

Untersuchung zum Entstehungsmechanismus von Smith-Purcell-Strahlung  
im Nahbereich  
mit einem 855 MeV Elektronenstrahl  
geringer Emittanz

Dissertation  
zur Erlangung des Grades  
„Doktor der Naturwissenschaften“  
am Fachbereich Physik  
der Johannes-Gutenberg Universität  
Mainz

von

Henrik Schöpe  
geboren in Wiesbaden

Mainz, im Juli 1999

Tag der mündlichen Prüfung: 20. 12 1999

## Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit werden Untersuchungen zum Entstehungsmechanismus von optischer Smith-Purcell Strahlung im Nahbereich beschrieben, wobei ein Teil des Elektronenstrahles die Gitteroberfläche berührt. Der Entstehungsmechanismus der an der Gitteroberfläche erzeugten Strahlung wird anhand von Messungen zur Abstandscharakteristik und zur Intensität der optischen Strahlung diskutiert.

Die Experimente wurden am Mainzer Mikrotron (MAMI) mit einem hochrelativistischen Elektronenstrahl mit der Energie von 855 MeV im Pulsbetrieb des Beschleunigers durchgeführt. Zur Strahlungserzeugung wurde der Elektronenstrahl auf wenige Mikrometer fokussiert und streifend über ein optisches Beugungsgitter geschossen. In den Experimenten kamen verschiedene Reflexionsgitter mit Dreiecksstruktur mit einer Gitterkonstanten von  $D=833$  nm und Blaze-Winkeln zwischen  $17^\circ$  und  $42^\circ$  zum Einsatz, die mit einem 4-Achsen Goniometer mit einer Genauigkeit von  $1 \mu\text{m}$  an den Elektronenstrahl positioniert wurden. Der Nachweis der an der Gitteroberfläche erzeugten Strahlung erfolgte gleichzeitig mit zwei Photomultipliern bei Beobachtungswellenlängen von  $\lambda = 360$  nm und  $\lambda = 546$  nm, die mit entsprechenden Farbglasfiltern selektiert wurden.

Die Winkelcharakteristik der in den Experimenten beobachteten Strahlung genügt der für Smith-Purcell-Strahlung fundamentalen Kohärenzbeziehung  $n \cdot \lambda = D(1/\beta - \cos \theta)$ , in der  $\theta$  den Beobachtungswinkel gemessen zur Elektronenstrahlrichtung,  $\beta = v/c$  die reduzierte Geschwindigkeit und  $n$  die Beugungsordnung bezeichnen. Gegenüber der beim Überflug erzeugten Smith-Purcell-Strahlung, die im Fernbereich anhand des von der Theorie vorhergesagten charakteristischen Abstandsverhaltens als solche identifiziert wurde, wurde im Nahbereich eine starke Überhöhung der Strahlungsintensität beobachtet. Die Abstandsabhängigkeit der Intensität der im Nahbereich registrierten Strahlung, die mit dem an der Gitteroberfläche gemessenen Sekundärelektronensignal korreliert ist, spiegelt das vertikale Elektronenstrahlprofil wider.

Als mögliche Ursache der zusätzlichen Strahlungskomponente im Nahbereich wurden die von den Elektronen beim Durchqueren der Gitterstrukturen erzeugte Übergangsstrahlung, Bremsstrahlung sowie an der Gitteroberfläche gebeugte Synchrotronstrahlung in Betracht gezogen. Die beiden letzteren konnten anhand der durchgeführten Untersuchungen als Ursache ausgeschlossen werden.

Zur theoretischen Beschreibung der an der Gitteroberfläche entstehenden Übergangsstrahlung wurde ein einfaches Modell entwickelt, das auf der von Wartski [1] entwickelten Methode zur Berechnung der an einer Grenzfläche erzeugten Übergangsstrahlung basiert. Die Ergebnisse einer Monte-Carlo Simulation zeigen im Rahmen des gewählten skalaren Ansatzes, daß die im Nahbereich beobachtete Strahlungskomponente durch Übergangsstrahlung erklärt werden kann.

---

[1] L. Wartski, Ph.D. thesis, L'Université de Paris-Sud (1976)



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Grundlagen und Vorüberlegungen</b>	<b>6</b>
2.1	Smith-Purcell-Strahlung . . . . .	6
2.1.1	Beim Überflug erzeugte Smith-Purcell-Strahlung . . . . .	7
2.2	Übergangsstrahlung . . . . .	12
2.3	Bremsstrahlung . . . . .	15
2.4	Synchrotronstrahlung . . . . .	16
2.5	Das Meßprinzip . . . . .	19
2.6	Anforderungen an den experimentellen Aufbau . . . . .	19
2.6.1	Winkelauflösung und Wellenlängenselektion des Nachweissystems . .	20
2.6.2	Sensitivität des Detektors . . . . .	21
2.6.3	Positioniergenauigkeit des Gitters . . . . .	22
<b>3</b>	<b>Experimenteller Aufbau</b>	<b>23</b>
3.1	Der Experimentierplatz . . . . .	23
3.2	Der Targetaufbau . . . . .	25
3.3	Das Nachweissystem . . . . .	28
3.4	Maßnahmen zur Reduzierung von Synchrotronstrahlung . . . . .	30
3.5	Datenaufnahme und Experimentsteuerung . . . . .	31
<b>4</b>	<b>Durchführung der Messungen</b>	<b>35</b>
4.1	Einstellung und Bestimmung der Strahlfleckgröße . . . . .	35
4.2	Ausrichtung des Gitters und Bestimmung des Abstandes . . . . .	37
4.2.1	Ausrichtung des Gitters . . . . .	38
4.2.2	Bestimmung des Abstandes . . . . .	39
4.3	Untersuchung der erzeugten Strahlung . . . . .	41
4.3.1	Aufnahme von Winkelspektren . . . . .	41
4.3.2	Messung der Abstandscharakteristik . . . . .	41

4.4	Liste der Strahlzeiten . . . . .	42
<b>5</b>	<b>Aufbereitung der Spektren und Analyse der Winkelcharakteristik</b>	<b>44</b>
5.1	Winkeleichung . . . . .	44
5.2	Abstandseichung . . . . .	44
5.3	Zahl der nachgewiesenen Photonen . . . . .	45
5.4	Raumwinkel des Nachweissystems . . . . .	47
5.5	Nachweiseffizienz . . . . .	47
5.6	Strahlstromnormierung . . . . .	48
5.7	Totzeitkorrektur der Spektren . . . . .	49
5.8	Analyse der Winkelcharakteristik . . . . .	51
5.8.1	Einfluß der Abbildungseigenschaften des Nachweissystems auf die aufgezeichneten Winkelspektren . . . . .	52
5.8.2	Bestimmung der Intensität im Interferenzmaximum . . . . .	60
<b>6</b>	<b>Ergebnisse und Diskussion</b>	<b>62</b>
6.1	Untersuchung der Abstandscharakteristik . . . . .	62
6.2	Modell zur Berechnung von optischer Übergangsstrahlung von Reflexions- gittern . . . . .	72
6.3	Vergleich von Experiment und Simulation zur Übergangsstrahlung . . . . .	78
6.4	Interpretation des Experimentes von Smith und Purcell . . . . .	84
<b>7</b>	<b>Ausblick</b>	<b>86</b>
<b>A</b>	<b>Das optische Nachweissystem</b>	<b>88</b>
A.1	Abbildungseigenschaften . . . . .	88
A.1.1	Winkelakzeptanz des Nachweissystems . . . . .	88
A.1.2	Abbildungsfehler der Linse . . . . .	91
A.2	Transmissionscharakteristik der Farbfilter . . . . .	95
A.3	Nachweiseffizienz und Linearität der Photomultiplier . . . . .	97
A.3.1	Der Testaufbau . . . . .	97
A.3.2	Nachweiseffizienz des Detektorsystems . . . . .	98
A.3.3	Linearität der Photomultiplier . . . . .	101
<b>B</b>	<b>Übergangsstrahlung von einer Grenzfläche</b>	<b>104</b>
B.1	Übergangsstrahlung bei senkrechtem Durchflug durch eine Grenzfläche . . .	104
B.2	Übergangsstrahlung bei schrägem Durchflug durch eine Grenzfläche . . . .	106

---

<b>C MC-Simulation zur Übergangsstrahlung</b>	<b>108</b>
C.1 Programm zur MC-Simulation . . . . .	108
C.1.1 Einfluß der Streuung auf die differentielle Intensitätsverteilung . . .	111
C.1.2 Einfluß der Strahldivergenz auf die differentielle Intensitätsverteilung	112
C.2 Streuung schneller geladener Teilchen . . . . .	113
<b>D Das Sekundärelektronensignal</b>	<b>116</b>
D.1 Erzeugungsmechanismus der Sekundärelektronen . . . . .	116
D.2 Gittersignal und Zahl der auf die Gitteroberfläche treffenden Elektronen . .	118
D.3 Bremsstrahlung im Röntgenbereich . . . . .	120





# Kapitel 1

## Einleitung

Hochbrillante elektromagnetische Strahlung im weichen Röntgenbereich hat aufgrund zahlreicher Anwendungsmöglichkeiten in der Physik, der Biologie, der Medizin und der Technik zunehmend an Bedeutung gewonnen. Als Beispiele hierfür seien die Mikrolithographie mit weichen Röntgenstrahlen, die Entwicklung von Röntgenmikroskopen zur Untersuchung von kleinsten Strukturen in wässriger Lösung und die Röntgenabsorptionsspektroskopie an biologischen Molekülen genannt.

Zur Zeit kann Röntgenstrahlung von hoher Brillanz für Anwender nur durch Synchrotronstrahlung an Elektronenspeicherringen bereitgestellt werden. Mit der Entwicklung von kompakten Elektronenbeschleunigern mit Strahlenergien im Bereich bis zu einigen GeV, die sich durch hohe Strahlströme und niedrige Strahlemittanz auszeichnen, sind Alternativen zu den bisherigen Synchrotronstrahlungsquellen denkbar. Zur Erzeugung von harter Röntgenstrahlung an Elektronenbeschleunigern können verschiedene Strahlungsmechanismen genutzt werden: die parametrische Röntgenstrahlung, die beim Durchgang von Elektronen durch ein Kristallgitter emittiert wird, die Channeling Strahlung, die bei transversalen Oszillationen von Elektronen in einem Kristallkanal entsteht sowie resonant erzeugte Übergangsstrahlung, die Elektronen beim Durchqueren einer Grenzfläche zweier Medien mit unterschiedlicher Polarisierbarkeit abstrahlen. Bei diesen Strahlungsmechanismen entsteht die Röntgenstrahlung durch direkte Wechselwirkung der Elektronen mit Materie. Konzentriert sich das Interesse auf die Erzeugung weicher Röntgenstrahlung, so ist die Selbstabsorption der Strahlung in der Materie von Nachteil. In diesem Fall könnte die Undulatorstrahlung, welche von Elektronen in periodischen Magnetfeldern emittiert wird, oder die Smith-Purcell-Strahlung genutzt werden. Letztere entsteht bei streifendem Vorbeiflug von Elektronen an einem Beugungsgitter.

Der erste experimentelle Nachweis von Smith-Purcell-Strahlung gelang 1953 durch die gleichnamigen Autoren [SP53]. Smith und Purcell verwendeten bei ihren Experimenten einen 300 keV Elektronenstrahl mit einem Strahlstrom von  $5 \mu\text{A}$ , der auf 0.15 mm fokussiert mit einer Divergenz kleiner 4 mrad streifend an einem 48 mm langen, metallischen Beugungsgitter mit einer Gitterkonstanten  $d = 1.67 \mu\text{m}$  vorbeigeschossen wurde. Dabei beobachteten sie die Emission von elektromagnetischer Strahlung im sichtbaren Spektralbereich, deren Wellenlänge vom Beobachtungswinkel  $\theta$  abhängig war.

Seit der Entdeckung von Smith-Purcell-Strahlung sind viele unterschiedliche Modelle zur Erklärung des Strahlungsmechanismus vorgeschlagen worden. Smith und Purcell schlugen eine Deutung des Effektes mit Hilfe eines einfachen Dipolmodells vor, bei dem die

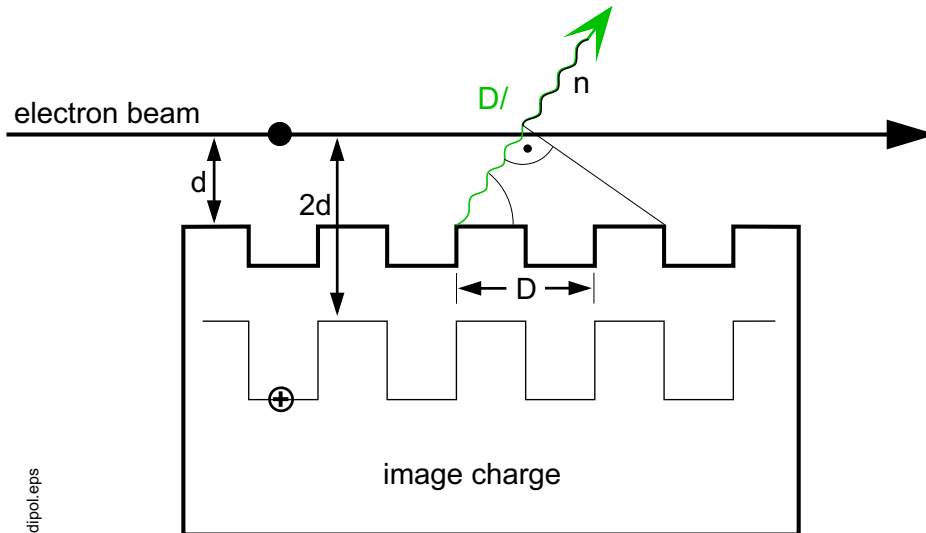


Abbildung 1.1: *Das Dipolmodell*

Das im Abstand  $d$  an der Gitteroberfläche vorbeifliegende Elektron bildet mit der im Abstand  $2d$  induzierten Spiegelladung einen oszillierenden, abstrahlenden Dipol.

negative Ladung des überfliegenden Elektrons zusammen mit einer im Gitter induzierten positiven Bildladung einen periodisch schwingenden Dipol bildet, der elektromagnetische Strahlung emittiert (vgl. Abb. 1.1). Eine einfache Konstruktion mit Huygenschen Elementarwellen führt auf die für Smith-Purcell-Strahlung fundamentale Kohärenzbeziehung

$$n\lambda = D\left(\frac{1}{\beta} - \cos\theta\right). \quad (1.1)$$

Darin bezeichnet  $\lambda$  die Beobachtungswellenlänge,  $n$  die Beugungsordnung,  $D$  die Periode des Beugungsgitters,  $\theta$  den Beobachtungswinkel und  $\beta = \frac{v}{c}$  die reduzierte Geschwindigkeit. Experimentelle Untersuchungen der Smith-Purcell-Strahlung bzgl. der Strahlungsintensität [IT61], [Sal70] stehen jedoch im Widerspruch zu den auf der Basis des Dipolmodells getroffenen Vorhersagen.

Ein bis heute vielversprechender Ansatz beschreibt Smith-Purcell-Strahlung als Beugungseffekt des elektromagnetischen Feldes von bewegten Elektronen an der Gitteroberfläche. Er geht zurück auf T. di Francia [dF60], der das Feld eines bewegten Elektrons im freien Raum exakt in einen Satz von abklingenden Wellen transformierte. Smith-Purcell-Strahlung entsteht in diesem Bild beim Überflug eines Elektrons über eine periodische Struktur (Beugungsgitter), wobei das Feld des Elektrons in Form der abklingenden Wellen an der Struktur gebeugt und so ein Teil in Form von ebenen Wellen als beobachtbare Strahlung reflektiert wird. Die Intensität dieser beim Überflug entstehenden Smith-Purcell-Strahlung sollte aufgrund der Beschreibung durch abklingende Wellen mit zunehmendem Abstand zwischen Elektronenstrahl und Gitteroberfläche exponentiell mit einer charakteristischen Wechselwirkungslänge  $h_{int} = \beta\gamma\lambda/4\pi$  mit  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}}$  abnehmen. Im semiquantitativen Modell von di Francia blieb die Struktur der Gitteroberfläche noch unberücksichtigt, da das Randwertproblem für die Beugung einer elektromagnetischen Welle

an einer beliebigen periodischen Struktur zu dieser Zeit noch nicht gelöst war. Es folgten einige Arbeiten für spezielle, meist aber realitätsferne Gitterstrukturen wie z.B. ein planares Streifengitter, ein Gitter aus unendlich dünnen, ideal leitenden Halbebenen [BV68], [Tre65], für die das Randwertproblem gelöst werden konnte. Bachheimer entwickelte ein Modell mit eingeschränkter Gültigkeit für reale Gitterstrukturen, indem er die in der optischen Gittertheorie bei flachen Gitterprofilen angewandte Rayleigh Methode auf den Fall von Smith-Purcell-Strahlung übertrug [Bac70], [Bac71]. Ein erstes, wenn auch zweidimensionales Modell für beliebig geformte Gitterstrukturen veröffentlichten Barnes und Dedrick [BD66], die das Randwertproblem mit einem störungstheoretischen Ansatz und einer Greenschen Funktion näherungsweise für große Wellenlängen (im Vergleich zum lokalen Krümmungsradius der Gitteroberfläche) gelöst haben. Aufbauend auf die Arbeit von di Francia entwickelte P.M. van den Berg in Anlehnung an seine optische Gittertheorie [vdB71] die erste vollständige Darstellung von Smith-Purcell-Strahlung für eine beliebig geformte, ideal leitende Gitteroberfläche [vdB73b], [vdBT74]. Van den Berg löste streng die Maxwell-Gleichungen für die Fourier-Komponenten der Felder mit der Randbedingung eines ideal leitenden Metallgitters. Die Lösung des Randwertproblems mit Hilfe einer Greenschen Funktion liefert zwei Integralgleichungen zweiter Art, aus der die Amplituden der reflektierten Felder numerisch bestimmt werden. Glass verwendete die Methode von di Francia und van den Berg zur Entwicklung einer Theorie für Doppelgitter, die auch die endliche Leitfähigkeit von Metallgittern berücksichtigte [Gla87].

Einen völlig anderen Entstehungsmechanismus, bei dem zur Strahlungserzeugung ein Teil des Elektronenstrahles *auf* die Gitteroberfläche treffen muß, schlug Salisbury [Sal70] nach jahrelangen, eigenen Experimenten zum Smith-Purcell Effekt vor. Danach produzieren die von der Gitteroberfläche reflektierten Elektronen periodische Raumladungszonen über dem Gitter. Durchlaufen die übrigen Elektronen des Strahls diese Raumladungszonen, so erfahren sie eine periodische Beschleunigung und erzeugen Strahlung. Eine genaue Analyse [GDE84] zeigte, daß der vorgeschlagene Effekt zu schwach war, die im Experiment gemessenen Strahlungsintensitäten zu beschreiben. Als Alternative dazu versuchten Chang und McDaniel [CM90] Smith-Purcell-Strahlung durch Bremsstrahlung zu erklären, die beim Durchlaufen von Elektronen durch die periodische Gitterstruktur entsteht. Durch neue experimentelle Untersuchungen [SDD90] [SSM90] angeregt, entwickelten Chang und McDaniel ihre Theorie weiter und präsentierten ein quantenmechanisches Modell, in dem mehrere Effekte kombiniert wurden [CM89]. Darin soll sowohl Bremsstrahlung aus der Gitterstruktur, als auch beim Überflug entstehende, konventionelle Smith-Purcell-Strahlung durch die Wechselwirkung mit Elektronen, die an Mikrokristalliten des Beugungsgitters gestreut werden, oberhalb des Gitters eine Verstärkung erfahren.

Obwohl eine Vielzahl von weiteren Experimenten zur Untersuchung von Smith-Purcell Strahlung im optischen [Bac72], [BH76], [GDE84], [SDD90], [SSM90], [SCP90] wie auch im infraroten und Submillimeter Wellenlängenbereich [DMO<sup>+</sup>92],[WWS<sup>+</sup>95], [IST<sup>+</sup>95], [GWK<sup>+</sup>97], [UMM<sup>+</sup>98], [SHI<sup>+</sup>98] durchgeführt wurde, konnte der Entstehungsmechanismus der Strahlung bis heute nicht eindeutig geklärt werden. Während die zuletzt durchgeführten Untersuchungen im infraroten und Submillimeter Wellenlängenbereich in guter Übereinstimmung mit den Intensitätsvorhersagen aus dem Modell von van den Berg stehen, weisen die im sichtbaren Spektralbereich durchgeführten Messungen zum Teil große Abweichungen zu diesem Modell auf. Stützen die Messungen der Strahlungsintensität in

den Experimenten von Gover [GDE84] scheinbar dieses Modell <sup>1</sup>, so wurde im Widerspruch dazu bei den Experimenten von Shih et al. [SDD90], [SCP90] und Salisbury [Sal70] beobachtet, daß auch Elektronen in großem Abstand von der Gitteroberfläche ( $d \gg h_{int}$ ) wesentlich zur Strahlungserzeugung beitragen. Darüber hinaus wird bei nahezu allen Untersuchungen im sichtbaren Spektralbereich erwähnt, daß ein Teil des Elektronenstrahls auf das Gitter treffen mußte, damit überhaupt Smith-Purcell-Strahlung nachgewiesen werden konnte. Offensichtlich sind gerade im sichtbaren Spektralbereich weitere Untersuchungen zur Erforschung des Entstehungsmechanismus von Smith-Purcell-Strahlung notwendig.

