Feldes E_z entsprechend in Richtung r , θ und z angeben. Für die Teilchenbeschleunigung kommen nur die TM_{0np} Moden, die sogenannten Monopol-Moden, in Frage. Moden mit $m > 0$ eignen sich nicht, da auf der Achse Felder auftreten, die geladene Teilchen nicht nur entlang der z -Achse beschleunigen. Im Normalfall wird die TM_{010} Mode verwendet, da sie von allen TM_{0np} Moden die niedrigste Resonanzfrequenz besitzt.

Eine Beschleunigungsstruktur mit N Zellen kann in der TM_{010} Mode nicht nur mit einer Frequenz zum Schwingen angeregt werden, sondern mit N verschiedenen. Diese werden als Passband der TM_{010} Mode bezeichnet. Die effizienteste Beschleunigung von geladenen Teilchen wird dadurch erreicht, dass ihr Impulszuwachs in jeder Zelle gleich ist. Realisiert werden kann das, indem sich das elektrische Feld von Zelle zu Zelle um eine Phase $\varphi = \pi$ unterscheidet. Daher wird diese Mode als π -Mode bezeichnet. Dies ist am Bei-

spiel einer 5-zelligen Struktur des S-DALINAC (**S**uperconducting **D**Armstadt **L**INear **A**Ccelerator) in Abb. 2.1 verdeutlicht.

Neben anderen ist die Beschleunigungsfeldstärke E_{acc} ein wichtiger Parameter einer Beschleunigungsstruktur. Diese ist durch die Beschleunigungsspannung U_{acc} bestimmt, welche für ein relativistisches Teilchen, das in einer Struktur phasenrichtig beschleunigt wird, nach [Pad98] durch den Quotienten des maximal möglichen Energiegewinns des Elektrons und der Elementarladung e definiert ist. Diese Beschleunigungsspannung berechnet sich aus

$$U_{\text{acc}} = \left| \int_0^d E_z(\rho = 0, z) e^{i2\pi\nu z/c} dz \right|, \quad (2.4)$$

mit der Frequenz ν der Beschleunigungsmode und der felderfüllten Länge d der Struktur. Das Beschleunigungsfeld ergibt sich dann aus dem Quotienten

$$E_{\text{acc}} = \frac{U_{\text{acc}}}{d}. \quad (2.5)$$

Experimentell zugänglich ist das Beschleunigungsfeld über den Energiegewinn ΔE_{kin} , den ein relativistisches Teilchen mit der Ladung (Ze) beim Passieren einer Beschleunigungskavität erfährt. Dann gilt

$$E_{\text{acc}} = \frac{\Delta E_{\text{kin}}}{(Ze)d} \quad \text{für } \beta_{\text{Teilchen}} \approx 1. \quad (2.6)$$

Handelt es sich um ein nicht relativistisches Teilchen, kann mit Gl. (2.6) das Beschleunigungsfeld im Sinne der obigen Definition nicht bestimmt werden. Der Term auf der rechten Seite von Gl. (2.6) stellt dann vielmehr eine effektive Beschleunigungsfeldstärke

$$E_{\text{eff,acc}} = \frac{\Delta E_{\text{kin}}}{(Ze)d} \neq E_{\text{acc}} \quad \text{für } \beta_{\text{Teilchen}} < 1 \quad (2.7)$$

dar. Dies hat zur Folge, dass sich bei der Auftragung des Energiegewinns ΔE_{kin} über der Beschleunigungsfeldstärke E_{acc} nicht wie im relativistischen Fall ein linearer Zusammenhang ergibt.

2.2 Grundlagen der Feldemission

In diesem Abschnitt werden die theoretischen Grundlagen der Feldemission behandelt und Modelle zur Charakterisierung von Feldemittern vorgestellt.

Im Zusammenhang mit Feldemission wird oft auch die Emission von Licht im sichtbaren Bereich beobachtet. In der Literatur [Ber81, Del99, Jun95] wird berichtet, dass es sich um Verunreinigungen an Strukturwänden handelt, die entweder durch feldemittierte Elektronen oder Verluste der Hochfrequenzleistung bis zum Glühen aufgeheizt werden. Ein Modell wird erläutert, das Letzteres beschreibt.

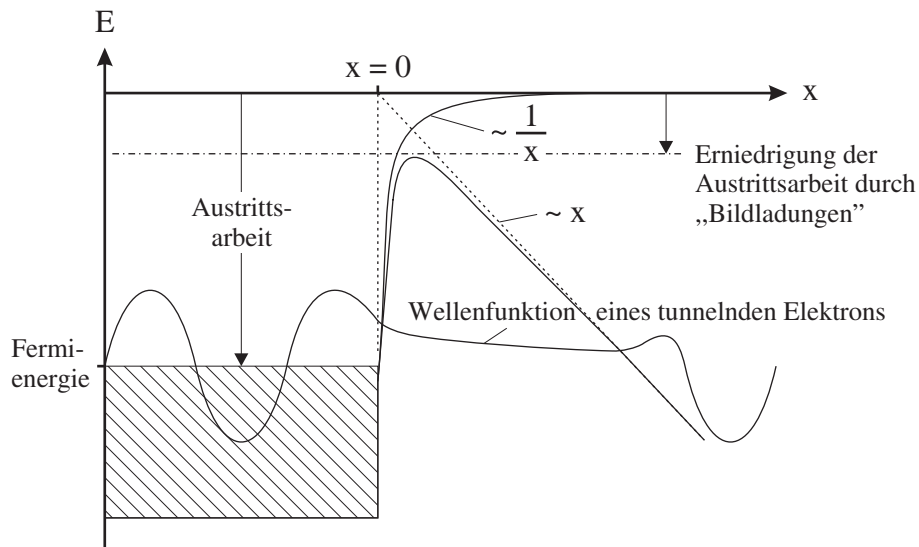


Abb. 2.2: Schematische Darstellung des Potenzialverlaufs einer metallischen Oberfläche nach [Pad98], an der ein elektrisches Feld anliegt. Ein Elektron kann den dadurch entstehenden Potenzialwall durchtunneln und aus der Metalloberfläche austreten. Eine detailliertere Beschreibung findet sich im Text.

2.2.1 Theorie der Feldemission

Unter normalen Bedingungen werden Elektronen in einem Metall durch einen Potenzialwall am Verlassen des Metalls gehindert. Nur durch Zufuhr von Wärme oder Bestrahlung mit Photonen ist es möglich, Emission von Elektronen aus einer Metalloberfläche zu induzieren. Ist jedoch der Potenzialwall schmal genug, besteht eine Wahrscheinlichkeit größer als Null, dass ein Elektron diesen durchtunneln kann.

Wirkt auf die Oberfläche des Metalls ein elektrisches Feld E , spüren die Elektronen ein zusätzliches Potenzial

$$V_1(x) = -eEx. \quad (2.8)$$

Durch die Leitfähigkeit der Metalloberfläche kommt eine weitere Kraft hinzu, die durch das Potenzial einer positiven „Bildladung“

$$V_2(x) = -\frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 x} \quad (2.9)$$

beschrieben werden kann [Pad98]. Die Elektronen im Metall erfahren insgesamt ein zusätzliches Potenzial $V(x)$, das sich aus der Summe von $V_1(x)$ und $V_2(x)$ zusammensetzt. Dadurch ergibt sich, wie in Abb. 2.2 gezeigt, ein dreiecksförmiger Potenzialverlauf, den Elektronen effektiv durchtunneln können.

Im Fall statischer Felder konnten Fowler und Nordheim in ihrer Arbeit zeigen [Fow28], dass der Strom I_{stat} feldemittierter Elektronen gegeben ist durch

$$I_{\text{stat}}(E) = A_{\text{em}} \frac{A_{\text{FN}} E^2}{\phi t^2(y)} \exp\left(-\frac{B_{\text{FN}} \phi^{3/2} v(y)}{E}\right), \quad (2.10)$$

wobei sich die Einheit von I_{stat} zu A ergibt, wenn die elektrische Feldstärke E in MV/m, die effektive Elektronen emittierende Fläche A_{em} in m^2 und die Auslösearbeit ϕ in eV eingesetzt werden. Für die Konstanten A_{FN} und B_{FN} sowie für die Variable y gilt dabei $A_{\text{FN}} = 1,54 \cdot 10^6$, $B_{\text{FN}} = 6,83 \cdot 10^3$ und

$$y = \sqrt{\frac{eE}{4\pi\epsilon_0\phi^2}}. \quad (2.11)$$

Die Funktionen $t(y)$ und $v(y)$ sind die sogenannten Nordheim-Funktionen, die den Einfluss von Bildladungen berücksichtigen. Nach [Goo56] nehmen diese Funktionen für die in dieser Arbeit betrachteten Beschleunigungsfeldstärken die Werte $t(y) = 1$ und $v(y) = 1$ an, d. h. Bildladungseffekte spielen hier keine Rolle.

Mit Gl. (2.10) kann nur Feldemission von sehr reinen und glatten Oberflächen gut beschrieben werden. Um auch Feldemission von weniger reinen und glatten Oberflächen charakterisieren zu können, ist das an die Oberfläche angelegte elektrische Feld E in den Gln. (2.10) und (2.11) durch das lokale elektrische Feld

$$E_{\text{lokal}} = \beta_{\text{FN}} E \quad (2.12)$$

zu ersetzen, welches um den Feldüberhöhungsfaktor β_{FN} mit $\beta_{\text{FN}} \geq 1$ größer ist. Dieser Sachverhalt wurde schon von [Fow28] angedeutet und konnte von [Dyk53] nachgewiesen werden.

Im Fall hochfrequenter Wechselfelder, wie sie für den Betrieb von Beschleunigungsstrukturen eingesetzt werden, ist Gl. (2.10) über eine Periode des elektrischen Feldes zu mitteln. Unter Berücksichtigung von Gl. (2.12) ergibt sich der Strom der feldemittierten Elektronen $I_{\text{hf}}(E)$ ohne Bildladungskorrektur nach [Kle81] analog zu Gl. (2.10) zu

$$I_{\text{hf}}(E) = \frac{k(\beta_{\text{FN}} E_{\text{peak}}, \phi)}{\sqrt{\pi \phi^{3/2} B_{\text{FN}}}} \frac{A_{\text{em}} A_{\text{FN}} (\beta_{\text{FN}} E_{\text{peak}})^{5/2}}{\phi} \cdot \exp\left(-\frac{B_{\text{FN}} \phi^{3/2}}{\beta_{\text{FN}} E_{\text{peak}}}\right). \quad (2.13)$$

Die Funktion $k(\beta_{\text{FN}} E_{\text{peak}}, \phi)$ ist eine dimensionslose Korrekturfunktion, die für Niob mit $\phi_{\text{Nb}} = 4,3$ eV einen Wert von $k(\beta_{\text{FN}} E_{\text{peak}}, 4,3 \text{ eV}) \approx 0,8$ annimmt. Mit E_{peak} ist die maximal in der Struktur auftretende Feldstärke bezeichnet.

2.2.2 Modelle zur Charakterisierung von Feldemittern

In vielen Experimenten mit hochfrequenten als auch statischen Feldern wurde Feldemission experimentell untersucht. Ein allgemeines Ergebnis besteht darin, dass Feldemitter in Form von Partikeln, die sich auf der Strukturoberfläche befinden, eine rauhe und zackige Oberfläche besitzen [Pad98]. Bei Teilchen mit einer glatten Oberfläche und sphärischer Geometrie wurden keine oder nur sehr wenige feldemittierte Elektronen festgestellt. Im Rahmen der oben genannten Untersuchungen sind Modelle zur Charakterisierung von Feldemittern entwickelt worden, die nun kurz vorgestellt werden. Eine ausführlichere Darstellung gibt [Pad98].

Das *Tip-on-Tip* Modell

Das Tip-on-Tip (Zacke an Zacke) Modell geht davon aus, dass jedes Partikel zu einer lokalen Felderhöhung um einen Faktor β_1 führt. Aber erst aus der Oberfläche des Partikels herausragende Zacken führen zu einer weiteren Felderhöhung um β_2 , so dass der gesamte Feldüberhöhungsfaktor $\beta_{\text{FN}} = \beta_1 \cdot \beta_2$ groß genug ist und Feldemission möglich wird. In diesem Modell können auch die beobachteten Schwankungen der Feldemissionsströme dadurch erklärt werden, dass z. B. eine der Zacken schmilzt und glatt wird. Dadurch wird der gesamte Feldüberhöhungsfaktor erniedrigt.

Außerdem wurde beobachtet, dass ungeladene Metallspäne sich im Hochfrequenzfeld so ausrichten, dass ihre längste Achse senkrecht zur Strukturwand steht. Dies führt dann ebenfalls dazu, dass ab einer bestimmten Feldstärke Feldemission einsetzt.

Das *MIV* und *MIM* Modell

Im Metall-Isolator-Vakuum (MIV) Modell wird angenommen, dass sich auf der Strukturoberfläche eine dünne isolierende Schicht befindet. Diese kann z. B. bei einer Niobkavität aus Nioboxid (Nb_2O_5) bestehen. Durch diese Schicht wird das Potenzial herabgesetzt und Elektronen können leichter aus der Kavitätsoberfläche ausgelöst werden. Sie gelangen in den Isolator, wo sie durch das eindringende Feld beschleunigt und schließlich in das Vakuum emittiert werden.

Ein metallisches Partikel, das sich auf der isolierenden Schicht befindet (Metall-Isolator-Metall (MIM) Modell), verstärkt diesen Effekt. Der Metallspan wirkt wie eine Antenne und sorgt für eine beträchtliche Felderhöhung über den Isolator hinweg. Die Elektronen, die aus der Strukturwand in den Isolator gelangen, werden deshalb stärker als im MIV Modell beschleunigt.

Die Verteilung der Energie der emittierten Elektronen unterscheidet sich in beiden Fällen von der im Tip-on-Tip Modell, da die Elektronen im Isolator auch gleichzeitig wieder abgebremst werden. Die Dichte des Emissionsstroms berechnet sich wie bei der thermischen

Emission nach dem Richardson–Dushman–Gesetz [Pad98]

$$I(T_e) = \alpha A_T T_e^2 \exp\left(-\frac{e\chi_{EA}}{k_B T_e}\right), \quad (2.14)$$

mit $\alpha = 1,2 \cdot 10^6 \text{ Am}^{-2}\text{K}^{-2}$, der emittierenden Fläche A_T , der Boltzmann–Konstanten k_B und der Elektronen–Affinität χ_{EA} des Isolators. Für die Temperatur der Elektronen gilt

$$T_e = \frac{2ed}{3k_B\epsilon_r} E, \quad (2.15)$$

wobei d die Schichtdicke des Isolators, ϵ_r seine Dielektrizitätskonstante und E das elektrische Feld sind. Es ergibt sich ein Zusammenhang zwischen I und E ähnlich wie in der Fowler–Nordheim–Gleichung (2.10), jedoch wird der Feldüberhöhungsfaktor β_{FN} durch die Eigenschaften der isolierenden Schicht bestimmt. Wie auch Gl. (2.10) ist Gl. (2.14) für hochfrequente Wechselfelder noch über eine Periode zu mitteln.

Das Modell der kondensierten Gase

In supraleitenden Beschleunigungsstrukturen können Restgase ausfrieren und sich an den Strukturwänden niederschlagen. Dadurch kann Feldemission an Partikeln einsetzen, die vorher keine Elektronen emittiert haben. Ob bei beobachteter Feldemission dies tatsächlich der Grund ist, kann durch Aufwärmen auf Raumtemperatur und erneutes

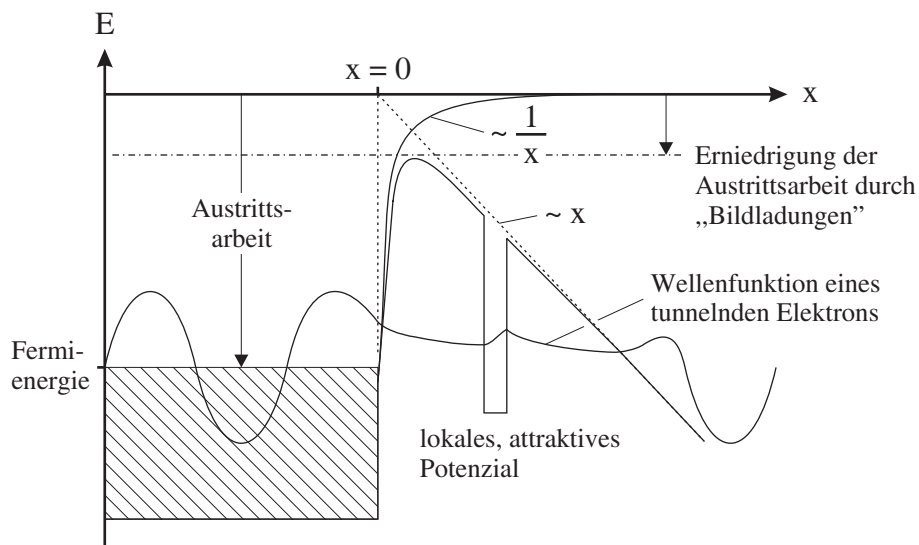


Abb. 2.3: Schematische Darstellung des Potenzialverlaufs bei vorhandenen Adsorbaten nach [Pad98], durch die ein zusätzliches, attraktives Potenzial im Potentialwall entsteht. Dies erhöht die Tunnelwahrscheinlichkeit für Elektronen.

Abkühlen überprüft werden. Nach einem solchen Zyklus werden an Stellen, an denen sich Adsorbate angelagert hatten, keine Elektronen mehr emittiert. Theoretisch erklärt wird diese Art der Feldemission dadurch, dass die Anlagerung von einem Atom zu einem attraktiven Potenzial in der dreiecksförmigen Potenzialbarriere führt (s. Abb. 2.3). Eine wesentliche Erhöhung der Tunnelwahrscheinlichkeit ist die Folge. Dabei ändert sich der Feldüberhöhungsfaktor β_{FN} nicht, sondern nur die Fläche A_{em} . Dieser Prozess wird in der Literatur auch als „resonant tunneling“ bezeichnet.

2.2.3 Modelle zur Erklärung der Emission von Licht

Im Zusammenhang mit Feldemission wird auch von Lichtemission berichtet [Ber81, Del99, Gop05, Jun95]. Es handelt sich dabei um kleine Partikel, die zum Glühen gebracht werden. Es gibt zwei Möglichkeiten, wie sie durch Feldemission erhitzt werden können. Treffen beschleunigte feldemittierte Elektronen auf die Partikel, deponieren sie einen Teil ihrer Energie in ihnen und erwärmen sie so. Sind die Partikel selbst der Ort der Feldemission, werden sie durch ohmsche Verluste des Feldemissionsstroms erhitzt. In beiden Fällen sind Ströme von mehreren hundert nA bis mehreren hundert μA nötig, je nach Partikelgröße.

Eine weitere Möglichkeit zur Erklärung der Lichtemission besteht in den Verlusten der Hochfrequenzleistung, die durch die dauernde Umkehr der Polarisation der Partikel zustande kommen. Voraussetzung hierfür ist, dass es sich um kleine Partikel handelt, die thermisch von der Strukturoberfläche isoliert sind. Weiterhin wird angenommen, dass sie entweder durch die magnetischen oder die elektrischen Hochfrequenzfelder, je nachdem ob es sich um Partikel aus leitendem oder nichtleitendem Material handelt, aufgeheizt und so zur Emission von Schwarzkörperstrahlung angeregt werden. Mit der Oberfläche A und dem Oberflächenwiderstand R_s eines metallischen Partikels sowie der Annahme einer quadratischen Abhängigkeit der Verluste von der magnetischen Komponente H_{acc} des Beschleunigungsfeldes im Partikel gilt nach [Ber81]

$$\frac{1}{2}\chi_m R_s A H_{\text{acc}}^2 = \sigma T^4 A \epsilon. \quad (2.16)$$

Die magnetische Suszeptibilität ist durch χ_m gegeben und ist von der Größenordnung 1; ihr genauer Wert ist abhängig von der exakten Geometrie. Die Stefan–Boltzmann Konstante beträgt $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-4}$ und ϵ ist der Emissionsgrad, der ein Maß für die von einem beliebigen Körper relativ zu einem Schwarzkörper abgestrahlte Leistung darstellt. Für ein Partikel aus nicht leitendem Material mit der elektrischen Suszeptibilität χ_e gilt analog

$$\frac{1}{2}\chi_e \epsilon_0 \omega E_{\text{acc}}^2 V = \sigma T^4 A \epsilon, \quad (2.17)$$

wobei E_{acc} die elektrische Komponente des Beschleunigungsfeldes am Ort des Partikels und V sein Volumen sind. Mit der Frequenz ν des Feldes gilt $\omega = 2\pi\nu$. Aus Gl. (2.16)

bzw. Gl. (2.17) ergibt sich für die Temperatur eines Licht emittierenden Partikels

$$T = \left(\frac{\chi_m R_s H_{\text{acc}}^2}{2\sigma\epsilon} \right)^{1/4} \quad (2.18)$$

bzw.

$$T = \left(\frac{\chi_e \epsilon_0 \omega E_{\text{acc}}^2 V}{2\sigma\epsilon A} \right)^{1/4}. \quad (2.19)$$

Für Temperaturen $T > 1000$ K und Wellenlängen im sichtbaren Bereich kann mit Hilfe des Wienschen Strahlungsgesetzes die spektrale Energiedichte, die z. B. mit einem Photomultiplier in einem Wellenlängenintervall λ , $\lambda + d\lambda$ messbar ist, berechnet werden zu

$$\rho(\lambda, T) d\lambda = \frac{8\pi hc}{\lambda^5} \exp\left(-\frac{hc}{k_B T \lambda}\right) d\lambda, \quad (2.20)$$

wobei h die Planck-Konstante, k_B die Boltzmann-Konstante und c die Lichtgeschwindigkeit sind. Einsetzen der Gl. (2.18) bzw. Gl. (2.19) führt auf die Proportionalitäten

$$\rho(\lambda, H_{\text{acc}}) d\lambda \sim \exp\left(-\frac{k_1}{H_{\text{acc}}^{1/2}}\right) \quad (2.21)$$

bzw.

$$\rho(\lambda, E_{\text{acc}}) d\lambda \sim \exp\left(-\frac{k_2}{E_{\text{acc}}^{1/2}}\right), \quad (2.22)$$

wobei k_1 und k_2 bei gleichbleibenden Versuchsbedingungen Konstanten sind, die sich aus den Gln. (2.18) und (2.19) ergeben.

2.3 Wechselwirkung von Elektronen mit Materie

Die feldemittierten Elektronen werden im Hochfrequenzfeld einer Struktur beschleunigt. Je nach Größe und Richtung der momentanen, lokalen Beschleunigungsfeldstärke und der Frequenz, mit der sie sich ändert, legen diese eine Wegstrecke von wenigen Zentimetern bis zu einigen Dezimetern zurück, nur wenige können im Normalfall die Struktur verlassen. Am Ende dieser Wegstrecke treffen die Elektronen auf die Wand der Struktur und verlieren ihre gewonnene Energie in einer Vielzahl von Wechselwirkungen. Die Gesamtwechselwirkung der Elektronen setzt sich dabei zusammen aus der elastischen Streuung am Kernpotential (Mott-Streuung), der inelastischen Streuung an den Atomelektronen (Anregung und Ionisation der Atome sowie Emission von Bremsstrahlung) und der inelastischen Streuung am Kernpotential (Emission von Bremsstrahlung). Die Elektronen unterliegen während dessen einer Vielzahl von Streuungen, auch als „Multiple-Scattering“ bezeichnet. Diese Prozesse werden in dem nun folgenden Abschnitt behandelt.

2.3.1 Energieverlust von Elektronen durch Streuprozesse

Der Wirkungsquerschnitt für elastische Streuung der Elektronen am Kernpotenzial ist gegeben durch die Mottsche Streuformel [May97]

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Mott}} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Ruth}} \cdot \left[1 - \beta^2 \sin^2 \frac{\theta}{2}\right] \quad (2.23)$$

mit dem Rutherfordquerschnitt

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Ruth}} = \left(\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \left(\frac{1}{4E_e}\right)^2 \frac{1}{\sin^4(\theta/2)}. \quad (2.24)$$

Hier stellt Z die Ordnungszahl des Targetmaterials dar, ϵ_0 die Dielektrizitätskonstante des Vakuums, E_e die Einschussenergie des Elektrons, θ den Streuwinkel relativ zur Richtung des einlaufenden Elektrons und β die Relativgeschwindigkeit v/c . Der Term $[1 - \beta^2 \sin^2(\theta/2)]$ in Gl. (2.23) berücksichtigt dabei die Wechselwirkung des Elektronenspins mit dem Coulomb-Potenzial eines Targetatoms.

Gemäß Gl. (2.23) und Gl. (2.24) dominiert die Streuung unter kleinen Vorwärtswinkeln. Bei dicken Targets mit hoher Kernladungszahl Z sowie kleinen Elektronenenergien kann ein Elektron jedoch auf Grund von Vielfachstreuungen relativ zur Einfallrichtung auf das Target dieses wieder unter Rückwärtswinkeln verlassen. Das bedeutet, feldemittierte Elektronen können, nachdem sie auf die Strukturwand getroffen sind, wieder zurück in den felderfüllten Bereich gestreut werden. So besteht die Möglichkeit, dass diese wegen ihrer Anfangsenergie, die größer als 0 keV ist, auf höhere Energien beschleunigt werden können als rein feldemittierte Elektronen.

Der mittlere Energieverlust $(dE_e/dx)_{\text{coll}}$ der Elektronen bei einer Streuung an gebundenen Hüllenelektronen der Targetatome wird beschrieben durch die Bethe-Bloch-Formel. Diese lautet unter Berücksichtigung des Spins der Elektronen und der Gleichheit der Stoßpartner nach [Cra88]

$$\begin{aligned} \left(\frac{dE_e}{dx}\right)_{\text{coll}} = & \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \frac{2\pi N_a Z \rho}{E_0 \beta^2 A} \left[\ln \frac{E_{\text{kin}} (E_{\text{kin}} + E_0)^2 \beta^2}{2I^2 E_0} + (1 - \beta^2) \right. \\ & \left. - \left(2\sqrt{1 - \beta^2} - (1 - \beta^2)\right) \ln 2 + \frac{1}{8} \left(1 - \sqrt{1 - \beta^2}\right)^2 \right], \quad (2.25) \end{aligned}$$

mit der Avogadro-Konstanten N_a , der Dichte des Targetmaterials ρ , der Ruheenergie E_0 des Elektrons, der Massenzahl des Targetmaterials A , der kinetischen Energie $E_{\text{kin}} = E_e - E_0$ des Elektrons und dem mittleren Anregungspotenzial I der Targetatome. Der tatsächliche Energieverlust pro Streuung kann nach [Bet53] bis zu 50% der Energie des einfallenden Elektrons betragen, was als Energie-Straggling bezeichnet wird.

Durch die übertragene Energie können Targetatome angeregt oder ionisiert werden. Besitzen die bei der Ionisation entstandenen sekundären Elektronen eine Energie, die größer

ist als die Ionisationsenergie der Targetatome, können auch sie diese wieder ionisieren. Bevorzugt in dicken Targets kommt es daher zur Kaskadenbildung. Neben der Anregung und Ionisation können Elektronen in Materie ihre Energie auch durch die Emission von Bremsstrahlung abgeben, was im nächsten Abschnitt detaillierter beschrieben wird.

2.3.2 Energieverlust von Elektronen durch Emission von Bremsstrahlung

Bei klassischer Behandlung der Elektronstreuungsprozesse würde bei jeder Streuung auch ein Bremsstrahlungsphoton emittiert, da sich dabei entweder der Betrag oder die Richtung der Elektronengeschwindigkeit oder beides ändert. In der quantenmechanischen Beschreibung ist jedoch die Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein Photon mit einer bestimmten Energie abgestrahlt wird, klein [Hau04]. Die maximal mögliche Energie der Bremsstrahlungsphotonen beträgt

$$h\nu_{\max} = E_e - m_0c^2, \quad (2.26)$$

wobei E_e die Gesamtenergie des einfallenden Elektrons bezeichnet. Die Wahrscheinlichkeit für die Emission eines Photons bei der Streuung am Atomkern hängt auf Grund der Abschirmung der Kernladung durch die Hüllenelektronen („Screening“) von der Entfernung des Elektrons zum Kern ab [Bet53]. Für Elektronenenergien E_e zwischen $m_0c^2 \ll E_e \ll 137m_0c^2Z^{-1/3}$ ist Screening vernachlässigbar, d. h. das einfallende Elektron wechselwirkt mit dem vollen Coulomb-Potenzial des Kerns; bei $E_e \gg 137m_0c^2Z^{-1/3}$ muss Screening jedoch berücksichtigt werden. Da für Niob $137m_0c^2Z^{-1/3} \approx 20$ MeV beträgt und am Injektor des S-DALINAC eine maximale Elektronenenergie von 10 MeV erreicht wird, kann im Folgenden Screening vernachlässigt werden. Der Energieverlust von Elektronen durch Emission von Bremsstrahlung berechnet sich dann nach [Cra88] zu

$$\left(\frac{dE_e}{dx}\right)_{\text{rad}} = \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \frac{\alpha Z^2 N_a (E_{\text{kin}} + E_0) \rho}{(E_0)^2 A} \left[4 \ln \frac{2(E_{\text{kin}} + E_0)}{E_0} - \frac{4}{3}\right], \quad (2.27)$$

mit der Feinstrukturkonstanten $\alpha = 1/137$ und den schon bei Gl. (2.25) angegebenen Größen. Der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von Bremsstrahlung folgt nach [Bet53] unter der Voraussetzung, dass Screening keine Rolle spielt, direkt aus dem Energieverlust gemäß

$$\left(\frac{dE_e}{dx}\right)_{\text{rad}} = N E_e \Phi_{\text{rad}}, \quad (2.28)$$

wobei N die Anzahl der Targetatome pro Kubikzentimeter ist. Dieser ergibt sich mit numerischer Auswertung der in Gl. (2.27) enthaltenen Konstanten zu [Bet53]

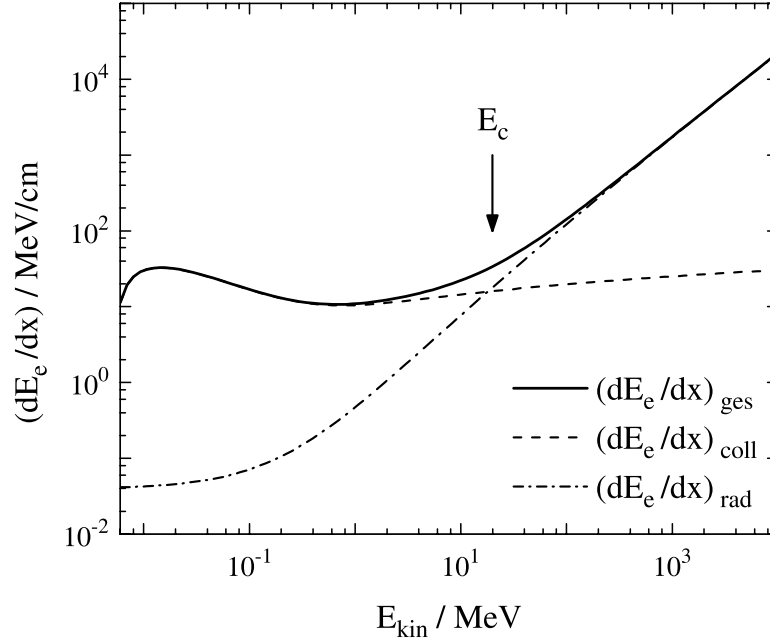


Abb. 2.4: Energieverlust von Elektronen in Niob berechnet nach Gl. (2.25) und Gl. (2.27) mit $I = Z(9,76 + 58,8Z^{-1,19})$ als geeigneter Näherung für das mittlere Anregungspotenzial in eV [Leo94].

$$\Phi_{\text{rad}} = 5,79 \cdot 10^{-28} \text{ cm}^2 \cdot Z^2 \left[4 \ln \frac{2(E_{\text{kin}} - E_0)}{E_0} - \frac{4}{3} \right]. \quad (2.29)$$

Der Wirkungsquerschnitt für die Emission von Bremsstrahlung im Potenzial der Atom-elektronen ist nach [Bet53] um mindestens einen Faktor $1/Z$ kleiner als in Gl. (2.29).

Der gesamte Energieverlust pro Wegstrecke setzt sich zusammen aus der Ionisation und Anregung der Targetatome sowie der Emission von Bremsstrahlung. Mit den in Gl. (2.25) und Gl. (2.27) jeweils angegebenen Energieverlusten gilt hierfür

$$\left(\frac{dE_e}{dx} \right)_{\text{ges}} = \left(\frac{dE_e}{dx} \right)_{\text{coll}} + \left(\frac{dE_e}{dx} \right)_{\text{rad}}. \quad (2.30)$$

An den Proportionalitäten

$$\left(\frac{dE_e}{dx} \right)_{\text{coll}} \sim Z \ln E_e \quad \text{und} \quad \left(\frac{dE_e}{dx} \right)_{\text{rad}} \sim \frac{1}{137} Z^2 E_e \ln E_e \quad (2.31)$$

kann abgelesen werden, dass bei niedrigen Energien der Energieverlust durch Ionisation und Anregung dominiert, da die Erzeugung von Bremsstrahlung um den Faktor $\alpha = 1/137$

unterdrückt ist. Diese überwiegt jedoch bei hohen Energien, wie in Abb. 2.4 am Beispiel von Niob zu sehen ist.

Aus den Gln. (2.25) und (2.27) kann die kritische Energie E_c berechnet werden, für die der Anteil des Energieverlustes durch Ionisation und Anregung gleich dem durch Emission von Bremsstrahlung ist. Nach [Bet53] gilt für diese

$$E_c \approx \frac{1600m_0c^2}{Z}. \quad (2.32)$$

Im Fall von Niob ergibt sich auch hier ein Wert von $E_c \approx 20$ MeV. Diese Energie ist in Abb. 2.4 ebenfalls gekennzeichnet.

2.4 Charakteristische Röntgenstrahlung

Bei der Wechselwirkung von Elektronen mit Materie entsteht neben Bremsstrahlung auch charakteristische Röntgenstrahlung, da die Elektronen bei ihren Wechselwirkungen Atome ionisieren können. Da die Nomenklatur der charakteristischen Röntgenstrahlung in der Literatur nicht eindeutig ist, werden in diesem Abschnitt zunächst die in der vorliegenden Arbeit genutzten Bezeichnungen angegeben. In diesem Zusammenhang wird dann auf die Fluoreszenzausbeute und die Wirkungsquerschnitte zur Ionisierung der K - und L -Schale durch Elektronen eingegangen.

In der Röntgenspektroskopie ist es üblich, eine Bezeichnung der Energieniveaus zu verwenden, die von der in der Quantenmechanik genutzten abweicht. Statt der Hauptquantenzahlen $n = 1, 2, 3, \dots$ werden die Buchstaben K, L, M, \dots für die Bezeichnung der Hauptschalen verwendet. Bei Berücksichtigung der Feinstruktur spalten diese Niveaus ab der L -Schale in Subniveaus auf, die entsprechend ihrer zugehörigen Hauptschale bezeichnet und zusätzlich mit einer römischen Zahl indiziert werden. Diese nimmt mit der energetischen Lage der Subniveaus zu, so dass wie in Abb. 2.5 gezeigt, z. B. die L -Schale in die Unterschalen L_I, L_{II} und L_{III} aufspaltet mit den Energien $E_{L_I} < E_{L_{II}} < E_{L_{III}}$.

Wird ein Elektron z. B. aus der K -Schale durch einen Ionisationsprozess ausgelöst, kann das entstehende Loch mit einem Elektron aus einer darüber liegenden Schale, z. B. der L -Schale, aufgefüllt werden. Dabei wird die Differenz in den Bindungsenergien $\Delta E = E_K - E_L$ in Form eines charakteristischen Röntgenquants abgestrahlt. Das dann in der L -Schale fehlende Elektron kann wiederum mit einem Elektron aus einer darüber liegenden Schale ersetzt werden, es kommt also zur Emission einer Kaskade von Röntgenquanten.

Für die Unterscheidung der einzelnen Röntgenübergänge wird in der vorliegenden Arbeit die Nomenklatur nach [Bea67, Pfe98] verwendet. In Abb. 2.5 sind die wichtigsten Übergänge eingezeichnet und benannt. Eine Zuordnung der charakteristischen Röntgenstrahlung zu den entsprechenden Atomen ist bei [Bea67] tabelliert.

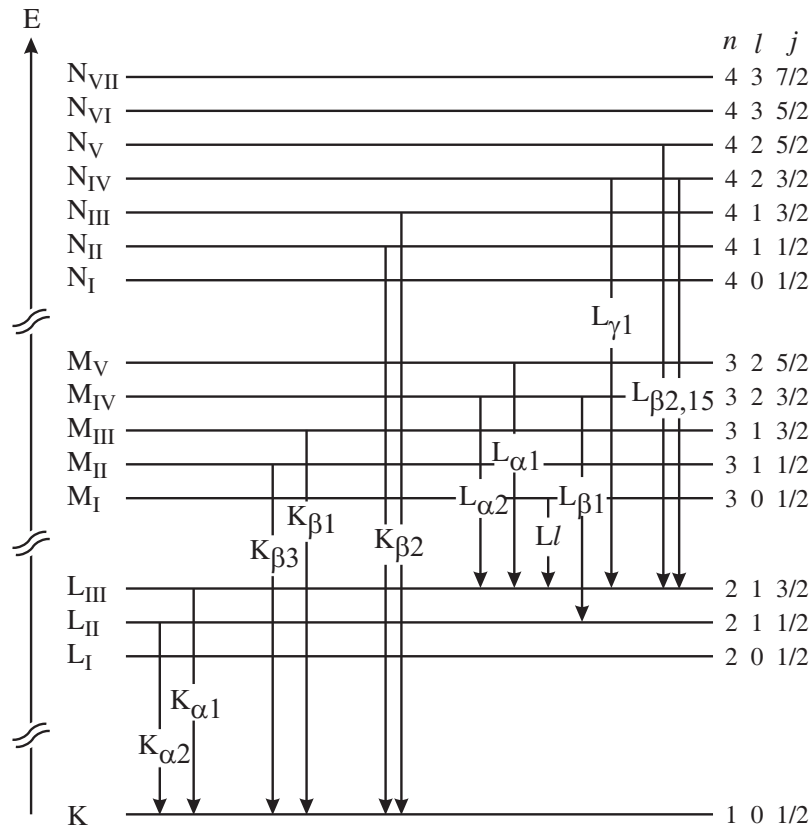


Abb. 2.5: Schematische Darstellung (nicht maßstabsgetreu) des Energie–Niveauschemas aus Sicht der Röntgenspektroskopie unter Berücksichtigung der Feinstrukturaufspaltung nach [Tho01]. Die eingezeichneten Pfeile zeigen mögliche Röntgenübergänge gemäß den Auswahlregeln $\Delta l = \pm 1$ und $\Delta j = 0, \pm 1$ an, die Beschriftung der Pfeile gibt die Benennung der entstehenden Röntgenstrahlung an. Näheres dazu findet sich im Text.