Die Identifikation von Smith-Purcell-Strahlung erfolgte in den o.g. Experimenten zu meist über die Kohärenzbeziehung (1.1), die jedoch keine Aussage über den Entstehungsmechanismus zuläßt. Eine Untersuchung der Intensität als Funktion des Abstandes zwischen Elektronenstrahl und Gitteroberfläche, die beim Nachweis eines Abfalls mit der charakteristischen Wechselwirkungslänge  $h_{int}$  eine eindeutige Identifikation der beim Überflug erzeugten Smith-Purcell Strahlung ermöglicht, wurde bisher nur von [IST+95], [SHI+98] durchgeführt. Die im Mikrowellenbereich durchgeführten Experimente zeigen jedoch Abweichungen zum erwarteten Abstandsverhalten.

Zur weiteren Erforschung des Entstehungsmechanismus von Smith-Purcell-Strahlung wurde am Mainzer Mikrotron (MAMI) ein Experiment zum Smith-Purcell-Effekt mit hochrelativistischen Elektronen aufgebaut. Der experimentelle Aufbau wurde auf den Nachweis von sichtbarer Strahlung ausgelegt, da sich in diesem Spektralbereich die meisten Fragestellungen bezüglich des Entstehungsmechanismus ergeben haben. Das Mainzer Mikrotron eignet sich aufgrund seiner hohen Strahlenergie von 855 MeV und seiner geringen Emittanz von  $\varepsilon_h = 7\pi \text{ nm rad}$  und  $\varepsilon_v = 1\pi \text{ nm rad}$  in horizontaler bzw. vertikaler Richtung [Hag95] besonders für diese Untersuchungen; es erlaubt eine Fokussierung des Elektronenstrahls bis auf einen Bruchteil der charakteristischen Wechselwirkungslänge  $h_{int}$ . Damit konnten im sichtbaren Spektralbereich erstmals detaillierte Studien zur Abstandscharakteristik der entstehenden Strahlung durchgeführt werden, die eine Aussage über den Entstehungsmechanismus erlauben. In Untersuchungen zur Abstandscharakteristik im Fernbereich, bei denen der Elektronenstrahl die Gitteroberfläche sicher nicht berührte, konnte im sichtbaren Spektralbereich die beim Überflug entstehende Smith-Purcell-Strahlung anhand ihres speziellen Abstandsverhaltens nachgewiesen werden. Die dazu durchgeführten Messungen und ihre Interpretation waren Gegenstand der Dissertation von G. Kube [Kub98].

Im Rahmen der vorgelegten Arbeit werden Untersuchungen von Smith-Purcell-Strahlung im Nahbereich präsentiert, bei dem ein Teil des Elektronenstrahles die Gitteroberfläche berührt. In diesem Abstandsbereich können neben der beim Überflug erzeugten Smith-Purcell Strahlung auch an der Gitteroberfläche entstehende Bremsstrahlung und Übergangsstrahlung zur Erzeugung von Smith-Purcell Strahlung beitragen. Ziel dieser Untersuchungen ist eine experimentelle Bestimmung der Strahlungsintensität im Nahbereich, die einen Rückschluß auf den möglichen Entstehungsmechanismus von Smith-Purcell-Strahlung im Nahbereich erlaubt. Der Entstehungsmechanismus der registrierten Strahlung wird anhand von Messungen der Winkel- und der Abstandscharakteristik der registrierten Strahlung diskutiert.

---

<sup>1</sup>Zum Vergleich zwischen den experimentellen Resultaten und der theoretischen Vorhersage verwenden die Autoren Berechnungen von van den Berg für ein sinusförmiges Gitterprofil; die Experimente wurden aber mit einem Gitter mit Dreiecksprofil durchgeführt.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich wie folgt: Das nächste Kapitel enthält eine Zusammenstellung der theoretischen Grundlagen der Strahlungsmechanismen, die zur Strahlungserzeugung bei den Experimenten zur Smith-Purcell-Strahlung im Nahbereich beitragen können. Daran anschließend werden einige Vorüberlegungen zum experimentellen Aufbau präsentiert. Kapitel 3 enthält eine detaillierte Beschreibung des experimentellen Aufbaus, der bei den Experimenten im Nah- und im Fernbereich eingesetzt wurde. Die Durchführung der Beschleunigerexperimente ist in Kapitel 4 beschrieben. Die notwendigen Schritte zur Aufbereitung der Meßdaten sind in Kapitel 5 zusammengestellt, das auch eine Analyse der gemessenen Winkelcharakteristik der beobachteten Strahlung enthält. In Kapitel 6 werden die Ergebnisse der Untersuchungen zur Abstandscharakteristik der beobachteten Smith-Purcell-Strahlung vorgestellt und der Entstehungsmechanismus der im Nahbereich registrierten Strahlung diskutiert.

## Kapitel 2

# Grundlagen und Vorüberlegungen

In diesem Kapitel werden zunächst die theoretischen Grundlagen von Strahlungsphänomenen behandelt, die zur Erzeugung von Smith-Purcell-Strahlung im Nahbereich beitragen können. Dabei wird zuerst auf die charakteristischen Eigenschaften der beim Überflug erzeugten Smith-Purcell-Strahlung eingegangen, die im Beschleunigerexperiment zur Identifikation dieser Strahlungskomponente ausgenutzt werden können. Danach werden die Eigenschaften von Übergangsstrahlung und Bremsstrahlung behandelt, die beide durch direkte Wechselwirkung des Elektronenstrahls mit dem Gittermaterial als zusätzliche Strahlungskomponenten im Nahbereich entstehen. Zusätzlich wird der Einfluß von Synchrotronstrahlung als mögliche Untergrundquelle im Beschleunigerexperiment diskutiert. Im Anschluß daran wird das Meßprinzip vorgestellt, das in den Experimenten zur Untersuchung von Smith-Purcell-Strahlung ausgenutzt wird und die daraus resultierenden Anforderungen an den experimentellen Aufbau diskutiert.

### 2.1 Smith-Purcell-Strahlung

Elektromagnetische Strahlung, die beim streifenden Vorbeiflug eines Elektronenstrahls an einem Beugungsgitter entsteht, wird als Smith-Purcell-Strahlung bezeichnet. In der gängigen Literatur wird mit dieser Bezeichnung nicht explizit unterschieden, ob die Strahlung alleine durch den berührungslosen Überflug des Beugungsgitters oder durch zusätzliche direkte Wechselwirkung der Elektronen mit dem Gittermaterial entsteht.

Die von der Gitteroberfläche emittierte Smith-Purcell-Strahlung genügt der Kohärenzbeziehung

$$n\lambda = D \left( \frac{1}{\beta} - \cos\theta \sin\phi \right) , \quad (2.1)$$

die bei Experimenten zur Identifikation der Strahlung ausgenutzt wird. Darin bezeichnet  $\lambda$  die Beobachtungswellenlänge,  $n$  die Beugungsordnung,  $D$  die Periode des Beugungsgitters und  $\beta = \frac{v}{c}$  die reduzierte Geschwindigkeit der Elektronen. Die Beobachtungswinkel  $\theta$  und  $\phi$  sind in Abb. 2.1 definiert.

Die Kohärenzbeziehung ist eine Folge der kinematischen und geometrischen Bedingungen im Experiment; sie sagt jedoch nichts über den Entstehungsmechanismus der beobachteten Strahlung aus. Eine Aussage über den Entstehungsmechanismus wird erst durch eine Untersuchung der Abstandscharakteristik der emittierten Strahlung oder über eine quan-

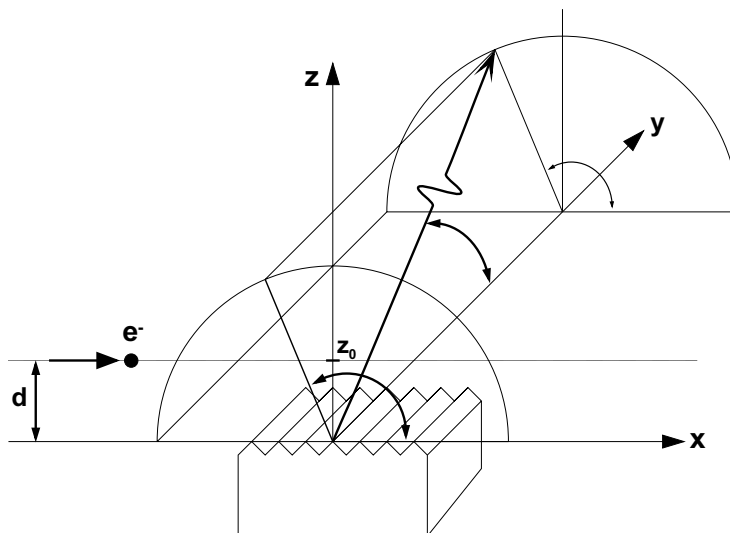


Abbildung 2.1: Skizze der Beobachtungsgeometrie mit den Beobachtungswinkeln  $\theta$  und  $\phi$ . Die Punktladung bewegt sich in  $x$ -Richtung mit konstanter Geschwindigkeit  $v_0$  entlang der Trajektorie  $z_0 = d$  parallel zur Gitteroberfläche senkrecht zu den Gitterrillen ( $y$ -Richtung). Der Nullpunkt des Koordinatensystems liegt in der Gittermitte.

titative Untersuchung der abgestrahlten Intensität und den Vergleich mit theoretischen Vorhersagen möglich.

### 2.1.1 Beim Überflug erzeugte Smith-Purcell-Strahlung

Mit Hilfe des Modells von van den Berg [vdB73a], [vdB73b], [vdBT74] sind Intensitätsvorhersagen für Smith-Purcell-Strahlung möglich, die beim berührungslosen Überflug einer Punktladung über ein Beugungsgitter entsteht.<sup>1</sup> Das Modell berücksichtigt die Struktur der als ideal leitend angenommenen Gitteroberfläche und wird in guter Übereinstimmung mit den Experimenten gesehen [GDE84], [GWK<sup>+</sup>97], [Hae94]. Smith-Purcell-Strahlung wird darin als Beugungseffekt des elektromagnetischen Feldes einer bewegten Punktladung beschrieben, die sich mit konstanter Geschwindigkeit parallel zur Gitteroberfläche und senkrecht zu den Gitterfurchen bewegt.

In van den Bergs Modell erfolgt die Berechnung der abgestrahlten Intensität in drei Schritten. Zunächst wird das elektromagnetische Feld der bewegten Punktladung im Fourier-Raum durch Lösung der Maxwell'schen Gleichungen bestimmt. Die an der Gitteroberfläche gebeugten Felder ergeben sich dann aus den quellfreien Maxwell-Gleichungen unter Berücksichtigung der Randbedingung an der ideal leitenden Gitteroberfläche für die gesamten Felder. Die Lösung des Randwertproblems mit Hilfe einer Greenschen Funktion führt auf eine Integralgleichung der 2. Art, aus der die Amplituden der in  $n$ -ter Ordnung gebeugten Felder numerisch berechnet werden können. Die Berechnung der abgestrahlten Energie erfolgt durch Berechnung der Arbeit, die bei der Bewegung der Punktladung entgegen der Wirkung des vom Gitter reflektierten Feldes geleistet werden muß.

<sup>1</sup>Diese Strahlung wird von [CM89] auch als konventionelle Smith-Purcell-Strahlung bezeichnet.

Aus dem Modell von van den Berg ergibt sich die in  $n$ -ter Beugungsordnung in das Raumwinkelement  $d\Omega$  abgestrahlte Leistung  $dP_n/d\Omega$  für Smith-Purcell-Strahlung zu :

$$\frac{dP_n}{d\Omega} = \frac{eIn^2L}{2D^2\epsilon_0} \frac{\sin^2\theta \sin^2\phi}{\left(\frac{1}{\beta} - \cos\theta \sin\phi\right)^3} e^{-\kappa(\phi)d} |R_n(\gamma; \theta, \phi)|^2 \quad (2.2)$$

mit

$e$	: Elementarladung $e = 1.602189 \cdot 10^{-19}$ Cb
$I$	: Strahlstrom
$n$	: Beugungsordnung
$L$	: Länge des Gitters
$D$	: Gitterkonstante
$\epsilon_0$	: Influenzkonstante $\epsilon_0 = 8.8542 \cdot 10^{-12} \frac{As}{Vm}$
$d$	: Abstand zwischen Elektronen und Gitteroberfläche
$R_n(\gamma; \theta, \phi)$	: Reflexionsfaktoren
$\theta, \phi$	: Beobachtungswinkel nach Abb. 2.1

und der Abfallkonstanten

$$\kappa(\phi) = \frac{1}{h_{int}} \sqrt{1 + (\beta\gamma \cos\phi)^2} \quad (2.3)$$

mit der charakteristischen Wechselwirkungslänge

$$h_{int} = \frac{\beta\gamma\lambda}{4\pi} \quad . \quad (2.4)$$

Nach Formel (2.2) fällt die abgestrahlte Leistung der beim Überflug erzeugten Smith-Purcell-Strahlung exponentiell mit zunehmendem Abstand  $d$  ab. Dieses Abstandsverhalten, das aus der Beschreibung des elektromagnetischen Feldes der bewegten Elektronen durch abklingende Wellen resultiert, ist charakteristisch für die beim Überflug entstehende Smith-Purcell-Strahlung. Es findet sich für  $\phi = \pi/2$  unabhängig von van den Bergs Beschreibung auch in anderen theoretischen Modellen wieder [BV68], [MCDS89], [Mor92], [WWY94], [Pot98a].

Die Winkelcharakteristik der von hochrelativistischen Elektronen ( $\gamma \gg 1$ ) erzeugten Strahlung wird in  $\phi$ -Richtung im wesentlichen durch die  $\phi$ -Abhängigkeit der Abfallkonstanten  $\kappa$  in der Exponentialfunktion  $e^{-\kappa(\phi)d}$  bestimmt<sup>2</sup>. Abb. 2.2 zeigt, daß bereits eine geringe Variation im Beobachtungswinkel  $\phi = \pi/2$  nach Formel (2.3) zu einer starken Vergrößerung der Abfallkonstanten  $\kappa$  führt. Die Breite der Verteilung in der  $\phi$ -Richtung hängt von der Strahlenergie  $E$ , dem Abstand  $d$  und von der Beobachtungswellenlänge  $\lambda$  ab. Für ultrarelativistische Elektronen ( $E=855$  MeV) ergibt sich bei fester Beobachtungswellenlänge  $\lambda$  und einem Abstand  $d$  in der Größenordnung der charakteristischen Wechselwirkungslänge eine sehr scharfe Emissionscharakteristik in  $\phi$ -Richtung (vgl. Abb. 2.2). Die abgestrahlte Leistung ist dabei in der Ebene  $\phi = \pi/2$  maximal.

<sup>2</sup>Nach theoretischen Berechnungen [Woo95] variieren die Reflexionsfaktoren für Beobachtungswinkel im Bereich  $\phi = 90 \pm 10^\circ$  nur geringfügig, so daß bei hochrelativistischen Elektronen die  $\phi$ -Abhängigkeit der Reflexionsfaktoren in Hinblick auf die Winkelcharakteristik vernachlässigt werden kann.



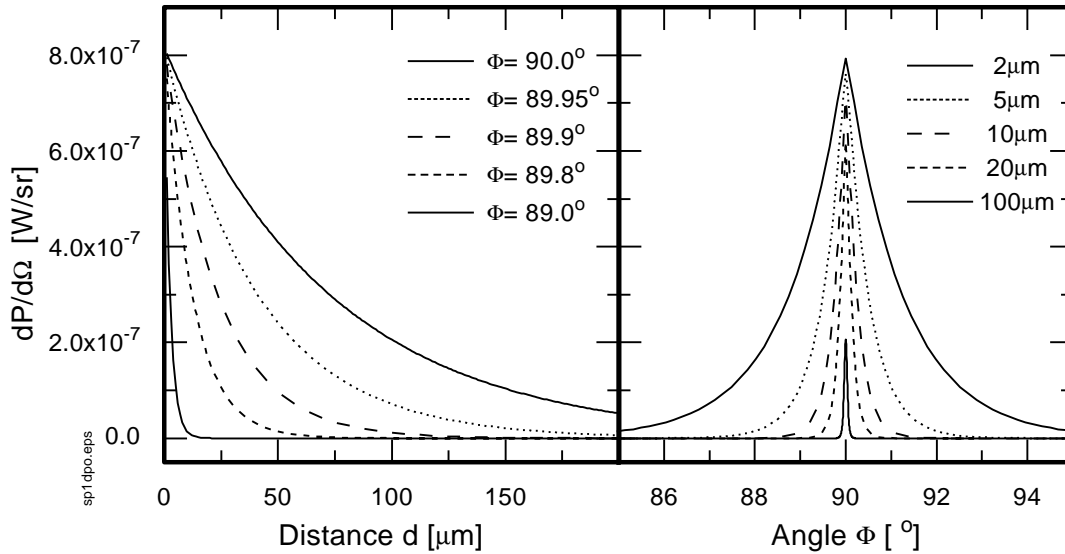


Abbildung 2.2: *Eigenschaften der beim Überflug erzeugten Smith-Purcell-Strahlung*  
a) *Abstandsabhängigkeit* und b) *Emissionscharakteristik in  $\phi$ -Richtung*  
für die Parameter  $E = 855 \text{ MeV}$ ,  $I = 1 \text{ nA}$ ,  $\lambda = 546 \text{ nm}$ ,  $n = 1$ ,  $D = 833 \text{ nm}$ .  
Der Beobachtungswinkel  $\theta$  wurde mit der Kohärenzbeziehung (2.1) berechnet und der Reflexionsfaktor konstant auf den Wert  $R_1 = 1$  gesetzt.

Die Intensität der beim Überflug erzeugten Smith-Purcell-Strahlung ist abhängig von der Form der Gitterstruktur, die in Formel (2.2) durch die Reflexionsfaktoren  $R_n$  ( mit  $n=1,2,\dots$ ) berücksichtigt wird. Die Reflexionsfaktoren sind dimensionslos und unabhängig vom Abstand zwischen Elektronenstrahl und Gitteroberfläche. Ihr Betragsquadrat  $|R_n|^2$  liefert ein Maß für die Intensität der Strahlung, die von der Gitteroberfläche in  $n$ -ter Beugungsordnung “reflektiert“ wird.

Die Berechnung der Reflexionsfaktoren kann mit Hilfe der bei van den Berg beschriebenen Integral Methode [vdB71] erfolgen, die im Rahmen einer Diplomarbeit in einem C-Programm zur Berechnung der Reflexionsfaktoren für Gitter mit Dreiecksprofil umgesetzt wurde<sup>3</sup>. Eine Beschreibung des Programms findet sich bei [Har95]. In Abb. 2.3 sind mit dem von G. Kube verbesserten Programm berechnete Reflexionskoeffizienten für sog. Blaze-Gitter (vgl. Abb. 3.4 in Kapitel 3.2) als Funktion des Blazewinkels  $\alpha_{bl}$  aufgetragen.

Die berechneten Reflexionskoeffizienten für die in den hier beschriebenen Experimenten verwendeten Blaze-Gitter mit Blazewinkeln von  $\alpha_{bl} = 17.27$  und  $\alpha_{bl} = 41.2$  sind in Tabelle 2.1 zusammengestellt.

Die Strahlungsintensität der beim Überflug erzeugten Smith-Purcell-Strahlung pro Elektron ergibt sich aus Formel (2.2) durch Integration über den endlichen Raumwinkel des Detektors unter vorheriger Substitution des Strahlstroms  $I$  durch die Elementarladung  $e$ . In dem verwendeten Koordinatensystem (vgl. Abb. 2.1) berechnet sich die

<sup>3</sup>Eine Übersicht über andere Verfahren zur Lösung des sog. Gitterproblems gibt der Artikel [HRSM93].