Nach einem Übergang eines Elektrons in eine tieferliegende Schale kann das Atom seine Anregungsenergie statt durch Emission eines Röntgenquantens auch durch die Emission eines Elektrons mit einer diskreten Energie abgeben. Dieser Effekt wird als Auger–Effekt bezeichnet, das emittierte Elektron entsprechend als Auger–Elektron. Die Wahrscheinlichkeit, dass bei einem Übergang eines Elektrons von einer Schale in eine darunter liegende ein Röntgenquant beobachtet wird, ist auf Grund dieses Effektes kleiner als Eins. Diese als Röntgenfluoreszenz–Ausbeute bezeichnete Wahrscheinlichkeit ist abhängig von der Anzahl der Elektronen und somit abhängig von Z . Experimentelle Werte für die K – und L –Schalen–Fluoreszenz–Ausbeute verschiedener Elemente werden z. B. von [Kuh81] und [Aue87] angegeben. Bei [Tho01] findet sich der in Abb. 2.6 gezeigte Verlauf der K – und L –Schalen–Fluoreszenz–Ausbeute für Elemente zwischen $Z = 5$ und $Z = 110$. Die Wer-

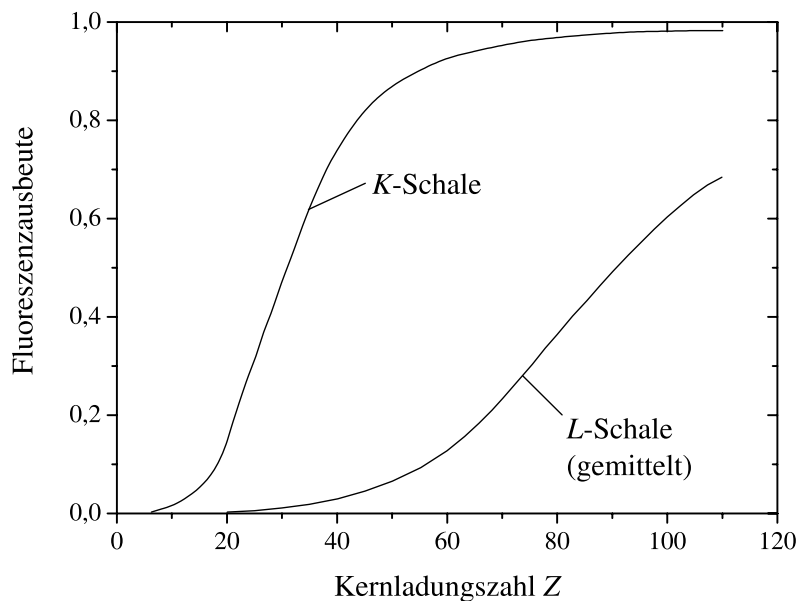


Abb. 2.6: Röntgenfluoreszenz-Ausbeute in Abhängigkeit von der Kernladungszahl Z für die K - und die L -Schale im Bereich $5 \leq Z \leq 110$ nach [Tho01].

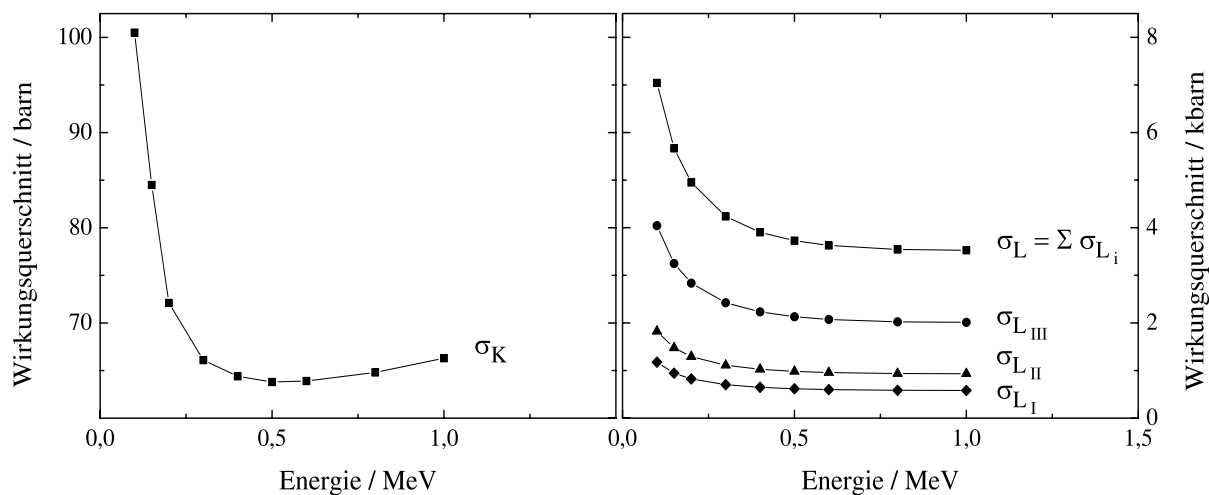


Abb. 2.7: Ionisationswirkungsquerschnitte in Niob für Elektronen der K -Schale (linkes Diagramm) und der L -Schale (rechtes Diagramm) mit deren Unterschalen L_I , L_{II} und L_{III} . Die durchgezogenen Linien wurden nur der Übersichtlichkeit halber eingezeichnet.

te für Übergänge in die L -Schale sind dabei gemittelt über die Übergänge in die drei Unterschalen L_I , L_{II} und L_{III} .

Die Anzahl der durch Elektron-Ionisation erzeugten Röntgenquanten ist bestimmt durch den Ionisationswirkungsquerschnitt σ_{Ion} der K - und L -Schale, welcher selbst von der Energie der Elektronen abhängt. Ionisationswirkungsquerschnitte ausgewählter Elemente wurden von [Reu86, Gen82, Hof79] für verschiedene Elektronenenergien experimentell ermittelt. Diese stimmen im Wesentlichen mit den von [Sco78] theoretisch berechneten Werten überein. Dort werden Werte der Wirkungsquerschnitte für die K -, L_I -, L_{II} - und L_{III} -Schale im Energiebereich von 0,05 MeV bis 1 MeV angegeben, allerdings nur für die Elemente Argon ($Z = 18$), Nickel ($Z = 28$), Yttrium ($Z = 39$), Silber ($Z = 47$), Barium ($Z = 56$), Holmium ($Z = 67$), Gold ($Z = 79$), Wismut ($Z = 83$) und Uran ($Z = 92$). Nach [Jak87] kann in erster Näherung die Abhängigkeit des Ionisationswirkungsquerschnittes von Z durch eine Potenzfunktion $f(Z) = aZ^{-b}$ beschrieben werden. Durch Interpolation der von [Sco78] angegebenen Daten für die genannten Elemente anhand dieser Funktion ergeben sich die Verläufe der Ionisationswirkungsquerschnitte $\sigma_{\text{Ion}}(E)$ für die K -, L_I -, L_{II} - und L_{III} -Schale des Niobs in Abhängigkeit der Elektronenenergie, wie sie in Abb. 2.7 dargestellt sind.

Kapitel 3

S–DALINAC

Schon seit mehreren Jahrzehnten werden am Institut für Kernphysik Elektronen beschleunigt. Seit Anfang der 60er Jahre des 20. Jhs. wurden am normalleitenden **D**Armstadt **L**INear **A**Ccelerator (DALINAC) Elektronen bis zu 60 MeV beschleunigt [Gud64], um Elektron–Streuexperimente mit hoher Auflösung durchzuführen [Grä77]. Spezielle experimentelle Anforderungen, wie z. B. ein kontinuierlicher Elektronenstrahl zur Durchführung von Koinzidenzexperimenten, führten Mitte der 70er Jahre des 20. Jhs. zur Planung des S–DALINAC, eines supraleitenden Linearbeschleunigers mit zwei Rezirkulationssektionen [Gru85], der seit 1991 für Experimente in der Kern– und Strahlungsphysik zur Verfügung steht. Er ist ausgelegt für die Beschleunigung von Elektronen bis zu einer Maximalenergie von 130 MeV bei einer relativen Energieauflösung von bis zu $\pm 10^{-4}$ und einer maximalen Stromstärke von $60 \mu\text{A}$ im cw (continuous wave) Betrieb [Ric96].

In den folgenden Abschnitten wird der S–DALINAC mit seinen Experimentierplätzen vorgestellt. Dabei wird näher auf die zum Einsatz kommenden Beschleunigungsstrukturen eingegangen.

Übersicht über den S–DALINAC und seine Experimentierplätze

In Abb. 3.1 ist ein schematischer Überblick über den S–DALINAC wiedergegeben. Die Elektronen werden durch thermische Emission aus einer Kathode ausgelöst und elektrostatisch auf 250 keV beschleunigt. Im sich danach anschließenden normalleitenden Teil des Injektors wird dem Elektronenstrahl die für optimale Beschleunigung notwendige Zeitstruktur aufgeprägt. Dazu passiert der Elektronenstrahl zunächst den sogenannten Chopper, eine normalleitende und mit einer Frequenz von 3 GHz betriebene Kupferkavität, die den Strahl auf einen Kegelmantel ablenkt. Mit Hilfe einer Lochblende wird der Strahl in Elektronenpakete (Bunche) unterteilt, die 33 ps lang sind und deren Abstand 333 ps beträgt. Durch eine zweite normalleitende Kavität, den Prebuncher, werden die Bunche nochmals komprimiert, so dass sie am Anfang der ersten supraleitenden Struktur eine Länge von 5 ps besitzen.

Durch die Beschleunigung im Injektor–Linac können die Elektronen bis zu 10 MeV an kinetischer Energie gewinnen. Hinter dem Injektor kann der Elektronenstrahl einem ersten

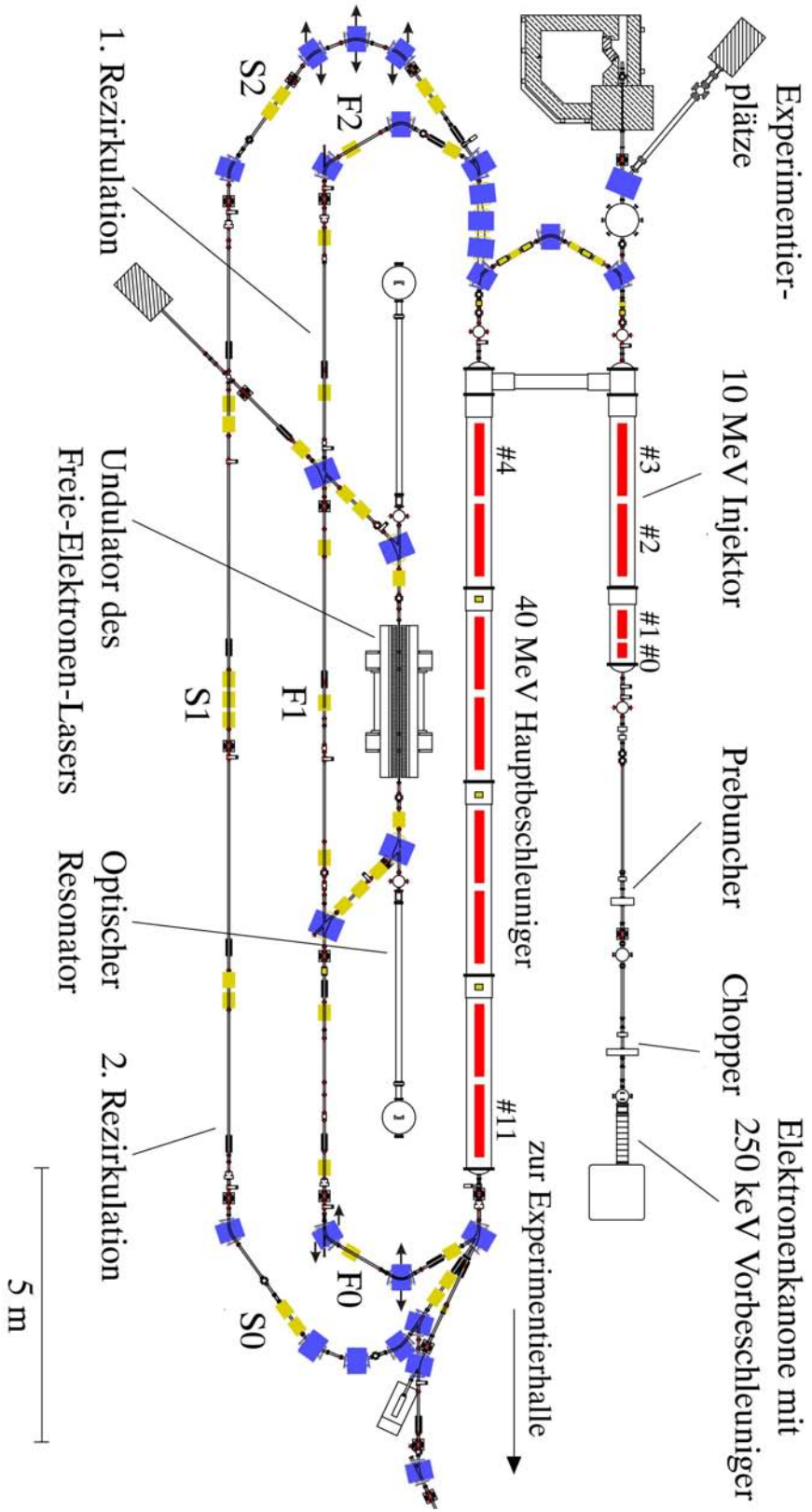


Abb. 3.1: Schematische Übersicht des S-DALINAC. Dargestellt sind die zentralen Komponenten des Beschleunigers sowie die Experimentierplätze, die sich direkt an den Injektor anschließen. Dabei sind die Strukturen der Reihe nach nummeriert, beginnend mit der ersten Injektorstruktur, die mit #0 bezeichnet wird. Die Bögen und rückführenden Geraden der beiden Rezirkulationen sind mit F0, F1, F2 und S0, S1, S2 bezeichnet.

Experimentierplatz zur Verfügung gestellt werden. Hier können Experimente zur Untersuchung der Channeling–Strahlung und der Parametrischen Röntgenstrahlung durchgeführt werden [Fre96]. Außerdem besteht die Möglichkeit, am Ende des Injektors den Elektronenstrahl in einem Kupferradiatortarget vollständig zu stoppen und dabei intensive Bremsstrahlung zu erzeugen, deren Endenergie der Elektronenenergie entspricht. Diese kann zum einen für (γ, γ') –Experimente [Moh99, Vol05] und zum anderen für (γ, n) –Experimente [Moh00, Son04b] genutzt werden.

Statt den Elektronenstrahl zu diesem Experimentierplatz zu führen, kann er durch einen 180° –Bogen in den Hauptbeschleuniger eingeschossen werden. Dieser ist für einen Energiegewinn der Elektronen von bis zu 40 MeV konzipiert. Hinter dem Hauptbeschleuniger kann der Strahl in die erste Rezirkulation gelenkt und so wieder an den Anfang des Hauptbeschleunigers transportiert werden. Auf der rückführenden Geraden F1 besteht die Möglichkeit, den Elektronenstrahl in den Freie–Elektronen–Laser (FEL) einzukoppeln [Bru99, Ric98].

Nachdem die Elektronen ein zweites Mal beschleunigt wurden, besitzen sie eine Energie von bis zu 90 MeV und können mit Hilfe der zweiten Rezirkulation erneut zurück zum Anfang des Hauptbeschleunigers transportiert werden.

Damit die jeweiligen Elektronen, die die erste bzw. zweite Rezirkulation passiert haben, phasenrichtig beschleunigt werden, kann die Länge der Bögen F0 und S2 durch Verfahren der in Abb. 3.1 mit Pfeilen gekennzeichneten Magnete geändert werden. Nach seiner dritten Beschleunigung wird der Elektronenstrahl in die Experimentierhalle transportiert. Dies wäre auch schon nach dem ersten bzw. zweiten Durchgang durch den Hauptbeschleuniger möglich. In der Experimentierhalle können Experimente zur Untersuchung der Channeling–Strahlung und der Parametrischen Röntgenstrahlung bei hohen Elektronenenergien durchgeführt werden [Fre99, Wei98]. Des Weiteren kann der Strahl genutzt werden, um Bremsstrahlung mit hohen Photonenenergien zu erzeugen [Wat02]. Außerdem stehen für Elektron–Streuexperimente $((e, e')$ bzw. $(e, e'x)$) zwei hochauflösende Spektrometer zur Verfügung [Lüt95, Hof02, Str00, Len04].

Beschleunigungskavitäten des S–DALINAC

Für die Beschleunigung der Elektronen werden am S–DALINAC insgesamt zwölf supraleitende Beschleunigungskavitäten genutzt, zehn von ihnen besitzen 20 Zellen, die beiden ersten im Injektor zwei bzw. fünf. Alle Kavitäten sind aus Niob mit einem Restwiderstandsverhältnis (**R**esidual **R**esistivity **R**atio) von $RRR = 280$ gefertigt. Dieses berechnet sich aus dem Quotienten des elektrischen Widerstandes von Niob bei 300 K und 4,2 K, jeweils im normalleitenden Zustand. Die Strukturen befinden sich in einem Bad aus superfluidem Helium bei 2 K, das durch eine Kälteanlage mit einer Kälteleistung von derzeit ca. 150 W erzeugt wird. In Abb. 3.2 ist als Beispiel eine 20–zellige Struktur abgebildet. Die Designparameter können der Tab. 3.1 entnommen werden.

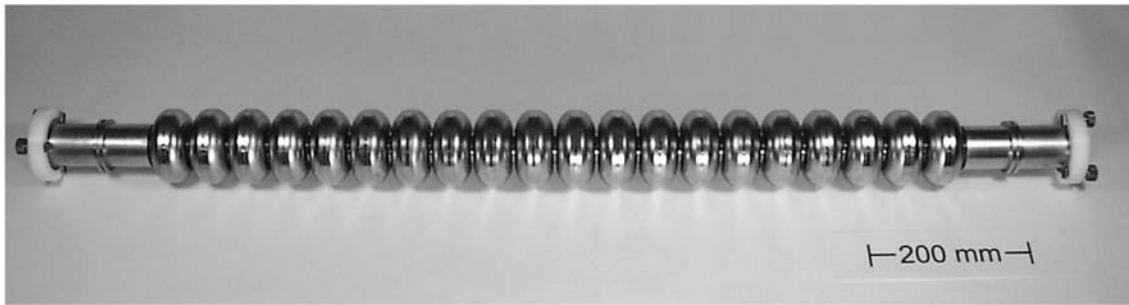


Abb. 3.2: Fotografie einer am S-DALINAC eingesetzten Beschleunigungsstruktur. Zu sehen sind ihre 20 Zellen sowie die beiden Cut-off-Rohre am Anfang und Ende der Struktur. Zwischen den Zellen befinden sich sogenannte Irisblenden.

	5-zellige Struktur	20-zellige Struktur
Art	Stehwellenresonator	
Material	Niob, RRR = 280	
Wandstärke	2 mm	
Frequenz	2,9975 GHz	
Betriebsmode	π -Mode des TM_{010} Passbandes	
Phasengeschwindigkeit	$\beta = 1$	
Gesamtlänge	0,534 m	1,3 m
felderfüllte Länge	0,25 m	1,0 m
\varnothing Zelle	90,9 mm	
\varnothing Irisblende	35 mm	
unbelastete Güte Q_0	$3 \cdot 10^9$	
Beschleunigungsfeldstärke E_{acc}	5 MV/m	
E_{peak}/E_{acc}	2,86	
Verlustleistung	4,1 W/m	
Betriebstemperatur	2 K	

Tab. 3.1: Designparameter der supraleitenden 5- und 20-zelligen Beschleunigungsstrukturen. Mit E_{peak} ist die in der Struktur maximal auftretende Feldstärke bezeichnet.

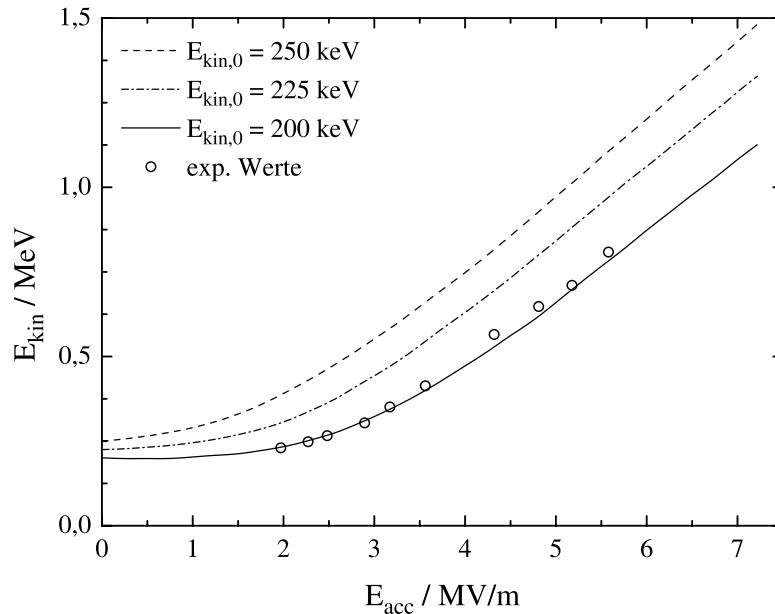


Abb. 3.3: Energiegewinn in der fünfzelligen Beschleunigungsstruktur in Abhängigkeit von der Beschleunigungsfeldstärke E_{acc} für drei verschiedene Einschussenergien [Gru85]. Die Kreise stellen Messergebnisse bei einer Einschussenergie von 200 keV dar.

Die fünfzellige Struktur ist wie alle 20-zelligen Strukturen für die optimale Beschleunigung von Elektronen mit einer relativen Geschwindigkeit von $\beta = 1$ ausgelegt. Wird die zweizellige Struktur nicht genutzt, beträgt die relative Geschwindigkeit jedoch nur $\beta = 0,74$, was zu einem Phasenschlupf führt. Dieser hat zur Folge, dass die Elektronen in der fünfzelligen Struktur nicht optimal beschleunigt werden können, da nicht zu jeder Zeit das maximale Beschleunigungsfeld auf sie wirkt. Der Energiegewinn ist für diese Struktur also keine lineare Funktion der Beschleunigungsfeldstärke E_{acc} , sondern es ergeben sich in Abhängigkeit von der Einschussenergie nach [Gru85] die in Abb. 3.3 gezeigten Verläufe.

Die in Tab. 3.1 angegebenen Designgradienten des Beschleunigungsfeldes von 5 MV/m haben alle Beschleunigungsstrukturen erreicht, bei manchen wurde sogar ein Gradient von bis zu 10 MV/m erzielt [Bei01]. Allerdings kann der maximal nutzbare Gradient durch Feldemission entscheidend reduziert sein.

Im Gegensatz dazu konnte im Betrieb der Designwert für die unbelastete Güte der einzelnen Beschleunigungsstrukturen nicht erreicht werden. Die unbelastete Güte ist ein Maß dafür, welcher Anteil an Hochfrequenz-Leistung in den Wänden einer Kavität verloren geht. Sie kann nach

$$Q_0 = \frac{2\pi\nu W}{P_c} \quad (3.1)$$

berechnet werden, wobei P_c die Verlustleistung in den Wänden und W die in der Struktur gespeicherte Energie sind. Gemäß [Lai04] beträgt die derzeitige durchschnittliche Güte aller 20-zelligen Kavitäten $7,3 \cdot 10^8$, der Maximalwert liegt bei $1,1 \cdot 10^9$. Dies würde beim Betrieb aller Strukturen mit dem Designgradienten von 5 MV/m unter Berücksichtigung aller Wärmeeinträge zu einem Gesamtwärmeeintrag in den Kryostat von 212 W führen [Lai04]. Da aber die Kälteanlage bei 2 K nur zum Abführen einer Wärmeleistung von ca. 150 W ausgelegt ist, können die Strukturen nur mit einer geringeren Beschleunigungsfeldstärke betrieben werden, so dass zur Zeit im Dauerstrichbetrieb nur eine reduzierte Endenergie der Elektronen von etwa 80 MeV erreicht werden kann [Grä05]; bei Verwendung eines gepulsten Strahls sind bis zu 120 MeV möglich [Bei01].

Beides, Feldemission und nicht erreichte Designgüten, sind Gründe dafür, dass bisher am S-DALINAC eine maximale Elektronenenergie von nur rund 103 MeV [Str00] statt 130 MeV erreicht werden konnte. Daher sind Untersuchungen zum Verständnis der Feldemission und zur Erhöhung der Güten aktueller Gegenstand der Forschung.

Kapitel 4

Experimentelle Methoden

Für die Untersuchung von Feldemission in supraleitenden Beschleunigungskavitäten können mehrere Verfahren genutzt werden. Um den Bereich der Elektronenemission möglichst gut einzugrenzen, kann die Methode der Temperatur- und Bremsstrahlungskartografie verwendet werden. Dazu werden Temperatursensoren bzw. kleine Halbleiterdetektoren, meist aus Silizium, entlang der Struktur mit Federn an ihre Außenseite gepresst. Während Hochfrequenzleistung eingestrahlt wird, werden diese langsam um die Struktur gedreht und ein radialer Temperatur- bzw. Intensitätsverlauf wird aufgezeichnet. Eine Probe des so bestimmten Bereiches kann mit Hilfe einer speziellen Rasterelektronenmikroskopie (scanning electron microscopy, SEM) und der gleichzeitig durchführbaren Röntgenfluoreszenzanalyse (energy dispersive x-ray analysis, EDX) genauer untersucht werden, so dass ein Feldemitter optisch sichtbar wird und seine chemische Zusammensetzung bestimmt werden kann. Da es sich bei den untersuchten Strukturen um zwei sich im Betrieb befindliche Strukturen handelte, die nur zu Wartungs- oder Reparaturzwecken ausgebaut werden, waren zur Untersuchung der Feldemission andere Methoden notwendig, die den Strahlbetrieb nicht behinderten.

Im nächsten Abschnitt werden die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente kurz vorgestellt. Gegenstand der Untersuchungen waren nur Struktur #1 und #2, da Struktur #3 kaum Feldemission zeigte; die zweizellige Struktur #0 wurde nicht betrieben. In den darauf folgenden Kapiteln werden die Experimente im Detail beschrieben und die Ergebnisse dargestellt.

4.1 Experimente am Injektor des S-DALINAC

Am Injektor des S-DALINAC konnten zur Untersuchung der Feldemission in Struktur #1 und #2 folgende experimentelle Methoden angewendet werden:

- Beobachtung von Licht emittierenden Zentren mit einer CCD-Kamera (CCD1/2, s. Kap. 4.1.2), mit den Zielen der Bestimmung ihrer Lage, zeitlicher Veränderungen und der Unterschiede ihrer Abbilder vor und hinter dem Injektor;

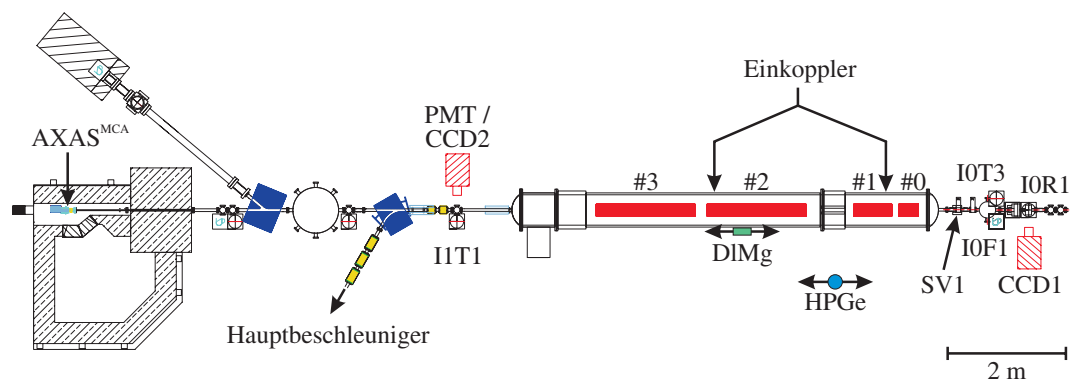


Abb. 4.1: Überblick über den Injektor des S-DALINAC ohne Gun und Chopper-Prebuncher-System. Eingezeichnet sind die Orte, an denen die experimentellen Untersuchungen der Feldemission von Struktur #1 und #2 vorgenommen worden sind. Außerdem sind die Positionen der Strahldiagnose-Targets IOR1, IOT3 und IIT1 sowie des Faraday-Cups I0F1 eingetragen.

- Messung der Dosisleistung entlang des Injektors (DIMg, s. Kap. 4.1.3), mit den Zielen der Bestimmung des Ortes maximaler Dosisleistung und der Abhängigkeit der Dosisleistung von der Beschleunigungsfeldstärke;
- Spektroskopie von Bremsstrahlung (HPGe, s. Kap. 4.1.4), mit den Zielen der Bestimmung der maximalen Elektronenenergie, des Ortes maximaler Bremsstrahlungsintensität und der Abhängigkeit der Bremsstrahlungsemission von der Beschleunigungsfeldstärke;
- Spektroskopie der emittierten charakteristischen Röntgenstrahlung (AXAS^{MCA}, s. Kap. 4.1.5), mit den Zielen der Bestimmung der genauen Linienenergien, der Feldemissionsströme, der Abhängigkeit ihrer Intensität von der Beschleunigungsfeldstärke und ihrer zeitlichen Entwicklung;
- Bestimmung der Intensität der Lichtemission (PMT, s. Kap. 4.1.6), mit den Zielen der Bestimmung ihrer Abhängigkeit von der Beschleunigungsfeldstärke und ihrer zeitlichen Entwicklung;
- Ermittlung der spektralen Verteilung des emittierten Lichts (PMT, s. Kap. 4.1.6), mit dem Ziel der Bestimmung der spektralen Energiedichteverteilung in Abhängigkeit der Wellenlänge.

In Abb. 4.1 ist eingezeichnet, wo die einzelnen Messungen stattfanden, in Tab. 4.1 sind alle wichtigen Abstände für die spätere Analyse aufgelistet. Der Faraday-Cup I0F1 oder das Ventil SV1 wurden genutzt, um sicherzustellen, dass mögliche Dunkelstromelektronen aus der Elektronenkanone nicht in den Injektor gelangten.

		Abstand	Länge	Fehler
AXAS ^{MCA}	↔	Einkoppler Struktur #1	1062 cm	6 cm
AXAS ^{MCA}	↔	Einkoppler Struktur #2	816 cm	7 cm
AXAS ^{MCA}	↔	I1T1	487 cm	2 cm
I1T1	↔	I0R1	764 cm	5 cm
I1T1	↔	I0T3	725 cm	5 cm

Tab. 4.1: Relevante Abstände am Injektor des S-DALINAC für die Untersuchung der Feldemission. Die angegebenen Strecken setzen sich aus mehreren Einzelstrecken zusammen, wodurch die großen Fehler begründet sind. Die Positionen der Einkoppler beider Strukturen sind mit Pfeilen gekennzeichnet.

In den folgenden Abschnitten werden die einzelnen Methoden im Detail beschrieben. Vorangestellt ist dabei ein Abschnitt, in dem die Eichung der Beschleunigungsfeldstärken behandelt wird. Dies ist deshalb von Interesse, da für die Analyse der Daten hinsichtlich der Theorie von Fowler und Nordheim die Kenntnis der Beschleunigungsfelder essentiell ist.

4.1.1 Eichung der Beschleunigungsfeldstärken

Die Beschleunigungsfeldstärken E_{acc} der einzelnen Strukturen des S-DALINAC werden indirekt mittels des Amplitudensollwertes, des sogenannten f -Wertes, vom Operateur eingestellt. Der f -Wert bestimmt die in die jeweilige Struktur eingekoppelte Hochfrequenzleistung.

Mehrere Parameter der Regelung, die am S-DALINAC zur Stabilisierung der Beschleunigungsfelder eingesetzt wird [Lai04, Pla04], haben Einfluss auf den f -Wert. Dies sind das aus einer Struktur ausgekoppelte Signal, die verwendeten Kabel zwischen Auskoppler und Hochfrequenz-Modul sowie die im Regelkreis eingesetzte Diode zur Messung der Amplitude des ausgekoppelten Signals. Änderungen des Zusammenhangs zwischen f -Wert und Beschleunigungsfeldstärke können durch eine unabhängige Messung dieser Amplitude bei festem f -Wert registriert werden.

Um Aussagen über die absolute Stärke der eingestellten Beschleunigungsfelder treffen zu können, wird eine Eichung für den f -Wert benötigt. Da nach Gl. (2.6) für Elektronen mit einer Relativgeschwindigkeit von $\beta = 1$ die Beschleunigungsfeldstärke gleich dem auf die Elektronenladung und Strukturlänge normierten Energiegewinn der Elektronen entlang der Kavität ist, kann durch Messung der Elektronenenergie bei verschiedenen f -Werten einer Struktur diese Eichung erhalten werden. Auf diese Art können die f -Wert-Eichungen aller 20-zelligen Strukturen bestimmt werden. Eine Ausnahme stellt die 5-zellige Struktur #1 dar, da sie für Elektronen mit einer Relativgeschwindigkeit von $\beta = 1$ konzipiert

ist, die die Elektronen am Anfang der Struktur noch nicht besitzen. Die f -Wert-Eichung kann für diese Struktur nicht direkt, sondern nur mit Hilfe des Diagramms aus Abb. 3.3 ermittelt werden.

Hierbei gab es im Zeitraum der durchgeführten Messungen die Besonderheit, dass die Elektronenkanone statt mit 250 kV mit 275 kV betrieben wurde. Da Struktur #1 auf Grund von Feldemission nicht mit einer sonst üblichen Beschleunigungsfeldstärke von 5 MV/m betrieben werden konnte, sondern nur mit 4,1 MV/m, sollte dadurch die geminderte Beschleunigung der Elektronen teilweise kompensiert werden. Zur Durchführung der f -Wert Eichung war deshalb eine Erweiterung des Diagramms aus Abb.3.3 um eine weitere Kurve bei $E_{\text{kin},0} = 275$ keV notwendig. Dazu wurde zum einen die Struktur in MA-FIA [Wei96, CST] modelliert und die glatte Feldverteilung berechnet (s. auch Kap. 6.2). Diese konnte mit dem Simulationscode ASTRA (**A** **S**pace **C**harge **T**racking **A**lgorithm) dazu verwendet werden, um den Energiegewinn der Elektronen auf der Strahlachse zu berechnen [Flöt00]. Zum anderen wurde der Energiegewinn von Struktur #1 bei einer Kanonen-Spannung von 250 kV für verschiedene f -Werte gemessen und mit Hilfe des Diagramms aus Abb. 3.3 die f -Wert-Eichung der Struktur ermittelt. Mit dieser kann dann bei 275 kV der Energiegewinn in Abhängigkeit der Beschleunigungsfeldstärke bestimmt und aufgetragen werden. Die entsprechenden Messungen wurden nach der Wartungsphase

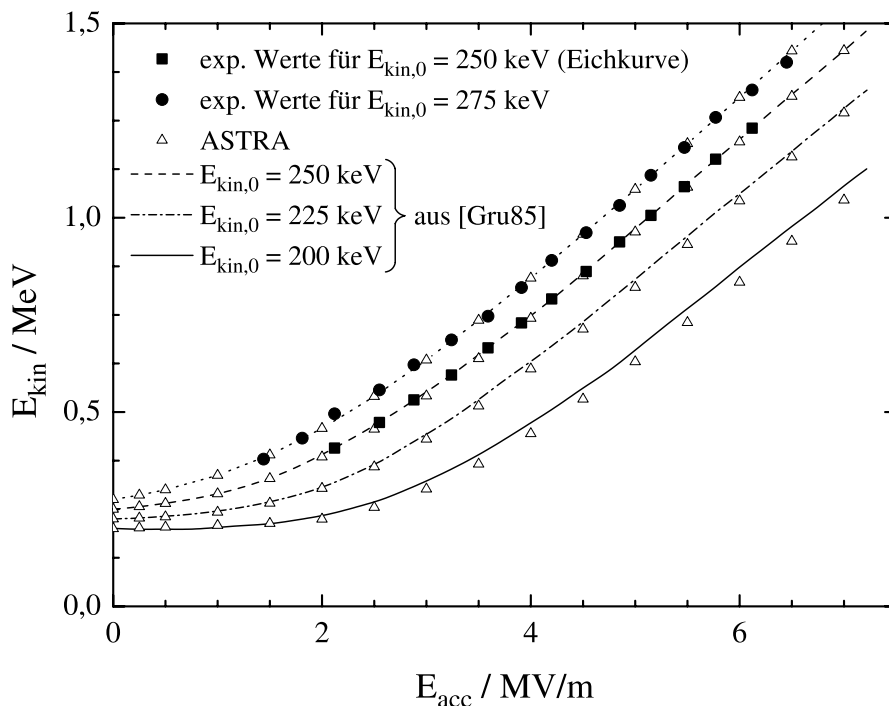


Abb. 4.2: Energiegewinn in der fünfzelligen Beschleunigungsstruktur erweitert um Messungen bei $E_{\text{kin},0} = 275$ keV und Berechnungen mit dem Code ASTRA.

durchgeführt, in der die Struktur #1 chemisch gereinigt und einer Wärmebehandlung unterzogen wurde, wodurch Beschleunigungsfeldstärken bis zu 6,5 MV/m möglich wurden (s. Kap. 5.6). In Abb. 4.2 sind die Ergebnisse der Berechnungen und dieser Messungen zusätzlich zu den Daten von [Gru85], die mit ASTRA gut reproduziert werden konnten, eingetragen.

Mit den beschriebenen Methoden ergeben sich die f -Wert Eichungen von Struktur #1 und #2 zu

$$\begin{aligned} E_{\text{acc}}^{\#1} &= (5,94 \cdot 10^{-3} \cdot f^{\#1} + 1,43) \text{ MV/m} \quad \text{für } f^{\#1} \geq 250 \\ E_{\text{acc}}^{\#2} &= (9,80 \cdot 10^{-3} \cdot f^{\#2}) \text{ MV/m.} \end{aligned} \quad (4.1)$$

Der Gesamtfehler jeder Eichung liegt bei 5 % und setzt sich aus Mess- und Fit-Fehlern zusammen. Werden in den folgenden Kapiteln Beschleunigungsfeldstärken von Struktur #1 bzw. #2 angegeben, liegen diese Eichungen zu Grunde.

4.1.2 Beobachtung von Lichtemission mit einer CCD-Kamera

Wie schon in Kap. 2.2.3 erwähnt, wird im Zusammenhang mit Feldemission mehrfach in der Literatur über die Emission von Licht im Wellenlängenbereich von 400 bis 750 nm, welche fortan auch als Lichtemission bezeichnet wird, berichtet. Um eine Beobachtung von Lichtemission in den beiden Strukturen #1 und #2 zu ermöglichen, wurden an zwei Positionen I0R1 und I1T1 (s. Abb. 4.1) Spiegel an Targetschiebern befestigt, so dass es möglich war, die Spiegel in die Strahlrohrmitte einzufahren. Mit einer CCD-Kamera, die vor einem Vakuumfenster am Ort CCD1 bzw. CCD2 montiert war, bestand die Möglichkeit, das Innere der Strukturen zu beobachten. Das mit der CCD-Kamera aufgenommene Bild wurde mit Hilfe einer Frame-Grabber-Karte digitalisiert und in einer Bitmap-Datei gespeichert. Die Blende der Kamera war während aller Messungen vollständig geöffnet und die „Auto-Gain“ Funktion deaktiviert.

Um ein Scharfstellen des Bildes von außerhalb der Beschleunigerhalle zu ermöglichen, wurde ein motorgesteuertes Objektiv für die CCD-Kamera verwendet (s. Abb. 4.3). Dieser Motor konnte vom benachbarten Klystronraum aus betrieben werden. Zusätzlich war am Objektiv eine mm-Skala angebracht, so dass die Abstände der Lichtemissionspunkte relativ zu den Einkopplern der Strukturen bestimmbar waren. Ein Bild der Skala wurde mit einer CMOS-Kamera aufgenommen und ebenfalls mit der Frame-Grabber-Karte digitalisiert.