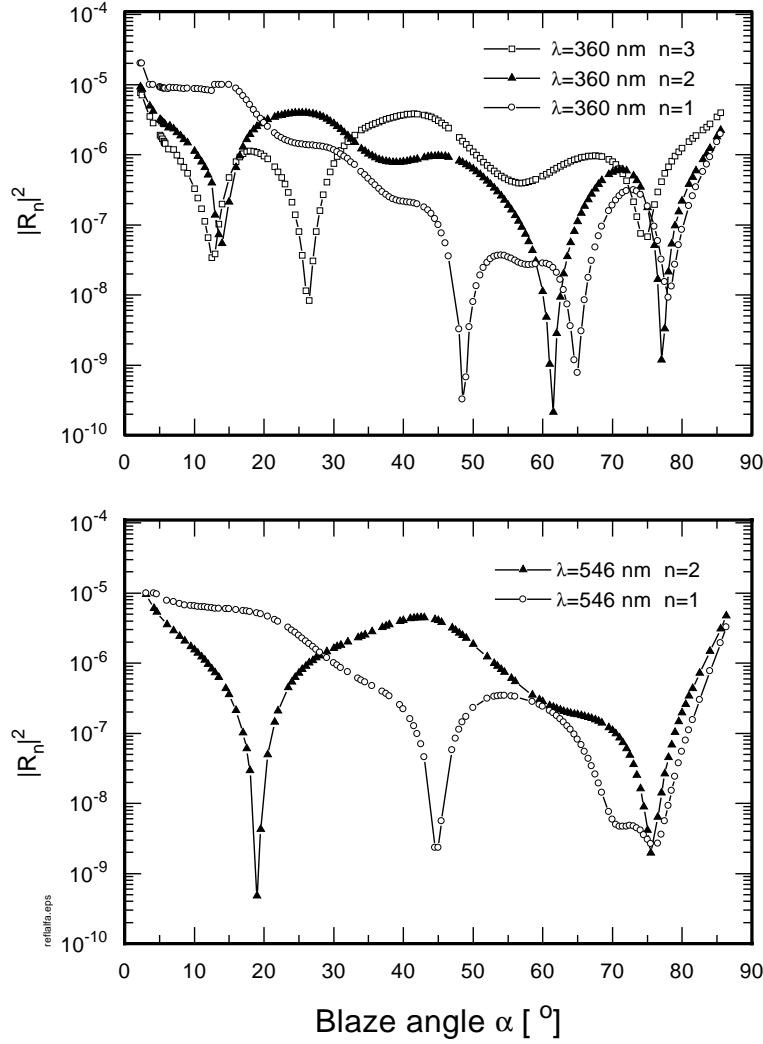


Abbildung 2.3: Berechnete Reflexionskoeffizienten in Abhängigkeit vom Blazewinkel  $\alpha_{bl}$  für Reflexionsgitter mit einer Gitterkonstanten von  $D = 833 \text{ nm}$ .

Die Beobachtungswellenlängen wurden entsprechend den Experimenten zu  $\lambda = 360 \text{ nm}$  und  $\lambda = 546 \text{ nm}$  gewählt. Der Beobachtungswinkel  $\theta$  wurde mit der Kohärenzbeziehung (2.1) entsprechend der Beugungsordnung  $n$  gewählt und  $\phi = \pi/2$  gesetzt. Die Berechnungen wurden für eine Strahlenergie von  $E = 855 \text{ MeV}$  durchgeführt.

Blazewinkel	$\lambda = 360 \text{ nm}$			$\lambda = 546 \text{ nm}$	
	$ R_1 ^2$	$ R_2 ^2$	$ R_3 ^2$	$ R_1 ^2$	$ R_2 ^2$
$\alpha_{bl} = 17.27$	$6.3 \cdot 10^{-6}$	$1.5 \cdot 10^{-6}$	$1.0 \cdot 10^{-6}$	$5.5 \cdot 10^{-6}$	$8.3 \cdot 10^{-8}$
$\alpha_{bl} = 41.2$	$2.1 \cdot 10^{-7}$	$8.0 \cdot 10^{-7}$	$3.9 \cdot 10^{-6}$	$1.2 \cdot 10^{-7}$	$4.3 \cdot 10^{-6}$

Tabelle 2.1: Berechnete Reflexionskoeffizienten für die an MAMI eingesetzten Dreiecksgitter (Blaze-Gitter) mit  $D = 833 \text{ nm}$ . Die Berechnungen wurden für  $E = 855 \text{ MeV}$  und  $\phi = \pi/2$  durchgeführt;  $\theta$  wurde entsprechend der Kohärenzbeziehung (2.1) gewählt.

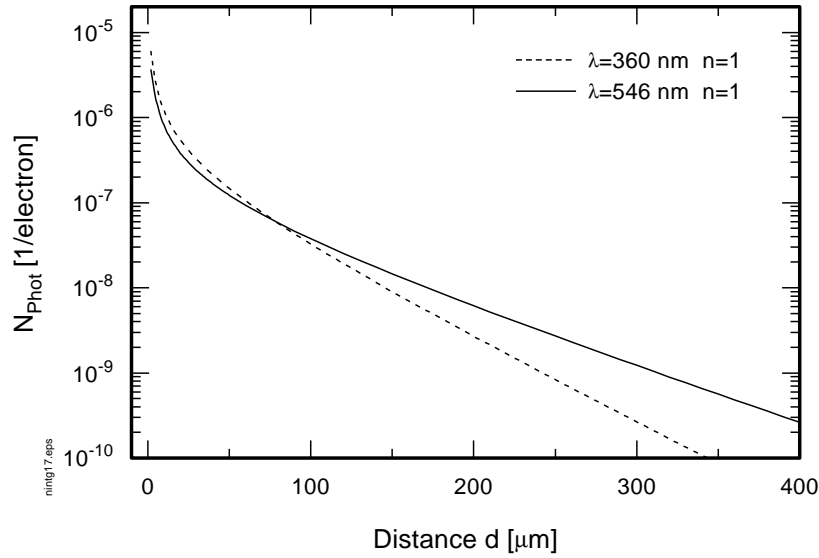


Abbildung 2.4: Berechnete Intensität der beim Überflug entstehenden Smith-Purcell-Strahlung als Funktion des Abstandes  $d$  für  $\phi = \pi/2$ .

Die Berechnungen wurden für ein Blazegitter mit  $\alpha_{bl} = 17.27^\circ$ ,  $L = 25$  mm,  $D = 833$  nm für die 1. Beugungsordnung bei  $\lambda = 360$  nm und  $\lambda = 546$  nm bei einer Elektronenenergie von 855 MeV mit den Reflexionskoeffizienten aus Tab. 2.1 durchgeführt. Das Raumwinklelement wurde entsprechend des in den Experimenten eingesetzten Detektors zu  $\Delta\Omega = 5 \cdot 10^{-3}$  sr gewählt.

Zahl der pro Elektron emittierten Smith-Purcell Photonen  $N_{sp}$  mit der Wellenlänge  $\lambda$  zu :

$$N_{sp} = \alpha \frac{n L}{D} \int \int \frac{\sin^2 \theta \sin^2 \phi}{\left(\frac{1}{\beta} - \cos \theta \sin \phi\right)^2} e^{-\kappa(\phi)d} |R_n|^2 \sin \phi \, d\theta \, d\phi \quad (2.5)$$

worin  $\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \cong \frac{1}{137}$  die Kopplungskonstante der elektromagnetischen Wechselwirkung bezeichnet. In Abb. 2.4 ist die für ultrarelativistische Elektronen ( $E = 855$  MeV) berechnete Strahlungsintensität als Funktion des Abstandes  $d$  zwischen Elektronenstrahl und Gitteroberfläche aufgetragen. Aufgrund der mit dem Beobachtungswinkel  $\phi$  variierenden Abfallkonstanten  $\kappa$  in der differentiellen Verteilung (vgl. Abb. 2.2) bewirkt die Integration in  $\phi$ -Richtung ein von der Exponentialfunktion abweichendes Abstandsverhalten, das sich bei kleinen Abständen  $d$  besonders bemerkbar macht.

Bei der experimentellen Untersuchung von Smith-Purcell-Strahlung mit hochrelativistischen Elektronen können im Nahbereich noch weitere Strahlungsphänomene an der Strahlungserzeugung beteiligt sein, auf die im folgenden näher eingegangen wird.

## 2.2 Übergangsstrahlung

Trifft ein Teil des Elektronenstrahls auf die Gitteroberfläche eines Reflexionsgitters, so wird neben der beim Überflug erzeugten Smith-Purcell-Strahlung auch Übergangsstrahlung emittiert. Übergangsstrahlung entsteht immer dann, wenn ein geladenes Teilchen mit konstanter Geschwindigkeit die Grenzfläche zweier unterschiedlicher Medien durchquert. Aufgrund der verschiedenen dielektrischen Polarisierbarkeit der beiden Medien entsteht dabei ein sich zeitlich änderndes effektives Dipolmoment, das die Ursache der Strahlungsemission ist. Die an einer Grenzfläche von ultrarelativistischen Elektronen erzeugte Übergangsstrahlung weist eine axialsymmetrische Winkelverteilung auf, die in erster Näherung unabhängig vom eingeschlossenen Winkel zwischen Grenzfläche und Elektronenrajektorie ist [War76]. Eine Herleitung der exakten Strahlungsverteilung aus den Maxwell-Gleichungen findet sich in [TM72].

Im Falle des Reflexionsgitters können hochrelativistische Elektronen, die auf die Gitteroberfläche treffen, die periodische Gitterstruktur durchqueren und dabei eine Vielzahl von Grenzflächen zwischen Gittermaterial und Vakuum durchlaufen. An jeder durchquerenden Grenzfläche entsteht Übergangsstrahlung, und die Einzelbeiträge interferieren miteinander.

Zur Berechnung der Gesamtintensität der an der Gitteroberfläche erzeugten optischen Übergangsstrahlung fehlt bis heute eine exakte theoretische Beschreibung, bei der auch die Form der jeweiligen Gitterstrukturen berücksichtigt wird<sup>4</sup>. Für eine Abschätzung der in den Experimenten mit Blaze-Gittern produzierten Übergangsstrahlungsintensität wird auf ein einfaches Modell zurückgegriffen, das im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurde und in Abschnitt 6.2 beschrieben wird. Danach resultiert die Gesamtintensität der am Gitter erzeugten Übergangsstrahlung aus der phasengerechten Addition der an den einzelnen Dreiecksstrukturen erzeugten Übergangsstrahlungsamplituden  $A_1$ , in die die Form der Dreiecksstrukturen eingeht. Für eine Beobachtungsrichtung in der Ebene  $\phi = 90^\circ$ , die aus der Gitternormalen und dem Elektronenstrahl gebildet wird, ergibt sich nach Abschnitt 6.2 Gl. (6.13) die Anzahl der Übergangsstrahlungsphotonen  $N_{tr}$  pro Elektron, Frequenzintervall und Raumwinkelement zu :

$$\frac{d^2 N_{tr}}{d\omega d\Omega} = \frac{\alpha}{4\pi^2} \omega |A_1|^2 \frac{\sin^2(MX)}{\sin^2(X)} \quad (2.6)$$

mit

$$X = \frac{\pi}{\lambda} \cdot D \cdot (1/\beta - \cos\theta) \quad . \quad (2.7)$$

Darin bezeichnet  $\alpha$  die Kopplungskonstante der elektromagnetischen Wechselwirkung,  $\omega$  die Frequenz der Übergangsstrahlung und  $M$  die Anzahl der vom Elektron durchlaufenen Dreiecksstrukturen.

Der Interferenzterm in Gl. (2.6) wird für  $X = n\pi$  maximal. Damit erfüllt die an der Gitteroberfläche erzeugte optische Übergangsstrahlung ebenfalls die Kohärenzbeziehung Gl. (2.1), so daß die optische Übergangsstrahlung unter den gleichen Winkeln konstruktiv interferiert wie die beim Überflug erzeugte SP-Strahlung. Eine Unterscheidung aufgrund der Winkelverteilung ist somit nicht möglich.

---

<sup>4</sup>Zur Zeit wird versucht, den von van den Berg gewählten Lösungsweg zur Berechnung der beim Überflug erzeugten Smith-Purcell-Strahlung auf die an der Gitteroberfläche entstehende Übergangsstrahlung zu übertragen. Die dabei auftretenden Schwierigkeiten konnten bislang nicht gelöst werden [Hae99].

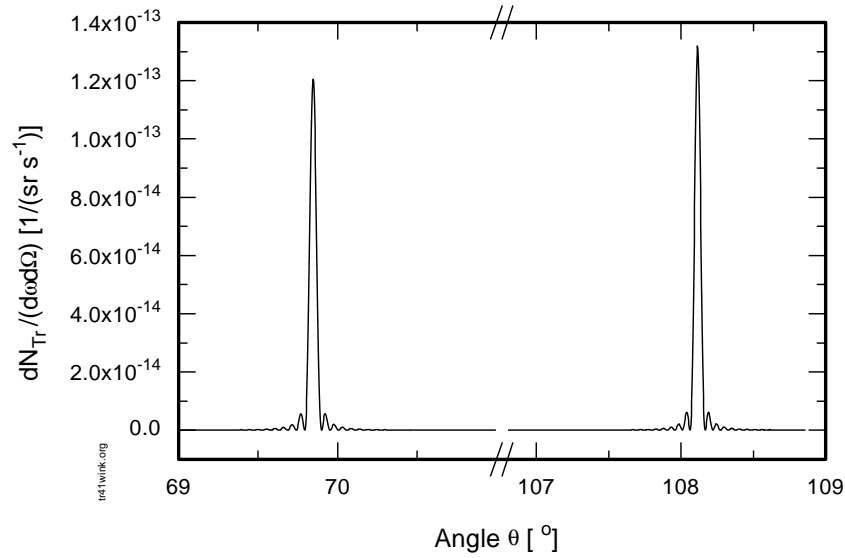


Abbildung 2.5: Winkelverteilung optischer Übergangsstrahlung von einem Blaze-Gitter ( $\alpha_{bl} = 41.2^\circ$ ). Aufgetragen ist die berechnete Photonenzahl pro Elektron, Raumwinkelement und Frequenzintervall in Abhängigkeit vom Beobachtungswinkel  $\theta$  für eine Beobachtungswellenlänge  $\lambda = 546$  nm in der Ebene  $\phi = 90^\circ$ . Das Elektron durchläuft  $M=750$  Dreiecksstrukturen auf halber Höhe. Die Gitterperiode ist  $D = 833$  nm.

Die von einem Elektron erzeugte Übergangsstrahlungsintensität hängt von der Amplitude  $A_1$  - die für eine festgelegte Dreiecksstruktur nach Gl. (6.14) berechnet werden kann - und von der Zahl der durchlaufenen Gitterstrukturen  $M$  ab. In einer einfachen Abschätzung läßt sich  $M$  rein geometrisch über die Divergenz  $\delta$  des Elektronenstrahls und die Höhe  $h$  der Gitterstruktur berechnen. Bei einer vertikalen Strahlfleckgröße im Fokus von  $\sigma_v = 3$   $\mu\text{m}$  und der vertikalen Strahlemittanz von  $\varepsilon_v = 1\pi\text{mrad}$  ergibt sich die Divergenz zu  $\delta_v = 1/3$  mrad. Elektronen, die auf halber Höhe der Gitterstruktur starten, können bei einem Blaze-Gitter ( $\alpha_{bl} = 41.2^\circ$ ,  $D = 833$  nm) mit einer Strukturhöhe  $h = 413$  nm eine Zahl  $M \approx 750$  Strukturen durchqueren, bevor sie das Gitter verlassen oder in das Gittersubstrat eintreten. Abb. 2.5 zeigt die nach Formel (6.13) berechnete Intensität optischer Übergangsstrahlung pro Frequenzintervall und Raumwinkelement, die von einem Elektron erzeugt wird, das die o.g. Gitterstruktur auf halber Höhe durchläuft. Die Übergangsstrahlungsintensität pro Elektron ergibt sich nach Integration über das Frequenzintervall und das Raumwinkelement. Für die entsprechenden Größen im Experiment ( $\Delta\lambda = 30$  nm,  $\Delta\Omega = 5 \cdot 10^{-3}\text{sr}$ ) erhält man aus dieser Abschätzung eine Intensität von  $N_{tr} = 2.8 \cdot 10^{-3}$  Photonen pro Elektron in der 1. Beugungsordnung bei einer Beobachtungswellenlänge  $\lambda = 546$  nm.

Nach diesen Rechnungen übersteigt die pro Elektron erzeugte Intensität der Übergangsstrahlung die pro Elektron erzeugte Intensität der beim Überflug erzeugten Smith-Purcell-Strahlung um mehrere Größenordnungen.

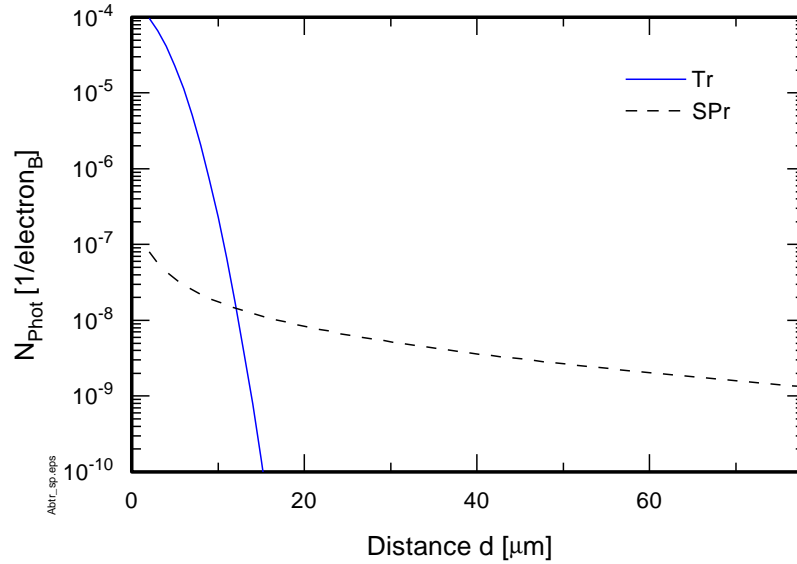


Abbildung 2.6: *Abstandscharakteristik optischer Übergangsstrahlung von einem Blaze-Gitter ( $\alpha_{bl}=41.2^\circ$ ,  $D = 833 \text{ nm}$ ). Aufgetragen ist die berechnete Photonenzahl normiert auf die Anzahl der Elektronen im Strahl als Funktion des Abstandes  $d$  zwischen Gitteroberfläche und Strahlachse. Die Berechnung erfolgte für einen parallelen, normalverteilten Elektronenstrahl mit der Breite  $\sigma_v = 3 \text{ }\mu\text{m}$ . Berechnungsparameter sind  $\lambda=546 \text{ nm}$ ,  $n=1$ ,  $\Delta\lambda=30 \text{ nm}$ ,  $\Delta\Omega=5 \cdot 10^{-3} \text{ sr}$ ,  $M=750$ ,  $\phi = 90^\circ$ . Zum Vergleich ist die Abstandscharakteristik der beim Überflug erzeugten SP-Strahlung (gestrichelt) eingezeichnet.*

In den Experimenten ist die im Nahbereich bei einem Abstand  $d$  beobachtbare Intensität der optischen Übergangsstrahlung abhängig von der Zahl der Elektronen, die bei dem gewählten Abstand auf die Gitteroberfläche treffen. Die Abstandscharakteristik der optischen Übergangsstrahlung wird damit durch die vertikale Ausdehnung des Elektronenstrahles über der Gitteroberfläche bestimmt, die wiederum von der Fokussierung des Elektronenstrahles abhängig ist.

Abb. 2.6 zeigt die Intensität der optischen Übergangsstrahlung als Funktion des Abstandes  $d$ , die unter der Annahme eines normalverteilten, parallelen Elektronenstrahles für die o.g. Gitterstruktur ( $\alpha_{bl} = 41.2^\circ$ ) berechnet wurde. Bei den gewählten Parametern ist die Intensität der Übergangsstrahlung gegenüber der beim Überflug erzeugten SP-Strahlung um bis zu drei Größenordnungen überhöht. Deutlich zu erkennen ist auch das stark unterschiedliche Abstandsverhalten der beiden Strahlungskomponenten das zur Identifikation des Entstehungsmechanismus der einzelnen Komponenten ausgenutzt werden kann.

## 2.3 Bremsstrahlung

Im Nahbereich wird bei der direkten Wechselwirkung des Elektronenstrahls mit dem Gittermaterial neben Übergangsstrahlung auch Bremsstrahlung erzeugt. Die Bremsstrahlung entsteht durch Streuung der relativistischen Elektronen im Gittermaterial. Bei den "Zusammenstößen" mit den Atomen des Gittermaterials erfahren die Elektronen aufgrund der Coulomb-Wechselwirkung jeweils eine Ablenkung und damit eine Beschleunigung, die die Ursache der Strahlungsemission ist. Da die Oberfläche der in den Experimenten verwendeten Blaze-Gitter optisch dicht mit Aluminium bedampft ist, kann im optischen Spektralbereich nur Bremsstrahlung zur Strahlungserzeugung beitragen, die innerhalb von wenigen Absorptionslängen in der Aluminiumschicht des Gitters und nicht im Gitterinneren entsteht.

Die Berechnung der optischen Bremsstrahlung, die beim senkrechten Durchflug eines relativistischen Elektrons durch eine im Vergleich zur Absorptionslänge dicke Metallschicht produziert wird, kann mit Hilfe der von [RAE64], [Paf67] und [Paf71] entwickelten Theorie erfolgen. Darin wird die vom Dielektrikum emittierte Bremsstrahlung nicht aus einzelnen Streuprozessen sondern aus dem Streuvermögen der Materie mit Hilfe des mittleren quadratischen Streuwinkels pro Längeneinheit  $\langle \theta^2 \rangle_l$  berechnet. Die Theorie berücksichtigt zugleich mögliche Interferenzeffekte mit optischer Übergangsstrahlung, die beim senkrechten Durchflug an der Grenzfläche Medium-Vakuum entsteht.