Durch eine Eichung dieser am Objektiv angebrachten Skala, konnten die Abstände der Bereiche, in denen Lichtemission auftrat, bestimmt werden. Eine Methode hierfür bestand darin, einen Gegenstand, z. B. ein mm-Papier, für verschiedene Abstände mit der CCD-Kamera scharf abzubilden und so die Skala zu eichen. Dies konnte sehr schnell durchgeführt werden, allerdings betrug die Fehler der Messwerte bis zu 30 %. Der Grund

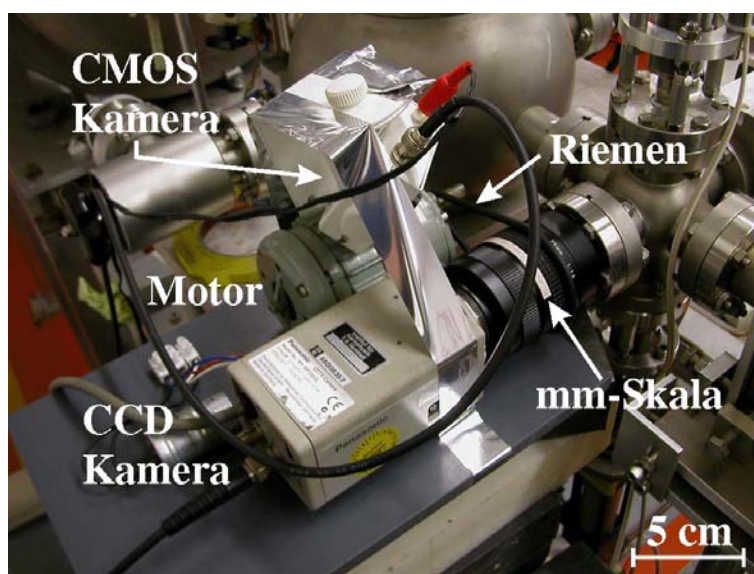


Abb. 4.3: CCD-Kamera zur Beobachtung der Lichtemission. Zu sehen ist die CCD-Kamera, die hier auf den Spiegel am Ort des Targets IIT1 gerichtet ist (vgl. Abb. 4.1). Am Objektiv, das über einen Riemen von einem Motor eingestellt werden kann, ist eine mm-Skala angebracht, die mit einer CMOS-Kamera beobachtet wird.

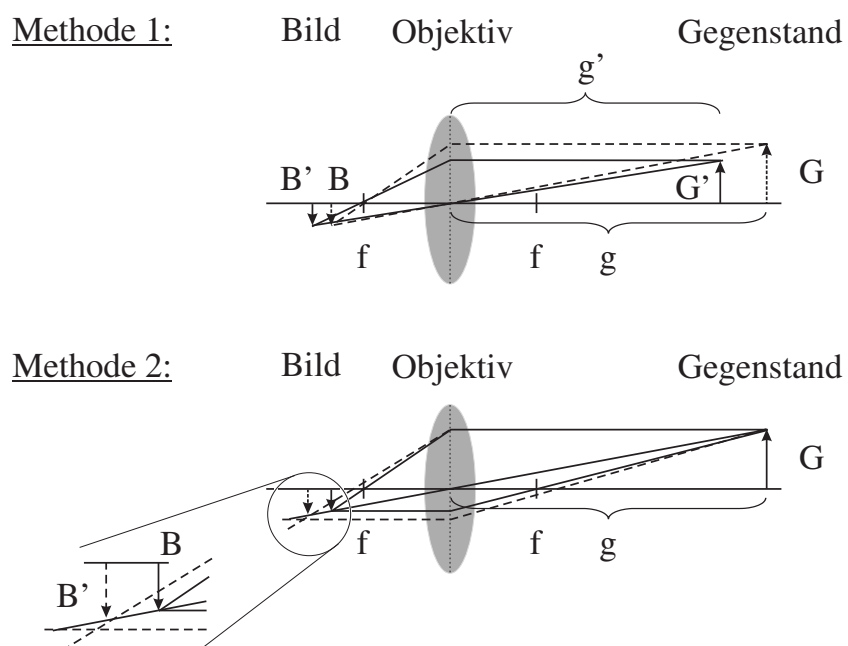


Abb. 4.4: Methoden zur Abstandsbestimmung mit Hilfe einer CCD-Kamera. Erklärungen hierzu finden sich im Text.

hierfür lag darin, dass der Bereich, in dem die Licht emittierenden Punkte bzw. das mm-Papier als scharf abgebildet betrachtet werden konnten, groß war. Wird dann eine Skaleneinstellung abgelesen, bei der fälschlicherweise das Bild B' statt B als scharf angesehen wird, ergibt sich ein Abstand g' , der sich wesentlich vom wirklichen Abstand g unterscheidet, wie in Abb. 4.4 unter „Methode 1“ dargestellt.

Eine zweite, wesentlich aufwendigere, aber um so genauere Methode bestand in der Bestimmung des Vergrößerungsverhältnisses, d. h. der Anzahl von Pixeln pro Zentimeter, für verschiedene Abstände. Bei bekannter Größe G des abgebildeten Gegenstands und der Größe B seines Abbildes kann mit der erhaltenen Eichkurve sein Abstand zur Kamera bestimmt werden. Diese Methode ist deshalb genauer, da sich die Bildgröße B' eines unscharf abgebildeten Gegenstands nur wenig von der Bildgröße B eines scharf abgebildeten Gegenstands bei großen Gegenstandsweiten g unterscheidet, wie in Abb. 4.4 unter „Methode 2“ gezeigt. So waren Abstandsbestimmungen mit einem Fehler von 5 % und besser möglich.

4.1.3 Messung der Dosisleistung

Feldemittierte Elektronen werden im Feld der Kavität beschleunigt und legen eine bestimmte Wegstrecke zurück, bis sie auf die Wand der Struktur treffen. Dort werden sie dann durch die in Kap. 2.3 beschriebenen Mechanismen abgebremst und emittieren Bremsstrahlung, siehe z. B. [Ben73, Gop05]. Um den Zusammenhang zwischen dieser und der Lichtemission zu untersuchen, wurde zunächst eine Messung der Dosisleistung entlang des Injektors durchgeführt, da dies mit einfachen Mitteln zu realisieren war.

Für die Messungen wurden zwei herkömmliche γ -Dosisleistungsmessgeräte der Baureihe FH 40F2 der Firma FAG Kugelfischer verwendet, von denen das eine zur Bestimmung



Abb. 4.5: Experimenteller Aufbau zur Dosisleistungsmessung.

der Ortsdosisleistung von Photonen im Bereich 0,045 bis 1,3 MeV, das andere im Bereich 0,040 bis 3 MeV spezifiziert war. Der Messbereich von beiden Geräten reichte von 0,01 $\mu\text{Sv/h}$ bis 9,99 mSv/h; zur Strahlungsmessung wird in beiden jeweils ein Geiger-Müller-Zählrohr eingesetzt.

Die Messgeräte wurden so am Kryostat des Injektors angebracht, dass sie sich auf Strahlrohrhöhe befanden. Das Bild der Digitalanzeigen der Dosisleistungsmessgeräte wurde mit Hilfe einer CMOS-Kamera in den benachbarten Klystronraum übertragen. Während der Dosisleistungsmessung von Struktur #1 waren Struktur #2 sowie deren Vorverstärker nicht in Betrieb und umgekehrt. An jeder Position wurde die Dosisleistung in Abhängigkeit des Beschleunigungsfeldes gemessen, so dass auch eine erste Überprüfung auf eine modifizierte Fowler-Nordheim-Gesetzmäßigkeit möglich war. Die Position der Messgeräte wurde relativ zu mehreren Fixpunkten am Kryostat, wie z. B. den Rändern der Hauben zwischen zwei Kryostatmodulen, gemessen.

4.1.4 Experimenteller Aufbau zur γ -Spektroskopie

Für eine detailliertere Untersuchung der von Struktur #1 und #2 emittierten Bremsstrahlung stand ein hochreiner Germanium (High Purity Germanium, HPGe) Detektor zur Verfügung. Dieser wurde auf ein fahrbares Gerüst gestellt, wobei die Höhe des oberen Gerüstbodens so gewählt wurde, dass sich der Detektorkristall auf Strahlrohrhöhe befand (s. Abb. 4.6). Auf dem unteren Gerüstboden befand sich die Ausleseelektronik sowie ein PC zur Datenaufnahme. So war es möglich, die gesamte Messapparatur entlang des Injektors zu bewegen. Um die Position des Detektors relativ zum Kryostat zu bestimmen, wurden ein an dessen Außenmantel befestigtes Maßband und ein am Detektor positionierter Laser verwendet. An jeder Messposition wurde für jeweils eine Struktur ein γ -Spektrum aufgenommen, während die andere Struktur und ihr Vorverstärker ausgeschaltet waren. Auf Grund der Höhe des Experimentaufbaus, welche die Höhe der Hochfrequenz-Hohlleiter überragte, konnten im Bereich von Struktur #2 auf einer Länge von 30 cm keine Daten ermittelt werden.

Der HPGe-Detektor wurde mit einer 10 cm dicken Bleiabschirmung umgeben, um die Zählrate in Bereichen sehr hoher Bremsstrahlungsemission auf möglichst unter 10^4 s^{-1} zu reduzieren. Außerdem wurde dadurch die Detektion von Streustrahlung, die z. B. vom Kryostat des Hauptbeschleunigers stammt, vermindert. Oberhalb und unterhalb des Detektors betrug die Dicke der Abschirmung 5 cm. In der Abschirmung auf der Seite hin zum Kryostat befand sich eine Bohrung mit einem Durchmesser von 3 cm, die bei einem Abstand des Detektors zur jeweiligen Struktur von (100 ± 5) cm den Raumwinkel auf

$$\Omega = (0,7 \pm 0,1) \text{ msr} \quad (4.2)$$

begrenzte. Die Größe der Bohrung wurde so gewählt, dass auch bei guter Ortsauflösung die Zählrate bei niedrigen Beschleunigungsfeldern genügend groß war, um innerhalb einer

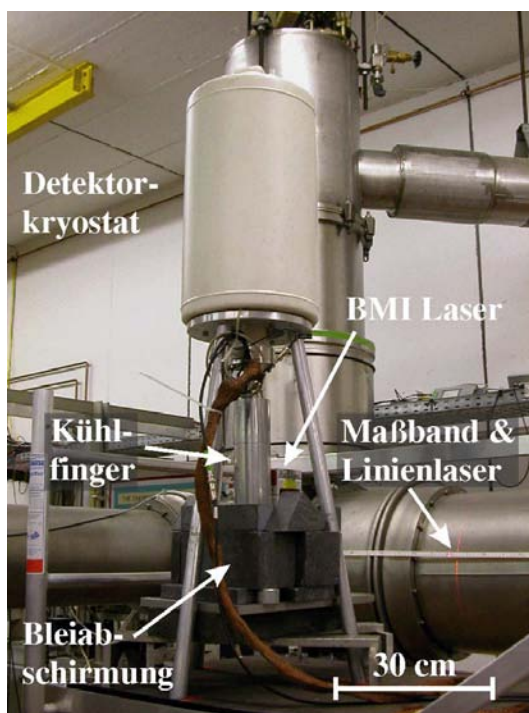


Abb. 4.6: Experimenteller Aufbau zur γ -Spektroskopie. Abgebildet ist der mit LN_2 gekühlte HPGe-Detektor. Sein Kristall befindet sich am Ende des Kühlfingers in der Bleibschirmung. Der Detektor steht auf einem fahrbaren Gerüst, seine Position kann mit einem Laser an einem Maßband entlang des Injektors bestimmt werden.

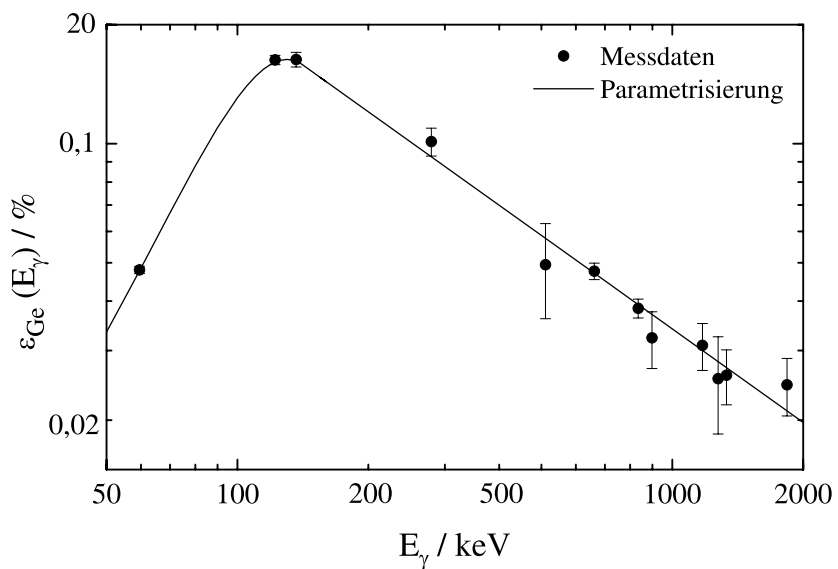


Abb. 4.7: Effizienz des HPGe-Detektors. Abgebildet sind die Messdaten und eine Parametrisierung nach [Vog01] und [Son04a].

Messzeit von wenigen Minuten einen statistischen Fehler bzgl. der Gesamtzählrate von kleiner als 1 % gewährleisten zu können.

Wie auch bei den Dosisleistungsmessungen wurde die Intensität der Bremsstrahlungsemission in Abhängigkeit der Beschleunigungsfeldstärke untersucht. Für die spätere Analyse hinsichtlich der Anzahl der feldemittierten Elektronen wird die Effizienz des Detektors in Abhängigkeit der Energie der γ -Strahlung benötigt. Diese wurde von [Vog01] gemessen, und von [Son04a] wird die Parametrisierung

$$\epsilon_{\text{Ge}} = \begin{cases} 0,1634 \cdot \exp \left[- \left(\frac{E_\gamma - 130 \text{ keV}}{63,5 \text{ keV}} \right)^2 \right] & \text{für } E_\gamma < 140 \text{ keV} \\ 7,7342 \cdot \left(\frac{E_\gamma}{1 \text{ keV}} \right)^{-0,78557} & \text{für } E_\gamma \geq 140 \text{ keV} \end{cases} \quad (4.3)$$

angegeben. Sowohl die Messdaten als auch die Parametrisierung sind in Abb. 4.7 dargestellt.

4.1.5 Röntgenspektroskopie mit einem AXAS^{MCA}-Detektor

Im Rahmen dieser Arbeit wurde erstmals die Methode der Röntgenspektroskopie zur Untersuchung von Feldemission angewendet. Dabei wurde die von Struktur #1 und #2 emittierte charakteristische Röntgenstrahlung mit dem Detektorsystem AXAS^{MCA} (**A**nalog **X**-**R**ay **A**cquisition **S**ystem with **M**ulti-**C**hannel **A**nalyzer) der Firma KETEK [KETEK] spektroskopiert. In diesem Abschnitt wird der experimentelle Aufbau am Ende des Injektors kurz beschrieben und die wichtigsten Daten des eingesetzten AXAS^{MCA} angegeben. Außerdem wird dessen Effizienzzeichnung dargestellt.

Die Röntgenspektroskopie-Messungen wurden am Experimentierplatz des Injektors (s. Abb. 3.1) durchgeführt. Dazu wurde ein Strahlrohr mit einem Durchmesser von 10 mm und einer Gesamtlänge von (1773 ± 4) mm am Strahlrohrende des Injektors angebracht, das durch den Kupferkollimator bis in die Bleiabschirmung des (γ, γ') -Messplatzes reichte. An diesem Strahlrohr wurde der sich in einer speziellen Halterung befindende AXAS^{MCA}-Detektor angebracht. Dieser besteht aus einem Silizium-Drift-Detektor (SDD) und einem speziellen Vielkanalanalysator (multi-channel analyzer, MCA). Die wichtigsten Kenndaten des eingesetzten Detektors sind in Tab. 4.2 zusammengefasst. Durch diesen Aufbau konnte der Detektor im Strahlvakuum betrieben werden, so dass die innerhalb der beiden Strukturen emittierte Röntgenstrahlung absorptionsfrei spektroskopiert werden konnte, was außerhalb des Strahlvakuums nicht möglich war. Eine Fotografie des experimentellen Aufbaus innerhalb der Bleiabschirmung ist in Abb. 4.8 gezeigt. Die Montagen des AXAS^{MCA}-Detektors und der zusätzlichen Strahlrohre werden in Anhang A.1 beschrieben.

Für die spätere Analyse der Röntgenspektren in Bezug auf den Feldemissionsstrom ist die Kenntnis der Effizienz zum Nachweis von Röntgenquanten in Abhängigkeit der Photonenenergie notwendig. Zur Bestimmung der Effizienz-Kurve des AXAS^{MCA} wurden drei

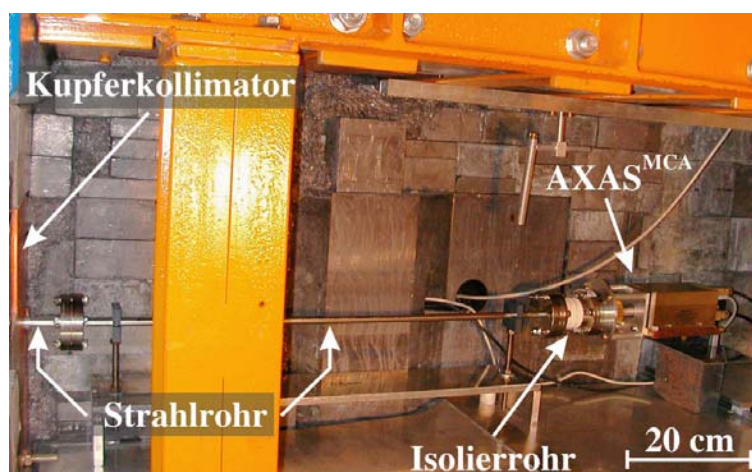


Abb. 4.8: Experimenteller Aufbau zur Röntgenspektroskopie innerhalb der Bleiabschirmung des (γ, γ') -Messplatzes. Zu sehen ist der Röntgendetektor AXAS^{MCA}, der mit einer speziellen Halterung über ein zusätzliches Strahlrohr durch den Cu-Kollimator mit dem Strahlrohr des Injektors verbunden ist.

Energieauflösung bei 5,9 keV (K_{α} -Linie von Fe)	0,19 keV
Shaping-Zeit	150 ns
minimal detektierbare Energie	~ 1 keV
maximal detektierbare Energie	30 keV
maximale Zählrate	$\sim 10^6 s^{-1}$
sensitive Fläche	5 mm ²
Kollimatormaterial	Kupfer
Material des Eintrittfensters	Beryllium
Dicke des Eintrittfensters	8 μ m
Kollimatoröffnung	\varnothing 2,4 mm
Dicke des Silizium-Chips	300 μ m
aktive Dicke	280 μ m
Betriebstemperatur	-15°C
Kühlung des Si-Chips	Peltier-Element

Tab. 4.2: Herstellerangaben des verwendeten AXAS^{MCA}-Detektors.

spezielle Röntgenquellen von AEA Technologie [AEA] verwendet. Es handelt sich dabei um eine ^{55}Fe -, eine ^{65}Zn - und eine ^{241}Am -Quelle. Die Linien-Energien und die Röntgenübergänge können Tab. 4.3 entnommen werden. Das Spezielle an den Quellen ist die Dicke der Folie am Austrittsfenster von $15\ \mu\text{m}$, wodurch die Selbstabsorption in den Quellen minimiert wird. Ihr aktiver Bereich besitzt einen Durchmesser von $5\ \text{mm}$. In Abb. 4.9 ist ein innerhalb von $54\ \text{h}$ aufgenommenes Spektrum der ^{55}Fe -Quelle dargestellt. Der Abstand zum Detektor betrug $3,8\ \text{cm}$, so dass die Quelle trotz ihrer räumlichen Ausdehnung als Punktquelle angesehen werden kann. Die erzielte Auflösung bei dieser unter optimalen Bedingungen durchgeführten Messung betrug $(0,17 \pm 0,005)\ \text{keV}$ für die $5,9\ \text{keV}$ Linie der ^{55}Fe -Quelle, $0,02\ \text{keV}$ besser als vom Hersteller angegeben (s. Tab. 4.2).

Die mit diesen Quellen durchgeführten Messungen zur Bestimmung der Effizienz ergeben den in Abb. 4.10 dargestellten Verlauf. Neben diesen Werten ist das Ergebnis einer Rechnung nach [Gal74] angegeben, wonach die Effizienz durch

$$\epsilon_{\text{Det, theo}} = \exp(-\mu_{\text{Be}}D_{\text{Be}}) [1 - \exp(-\mu_{\text{Si}}D_{\text{Si}})] \quad (4.4)$$

aus den Abschwächungskoeffizienten μ_{Be} des Berylliumfensters und μ_{Si} des Siliziumchips, die bei [Ber99] tabelliert sind, berechnet werden kann. Die Dicke D_{Be} des Be-Fensters ist in Tab. 4.2 angegeben.

Bei der Berechnung der Effizienz ϵ_{Det} aus den gemessenen Daten ist die Abschwächung der Röntgenstrahlung in der Folie am Austrittsfenster der Quelle und in der Luft zwischen

Nuklid	Zerfall	Röntgenübergang	Energie	Intensität in %
^{55}Fe	$^{55}\text{Fe} \xrightarrow{\text{EC}} ^{55}\text{Mn}$	$K_{\alpha_2}, K_{\alpha_1}$ in ^{55}Mn	$5,90\ \text{keV}$	$87,8$
		K_{β_1} in ^{55}Mn	$6,49\ \text{keV}$	$12,2$
^{65}Zn	$^{65}\text{Zn} \xrightarrow{\text{EC}, \beta^+} ^{65}\text{Cu} + \gamma$	$K_{\alpha_2}, K_{\alpha_1}$ in ^{65}Cu	$8,04\ \text{keV}$	$87,9$
		K_{β_1} in ^{65}Cu	$8,90\ \text{keV}$	$12,1$
^{241}Am	$^{241}\text{Am} \xrightarrow{\alpha} ^{237}\text{Np} + \gamma$	Ll in ^{237}Np	$11,88\ \text{keV}$	$0,84$
		$L_{\alpha_2}, L_{\alpha_1}$ in ^{237}Np	$13,94\ \text{keV}$	$13,0$
		L_{β_1} in ^{237}Np	$17,75\ \text{keV}$	$12,11$
		L_{γ_1} in ^{237}Np	$20,79\ \text{keV}$	$2,97$
	$^{237}\text{Np}^* \xrightarrow{\gamma} ^{237}\text{Np}$		$26,35\ \text{keV}$	$2,4$

Tab. 4.3: Übersicht der Linien-Energien und Röntgenübergänge der zur Effizienz-Eichung verwendeten Röntgenquellen. Für ^{55}Fe und ^{65}Zn sind relative Intensitäten [Pfe98] angegeben, für ^{241}Am absolute [Bla92].

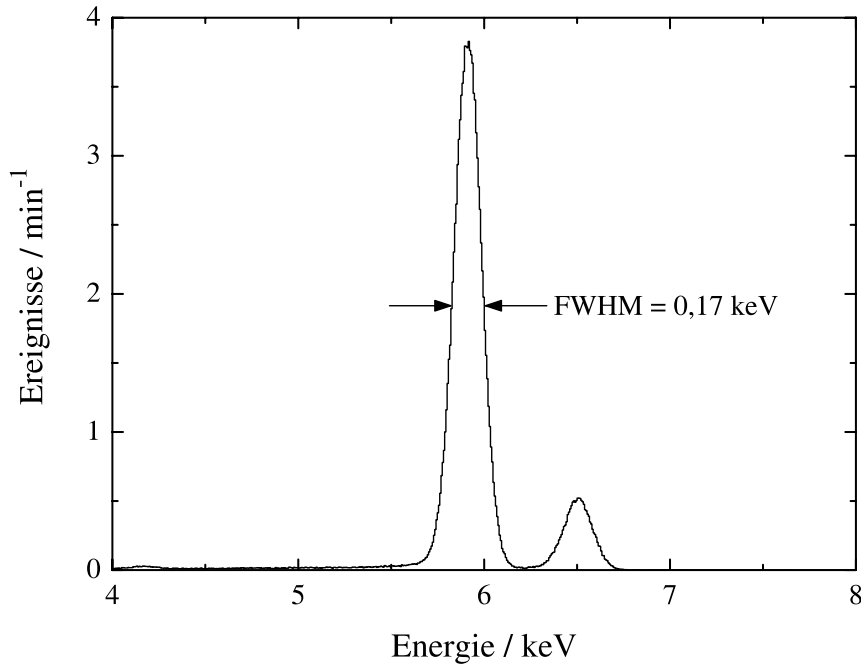


Abb. 4.9: Spektrum einer ^{55}Fe -Quelle unter optimalen Bedingungen. Die Messzeit betrug 54 h, der Abstand zur Quelle 3,8 cm.

Quelle und Detektor zu berücksichtigen. Für die Zählrate \dot{z} gilt demnach

$$\dot{z} = \dot{a} \cdot \frac{A_{\text{Det}}}{4\pi r_{\text{Q}}^2} \cdot \epsilon_{\text{Det}} \cdot f_{\text{Sty}} \cdot f_{\text{Luft}} \quad (4.5)$$

mit der Quellenaktivität \dot{a} am Tag der Messung, der Detektorfläche A_{Det} , dem Abstand der Quelle zum Detektor r_{Q} und den Faktoren f_i , die die Absorption der Röntgenquanten in der Polystyrolfolie der Quelle (f_{Sty}) und in der Luft zwischen Quelle und Detektor (f_{Luft}) berücksichtigen. Diese betragen bis zu 21 % für Luft bzw. bis zu 2 % für die Polystyrolfolie. Eine weitere sensitive Größe ist der Abstand von Quelle und Detektor, welcher zu $(38 \pm 2 \text{ mm})$ bestimmt worden ist. So konnte der Verlauf der Effizienz-Kurve nach [Gal74] im Rahmen der Fehler gut durch die Messungen reproduziert werden (s. Abb. 4.10).

Ein zusätzlicher Wert kann aus den in Kap. 5.4 noch zu besprechenden Röntgenspektren des Niob extrapoliert werden. Die Emission der charakteristischen Röntgenstrahlung kommt dadurch zustande, dass feldemittierte Elektronen auf die Strukturoberfläche treffen und Niobatome ionisieren. Wie noch gezeigt wird, werden sowohl K - als auch L -Schalen-Übergänge bei 16,6 keV und 2,17 keV beobachtet. Zur Extrapolation wird eine relative Effizienz für diese Übergänge berechnet. Mit Hilfe der Werte von [Gal74] kann dann die Effizienz für eine Photonenenergie von 2,17 keV bestimmt werden.

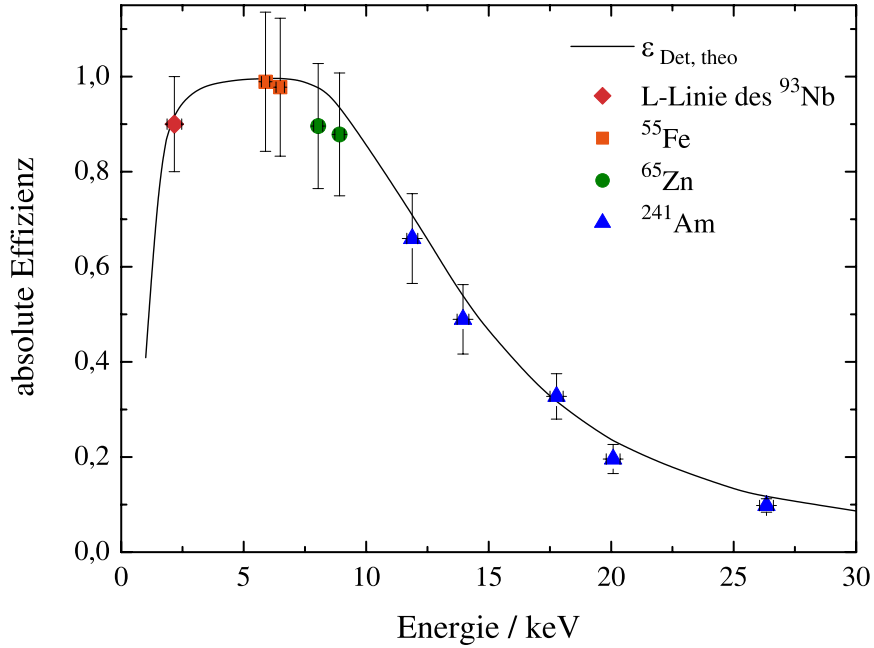


Abb. 4.10: Effizienz des eingesetzten AXAS^{MCA}-Detektors. Abgebildet sind die Ergebnisse einer Rechnung nach [Gal74] und die experimentell bestimmten Effizienzwerte.

Da die Emission der Röntgenquanten auf Ionisationsprozessen basiert, ist die Zählrate proportional zum Wirkungsquerschnitt der Stoßionisation und der Fluoreszenzausbeute der K - und L -Schale in Niob. Mit der Konstanten k , die den Raumwinkel und Materialkonstanten des Niob enthält, gilt jeweils für die Zählrate der K - und L -Übergänge

$$\dot{z}_i = k \cdot \dot{n}_e \cdot \epsilon_i \cdot Y_i \cdot \sigma_i \quad i = K, L. \quad (4.6)$$

Die Anzahl der auf das Niob pro Sekunde treffenden Elektronen ist durch \dot{n}_e gegeben und die Detektoreffizienz für die K - und L -Linien des Niob durch ϵ_i . Da auf jeden K - auch ein L -Übergang folgt, ist die mit einem Detektor gemessene Zählrate nicht die reine L -Zählrate, die dadurch zustande kommt, dass nur ein Loch in der L -Schale aufgefüllt wird. Deshalb gilt

$$\dot{z}_L = \dot{z}_L^{\text{mess}} - \dot{z}_K. \quad (4.7)$$

Da die verwendeten Datensätze bei unterschiedlichen Beschleunigungsfeldstärken aufgenommen wurden und somit die Energieverteilung der Elektronen verschieden war, werden die Wirkungsquerschnitte für die K - und L -Schalenionisation durch Mittelwerte ersetzt. Nach Abb. 2.7 ergibt sich für die K - und L -Schalenionisation $\bar{\sigma}_K = (69 \pm 16)$ barn und $\bar{\sigma}_L = (1947 \pm 624)$ barn. Die Fluoreszenzausbeuten für die K - und L -Schale können der

Abb. 2.6 entnommen und zu $Y_L = (0,033 \pm 0,001)$ sowie $Y_K = (0,76 \pm 0,01)$ bestimmt werden. Aus

$$\epsilon_{\text{Det}}(2,17 \text{ keV}) = \frac{\dot{z}_L^{\text{mess}} - \dot{z}_K}{\dot{z}_K} \cdot \frac{Y_K}{Y_L} \cdot \frac{\bar{\sigma}_K}{\bar{\sigma}_L} \cdot \epsilon_{\text{Det}}(16,6 \text{ keV}) \quad (4.8)$$

wurde die Effizienz bei 2,17 keV für mehrere Beschleunigungsfeldstärken berechnet, aus denen sich der fehlergewichtete Mittelwert zu

$$\bar{\epsilon}_{\text{Det}}(2,17 \text{ keV}) = (0,9 \pm 0,1) \quad (4.9)$$

ergibt. Dieser Wert ist in Abb. 4.10 ebenfalls eingetragen und passt gut zu der Kurve, die nach [Gal74] berechnet wurde.

Zusammenfassend stimmen alle aus den Messdaten extrahierten Effizienzwerte gut mit dem Modell nach [Gal74] überein. Bei allen nachfolgenden Berechnungen, bei denen die Effizienz des AXAS^{MCA}-Detektors eingeht, werden daher die Werte nach [Gal74] verwendet, wobei der relative Fehler gemäß den Fehlern, die sich aus den Messungen mit den Röntgenquellen ergeben haben, mit 15% eingeht.

4.1.6 Optische Messungen mit einem Photomultiplier

Für eine quantitative Analyse der Lichtemission wurde zu deren Beobachtung am Ort I1T1 statt einer CCD-Kamera ein Photomultiplier (PMT) eingesetzt (s. Abb. 4.1), welcher vom Institut für Angewandte Physik zur Verfügung gestellt wurde. Es handelte sich dabei um einen Photomultiplier der Baureihe R1457 von Hamamatsu. Eine Fotografie des experimentellen Aufbaus ist in Abb. 4.11 gezeigt. Der Photomultiplier wurde bei einer Betriebsspannung von 800 V betrieben, so dass der maximale Photomultiplierstrom während der Messungen deutlich unter $I_{\text{Ph}} = 0,01 \text{ mA}$ lag und so eine Schädigung des Photomultipliers vermieden wurde. Der Photomultiplierstrom wurde mit einem Digital-Multimeter von Keithley (Keithley 196 System DMM) [Keit] gemessen. Während aller Messungen wurden alle Lichtquellen ausgeschaltet, die signifikant den Untergrundstrom des Photomultipliers erhöhten.

Für eine spektrale Analyse des emittierten Lichts ist die Kenntnis der Effizienz des Photomultipliers notwendig. Hierfür gibt es zwei wichtige Größen zur Charakterisierung, zum einen die Kathodensensitivität S_K und zum anderen die Quanteneffizienz $\eta(\lambda)$ der Photokathode. Erstere wird in A/W angegeben und ergibt sich bei einer bestimmten Wellenlänge λ aus dem Photoemissionsstrom I_e sowie dem Lichtstrom Φ_{Ph} auf die Kathodenfläche A_K durch [Ham]

$$S_K(\lambda) = \frac{I_e(\lambda)}{\Phi_{\text{Ph}}(\lambda)A_K}. \quad (4.10)$$

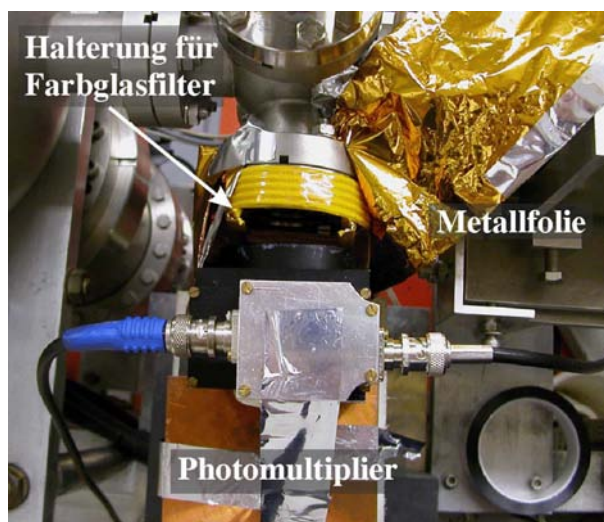


Abb. 4.11: Photomultiplier zur quantitativen Analyse der Lichtemission. Die Farbglasfilter konnten im Strahlengang zwischen Spiegel und Photomultiplier angebracht werden. Die Metallfolie diente dem Schutz vor Lichteinfall.

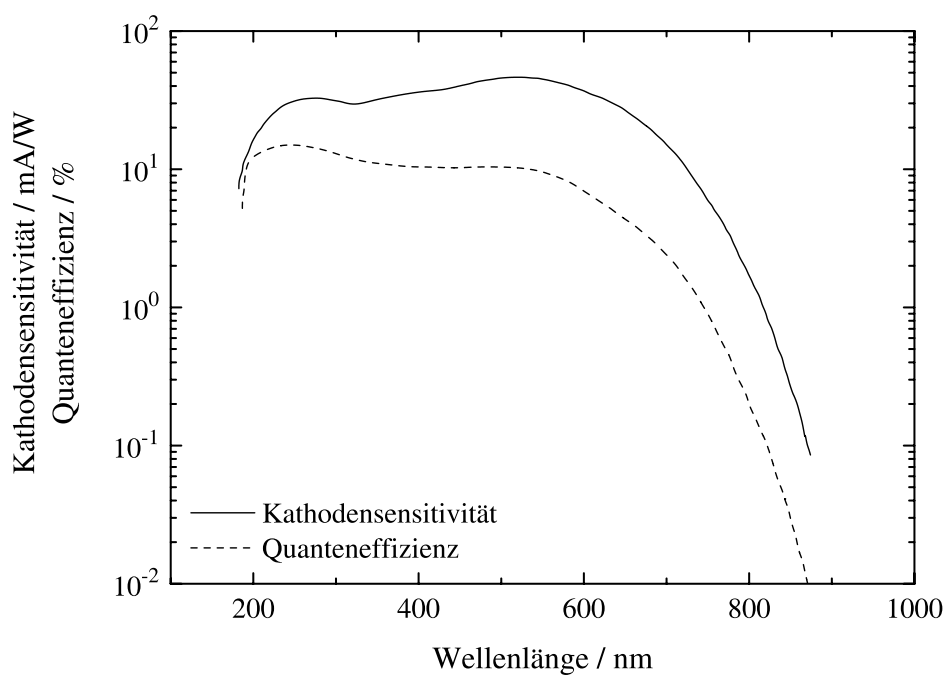


Abb. 4.12: Quanteneffizienz und Kathodensensitivität des Photomultipliers [Ham92].

$\Delta\lambda$	λ	S_K	$\Delta\lambda$	λ	S_K
515 – 530	523	46 ± 3	645 – 665	655	25 ± 3
530 – 550	540	45 ± 3	665 – 695	680	19 ± 3
550 – 570	560	43 ± 2	695 – 715	705	14 ± 3
570 – 590	580	40 ± 3	715 – 780	748	$6,2 \pm 5,6$
590 – 610	600	36 ± 2	780 – 830	805	$1,3 \pm 1,6$
610 – 630	620	32 ± 3	830 – 850	840	$0,39 \pm 0,21$
630 – 645	638	29 ± 2			

Tab. 4.4: Aufgeführt sind die Sensitivitätswerte S_K für die mittleren Wellenlängen λ der Wellenlängenintervalle $\Delta\lambda$, die sich bei der Verwendung der Farbglasfilter zur Bestimmung der spektralen Energiedichte des emittierten Lichts ergeben. Die Wellenlängen sind dabei in nm, die Sensitivität in mA/W angegeben.

Die Quanteneffizienz $\eta(\lambda)$ ist die Anzahl der Elektronen, die von der Kathode emittiert wird, pro Anzahl der auf die Kathode getroffenen Photonen. Die Strahlungssensitivität kann in die Quanteneffizienz umgerechnet werden durch

$$\eta(\lambda) = \frac{1}{e} E_\lambda \cdot S_K(\lambda), \quad (4.11)$$

wobei E_λ die Energie der einfallenden Lichtquanten und e die Elektronenladung sind. Der Verlauf beider Größen in Abhängigkeit der Wellenlänge des Lichtes ist in Abb. 4.12 wiedergegeben.

Für die Bestimmung der spektralen Verteilung des von den Strukturen emittierten Lichts wurde ein Satz Farbglasfilter von Schott (OG 515 bis OG 590 und RG 610 bis RG 850) [ITOS] verwendet. Bei den Gläsern handelte es sich um Langpassfilter, die nur Licht ab einer bestimmten Wellenlänge, die bei den OG- wie auch bei den RG-Filtern durch die Zahl in nm gegeben ist, zu mindestens 50% transmittieren. Die spektrale Verteilung konnte mit diesem Filtersatz in einem Wellenlängenbereich von 515 nm bis 850 nm in Intervallen von 15 nm bis 65 nm ermittelt werden. Die Sensitivität des Photomultipliers in einem solchen Intervall wurde jeweils für die Wellenlänge in der Mitte dieses Intervalls aus Abb. 4.12 bestimmt. In den jeweiligen Fehler ging entweder die Ableseungenauigkeit oder die maximale Abweichung zur Sensitivität an den Intervallgrenzen ein, je nachdem, welcher Wert größer war. Die sich daraus ergebenden Sensitivitätswerte sind in Tab. 4.4 angegeben.

Kapitel 5

Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse dargestellt, die bei Messungen mit den in Kap. 4 vorgestellten Versuchsaufbauten erzielt wurden. Der Reihe nach werden die Ergebnisse der Beobachtungen der Lichtemission mit einer CCD-Kamera, der Dosisleistungsmessungen, der Spektroskopie der Bremsstrahlung, der Röntgenspektroskopie und der Messungen mit einem Photomultiplier vorgestellt. Dabei werden die Strukturen aus Gründen der Übersichtlichkeit teilweise nur mit #1 und #2 bezeichnet.

5.1 Beobachtungen mit einer CCD-Kamera

Zur Untersuchung langfristiger Trends wurde die Emission von Licht im sichtbaren Spektralbereich von 400 bis 750 nm in Struktur #1 und #2 mit einer CCD-Kamera in einem Zeitraum von vier Monaten beobachtet. Dabei waren Veränderungen bzgl. der Anzahl und der Position der Emissionszentren von Interesse sowie die Frage, ob sich ihre Abbilder an den Orten der Targets I0R1 und I1T1, also vor und hinter dem Injektor, unterscheiden.