Um die Größenordnung der Intensität der optischen Bremsstrahlung im Vergleich zur optischen Übergangsstrahlung abzuschätzen, genügt es, die senkrecht zur Beobachtungsebene (gebildet aus Elektronenstrahl und Beobachtungsrichtung) polarisierte Strahlungskomponente zu betrachten, da die in der Metallschicht produzierte Bremsstrahlung nahezu unpolarisiert emittiert wird, während die beim senkrechten Durchflug erzeugte Übergangsstrahlung vollständig in der Beobachtungsrichtung polarisiert ist. Nach [Paf71] berechnet sich die beim Durchflug einer Metallschicht in Vorwärtsrichtung in das Vakuum emittierte Zahl der Bremsstrahlungspotonen pro Frequenzintervall und Raumwinkelement für die senkrechte Komponente zu :

$$\frac{d^2 N_{Br\perp}}{d\omega d\Omega} = \frac{\alpha \beta^2 c}{2\pi^2 \omega^2} \frac{\cos^2 \theta}{|\cos \theta + \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta}|^2 |1 - \beta \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta}|^2 \Im(\sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta})} \langle \theta^2 \rangle_l \quad (2.8)$$

worin  $\epsilon$  die komplexe Dielektrizitätskonstante des durchflogenen Metalls und  $\theta = \angle(\vec{\beta}, \vec{n})$  den Beobachtungswinkel bezeichnen.

Die Abb. 2.7 zeigt die nach Gl. (2.8) berechnete spektrale Intensität der optischen Bremsstrahlung als Funktion des Beobachtungswinkels, die bei dem Durchflug eines hochrelativistischen Elektrons durch eine optisch dichte Aluminiumschicht entsteht. Mit eingezeichnet ist die spektrale Intensität der Übergangsstrahlung, die bei dem Durchflug der Grenzfläche Aluminium-Vakuum entsteht und in das Vakuum emittiert wird. Bei der Berechnung der Übergangsstrahlung nach Gl. (B.3) wurde die Länge der Trajektorie im Vakuum auf die halbe Gitterperiode der in den Experimenten eingesetzten Blaze-Gitter beschränkt, um die Beiträge der Bremsstrahlung und der Übergangsstrahlung vergleichen zu können, die bei dem Durchflug eines Elektrons durch eine Gitterstruktur entstehen. Der Vergleich zeigt, daß für nahezu alle Beobachtungswinkel  $\theta$  die spektrale Intensität der Übergangsstrahlung die der Bremsstrahlung um mehrere Größenordnungen übersteigt. Bei der Strahlungserzeugung von Smith-Purcell-Strahlung im Nahbereich kann die Brems-

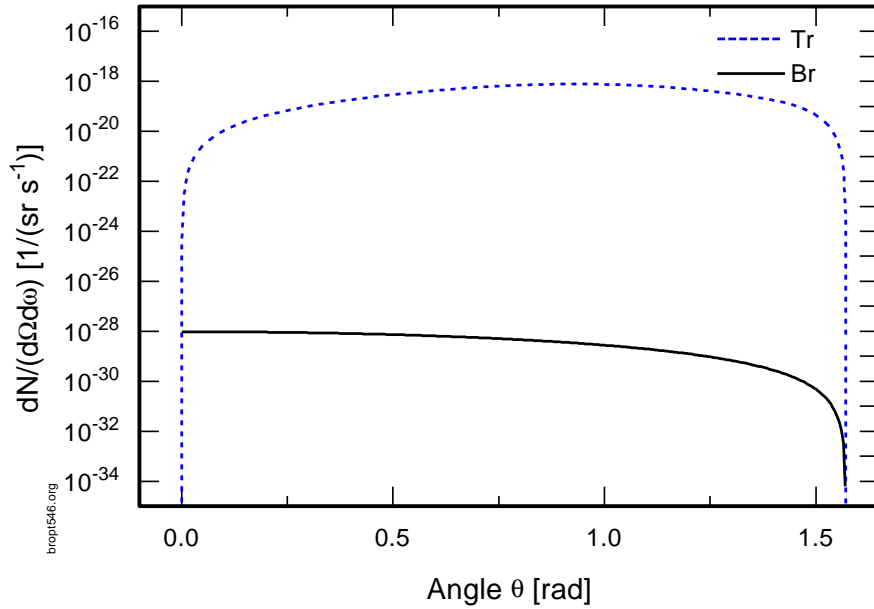


Abbildung 2.7: Intensitätsvergleich von optischer Bremsstrahlung (Br) und optischer Übergangsstrahlung (Tr).

Aufgetragen ist die berechnete spektrale Intensität der Bremsstrahlung (durchgezogene Linie) und der Übergangsstrahlung (gestrichelte Linie) in Abhängigkeit vom Beobachtungswinkel  $\theta$ , die beim Durchflug eines Elektrons ( $E=855$  MeV) durch eine Aluminiumschicht (Dicke 100 nm) sowie an der Grenzfläche Aluminium-Vakuum bei einer Wellenlänge von  $\lambda = 546$  nm entstehen. Für die Berechnung der an der Grenzfläche entstehenden Übergangsstrahlung nach Gl. (B.3) wurde die Länge der Trajektorie im Vakuum zu  $l_2 = 416.5$  nm gewählt. Zur Berechnung der Bremsstrahlung wurde der komplexe Brechungsindex für Aluminium  $n_{546}^{\text{Al}} = \sqrt{\epsilon} = 0.76 + i 5.49$  [LB62] und der nach [LD91] berechnete mittlere quadratische Streuwinkel zu  $\langle \theta^2 \rangle_l = 0.11$  mrad/ $\mu\text{m}$  verwendet.

strahlung im Vergleich zur entstehenden Übergangsstrahlung vernachlässigt werden; es sollte im wesentlichen Übergangsstrahlung beobachtet werden, sobald ein Teil des Elektronenstrahles die Gitteroberfläche berührt.

## 2.4 Synchrotronstrahlung

Durch die Ablenkung und Fokussierung des hochrelativistischen Elektronenstrahls in die Experimentierkammer mit Dipol- bzw. Quadrupolmagneten (vgl. Abb. 3.1 in Kapitel 3) entsteht Synchrotronstrahlung, die tangential zur Flugrichtung der Elektronen in einen Kegel mit dem Öffnungswinkel  $\frac{1}{\gamma}$  emittiert wird. Ein Teil dieser Strahlung fällt auf die Gitteroberfläche und wird dort gebeugt. Die an der Gitteroberfläche gebeugte optische Synchrotronstrahlung genügt der Gitterbeziehung [Dem91]

$$n\lambda = D(\sin \eta \pm \sin \zeta) \quad (2.9)$$



worin  $\eta$  den Einfallswinkel und  $\zeta$  den Beobachtungswinkel (jeweils zum Gitterlot gemessen) bezeichnen. Die scharf gebündelte Synchrotronstrahlung trifft mit  $\eta \cong \frac{\pi}{2}$  auf die Gitteroberfläche, so daß sich mit  $\theta = (\frac{\pi}{2} - \zeta)$  die Kohärenzbeziehung

$$n\lambda \cong D(1 - \cos\theta) \quad (2.10)$$

ergibt, die sich für hochrelativistische Elektronen ( $\beta \cong 1$ ) praktisch nicht von der Kohärenzbeziehung Gl. (2.1) für Smith-Purcell-Strahlung unterscheidet. Die auf die Gitteroberfläche treffende Synchrotronstrahlung wirkt somit als kohärente Untergrundquelle; sie läßt sich durch die alleinige Untersuchung der Winkelverteilung nicht von Smith-Purcell-Strahlung unterscheiden.

Die durch Synchrotronstrahlung abgestrahlte Energie pro Frequenzintervall und Raumwinkelelement berechnet sich für ein auf einer gekrümmten Bahn fliegendes relativistisches Elektron nach [Jac82] zu :

$$\frac{d^2W}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{3\pi^2 c} \left(\frac{\omega\rho}{c}\right)^2 \left(\frac{1}{\gamma^2} + \theta^2\right)^2 \left[ K_{2/3}^2(\xi) + \frac{\theta^2}{\frac{1}{\gamma^2} + \theta^2} K_{1/3}^2(\xi) \right] \quad (2.11)$$

Darin bezeichnet  $\rho$  den momentanen Krümmungsradius,  $\theta$  den Beobachtungswinkel (gemessen senkrecht zur Bahnebene).  $K_{1/3}$  und  $K_{2/3}$  sind modifizierte Besselfunktionen mit dem Argument  $\xi = \frac{\omega\rho}{3c}(\frac{1}{\gamma^2} + \theta^2)^{3/2}$ . Der erste Term in der eckigen Klammer entspricht der in der Bahnebene ( $\theta = 0$ ) polarisierten Strahlung, der zweite Term beschreibt die senkrecht zur Bahnebene polarisierte Strahlung.

Zur Abschätzung des in den Experimenten erwarteten Synchrotronstrahlungsuntergrunds kann das Ergebnis einer Monte-Carlo Simulation herangezogen werden, die für den in Kapitel 3 beschriebenen experimentellen Aufbau mit dem Programm Sytrace durchgeführt wurde [Her95], [Kub98]. Abb. 2.8 zeigt das Ergebnis der Simulation für die vertikale Intensitätsverteilung der Synchrotronstrahlung, die in dem Dipol und den beiden Quadrupolmagneten vor der Experimentierkammer entsteht (vgl. Abb. 3.1) und an den Ort des Gitters abgebildet wird.<sup>5</sup> Um die vom Gitter in die einzelnen Ordnungen gebeugte Strahlungsintensität abschätzen zu können, muß die Gittereffizienz durch die optischen Reflexionskoeffizienten für die jeweilige Gitterstruktur berücksichtigt werden.

Aus Messungen mit Licht bei  $\lambda = 546$  nm kann der optische Reflexionskoeffizient für ein Reflexionsgitter mit  $\alpha_{bl} = 41.2^\circ$  in der 1. Beugungsordnung zu  $R_1 \leq 2 \cdot 10^{-3}$  abgeschätzt werden. Damit ergibt sich für ein auf der Strahlachse positioniertes Gitter in der 1. Beugungsordnung bei  $\lambda = 546$  nm die maximale Synchrotronstrahlungsintensität zu  $N_{Syn} \approx 3 \cdot 10^{-8}$  Photonen pro Elektron. Bei Untersuchungen im Nahbereich, bei denen ein Teil des Elektronenstrahls die Gitteroberfläche berührt, spielt die Synchrotronstrahlung im Vergleich zu der erzeugten Übergangsstrahlung ( $N_{Tr} \approx 3 \cdot 10^{-3}$  Photonen pro Elektron) keine Rolle. Die beim Überflug erzeugte Smith-Purcell-Strahlung übersteigt bei geringen Abständen ( $d \leq 25 \mu\text{m}$ ) zwischen Elektronenstrahl und Gitteroberfläche ebenfalls die Intensität der Synchrotronstrahlung um mehr als eine Größenordnung. Die berechnete Synchrotronstrahlung weist im Vergleich zu der beim Überflug erzeugten Smith-Purcell-Strahlung jedoch nur eine schwache Abstandsabhängigkeit auf, so daß die beim Überflug erzeugte Smith-Purcell-Strahlung nur für kleine Abstände dominiert, während für

<sup>5</sup>Diese Rechnung kann nur eine Abschätzung der Größenordnung liefern, da die Position des Elektronenstrahls von Experiment zu Experiment variiert und nicht, wie in der Simulation, mittig durch die einzelnen Elemente verlaufen muß.

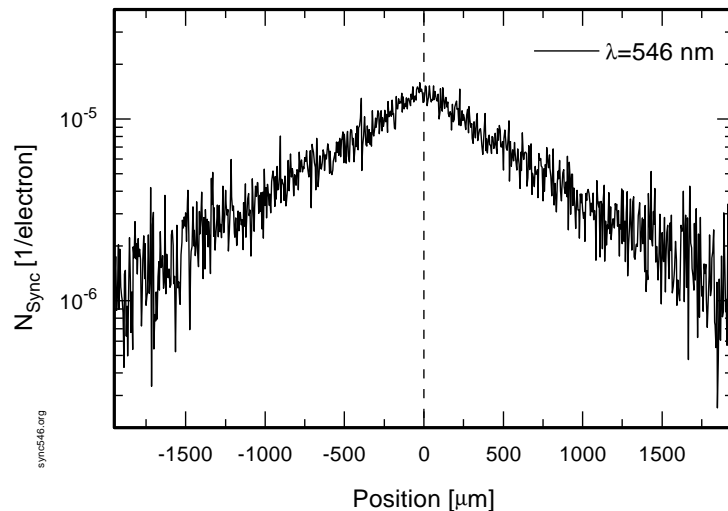


Abbildung 2.8: *Vertikale Intensitätsverteilung von optischer Synchrotronstrahlung.* Aufgetragen ist die berechnete Zahl der Synchrotronstrahlungsphotonen pro Elektron in einem Wellenlängenintervall [531 nm, 561 nm] bei einer Strahlenergie von  $E = 855$  MeV am Gitterort. Die Position  $z=0$   $\mu\text{m}$  bezeichnet die Strahlachse; in  $y$ -Richtung wurde die Strahlung um die Strahlachse  $y=0$  über die Breite des Gitters (20 mm) integriert (Koordinatensystem siehe Abb. 2.1). Der Hauptanteil der Synchrotronstrahlung entsteht in dem Quadrupoldublett, das zur Fokussierung des Elektronenstrahls benötigt wird.

Abstände  $d > 150$   $\mu\text{m}$  die Synchrotronstrahlung merklich zur Strahlungserzeugung beiträgt. Bei einem Abstand von  $d = 150$   $\mu\text{m}$  zwischen Strahlachse und Gitteroberfläche ergibt sich aus der Monte-Carlo Simulation für die Synchrotronstrahlung mit  $N_{Syn} \approx 2 \cdot 10^{-8}$  Photonen pro Elektron eine Intensität von ähnlicher Größenordnung wie für die beim Überflug erzeugte Smith-Purcell-Strahlung bei diesem Abstand. Für Untersuchungen von Smith-Purcell-Strahlung im Fernbereich mußten daher Maßnahmen zur Unterdrückung der Synchrotronstrahlung getroffen werden [Kub98].

## 2.5 Das Meßprinzip

Die Untersuchung der in den Experimenten durch Wechselwirkung des Elektronenstrahls mit der Gitteroberfläche entstehenden Strahlung erfolgt in zwei Schritten :

1. Nachweis der Kohärenzbeziehung (vgl. Gleichung (2.1)) und
2. Messung der Abstandskarakteristik der emittierten Strahlung.

Der Nachweis der Kohärenzbeziehung stellt dabei ein notwendiges Kriterium zur Identifikation von Smith-Purcell-Strahlung dar. Die gemessene Abstandskarakteristik der Strahlung ermöglicht hingegen eine Aussage über den Entstehungsmechanismus: die Intensität der beim Überflug erzeugten Smith-Purcell-Strahlung sollte theoretisch exponentiell mit zunehmendem Abstand  $d$  zwischen Elektronenstrahl und Gitteroberfläche abnehmen ( $I \sim e^{-\kappa \cdot d}$  vgl. Kapitel 2.1), während die im Nahbereich durch Übergangsstrahlung entstehende Strahlung im wesentlichen von der Zahl der auf die Gitteroberfläche treffenden Elektronen und damit von der vertikalen Elektronenverteilung im Elektronenstrahl abhängt.

Die Überprüfung der Kohärenzbeziehung erfordert einen experimentellen Aufbau, der einen energiewahlbaren (bzw. wellenlängenselektiven) Nachweis der an der Gitteroberfläche entstehenden Strahlung in Abhängigkeit vom Beobachtungswinkel  $\theta$  ermöglicht. Zur Untersuchung der Abstandskarakteristik der Strahlung muß zusätzlich der Abstand zwischen Elektronenstrahl und Gitteroberfläche definiert verändert und die Intensität in Abhängigkeit vom Abstand  $d$  bei einer festen Beobachtungswellenlänge gemessen werden können. Die Überprüfung der theoretischen Vorhersage erfordert außerdem den quantitativen Nachweis der Strahlungsintensität bei fest definierten Abständen zwischen Elektronenstrahl und Gitteroberfläche.

Abb. 2.9 zeigt das Prinzip des Smith-Purcell Experimentes an MAMI B. Ein bewegliches, wellenlängenselektives Nachweissystem ermöglicht direkt eine winkelaufgelöste Messung der Intensität in Abhängigkeit vom Beobachtungswinkel und damit die Überprüfung der Kohärenzbeziehung. Die Messung erfolgt bei einem festen Abstand  $d$  zwischen Elektronenstrahl und Gitteroberfläche. Zur Untersuchung der Abstandskarakteristik kann die Position des Gitters definiert verändert und damit der Abstand  $d$  variiert werden.<sup>6</sup> Das Abstandsverhalten der Strahlung kann auf zwei unterschiedliche Arten untersucht werden. Entweder bestimmt man die Winkelkarakteristik bei verschiedenen Abständen  $d$  und vergleicht die Intensitäten der jeweiligen Interferenzmaxima oder man wählt die Winkelposition des Nachweissystems für das entsprechende Interferenzmaximum und variiert  $d$  in diskreten Schritten.

## 2.6 Anforderungen an den experimentellen Aufbau

Im folgenden werden die aus dem Meßprinzip resultierenden Anforderungen an den experimentellen Aufbau diskutiert, der für Untersuchungen von optischer Smith-Purcell-

---

<sup>6</sup>Prinzipiell könnte auch die Position des Gitters festgehalten und die Position des Elektronenstrahls durch den Einsatz von Wedlern verändert werden. Die Variation in der Strahlage könnte jedoch auch eine Variation der Strahlform und damit eine unerwünschte Änderung der Experimentierbedingungen zur Folge haben.

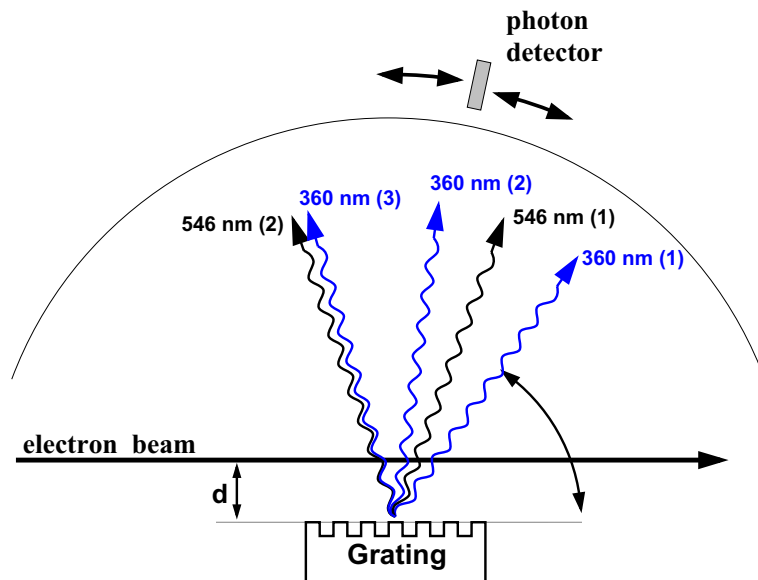


Abbildung 2.9: *Prinzip des Smith-Purcell Experiments an MAMI B*

Zur Überprüfung der Kohärenzbeziehung kann die an der Gitteroberfläche erzeugte Strahlung mit beweglichen Detektoren winkelaufgelöst und wellenlängenselektiv nachgewiesen werden. Die Untersuchung der Abstandsscharakteristik erfolgt bei fester Elektronenstrahl-lage durch Änderung der Gitterposition. Miteingezeichnet sind die erwarteten Lagen der Interferenzmaxima für Licht der Wellenlänge  $\lambda=360\text{ nm}$  und  $\lambda=546\text{ nm}$  für ein Gitter mit einer Gitterkonstanten  $D=833\text{ nm}$  bei einer Strahlenergie  $E=855\text{ MeV}$ . Die unterschiedlichen Beugungsordnungen sind in Klammern angegeben.

Strahlung im Nahbereich *und* im Fernbereich konzipiert wurde. Dabei ergibt sich ein Teil der Anforderungen aus den Experimenten zu der beim Überflug erzeugten Smith-Purcell-Strahlung im Fernbereich [Kub98].

### 2.6.1 Winkelauflösung und Wellenlängenselektion des Nachweissystems

Zur Überprüfung der Kohärenzbeziehung muß die Winkelauflösung des Nachweissystems so gewählt werden, daß sich mindestens die ersten beiden Interferenzmaxima bei der gewählten Beobachtungswellenlänge trennen lassen.

Die Winkelauflösung des Nachweissystems resultiert aus der geometrischen Winkelakzeptanz des Nachweissystems und dem wellenlängenselektiven Element im Nachweissystem, da Beobachtungswinkel und -wellenlänge über die Kohärenzbeziehung miteinander verknüpft sind. Um einen kompakten Aufbau zu ermöglichen werden Filter zur Wellenlängenselektion verwendet. Im sichtbaren Spektralbereich eignen sich dazu Interferenz- oder Farbglasfilter. Interferenzfilter bieten den Vorteil einer geringen Bandbreite ( $\Delta\lambda/\lambda \approx 1\%$ ), die jedoch nur bei senkrechtem Lichteinfall erreicht wird. Farbglasfilterkombinationen haben eine größere Bandbreite ( $\Delta\lambda/\lambda = 5\text{...}10\%$  nahezu unabhängig vom Lichteinfall) und ermöglichen somit den Nachweis geringerer Strahlungsintensitäten auf Kosten einer geringeren Auflösung in  $\lambda$  und damit in  $\theta$ .

Die Lage der Interferenzmaxima ist bei fester Strahlenergie durch die Wahl der Beobachtungswellenlänge  $\lambda$  und der Gitterperiode  $D$  eindeutig bestimmt (vgl. Kohärenzbeziehung Gl. (2.1)). Daher kann durch eine geeignete Wahl des Verhältnisses von  $\lambda$  zu  $D$  die Lage der Interferenzmaxima so gewählt werden, daß auch bei geringerer Winkelauflösung benachbarte Interferenzmaxima nicht überlappen. Für einen hochrelativistischen Elektronenstrahl ( $\beta \simeq 1$ ) ergibt sich mit  $D = 833$  nm und  $\lambda = 546$  nm der Abstand der ersten beiden Interferenzmaxima zu  $\Delta\theta = 38.3^\circ$ ; die durch den Farbfilter ( $\Delta\lambda=30$  nm FWHM) bedingte Halbwertsbreite der Maxima  $1.5^\circ$  ( $n=1$ ) und  $2.8^\circ$  ( $n=2$ ) ist dabei vernachlässigbar.

### 2.6.2 Sensitivität des Detektors

Die notwendige Empfindlichkeit des Detektors wird durch die geringste Intensität, d.h. durch die Untersuchungen der beim Überflug erzeugten Smith-Purcell-Strahlung im Fernbereich bestimmt. Damit der Detektor über den gesamten Abstandsbereich einsetzbar ist, sollte er einen großen dynamischen Bereich aufweisen.

Um einen geeigneten Detektor zum Nachweis von sichtbarer Smith-Purcell-Strahlung auswählen zu können, muß die Intensität der beim Überflug erzeugten Smith-Purcell-Strahlung abgeschätzt werden. Die Abschätzung erfolgt mit Gl. (2.5) in der ersten Beugungsordnung für eine Beobachtungswellenlänge  $\lambda = 546$  nm für ein 25 mm langes Gitter mit  $D = 833$  nm und  $|R_1|^2 = 5 \cdot 10^{-6}$  für einen Detektor in der Ebene  $\phi = 90^\circ$ . Zur Integration über das Raumwinkelelement wird in  $\theta$ -Richtung ein Winkel von  $\Delta\theta = 1.5^\circ$  angesetzt, der aus der Halbwertsbreite des Farbfilters  $\Delta\lambda = 30$  nm resultiert. In  $\phi$ -Richtung wird über einen Winkel  $\Delta\phi = 3^\circ$  integriert, in den aufgrund der scharfen Emissionscharakteristik für Abstände  $d \geq 20$   $\mu\text{m}$  nahezu die gesamte Intensität emittiert wird. Bei einer typischen Transmission des Farbglasfilters von 30 % ergibt sich im Abstand  $d = 100$   $\mu\text{m}$  eine Intensität von  $1 \cdot 10^{-8}$  Photonen pro Elektron am Detektor. Einer beliebigen Vergrößerung der Strahlungsintensität durch die Erhöhung des Strahlstromes sind durch die bei ca.  $I_{Puls} = 60$   $\mu\text{A}/\text{Puls}$  einsetzenden Emittanzverschlechterungen Grenzen gesetzt. Bei der Messung mit dem gepulsten Elektronenstrahl von MAMI mit einem Strahlstrom von  $I_{Puls} = 50$   $\mu\text{A}/\text{Puls}$  mit einer Pulsdauer von  $t_{Puls} = 10$  ns berechnet sich die Zahl der Photonen, die auf den Detektor trifft, zu  $3.1 \cdot 10^{-2}$  Photonen pro Diagnoseimpuls; dies sind bei der maximalen Repetitionsrate des Beschleunigers ( $\nu_{rep} \approx 10$  kHz) 310 Photonen pro Sekunde.

Es wird daher ein Detektor mit größtmöglicher Sensitivität benötigt, der auch den Nachweis einzelner Photonen ermöglicht. Im sichtbaren Spektralbereich sind dies Photomultiplier oder Hybrid-Photomultiplier (HPMT), die eine wesentlich bessere Energieauflösung aber einen geringeren dynamischen Bereich als gewöhnliche Multiplier erreichen [Ins94].

Zur Unterdrückung von statistischen Untergrundereignissen, die hauptsächlich durch thermisches Rauschen der Photokathode hervorgerufen werden, wird der Beschleuniger gepulst betrieben. Auf diese Weise kann das Signal zu Untergrundverhältnis deutlich verbessert werden, indem nur zeitlich zum Strahl korrelierte Photomultipliersignale aufgezeichnet werden.

### 2.6.3 Positioniergenauigkeit des Gitters

Die in den Experimenten benötigte Genauigkeit des Positioniermechanismus des Gitters hängt von der zu untersuchenden Abstandscharakteristik der Smith-Purcell-Strahlung ab, die durch Variation der Gitterposition bei gleichzeitiger Messung der Strahlungsintensität abgetastet werden soll.

Die erwartete Abstandscharakteristik der beim Überflug erzeugten Smith-Purcell-Strahlung wird durch Gl. (2.5) beschrieben. Für große Abstände  $d$  zwischen Elektronenstrahl und Gitteroberfläche ergibt sich daraus ein exponentielles Abfallverhalten, das durch die charakteristische Wechselwirkungslänge  $h_{int} = \frac{\beta\gamma\lambda}{4\pi}$  bestimmt wird, die im optischen Spektralbereich bei der maximalen Strahlenergie ( $E=855$  MeV) je nach Beobachtungswellenlänge zwischen  $50$  und  $80 \mu\text{m}$  beträgt. Bei geringen Abständen  $d \ll h_{int}$  ergibt sich jedoch ein sehr scharfer Anstieg der Intensität innerhalb weniger Mikrometer (vgl. Abb. 2.4). Diese Abweichung vom exponentiellen Abfallverhalten resultiert aus dem endlichen Raumwinkelelement des Detektors.

Die Abstandscharakteristik der Smith-Purcell-Strahlung, die durch direkte Wechselwirkung des Elektronenstrahls mit der Gitteroberfläche im Nahbereich entsteht, ist durch das vertikale Elektronenstrahlprofil gegeben und damit abhängig von der Fokussierung des Elektronenstrahles. Um eine effiziente Erzeugung dieser Strahlungskomponente zu gewährleisten, sollte aufgrund der geringen Höhe der zur Verfügung stehenden Gitterstrukturen ( $h < 0.5 \mu\text{m}$ ) der Elektronenstrahl auf wenige Mikrometer fokussiert werden. Ein so fokussierter Elektronenstrahl erlaubt zum anderen eine Trennung der beiden Strahlungskomponenten, da die beim Überflug entstehende Strahlung im Fernbereich isoliert betrachtet werden kann, ohne daß eine effiziente Ankopplung des elektromagnetischen Feldes des Elektronenstrahles an die Gitteroberfläche verlorengeht ( $d \approx h_{int}$ ).

Für die Messung der Abstandscharakteristik der im Nahbereich erzeugten Smith-Purcell-Strahlung muß daher ein Verfahrenmechanismus eingesetzt werden, der die Aufnahme eines scharfen Intensitätsanstiegs innerhalb weniger Mikrometer erlaubt. Die Positioniergenauigkeit des Verfahrenmechanismus sollte daher im Bereich von  $1 \mu\text{m}$  liegen.

# Kapitel 3

## Experimenteller Aufbau

In diesem Kapitel wird der experimentelle Aufbau beschrieben, der am Elektronenbeschleuniger Mainzer Mikrotron (MAMI) zur Untersuchung des Smith-Purcell (SP)-Effektes eingesetzt wird. Erste Experimente zur Untersuchung von SP-Strahlung an MAMI wurden bereits 1993 mit einer Apparatur durchgeführt, die in [Gre92] [Wag94] detailliert beschrieben ist. Im Rahmen dieser Arbeit wurde diese Apparatur 1994 durch eine Neukonstruktion ersetzt, die im folgenden beschrieben wird.

### 3.1 Der Experimentierplatz

Abb. 3.1 zeigt den Experimentierplatz am Mainzer Mikrotron, der zur Untersuchung des Smith-Purcell-Effektes genutzt wird. Er befindet sich in der Halle B des Beschleunigers direkt hinter der dritten Beschleunigerstufe (RTM 3).

Der Elektronenstrahl passiert nach der Extraktion aus dem RTM 3 entlang der Strahlführung einige strahloptische Elemente bevor er in die Vakuumkammer (X1-Kammer) eintritt. Die Kammer befindet sich ca. 3.3 m hinter dem Dipol SFTF01, in dem der Elektronenstrahl um  $11^\circ$  abgelenkt wird. Das Quadrupoldublett, das ca. 1 m vor der X1-Kammer positioniert ist, dient zur Formung des Strahlflecks in der Vakuumkammer.

Die X1-Kammer wird für die Experimente zur Smith-Purcell-Strahlung und zur parametrischen Röntgenstrahlung gemeinsam genutzt. In ihr sind Target und Nachweissystem zur Untersuchung von Smith-Purcell-Strahlung aufgebaut. Die Abb. 3.2 zeigt einen Schnitt durch die Vakuumkammer entlang der Strahlführungsachse. Die zylindrische Kammer hat einen Innendurchmesser von 600 mm und eine Höhe von 778 mm. Sie ist aus Aluminium gefertigt und von innen mit wasserlöslichem Graphit zur Unterdrückung der Reflexion von optischer Synchrotronstrahlung geschwärzt. Die Vakuumkammer kann mittels einer Turbomolekularpumpe mit einer Saugleistung von 520 l/sec bis auf einen Enddruck  $p \leq 10^{-6}$  mbar evakuiert werden.

Im Zentrum der X1-Kammer befindet sich ein vakuumtaugliches Goniometer der Firma Newport Micro-Control, auf dem das Target montiert ist. Um eine exakt definierte Position des Targetaufbaus zu gewährleisten und um Vibrationen durch die Turbomolekularpumpe zu vermeiden, ist das Goniometer getrennt von der Vakuumkammer auf einem in den Hallenboden betonierten Stempel montiert.

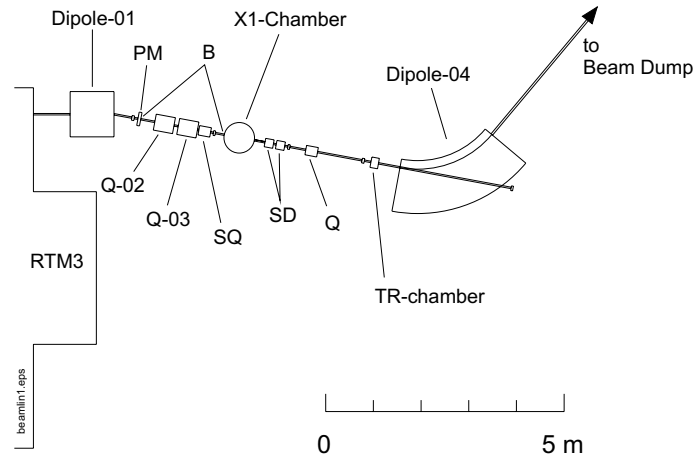


Abbildung 3.1: *Experimentierplatz der X1-Kollaboration.*

Die Experimente zur Untersuchung des Smith-Purcell Effekts werden in der X1-Kammer durchgeführt, die direkt in der Strahlführung von MAMI in der Halle B aufgebaut ist. Mit abgebildet ist die Kammer zur Untersuchung von Übergangsstrahlung.

Die Abkürzungen bedeuten:  $Q$  = Quadrupol,  $SD$  = Wedler,  $B$  = Strahlrohrblende mit  $\varnothing = 10$  mm.

Das Goniometer besteht in der Smith-Purcell Konfiguration aus zwei Lineartischen und zwei Drehtischen :

- X-Tisch (XT): Lineartisch zur Verschiebung in horizontaler Richtung  $\perp e^-$
- V-Tisch (VT): Drehtisch zur Drehung um vertikale Achse  $\perp e^-$
- Z-Tisch (ZT): Lineartisch zur Verschiebung in vertikaler Richtung  $\perp e^-$
- H-Tisch (HT): Drehtisch zur Drehung um horizontale Achse  $\perp e^-$ .

Mit diesem Aufbau kann das Target mit einer Wiederholgenauigkeit von  $1 \mu\text{m}$  in vertikaler und horizontaler Richtung und  $0.01^\circ$  um die beiden Drehachsen an den Elektronenstrahl positioniert werden (vgl. die Spezifikationen in Tab. 3.1). Eine detaillierte Beschreibung der einzelnen Komponenten des Goniometers findet sich bei [Her94].

Tabelle 3.1: *Übersicht über die Auflösung, die Wiederholgenauigkeit und den Verfahrweg der einzelnen Goniometertische*

Achse	Auflösung	Wiederholgenauigkeit	Verfahrweg
XT	$1 \mu\text{m}$	$1 \mu\text{m}$	50 mm
VT	$0.01^\circ$	$<0.01^\circ$	$360^\circ$
ZT	$1 \mu\text{m}$	$1 \mu\text{m}$	4 mm
HT	$0.01^\circ$	$<0.01^\circ$	$\pm 45^\circ$



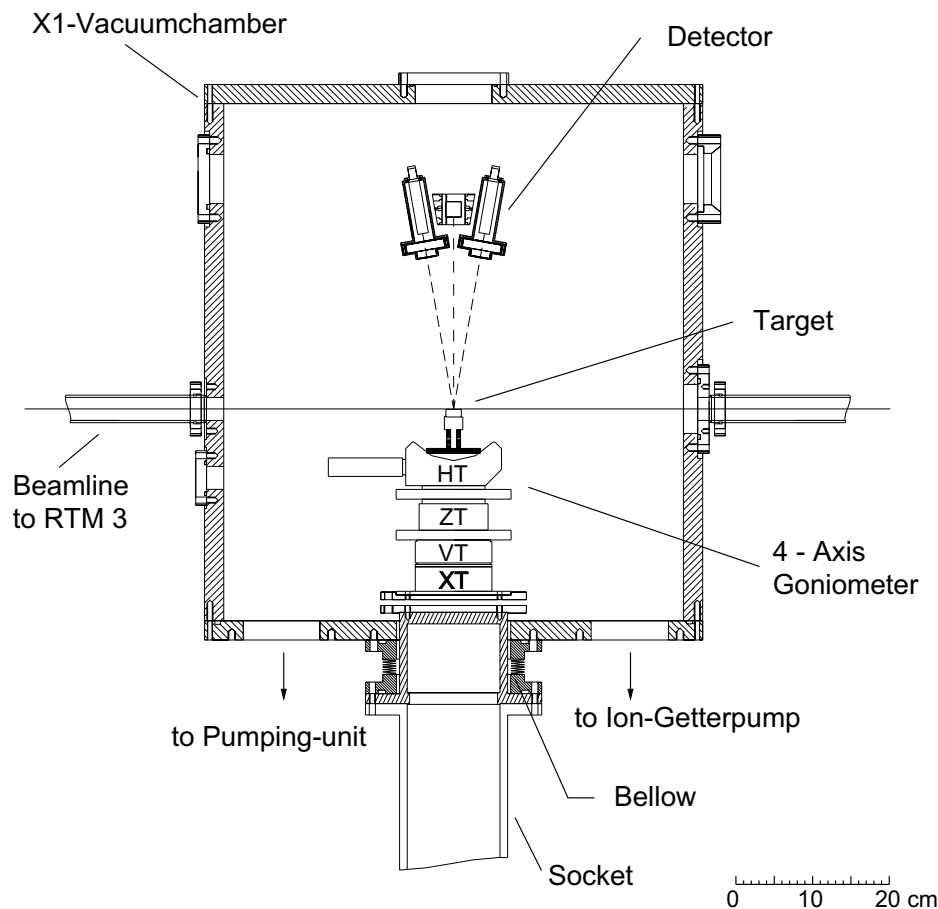


Abbildung 3.2: Aufbau des Smith-Purcell Experimentes in der X1-Kammer

In der Mitte der X1- Kammer befindet sich ein vakuumtaugliches 4-Achsen Goniometer, auf dem das Target zur Erzeugung von Smith-Purcell-Strahlung montiert ist. Zur Schwingungsisoliation steht das Goniometer auf einem Stempel, der in den Hallenboden betoniert ist. Der Stempel ist über einen Balg mit dem Boden der Vakuumkammer verbunden. Das Nachweissystem ist auf einem rotierbaren Spektrometerarm montiert, mit dem der Halb-raum über dem Target abgefahren werden kann.

## 3.2 Der Targetaufbau

Der Targetaufbau ist in Abb. 3.3 dargestellt. Das Target ist auf dem H-Tisch des Goniometers montiert. Eine Grundplatte aus Aluminium dient zur Halterung der einzelnen Komponenten des Targets. Zur Untersuchung des SP-Effektes können darauf unterschiedliche Gitterstrukturen montiert werden, die auf jeweils separaten Trägern gehalten sind. Zur Strahldiagnose werden zusätzlich ein Zinksulfidschirm und ein Drahtmonitor befestigt. Die Grundplatte ist mit dem obersten Tisch des Goniometers verstiftet, so daß das Target reproduzierbar entfernt und wieder montiert werden kann.

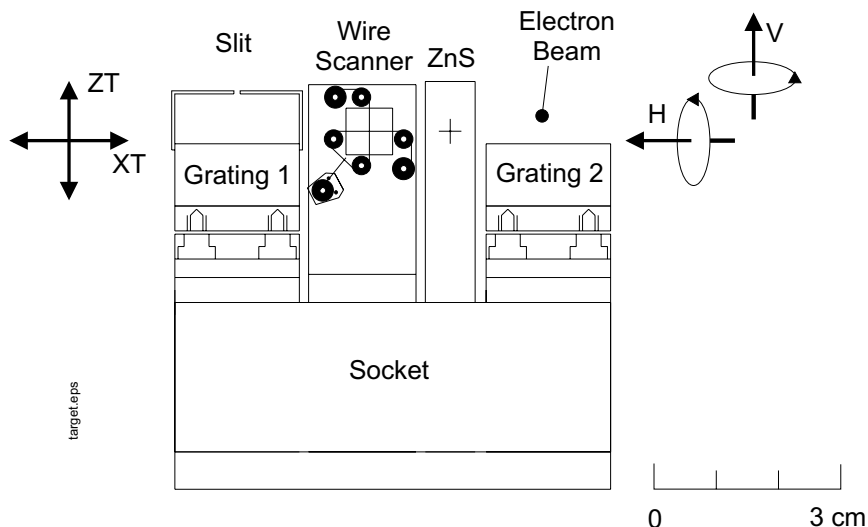


Abbildung 3.3: Der Targetaufbau

Das Target besteht aus einem Zinksulfidschirm und einem Drahtmonitor zur Strahldiagnose, sowie zwei unterschiedlichen Gittern. Mit dem Goniometer kann das Target senkrecht zum Elektronenstrahl in  $X$ - und  $Z$ -Richtung verfahren und um die  $H$ - und  $V$ -Achse gedreht werden.

### Das System zur Strahldiagnose

Der Zinksulfidschirm, der über eine Video-Kamera betrachtet werden kann, dient zur optischen Kontrolle des Elektronen-Strahlflecks am Targetort. Er besteht aus einem 2 mm dicken Aluminiumträger, der von einer Seite mit Zinksulfid beschichtet ist. Trifft der Elektronenstrahl auf diesen Schirm, so kann er mit Hilfe der emittierten Fluoreszenzstrahlung beobachtet werden. In den Schirm ist an definierter Position ein Loch mit einem Durchmesser von  $\varnothing = 200 \mu\text{m}$  gebohrt. Diese Bohrung kann einerseits zur Bestimmung der Position des Strahlflecks am Targetort und andererseits zur Vorfokussierung des Elektronenstrahls verwendet werden, da die Fluoreszenzstrahlung erlischt, wenn der Elektronenstrahl durch die Bohrung tritt.

Um die Größe des Strahlflecks in vertikaler und horizontaler Richtung auszumessen, wird ein Wolframdraht mit einem Durchmesser von  $\varnothing = 10 \mu\text{m}$  verwendet. Der Draht ist über Marcor-Hülsen, die auf einem Aluminiumträger montiert sind, elektrisch isoliert zu einem Kreuz gespannt. Über einen Abgriff am Wolframdraht, der elektrisch isoliert nach außen geführt ist, kann am Drahtkreuz ein elektrisches Signal abgegriffen werden. Trifft ein Teil des Elektronenstrahls auf den vertikalen oder horizontalen Draht, so werden Sekundärelektronen aus dem Draht herausgeschlagen. Die über den Abgriff nachfließende Ladung erzeugt im angeschlossenen ladungsempfindlichen Vorverstärker ein Signal proportional zu der auf den Wolframdraht treffenden Elektronenzahl, das zur Einstellung und Messung des Strahlflecks verwendet wird. Zur Bestimmung des Strahlprofils in vertikaler (horizontaler) Richtung wird der horizontale Draht vertikal (vertikale Draht horizontal) durch das Strahlprofil gefahren und dabei das Sekundärelektronensignal aufgezeichnet.