Abbilder der Licht emittierenden Zentren

In Abb. 5.1 sind Abbilder der Lichtemission in Struktur #1 und #2 gezeigt. In beiden Bildern sind kreisförmig angeordnete, lokalisierte Emissionszentren, im Weiteren auch als Punkte oder Spots bezeichnet, zu erkennen. Da weder für Struktur #1 noch für Struktur #2 eine zweite Ebene mit Licht emittierenden Punkten gefunden werden konnte, deutet dies darauf hin, dass sich die Emissionszentren jeweils im Bereich einer einzigen Irisblende, kurz Iris, befinden. Der etwas hellere Bereich im Vordergrund des linken Bildes der Lichtemission in Struktur #1 stellt nur eine Reflektion dar.

Bei Struktur #1 konzentriert sich die Emission von Licht hauptsächlich auf einen intensiv strahlenden Bereich auf der rechten Seite des Kreises. Im unteren Kreisrand sind vier weitere Emissionspunkte vorhanden, von denen drei keine unterscheidbaren Intensitäten aufweisen. Bei Struktur #2 existieren insgesamt ca. 40 gut trennbare Licht emittierende Spots, die auf $3/4$ des Kreisumfangs verteilt sind. Ihre Größe variiert ebenso wie ihre Helligkeit, jedoch nicht so stark wie bei Struktur #1. Der Größenunterschied zwischen

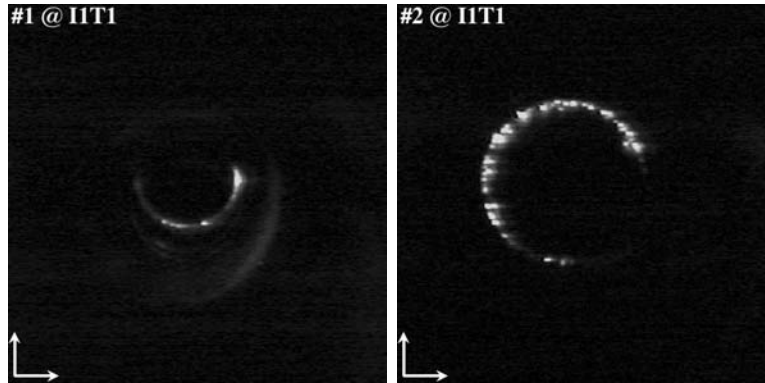


Abb. 5.1: Lichtemission am 22.06.2004. Links: Struktur #1 bei $E_{\text{acc}} = 4,4 \text{ MV/m}$, rechts: Struktur #2 bei $E_{\text{acc}} = 5,4 \text{ MV/m}$. Beide Bilder wurden an der Position des Targets I1T1 aufgenommen. Die Bildausrichtung ist durch Pfeile gekennzeichnet.

beiden Bildern beruht einzig auf der unterschiedlichen Entfernung der Licht emittierenden Bereiche zur CCD-Kamera. Die Emission von Licht setzt für beide Strukturen im Rahmen der Fehler bei gleichen Feldstärken ein und zwar bei

$$\begin{aligned} \#1 : E_{\text{acc, min}} &= (3,5 \pm 0,2) \text{ MV/m} \\ \#2 : E_{\text{acc, min}} &= (3,4 \pm 0,2) \text{ MV/m}. \end{aligned} \quad (5.1)$$

Nachdem zu einem späteren Zeitpunkt auch der Spiegel an der Targetposition I0R1 vor dem Injektor (s. Abb. 4.1) zur Verfügung stand, wurde die Lichtemission sowohl hinter als auch vor dem Injektor beobachtet. Dabei entstanden die in Abb. 5.2 gezeigten Aufnahmen. Im Vergleich zu Abb. 5.1 fällt bei den zwei oberen Bildern in Abb. 5.2 auf, dass sich die Anordnung der Spots und deren Anzahl nicht geändert hat. Allerdings hat die Intensität der Lichtemission abgenommen, obwohl die Aufnahmen unter denselben Bedingungen erhalten wurden wie die in Abb. 5.1. Es wurden dieselben Beschleunigungsfeldstärken gewählt, die Objektivblende der CCD-Kamera war wie bei allen anderen Aufnahmen voll geöffnet, ihr Bildverstärker (automatic gain control) war ausgeschaltet und es wurden dieselben Einstellungen an der Frame-Grabber-Karte verwendet. Allerdings wurde in der Zeit zwischen beiden Messungen das Betriebssystem des PC, in dem sich die Karte befand, neu installiert, wobei nicht mehr eine spezielle, sondern die Originalsoftware für das Auslesen der Frame-Grabber-Karte eingespielt wurde. Auch wenn in beiden Programmen gleiche Einstellungen vorgenommen worden sind, kann dies eine Ursache für die Beobachtung der geringeren Intensität sein [Pla05].

Auch vor dem Injektor am Ort des Targets I0R1 konnte Lichtemission in den Strukturen beobachtet werden, deren Abbilder in den beiden unteren Photographien von Abb. 5.2 zu sehen sind. Genauso wie hinter dem Injektor am Ort des Targets I1T1, wurde für jede Struktur jeweils nur ein Bereich gefunden, in dem Lichtemitter vorhanden waren. Beim

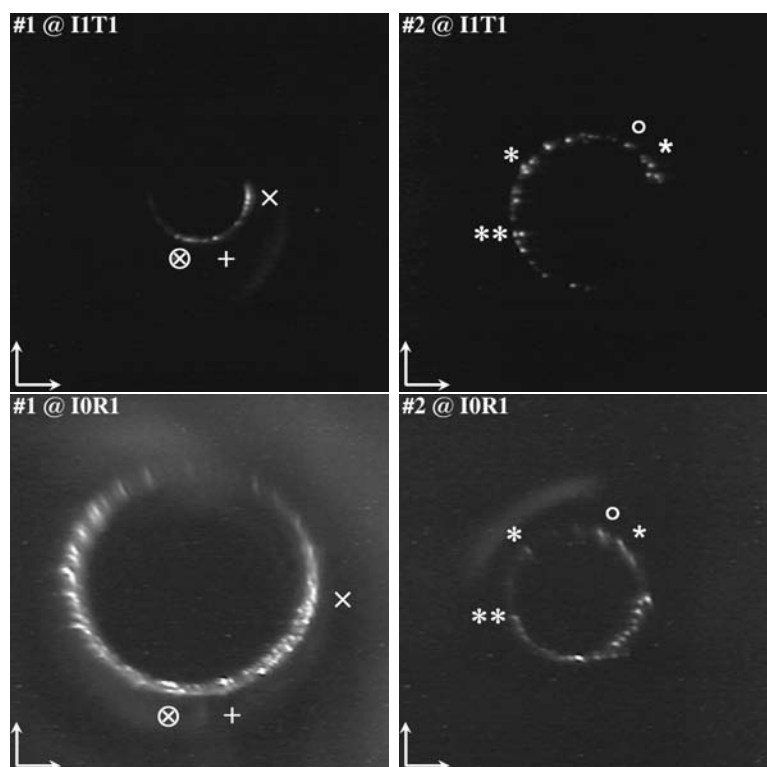


Abb. 5.2: Lichtemission am 27.09.2004. Links: Struktur #1 bei $E_{\text{acc}} = 4,4$ MV/m an den Positionen der Targets I1T1 (oben) und I0R1 (unten). Rechts: Struktur #2 bei $E_{\text{acc}} = 5,4$ MV/m an den Positionen der Targets I1T1 (oben) und I0R1 (unten). Die unteren Aufnahmen sind spiegelverkehrt zu den Originalen dargestellt, um sie mit den Aufnahmen hinter dem Injektor leichter vergleichen zu können. Die Bildausrichtung ist durch Pfeile gekennzeichnet.

Vergleich dieser Bilder mit denen hinter dem Injektor, die in Abb. 5.2 oben zu sehen sind, können nur wenige Entsprechungen gefunden werden, obwohl es sich jeweils um Aufnahmen der Lichtemission ein und derselben Struktur handelt. Die im Folgenden dargestellten Parallelen in den Bildern vor und hinter dem Injektor wurden bestimmt, indem mit Hilfe eines Bildverarbeitungsprogramms zunächst das jeweils größere Bild entsprechend skaliert und dann die beiden Aufnahmen durch Bildung der Differenz überlagert wurden. Dadurch werden helle Bereiche, die sich in beiden Bildern an gleichen Stellen befinden, entsprechend ihrer Helligkeitsunterschiede dunkel oder schwarz.

Im oberen Bild des linken Teils von Abb. 5.2 befindet sich am rechten Rand der schon bekannte helle Bereich, markiert mit \times . An etwa derselben Stelle im unteren Bild tritt eine Häufung von sehr vielen Licht emittierenden Punkten auf, ebenfalls markiert mit \times . Entsprechend kann dem hellsten Punkt am unteren Kreisrand im oberen Bild ein Punkt im unteren Bild zugeordnet werden (jeweils mit $+$ markiert). An der Stelle der anderen,

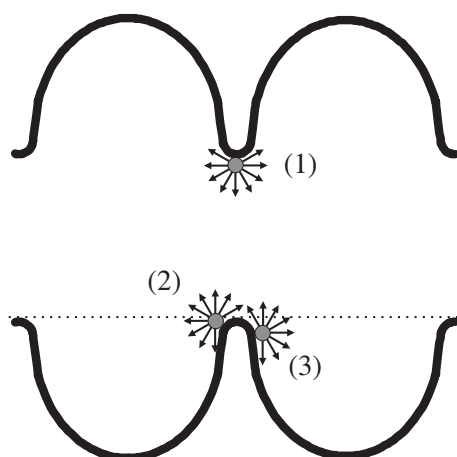


Abb. 5.3: Gezeigt sind zwei Zellen einer Beschleunigungsstruktur. Auf der Irisblende zwischen beiden sind drei mögliche Positionen von Lichtemittern dargestellt. Die Pfeile deuten die Emissionsrichtung des Lichtes an. (1) Der Emittter wird von beiden Seiten gesehen. (2) Der Emittter wird von beiden Seiten gesehen, von rechts jedoch mit verminderter Intensität. (3) Der Emittter wird nur von rechts gesehen.

etwas schwächer erscheinenden Punkte in diesem Bereich befindet sich im unteren Bild ein etwas breiterer Licht emittierender Fleck (jeweils mit \otimes markiert). Allerdings scheint der Intensitätsunterschied der mit $+$ und \otimes gekennzeichneten Stellen im unteren Bild nicht mit dem im oberen Bild übereinzustimmen. Für alle weiteren Lichtemitter im unteren Bild – die Gesamtzahl aller Emittter beträgt ca. 60 – lassen sich keine Entsprechungen im oberen Bild finden. Vor allem am linken Kreisrand sind diese auch nicht mehr als kleine Punkte, sondern als kleine gebogene Striche zu erkennen, wobei deren Krümmung unter dieser Perspektive an die der Iris erinnert.

Im rechten Teil von Abb. 5.2 sind die Aufnahmen der Lichtemission von Struktur #2 zu sehen. Hier fällt es schwer, Entsprechungen zwischen dem oberen und dem unteren Bild zu finden. Eher scheint es so, als ob in den Bereichen, in denen im oberen Bild Emittter zu sehen sind, im unteren keine zu sehen sind und umgekehrt. Bei einem genaueren Vergleich kann zwei Punkten im unteren Bild, gekennzeichnet mit $*$ und $**$, ein entsprechendes Paar im oberen zugeschrieben werden. Dies gilt ebenfalls für die Bereiche die mit \circ und \star gekennzeichnet sind.

Da für jede Struktur nur ein Bereich mit Licht emittierenden Zentren beobachtet werden konnte und Parallelen zwischen den Bildern existieren, die vor und hinter dem Injektor von den Lichtemittern aufgenommen wurden, dürften sich diese jeweils auf ein und derselben Iris befinden.

Die Unterschiede in den Beobachtungen können mit Hilfe von Abb. 5.3 erklärt und verstanden werden. Es ist ein Ausschnitt einer Struktur bestehend aus zwei Zellen darge-

stellt. In der Mitte befindet sich eine Iris, auf der sich drei Lichtemitter befinden. Sitzt ein Lichtemitter direkt oben auf der Iris (1), kann er von beiden Seiten der Struktur gesehen werden. Befindet sich der Emitter (2) seitlich an der Irisblende und ragt ein Teil von ihm über die Verbindungslinie zu den Nachbaririsblenden hinaus (gepunktete Linie), kann er ebenfalls von beiden Seiten der Struktur beobachtet werden. Allerdings wird dabei die auf der rechten Seite feststellbare Intensität des Punktes wesentlich niedriger sein als auf der linken, da von rechts gesehen die Iris den Blick auf den Emitter nur teilweise zulässt. Liegt die Position des Emitters komplett unterhalb der Verbindungslinie (3), kann er nur noch von einer, hier von der rechten Seite, gesehen werden.

Abstandsbestimmungen

Mit Hilfe der auf dem Objektiv angebrachten Skala und der Methode 2 zur Abstandsbestimmung (vgl. Kap. 4.1.2) sowie den in Tab. 4.1 angegebenen Streckenlängen wurden die Entfernungen der Bereiche, in denen sich jeweils die Lichtemitter befinden, zum jeweiligen Einkoppler der Struktur bestimmt. Dabei wurden vier bzw. drei Datensätze verwendet, die an der Position der Targets I0R1 bzw. I1T1 ermittelt wurden. In Tab. 5.1 sind die Ergebnisse zusammengefasst. Für beide Strukturen sind einmal die fehlergewichteten Mittelwerte angegeben, die sich jeweils getrennt aus den Daten an den Targetpositionen I0R1 und I1T1 ergeben, und einmal die, die sich aus allen Daten für eine Struktur ergeben. Die berücksichtigten Fehler setzen sich aus denen der gemessenen Strecken in Tab. 5.1 und denen beim Ablesen der Objektivskala zusammen.

Obwohl nur wenige Parallelen zwischen den Bildern der Lichtemitter von Struktur #2 vor und hinter dem Injektor hergestellt werden konnten, kann nur ein einheitlicher Bereich im Abstand von $d_{L\#2} = (-26 \pm 8)$ cm für die Lichtemission im Rahmen der Fehler lokalisiert werden. Da die in Tab. 5.1 angegebenen Einzelpositionen von (-23 ± 8) cm

Position der Kamera	Mittelwert (für eine Position)	Mittelwert (für beide Positionen)
L#1 (I0R1)	(27 ± 6) cm	(26 ± 5) cm
L#1 (I1T1)	(15 ± 11) cm	
L#2 (I0R1)	(-23 ± 8) cm	(-26 ± 8) cm
L#2 (I1T1)	(-27 ± 8) cm	

Tab. 5.1: Abstände der Licht emittierenden Bereiche L#1 und L#2 zu den Einkopplern der jeweiligen Struktur. Die Bestimmung der angegebenen fehlergewichteten Mittelwerte ist im Text näher erklärt. Das Minuszeichen zeigt an, dass die Distanz vom Einkoppler in Richtung der Elektronenkanone gemessen wird.

und (-27 ± 8) cm jeweils in einer Zelle liegen, kann die Position der Lichtemitter auf eine bestimmte Iris eingeschränkt werden, wobei im Rahmen der Fehler auch die direkt benachbarten Irisblenden in Betracht kämen. In Abb. 5.4 ist dies an einem Schnitt durch das Kryostatmodul von Struktur #2 verdeutlicht. Ausgehend von der Position des Einkopplers befindet sich in einer Entfernung von 26 cm in Richtung der Elektronenkanone diese Iris zwischen Zelle Z18 und Z19.

Auf Grund der Ergebnisse der Abstandsmessungen könnte es sich bei Struktur #1 um zwei verschiedene Bereiche handeln, von denen Licht emittiert wird. Allerdings existieren mehrere Übereinstimmungen in den Bildern der Licht emittierenden Zentren vor und hinter dem Injektor. Da zusätzlich der Fehler des Abstandes, der an der Position des Targets IT1 gemessen wurde, sehr groß ist, kann davon ausgegangen werden, dass es sich auch bei Struktur #1 nur um einen Bereich handelt, von dem aus Licht emittiert wird. Der Abstand zum Einkoppler beträgt hier $d_{L\#1} = (26 \pm 5)$ cm. Da bei Struktur #1 sich der Einkoppler im Cut-off-Rohr befindet, an welches sich die Zelle Z1 anschließt, dürften die Licht emittierenden Zentren sich auf der Iris zwischen Zelle Z2 und Z3, der Mittelzelle, befinden. Auf Grund des kleineren Fehlers, kämen hier nur die direkt benachbarten Irisblenden zwischen Zelle Z1 und Z2 bzw. Z2 und Z3 als Orte der Lichtemission in Frage.

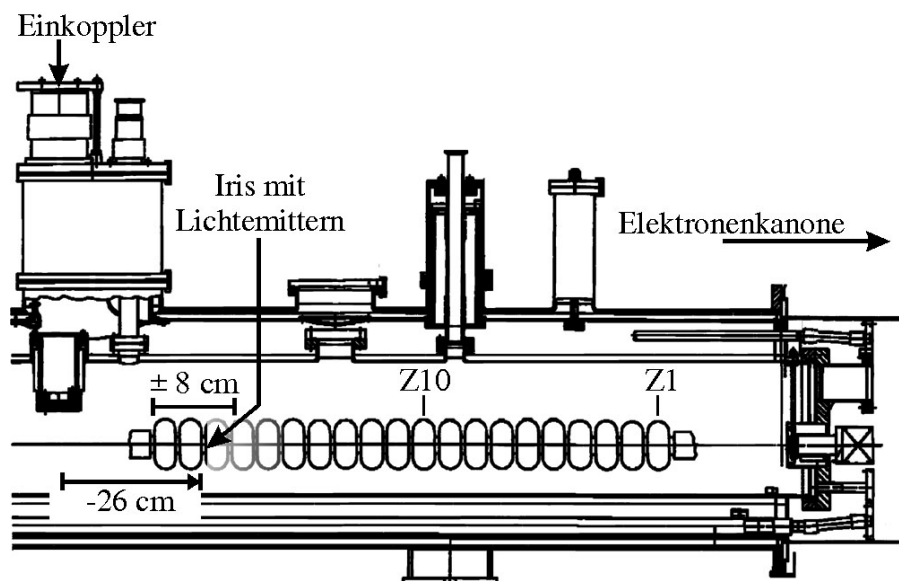


Abb. 5.4: Bereich der Lichtemission am Beispiel von Struktur #2. Abgebildet ist ein Schnitt durch den Kryostat mit sichtbarer Struktur, deren Zellen mit Z1 bis Z20 durchnummeriert sind. Die Position des Einkopplers ist angedeutet und seine Distanz zum Bereich der Lichtemission eingezeichnet.

Mit Hilfe der gemessenen Abstände der Licht emittierenden Bereiche zu den Einkopplern der Strukturen und der Eichkurve der CCD-Kamera ist es möglich, den Durchmesser der einzelnen Licht emittierenden Punkte (s. Abb. 5.2) abzuschätzen. Hierbei wurden nur die

Abbilder von Licht emittierenden Zentren betrachtet, die eindeutig von anderen getrennt werden konnten. Es ergibt sich ein Durchmesser von

$$d_{\text{Spot}} \leq 500 \mu\text{m}. \quad (5.2)$$

Dabei kann es sich jedoch nur um eine obere Schranke handeln, da auf Grund der großen Abstände das Auflösungsvermögen des CCD-Chips fast erreicht ist, d. h. die Anzahl der Pixel pro Licht emittierendem Punkt beträgt nur 1 bis 9 Pixel bei einer Gesamtzahl von 768×576 Pixeln pro Bild.

5.2 Dosisleistungsmessungen entlang des Injektors

Mit Hilfe der Messung der Dosisleistung entlang des Injektors konnte mit einfachen Mitteln überprüft werden, ob für eine Struktur der Bereich, in dem feldemittierte Elektronen wieder auf die Kavitätswand treffen, mit dem Bereich der Lichtemission zusammenfällt. Außerdem wurde die Dosisleistung in Abhängigkeit der Beschleunigungsfeldstärke gemessen, um ein Fowler–Nordheim–Verhalten der Dosisleistung aufzuzeigen. Die Ergebnisse der Messungen werden im Folgenden dargestellt.

Verteilung der Dosisleistung entlang des Injektors

In Abb. 5.5 sind die Ergebnisse der Dosisleistungsmessungen entlang des Injektors gezeigt. In beiden Diagrammen ist die Dosisleistung in mSv/h über dem Abstand des Dosislei-

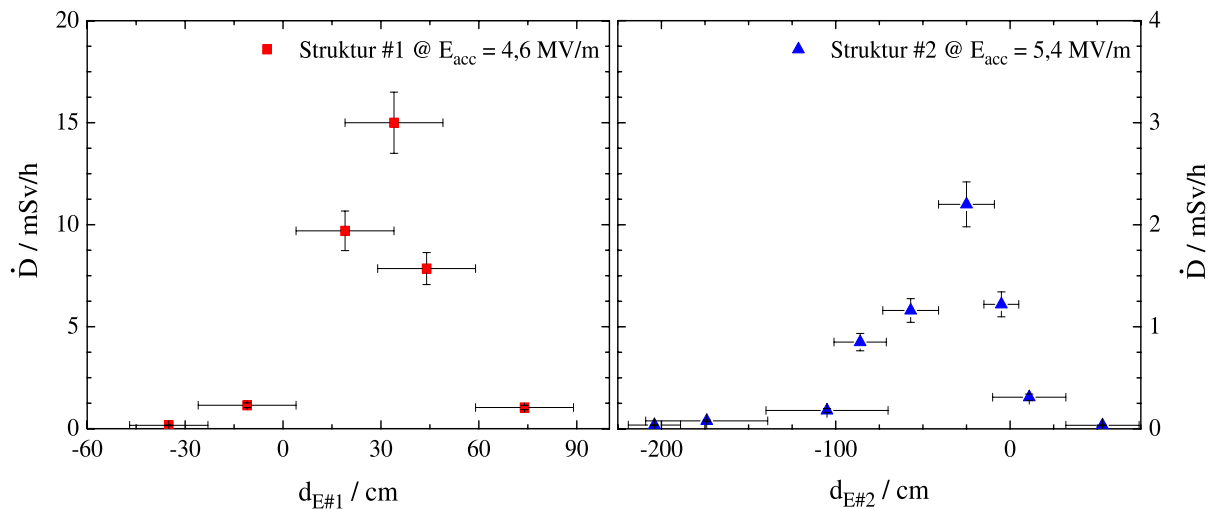


Abb. 5.5: Verteilung der Dosisleistung entlang des Injektors. Aufgetragen ist die Dosisleistung über dem Abstand $d_{E\#i}$ zum Einkoppler der jeweiligen Struktur (s. Abb. 4.1). Zu beachten ist die unterschiedliche Skalierung der beiden y-Achsen.

tungsmessgeräts relativ zum Einkoppler der jeweiligen Struktur aufgetragen. Die Fehler der Messdaten in y -Richtung ergeben sich aus den Werksangaben von 15 % bei gemessenen Dosisleistungen unter bzw. 5 % bei mehr als $20 \mu\text{Sv/h}$ [Lor84] sowie einer Ablesegenauigkeit von 5 %. Die Fehler in x -Richtung stellen jeweils die Hälfte des maximalen Abstandes zu den benachbarten Messpunkten dar. Zu beachten ist, dass sich die y -Achsen der beiden Diagramme um einen Faktor fünf unterscheiden. Die an Struktur #1 maximal gemessene Dosisleistung von $(14,0 \pm 3) \text{ mSv/h}$ ist um einen Faktor 6,4 größer als die von Struktur #2. Sie wurde bei einem Abstand vom Einkoppler von $(34 \pm 15) \text{ cm}$ ermittelt. Im Fall von Struktur #2 wurde die maximale Dosisleistung bei $(-25 \pm 16) \text{ cm}$ relativ zum Einkoppler gemessen.

Das Besondere an diesen Ergebnissen ist, dass die Bereiche der maximalen Dosisleistung von Struktur #1 und #2 mit den Bereichen der Lichtemission im Rahmen der Fehler übereinstimmen (vgl. Tab. 5.1).

Abhängigkeit der Dosisleistung von der Beschleunigungsfeldstärke

An den Positionen maximaler Dosisleistung wurde zusätzlich die Abhängigkeit der Dosisleistung von der Beschleunigungsfeldstärke gemessen. Dabei wurden die minimalen Beschleunigungsfelder

$$\begin{aligned} \#1 : E_{\text{acc, min}} &= (3,4 \pm 0,2) \text{ MV/m} \\ \#2 : E_{\text{acc, min}} &= (3,7 \pm 0,3) \text{ MV/m}, \end{aligned}$$

für die die Dosisleistung deutlich größer als die der Untergrundstrahlung von $(0,18 \pm 0,03) \mu\text{Sv/h}$ war, ermittelt. Diese stimmen im Rahmen der Fehler gut mit den Beschleunigungsfeldstärken überein, bei denen die Emission von Licht einsetzte.

Im Diagramm der Abb. 5.6 sind die Ergebnisse der Dosisleistungsmessungen in Abhängigkeit der Beschleunigungsfeldstärke dargestellt. In Anlehnung an Gl. (2.13) wurde der Quotient $\dot{D}/E_{\text{peak}}^{2,5}$ aus der Dosisleistung \dot{D} und der maximal in der Struktur auftretenden Feldstärke E_{peak} über $1/E_{\text{peak}}$ aufgetragen. Für die Abhängigkeit der Dosisleistung von der Beschleunigungsfeldstärke ergibt sich demnach eine Fowler–Nordheim–Charakteristik. Da jedoch die Dosisleistung und nicht der Strom feldemittierter Elektronen aufgetragen ist, kann nur der Feldüberhöhungsfaktor unter der Annahme bestimmt werden, dass die Dosisleistung sich nach

$$\dot{D} = a \cdot I_e^b \quad (5.3)$$

aus dem Feldemissionsstrom I_e nach Gl. (2.13) und den Konstanten a und b , welche unbekannt sind, berechnet. Unter der Annahme, dass die Dosisleistung proportional zum Feldemissionsstrom ist ($b = 1$), ergeben sich die Feldüberhöhungsfaktoren von Struktur #1 und #2 zu

$$\begin{aligned} \#1 : \beta_{\text{FN}} &= 180 \pm 30 \\ \#2 : \beta_{\text{FN}} &= 245 \pm 35. \end{aligned} \quad (5.4)$$

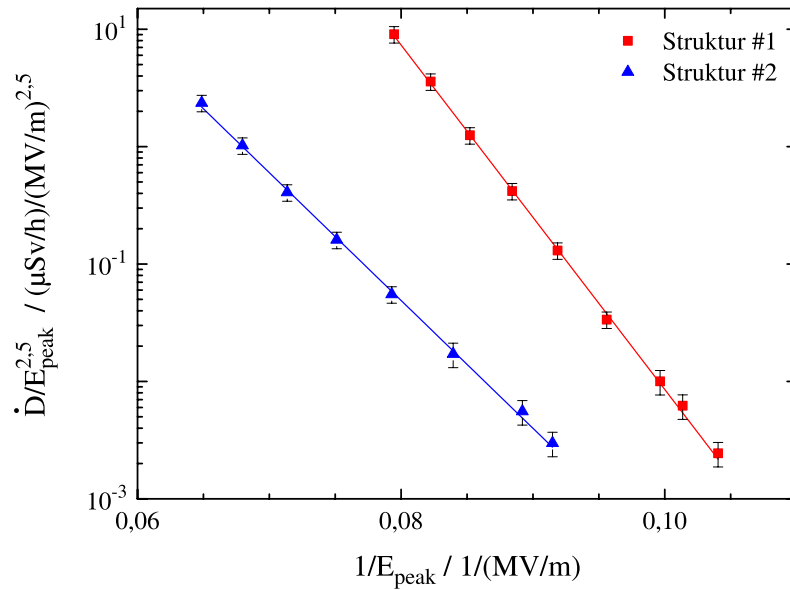


Abb. 5.6: Fowler–Nordheim–Charakteristik der Dosisleistung. Aufgetragen ist der Quotient der gemessenen Dosisleistung \dot{D} und $E_{\text{peak}}^{2.5}$ über der inversen Spitzenfeldstärke $1/E_{\text{peak}}$ des Beschleunigungsfeldes. Die durchgezogenen Linien stellen Anpassungen mit der Funktion aus Gl. (5.5) dar.

Diese Werte wurden durch die Anpassung einer der Auftragung entsprechend modifizierten Fowler–Nordheim–Funktion

$$\tilde{f}(x) = 655\tilde{A}_{\text{em}}\beta_{\text{FN}}^{5/2} \cdot \exp\left(-60900\frac{x}{\beta_{\text{FN}}}\right) \quad (5.5)$$

an die in Abb. 5.6 gezeigten Daten erhalten, wobei $x = 1/E_{\text{peak}}$ gilt und E_{peak} in MV/m einzusetzen ist. Die Zahlenwerte berechnen sich aus den bei Gl. (2.13) aufgeführten Konstanten, und es gilt $\tilde{A}_{\text{em}} = a \cdot A_{\text{em}}$. Die in Gl. (5.4) angegebenen Fehler ergeben sich durch Variation der Anpassungsfunktion $\tilde{f}(x)$ im Rahmen der Fehler der einzelnen Datenpunkte. Trotz der eingegangenen Annahme scheinen die Werte aus Gl. (5.4) vernünftig zu sein, da in der Literatur Werte, abhängig vom jeweils beobachteten Emittter, zwischen 100 und 700 angegeben werden [Pad98]. Aus den Daten der Bremsstrahlungs- und Röntgenspektroskopie werden im Folgenden weitere Werte für die Feldüberhöhungsfaktoren beider Strukturen bestimmt, welche am Ende von Kap. 5.4 miteinander verglichen werden.

5.3 γ -Spektroskopie mit einem HPGe-Detektor entlang des Injektors

Bis hierher wurden die Phänomene, die im Zusammenhang mit Feldemission stehen, mit relativ einfachen Mitteln untersucht. Die dabei erzielten Ergebnisse beschränken sich auf die Position der Emitter und eine erste Abschätzung der Feldüberhöhungsfaktoren. Um die Feldemission in den beiden Beschleunigungsstrukturen detaillierter charakterisieren zu können, waren weitere Untersuchungen notwendig. Dabei wurden die Fowler-Nordheim-Koeffizienten genauer bestimmt und die Energie der auf die Wand der Struktur auftreffenden Elektronen ermittelt. Außerdem wurden Indizien für die Ursache der Feldemission in beiden Strukturen gesammelt werden.

Ein Verfahren stellt die γ -Spektroskopie der Bremsstrahlung dar, die beim Auftreffen der feldemittierten Elektronen auf die Wand der Kavität entsteht. Aus den Spektren ergab sich zum einen die maximale Energie der beschleunigten feldemittierten Elektronen, zum anderen konnte durch die Aufnahme von Bremsstrahlungsspektren an mehreren Positionen entlang des Injektors die Ortsverteilung ihrer Intensität gemessen werden. Diese Verteilung sollte der Dosisleistung entsprechen, da es sich bei den verwendeten Geräten um γ -Dosisleistungsmessgeräte handelte. Durch die Verwendung eines Blei-Kollimators und durch den Abstand des HPGe-Detektors von (100 ± 5) cm zur jeweiligen Kavität war der Raumwinkel wesentlich kleiner als bei den Dosisleistungsmessungen, wodurch die Verteilung entlang der Struktur detaillierter untersucht werden konnte. Zum Dritten bestand die Möglichkeit, die Abhängigkeit der Bremsstrahlungsintensität von der Beschleunigungsfeldstärke zu untersuchen und so weitere Informationen über den Feldüberhöhungsfaktor zu erhalten.

Bremsstrahlungsspektren

In Abb. 5.7 sind die untergrundkorrigierten Spektren der von Struktur #1 und #2 emittierten Bremsstrahlung abgebildet; Struktur #1 wurde während der Messungen bei einem Beschleunigungsfeld von 3,7 MV/m betrieben, Struktur #2 bei 4,8 MV/m. Beide Spektren sind an den Positionen aufgenommen, an denen die maximale Bremsstrahlungsemission festgestellt wurde (s. Abb. 5.9).

Die Form der Spektren entspricht nicht der eines Bremsstrahlungsspektrums monoenergetischer Elektronen, bei denen nur γ -Energien unterhalb der Elektronenenergie gemessen werden (vgl. [Moh99]), d. h. es existiert keine eindeutig ablesbare, maximale Energie der γ -Quanten. Stattdessen muss davon ausgegangen werden, dass Elektronen mit einer Energieverteilung den gemessenen Bremsstrahlungsspektren zu Grunde liegen. Die maximale Energie dieser Verteilung entspricht der Endpunktsenergie der Bremsstrahlungsspektren. Zur Bestimmung dieser Energie wurde in einem Bereich zwischen 140 keV und 220 keV

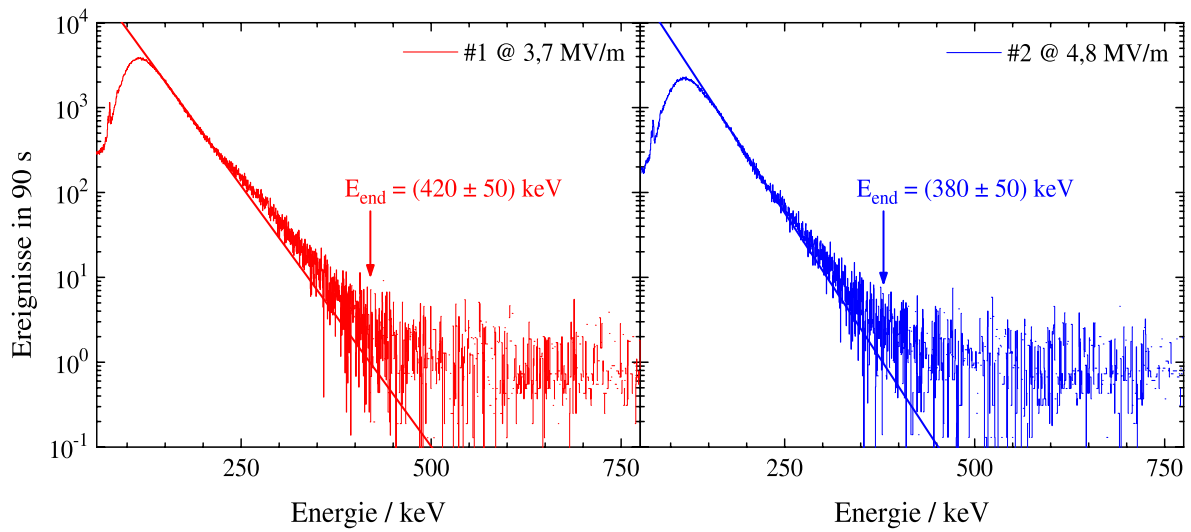


Abb. 5.7: Untergrundkorrigierte Spektren der von Struktur #1 und #2 emittierten Bremsstrahlung im interessanten Energiebereich von 60 keV bis 775 keV. Die Spektren wurden im jeweiligen Bereich der maximalen Emission einer Struktur aufgenommen (s. Abb. 5.9).

eine exponentielle Funktion angepasst und der Energiewert als Endpunktsenergie betrachtet, bei dem die Anzahl der Ereignisse in 90 s eins beträgt, was der Zählrate des hochenergetischen Untergrunds entspricht. Der Fehler der ermittelten Endpunktsenergie ist bestimmt durch die maximale Abweichung der Endpunktsenergie, die sich bei Variation des Anpassungsbereiches ergibt. Die auf diese Art erhaltenen Werte liegen in dem Bereich, in dem sie bei graphischer Anpassung erwartet würden, und betragen

$$\begin{aligned} \#1 (E_{\text{acc}} = 3,7 \text{ MV/m}) : E_{\text{end}} &= (420 \pm 50) \text{ keV} \\ \#2 (E_{\text{acc}} = 4,8 \text{ MV/m}) : E_{\text{end}} &= (380 \pm 50) \text{ keV}. \end{aligned} \quad (5.6)$$

Die am häufigsten registrierte Energie E_{max} ist durch das Maximum in den Bremsstrahlungsspektren gegeben. Sie beträgt für beide Strukturen

$$E_{\text{max}} = (120 \pm 60) \text{ keV}. \quad (5.7)$$

Der Fehler ist durch die Breite der Verteilung auf der halben Höhe des Maximums gegeben. Die Linien, die links dieses Maximums knapp unter 100 keV erkannt werden können, sind die K_{α} - und K_{β} -Linien von Blei bei 73,6 keV und 85,5 keV. Sie stammen aus der Bleiabschirmung, die den Detektor umgab.

An diesen Ergebnissen fällt auf, dass die Endpunktsenergie der Bremsstrahlung, die an Struktur #1 gemessen worden ist, größer ist als die der Struktur #2, obwohl die Beschleunigungsfeldstärke von Struktur #1 um 1,1 MV/m kleiner war. Auch die Tatsache,

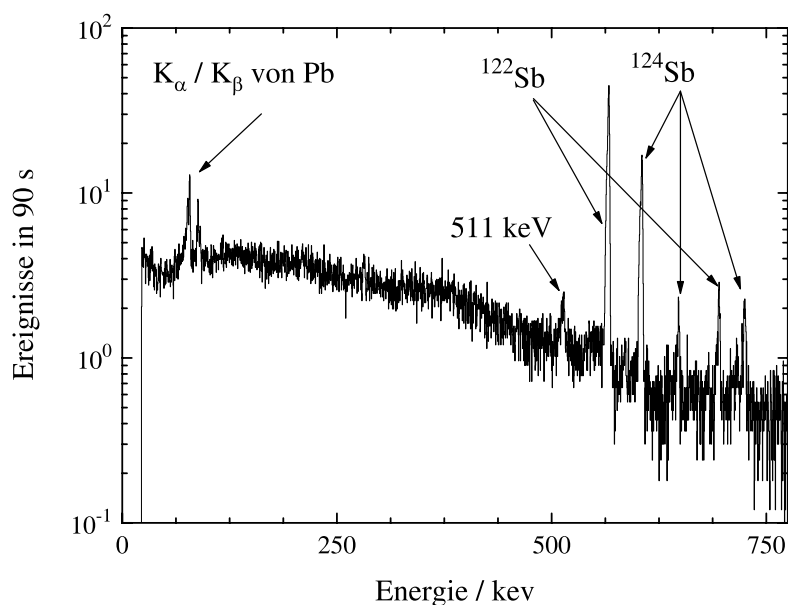


Abb. 5.8: Untergrundspektrum der γ -Spektroskopie für eine Messzeit von 1500 s. Die beobachteten Übergänge können den Antimon-Isotopen ^{122}Sb und ^{124}Sb zugeschrieben werden, die in (n, γ) -Reaktionen an ^{121}Sb bzw. ^{123}Sb erzeugt wurden. Diese Isotope sind in den für die Abschirmung des Detektors verwendeten Bleisteinen enthalten gewesen. Da es sich um Bleisteine aus der Beschleunigerhalle handelte, dürften die Sb-Isotope durch die während des Beschleunigerbetriebs entstehenden Neutronen aktiviert worden sein.

dass feldemittierte Elektronen in Struktur #1, die mit einer Energie im eV-Bereich die Kavitätsoberfläche verlassen, einen Energiegewinn von 420 keV erfahren, kann nicht ohne die Hilfe von Bahnverfolgungsrechnungen verstanden werden. Denn nach Abb. 4.2 gewinnen Elektronen mit einer kinetischen Energie von $E_{\text{kin}} = 200$ keV, die unter optimalen Bedingungen, d. h. auf der Strahlachse und passend zur Phase des Beschleunigungsfeldes in die fünfzellige Struktur eingeschossen werden, nur rund 200 keV an Energie bei einer Feldstärke von 3,7 MV/m. Die angesprochenen Bahnverfolgungsrechnungen wurden durchgeführt und die Ergebnisse werden in Kap. 6 diskutiert.

Weiterhin fällt vor allem im Spektrum von Struktur #1 ein Knick im Bereich um 250 keV auf. Da dieser nur in Spektren zu beobachten war, bei denen die Gesamtzählrate mehr als etwa 5000 s^{-1} betrug, handelt es sich wahrscheinlich um die Auswirkung von Mehrfachzählungen (Pile-Up Effekt).