## Die Gitter

Zur Untersuchung von SP-Strahlung an MAMI standen verschiedene Reflexionsgitter mit Gitterkonstanten von  $D = 0.833 \mu\text{m}$  bis  $D = 9.09 \mu\text{m}$  zur Verfügung. Die Tab. 3.2 gibt eine Übersicht über die Parameter der Gitter mit Dreiecksprofil (Blazegitter), die bei den Untersuchungen von Smith-Purcell-Strahlung im Nahbereich verwendet wurden. Auf die Gitter mit Rechteckprofil wird an dieser Stelle nicht weiter eingegangen, da sich bei den Untersuchungen mit diesen Gittern keinerlei Hinweis auf Smith-Purcell-Strahlung zeigte. Eine Übersicht über diese Gitter und die damit durchgeführten Messungen findet sich bei [Har95].

Bei den Gittern Nr. 1-3 handelt es sich um kommerziell erhältliche replizierte Plan-gitter (Replikagitter), die sonst in der optischen Spektroskopie Verwendung finden. Diese Gitter werden von einem Negativ, das mit einem Diamantstichel in einen Metallträger geritzt wird, abgeformt. Üblicherweise wird das Negativ mit einem  $90^\circ$ -Diamantstichel erzeugt, so daß eine rechtwinklige Dreiecksstruktur entsteht, deren Blazewinkel  $\alpha_{bl}$  über die Neigung des Diamantstichels eingestellt wird. Beim Abformprozeß, der detailliert in [Loe70] beschrieben ist, wird die Gitterstruktur des Negativs in eine Kunstharzschicht übertragen.

Abb. 3.4 zeigt den Aufbau eines Replikagitters. Üblicherweise besteht die Gitterkonstruktion aus einem Glasträger, auf den die Gitterstruktur aus Kunstharz aufgebracht wurde. Die Oberfläche der Gitterstruktur ist in der Regel mit Aluminium beschichtet. Aufgrund des Herstellungsprozesses beträgt die Höhe der Kunstharzschicht ein Vielfaches der Höhe der eigentlichen Gitterstruktur<sup>1</sup>. Die Dicke der Aluminiumschicht beträgt für das Gitter Nr. 1 laut Herstellerangabe (*Milton Roy*) ca. 100 nm. Für die Gitter Nr. 2 und 3 war vom Hersteller (*Edmunds Scientific*) keine derartige Auskunft erhältlich; die Schichtdicke sollte aber aufgrund der optischen Eigenschaften in der gleichen Größenordnung liegen.

Eine Ausnahme bildet das Gitter Nr. 4 vom Hersteller Zeiss. Es handelt sich hierbei um eine Ganzmetallkonstruktion. Die Gitterstruktur wurde direkt mit einem  $70^\circ$ -Diamantstichel in eine  $2 \mu\text{m}$  dicke Goldschicht geritzt, die mittels einer Haftschiicht aus Chrom auf einem vernickelten Aluminiumträger aufgebracht wurde.

Alle Gitter sind jeweils elektrisch isoliert auf einem Gitterträger aus Aluminium gehalten, der zur Unterdrückung von Streulicht geschwärzt wurde. Die metallische Oberfläche der Gitter kann wie das Drahtkreuz elektrisch ausgelesen werden. Berührt der Elektronen-

<sup>1</sup>Eine genaue Angabe bzgl. der Dicke der Kunstharzschicht war von keinem der Hersteller erhältlich.

Tabelle 3.2: Parameter der eingesetzten Gitter mit Dreiecksstruktur. Die Definition des Blazewinkels ist aus Abb. 3.4 ersichtlich, die den typischen Aufbau der Gitterstruktur zeigt.

Nr.	Blaze-winkel	Gitter-konstante	Größe (mm) L x B x H	Oberfläche	Substrat
1	$41.2^\circ$	$0.833 \mu\text{m}$	20x20x10	Aluminium	Glas (BK7)
2	$26.44^\circ$	$0.833 \mu\text{m}$	25x25x10	Aluminium	(BK7)
3	$17.27^\circ$	$0.833 \mu\text{m}$	25x25x10	Aluminium	(BK7)
4	$45^\circ$	$1.0 \mu\text{m}$	15x10x10	Gold	Aluminium

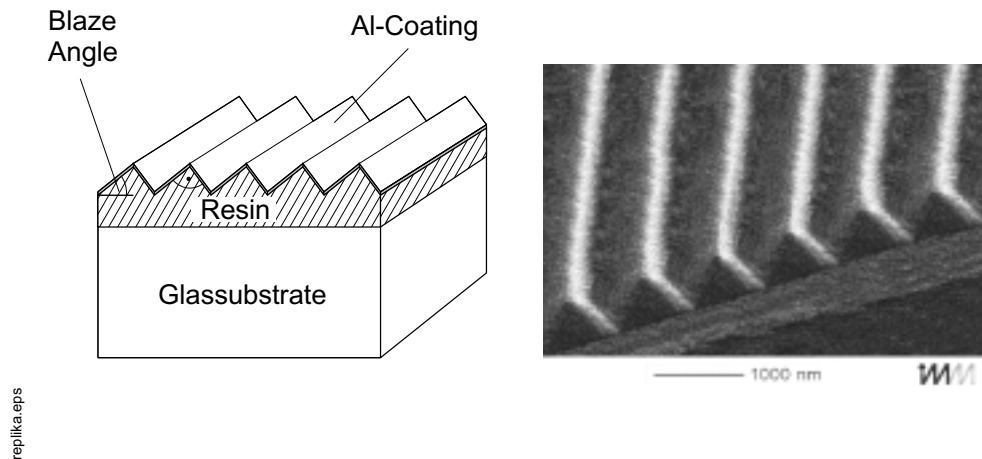


Abbildung 3.4: Aufbau eines Replika-Gitters

links: Auf einem Glassubstrat ist eine Kunstharzschicht aufgebracht, in die das dreieckige Gitterprofil eingepreßt ist. Die Oberfläche der Gitter ist optisch dicht mit Aluminium bedampft.

rechts: Elektronenmikroskopaufnahme der Gitteroberfläche von Gitter Nr. 1 mit einem Blaze-Winkel  $\alpha_{bl} = 41.2^\circ$  (durch den Beobachtungswinkel leicht verzerrt).

strahl die Gitteroberfläche, so erzeugt er ein Sekundärelektronensignal, das zur Bestimmung des absoluten Abstandes zwischen Elektronenstrahl und Gitteroberfläche verwendet wird (vgl.Kap. 4.2).

### 3.3 Das Nachweissystem

Der Nachweis der an der Gitteroberfläche entstehenden optischen Strahlung erfolgt mit zwei Photomultipliern vom Typ Hamamatsu R647P, die auf einem rotierbaren Schwenkarm montiert sind (vgl. Abb. 3.5 ).

Der Schwenkarm ist auf der Welle einer Vakuumdrehdurchführung unter einem Winkel von  $90^\circ$  zum Elektronenstrahl an der Kammerwand montiert. Ein Schrittmotor mit Getriebe mit einer Untersetzung von 1:50 ermöglicht die Drehung des Schwenkarms mit einer Auflösung von  $0.018^\circ$  pro Schritt. Die Ansteuerung des Motors erfolgt über einen CNC-Controller vom Typ C116 der Firma Isel. Die Position des Armes kann mit einem Präzisionspotentiometer sowie über einen auf der Welle montierten Zeiger überprüft werden.

Der Schwenkarm trägt einen Detektortisch, dessen Position auf dem Arm variiert werden kann, so daß die darauf montierten Detektoren auch außerhalb der Ebene  $\phi = 90^\circ$  eingesetzt werden können. Auf dem Detektortisch ist von jeder Seite ein Photomultiplier unter einem Winkel von  $9.5^\circ$  derart befestigt, daß die Symmetrieachsen der Photomultiplier auf den Schnittpunkt der Drehachse des Schwenkarmes mit dem Elektronenstrahl und damit auf die Mitte des Gitters zeigen. Vor jedem Photomultiplier befindet sich ein optisches System bestehend aus einer Linse (Brennweite von  $f=20$  mm,  $\varnothing=22.4$  mm)

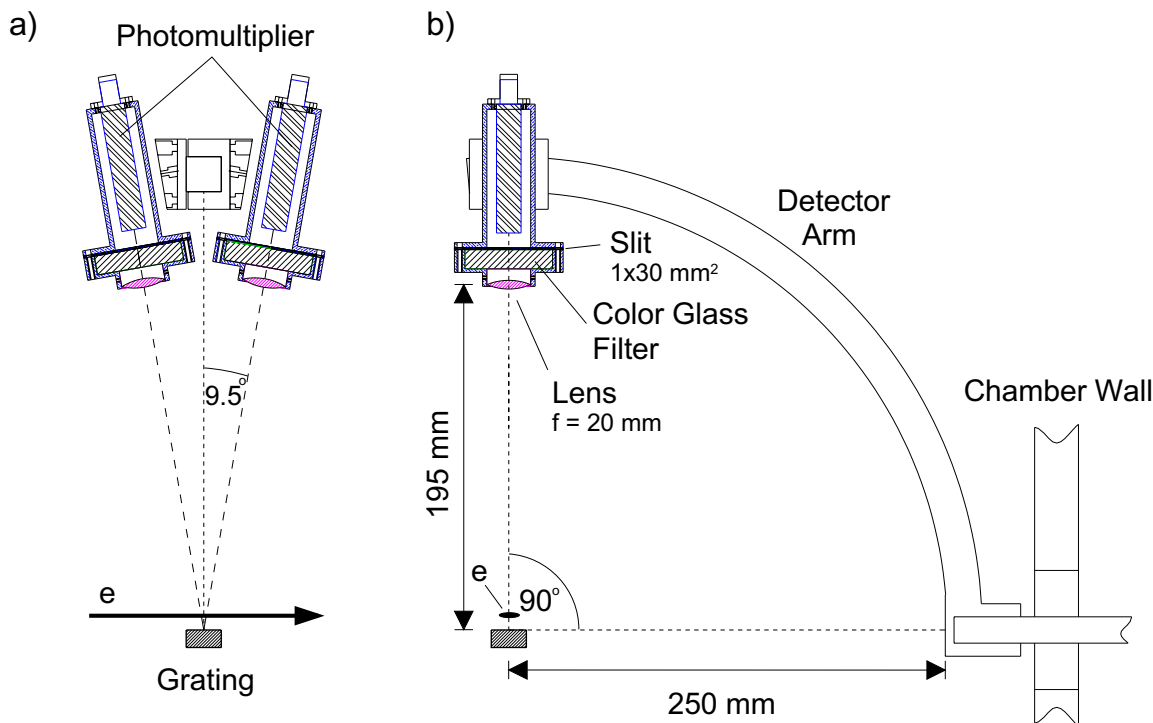


Abbildung 3.5: Anordnung zum Nachweis von optischer Smith-Purcell-Strahlung  
Das Nachweissystem

a) Auf einem schrittmotorgetriebenen Spektrometerarm sind zwei Photomultiplier jeweils unter einem Winkel von  $9.5^\circ$  montiert. Durch Drehung des Armes kann der Beobachtungswinkel  $\theta$  variiert werden. b) Vor jedem Photomultiplier ist ein Farbglasfilter zur Selektion der Beobachtungswellenlänge montiert; eine Linse definiert zusammen mit einer Blende den Raumwinkel des Detektors. In der Standardanordnung sind beide Detektoren in der Ebene  $\phi = 90^\circ$  montiert. Der Arm wird um die gestrichelte Achse gedreht.

und einer 1 mm breiten Schlitzblende, die im Brennpunkt der Linse positioniert ist. Der Spalt ist parallel zu den Gitterstrichen ausgerichtet. Auf diese Weise werden in der Beobachtungsebene (gebildet aus Elektronenstrahl und Beobachtungsrichtung) nahezu nur zur Linsenachse parallele Strahlen auf den Photomultiplier abgebildet, während senkrecht dazu der gesamte Öffnungswinkel der vom Gitter emittierten Strahlung, die auf die Linse trifft, vom System Linse Blende akzeptiert wird. Zur Wellenlängenselektion wird vor jedem Photomultiplier ein Farbglasfilter mit einer Zentralwellenlänge von  $\lambda=360$  nm bzw.  $\lambda=546$  nm mit einer Halbwertsbreite von  $\text{FWHM}=30$  nm verwendet, der zwischen Linse und Spalt montiert wird. Zur Unterdrückung von Streulicht ist das gesamte Nachweissystem, bestehend aus Linse, Farbfilter, Blende und Photomultiplier in einem geschlossenen zylindrischen Aluminiumgehäuse untergebracht, das von innen und außen geschwärzt wurde.

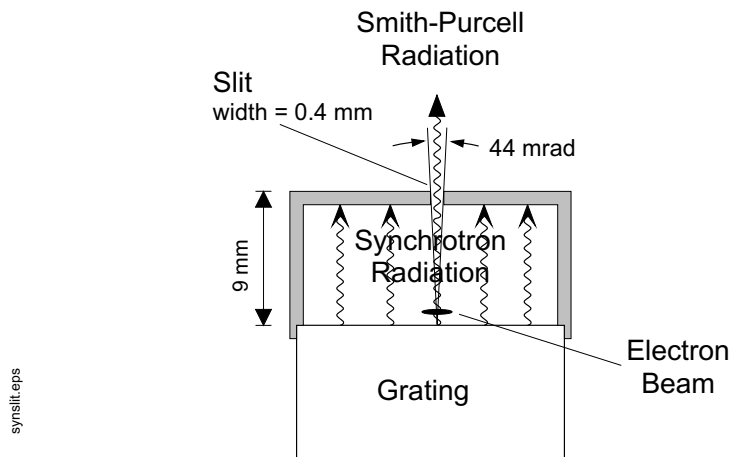


Abbildung 3.6: Blende zur Unterdrückung der Synchrotronstrahlung.

Eine über dem Gitter montierte Schlitzblende (Breite  $b=400\ \mu\text{m}$ , Länge  $l=45\ \text{mm}$ ) beschränkt den Öffnungswinkel der Strahlung auf  $44\ \text{mrad}$ . Aufgrund der Emissionscharakteristik kann die beim Überflug erzeugte Smith-Purcell-Strahlung die Blende passieren, während ein Großteil der gebeugten Synchrotronstrahlung zurückgehalten wird.

### 3.4 Maßnahmen zur Reduzierung von Synchrotronstrahlung

Durchläuft der Elektronenstrahl die strahloptischen Elemente vor der X1-Kammer (vgl. Abb. 3.1), so emittiert er Synchrotronstrahlung auch im sichtbaren Spektralbereich, die auf den Targetort in der Kammer abgebildet wird. Um den durch die Synchrotronstrahlung hervorgerufenen Untergrund zu minimieren, wurden verschiedene Maßnahmen getroffen :

1. Das Strahlrohr unmittelbar vor der X1-Kammer wurde auf einer Länge von ca.  $1.7\ \text{m}$  mit wasserlöslichem Graphit geschwärzt. Ebenso wurde mit den Innenseiten der Vakuumkammer verfahren. Gestreute Synchrotronstrahlung, die in diesem Bereich auftritt, wird absorbiert.

2. Zwei in das Strahlrohr fest installierte geschwärzte Blenden mit einem Durchmesser von  $\varnothing=10\ \text{mm}$  im Abstand von  $2.3\ \text{m}$  vom Kammermittelpunkt und direkt am Kammertritt blenden einen Teil der produzierten Synchrotronstrahlung aus und beschränken die Divergenz der Synchrotronstrahlung auf max.  $5\ \text{mrad}$ . Mit einem Blendenrad, das am Kammertritt auf einer Vakuumdrehdurchführung montiert ist, können noch weitere Blenden von unterschiedlicher Größe in den Strahl gefahren werden. Ein Versuch, am Kammertritt mit einem Blendendurchmesser von  $\varnothing < 2\ \text{mm}$  bzw. mit dünnen Aluminiumfolien ( $20\ \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ) zu arbeiten, führte nur zu einer Erhöhung des Strahlungsuntergrundes. Eine detaillierte Beschreibung des Blendenrades und der damit durchgeführten Untersuchungen findet sich in [Har95].

3. Für Untersuchungen der beim Überflug erzeugten SP-Strahlung im Fernbereich kann auf den einzelnen Gittern eine Schlitzblende montiert werden (vgl. Abb. 3.6). Im Experiment wird diese Blende parallel zum Elektronenstrahl ausgerichtet. Die Blende beschränkt den

Öffnungswinkel der Strahlung, die den Detektor von der Gitteroberfläche erreichen kann auf 44 mrad. Die Konstruktion der Blende berücksichtigt die spezielle Emissionscharakteristik der beim Überflug erzeugten SP-Strahlung in  $\phi$ -Richtung, die für eine Strahlenergie von 855 MeV ab einem Strahl-Gitterabstand  $d = 0.3 \cdot h_{int}$  den Detektor ungehindert erreichen kann. Gleichzeitig wird durch die Blende die effektive Fläche des Gitters für Synchrotronstrahlung, die am Gitter spektral zerlegt wird und dann den Detektor erreichen kann, wesentlich verringert und somit das Signal zu Untergrund Verhältnis verbessert.

### 3.5 Datenaufnahme und Experimentsteuerung

Die Erfassung der Daten erfolgt im Meßraum der X1-Kollaboration, der vom Experimentierplatz ca. 80 m entfernt ist, so daß die Meß- und Steuersignale über diese Strecke übertragen werden müssen. Um die Ausbildung von Erdschleifen zu vermeiden, erfolgt die Spannungsversorgung des Experimentes in Halle B und im Meßraum galvanisch getrennt über Trenntransformatoren. Die Referenzerde ist dabei durch die X1-Kammer gegeben.

Die Messungen erfolgen im Pulsbetrieb des Beschleunigers bei einer Strahlenergie  $E = 855$  MeV mit Diagnoseimpulsen, die eine Pulslänge von ca. 10 ns aufweisen. Typischerweise wird eine Wiederholfrequenz  $\nu_{rep} = 2.26$  kHz und ein Strahlstrom von  $I_{Puls} = 58 \mu A$  im Puls gewählt. Der Pulsbetrieb bietet gegenüber dem cw-Betrieb die Möglichkeit, nur zeitlich mit dem Elektronenstrahl korrelierte Ereignisse aufzuzeichnen und so vom Elektronenstrahl unabhängigen Untergrund zu unterdrücken.

Die zur Steuerung des Experimentes und zur Aufnahme der Daten verwendete Elektronik ist in Abb. 3.7 dargestellt. Die Tabelle 3.3 enthält eine Liste der verwendeten elektronischen Komponenten mit den in Abb. 3.7 verwendeten Abkürzungen. Mit dem Datenaufnahmesystem werden die Signale der beiden Photomultiplier in der X1-Kammer (PM1 und PM2), des Ferritmonitors FEMO 07 sowie die Signale des Drahtmonitors und der beiden auslesbaren Gitteroberflächen aufgezeichnet. Der Ferritmonitor, der sich in der Extraktion des RTM 3 befindet, liefert ein Induktionsspannungssignal, das proportional zum durchlaufenden Ladungsimpuls ist. Das Signal dient einerseits zur Erzeugung eines Triggersignales für die verwendeten Analog Digital Converter (ADC), zum anderen ermöglicht es die Korrektur von möglichen Schwankungen im Strahlstrom.