Intensitätsverteilung

Die Verteilung der Bremsstrahlungsintensität entlang des Injektors wurde erhalten, in dem von allen gemessenen Spektren jeweils das Untergrundspektrum aus Abb. 5.8 subtrahiert

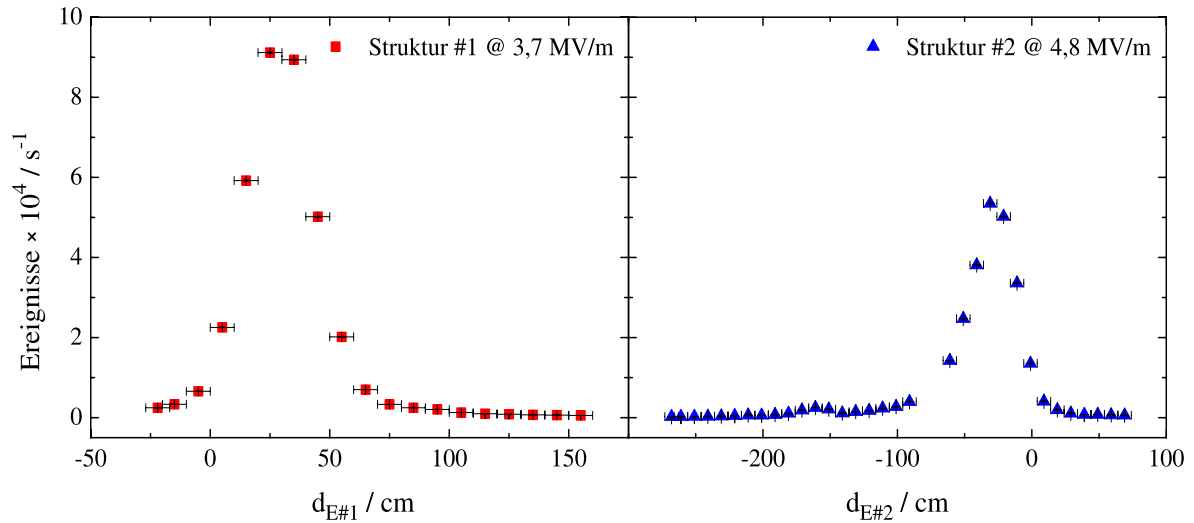


Abb. 5.9: Intensitätsverteilung der Bremsstrahlung entlang des Injektors. Aufgetragen ist jeweils die Summe aller Ereignisse eines Spektrums nach Abzug des Untergrundspektrums über dem Abstand $d_{E\#i}$ zum Einkoppler der entsprechenden Struktur (s. Abb. 4.1).

wurde und alle Ereignisse in dem sich ergebenden Differenzspektrum aufaddiert wurden. In Abb. 5.9 sind die Verteilungen für Struktur #1 und #2 dargestellt. Die Fehlerbalken in x-Richtung beruhen auf der Ungenauigkeit der Positionsbestimmung des Detektors. Der Bereich der maximalen Bremsstrahlungsemission von Struktur #1 befindet sich in einem Abstand von (25 ± 5) cm zu ihrem Einkoppler, bei Struktur #2 beträgt der entsprechende Abstand (-25 ± 5) cm. In einer Entfernung von (-161 ± 5) cm kann bei Struktur #2 ein weiteres Intensitätsmaximum festgestellt werden. Dieses kommt durch den Übergang von Struktur #1 zu Struktur #2 zustande. Hier ist der Kryostat nicht so aufgebaut, wie in den anderen Bereichen, da in diesem Abschnitt z. B. der Edelstahltank für das flüssige Helium fehlt, wodurch γ -Strahlung weniger stark absorbiert wird.

Diese Ergebnisse für die Bereiche der maximalen Bremsstrahlungsemission stimmen im Rahmen der Fehler mit den Bereichen der Lichtemission und der maximalen Dosisleistung, wie Tab. 5.2 zu entnehmen ist, gut überein. Dies ist insofern bemerkenswert, als die Licht emittierenden Punkte auch als Elektronen-Emissionsquellen in Fragen kämen. Da die Elektronen aber bis auf 420 keV beschleunigt werden, scheint es bis hierher wenig plausibel zu sein, dass ihr Emissionsort gleichzeitig der Ort ist, an dem sie wieder auf die Wand der Kavität treffen und Bremsstrahlung erzeugen. Denn um diese Energie zu erreichen, müssen sie eine bestimmte Weglänge in der Kavität zurückgelegt haben. Zur Klärung dieses Sachverhaltes können jedoch auch die angesprochenen Bahnverfolgungsrechnungen weiter beitragen.

	$d_{E\#1}$	$d_{E\#2}$
Lichtemission	(26 ± 5) cm	(-26 ± 8) cm
maximale Dosisleistung	(34 ± 8) cm	(-25 ± 16) cm
maximale Bremsstrahlungsemission	(25 ± 5) cm	(-25 ± 5) cm

Tab. 5.2: Übersicht über die Abstände $d_{E\#i}$ der Bereiche der Lichtemission, der maximalen Dosisleistung und Bremsstrahlungsemission zu den Einkopplern der Strukturen.

Feldemissionsstrom in Abhängigkeit des Beschleunigungsfeldes

Wie schon die Dosisleistung wurde auch die Bremsstrahlungsemission in Abhängigkeit von der Beschleunigungsfeldstärke gemessen. Dabei ist die Bestimmung beider Fowler–Nordheim–Koeffizienten möglich. Dazu müssen die einzelnen Spektren mit der Detektoreffizienz korrigiert werden (s. Gl. (4.3) und Abb. 4.7). Weiterhin ist die Absorption der Bremsstrahlung in der Luft zwischen Detektor und Kryostat zu berücksichtigen, da diese sich besonders für kleine γ -Energien auswirkt, sowie die Absorption in den Kryostatwänden und der Struktur selbst. Die Kryostatwände bestehen in den betrachteten Bereichen aus den in Tab. 5.3 angegebenen Materialien und Schichtdicken.

He-Tank	: 3 mm	Edelstahl
LN ₂ -Tank	: 8 mm	Aluminium bei Struktur #1
	: 4 mm	Aluminium bei Struktur #2
Außenmantel	: 4 mm	Edelstahl.

Tab. 5.3: Materialien der einzelnen Kryostatwände und deren jeweilige Stärke.

Nach der Berücksichtigung des Raumwinkels (s. Gl. (4.2)) kann durch Summation über alle Ereignisse die Anzahl der gesamten emittierten Photonen \dot{n}_γ berechnet werden. Diese ist über

$$\dot{n}_\gamma = \dot{n}_e \cdot \sigma_{\text{rad}}(E_e) \cdot \frac{N_T}{A} \quad (5.8)$$

mit der Anzahl der pro Sekunde feldemittierten Elektronen \dot{n}_e verknüpft, wobei $\sigma_{\text{rad}}(E_e)$ der Wirkungsquerschnitt für die Abstrahlung eines γ -Quants und N_T/A die Flächenbelegung sind. Für die Berechnung von $\sigma_{\text{rad}}(E_e)N_T/A$ diente GEANT4 [All03]. Unter der Annahme einer Gleichverteilung der Elektronenenergien wurde die Gesamtanzahl der Photonen pro Elektron bestimmt, wobei ein senkrecht auf ein 2 mm dickes Nioblech treffender, monoenergetischer Elektronenstrahl betrachtet wurde, dessen Energie in einem Intervall von 50 keV bis 600 keV variiert wurde. Für die speziellen, anhand der Bremsstrahlungsspektren ermittelten Endpunktsenergien wurden interpolierte Werte für die Gesamtanzahl

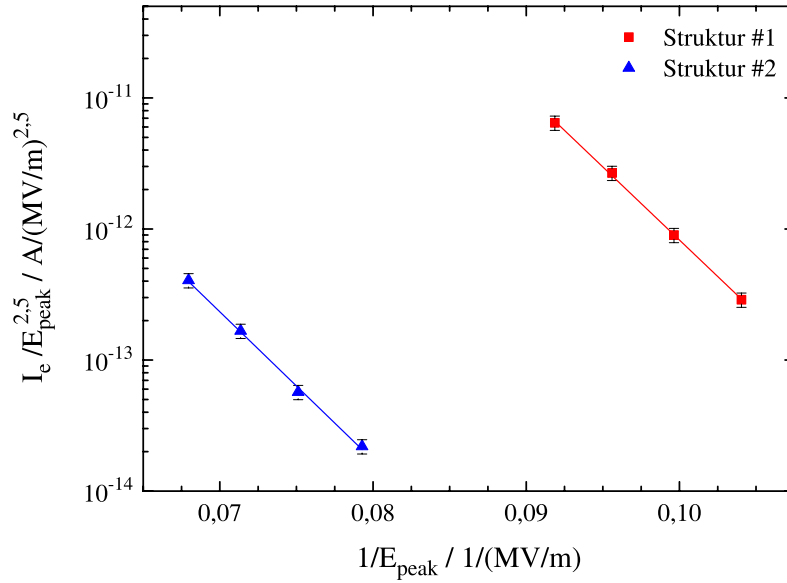


Abb. 5.10: Abhängigkeit des anhand der Bremsstrahlungsemission bestimmten Feldemissionsstroms vom Beschleunigungsfeld. Die durchgezogenen Linien stellen Anpassungen mit der in Gl. (5.9) angegebenen Funktion dar.

der pro Elektron erzeugten Photonen zur Berechnung des Feldemissionsstroms verwendet. Damit ergeben sich die in Abb. 5.10 dargestellten Fowler–Nordheim–Diagramme.

Die entsprechenden Messungen an Struktur #1 und #2 wurden jeweils außerhalb des Bereichs ihrer maximalen Bremsstrahlungsemission durchgeführt. Da sich in den Ortsverteilungen der Bremsstrahlungsintensität, die mehrmals bei verschiedenen Beschleunigungsfeldstärken gemessen wurde, keine nennenswerten Änderungen ergaben, wurde angenommen, dass der Ort keinen nennenswerten Einfluss auf die Ermittlung der Fowler–Nordheim–Koeffizienten hat. Durch die Anpassung der entsprechend der Auftragung modifizierten Fowler–Nordheim–Funktion

$$f(x) = 655 A_{\text{em}} \beta_{\text{FN}}^{5/2} \cdot \exp\left(-60900 \frac{x}{\beta_{\text{FN}}}\right), \quad (5.9)$$

können die Koeffizienten A_{em} und β_{FN} bestimmt werden, wobei sich die Zahlenwerte aus den bei Gl. (2.13) angegebenen Konstanten ergeben, $x = 1/E_{\text{peak}}$ gilt und E_{peak} in MV/m einzusetzen ist. Die Koeffizienten ergeben sich zu

$$\begin{aligned} \#1 : \quad A_{\text{em}} &= 20 \cdot 10^{-11} \text{ m}^2, \quad \beta_{\text{FN}} = 235 \pm 30, \\ \#2 : \quad A_{\text{em}} &= 4,0 \cdot 10^{-14} \text{ m}^2, \quad \beta_{\text{FN}} = 235 \pm 30. \end{aligned} \quad (5.10)$$

Die Fehler von β_{FN} wurden durch Variation von $f(x)$ im Rahmen der Fehler der einzelnen Datenpunkte ermittelt. Die Elektronen emittierende Fläche änderte sich hierbei um bis

zu einem Faktor 20. Im Rahmen der Fehler stimmen die in Gl. (5.10) angegebenen Werte der Feldüberhöhungsfaktoren mit denen aus den Daten der Dosisleistungsmessungen in Gl. (5.4) ermittelten überein. Die Größenordnungen der effektiven Elektronen emittierenden Flächen in Gl. (5.10) fügen sich gut in die in der Literatur angegebenen Werte von 10^{-9} m^2 bis 10^{-18} m^2 ein [Pad98], deren große Streuung durch die unterschiedlichen Eigenschaften der beobachteten Emitter zustande kommt. Aus Gl. (5.10) geht weiterhin hervor, dass auf Grund der größeren Elektronen emittierenden Fläche die Intensität der von Struktur #1 emittierten Bremsstrahlung bei gleicher Beschleunigungsfeldstärke höher ist als bei Struktur #2.

Aus den im nächsten Abschnitt zu besprechenden Ergebnissen der Röntgenspektroskopie werden zusätzliche Ergebnisse für die Elektronen emittierende Fläche und den Feldüberhöhungsfaktor erhalten werden, so dass ein weiterer Vergleich möglich ist.

5.4 Röntgenemission

Zur Untersuchung der während der Durchführung anderer Experimente beobachteten Emission von charakteristischer Röntgenstrahlung, wurden mehrere Röntgenspektroskopie-Messungen in einem Zeitraum von vier Monaten durchgeführt. Dabei wurde die Energie der emittierten Photonen sowie ihre Emissionsrate, aus der sich der Feldemissionstrom berechnen lässt, bestimmt. Außerdem wurde die Intensität der Röntgenstrahlung in Abhängigkeit der Beschleunigungsfeldstärke untersucht, um daraus die Fowler-Nordheim-Koeffizienten zu extrahieren, so dass ein Vergleich mit den Ergebnissen der γ -Spektroskopie und den Dosisleistungsmessungen möglich ist. Die Ergebnisse dieser Messungen werden in den folgenden Abschnitten dargestellt.

Spektren der emittierten charakteristischen Röntgenstrahlung

Mit Hilfe des AXAS^{MCA}-Detektors wurden die in Abb. 5.11 gezeigten Spektren aufgenommen. Die Messzeit betrug 25 Minuten für Struktur #1 und 15 Minuten für Struktur #2. Durch die langen Zeiten sollte gewährleistet werden, auch Übergänge mit niedrigen Emissionsraten identifizieren zu können. Für die Spektroskopie wurden Beschleunigungsfeldstärken von 4,1 MV/m bei Struktur #1 und 5,4 MV/m bei Struktur #2 verwendet. Die Emission der charakteristischen Röntgenstrahlung wurde für die jeweilige Struktur ab einer Beschleunigungsfeldstärke von

$$\begin{aligned} \#1 : E_{\text{acc, min}} &= (3,4 \pm 0,2) \text{ MV/m} \\ \#2 : E_{\text{acc, min}} &= (3,2 \pm 0,3) \text{ MV/m.} \end{aligned} \quad (5.11)$$

beobachtet. Diese Werte stimmen unter Berücksichtigung der Fehler mit denen überein, die bei der Beobachtung der Lichtemission und der Messung der Dosisleistung entsprechend ermittelt wurden.

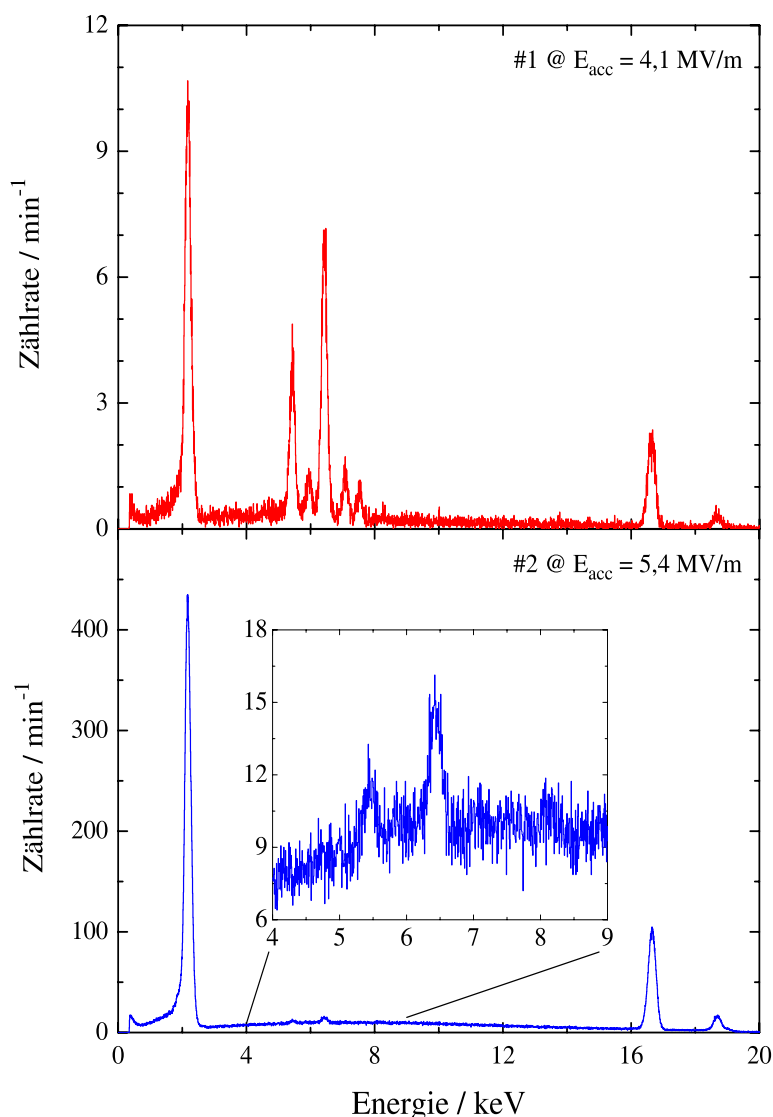


Abb. 5.11: Spektren der von Struktur #1 und #2 emittierten Röntgenstrahlung. Die Messdauer betrug 25 Minuten bei Struktur #1 und 15 Minuten bei Struktur #2.

Im Spektrum von Struktur #1 fällt auf, dass zusätzliche Linien im Bereich zwischen 5 und 9 keV vorhanden sind, die im Spektrum von Struktur #2 nur schwach oder gar nicht zu erkennen sind. Diese lassen sich – wie in Tab. 5.4 aufgeführt – Röntgenübergängen in Chrom, Eisen und Nickel zuordnen. Aus den gemessenen Röntgenintensitäten ergeben sich unter Berücksichtigung der Ionisationswirkungsquerschnitte, die aus den Daten nach [Sco78], wie in Kap. 2.4 erläutert, interpoliert wurden, die Verhältnisse zu $(65 \pm 12)\%$ Eisen, $(26 \pm 8)\%$ Chrom und $(9,0 \pm 2)\%$ Nickel. Der Edelstahl 1.4571, aus dem z. B. die Strahlrohre des S-DALINAC gefertigt sind, besteht zu 68,7 % aus Eisen, zu 17 % aus Chrom, zu 11,5 % aus Nickel und zu 2,8 % aus Molybdän.

Energie / keV (experimentell)	Übergang	Relative Intensitäten	Zählrate in 10^8 /s	
			#1	#2
$2,2 \pm 0,33$	Nb L_{α_1} (2,17 keV)	100 %	22 ± 3	600 ± 90
	Nb L_{α_2} (2,16 keV)	11 %		
	Nb L_{β_1} (2,26 keV)	52 %		
	Nb $L_{\beta_{2,15}}$ (2,37 keV)	3 %		
$5,4 \pm 0,21$	Cr K_{α_1} (5,41 keV)	100 %	$6,2 \pm 0,9$	$3,6 \pm 0,5$
	Cr K_{α_2} (5,40 keV)	50,9 %		
$5,9 \pm 0,22$	Cr K_{β_2} (5,95 keV)	20,2 %	$1,9 \pm 0,3$	–
$6,4 \pm 0,22$	Fe K_{α_1} (6,40 keV)	100 %	$12 \pm 1,7$	7 ± 1
	Fe K_{α_2} (6,39 keV)	51,1 %		
$7,1 \pm 0,23$	Fe K_{β_2} (7,06 keV)	21,0 %	$2 \pm 0,3$	–
$7,5 \pm 0,22$	Ni K_{α_1} (7,48 keV)	100 %	$1,3 \pm 0,2$	–
	Ni K_{α_2} (7,46 keV)	51,2 %		
$8,23 \pm 0,32$	Ni K_{β_2} (8,26 keV)	21,2 %	$0,36 \pm 0,06$	–
$16,6 \pm 0,29$	Nb K_{α_1} (16,62 keV)	100 %	13 ± 2	413 ± 62
	Nb K_{α_2} (16,52 keV)	52,4 %		
$18,7 \pm 0,38$	Nb K_{β_1} (18,62 keV)	25,8 %	$2,6 \pm 0,4$	95 ± 14
	Nb K_{β_2} (18,95 keV)	3,9 %		
	Summe der Niob-Übergänge		$37,6 \pm 3,6$	1108 ± 110
	Summe der sonstigen Übergänge		$23,8 \pm 2,0$	$10,6 \pm 1,1$

Tab. 5.4: Beobachtete Röntgenübergänge und deren Zählraten. Angegeben sind die experimentell bestimmten Übergangsenergien und die dazugehörigen atomaren Übergänge. Die Intensitäten sind relativ zum stärksten Übergang in einer Schale angegeben. Die Zählraten sind effizienzkorrigiert und beziehen sich auf den vollen Raumwinkel $\Omega = 4\pi$. Zu ihrer Berechnung wurde angenommen, dass der Bereich der Röntgenemission gleich dem der Licht- und Bremsstrahlungsemission ist (vgl. Kap. 5.1 und 5.3). Die Beschleunigungsfeldstärken während der Messungen betragen $E_{\text{acc}} = 4,1$ MV/m bei Struktur #1 und $E_{\text{acc}} = 5,4$ MV/m bei Struktur #2.

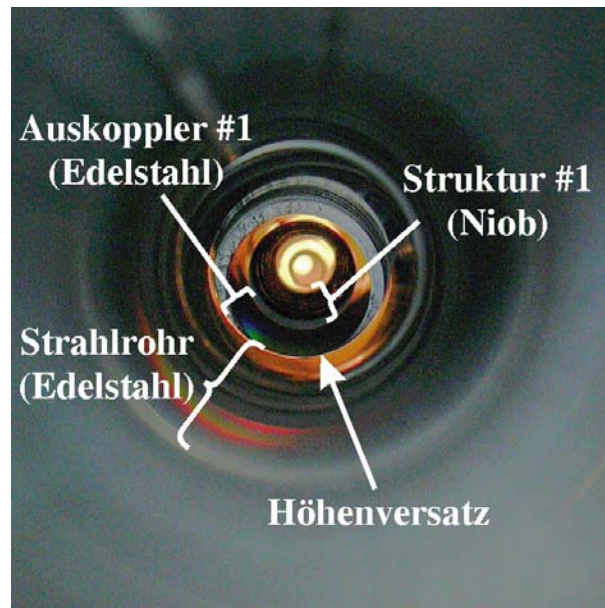


Abb. 5.12: Blick durch die Struktur #1 in Richtung der Elektronenkanone. Die Fotografie wurde am Anfang der Wartungsphase angefertigt, die unmittelbar an die letzten Messungen anknüpfte.

Als Quelle der charakteristischen Röntgenstrahlung der Elemente Chrom, Eisen und Nickel kommt daher Folgendes in Betracht. In Abb. 5.12 ist ein Blick durch Struktur #1 in Richtung der Elektronenkanone gezeigt. Deutlich zu erkennen ist eine Höhendifferenz zwischen der longitudinalen Symmetrieachse der Struktur #1 und der des sich anschließenden Strahlrohres. Diese Höhendifferenz könnte möglicherweise durch eine ungenaue Ausrichtung dieses Strahlrohres trotz größter Sorgfalt beim Einbau zustande gekommen sein. Feldemittierte Elektronen, die in Struktur #1 so beschleunigt wurden, dass sie diese verlassen, können auf die abgebildete Kante treffen und Atome an der Oberfläche ionisieren. Eine andere Quelle, die in Betracht gezogen werden muss, ist der Auskoppler von Struktur #1, der sich in deren Cut-off-Rohr befindet und ebenfalls aus Edelstahl besteht. Festzuhalten bleibt, dass in beiden Fällen beschleunigte feldemittierte Elektronen bis über die letzte Beschleunigungszelle hinauskommen. Bemerkenswert ist auch, dass die Anzahl dieser Elektronen etwa genauso groß ist wie die der Elektronen, die in der Kavität verbleiben. Bei Struktur #2 ist dies anders, hier ist die Anzahl der Elektronen, die mindestens bis zum Auskoppler gelangen, um zwei Größenordnungen kleiner.

Abschätzung des Feldemissionsstroms

Aus den Zählraten der K_{α} - und K_{β} -Übergänge lassen sich die Ströme der Elektronen abschätzen, die auf der dem Detektor zugewandten Seite einer Irisblende auftreten, was

zur Emission der beobachteten charakteristischen Röntgenstrahlung führt. Für die Berechnung wird angenommen, dass die Elektronen eine Energie von bis zu 400 keV besitzen. Für die Zählrate der K -Schalenübergänge \dot{z}_K in Abhängigkeit der Anzahl der pro Sekunde feldemittierten Elektronen \dot{n}_e , die für die Erzeugung der Röntgenstrahlung verantwortlich sind, gilt

$$\dot{z}_K = \dot{n}_e \cdot Y_K \cdot \sigma_K \cdot \frac{N_T}{A}, \quad (5.12)$$

wobei sich die Flächenbelegung berechnet aus

$$\frac{N_T}{A} = d \cdot \rho \cdot N_A \cdot m_{\text{mol}}^{-1}. \quad (5.13)$$

Die Werte für die Fluoreszenzausbeute Y_K und den Wirkungsquerschnitt σ_K werden von Gl. (4.8) übernommen. Der Term $(d \cdot \rho)$ kann als spezifische Reichweite der Elektronen interpretiert werden. Durch Interpolation der Daten von [Bat81] ergibt sich diese für Niob bei einer Elektronenenergie von 400 keV zu $(d \cdot \rho) = 84,7 \text{ mg/cm}^2$. Die Molmasse von Niob beträgt $m_{\text{mol}} = 93 \text{ g/mol}$, die Dichte $\rho_{\text{Nb}} = 8,57 \text{ g/cm}^3$. Unter der Annahme, dass die Röntgenstrahlung nur von Atomen direkt an der Oberfläche emittiert wird und somit Absorption der Röntgenquanten keine Rolle spielt, ergibt sich für Struktur #1 und #2 eine untere Abschätzung der Stromstärke der feldemittierten Elektronen von

$$\begin{aligned} I_{e, \text{min}}^{\#1} &= (8,7 \pm 2,3) \text{ nA}, \\ I_{e, \text{min}}^{\#2} &= (284 \pm 74) \text{ nA}. \end{aligned} \quad (5.14)$$

Wird entgegengesetzt angenommen, dass die Röntgenstrahlung in einer Tiefe, die der Reichweite der Elektronen entspricht, emittiert wird, so muss die Absorption der Photonen für diese Schichtdicke berücksichtigt werden. Der Absorptionskoeffizient von Niob für Photonen der Energien 16,6 keV bzw. 18,7 keV beträgt

$$\begin{aligned} \lambda_{\text{Nb}}(16,6 \text{ keV}) &= 20,3 \text{ cm}^2/\text{g}, \\ \lambda_{\text{Nb}}(18,7 \text{ keV}) &= 14,7 \text{ cm}^2/\text{g}. \end{aligned} \quad (5.15)$$

Mit Hilfe des Absorptionsgesetzes für Röntgen- bzw. γ -Strahlung ergeben sich nach der Korrektur der Zählraten die oberen Abschätzungen der Stromstärken zu

$$\begin{aligned} I_{e, \text{max}}^{\#1} &= (46 \pm 12) \text{ nA}, \\ I_{e, \text{max}}^{\#2} &= (1470 \pm 390) \text{ nA}. \end{aligned} \quad (5.16)$$

Da die Energieverteilung der Elektronen nicht genau bekannt ist, kann der tatsächliche Strom feldemittierter Elektronen nur auf das sich aus Gl. (5.14) und Gl. (5.16) für die jeweilige Struktur ergebende Intervall beschränkt werden.

Durch eine ähnliche Rechnung kann ein solches Intervall auch für den Strom der feldemittierten Elektronen erhalten werden, der zur Ionisierung der Chrom-, Eisen- und Nickel-Atome im Edelstahl und somit zur Emission charakteristischer Röntgenstrahlung dieser

Elemente geführt hat. Da Eisen hierbei den größten Anteil darstellt und sich die Massen und Kernladungszahlen der genannten Elemente nur wenig unterscheiden, ist es für eine Abschätzung ausreichend, für alle drei Elemente den K -Schalen-Ionisationsquerschnitt σ_K , die Fluoreszenzausbeute Y_K und die Eindringtiefe der Elektronen ($d \cdot \rho$) für Eisen zu verwenden. Aus den Spektren der Bremsstrahlung wurde im Bereich des Auskopplers die maximale Elektronenenergie mit der in Kap. 5.3 vorgestellten Methode zu 300 keV bestimmt; damit ergeben sich diese zu $\sigma_K(\text{Fe}) = (293 \pm 64)$ barn, $Y_K(\text{Fe}) = (0,346 \pm 0,01)$ und $(d \cdot \rho) = 65$ mg/cm². Der Abschwächungskoeffizient in Eisen für eine gemittelte Energie der Röntgenquanten von 6,15 keV beträgt $\lambda_{\text{Fe}}(6,15 \text{ keV}) = 79,3$ cm²/g, womit sich die Einschränkung der Stromstärke des Feldemissionsstroms, der für die Erzeugung der charakteristischen Röntgenquanten in Chrom, Eisen und Nickel verantwortlich ist, ergibt zu

$$(3,2 \pm 0,8) \text{ nA} < I_e^{\#1} < (600 \pm 150) \text{ nA}. \quad (5.17)$$

Dieses Intervall stimmt bzgl. der Größenordnung gut mit dem überein, das sich aus den Gl. (5.14) und (5.16) ergibt.

Feldemissionsstrom in Abhängigkeit der Beschleunigungsfeldstärke

Abschließend wird die Abhängigkeit des Feldemissionsstroms von der Beschleunigungsfeldstärke behandelt, der sich jeweils aus der Zählrate der Röntgenquanten ergibt. Die Berechnung des Stroms wurde analog zu den obigen Rechnungen durchgeführt. Um ein vergleichbares Ergebnis zu erzielen, wurde dabei angenommen, dass im Mittel die Tiefe, in der die Röntgenstrahlung emittiert wird, $1/2 (d \cdot \rho)_{\text{Nb}}$ beträgt. Dies wirkt sich lediglich auf die Elektronen emittierende Fläche A_{em} in Gl. (2.13) aus, nicht aber auf den Feldüberhöhungsfaktor β_{FN} . Die emittierende Oberfläche kann nach den bisherigen Überlegungen aus der Röntgenspektroskopie nur dann genau bestimmt werden, wenn die Energieverteilung der Elektronen bekannt ist, ansonsten sind nur Abschätzungen möglich. Bei logarithmischer Auftragung von $I_e/E_{\text{peak}}^{2,5}$ über $1/E_{\text{peak}}$ ergibt sich ein linearer Zusammenhang, wie in Abb. 5.13 gezeigt. Dieser kann, basierend auf der modifizierten Fowler–Nordheim–Funktion $f(x)$ in Gl. (5.9), angepasst werden. Für die Fowler–Nordheim–Koeffizienten A_{em} und β_{FN} ergeben sich dabei die folgenden Werte,

$$\begin{aligned} \#1 : A_{\text{em}} &= 4,1 \cdot 10^{-11} \text{ m}^2, \quad \beta_{\text{FN}} = 255 \pm 30, \\ \#2 : A_{\text{em}} &= 5,5 \cdot 10^{-14} \text{ m}^2, \quad \beta_{\text{FN}} = 340 \pm 40, \end{aligned} \quad (5.18)$$

wobei die Fehler von β_{FN} durch Variation der Anpassungsfunktion $f(x)$ im Rahmen der Fehler der Einzeldaten ermittelt wurden. Die jeweils entsprechenden Werte für A_{em} schwankten dabei um bis zu einem Faktor 20. Der Feldüberhöhungsfaktor von Struktur #1 ist demnach kleiner, als der von Struktur #2, die emittierende Fläche ist jedoch wesentlich größer, was dazu führte, dass in Struktur #1 bei gleicher Feldstärke mehr Elektronen

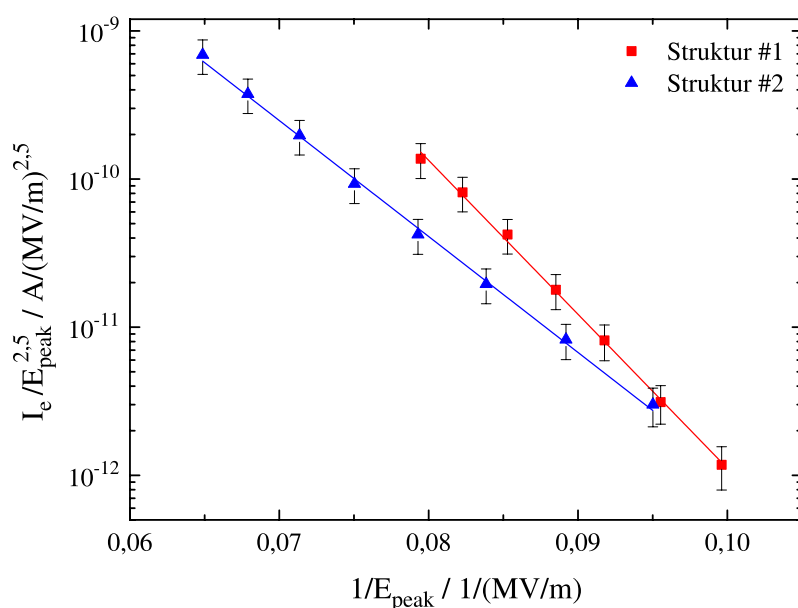


Abb. 5.13: Abhängigkeit des mit $E_{\text{peak}}^{2,5}$ normierten Feldemissionsstroms von der Beschleunigungsfeldstärke. Den dargestellten Daten liegen die in der Röntgenspektroskopie gemessenen Zählraten der K -Schalen-Übergänge im Niob zu Grunde. Die durchgezogenen Linien stellen Anpassungen mit einer der Auftragung entsprechend modifizierten Fowler-Nordheim-Funktion dar.

emittiert wurden als in Struktur #2. Die bestimmten Werte für A_{em} und β_{FN} ordnen sich zudem gut in die in der Literatur angegebenen Werte ein. Abhängig von den unterschiedlichen Eigenschaften der jeweils beobachteten Emittoren liegen diese für A_{em} zwischen 10^{-9} m^2 und 10^{-18} m^2 bzw. für β_{FN} zwischen 100 und 700 [Pad98].

Außer dieser Messung am 19.07.2004 wurden noch weitere durchgeführt, um die zeitliche Entwicklung der Röntgenemission zu erfassen. Einen Überblick über die Summe der bei jeder Messung beobachteten K_{α} - und K_{β} -Übergänge für verschiedene Beschleunigungsfeldstärken gibt Abb. 5.14. Während die Schwankungen der Intensitäten bei Struktur #2 weniger als 25 % betragen, gibt es im Verlauf von Struktur #1 zwei deutliche sprunghafte Änderungen, die eine um den 08.08.2004 und die andere um den 26.09.2004. In der Zwischenzeit fanden nur vergleichsweise kleine Intensitätsänderungen statt. Auf Grund dieser Sprünge kann kein allgemeiner Trend im Verlauf von Struktur #1 über den gesamten Zeitraum angegeben werden, lediglich für den Zeitraum vom 08.08. bis 19.09.2004 ist die Emission von Röntgenstrahlung in Struktur #1 im Wesentlichen konstant geblieben. Bei Struktur #2 blieb die Emission charakteristischer Röntgenstrahlung im gesamten, betrachteten Zeitraum nahezu unverändert.

Eine mögliche Begründung der Sprünge im zeitlichen Verlauf der Röntgenaktivität besteht in Folgendem. Die Beschleunigungsfeldstärken von Struktur #1 wurden bei diesen

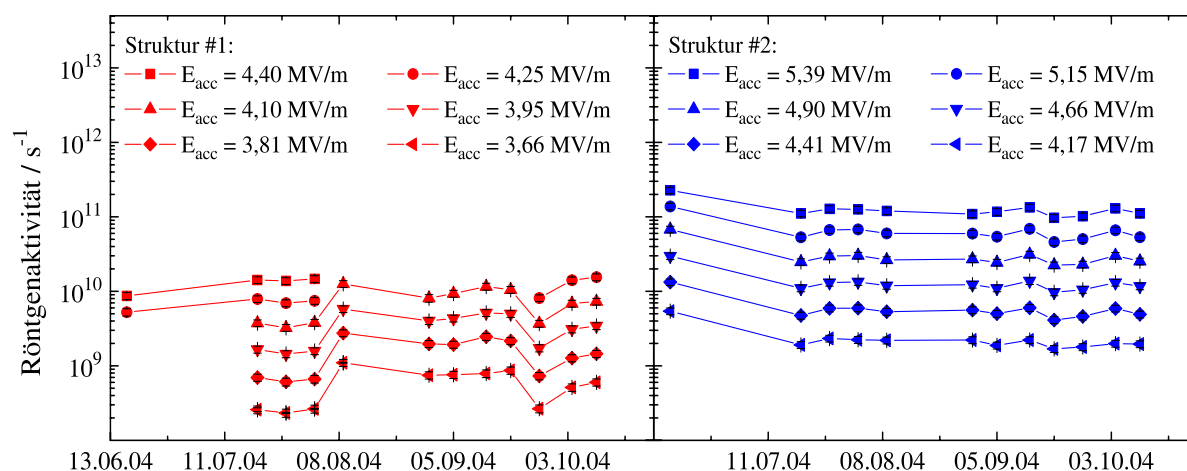


Abb. 5.14: Zeitliche Veränderungen der Röntgenemission. Aufgetragen ist die Summe der beobachteten K_α - und K_β -Übergänge bei verschiedenen Beschleunigungsfeldstärken über der Zeit. Die Verbindungslinien zwischen den Punkten wurden nur der Übersicht wegen eingezeichnet

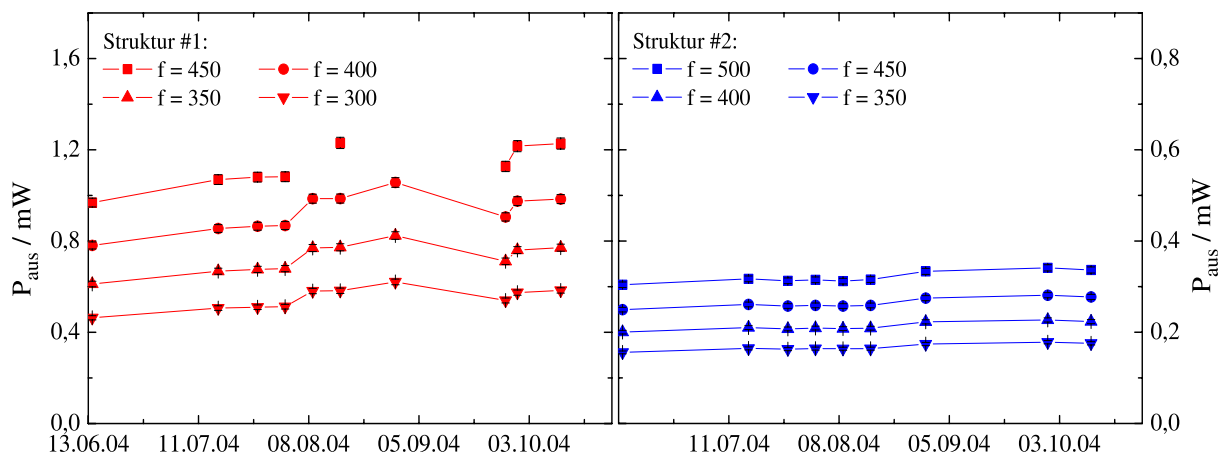


Abb. 5.15: Zeitlicher Verlauf der ausgekoppelten Leistung. Aufgetragen ist jeweils die Leistung, die zur Regelung aus der Struktur bei verschiedenen f -Werten ausgekoppelt wird. Die Angabe der Beschleunigungsfeldstärken ist hier nicht geeignet, da diese sowohl vom f -Wert als auch von der ausgekoppelten Leistung abhängen.

Messungen wie üblich über den f -Wert unter Zuhilfenahme der f -Wert-Eichung Gl. (4.2) eingestellt. Da bisher am Injektor nur thermische Drifts der Beschleunigungsfeldstärken beobachtet und entsprechend sensitive Bauteile thermisch stabilisiert worden sind, wurde die f -Wert-Eichung als über den Zeitraum aller Messungen konstant bleibend angenommen, zumal keine Veränderungen an den Komponenten der Regelung von Struktur #1 vorgenommen wurden.