Die Signale der Photomultiplier werden mit einem Vorverstärker (Le Croy Mod. 612 A) 10-fach verstärkt, bevor sie die Übertragungstrecke in den Meßraum zurücklegen. Im Meßraum werden die Signale mit einem Linear Fan Out (Le Croy 428 F) verzweigt. Die Digitalisierung erfolgt in einem ladungsintegrierenden ADC (Q-ADC) (Le Croy Mod. 2249 W). In einem weiteren Zweig wird das Gate für den Q-ADC erzeugt, der genau dann ausgelesen werden soll, wenn mindestens einer der beiden Photomultiplier in Koinzidenz mit dem Signal vom Ferritmonitor, das vom durchlaufenden Diagnoseimpuls erzeugt wird, angesprochen hat. Dazu wird das jeweilige Photomultipliersignal ein weiteres Mal verstärkt und dann auf einen Diskriminator (Const. Fr. Discr. CF 8000) gegeben, dessen Schwelle so eingestellt ist, daß sie elektronisches Rauschen unterdrückt. Das logische Ausgangssignal des Diskriminators wird jeweils über ein UND-Gatter (Le Croy Mod. 622) mit einem logischen Signal verknüpft, das vom Ferritmonitor über einen Diskriminator (LRS Mod. 620 CL) und einen Gate-Delay Generator (Ortec GG 8010) erzeugt wird. Die Ausgangssignale der beiden UND-Gatter werden über ein ODER-Gatter (Le Croy Mod. 622) miteinander

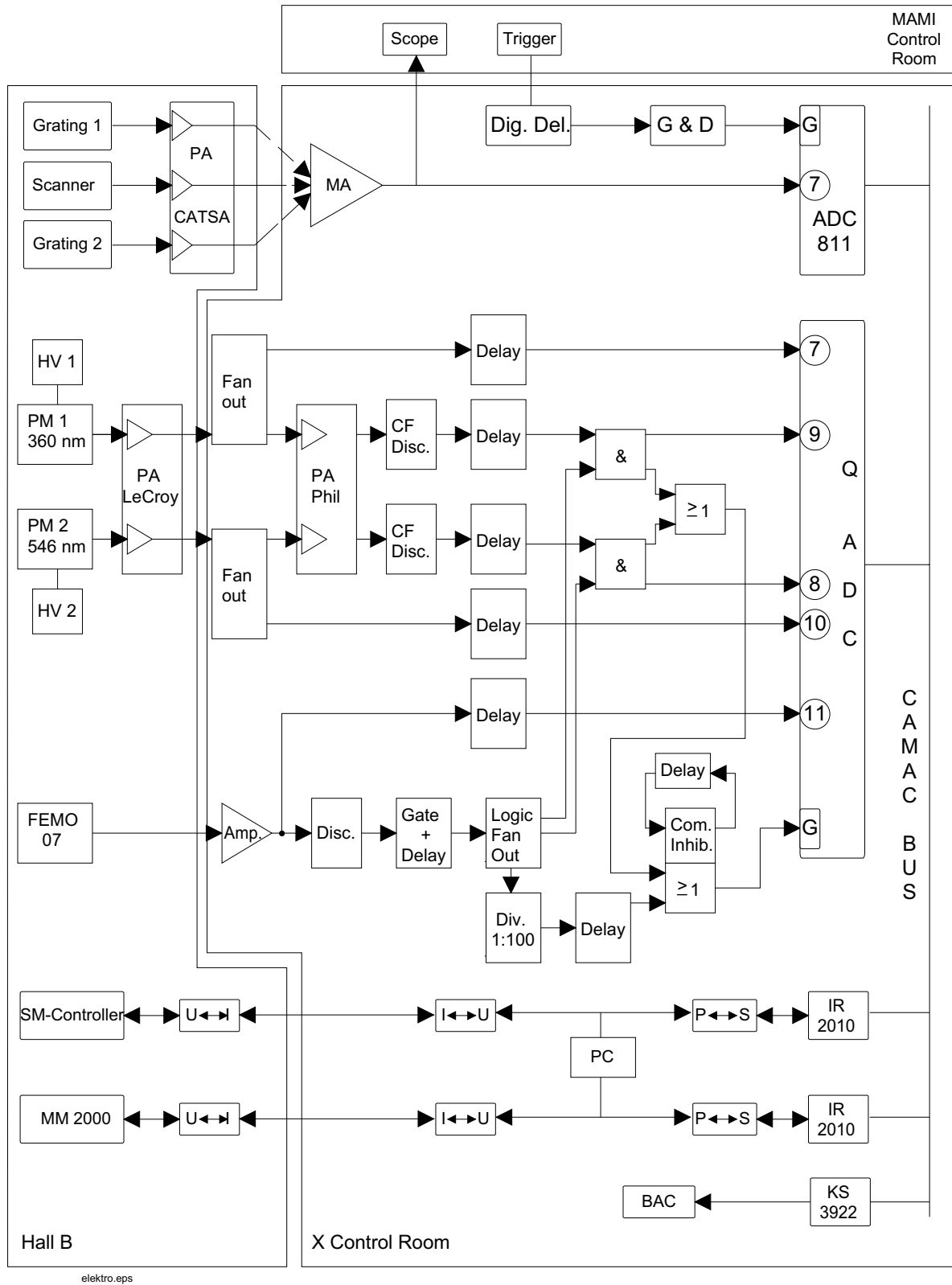


Abbildung 3.7: Das Datenaufnahmesystem.

Eine Beschreibung der einzelnen Elemente findet sich in Tab. 3.3



verknüpft.

Das Ausgangssignal des ODER-Gatters stellt im wesentlichen bereits das Gate für den Q-ADC dar. Es wird über ein weiteres ODER-Gatter mit dem 1:100 unteretzten logischen Signal vom Ferritmonitor verknüpft. Auf diese Weise wird der Q-ADC auf 100 Diagnoseimpulse mindestes einmal ausgelesen, auch wenn keiner der beiden Photomultiplier angesprochen hat, so daß auch in diesem Fall eine Aussage über das Signal von der Gitteroberfläche getroffen werden kann. Zur Überprüfung, welcher der beiden Photomultiplier angesprochen hat, wird zusätzlich das diskriminierte Photomultipliersignal mit dem Q-ADC aufgezeichnet. Die zeitliche Abfolge der Signale am Q-ADC ist in Abb. 3.8 dargestellt. Die Sekundärelektronensignale der Gitteroberfläche und des Drahtmonitors werden mit einem ladungsempfindlichen Vorverstärker (Typ CATSA GSI) und einem Filterverstärker (Canberra Mod. 2025) aufbereitet, bevor sie mit dem spannungsempfindlichen ADC (Ortec AD811) digitalisiert werden. Das Gate für den AD 811 wird mit dem Triggersignal der Elektronenkanone über eine Digitale Delay Box und einen Gate Generator (Phillips Quad Gate+Del.) erzeugt und ist mit dem Gate für den Q-ADC zeitlich synchronisiert. Das Auslesen des AD 811 erfolgt nur dann, wenn am Q-ADC ein Signal anliegt.

Abkürzung	Beschreibung, Gerätetyp
HV1, HV2	Multiplier-Spannungsversorgung, <i>Canberr Mod. 3002D</i>
PA LeCroy	Multipliierverstärker (x10), <i>LeCroy Mod. 612A</i>
PA Phil	Multipliierverstärker (x10), <i>Phillips Scientific Mod. 777</i>
Fan out	Linear Fan in/Fan out, <i>LeCroy Mod 428F</i>
CF Disc.	Constant Fraction Diskriminator, <i>GSI Mod. CF8000</i>
Delay	Octal variable Delay, <i>GSI Mod. DV8000</i>
&, $\geq$	Quad. Coincidence, <i>LeCroy Mod. 622</i>
Amp.	Quad. fast Amplifier (x3), <i>GSI Mod. FA4000</i>
Disc.	Diskriminator, <i>LRS Mod. 620 CL</i>
Gate+Delay	Gate und Delay-Generator, <i>Ortec Mod. GG8010</i>
Logic Fan out	Logic Fan in/Fan out, <i>LeCroy Mod 429A</i>
Div. 1:100	Untersetzer 1:100, <i>ESN Mod. RD2000</i>
Q ADC	Analog-Digital-Wandler, <i>LeCroy Mod. 2249W</i>
PA Catsa	ladungsempfindlicher Vorverstärker, <i>CATSA/GSI</i>
MA	Filterverstärker, <i>Canberra Mod. 2025</i>
Dig. Del.	Digital Delay, <i>Eigenbau E-Labor Mod. GDF931107</i>
G&D	Gate und Delay Generator, <i>Phillips Scientific Quad Gate+Delay</i>
ADC 811	Analog-Digital-Wandler, <i>Ortec Mod. AD811</i>
MM2000	Goniometersteuerung, <i>Newport Mod. MM2000</i>
SM-Controler	Schrittmotorsteuerung, <i>ISEL Mod. C116</i>
U $\leftrightarrow$ I	Spannungs-Strom Wandler, <i>Eigenbau E-Labor</i>
P $\leftrightarrow$ S	Parallel-Seriell Wandler, <i>Eigenbau E-Labor</i>
PC	IBM-kompatibler PC
IR 2010	Input-Register, <i>Kinetic Systems Mod. 3495</i>
KS 3922	Crate Controller, <i>Kinetic Systems Mod. 3922</i> (mit PC Einsteckkarte, <i>Kinetic Systems Mod. 2926</i> )

Tabelle 3.3: *Liste der im Experiment verwendeten elektronischen Geräte*

Zusätzlich zu den Photomultipliersignalen und den Signalen von der Gitteroberfläche und vom Drahtmonitor wird die aktuelle Position des Schrittmotors zum Antrieb des Schwenkarmes oder alternativ dazu des Goniometers über ein Input Register eingelesen. Die Auslese der digitalisierten Signale zum Meßrechner erfolgt über den CAMAC-Bus mit dem Meßprogramm BAC [Bar91].

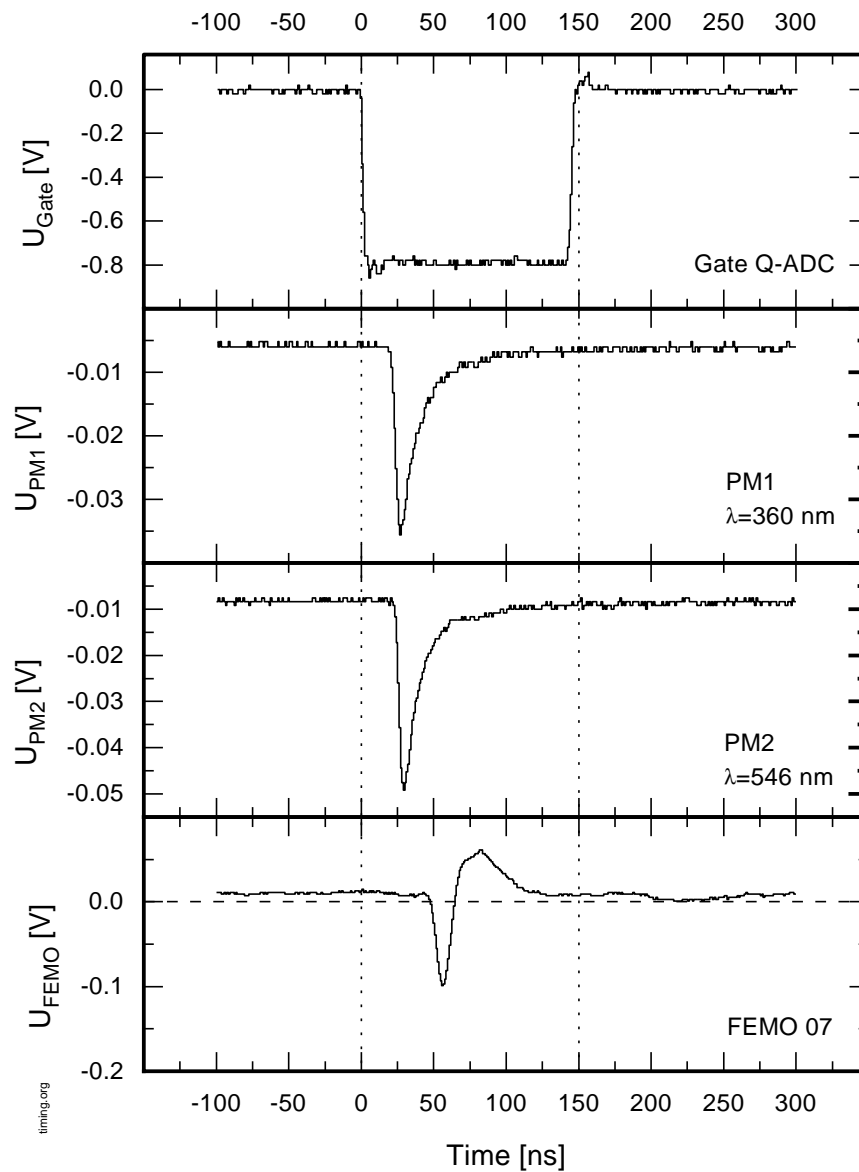


Abbildung 3.8: Gate und Signale am Q-ADC. Das aus dem FEMO07-Signal erzeugte Gate hat eine Länge von ca. 150 ns. Die Zeitverzögerung der Photomultipliersignale beträgt ca. 20 ns, die Zeitverzögerung des Ferritsignals ca. 50 ns.

# Kapitel 4

## Durchführung der Messungen

Die hier beschriebenen Experimente zur Untersuchung von SP-Strahlung am Mainzer Mikrotron (MAMI) fanden im Zeitraum von April 1994 bis Juni 1996 statt.

Die Experimente wurden bei einer Elektronenstrahlenergie von 855 MeV mit Diagnoseimpulsen des Beschleunigers durchgeführt, deren Pulsdauer ca. 10 ns beträgt. Die Amplitude der Diagnoseimpulse wurde so eingestellt, daß die mit einem Oszilloskop im MAMI Kontrollraum abgelesene Spannungsamplitude des Ferritmonitorsignals des FEMO07 bei  $(170 \pm 10)$  mV lag. Dies entspricht nach Gl. (5.8) einem Strahlstrom von  $(57.8 \pm 3.8)$   $\mu\text{A}/\text{Puls}$ . In diesem Betriebsmodus des Beschleunigers sind die Strahlemitenzen in vertikaler und horizontaler Richtung durch

$$\varepsilon_v = 1\pi \text{ nm rad} \quad \text{bzw.} \quad \varepsilon_h = 7\pi \text{ nm rad}$$

gegeben [Hag95].

Die Durchführung der Messungen läßt sich nach folgendem Ablauf gliedern:

1. Einstellung und Bestimmung der Strahlfleckgröße am Targetort
2. Ausrichtung des Gitters an den Elektronenstrahl und Bestimmung des Abstandes vom Strahlschwerpunkt zur Gitteroberfläche.
3. Untersuchung der erzeugten Strahlung.

Auf die einzelnen Punkte soll in den folgenden Abschnitten näher eingegangen werden.

### 4.1 Einstellung und Bestimmung der Strahlfleckgröße

Zu Beginn einer jeden Strahlzeit muß der Elektronenstrahl am Targetort fokussiert werden. Besonderes Gewicht wird dabei auf eine geringe vertikale Strahlausdehnung gelegt, die eine effiziente Strahlungserzeugung erlaubt (siehe Vorüberlegungen in Kap. 2.6).

Die Fokussierung des Elektronenstrahls erfolgt mit dem Quadrupoldublett vor der Experimentierkammer (vgl. Abb. 3.1). Es wird zunächst eine Voreinstellung der Strahlfleckgröße mit Hilfe des ZnS-Schirmes vorgenommen, bevor die weitere Fokussierung des Elektronenstrahles mit dem Drahtmonitor erfolgt. Dazu wird abwechselnd der vertikale und der horizontale Draht in den Elektronenstrahl gefahren und mit Hilfe des Sekundärelektronensignales des entsprechenden Drahtes die Einstellung des jeweilig fokussierenden Quadrupols optimiert. Ist das Sekundärelektronensignal des vertikalen und des

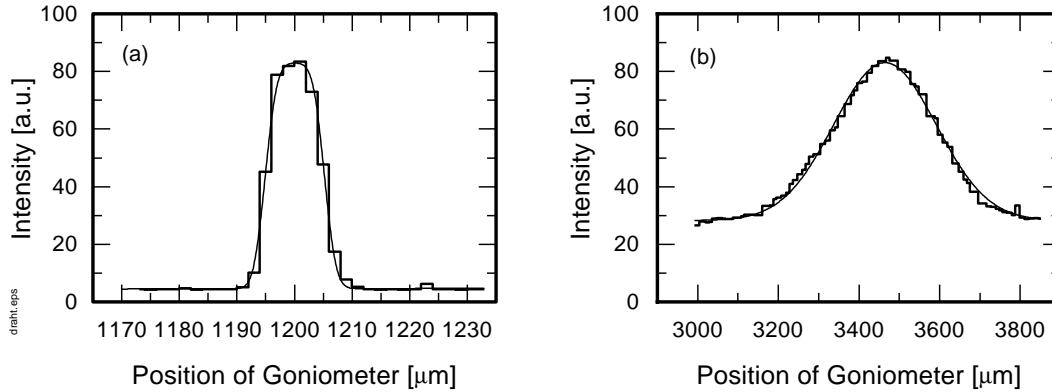


Abbildung 4.1: *Vertikales und horizontales Elektronenstrahlprofil*

*Aufgetragen ist das Sekundärelektronensignal des Drahtmonitors als Funktion der Goniometerposition in vertikaler (a) und in horizontaler Richtung (b). Die gemessenen Profile lassen sich durch eine Faltung von Gauß- und Kastenfunktion beschreiben. Aus der Anpassung ergibt sich die  $1\sigma$ -Breite des Elektronenstrahles vertikal zu  $\sigma_z = 1.7 \mu\text{m}$  und horizontal zu  $\sigma_x = 127 \mu\text{m}$ .*

horizontalen Drahtes maximal, so ist die kleinstmögliche Strahlausdehnung am Targetort erreicht. Zur Messung der Strahlfleckgröße werden beide Drähte nacheinander mit dem X- bzw. Z-Tisch des Goniometers schrittweise durch den Elektronenstrahl gefahren und das Sekundärelektronensignal des jeweiligen Drahtes sowie die Position des Goniometertisches aufgezeichnet.

Abb. 4.1 zeigt zwei typische Meßkurven, die in vertikaler und horizontaler Richtung in der im Juni 1996 durchgeführten Strahlzeit aufgezeichnet wurden. Mit eingezeichnet ist eine Anpassung an die gemessenen Daten, die sich aus der Faltung eines normalverteilten Strahlprofils und eines kastenförmigen Drahtprofils (Breite= $10 \mu\text{m}$ ) ergibt.

Typischerweise lassen sich am Targetort Strahlausdehnungen von  $\sigma_z = 1.5 \dots 3 \mu\text{m}$  in vertikaler Richtung und von  $\sigma_x = 60 \dots 130 \mu\text{m}$  in horizontaler Richtung erreichen. Die zugehörige Divergenz des Elektronenstrahles in vertikaler bzw. horizontaler Richtung ergibt sich aus den jeweiligen Emittanzwerten zu  $\sigma_{z'} = 0.667 \dots 0.33 \text{ mrad}$  und  $\sigma_{x'} = 0.117 \dots 0.054 \text{ mrad}$  entsprechend der Fokussierung. Daraus resultiert eine Strahlaufweitung vor und hinter dem Fokus, die speziell in vertikaler Richtung die Entstehung von SP-Strahlung im Nahbereich beeinflusst. Abb. 4.2 zeigt die Strahlausdehnung in vertikaler Richtung entlang des Elektronenstrahles, wie sie sich aus der Envelopengleichung [Bra90] unter Berücksichtigung der Emittanz und der gemessenen Strahlausdehnung  $\sigma_z$  berechnet.

Die Lage des mit dem Drahtmonitor eingestellten Fokus entlang der Strahlachse (y-Richtung) kann von der y-Position des Drahtmonitors abweichen, da der Drahtdurchmesser ( $\varnothing = 10 \mu\text{m}$ ) größer als die damit ermittelte Strahlbreite ist. In diesem Fall würde der Strahlfokus bei den nachfolgenden Untersuchungen zur SP-Strahlung in y-Richtung nicht symmetrisch über der Mitte der Gitteroberfläche liegen, was eine größere mittlere Strahlausdehnung über dem Gitter und damit eine weniger effiziente Strahlungserzeugung im

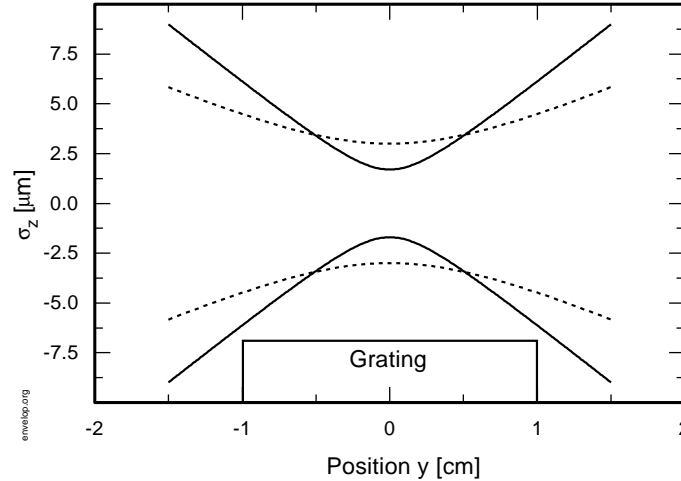


Abbildung 4.2: *Vertikale Elektronenstrahlausdehnung entlang der Strahlachse*  
 Aufgetragen ist die nach der Envelopengleichung berechnete vertikale Elektronenstrahlausdehnung ( $1\sigma$ -Breite) als Funktion der  $y$ -Koordinate (entlang des Elektronenstrahls). Die Strahlbreite im Fokus ( $y=0$ ) beträgt  $\sigma_z = 1.7 \mu\text{m}$  (durchgezogene Linie) bzw.  $\sigma_z = 3 \mu\text{m}$  (gestrichelte Linie). Zum Größenvergleich ist die Länge des Gitters Nr.1 mit eingezeichnet.

Nahbereich zur Folge hätte. Die Unsicherheit in der Position des Strahlfokus  $\Delta y_v$  kann aus dem Variationsbereich des Magnetstroms für den fokussierenden Quadrupol, innerhalb dessen keine Änderung im maximalen Sekundärelektronensignal des Drahtkreuzes feststellbar war, zu  $\Delta y_v \approx 5\text{mm}$  abgeschätzt werden [Kub98].

## 4.2 Ausrichtung des Gitters und Bestimmung des Abstandes zwischen Elektronenstrahl und Gitteroberfläche

Bevor mit den eigentlichen Untersuchungen zur SP-Strahlung begonnen werden kann, muß das Gitter parallel zum Elektronenstrahl ausgerichtet und die Position des Elektronenstrahlschwerpunktes relativ zur Gitteroberfläche bestimmt werden. Dazu wird das Gitter mit dem Goniometer in die zuvor mit dem Theodoliten bestimmte Grundposition gebracht. Zur Ausrichtung des Gitters dient das Sekundärelektronensignal von der elektrisch auslesbaren Gitteroberfläche.