In diesem Zeitraum wurde zusätzlich jeweils die ausgekoppelte Leistung beider Strukturen für mehrere f -Werte gemessen. Die Angabe der f -Werte statt der Beschleunigungsfeldstärken ist hier sinnvoll, da bedingt durch die Regelung [Lai04, Pla04] die Beschleunigungsfeldstärke sowohl vom f -Wert als auch von der ausgekoppelten Leistung selbst abhängig ist. Der sich dabei ergebende zeitliche Verlauf ist in Abb. 5.15 gezeigt. Für Struktur #2 wurden nur kleine Schwankungen von maximal 5% beobachtet. Bei Struktur #1 betragen diese jedoch bis zu 25% und in denselben Zeiträumen wie bei den Röntgenspektroskopie-Messungen können ebenfalls Sprünge erkannt werden. Da die durchgekoppelte Leistung ein Maß für die in der Struktur bestehende Beschleunigungsfeldstärke darstellt, deutet dies daraufhin, dass bei gleichem f -Wert die Beschleunigungsfeldstärke von Struktur #1 im Zeitraum zwischen dem 08.08. und dem 26.09.2004 größer war als zu anderen Zeitpunkten. Dies kann somit als Erklärung für die Sprünge im Verlauf der Röntgenaktivität in Betracht gezogen werden.

Außerdem kann der Abb. 5.14 entnommen werden, dass sich die Verhältnisse der Intensitäten der emittierten Röntgenstrahlung bei verschiedenen Feldstärken im Zeitraum der Messungen jeweils für beide Strukturen nicht geändert hat. Dies kann so interpretiert werden, dass sich der Feldüberhöhungsfaktor β_{FN} von Messung zu Messung nicht geändert hat, da dieser nur eine relative Größe darstellt. Die Schwankungen wirken sich stattdessen auf die emittierende Fläche A_{em} aus, da diese hauptsächlich den absoluten Feldemissionsstrom und somit auch die Röntgenemission bestimmt. Um diese Überlegungen zu verifizieren, wurden jeweils für die Messungen am 05.09.2004 und am 10.10.2004 die Feldüberhöhungsfaktoren und die Größe der emittierenden Fläche bestimmt. Es ergeben sich die folgenden Werte

am 05.09.2004

$$\begin{aligned} \#1 : A_{\text{em}} &= 6,6 \cdot 10^{-11} \text{ m}^2, \quad \beta_{\text{FN}} = 260 \pm 40, \\ \#2 : A_{\text{em}} &= 5,5 \cdot 10^{-14} \text{ m}^2, \quad \beta_{\text{FN}} = 340 \pm 45 \end{aligned} \quad (5.19)$$

und am 10.10.2004

$$\begin{aligned} \#1 : A_{\text{em}} &= 5,2 \cdot 10^{-11} \text{ m}^2, \quad \beta_{\text{FN}} = 260 \pm 40, \\ \#2 : A_{\text{em}} &= 5,6 \cdot 10^{-14} \text{ m}^2, \quad \beta_{\text{FN}} = 340 \pm 40. \end{aligned} \quad (5.20)$$

wobei die Fehler genauso wie die in Gl. (5.18) bestimmt wurden und die Werte für A_{em} ebenfalls um bis zu einem Faktor 20 variierten. Der Vergleich mit Gl. (5.18) zeigt, dass sich weder bei Struktur #1 noch bei Struktur #2 im Rahmen der Fehler die Werte der Fowler-Nordheim-Koeffizienten A_{em} und β_{FN} im betrachteten Zeitraum verändert haben.

Vergleich aller Fowler–Nordheim–Koeffizienten

In Tab. 5.5 sind alle Fowler–Nordheim–Koeffizienten aufgelistet, die aus den Daten der Dosisleistungsmessung, der Spektroskopie der Bremsstrahlung und der Röntgenstrahlung extrahiert wurden. Aus dieser Tabelle geht hervor, dass sich bei den beiden Spektroskopiemethoden jeweils dieselbe Größenordnung der Elektronen emittierenden Fläche für eine Struktur ergibt. Dies ist insofern bemerkenswert, da bei der Berechnung der Feldemissionsströme aus den Daten der Röntgenspektroskopie nur die Anzahl feldemittierter Elektronen eingeht, die auf der dem AXAS^{MCA}-Detektor zugewandten Seite einer Iris auftreten, während aus den Daten der γ -Spektroskopie alle feldemittierten Elektronen eingehen. Daher würde eigentlich erwartet werden, dass die effektive Elektronen emittierende Fläche, die sich aus den Daten der γ -Spektroskopie ergibt, größer ist als die aus den Daten der Röntgenspektroskopie. Es ist jedoch noch zu beachten, dass im Rahmen der Fehlerbestimmung der Wert der einzelnen Fläche um bis zu einem Faktor 20 abweichen kann.

Im Rahmen einer 2σ -Umgebung stimmen die für die jeweilige Struktur ermittelten Feldüberhöhungsfaktoren β_{FN} überein. Dabei fällt auf, dass sich sowohl aus den Dosisleistungs- als auch den Röntgenspektroskopie-Messungen für Struktur #1 und #2 jeweils unterschiedliche Werte für die Feldüberhöhungsfaktoren ergeben, während die aus den γ -Spektroskopie-Messungen gleich sind. Möglicherweise ist die Annahme der Ortsunabhängigkeit bei der Bestimmung der Fowler–Nordheim–Koeffizienten aus den γ -Spektroskopie-Messungen nicht korrekt. Da bei der Methode der Röntgenspektroskopie zur Bestimmung dieser Koeffizienten keine Annahmen über den Zusammenhang zum Feldemissionsstrom wie bei der Dosisleistung notwendig sind, Absorptionseffekte keine Rolle spielen und die Versuchsbedingungen im Wesentlichen gleich geblieben sind, erscheinen die aus diesen Daten extrahierten Feldüberhöhungsfaktoren als die zuverlässigsten.

	Datum	Struktur #1		Struktur #2	
		$A_{\text{em}} / 10^{-11} \text{ m}^2$	β_{FN}	$A_{\text{em}} / 10^{-14} \text{ m}^2$	β_{FN}
\dot{D}	17.06.04	–	180 ± 30	–	245 ± 35
γ	23.08.04	20	235 ± 30	4,0	235 ± 30
XR	19.07.04	4,1	255 ± 30	5,5	340 ± 40
	05.09.04	6,6	260 ± 40	5,5	340 ± 45
	10.10.04	5,2	260 ± 40	5,6	340 ± 40

Tab. 5.5: Übersicht über die ermittelten Fowler–Nordheim–Koeffizienten, die sich aus den Messungen der Dosisleistung (\dot{D}), der γ -Spektroskopie (γ) und der Röntgenspektroskopie (XR) ergeben.

5.5 Optische Messungen mit einem Photomultiplier

Bei der Beobachtung der Emission von Licht im sichtbaren Spektralbereich von 400 bis 750 nm mit Hilfe einer CCD-Kamera am Ort des Targets IIT1 (s. Abb. 4.1) war eine quantitative Analyse nicht möglich, da die Spezifikationen der CCD-Kamera unbekannt waren. Stattdessen wurde hierfür ein Photomultiplier genutzt, um Ergebnisse der Untersuchungen zur Lichtemission mit Ergebnissen der Röntgen- bzw. γ -Spektroskopie vergleichen zu können. Innerhalb eines Zeitraums von vier Monaten wurden mehrere Messungen durchgeführt, um langfristige Entwicklungen der Lichtemission quantitativ zu bestimmen. Bei diesen Messungen wurde die Intensität der Lichtemission in Abhängigkeit der Beschleunigungsfeldstärke ermittelt. Außerdem wurde die spektrale Verteilung und daraus die Temperatur der Licht emittierenden Zentren bestimmt. Die Ergebnisse dieser Messungen werden in diesem Abschnitt dargestellt.

Schwellenwert der Beschleunigungsfeldstärke für die Emission von Licht

Die minimale Beschleunigungsfeldstärke $E_{\text{acc, min}}$, bei der Lichtemission einsetzt, wird als die Feldstärke definiert, bei der zum ersten Mal der Strom des Photomultipliers im Rahmen seines Fehlers nicht mehr verträglich mit Null ist. In Abb. 5.16 sind die Ergebnisse der Messungen für die so definierte minimale Beschleunigungsfeldstärke an verschiedenen

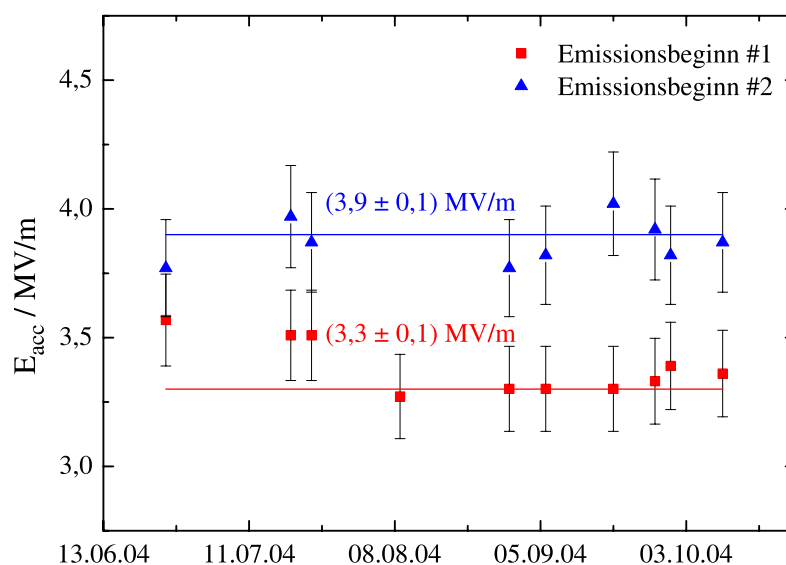


Abb. 5.16: Schwellenwerte der Beschleunigungsfeldstärke bei einsetzender Lichtemission. Aufgetragen ist die jeweilige Beschleunigungsfeldstärke an verschiedenen Tagen, für die die Emission von Licht einsetzte.

Tagen aufgetragen. Es ist deutlich zu erkennen, dass bei Struktur #1 die Lichtemission bei einer geringeren Feldstärke einsetzt als bei Struktur #2 und dass die ermittelten Werte unter Berücksichtigung der Fehler nur wenig schwanken. Daher können die fehlergewichteten Mittelwerte aus den Messdaten von Struktur #1 bzw. #2 berechnet werden. Sie sind in Abb. 5.16 mit den durchgezogenen Linien dargestellt. Zusammen mit den Schwellenwerten, die bei den anderen Methoden – Beobachtung der Lichtemission mit der CCD-Kamera, Messung der Dosisleistung und der Röntgenaktivität – bestimmt wurden, sind sie in Tab. 5.6 angegeben. Für jede Struktur zeigt sich, dass im Rahmen der Fehler die Emission des Lichts, der Bremsstrahlung und der Röntgenstrahlung jeweils bei gleicher Feldstärke beginnt. Es fällt auf, dass bei Struktur #2 die Werte stärker als bei Struktur #1 schwanken, vor allem weichen die Schwellenwerte der Lichtemission, die mit der CCD-Kamera und dem Photomultiplier gemessen wurden, voneinander ab. Dies kann dadurch erklärt werden, dass mit dem Photomultiplier nicht alle emittierenden Punkte erfasst wurden. Eine geeignete Optik könnte hier Abhilfe schaffen.

Die ermittelten Schwellenwerte passen recht gut zu denen, die in der Literatur mit Werten zwischen 3 MV/m und 6 MV/m für das Einsetzen von Feldemission und damit verbundenen Effekten angegeben werden [Del99, Gop05, Gra94]. Es lassen sich auch Schwellenwerte über 10 MV/m finden [Shu89], jedoch wurden die betrachteten Strukturen so gefertigt und entsprechend behandelt, dass Feldemission erst bei höheren Feldstärken einsetzt.

	$E_{acc, min}^{\#1} / \text{MV/m}$	$E_{acc, min}^{\#2} / \text{MV/m}$
Lichtemission (PMT)	$3,3 \pm 0,1$	$3,9 \pm 0,1$
Lichtemission (CCD)	$3,5 \pm 0,2$	$3,4 \pm 0,2$
\dot{D}	$3,4 \pm 0,2$	$3,7 \pm 0,3$
XR	$3,4 \pm 0,2$	$3,2 \pm 0,3$

Tab. 5.6: Überblick über die Schwellenwerte der Beschleunigungsfeldstärken bei den verschiedenen Methoden, der Beobachtung der Lichtemission mit dem Photomultiplier und der CCD-Kamera sowie der Messung der Dosisleistung (\dot{D}) und Röntgenaktivität (XR).

Verteilung der spektralen Energiedichte des emittierten Lichts

Mit Hilfe des Farbglas-Filtersatzes wurde die Verteilung der spektralen Energiedichte des Lichts, das von den Zentren in Struktur #1 und #2 emittiert wurde, in einem Wellenlängenbereich von 515 nm bis 850 nm entsprechend dem Vorgehen von [Gop05] bestimmt. Die Ergebnisse sind in Abb. 5.17 dargestellt. Die eingetragenen Fehler werden durch die in Tab. 4.4 angegebenen Fehler der Kathodensensitivität dominiert. Im Rahmen dieser Fehler stimmen die Verteilungen des in Struktur #1 und #2 emittierten Lichts überein, auch wenn die Werte der spektralen Energiedichte, die bei Struktur #2 ermittelt wurden,

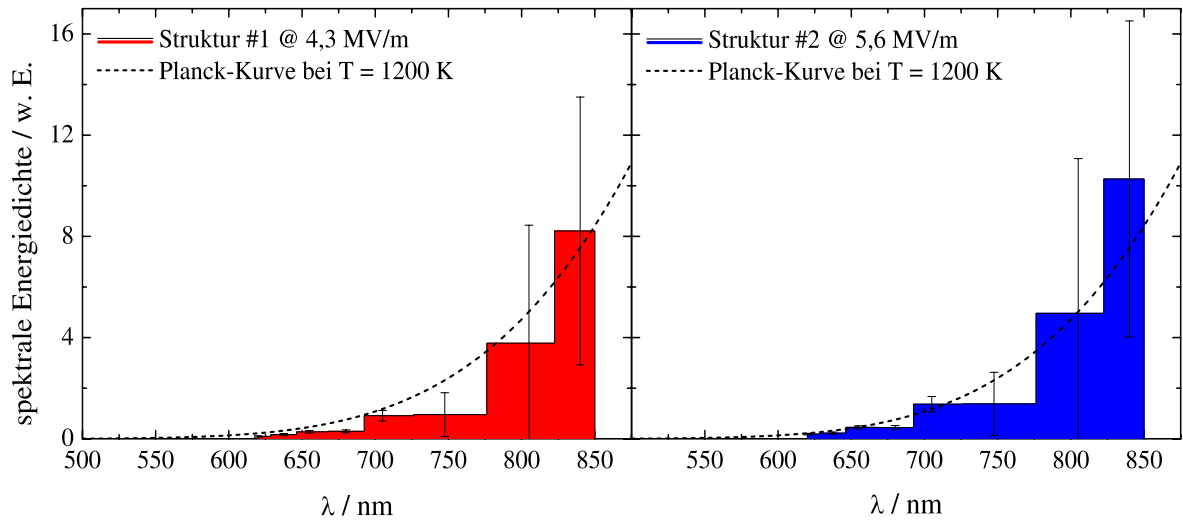


Abb. 5.17: Verteilung der spektralen Energiedichte des von Struktur #1 (links) und #2 (rechts) emittierten Lichts. Die gestrichelte Linie stellt jeweils den Verlauf der spektralen Energiedichte eines Schwarzkörperstrahlers bei 1200 K nach Planck dar.

größer sind, als die bei Struktur #1. Zusätzlich wurde jeweils gemäß dem Planckschen Strahlungsgesetz der Verlauf der spektralen Energiedichte eines Schwarzkörperstrahlers bei einer Temperatur von 1200 K eingezeichnet, welcher sehr gut zu den gemessenen Werten passt. Die mit dieser Temperatur korrespondierende Wellenlänge, für die die spektrale Energiedichte ihr Maximum annimmt, beträgt rund 2400 nm und liegt somit im mittleren Infrarotbereich. Dies ist weit entfernt von dem Messbereich, der mit dem Photomultiplier und den Farbglas-Filtern untersucht werden konnte.

Eine Möglichkeit, die Lichtemission dieser Zentren zu erklären, könnte darin bestehen, dass feldemittierte Elektronen wie bei [Gop05] auf Partikel treffen, die sich an den Orten der Zentren befinden, und dadurch bis zum Glühen erhitzt werden. Im thermischen Gleichgewicht ist die Leistung, die durch die Elektronen in die Licht emittierenden Partikel transferiert wird, gleich der abgestrahlten Leistung P_{rad} , welche durch das Stefan-Boltzmann-Gesetz $P_{\text{rad}} = \sigma AT^4$ mit $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-4}$ beschrieben wird. Daher gilt für den Gesamtstrom, der für das Aufheizen aller Licht emittierenden Partikel verantwortlich ist,

$$I_e = n_{\text{Spot}} \cdot e \cdot P_{\text{rad}} \cdot \left[\left(\frac{dE}{dx} \right) \cdot \Delta x \right]^{-1}, \quad (5.21)$$

wobei der Energieverlust der Elektronen durch Gl. (2.30) gegeben ist. Die effektive Dicke der Partikel ist durch Δx gegeben.

Unter der Annahme, dass es sich um Staubpartikel mit einer sphärischen Geometrie und

einem typischen Durchmesser von $100 \mu\text{m}$ handelt, die im Wesentlichen aus Silizium- oder Kohlenstoffverbindungen bestehen, ergeben sich bei einer mittleren Anzahl von $n_{\text{Spot}} = 50$ Licht emittierenden Zentren (s. Abb. 5.2) die folgenden Ströme:

$$\begin{aligned} \text{Si: } & 1500 \text{ nA} \leq I_e \leq 7600 \text{ nA}; \quad I_{e,120} = 4600 \text{ nA} \\ \text{C: } & 950 \text{ nA} \leq I_e \leq 7300 \text{ nA}; \quad I_{e,120} = 4400 \text{ nA} \end{aligned} \quad (5.22)$$

Diese wurden für die Elektronenenergien berechnet, für die der Energieverlust im Bereich bis zu 1000 keV das am Beispiel für Niob in Abb. 2.4 gezeigte lokale Minimum bzw. Maximum annimmt. Zusätzlich wurde der Strom $I_{e,120}$ für die am häufigsten beobachtete Elektronenenergie von 120 keV angegeben. Dabei muss beachtet werden, dass bei der Berechnung der minimalen und maximalen Ströme angenommen wurde, dass es sich um monoenergetische Elektronen handelt.

Aus den Daten der Röntgenspektroskopie wurden in Gl. (5.14) und Gl. (5.16) die Gesamtströme der Feldemission abgeschätzt zu

$$\begin{aligned} \#1 (E_{\text{acc}} = 4,1 \text{ MV/m}) : & \quad 8,7 \text{ nA} \leq I_e \leq 284 \text{ nA} \\ \#2 (E_{\text{acc}} = 5,4 \text{ MV/m}) : & \quad 46 \text{ nA} \leq I_e \leq 1470 \text{ nA}, \end{aligned} \quad (5.23)$$

wobei die für die oberen Grenzen eingegangene Annahme zu bedenken ist, dass die gesamte charakteristische Röntgenstrahlung in der Tiefe im Niob erzeugt wird, die der Eindringtiefe der Elektronen entspricht. Der wahre Feldemissionsstrom dürfte deshalb deutlich niedriger sein.

Aus Gl. (5.22) und Gl. (5.23) geht hervor, dass der Feldemissionsstrom nicht ausreicht, um die angenommenen Staubpartikel bis auf 1200 K aufzuheizen, zumal außerdem nur ein Teil der Elektronen des Feldemissionsstroms auf diese Partikel trifft. Dies deutet darauf hin, dass die Lichtemission eine andere Ursache als bei [Gop05] besitzt.

Diese könnte in dielektrischen Verlusten der in die Kavität eingekoppelten Hochfrequenzleistung in den Partikeln liegen. Die damit verbundene dielektrische Verlustleistung P_{loss} in einem Partikel mit dem Volumen V und dem Imaginärteil der Dielektrizitätskonstanten χ_e lässt sich aus

$$P_{\text{loss}} = \frac{1}{2} \epsilon_0 \omega \chi_e E_{\text{acc}}^2 V \quad (5.24)$$

berechnen, wobei $\omega = 2\pi\nu$ gilt, mit der Frequenz des Beschleunigungsfeldes ν . Nach [Mor89] nimmt der Imaginärteil der Dielektrizitätskonstanten bei einer Frequenz von 3 GHz für die angenommenen Staubpartikel Werte zwischen 10^{-3} und 10^{-2} an, so dass sich die dielektrischen Verluste zwischen

$$\begin{aligned} \#1 (E_{\text{acc}} = 4,1 \text{ MV/m}) : & \quad 0,73 \text{ mW} \leq P_{\text{loss}} \leq 7,3 \text{ mW} \\ \#2 (E_{\text{acc}} = 5,4 \text{ MV/m}) : & \quad 1,27 \text{ mW} \leq P_{\text{loss}} \leq 12,7 \text{ mW}, \end{aligned} \quad (5.25)$$

bewegen, was Glühtemperaturen von 800 K bis 1630 K entspricht. Das bedeutet, dass dielektrische Verluste der Hochfrequenzleistungen ausreichend sind, um Staubpartikel mit

den angenommenen Eigenschaften bis zum Glühen aufzuheizen und somit zur Emission von Licht anzuregen. Da zusätzlich ein exponentieller Zusammenhang des Photomultiplierstroms und der inversen Wurzel der Beschleunigungsfeldstärke $E_{\text{acc}}^{-0,5}$ gemäß [Ber81] bzw. Gl. (2.22) nachgewiesen werden konnte, wie in Abb. 5.18 gezeigt, dürfte die Emission von Licht hauptsächlich durch dielektrischen Verluste der in die Kavität eingekoppelten Hochfrequenzleistung begründet sein.

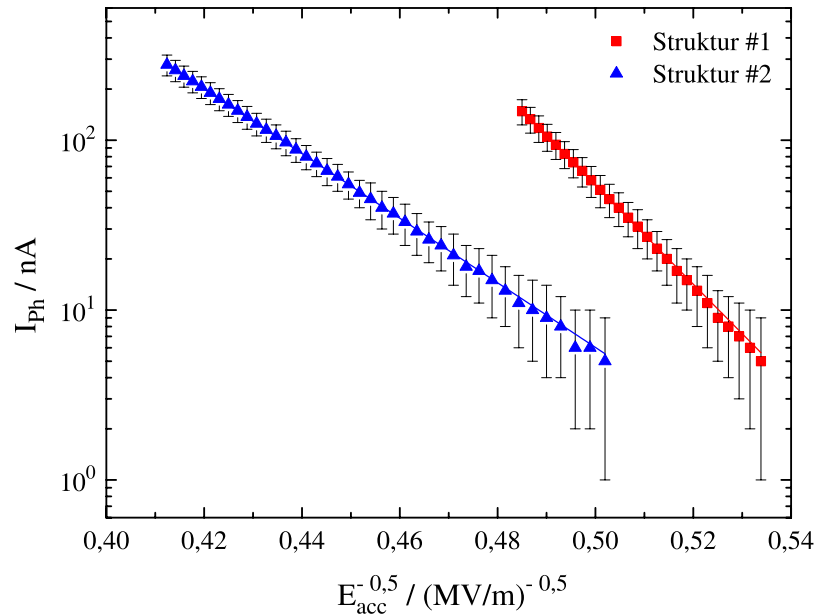


Abb. 5.18: Photomultiplierstrom als Maß für die Intensität der Lichtemission in Abhängigkeit der Beschleunigungsfeldstärke in einer Darstellung nach [Ber81].

Zeitliche Entwicklung der Lichtemission

Wie schon die Röntgenspektroskopie wurde auch die quantitative Beobachtung der Lichtemission im gleichen Zeitraum mehrfach für verschiedene Beschleunigungsfeldstärken durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Abb. 5.19 dargestellt. Wie auch der zeitliche Verlauf der Röntgenemission von Struktur #2 ist der Verlauf der Lichtemission nur geringen Schwankungen von maximal 30 % unterworfen. Das bedeutet, dass die dielektrischen Verluste an Hochfrequenzleistung in den Licht emittierenden Partikeln für den betrachteten Zeitraum im Mittel konstant geblieben sind. Bei Struktur #1 sind die Schwankungen genauso wie die der Röntgenemission wesentlich größer und es können Sprünge in denselben Zeiträumen festgestellt werden, welche ebenfalls durch die höheren Beschleunigungsfeldstärken erklärt werden können, wie anhand von Abb. 5.15 in Kap. 5.4 erläutert wurde. Auf Grund dieser Sprünge kann kein eindeutiger Trend für die Entwicklung der Lichtemission von Struktur #1 über den gesamten betrachteten Zeitraum angegeben werden.

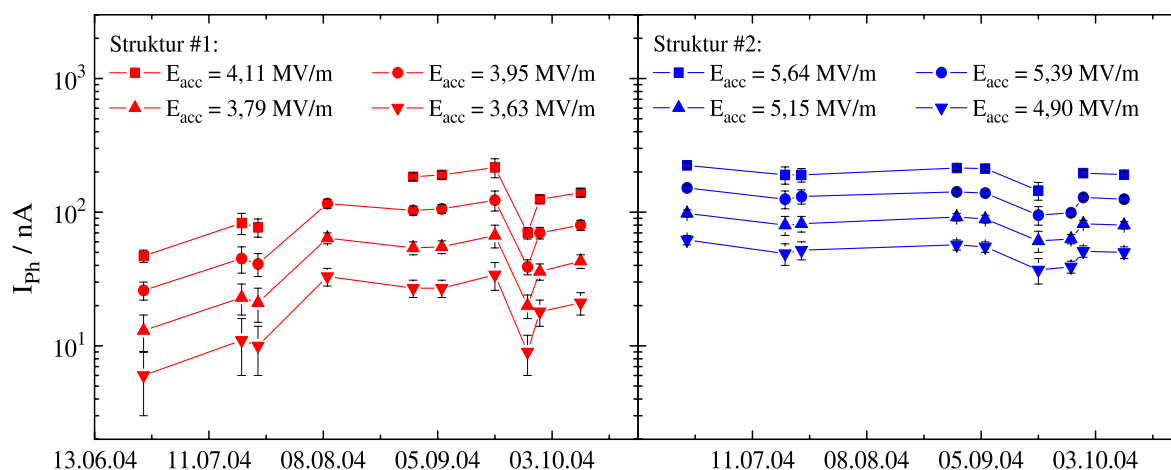


Abb. 5.19: Zeitlicher Verlauf der Lichtemission, wobei als abhängige Größe der Photomultiplierstrom über der Zeit aufgetragen ist.

Zusammenfassend können die Ergebnisse der Photomultiplier-Messungen so interpretiert werden, dass die Partikel hauptsächlich durch dielektrische Verluste der jeweils in die Struktur eingekoppelten Hochfrequenzleistung zum Glühen gebracht wurden, da die Feldemissionsströme hierfür nicht ausreichten.

Stattdessen kommen die Licht emittierenden Partikel selbst als Elektronenemitter in Frage, da durch ihre Temperatur von $\geq 1200 \text{ K}$ die Wahrscheinlichkeit für die Emission eines Elektrons größer ist als für Teilchen mit einer Temperatur von 2 K , was der Temperatur der Strukturwand entspricht. Die schon mehrfach angesprochenen Bahnverfolgungsrechnungen können hierfür noch weitere Indizien liefern.

5.6 Auswirkung von Reinigungsprozeduren

An den Zeitraum, in dem die dieser Arbeit zu Grunde liegenden Messungen durchgeführt wurden, schloss sich eine längere Wartungsphase an. Diese wurde dazu genutzt, die Struktur #1 aus dem Kryostat auszubauen, um sie einer chemischen Reinigung zu unterziehen und in einem speziellen Hochvakuumofen auf ca. 1170 K auszuheizen. Dadurch konnten die Auswirkungen dieser Prozeduren auf die Feldemission untersucht werden. Zunächst wurden die Oberflächen der Irisblenden auf mögliche, grobkörnige Partikel untersucht und die Feldverteilung für die später durchzuführenden Bahnverfolgungsrechnungen bestimmt. Struktur #2 konnte während dieser Zeit nicht ausgebaut werden, so dass sich ihr Zustand nicht verändert haben sollte.

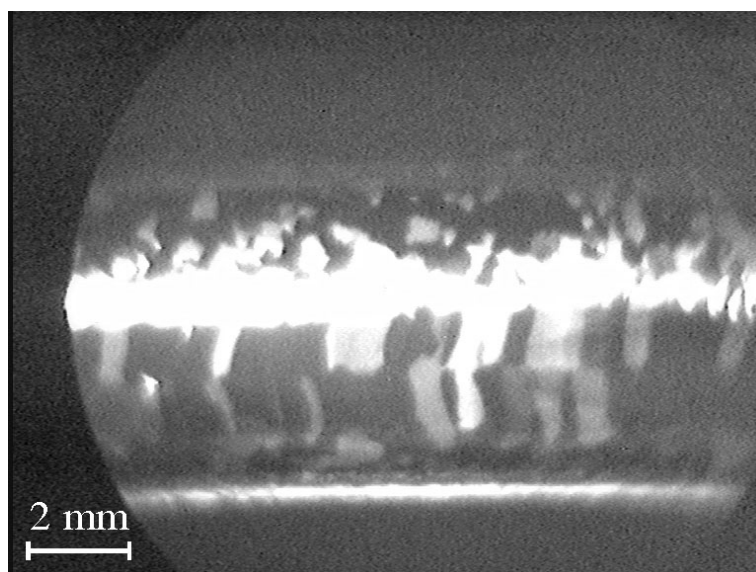


Abb. 5.20: Oberflächenbeschaffenheit eines Teils einer Iris.

Suche nach möglichen Emittlern

Um Stellen an den Irisblenden der Struktur #1 als mögliche Emittler identifizieren zu können, wurde ein Endoskop auf der longitudinalen Symmetrieachse durch die Struktur geschoben. Jeweils an den Irisblenden wurde das Endoskop um diese Achse gedreht, um dort den kompletten Bereich zu inspizieren. Obwohl dabei mit verschiedenen Vergrößerungen der Endoskopoptik gearbeitet wurde, war es nicht möglich, grobe Staubkörner oder Metallspäne mit einer Größe von mehreren $100\ \mu\text{m}$ zu lokalisieren. Als Beispiel für die Oberflächenbeschaffenheit ist in Abb. 5.20 ein Teil einer Iris gezeigt. Im hellen Bereich in der Mitte des Bildes befindet sich eine Schweißnaht, welche das Licht der Lampe am Endoskop gut zurückreflektiert. Ober- und unterhalb dieses Bereiches können größere, etwas dunklere Flächen erkannt werden. Dabei handelt es sich um Gebiete, in denen das Niob eine kristallartige Struktur beim Abkühlen nach dem Schweißen angenommen hat. Je nach Anordnung reflektieren diese nur einen Teil des Lichts in die Endoskopkamera.

Feldverteilung von Struktur #1

Zur Bestimmung der Feldverteilung wurde Struktur #1 mit Hilfe eines Netzwerkanalysators zum Schwingen im π -Mode angeregt und ein kleiner Störkörper aus Teflon mit der Dielektrizitätskonstanten $\epsilon = 2,1$ entlang der longitudinalen Symmetrieachse, der z -Achse, bewegt. Nach dem Slater-Theorem [Ram65]

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = -\frac{\epsilon\epsilon_0\Delta V}{4U} |\vec{E}|^2 \quad (5.26)$$

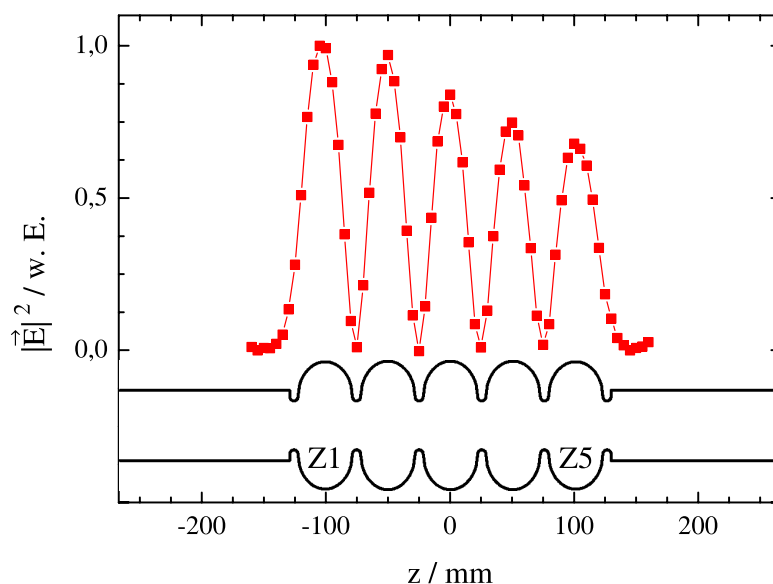


Abb. 5.21: Gemessene Feldverteilung von Struktur #1. Aufgetragen ist das Quadrat der elektrischen Beschleunigungsfeldstärke in willkürlichen Einheiten über der Länge der Struktur. Zum Vergleich ist der Umriss der Struktur #1 mit den Zellen Z1 bis Z5 und beiden Cut-off-Rohren eingezeichnet.

ist die Frequenzänderung $\Delta\omega/\omega$, die durch den Störkörper hervorgerufen wird, proportional zum Betragsquadrat des elektrischen Feldes $|\vec{E}|^2$ am Ort des Störkörpers. Dabei muss sein Volumen ΔV genügend klein gewählt werden, so dass die gesamte im elektromagnetischen Feld gespeicherte Energie U als konstant betrachtet werden kann. Da der absolute Wert der Feldstärke hier nicht von Bedeutung ist, ist eine genaue Kenntnis von ΔV und U nicht notwendig. Die Frequenzänderung konnte direkt am Netzwerkanalysator abgelesen und so die in Abb. 5.21 gezeigte Feldverteilung von Struktur #1 gemessen werden. Deutlich zu erkennen ist, dass es sich um eine unglatte Feldverteilung handelt, bei der die Amplitude des Betragsquadrats des elektrischen Feldes von 1 auf rund 0,7 abnimmt.

Reinigung von Struktur #1 und anschließende Untersuchungen

Da der Betrieb von Struktur #1 durch Feldemission sehr stark beeinträchtigt war, wurde sie zweier Reinigungsprozeduren unterzogen, die allgemein verwendet werden, um Feldemission zu reduzieren. Zunächst wurde mit Salpeter- und Flusssäure eine dünne Schicht auf der inneren Oberfläche der Struktur abgetragen, um Verunreinigungen zu entfernen und eine neue Oberflächenschicht zu erzeugen. Dieser Politur folgte ein Spülen mit Reinstwasser und das Trocknen in einer Stickstoffatmosphäre. Details des Reinigungsverfahrens

können bei [Sta96] nachgelesen werden. Als erste Struktur konnte Struktur #1 in einem speziellen Hochvakuumofen, dessen Aufbau im Dezember 2004 abgeschlossen werden konnte, einer Wärmebehandlung unterzogen werden [Gop04]. Dabei wurde sie für rund 100 Stunden auf eine Temperatur von ca. 1170 K erwärmt. Nach dem Einbau in den Kryostat und dem Abkühlen auf 2 K wurde weder die Emission von Bremsstrahlung noch die Emission von Licht in Struktur #1 beobachtet. Außerdem war der Betrieb der Struktur bis zu einer Beschleunigungsfeldstärke von 6,5 MV/m möglich, statt vorher 4,4 MV/m.

Die angewandten Reinigungsverfahren haben also dazu geführt, dass die Feldemission in Struktur #1 bis zu einer Feldstärke von mindestens 6,5 MV/m stark reduziert werden konnte.

Struktur #2 wurde ebenfalls nach dem Kaltfahren auf Feldemission untersucht, mit der Erwartung, dass sich die Verhältnisse bei ihr nicht wesentlich geändert haben. Bei der Beobachtung der Lichtemission mit der CCD-Kamera am Ort des Targets I1T1 (vgl. Abb. 4.1) zeigte sich jedoch, dass zu den schon bekannten Licht emittierenden Zentren vier zusätzliche – in Abb. 5.22 durch Pfeile gekennzeichnet – identifiziert werden konnten, die sich in einer zweiten Ebene befanden. Diese war (80 ± 10) cm weiter entfernt von der CCD-Kamera als die erste Ebene, d. h. die Licht emittierenden Punkte saßen auf der Iris zwischen Zelle Z2 und Z3 bzw. im Rahmen der Fehler auch auf den direkt benachbarten Irisblenden (vgl. Abb. 5.4). Dies ist nicht weit vom Übergang zu Struktur #1 entfernt. Da diese ausgebaut worden war, wäre es möglich, dass trotz der Verwendung einer Laminar-Flow-Wand und größter Sorgfalt während des Aus- und Einbaus Staubpartikel in Struktur #2 gelangt sein könnten.

Aus der für Struktur #2 ebenfalls durchgeführten Röntgenspektroskopie bei verschiede-

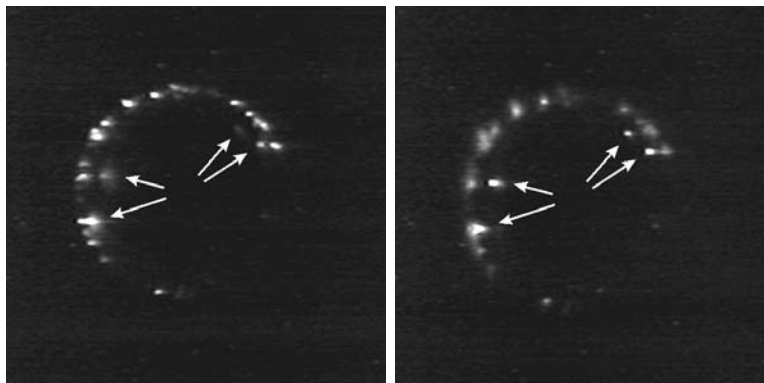


Abb. 5.22: Lichtemission in Struktur #2 nach der Wartungsphase. Gezeigt sind Bilder von Licht emittierenden Punkten bei einer Beschleunigungsfeldstärke von 5,1 MV/m, die in zwei verschiedenen Ebenen liegen. Im Bild links wurde auf die der CCD-Kamera nächsten Ebene scharf gestellt, im Bild rechts auf die weiter entfernte. Mit Pfeilen sind diese Punkte jeweils gekennzeichnet.

nen Beschleunigungsfeldstärken wurden die Fowler–Nordheim–Koeffizienten A_{em} und β_{FN} bestimmt. Sie ergaben sich zu

$$\#2 : A_{\text{em}} = (5,5 \pm 4,7) \cdot 10^{-14} \text{ m}^2, \quad \beta_{\text{FN}} = (330 \pm 40). \quad (5.27)$$

Die Fehler wurden durch Variation der angepassten Funktion $f(x)$ aus Gl. (5.9) im Rahmen der Fehler der Einzelmesswerte erhalten. Die Werte der Fowler–Nordheim–Koeffizienten aus Gl. (5.27) stimmen mit denen in der Zeit vor der Wartungspause gut überein (vgl. Tab. 5.5).

Kapitel 6

Simulationsrechnungen

6.1 GEANT4-Rechnungen

In Kap. 5.3 wurde für die Berechnung des Feldemissionsstroms, der für die Erzeugung der dort betrachteten Bremsstrahlungsemission verantwortlich ist, der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von Bremsstrahlung durch Elektronen in Abhängigkeit der Elektronenenergie benötigt. Da es sich bei den Niobstrukturen, die als Target fungieren, um dicke Targets handelt und zusätzlich die Elektronenenergie mit bis zu 400 keV relativ niedrig ist, ist die Berechnung des Wirkungsquerschnitts mit den bei [Bet53] angegebenen Formeln zu ungenau. Stattdessen ist die Verwendung des auf Monte-Carlo-Rechnungen basierenden Simulationspakets GEANT4 [All03] geeigneter. Es besteht die Möglichkeit, die Wechselwirkung mehrerer Projektile wie z. B. Elektronen, Protonen und γ -Quanten etc. mit einer Fülle von Targetmaterialien zu untersuchen, deren Geometrie frei programmierbar ist.

Die komplette zu simulierende Anordnung, bestehend aus der Projektil-Gun und dem Target, wird in ein „Weltvolumen“ gepackt. Dieses dient unter anderem zur Teilchenzählung, d. h. immer wenn ein Teilchen das Weltvolumen verlässt, werden Parameter wie Ort, Impuls, Energie usw. in einer Datei gespeichert. In Abb. 6.1 ist die den Rechnungen zu Grunde gelegte Geometrie dieser Anordnung schematisch dargestellt.

Das Produkt des Wirkungsquerschnitts mit der Flächenbelegung $\sigma_{\text{rad}} \cdot N_{\text{T}}/A$ wurde für Energien zwischen 50 keV und 600 keV in 25 keV-Schritten in der Art bestimmt, dass alle erzeugten Photonen gezählt worden sind. Die Anzahl der Elektronen pro Simulation betrug 10^8 . Dabei wurden für Elektronen Vielfachstreuung, Ionisation und Bremsstrahlungsemission berücksichtigt, für γ -Quanten Photoeffekt, Compton-Streuung und Paarbildung. Die Wechselwirkungen aller Sekundärteilchen wurden ebenfalls in die Simulationen integriert. Ihre Ergebnisse sind in Tab. 6.1 zusammengefasst. Der Fehler der einzelnen Werte beträgt nach [Wri04] maximal 15 %.

In Kap. 5.3 wurde bei der Besprechung der gemessenen Bremsstrahlungsspektren angenommen, dass diese nicht durch monoenergetische Elektronen sondern Elektronen, die eine Energieverteilung besitzen, erzeugt wurden. In Abb. 6.2 ist ein gemessenes Spektrum der von Struktur #1 emittierten Bremsstrahlung bei 3,7 MV/m (durchgezogene Linie)

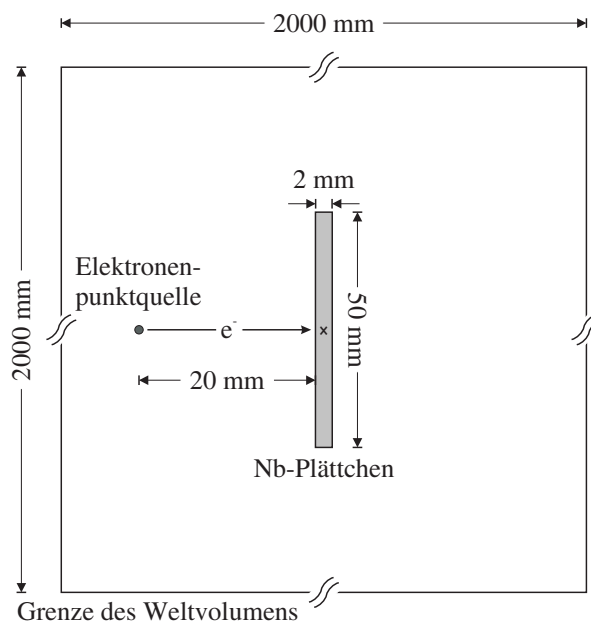


Abb. 6.1: Schematische Darstellung der in GEANT4 simulierten Geometrie. Die Zeichnung ist nicht maßstabsgetreu.

E_e / keV	$(\sigma_{\text{rad}} \cdot N_T/A)$	E_e / keV	$(\sigma_{\text{rad}} \cdot N_T/A)$
50	$2,7 \cdot 10^{-4}$	300	$4,6 \cdot 10^{-2}$
75	$2,0 \cdot 10^{-3}$	325	$5,2 \cdot 10^{-2}$
100	$4,8 \cdot 10^{-3}$	350	$5,9 \cdot 10^{-2}$
125	$8,4 \cdot 10^{-3}$	375	$6,5 \cdot 10^{-2}$
150	$1,3 \cdot 10^{-2}$	400	$7,2 \cdot 10^{-2}$
175	$1,7 \cdot 10^{-2}$	425	$7,9 \cdot 10^{-2}$
200	$2,3 \cdot 10^{-2}$	450	$8,6 \cdot 10^{-2}$
225	$2,8 \cdot 10^{-2}$	475	$9,3 \cdot 10^{-2}$
250	$3,4 \cdot 10^{-2}$	500	$1,0 \cdot 10^{-1}$
275	$4,0 \cdot 10^{-2}$		

Tab. 6.1: Simulationsergebnisse für den Wirkungsquerschnitt zur Erzeugung von Bremsstrahlung in Niob für Elektronenenergien zwischen 50 keV und 600 keV.

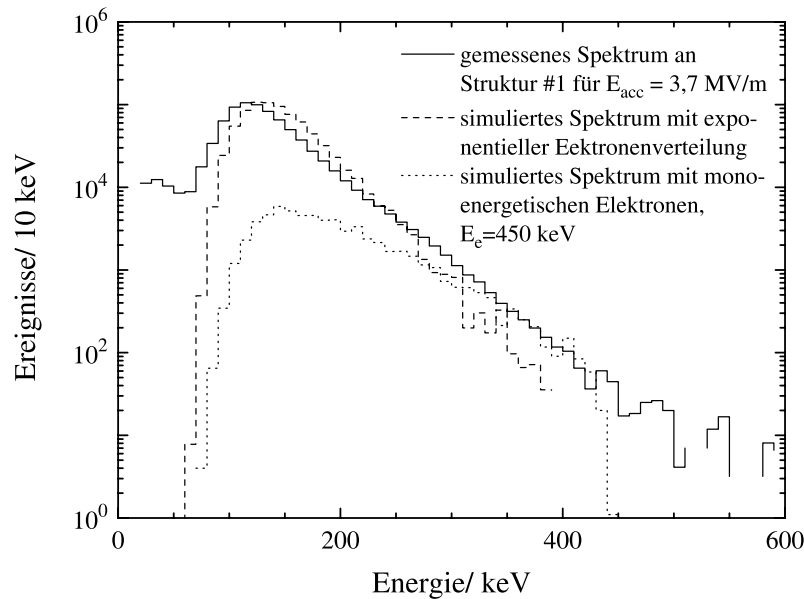


Abb. 6.2: Vergleich eines gemessenen Bremsstrahlungsspektrums mit einem simulierten Bremsstrahlungsspektrum von monoenergetischen Elektronen mit einer Energie von 450 keV und einem Bremsstrahlungsspektrum, dem eine exponentielle Elektronenenergieverteilung zu Grunde liegt. Die Ereignisse wurden für 10 keV breite Intervalle zusammengefasst und über der Energie der γ -Quanten aufgetragen.

gezeigt, wobei die Ereignisse innerhalb von 10 keV breiten Intervallen addiert und über der Energie der γ -Quanten aufgetragen wurden. Zum Vergleich sind entsprechend ein Bremsstrahlungsspektrum monoenergetischer Elektronen mit einer Energie von 450 keV (gepunktete Linie) und ein Bremsstrahlungsspektrum, das durch Elektronen mit einer exponentiellen Energieverteilung erzeugt wurde (gestrichelte Linie), eingezeichnet. Es ist deutlich zu sehen, dass in einem Bereich von 50 keV bis 300 keV die gemessene Intensität der Bremsstrahlung durch die Simulation mit monoenergetischen Elektronen deutlich unterschätzt wird. Erst in einem Bereich von 350 keV bis 450 keV verlaufen die beiden Spektren annähernd gleich. Das bedeutet, dass zwar dem gemessenen Spektrum auch Elektronen mit einer Energie von 450 keV zu Grunde liegen, aber ein größerer Teil niedrigere Energien besitzt.

Um die Verteilung der Elektronenenergien abschätzen zu können, wurden die simulierten Spektren, denen monoenergetische Elektronen zu Grunde liegen, gewichtet addiert. Die Intensitätsverteilung $I_{\text{ges}}(E)$ des summierten Spektrums berechnet sich dabei aus denen der Einzelspektren $I_i(E)$ gemäß

$$I_{\text{ges}}(E) = \sum_i \alpha_i(E_{i,\text{end}}) \cdot I_i(E), \quad (6.1)$$

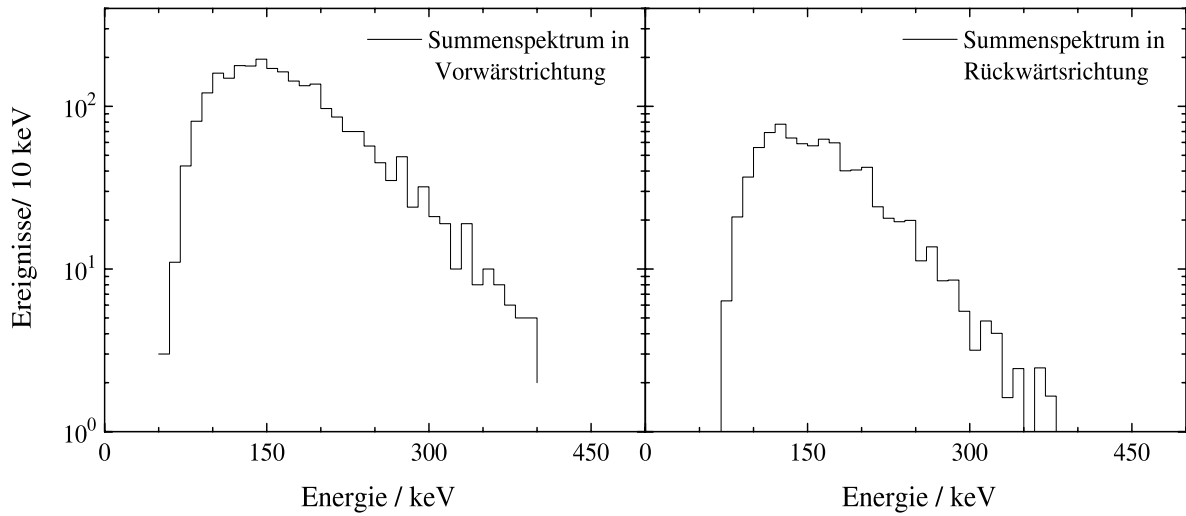


Abb. 6.3: Vergleich der Bremsstrahlungsemission in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung. Gezeigt ist die einfache Addition aller mit monoenergetischen Elektronen simulierten Spektren in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung außerhalb der Struktur. Der betrachtete Streuwinkel entspricht dem Raumwinkel, der mit dem HPGe-Detektor in den Messungen abgedeckt wurde.

wobei die Wichtungsfaktoren durch $\alpha_i(E_{i,\text{end}})$ gegeben sind. Da feldemittierte Elektronen auf beiden Seiten der Struktur auftreten und der Anteil der γ -Quanten, die dabei unter Rückwärtswinkeln das Niob verlassen, relativ groß ist, wie in Abb. 6.3 gezeigt, wurden bei der Addition zusätzlich die Spektren einbezogen, bei denen die γ -Quanten unter Rückwärtswinkeln gestreut wurden. Dabei sind bei der Summenbildung in Gl. (6.1) jeweils für die Spektren unter Vorwärts- und Rückwärtswinkeln die gleichen Wichtungsfaktoren eingegangen. Unter Berücksichtigung aller absorbierenden Materialien des Kryostaten (vgl. Tab. 5.3) wurde die in Abb. 6.4 gezeigte Verteilung der Wichtungsfaktoren $\alpha_i(E_{i,\text{end}})$ bestimmt. Dabei wurden diese so gewählt, dass das gemessene Spektrum durch $I_{\text{ges}}(E)$ gut reproduziert wurde. Wie in Abb. 6.4 zu sehen ist, deutet sich eine exponentielle Verteilung der Elektronenenergien an. Mit Hilfe einer exponentiellen Anpassung, wurde diese Verteilung quantifiziert und mit GEANT4 das in Abb. 6.2 durch die gestrichelte Linie dargestellte Spektrum erzeugt. Obwohl die exponentielle Anpassung zwischen 150 keV und 300 keV bis zu einem Faktor zehn abweicht, stimmt dieses wesentlich besser mit dem gemessenen Spektrum überein, als das ebenfalls gezeigte auf monoenergetischen Elektronen basierende Spektrum. Daher scheint es wahrscheinlich zu sein, dass feldemittierte Elektronen derart in der Kavität beschleunigt werden, dass ihre Endenergie exponentiell verteilt ist.

Bei der Auswertung der Simulationsergebnisse wurde auch der Anteil der Elektronen

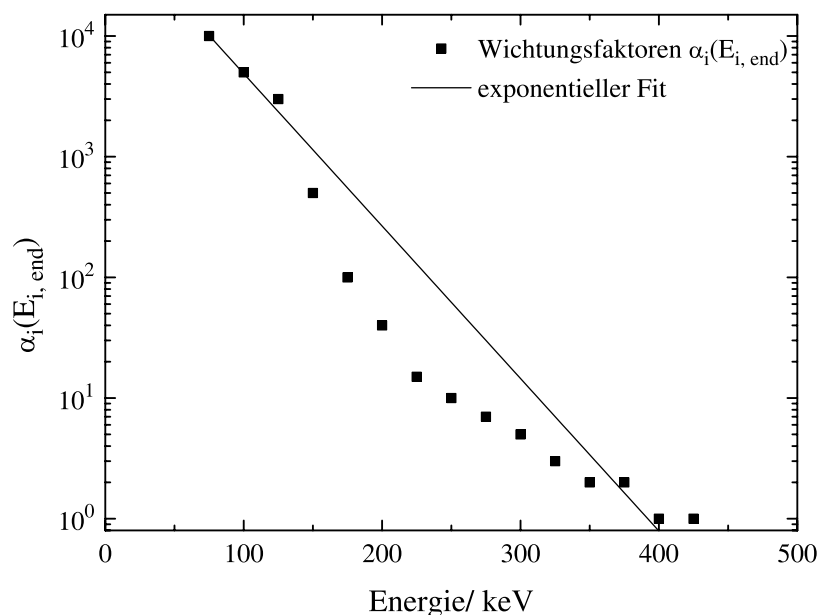


Abb. 6.4: Verteilung der Wichtungsfaktoren zur Reproduktion des gemessenen Spektrums.

berücksichtigt, die wieder zurück in die Kavität gestreut werden. Beträgt die Energie, mit der die Elektronen auf die Kavitätswand treffen, 50 keV, werden rund 7 % der Elektronen mit einer Energie von 30 keV zurückgestreut. Auf Grund dieser im Vergleich zu den Energien der feldemittierten Elektronen hohen „Anfangsenergie“ ist es vorstellbar, dass sie im Beschleunigungsfeld der Kavität weiter an Energie gewinnen, so dass sie z. B. 100 keV erreichen. Von diesen Elektronen würden knapp 4 % mit einer Energie von 70 keV wieder zurück in die Struktur gestreut werden und könnten weiter beschleunigt werden. In einem mehrstufigen Prozess, in der Literatur als „electron multiplication“ benannt [Ben73], wäre es somit vorstellbar, dass durch Feldemission Elektronen in Struktur #1 bis auf 400 keV beschleunigt werden könnten. Indizien hierfür liefern die im nun folgenden Abschnitt zu besprechenden Bahnverfolgungsrechnungen.

6.2 Bahnverfolgungsrechnungen

Aus den durchgeführten Messungen und den daraus gewonnenen Ergebnissen können nur Indizien für den tatsächlichen Ort der Feldemitter erhalten werden. So gibt es bisher Hinweise dafür, dass Elektronen auch von den Licht emittierenden Partikeln freigesetzt werden, da auf Grund ihrer Temperatur die Emission von Elektronen wahrscheinlicher ist als bei der Temperatur der Struktur von 2 K. Allerdings können dann die in den Bremsstrahlungsspektren beobachteten Energien nicht erklärt werden. Da es bisher noch kein

Verfahren gibt, mit dem die Position der Feldemitter zerstörungsfrei bestimmbar ist, kann nur unter der Berücksichtigung der bisher erzielten Ergebnisse versucht werden, mit Hilfe von Bahnverfolgungsrechnungen die Feldemitter innerhalb der Struktur zu lokalisieren.

Das Prinzip der Bahnverfolgungsrechnungen ist wie folgt. Elektronen werden an einem geeigneten Punkt in der Kavität mit einer bestimmten Anfangsenergie gestartet. Dieser Punkt wird entsprechend der Theorie der Feldemission ausgewählt, d. h. sinnvoll sind nur Positionen, an denen das lokale elektrische Feld besonders groß ist. Wie [Gop03] zeigen konnte, kommen hierfür nur die Irisblenden der S-DALINAC-Strukturen in Frage. Danach wird die Flugbahn der Elektronen, die durch das in der Struktur zum Startzeitpunkt herrschende Beschleunigungsfeld und die vorgegebenen Startbedingungen definiert ist, berechnet. Die Bahn der Elektronen wird solange verfolgt, bis sie wieder auf die Wand der Struktur treffen oder aus ihr herausfliegen. Die Berechnung der Bahnen von Sekundärelektronen, d. h. Elektronen, die wieder zurück in die Kavität gestreut werden, war nicht möglich. Da es sich um rotationssymmetrische Beschleunigungskavitäten handelt, ist bei der Beschreibung der Struktur durch die Koordinaten r , θ und z die zu wählende Startposition auf einer Iris bzgl. θ nicht maßgeblich, d. h. eine zweidimensionale Betrachtung ist ausreichend. Viel wichtiger sind die Startposition auf der Iris in radialer und in z -Richtung, die Phase des elektrischen Beschleunigungsfeldes, der Winkel, unter dem die Elektronen die Oberfläche verlassen, und die Startenergie der Elektronen.

Für die Berechnung der Elektronenbahnen müssen die Bewegungsgleichungen der Elektronen innerhalb des Beschleunigungsfeldes gelöst werden. Dabei ist zusätzlich zu berücksichtigen, dass Elektronen sehr schnell auf relativistische Geschwindigkeiten beschleunigt werden. Die Lorentz-Kraft, die auf ein Elektron, das sich in einem Beschleunigungsfeld bestehend aus dem elektrischen Feld \vec{E} und dem magnetischen Feld \vec{B} mit einer Geschwindigkeit \vec{v} bewegt, am Ort \vec{r} zur Zeit t wirkt, ist gegeben durch

$$\vec{F}(\vec{r}, t) = e \cdot \vec{E}(\vec{r}, t) + e \cdot (\vec{v} \times \vec{B}(\vec{r}, t)). \quad (6.2)$$

Unter Verwendung des Relativimpulses

$$\vec{u}(t) = \frac{m(v) \cdot \vec{v}}{m_0 c} = \gamma \frac{\vec{v}}{c} \quad (6.3)$$

und der Ruhemasse m_0 des Elektrons lauten die Bewegungsgleichungen

$$\frac{d\vec{r}(t)}{dt} = \vec{v} = \frac{c}{\gamma} \vec{u}, \quad (6.4)$$

$$\frac{d\vec{u}(t)}{dt} = \frac{e}{m_0 c} \left(\vec{E}(\vec{r}, t) + \frac{c}{\gamma} \vec{u} \times \vec{B}(\vec{r}, t) \right), \quad (6.5)$$

wobei γ den relativistischen Lorentz-Faktor darstellt. Durch Integration dieser Gleichungen können die Trajektorien von Elektronen in der Beschleunigungskavität berechnet

werden. Da eine große Anzahl von Elektronen simuliert werden muss, bietet sich zur Minimierung des Rechenaufwandes für die Integration der Bewegungsgleichungen (6.4) und (6.5) das Leap–Frog–Verfahren an [Bir91, Gop03]. Dabei werden die Bewegungsgleichungen zu einem Zeitpunkt t für ein Zeitintervall Δt als Differenzenquotienten geschrieben und die elektrischen und magnetischen Felder \vec{E} und \vec{B} ermittelt. Die Berechnung der Geschwindigkeit kann nicht direkt erfolgen, da sie sowohl durch das elektrische als auch das magnetische Feld bestimmt ist. Diese doppelte Abhängigkeit kann durch eine Boris–Drehung [Bir91] näherungsweise entkoppelt werden, so dass zunächst die Geschwindigkeit für die erste Hälfte der Beschleunigungsphase berechnet wird, dann die Boris–Drehung durchgeführt wird und danach die Geschwindigkeit für die zweite Hälfte der Beschleunigungsphase berechnet wird. Dieser Algorithmus wurde von [Gop03] in einem Mathematica–Programm implementiert.

Für die Durchführung der Berechnungen müssen zunächst die elektrische und magnetische Feldverteilung in der Struktur berechnet werden. Dazu wurde die Geometrie der sich auf 2 K befindlichen Struktur #1 in MAFIA [Wei96, CST] eingegeben und die Feldverteilung mittels des in diesem Programm verwendeten Verfahrens zur Lösung des Eigenwertproblems berechnet. Das Ergebnis ist jedoch eine glatte Feldverteilung, so dass diese erst mit den sich aus dem Diagramm in Abb. 5.21 ergebenden relativen Amplitudenabschwächungen über die gesamte Struktur hinweg gefaltet werden muss. Damit wird die in Abb. 6.5 gezeigte Feldverteilung entlang der z -Achse der Struktur #1 erhalten.

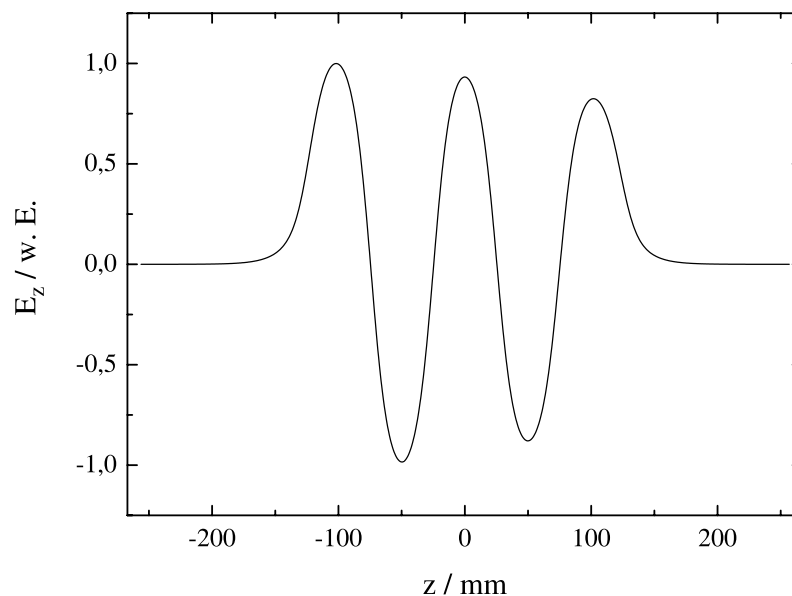


Abb. 6.5: Mit MAFIA [Wei96, CST] berechnete und mit den Amplitudenverhältnissen, die sich aus Abb. 6.5 ergeben, gefaltete Feldverteilung des elektrischen Feldes auf der longitudinalen Symmetrieachse von Struktur #1 .

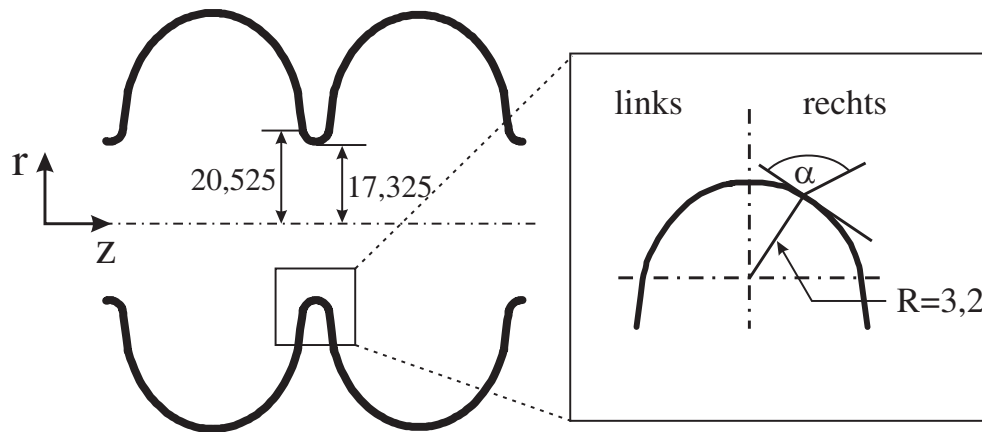


Abb. 6.6: Schematische Darstellung einer Iris. Angaben in mm.

Bei den durchgeführten Bahnverfolgungsrechnungen wurde die Emission von Elektronen von den Irisblenden untersucht, die in den in Tab. 5.2 angegebenen Bereich fallen. Dies sind Iris 1 zwischen Cut-off-Rohr und Zelle Z1, Iris 2 zwischen Zelle Z1 und Z2 sowie Iris 3 zwischen Zelle Z2 und Z3. Dazu wurde die jeweilige Iris in einen linken und einen rechten Bereich unterteilt, wobei der rechte sich in positiver z -Richtung befand (vgl. Abb. 6.6). Bei Iris 1 wurde nur der rechte Bereich untersucht. Die Startposition der Elektronen wurde durch die Koordinaten r und z angegeben, wobei r zwischen 17,325 mm und 20,525 mm variiert wurde und z entsprechend. Die Startenergie der Elektronen wurde zwischen 0 keV und 150 keV variiert. Zusätzlich wurden bei jeder Rechnung mit einer Startenergie größer als 0 keV mehrere Emissionswinkel α der Elektronen (s. Abb. 6.6) im Bereich zwischen 20° und 170° verwendet. Die Beschleunigungsfeldstärke betrug 4 MV/m und die Phase des Feldes wurde in 4° -Schritten zwischen -90° und 270° verändert, wobei der Betrag der Feldstärke bei 0° und 180° maximal war.

Es zeigte sich, dass bei jeder Iris Elektronen mit einer Startenergie von 0 keV hauptsächlich von der Startposition aus auf die gegenüberliegende Seite der Iris fliegen, nur ein Teil der Elektronen, die von Iris 1 gestartet wurden, gelangt in den Cut-off-Bereich. Die auf die Strukturwand treffenden Elektronen besitzen dabei maximale Energien zwischen 30 keV und 40 keV. Dies allein reicht nicht aus, die in Kap. 5 erhaltenen Ergebnisse zu erklären, da schon allein die beobachteten Energien in den Bremsstrahlungsspektren (vgl. Abb. 5.7) nicht reproduziert werden.

Da die Möglichkeit, Bahnen von Sekundärelektronen zu berechnen, nicht bestand, wurden Bahnverfolgungsrechnungen für Elektronen, die eine Startenergie größer als 0 keV besaßen, durchgeführt, um eine Vorstellung davon zu erhalten, wie Elektronenenergien von bis zu 400 keV zustande kommen könnten. In Tab. 6.2 sind die dabei erhaltenen Ergebnisse bezüglich der Energie der Elektronen beim Auftreffen auf die Strukturwand zusammengefasst. Bei den Positionen, an denen die Elektronen auftreffen, wurde Folgendes beobachtet.

Startenergie in keV	Endenergie in keV
25	≤ 150
75	≤ 200
150	≤ 400
200	≤ 500

Tab. 6.2: Energien von Elektronen, die mit einer Startenergie von größer als 0 keV gestartet wurden, beim Auftreffen auf die Strukturwand.

Die von Iris 1 aus gestarteten Elektronen legen mit zunehmender Energie immer größere Strecken innerhalb der Kavität zurück. Dabei nimmt die Anzahl der Elektronen, die von der Startposition auf die gegenüberliegende Irisseite fliegen ab. Stattdessen gelangen immer mehr Elektronen bis zu Iris 2 und treffen dort auf die Struktur. Die Anzahl der Elektronen, die in das Cut-off-Rohr fliegen, nimmt im Vergleich zu den Anzahlen bei niedrigeren Startenergien zu. Es gelangen auch Elektronen bis zu Iris 3, 4, 5 und 6, wobei die Anzahl der Elektronen mit der Distanz der entsprechenden Iris zum Emissionsort exponentiell abnimmt. Von den Elektronen, die vom linken Bereich der Iris 2, also dem der Iris 1 zugewandten Bereich, gestartet wurden, werden sehr viele Elektronen in Richtung Iris 1 beschleunigt und treffen dort auf. Dieser Anteil nimmt bei höheren Energien zu. Der Anteil, der auf die übrigen Irisblenden trifft, ist wesentlich geringer. Ähnliches gilt für den rechten Teil, nur dass hier der Anteil, der auf Iris 3 trifft, am größten ist. Entsprechendes gilt auch für Elektronen, die von Iris 3 gestartet wurden.

Anhand dieser Ergebnisse ist das folgende Modell zur Erklärung der beobachteten Phänomene vorstellbar. Wie in Kap. 5.5 gezeigt wurde, können durch die in die Struktur #1 eingekoppelte Hochfrequenzleistung die Staubteilchen, die sich gemäß den Ergebnissen in Kap. 5.3 im Bereich der Iris 2, 3 und 4 befinden, auf Temperaturen um 1200 K aufgeheizt werden, wodurch die Wahrscheinlichkeit der Emission von Elektronen steigt. Diese wird dadurch weiter erhöht, dass durch ein Staubteilchen an der Strukturoberfläche die lokale Beschleunigungsfeldstärke um den Feldüberhöhungsfaktor β_{FN} größer wird. Daher ist anzunehmen, dass die Licht emittierenden Staubpartikel selbst die Elektronenemitter sind. Die emittierten Elektronen werden im Feld beschleunigt, treffen auf die gegenüberliegende Irisseite und werden wieder zurück in den felderfüllten Raum gestreut, wo eine erneute Beschleunigung möglich wäre. Je nachdem, unter welchem Winkel sie die Oberfläche verlassen, und wie groß die Beschleunigungsfeldstärke ist, könnten sie in Richtung Iris 1 beschleunigt werden. Ein Teil der dort auftreffenden Elektronen würde durch Rückwärtsstreuung unter entsprechenden Bedingungen wieder zurück zu Iris 2 gelangen. Auf diese Art wäre die Beschleunigung feldemittierter Elektronen auf Energien bis zu 400 keV denkbar, falls die Elektronen jeweils passend zur Phase des Beschleunigungsfeldes die Oberfläche verlassen würden. Durch Integration der entsprechenden Streuwirkungsquer-

schnitte und der Energieverluste von Elektronen in das Mathematica-Programm sowie der Möglichkeit zur Bahnberechnung von Sekundärelektronen könnte dies genauer untersucht werden.

Anhand dieses Modells wäre ebenso die Entstehung der charakteristischen Röntgenstrahlung aus Chrom, Eisen und Nickel, jedoch anders als in Kap. 5.4 vermutet, erklärbar, da die Elektronen von Iris 1 aus auch in das sich davor befindliche Cut-off-Rohr gelangen könnten, wo sich der aus Edelstahl gefertigte Einkoppler befindet. Durch den Höhenversatz des sich an Struktur #1 anschließenden Strahlrohres (s. Abb. 5.12) könnten die Röntgenquanten zum AXAS^{MCA}-Detektor gelangen.

Die Elektronen würden von Iris 1 und 2 aus auch in Richtung der anderen 4 Irisblenden beschleunigt werden und dort auftreffen, jedoch wäre die Anzahl dieser Elektronen wesentlich geringer. Außerdem würde auch ein Großteil von dort wieder zurückgelangen, so dass sich das Auftreffen von Elektronen im Bereich von Iris 1 und 2 häufen dürfte. Dadurch wäre das Zustandekommen des Intensitätsmaximums der Bremsstrahlungsemission in diesem Bereich erklärbar.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Das Ziel dieser Arbeit bestand darin, die Feldemission in den Strukturen #1 und #2 des S-DALINAC-Injektors zu untersuchen und die erstmals gleichzeitig beobachtete Emission charakteristischer Röntgenstrahlung hierzu in Bezug zu setzen.

Dazu wurden zunächst die Bereiche der Strukturen ermittelt, in denen die Dosisleistung und die Bremsstrahlungsemission maximal waren sowie die Bereiche, in denen Licht emittierende, auf Kreisen angeordnete Zentren lokalisiert wurden. Für die Bestimmung der Ortsverteilung der Dosisleistung wurden handelsübliche Dosisleistungsmessgeräte entlang des Injektors positioniert. Bei entsprechenden Messungen der Bremsstrahlungsintensität wurde ein hochreiner Germaniumdetektor, umgeben mit einer Bleiabschirmung und versehen mit einem Bleikollimator, genutzt. So konnte die Ortsverteilung der Bremsstrahlungsintensität präzise bestimmt werden.

Das Abbild der Licht emittierenden Zentren wurde über zwei Spiegel, die jeweils an Targetpositionen vor und hinter dem Injektor in das Strahlrohr eingebracht werden konnten, mit einer CCD-Kamera beobachtet. Mit Hilfe einer für die Bestimmung des Abstandes im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Methode, die auf dem Vergrößerungsverhältnis des verwendeten Objektivs basierte, wurden die Positionen der Zentren innerhalb der Struktur festgestellt.

Aus den erhaltenen Ergebnissen geht hervor, dass der Ort der maximalen Dosisleistung und Bremsstrahlungsemission sowie der Ort der Licht emittierenden Zentren für die jeweilige Struktur in ein und denselben Bereich fallen. Bei Struktur #1 umfasst dieser Bereich die ersten drei Zellen, bei Struktur #2 die letzten drei.

Bei den im Rahmen dieser Arbeit erstmals im Zusammenhang mit Feldemission im Strahlvakuum durchgeführten Röntgenspektroskopie-Messungen ergab sich, dass die emittierte charakteristische Röntgenstrahlung im Fall von Struktur #1 aus K - und L -Schalenübergängen in Niob stammt. Außerdem wurden K -Schalenübergänge der Elemente Chrom, Eisen und Nickel beobachtet. Im Fall von Struktur #2 dominierte deutlich die charakteristische Röntgenstrahlung aus den K - und L -Schalenübergängen in Niob. Eine Abschätzung der Feldemissionsströme I_e^i ergab für beide Strukturen die folgenden unteren und oberen Grenzen

$$\begin{aligned} (8,7 \pm 2,3) \text{ nA} &\leq I_e^{\#1} \leq (284 \pm 74) \text{ nA}, \\ (46 \pm 12) \text{ nA} &\leq I_e^{\#2} \leq (1470 \pm 390) \text{ nA}. \end{aligned} \tag{7.1}$$

Für die Bestimmung der Fowler–Nordheim–Koeffizienten, die zur Beschreibung der Abhängigkeit des Feldemissionsstroms von der Beschleunigungsfeldstärke benötigt werden, erwies sich die Röntgenspektroskopie gegenüber entsprechenden Messungen der Dosisleistung und der Bremsstrahlungsemission als herausragende Methode. So konnten die Feldüberhöhungsfaktoren β_{FN} bei allen Messungen zuverlässig zu

$$\begin{aligned} \#1 : \beta_{\text{FN}} &= 260 \pm 40, \\ \#2 : \beta_{\text{FN}} &= 340 \pm 40. \end{aligned} \tag{7.2}$$

bestimmt werden. Die Größenordnung der Elektronen emittierenden Fläche ergab sich bei Struktur #1 zu 10^{-11} m^2 , bei Struktur #2 zu 10^{-14} m^2 . Die aus den Messungen der Dosisleistung und der Bremsstrahlungsintensität ermittelten Koeffizienten stimmten mit diesen jeweils in der Größenordnung überein.

Die quantitative Untersuchung des von den Zentren emittierten Lichts wurde mit einem Photomultiplier und Farbglasfiltern durchgeführt. Anhand der Messdaten konnte gezeigt werden, dass die Partikel nicht wie bei [Gop05] durch beschleunigte und auf die Partikel treffende, feldemittierte Elektronen zum Glühen gebracht wurden, da die Feldemissionsströme, die anhand der Röntgenspektroskopie–Messungen berechnet wurden, zu klein hierfür waren. Stattdessen gibt es deutliche Hinweise dafür, dass die Partikel durch Verluste der Hochfrequenzleistung auf etwa 1200 K aufgeheizt und so zur Emission von Licht angeregt wurden.

Bei allen Untersuchungsmethoden wurde der Schwellenwert der Beschleunigungsfeldstärke für das Einsetzen der Emission von Licht, Bremsstrahlung und Röntgenstrahlung ermittelt. Hierbei ergab sich bei beiden Strukturen für alle Strahlungsarten ein im Rahmen der Fehler einheitliches Bild, wobei sich der jeweilige mittlere Schwellenwert ergab zu

$$\begin{aligned} E_{\text{acc, min}}^{\#1} &= (3,4 \pm 0,2) \text{ MV/m}, \\ E_{\text{acc, min}}^{\#2} &= (3,6 \pm 0,2) \text{ MV/m}. \end{aligned} \tag{7.3}$$

Sowohl die Röntgenspektroskopie– als auch die Photomultiplier–Messungen wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit in einem Zeitraum von vier Monaten mehrfach durchgeführt, um langfristige Entwicklungen beobachten zu können. Bis auf kleinere Schwankungen war sowohl die Emission von Licht als auch die von Röntgenstrahlung in Struktur #2 konstant. Da sich über einen Zeitraum von etwa acht Wochen die Versuchsbedingungen bei Struktur #1 in Bezug auf die Beschleunigungsfeldstärke geändert hatten, konnte nur für diesen Zeitraum festgestellt werden, dass die Emission von Licht und Röntgenstrahlung annähernd konstant geblieben ist. Die Röntgenspektroskopie erwies sich hierbei als eine sehr sensitive und zuverlässige Methode.

Anhand dieser Ergebnisse konnten nur wenige Indizien für den Emissionsort der Elektronen gefunden werden. Auf Grund einer Wartungsphase war es möglich die Feldverteilung in Struktur #1 zu bestimmen, wodurch im Rahmen dieser Arbeit die Bahnverfolgungsrechnungen mit der tatsächlichen Feldverteilung durchführbar waren. Die Ergebnisse dieser Rechnungen deuten daraufhin, dass die Licht emittierenden Zentren ebenfalls auch

Elektronenemitter darstellen. Außerdem scheint es möglich zu sein, dass feldemittierte Elektronen, die durch Mehrfachstreuungen aus der Strukturwand mit einer kinetischen Energie größer als 0 keV wieder zurück in den felderfüllten Raum gelangen, in einem mehrstufigen Prozess auf Energien bis zu 400 keV beschleunigt werden könnten.

Da mit diesen Rechnungen nur die Verfolgung der Bahnen von primären und nicht auch von sekundären Elektronen möglich war, konnte anhand der Ergebnisse keine quantitative Analyse durchgeführt werden. Ebenso blieb die Frage offen, ob die zurückgestreuten Elektronen passend zur Phase des Beschleunigungsfeldes wieder in die Struktur gelangen. Daher ist es für spätere Bahnverfolgungsrechnungen wichtig, dass Streuwirkungsquerschnitte und Energieverluste von Elektronen in Materie integriert werden und so auch die Berechnung der Bahnen von Sekundärelektronen möglich wird. Dazu wäre es denkbar, die Streuwirkungsquerschnitte und die Energieverluste mit GEANT4 zu berechnen und die Daten in das Mathematica-Programm einzulesen.

Auf der experimentellen Seite wird es durch den derzeitigen Aufbau eines 2 K Testkryostaten möglich, Feldemission in einer Beschleunigungsstruktur des S-DALINAC unabhängig vom Betrieb des Beschleunigers zu untersuchen. Auf Grund kleinerer Abstände könnte dann die Position von Licht emittierenden Zentren wesentlich genauer ermittelt werden. Ebenso wäre es denkbar, Temperatursensoren oder kleine Siliziumdetektoren an der äußeren Oberfläche entlang der Struktur anzubringen und eine Verteilung der Temperatur bzw. Bremsstrahlungsintensität über die gesamte Oberfläche zu bestimmen. So könnte der Zusammenhang zwischen Feldemission und Licht emittierenden Zentren genauer untersucht werden. Wenn die dabei verwendeten Siliziumdetektoren auch sensitiv auf Röntgenstrahlung im Bereich von 1 keV bis 30 keV wären, bestünde die Möglichkeit, den Emissionsort charakteristischer Röntgenstrahlung zu bestimmen und so ihre Entstehung genauer zu erforschen.

Außerdem wurde nach der Reinigung von Struktur #1 durch eine chemische Politur und eine Wärmebehandlung im Hochvakuumofen am S-DALINAC bei 1170 K keine Emission von Licht und charakteristischer Röntgenstrahlung mehr beobachtet. Struktur #2 könnte nun in der nächsten Wartungsphase zunächst nur chemisch poliert und dann auf Feldemission untersucht werden. Mit der Durchführung der Wärmebehandlung in einer darauffolgenden Wartungsphase könnte der jeweilige Einfluss der beiden Verfahren auf die Feldemission untersucht werden.

Die im Rahmen dieser Arbeit erstmals durchgeführten Röntgenspektroskopie-Messungen in Kombination mit den teils verfeinerten herkömmlichen Verfahren bieten in ihrer Gesamtheit exzellente Möglichkeiten, Feldemission in Beschleunigungskavitäten während des normalen Beschleunigerbetriebs zu untersuchen. Im Detail können dabei etwas genauere Ergebnisse durch die Verwendung eines Infrarotdetektors zusammen mit dem Photomultiplier oder durch eine engere Kollimatoröffnung bei der Spektroskopie der Bremsstrahlung erhalten werden.

Quellenverzeichnis

- [AEA] AEA Technology QSA GmbH, Braunschweig.
- [All03] J. Allison *et al.*, *GEANT4 – A Simulation Toolkit*, Nucl. Instr. and Meth. A **506** (2003) 250.
- [Aue87] J. Auerhammer, H. Genz, A. Richter, *Measurement of L-Shell Fluorescence Yields for Light Elements*, J. Phys. Colloq. **48** (1987) C9.
- [Bat81] R. K. Batra, M. L. Sehgal, *Range of electrons and positrons in matter*, Phys. Rev. B **23** (1981) 4448.
- [Bea67] J. A. Bearden, *X-Ray Wavelengths*, Rev. Mod. Phys. **39** (1967) 78.
- [Bei01] 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*, in S. Noguchi, Hrsg., *Proc. of the 10th Workshop on RF Superconductivity*, High Energy Accelerator Research Organisation (KEK) (2001), S. 594.
- [Ben73] I. Ben-Zvi, J. F. Crawford, J. P. Turneaure, *Electron Multiplication in Cavities*, IEEE Trans. Nucl. Sci **NS 20** (1973) 54.
- [Ber81] P. Bernard, G. Cavallari, E. Chiaveri, E. Haebel, H. Heinrichs, H. Lengler, E. Picasso, V. Piciarelli, J. Tückmantel, *Experiments with the CERN Superconducting 500 MHz Cavity*, Nucl. Instr. and Meth. **190** (1981) 257.
- [Ber99] M. J. Berger, J. H. Hubbell, S. M. Seltzer, J. S. Coursey, D. S. Zucker, *XCOM: Photon Cross Sections Database, NIST Standard Reference Database 8 (XGAM)*, <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/Text/XCOM.html> (1999).
- [Bet53] H. A. Bethe, J. Ashkin, in E. Segré, Hrsg., *Experimental Nuclear Physics*, John Wiley & Sons, Inc., New York, Band 1 (1953).
- [Bir91] C. K. Birdsall, A. B. Langdon, *Plasma Physics via Computer Simulation*, IOP Publishing Ltd, Bristol and Philadelphia (1991).

- [Bla92] C. J. Bland, J. Morel, E. Etcheverry, M. C. Lepy, *Determination of ^{239}Pu and ^{241}Am LX-Ray Intensities Using a Simplex Method for Fitting Peaks*, Nucl. Instr. and Meth. A **312** (1992) 323.
- [Bru99] M. Brunken, S. Döbert, R. Eichhorn, H. Genz, H.-D. Gräf, H. Loos, A. Richter, B. Schweizer, A. Staschek, T. Wesp, *First Lasing of the Darmstadt CW Free Electron Laser*, Nucl. Instr. and Meth. A **429** (1999) 21.
- [Cra88] K. S. Crane, *Introductory Nuclear Physics*, John Wiley & Sons, New York, Chichester, Brisbane, Toronto; Singapore (1988).
- [CST] CST GmbH, Darmstadt, *MAFIA User Manual*, www.cst.de.
- [Del99] J. R. Delayen, J. Mammosser, *Light Emission Phenomena in Superconducting Niobium Cavities*, in A. Luccio *et al.*, Hrsg., *Proc. of the 1999 Particle Accelerator Conference*, IEEE, Inc. (1999), S. 925.
- [Dyk53] W. P. Dyke, J. K. Trolan, *Field Emission: Large Current Densities, Space Charge and Vacuum Arc*, Phys. Rev. **89** (1953) 799.
- [Flöt00] K. Flöttmann, *ASTRA User Manual* (2000), http://www.desy.de/~mpyflo/Astra_dokumentation.
- [Fow28] R. H. Fowler, L. Nordheim, *Electron Emission in Intense Electric Fields*, Proc. Roy. Soc. London **119** (1928) 173.
- [Fre96] J. Freudenberger, H. Genz, L. Groening, P. Hoffmann-Staschek, W. Knüpfer, V. L. Morokhovskii, V. V. Morokhovskii, U. Nething, A. Richter, J. P. F. Sellshop, *Channeling Radiation and Parametric X-Radiation at Electron Energies Below 10 MeV*, Nucl. Instr. and Meth. B **119** (1996) 123.
- [Fre99] J. Freudenberger, *Röntgenstrahlung unter 180° bei Elektronenenergien von 30 bis 87 MeV am S-DALINAC, Aufbau eines Detektors für digitale Mammographie und Röntgenblitze sowie Test einer Röntgenlinse*, Dissertation, Technische Universität Darmstadt (1999), D17.
- [Gal74] W. J. Gallagher, S. J. Cipolla, *A Model-Based Efficiency Calibration of a Si(Li) Detector in the Energy Region from 3 to 140 keV*, Nucl. Instr. and Meth. **122** (1974) 405.
- [Gat83] E. Gatti, P. Rehak, *Semiconductor Drift Chamber – An Application of a Novel Charge Transport Scheme*, Nucl. Instr. and Meth. **225** (1983) 608.
- [Gen82] H. Genz, *Inner-Shell Ionization by Relativistic Electron Impact*, in B. Crasemann, Hrsg., *AIP Conference Proceedings No. 94, X-Ray and Atomic Inner-Shell Physics*, American Institute of Physics (1982), S. 85.

- [Goo56] R. H. Good, E. W. Müller, in S. Flügge, Hrsg., *Handbuch der Physik XXI*, Springer-Verlag, Berlin, Kapitel Field Emission (1956), 176.
- [Gop03] M. Gopych, *Einfluß von Magnetfeldern auf die Güte der supraleitenden Beschleunigungsstrukturen des S-DALINAC und Untersuchungen zur Feldemission*, Dissertation, Technische Universität Darmstadt (2003), D17.
- [Gop04] M. Gopych, *Cavity Treatment in the High Vacuum Furnace at Darmstadt*, GrakoNews des DFG Graduierten-Kollegs 410 (2004).
- [Gop05] M. Gopych, H.-D. Gräf, U. Laier, W. F. O. Müller, M. Platz, A. Richter, S. Setzer, A. Stascheck, S. Watzlawik, T. Weiland, *Study of Dark Current Phenomena in a Superconducting Accelerating Cavity at the S-DALINAC*, Nucl. Instr. and Meth. A **539** (2005) 490.
- [Grä77] H.-D. Gräf, H. Miska, E. Spamer, O. Titze, T. Walcher, *High Resolution Electron Scattering Facility at the Darmstadt Linear Accelerator (DALINAC), I. Accelerator*, Nucl. Instr. and Meth. **153** (1977) 9.
- [Gra94] J. Graber, J. Kirchgessner, D. Moffat, J. Knobloch, H. Padamsee, D. Rubin, *Microscopic Investigation of High Gradient Superconducting Cavities after Reduction of Fieldemission*, Nucl. Instr. and Meth. A **350** (1994) 582.
- [Grä05] H.-D. Gräf, private Mitteilung (2005).
- [Gru85] T. Grundey, *Design des Injektors und Messungen an supraleitenden Resonatoren für ein 130 MeV Rezyklotron*, unveröffentlicht (1985), externer Bericht, WUB85-15.
- [Gud64] F. Gudden, G. Fricke, H.-C. Clerc, P. Brix, *Eine Anordnung für Experimente zur Elektronenstreuung unterhalb von 60 MeV*, Z. Phys. **181** (1964) 453.
- [Ham] Hamamatsu Photonics, *PMT Handbook*, verfügbar unter www.hamamatsu.com.
- [Ham92] Hamamatsu Photonics K. K., Electron Tube Center, Japan, *Photomultiplier Tube R1547* (1992), Datenblatt.
- [Hau04] E. Haug, W. Nakel, *The Elementary Process of Bremsstrahlung*, World Scientific Lecture Notes in Physics – Vol. 73, World Scientific, New Jersey, London, Singapore, Shanghai, Hong Kong, Taipei, Bangalore (2004).
- [Hof79] D. H. H. Hoffmann, C. Brendel, H. Genz, W. Löw, S. Müller, A. Richter, *Inner-Shell Ionization by Relativistic Electron Impact*, Z. Physik A **293** (1979) 187.

- [Hof02] F. Hofmann, P. von Neumann-Cosel, F. Neumeyer, C. Rangacharyulu, B. Reitz, A. Richter, G. Schrieder, D. I. Sober, L. W. Fagg, B. A. Brown, *Magnetic Dipole Transitions in ^{32}S From Electron Scattering at 180°* , Phys. Rev. C **65** (2002) 024311.
- [Hüb04] K. Hübner, *Designing and Building LEP*, Physics Reports **403–404** (2004) 177.
- [ITOS] ITOS – Gesellschaft für technische Optik mbH, Mainz, www.itos.de.
- [Jak87] C. Jakoby, H. Genz, A. Richter, *A Semi-Empirical Formula for the Total K-Shell Ionization Cross Section by Electron Impact*, J. Phys. Colloq. **48** (1987) C9.
- [Jun95] T. Junquera, S. Maïssa, M. Fouaidy, A. L. Goff, B. Bonin, M. Luong, H. Safa, J. Tan, *Study of Luminous Spots Observed on Metallic Surfaces Subjected to High RF Fields*, in *Proc. of the 1995 Particle Accelerator Conference*, Institute of Electrical and Electronics Engineers, Inc. (1995), S. 1632.
- [Jun96] T. Junquera, S. Maïssa, J. Lesrel, M. Fouaidy, A. Caruette, A. L. Goff, *Field Emission Investigation in a SCRF Cavity Contaminated With Alumina Particles*, in *Proc. of the 1996 Particle Accelerator Conference*, IOP Publishing (1996), S. 2115.
- [Keit] Keithley Instruments, Inc., Cleveland, USA, www.keithley.com.
- [Kem87] J. Kemmer, G. Lutz, *New Detector Concepts*, Nucl. Instr. and Meth. A **253** (1987) 365.
- [KETEK] KETEK GmbH, München, www.ketek.net.
- [Kle81] U. Klein, *Untersuchungen zu Feldbegrenzungsphänomenen und Oberflächenwiderständen von supraleitenden Resonatoren*, Dissertation, Bergische Universität-Gesamthochschule Wuppertal (1981), WUB-DI 81-2.
- [Kuh81] U. Kuhn, H. Genz, W. Löw, A. Richter, H.-W. Müller, *Measurement of the K-Shell Fluorescence Yield of ^{13}Al , ^{20}Ca , ^{23}V and ^{25}Mn* , Z. Phys. A – Atoms and Nuclei **300** (1981) 103.
- [Lai04] U. Laier, *Güte der Beschleunigungsstrukturen und Entwicklung eines HF-Moduls am S-DALINAC*, Dissertation, Technische Universität Darmstadt (2004), D17.
- [Len04] A. Lenhardt, *Entwicklung eines Si-Mikrostreifendetektors für das 169-Spektrometer am S-DALINAC*, Dissertation, Technische Universität Darmstadt (2004), D17.

- [Leo94] W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York, 2 Auflage (1994).
- [Lil04] L. Lilje, E. Kako, D. Kostin, A. Matheisen, W.-D. Möller, D. Proch, D. Reschke, K. Saito, P. Schmüser, S. Simrock, T. Suzuki, K. Twarowski, *Achievement of 35 MV/m in the Superconducting Nine-Cell Cavities for TESLA*, Nucl. Instr. and Meth. A **524** (2004) 1.
- [Lor84] Lorenz, *Betriebsanleitung zum FAG-Radiometer FH 40 F2*, FAG Kugelfischer Georg Schäfer KGaA (1984).
- [Lüt95] C. Lüttge, C. Hofmann, J. Horn, F. Neumeyer, A. Richter, G. Schrieder, E. Spamer, D. I. Sober, S. K. Mathews, L. W. Fagg, *Large-Aperture System for High-Resolution 180° Electron Scattering*, Nucl. Instr. and Meth. A **366** (1995) 325.
- [May97] T. Mayer-Kuckuk, *Atomphysik*, Teubner Studienbücher, Stuttgart (1997).
- [Moh99] P. Mohr, J. Enders, T. Hartmann, H. Kaiser, D. Schiesser, S. Schmitt, S. Volz, F. Wissel, A. Zilges, *Real Photon Scattering up to 10 MeV: The Improved Facility at the Darmstadt Electron Accelerator S-DALINAC*, Nucl. Instr. and Meth. A **423** (1999) 480.
- [Moh00] P. Mohr, K. Vogt, M. Babilon, J. Enders, T. Hartmann, C. Hutter, T. Rauscher, S. Volz, A. Zilges, *Experimental Simulation of a Stellar Photon Bath by Bremsstrahlung: The Astrophysical γ -Process*, Phys. Lett. B **488** (2000) 127.
- [Mor89] T. Moreno, *Microwave Transmission Design Data*, Artech House, Inc., Norwood, USA (1989).
- [Pad98] H. Padamsee, J. Knobloch, T. Hays, *RF Superconductivity for Accelerators*, John Wiley & Sons, Inc., New York, Chichester, Weinheim, Brisbane, Singapore, Toronto (1998).
- [Pfe98] G. Pfennig, H. Klewe-Nebenius, W. Seelmann-Eggebert, *Karlsruher Nuklidkarte*, Druckhaus Haberbeck GmbH, Lage/Lippe (1998), 6. Auflage 1995 korrigierter Nachdruck 1998.
- [Pla04] M. Platz, *Neuentwicklung und Aufbau einer Rechnerschnittstelle zur Ansteuerung der Geräte am S-DALINAC und Konzeption einer digitalen HF-Regelung*, Dissertation, Technische Universität Darmstadt (2004), D17.
- [Pla05] M. Platz, private Mitteilung (2005).
- [Ram65] S. Ramo, J. R. Whinnery, T. van Duzer, *Field and Waves in Communication Electronics*, John Wiley & Sons, Inc., New York, London, Sydney (1965).

- [Reu86] S. Reusch, H. Genz, W. Löw, A. Richter, *A Method to Determine L-Shell Ionization Cross Sections for Medium and Heavy Elements*, Z. Phys. D – Atoms, Molecules and Cluster **3** (1986) 379.
- [Ric96] A. Richter, *Operational Experience at the S-DALINAC*, in S. Meyer *et al.*, Hrsg., *Proc. of the 5th EPAC*, IOP Publishing, Bristol (1996), S. 110.
- [Ric98] A. Richter, *Der neue Freie-Elektronen-Laser in Darmstadt*, Physikalische Blätter **54** (1998) 31.
- [Sco78] J. H. Scofield, *K- and L-Shell Ionization of Atoms by Relativistic Electrons*, Phys. Rev. A **18** (1978) 963.
- [Shu89] Q. S. Shu, K. Gendreau, W. Hartung, J. Kirchgessner, D. Moffat, R. Noer, H. Padamsee, D. Rubin, J. Sear, *R&D in Progress to Overcome Field Emission in Superconducting Accelerator Cavities*, in F. Bennett *et al.*, Hrsg., *Proceedings of the 1989 IEEE Particle Accelerator Conference*, IEE (1989), S. 491.
- [Son04a] K. Sonnabend, *Untersuchung von „branching points“ im astrophysikalischen s-Prozess mit reellen Photonen*, Dissertation, Technische Universität Darmstadt (2004), D17.
- [Son04b] K. Sonnabend, K. Vogt, D. Galaviz, S. Müller, A. Zilges, *Systematic Study of (γ, n) Reaction Rates for $Z \geq 78$ Zsotopes*, Phys. Rev. C **70** (2004) 035802.
- [Sta96] A. Stascheck, *Vollständige Spektroskopie einer hochliegenden Isospin-Analogresonanz in der Reaktion $^{90}\text{Zr}(e, e'p)^{89}\text{Y}$ und Verbesserung der unbelasteten Güten der Beschleunigungsstrukturen des S-DALINAC*, Dissertation, Technische Universität Darmstadt (1996), D17.
- [Str00] S. Strauch, P. von Neumann-Cosel, C. Rangacharyulu, A. Richter, G. Schrieder, K. Schweda, J. Wambach, *Giant Resonances in the Doubly Magic Nucleus ^{48}Ca from the $(e, e'n)$ Reaction*, Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 2913.
- [Tho01] A. C. Thompson, *et al.*, *X-Ray Data Booklet*, Lawrence Berkley National Laboratory (2001).
- [Vog01] K. Vogt, P. Mohr, M. Babilon, J. Enders, T. Hartmann, C. Hutter, T. Rauscher, S. Volz, A. Zilges, *Measurement of the (γ, n) Reaction Rates of the Nuclides ^{190}Pt , ^{192}Pt , and ^{198}Pt in the Astrophysical γ Process*, Phys. Rev. C **63** (2001) 055802.
- [Vol05] S. Volz, *et al.*, *The Photoresponse of Stable $N = 82$ Nuclei Below 10 MeV and the Systematics of the Pygmy Dipole Resonance* (2005), in Vorbereitung.

- [Wat02] S. Watzlawik, W. Beinhauer, M. Gopych, H.-D. Graef, M. Hertling, A. Karnaukhov, M. Krassilnikov, S. Kostial, U. Laier, S. Patalakha, M. Platz, A. Richter, B. Schweizer, A. Stascheck, O. Titze, T. Weiland, *Latest Developments at the S-DALINAC*, in I. S. Ko, Hrsg., *Proc. of the 11th International LINAC Conference*, Pohang Accelerator Laboratory (2002), S. 323.
- [Wei96] T. Weiland, *Time Domain Electromagnetic Field Computation with Finite Difference Methods*, *Int. J. Num. Modell.* **9** (1996) 295.
- [Wei98] P. M. Weinmann, M. Rezepka, G. Buschhorn, R. Kotthaus, K. H. Schmidt, J. Freudenberger, H. Genz, V. V. Morokhovskii, A. Richter, *Spectral-Angular and Polarization Properties of Near-Axis Channeling Radiation of 31 MeV Electrons in Silicon*, *Nucl. Instr. and Meth. B* **145** (1998) 113.
- [Wri04] D. H. Wright, *et al.*, *GEANT4 – Physics Reference Manual*, <http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/geant4/G4UsersDocuments/UsersGuides/PhysicsReferenceManual/html/PhysicsReferenceManual.html> (2004), dort Abschnitt III.8. Bremsstrahlung.

Anhang A

Technische Details

A.1 Montage des AXAS^{MCA}-Detektors

Um eine optimale Ausrichtung der zusätzlichen Strahlrohre und des AXAS^{MCA} zu gewährleisten, wurde ein BMI MAGIC-Laserwürfel verwendet. Bevor die Strahlrohre montiert wurden, musste die Justierung dieses Lasers durchgeführt werden. Dazu wurde er mit dem mitgelieferten Nivellierkopf, in dem eine Dosenlibelle integriert ist, auf einer Aluminiumplatte befestigt, in die drei μm -Schrauben eingelassen sind. Diese gewährleisten einen Hub von bis zu 35 mm. Die Kugelhöpfe am Ende der Schrauben können in entsprechende Vertiefungen einer zweiten Platte eingepasst werden. An deren Unterseite befinden sich vier Teflungleiter, so dass der komplette Laseraufbau auf zwei Schienen, die senkrecht zur Strahlachse am Boden in der Bleiabschirmung angebracht sind, leicht verschoben werden kann. In einem der Gleiter ist eine Schraube zur Fixierung angebracht. Eine Fotografie des gesamten Laseraufbaus ist in Abb. A.1 gezeigt. Für eine grobe Justierung des Lasers wurde in den Kollimatorausgang ein verspiegelter Einsatz mit Fadenkreuz eingesetzt. Der Laser wurde so lange auf den Schienen verfahren und mit Hilfe des Nivellierkopfes

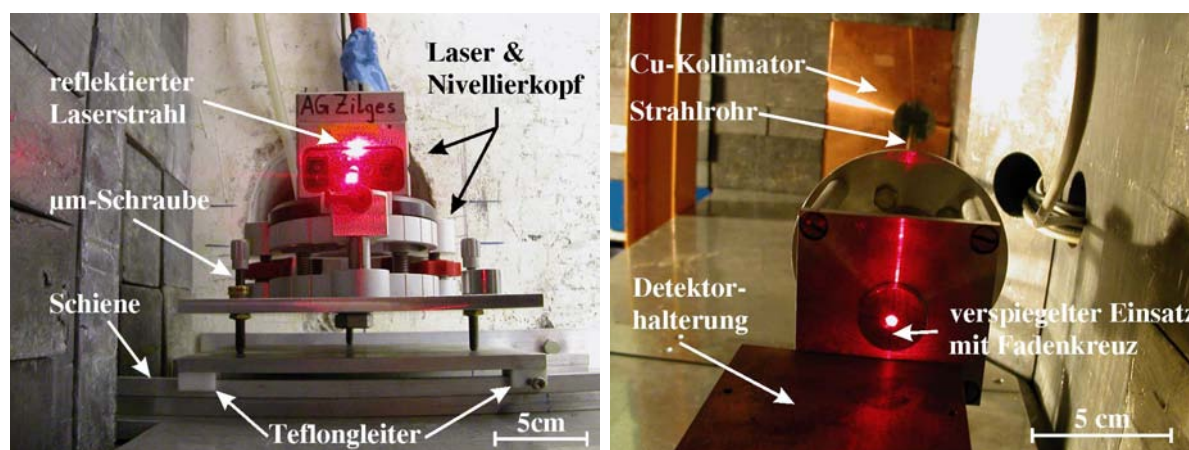


Abb. A.1: Links: Laser zur Justage der Strahlrohre und des AXAS^{MCA}-Detektors. Rechts: Justierter Aufbau. Eine detaillierte Beschreibung hierzu findet sich im Text.

gedreht, bis die horizontale Position des einfallenden und des reflektierten Laserstrahls übereinstimmten, was am Laserwürfel selbst beobachtet werden konnte (s. Abb. A.1). Zur Feinjustage des Lasers wurde am Kollimatorein- und -ausgang jeweils ein exakt passender Einsatz verwendet, der in der Mitte eine Bohrung mit einem Durchmesser von 1 mm besaß. Durch den Einsatz am Ende wurde der Laserstrahl, dessen Ausdehnung dort etwa 4 mm betrug, kollimiert; durch den Einsatz am Anfang wurde die Bedingung erfüllt, dass sich der Laserstrahl entlang der Strahlachse ausbreitet. Unter der Voraussetzung, dass der Laserstrahl vor dem Kollimator sichtbar war, konnte er bei einer Länge des Cu-Kollimators von 955 mm [Moh99] mit der Strahlachse einen maximalen Winkel von $0,06^\circ$ einschließen. Auf einer Strecke von 12 m (\approx Abstand des Lasers zum Target I0T3) ergibt sich dann ein maximaler Abstand des Laserstrahlpunktes zur Strahlrohrmitte von 13 mm. Bei optimaler Ausrichtung war der Laserstrahl daher auf dem Target I0T3 sichtbar. Während der anschließenden Montage der Strahlrohre und der Detektorhalterung wurde darauf geachtet, dass der justierte Laserstrahl weiterhin auf dem Target I0T3 beobachtbar blieb und sich in der Mitte der Strahlrohre befand.

A.2 Details des AXAS^{MCA}-Detektors

Das Detektorsystem AXAS^{MCA} besteht aus einem Silizium-Drift-Detektor (SDD) und einem Vielkanalanalysator (multi-channel analyzer, MCA), welcher in einem separaten Gehäuse auf dem eigentlichen Detektor befestigt werden kann. Der SDD befindet sich am Ende eines 10 cm langen Fingers, der sich an das Detektorgehäuse anschließt. Für den Betrieb an einem Strahlrohr kann der Detektor auf einer Kupferplatte einer speziellen Haltevorrichtung (s. Abb. A.2) montiert werden. Bei Bedarf kann die Kupferplatte und somit der komplette Detektor mit Wasser gekühlt werden. Dies ist notwendig, falls die Gehäusetemperatur 35°C überschreitet, oberhalb dieser Detektoreigenschaften, wie z. B. die Energieauflösung, negativ beeinflusst werden. In der Haltevorrichtung ist ein Isolierrohr integriert, um den Detektor elektrisch vom Strahlrohr zu trennen und so Brummschleifen zu vermeiden.

Abhängig von den zu messenden Zählraten und der sich an den Detektor anschließenden Datenaufnahme, können verschiedene Betriebsmodi gewählt werden. So steht das Vorverstärkersignal zur individuellen Weiterverarbeitung an einem der BNC-Anschlüsse zur Verfügung. Alternativ kann der Ausgang des eingebauten Verstärkers genutzt werden, um den Detektor direkt mit einem ADC zu verbinden. Um Zählraten bis 10^6 s^{-1} verarbeiten zu können, kann der hierfür speziell optimierte MCA genutzt werden. Für die letzten beiden Betriebsmodi wurden werksseitig die Einstellungen bzgl. der Shaping-Zeit und der maximal verarbeitbaren Röntgenenergie vorgenommen, welche im Nachhinein nur vom Hersteller geändert werden können. Die Shaping-Zeit wurde so gewählt, dass der Detektor die Verarbeitung von bis zu 10^6 Ereignissen pro Sekunde ermöglicht. Vor dem Si-Chip

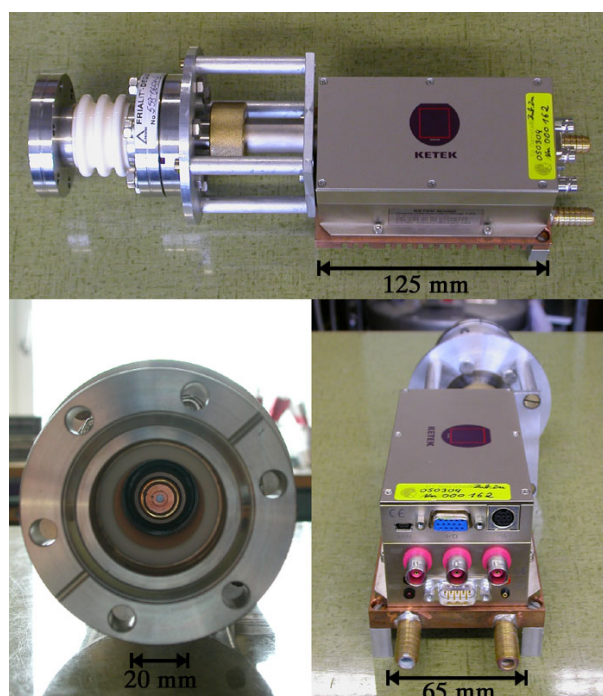


Abb. A.2: Abgebildet ist das Röntgen-Detektorsystem AXAS^{MCA} unter verschiedenen Blickwinkeln. Oben: Gesamtübersicht des Detektors in seiner Halterung. Unten links: Das Be-Fenster und der Cu-Kollimator am Ende des Detektorfingers. Unten rechts: Anschlüsse des AXAS^{MCA}.

befindet sich ein Vakuumfenster aus Beryllium, das an einem Kollimator befestigt ist. Dieser verhindert die Bestrahlung der Umgebung des Si-Chips und so die Störung der Messung durch dort z. B. in Lötstellen erzeugte Röntgenstrahlung auf Grund von Röntgenfluoreszenz.

Bei der Nutzung des MCA wird dieser mit einer externen Spannungsversorgung betrieben. Über ein 9 Pin SUB-D-Kabel wird der MCA mit dem Detektor verbunden und so dessen Spannungsversorgung sichergestellt. Außerdem werden die verstärkten Signale des Detektors über dieses Kabel dem MCA zur Verfügung gestellt. Für die Auslese des Detektors über USB kann bei Übertragungslängen größer als 5 m ein USB-Line-Expander der Firma Partsdata¹ verwendet werden, mit dem eine Übertragungslänge von maximal 50 m möglich ist.

Prinzip des AXAS^{MCA}-Detektors

Die Funktionsweise des SDD baut auf der einer PIN (positive intrinsic negative) Diode auf. Bei dieser wird ein positiv dotierter Halbleiter, im Fall des SDD Bor-dotiertes Silizium,

¹www.partsdata.de

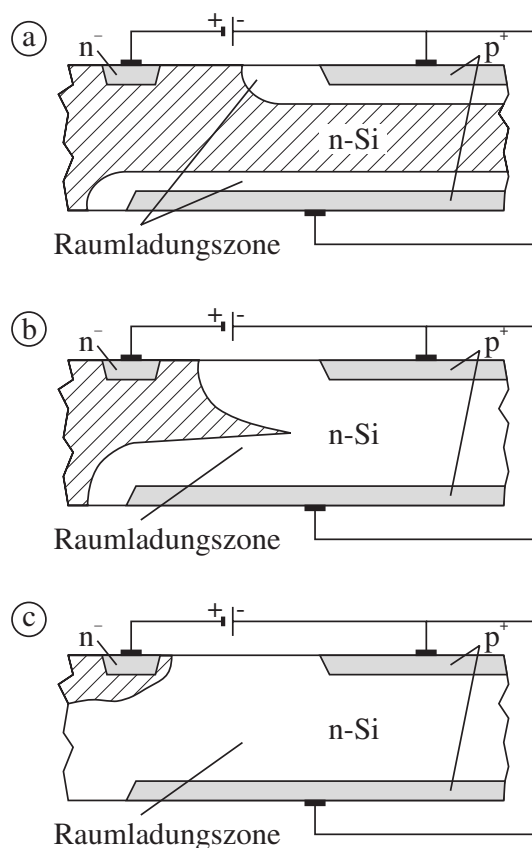


Abb. A.3: Schematische Darstellung der seitlichen Ausbildung von Raumladungszonen (Seitwärtsdepletierung). (a) Liegt keine Spannung an, sind nur intrinsische Raumladungszonen vorhanden, und die Kapazität entspricht der zweier parallel geschalteter PIN-Dioden. (b) Ab einer bestimmten Spannung erstreckt sich die Raumladungszone über die gesamte Dicke und die Kapazität sinkt abrupt. (c) Bei weiterer Spannungssteigerung liegt Überdepletierung vor, die Kapazität bleibt nahezu konstant.

in Kontakt mit einem negativ dotierten gebracht, im Fall des SDD Phosphor-dotiertes Silizium. Dabei bildet sich im Übergangsbereich von n nach p eine Zone aus, in der keine beweglichen Ladungsträger vorhanden sind. Diese wird als Verarmungs-, Raumladungs- oder Depletionszone bezeichnet und stellt das für den Nachweis von Strahlung sensitive Volumen dar. Durch Anlegen einer Spannung V in Sperrrichtung kann diese Zone vergrößert werden, was als Depletieren bezeichnet wird.

Die Besonderheit des SDD ist nun, dass die Raumladungszone seitwärts ausgebildet wird, was zum ersten Mal 1983 von [Gat83] vorgeschlagen wurde. In einem Experiment konnte gezeigt werden, dass ein n-dotierter Silizium-Halbleiter, an dessen Ober- und Unterseite jeweils ein Kontakt aus p⁺-dotiertem² Silizium angebracht ist, durch einen einzigen

²Das + deutet eine höhere Dotierungskonzentration an.

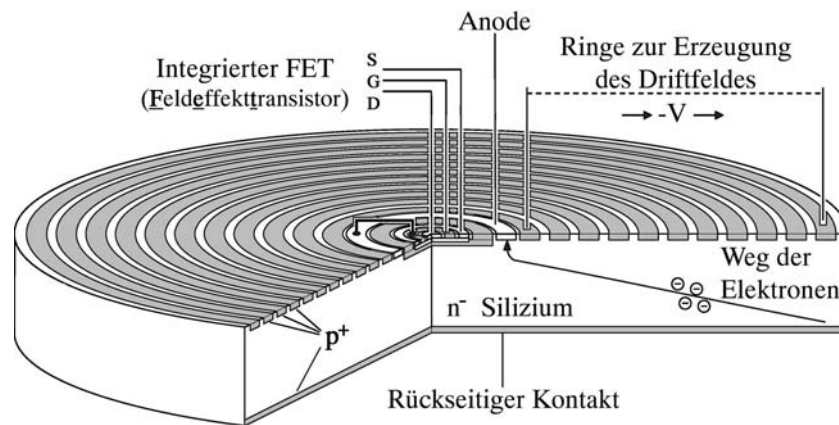


Abb. A.4: Schematische Darstellung des Silizium-Drift-Detektors. Zu sehen sind die Ringe für die Erzeugung des Driftfeldes und der Feldeffekttransistor, der die von der Anode gesammelte Ladung in ein Spannungssignal umwandelt.

n^+ -Kontakt vollständig depletiert werden kann. Dies ist schematisch in Abb. A.3 dargestellt. Je größer die an den p^+ -Kontakten angelegte negative Spannung V ist, desto größer werden die Verarmungszonen, die von diesen ausgehen. Ab einer bestimmten Spannung vereinigen sich beide Zonen und der Detektor ist vollständig depletiert, d. h. das für Strahlung sensitive Volumen ist maximal. Da die Raumladungszone von beiden Seiten wächst und die Depletionstiefe von \sqrt{V} abhängt, ist eine um einen Faktor vier kleinere Spannung zur vollständigen Depletierung notwendig als bei einer PIN-Diode mit vergleichbaren Abmessungen.

Damit die beim Einfall von Röntgenstrahlung entstehenden Elektronen zur Anode gelangen, wird ein zusätzliches elektrisches Feld, das Driftfeld, parallel zur Oberfläche des Halbleiters angelegt [Kem87]. Dies wird durch die ringförmigen p^+ -Kontakte an der Oberseite erreicht (s. Abb. A.4). Dabei liegt am ersten Ring neben der Anode eine Spannung von 0 V an, am äußersten Ring rund 100 V.

Durch dieses Prinzip kann ein Minimum an Rauschen erreicht werden, da im Gegensatz zur PIN-Diode durch das Driftfeld die Anodengröße nicht vom strahlungsempfindlichen Volumen abhängt. In Kombination mit einer Kapazität von typischerweise 200 pF und einer geeigneten Shaping-Zeit sind so Energieauflösungen von bis zu 0,14 keV FWHM für die K_α -Linie des ^{55}Fe sowie Zählraten bis zu 10^6 s^{-1} möglich.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen danken, die zum Gelingen der vorliegenden Arbeit beigetragen haben. Ohne ihre Hilfsbereitschaft und Unterstützung in Wort und Tat wäre diese Arbeit so nicht möglich gewesen.

Herrn Prof. Dr. Andreas Zilges danke ich für die Möglichkeit, Einblicke in aktuelle Grundlagenforschung der Kernphysik und den damit verbundenen technischen Aspekten erhalten zu haben. Er wusste stets, mich bei meiner Arbeit richtig zu unterstützen und meine Fähigkeiten zu fördern. Dabei hat er mir den Freiraum zugestanden, den ich benötigte, um diese Arbeit in ihrer vorliegenden Form zum Abschluss zu bringen. Sein kollegialer Führungsstil sorgte für eine sehr angenehme Arbeitsatmosphäre.

Herrn Prof. Dr. Dr. h.c. mult. Achim Richter danke ich für die Übernahme des Korreferats dieser Arbeit und für seine Anregungen hierzu. Außerdem danke ich ihm für die Aufnahme in das Graduiertenkolleg für „Physik und Technik von Beschleunigern“.

Herrn Dr. Dieter Gräf danke ich für wertvolle Hinweise und Anregungen zur Durchführung der Experimente und bei der Interpretation der Ergebnisse.

Herrn Dr. Mykhaylo Gopych danke ich sehr für die tatkräftige Unterstützung bei der Durchführung von Experimenten und numerischen Berechnungen. Er war mir stets ein wertvoller Ansprechpartner bei allen Fragen, die sich während der Experimente, der Auswertung und des Schreibens dieser Arbeit ergaben.

Herzlich danken möchte ich auch meinen Kollegen der Arbeitsgruppe Zilges für die gute Zusammenarbeit und die schöne Zeit am IKP.

Ebenso danke ich den Mitgliedern der LINAC-Gruppe, Herrn Dr. Marco Brunken, Herrn Dr. Hans-Dieter Gräf, Herrn Dr. Mykhaylo Gopych, Herrn Dipl.-Phys. Michael Hertling, Herrn Dr. Ullrich Laier, Herrn Dr. Markus Platz und Herrn Dipl.-Phys. Steffen Watzlawik für deren Hilfsbereitschaft und Kooperation bei meiner Tätigkeit am S-DALINAC.

Ferner möchte ich Herrn Dr. Franco Laeri für die Bereitstellung des Photomultipliers danken.

An dieser Stelle möchte ich auch meinen Eltern Dank sagen, die mir das Studium und dadurch auch die Promotion durch finanzielle wie auch moralische Unterstützungen erst ermöglicht haben. Ohne sie wäre ich nie dahin gekommen, wo ich heute stehe. Danke!

Vor allem möchte ich meiner Frau Angelika sehr großen Dank aussprechen. Sie hat mich in der Zeit bis zu meiner Promotion tatkräftig unterstützt und gerade in den letzten Wochen und Monaten überaus viel Geduld und Verständnis bewiesen.

Diese Arbeit wurde gefördert aus Mitteln des DFG Graduiertenkolleg 410 und des DFG Sonderforschungsbereiches 634.

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name: Wolfgang Bayer
Geburtsdatum: 22. April 1975
Geburtsort: Hanau
Eltern: Franz J. Bayer
Brigitte E. Bayer, geb. Englert
Familienstand: verheiratet mit Angelika Bayer, geb. Politi
Bekenntnis: römisch-katholisch

Schulbildung

08/1981 – 07/1985 Konrad-Adenauer Grundschule in Seligenstadt
08/1985 – 07/1987 Förderstufe der Einhardschule in Seligenstadt
08/1987 – 06/1994 Gymnasialzweig der Einhardschule in Seligenstadt
06/1994 Allgemeine Hochschulreife mit der Durchschnittsnote: 1,8

10/1994 – 09/1995 Zivildienst im Kreiskrankenhaus Seligenstadt

Hochschulbildung

10/1995 – 11/2000 Technische Universität Darmstadt, Studienfächer Physik und
Mathematik für das Lehramt an Gymnasien
09/1997 Zwischenprüfung im Fach Physik
09/1997 Zwischenprüfung im Fach Mathematik
06/2000 Wissenschaftliche Hausarbeit mit dem Thema: „*Konzeption
und Aufbau eines Versuches zur Positronen-Emissions-
Tomographie*“
11/2000 1. Staatsexamen in Physik & Mathematik für das Lehramt an
Gymnasien mit der Durchschnittsnote: 1,94

Arbeitsverhältnisse

10/1997 – 09/2000 Studentische Hilfskraft (Institut für Angewandte Physik der
TU Darmstadt)
02/2001 – 06/2003 Stipendiat des Graduiertenkollegs 410 der DFG „Physik und
Technik von Beschleunigern“
06/2003 – 04/2005 Wissenschaftlicher Mitarbeiter (Institut für Kernphysik der
TU Darmstadt)
seit 05/2005 Wissenschaftlicher Mitarbeiter (Gesellschaft für Schwerionen-
forschung)

Erklärung

Die vorliegende Arbeit stellt meinen ersten Promotionsversuch dar; sie ist von mir selbstständig verfasst. Überall dort, wo ich die Gedanken und Ideen anderer verwendet oder entlehnt, mich auf fremde Kenntnisse in Wort oder Schrift gestützt habe, habe ich dies kenntlich gemacht und die verwendeten Quellen angegeben.

Darmstadt, im Mai 2005

(Wolfgang Bayer)