Das Sekundärelektronensignal entsteht wenn ein Teil des hochrelativistischen Elektronenstrahls das Gittermaterial durchquert und dabei aus dem Material Sekundärelektronen herauslöst. Die dabei beteiligten Prozesse sind in Abb. 4.3 dargestellt. Das Meßsignal, das durch die zum Ladungsausgleich auf die Gitteroberfläche nachfließenden Elektronen entsteht, wird mit der in Abb. 3.7 gezeigten Elektronik aufgezeichnet. Aufgrund von Influenzeffekten können auch Sekundärelektronen, die wenige  $\mu\text{m}$  unter der Aluminiumoberfläche des Gitters aus der Kunstharzschicht herausgelöst werden zum Sekundärelektronensignal beitragen.

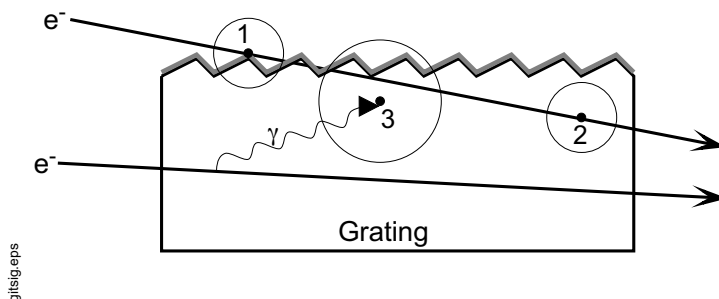


Abbildung 4.3: Entstehung von Sekundärelektronen im Gittermaterial

Durchqueren hochrelativistische Elektronen des Strahls das Gittermaterial, so entstehen dabei Sekundärelektronen im Gittermaterial, die entweder direkt durch Stoßionisation (1) (2) oder über die im Gittermaterial entstehende Bremsstrahlung (3) erzeugt werden. Nach den Betrachtungen in Anhang D ist der dominierende Auslöseprozeß die Stoßionisation. Etwa 50% der zum Sekundärelektronensignal beitragenden Sekundärelektronen haben eine Reichweite von mehr als  $10\ \mu\text{m}$  (durch Kreise angedeutet); sie können den Gitterkörper auch dann verlassen, wenn der Abstand des Erzeugungsortes von der Gitteroberfläche etwa  $10\ \mu\text{m}$  beträgt.

#### 4.2.1 Ausrichtung des Gitters

Unter der Voraussetzung, daß der zuvor mit dem Draht eingestellte Fokus genau auf dem Draht und damit über der Mitte des Gitters liegt, läßt sich die Parallelposition des Gitters iterativ ermitteln. Das dazu verwendete Verfahren wird anhand von Abb. 4.4 erläutert. Zunächst wird der Abstand zwischen Elektronenstrahl und Gitteroberfläche soweit verringert, bis ein meßbares Sekundärelektronensignal an der auslesbaren Gitteroberfläche entsteht. Dieses Signal wird nun durch Verdrehen des H-Tisches minimiert. Hat man ein

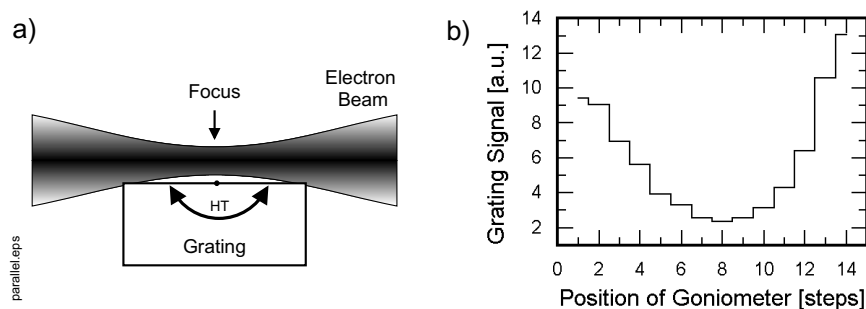


Abbildung 4.4: Aufsuchen der Parallelstellung des Gitters zum Elektronenstrahl

a) Das Sekundärelektronensignal wird in Abhängigkeit von der Position des H-Tisches aufgezeichnet. b) Gemessenes Sekundärelektronensignal als Funktion der Position des H-Tisches (1 Schritt =  $0.01^\circ$ ). Bei minimalem Sekundärelektronensignal ist die Parallelstellung erreicht.

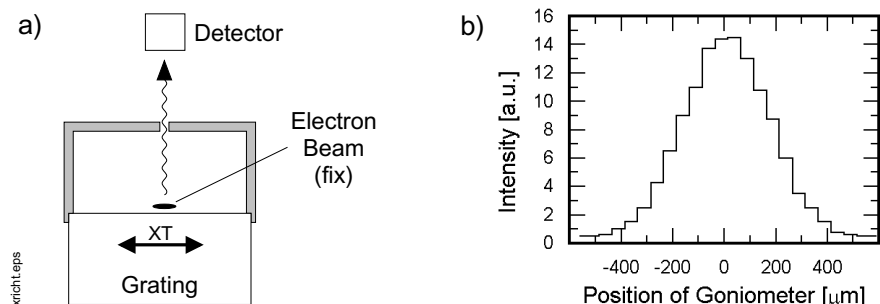


Abbildung 4.5: Ausrichtung der Gitterblende

a) Das Gitter mit montierter Schlitzeblende wird mit dem X-Tisch gegen den Elektronenstrahl verfahren und dabei wird mit dem Photomultiplier die vom Gitter emittierte Strahlung aufgezeichnet. Bei maximalem Photomultiplier-signal ist die optimale X-Position der Blende erreicht. b) Aufgetragen ist die mit dem Photomultiplier nachgewiesene Intensität als Funktion der Position des X-Tisches.

endliches Minimum gefunden, so ist die Parallelposition des Gitters erreicht<sup>1</sup>. Verschwindet das Sekundärelektronensignal vollständig, so muß die Prozedur erneut durchgeführt werden.

Anschließend wird die Position des Z-Tisches ermittelt, bei der bei größtmöglicher Verstärkung des Sekundärelektronensignales gerade noch ein Signal von der Gitteroberfläche meßbar ist. Diese Position wird als Berührungspunkt bezeichnet.

Ist auf dem Gitter zur Unterdrückung von Synchrotronstrahlung eine Schlitzeblende montiert, so muß diese ebenfalls zum Strahl ausgerichtet werden. Die Ausrichtung der Blende erfolgt bei Parallelstellung des Gitters mit Hilfe der von der Gitteroberfläche emittierten Strahlung (vgl. Abb. 4.5). Dazu wird die Position des Schwenkarmes mit Hilfe der Kohärenzbeziehung (2.1) so gewählt, daß sich der Photomultiplier für den Nachweis von  $\lambda = 546 \text{ nm}$  im 1. Interferenzmaximum der emittierten Strahlung befindet. Der Abstand zwischen Gitteroberfläche und Elektronenstrahl wird so gewählt, daß sich die Gitteroberfläche ca.  $50 \mu\text{m}$  jenseits des Berührungspunktes befindet, um den Einfluß einer möglichen Verkippung des Gitters um die Elektronenstrahlachse, die mit dem Goniometer nicht korrigiert werden kann, zu minimieren. Zur Optimierung der Blendenposition wird die mit dem Photomultiplier registrierte Strahlung als Funktion der Position des X-Tisches aufgezeichnet. Die optimale Position der Blende ist erreicht, wenn die mit dem Photomultiplier registrierte Intensität maximal ist.

#### 4.2.2 Bestimmung des Abstandes

Nachdem das Gitter zum Elektronenstrahl ausgerichtet ist, kann die Position der Gitteroberfläche relativ zum Schwerpunkt des Elektronenstrahlprofils bestimmt werden. Das dazu verwendete Verfahren wird anhand von Abb. 4.6 erläutert.

<sup>1</sup>Der maximale Fehler  $\Delta h$  in der horizontalen Ausrichtung des Gitters, der entsteht wenn der Strahlfokus nicht über der Gittermitte liegt, kann durch die vertikale Strahldivergenz  $\sigma'_z$  abgeschätzt werden. Mit den o.g. genannten Zahlenwerten ergibt sich  $\Delta h \leq 0.04^\circ$

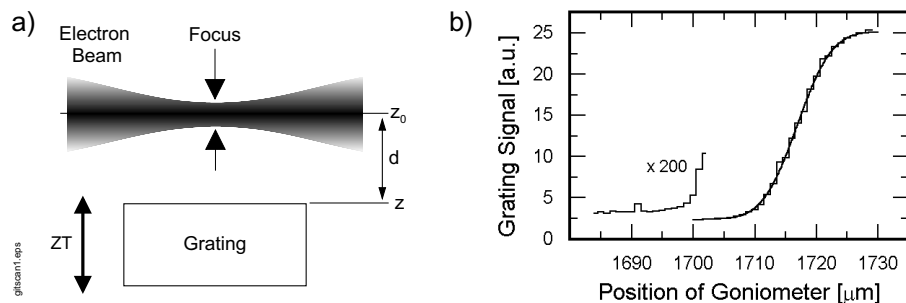


Abbildung 4.6: *Bestimmung der Position des Strahlschwerpunktes*

a) Das Gitter wird mit dem Z-Tisch schrittweise durch das Elektronenstrahlprofil gefahren und dabei das Sekundärelektronensignal von der Gitteroberfläche aufgezeichnet. b) Aufgetragen ist das Sekundärelektronensignal von der Gitteroberfläche gegen die Position des Z-Tisches des Goniometers. Die Bestimmung der Position  $z_0$ , an der sich die Gitteroberfläche im Strahlschwerpunkt befindet, erfolgt aus dem Wendepunkt des aufgezeichneten Sekundärelektronensignals, das im wesentlichen eine integrale Messung des Elektronenstrahlprofils wiedergibt.

Bei diesem Verfahren nutzt man aus, daß die Zahl der im Gittermaterial erzeugten Sekundärelektronen mit der Zahl der das Gittermaterial durchquerenden primären Strahlelektronen und deren Trajektorienlänge im Gittermaterial anwächst. Da zum Sekundärelektronensignal von der Gitteroberfläche eine Oberflächenschicht des Gitters von mindestens  $10 \mu\text{m}$  Dicke<sup>2</sup> beiträgt, die vertikale Elektronenstrahlausdehnung über dem Gitter mit  $\sigma_z = 1.5 \dots 3 \mu\text{m}$  aber deutlich geringer als die Dicke dieser Oberflächenschicht ist, stellt das aufgezeichnete Sekundärelektronensignal im wesentlichen das Resultat einer integralen Messung des Elektronenstrahlprofils dar.

Die Goniometerposition  $z_0$ , bei der sich die Gitteroberfläche im Schwerpunkt der Elektronenverteilung befindet, wird aus dem Wendepunkt der in Abb. 4.6b gezeigten Kurve durch die Anpassung mit einer Fehlerfunktion  $f(z) = A \cdot \text{erf}\left(\frac{z-z_0}{\sqrt{2} \cdot \bar{\sigma}_z}\right) + B$  bestimmt. Darin bezeichnet  $\bar{\sigma}_z$  die Breite der zugrunde liegenden Normalverteilung, die einer über die Gitterlänge gemittelten vertikalen Strahlausdehnung entspricht, B beschreibt einen konstanten Untergrund. Die aus der Anpassung ermittelten Breiten  $\bar{\sigma}_z$  stimmen im Rahmen von  $1 \mu\text{m}$  Genauigkeit mit den jeweils errechneten mittleren Strahlbreiten über dem Gitter überein. Typischerweise beträgt  $\bar{\sigma}_z = 3.5 \dots 5 \mu\text{m}$  (je nach Fokussierung des Elektronenstrahles).

Der Fehler der so ermittelten Position des Strahlschwerpunktes  $z_0$  resultiert aus dem Beitrag der Sekundärelektronen zum Meßsignal von der Gitteroberfläche, die nahezu nur aus der Oberfläche des Gitters herausgelöst werden und eine Abweichung von einer integralen Messung des Strahlprofils bewirken. Anhand der Form der aufgenommenen Spektren und des relativ steilen Anstieges wird der Fehler der Schwerpunktsbestimmung zu

<sup>2</sup>Nach den Abschätzungen in Anhang D haben etwa 50% der pro Strahlelektron erzeugten Sekundärelektronen, die zum Meßsignal von der Gitteroberfläche beitragen, eine Reichweite von mehr als  $10 \mu\text{m}$  im Gittermaterial. Diese Sekundärelektronen können das Gitter auch dann verlassen, wenn sie  $10 \mu\text{m}$  unter der Gitteroberfläche entstehen.



$\Delta z_0 = 2 \mu\text{m}$  abgeschätzt<sup>3</sup>.

Ist die Position  $z_0$  bestimmt, so läßt sich für die nachfolgenden Untersuchungen zur SP-Strahlung der Abstand  $d$  zwischen Strahlschwerpunkt und Gitteroberfläche aus der Differenz zwischen  $z_0$  und der jeweiligen Gitterposition  $z$  bestimmen.

### 4.3 Untersuchung der erzeugten Strahlung

Die im Experiment registrierte Strahlung soll anhand der Kohärenzbeziehung (Gl. (2.1)) als Smith-Purcell (SP)-Strahlung identifiziert werden. Die Untersuchung des Entstehungsmechanismus erfordert eine Untersuchung des Abstandsverhaltens der von der Gitteroberfläche emittierten Strahlung. Die dazu verwendeten Meßverfahren werden im folgenden erläutert.

#### 4.3.1 Aufnahme von Winkelspektren

Zur Überprüfung der Kohärenzbeziehung wird die Intensität der von der Gitteroberfläche emittierten Strahlung als Funktion des Beobachtungswinkels aufgezeichnet. Die Messung erfolgt bei Parallelstellung des Gitters für einen festen Abstand  $d$  zwischen Elektronenstrahlschwerpunkt und Gitteroberfläche. Der Beobachtungswinkel der Detektoren auf dem Schwenkarm wird durch schrittweises Verdrehen des Armes variiert und die Intensität an jeder Position des Schwenkarmes für eine feste Meßzeit  $t_{mess}$  notiert.

Die Meßzeiten variieren dabei je nach Intensität der nachgewiesenen Strahlung zwischen 1 und 20 s. Da zur Wellenlängenselektion vor den beiden Detektoren auf dem Schwenkarm unterschiedliche Farbglasfilter montiert sind, kann die Kohärenzbeziehung gleichzeitig für zwei verschiedene Wellenlängen überprüft werden. Abb. 4.7 zeigt ein typisches, noch ungeeichtes Winkelspektrum für eine Beobachtungswellenlänge von  $\lambda = 546 \text{ nm}$ .

#### 4.3.2 Messung der Abstandscharakteristik

Um das Abstandsverhalten der nachgewiesenen Strahlung zu überprüfen, werden mehrere Winkelspektren bei unterschiedlichem Abstand  $d$  aufgenommen. Ein Vergleich der Intensität der Interferenzmaxima gleicher Ordnung aus den aufgezeichneten Winkelspektren liefert das Abstandsverhalten. Da der Nachweis der emittierten Strahlung in einer Meßreihe gleichzeitig für zwei unterschiedliche Wellenlängen ( $\lambda = 360 \text{ nm}$ ,  $\lambda = 546 \text{ nm}$ ) erfolgt, läßt sich die beim Überflug erzeugte SP-Strahlung eindeutig als solche durch die entsprechenden charakteristischen Wechselwirkungslängen identifizieren. Damit wird eine einfache Trennung der beim Überflug erzeugten SP-Strahlung von der im Nahbereich zusätzlich erwarteten Strahlungskomponente möglich, die durch Übergangsstrahlung hervorgerufen wird.

Da diese Bestimmung des Abstandsverhaltens bei größeren Abständen  $d$  sehr zeitaufwendig ist (die Aufnahmedauer für ein Winkelspektrum liegt zwischen 10 und 30 min),

---

<sup>3</sup>Der maximal mögliche Fehler der Positionsbestimmung ergibt sich aus der Anpassung der Fehlerfunktion an ein differentiell durch die Aluminiumschicht des Gitters abgetastetes Strahlprofil. Die Differenz in der daraus ermittelten Position  $z_0$  zu einer integralen Messung ist durch die ermittelte Breite der Normalverteilung  $\bar{\sigma}_z$  gegeben.

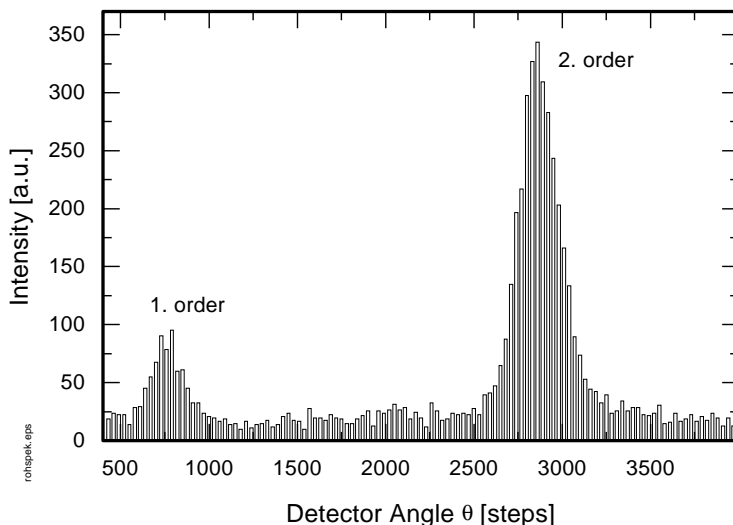


Abbildung 4.7: Rohwinkelspektrum für eine Beobachtungswellenlänge von  $\lambda = 546 \text{ nm}$ . Aufgetragen ist die Intensität als Funktion der Position des Spektrometerarmes. Darstellung für : Gitter Nr.1 ( $D=833 \text{ nm}$ ,  $\alpha_{\text{blaze}} = 41.2^\circ$ ), 1 Schritt =  $0.54^\circ$ , Meßzeit  $t_{\text{mess}} = 5 \text{ s}$ .

wird zusätzlich ein weiteres Verfahren verwendet, bei dem die Abstandsscharakteristik direkt untersucht wird.

Zur direkten Messung der Abstandsscharakteristik wird der Abstand  $d$  durch Verfahren des Z-Tisches des Goniometers schrittweise verringert und die Intensität der von der Gitteroberfläche emittierten Strahlung bei festem Beobachtungswinkel  $\theta$  aufgezeichnet. Bei fester Beobachtungswellenlänge  $\lambda$  und fester Beugungsordnung  $n$  muß die Messung zweimal durchgeführt werden. Einmal wird die Position des Schwenkarmes so gewählt, daß sich der entsprechende Detektor im Interferenzmaximum der zu untersuchenden Beugungsordnung befindet. Um das Abstandsverhalten der Untergrundstrahlung zu bestimmen, wird der Beobachtungswinkel in der zweiten Messung unter Berücksichtigung der Breite des Interferenzmaximums so gewählt, daß sich der Detektor neben der Linie im Raumuntergrund befindet. Die dafür notwendigen Schwenkarmpositionen werden aus einem zuvor aufgezeichneten Winkelspektrum ermittelt. Die Abstandsscharakteristik der kohärenten Strahlung, die der Gl. (2.1) genügt, ergibt sich dann aus der Differenz der beiden Messungen. Ein im Interferenzmaximum aufgenommenes Abstandsspektrum zeigt die Abb. 4.8.

## 4.4 Liste der Strahlzeiten

Die Meßdaten, die in den nachfolgenden Kapiteln zur Untersuchung des Entstehungsmechanismus von Smith-Purcell-Strahlung herangezogen werden, wurden in mehreren Strahlzeiten gewonnen. Eine Übersicht über die einzelnen Strahlzeiten gibt die nachfolgende Tabelle 4.1.

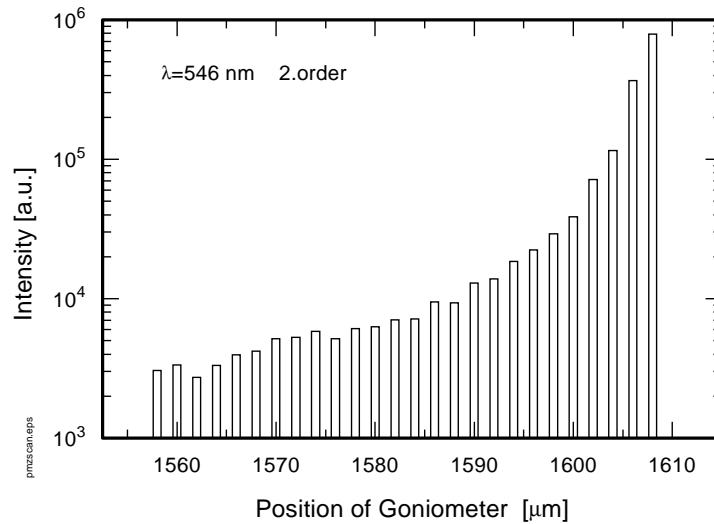


Abbildung 4.8: *Abstandsverhalten im 2. Interferenzmaximum  $\lambda = 546 \text{ nm}$*   
*Aufgetragen ist die registrierte Strahlungsintensität am Photomultiplier gegen die Position des Z-Tisches des Goniometers. Darstellung für : Gitter Nr.1 ( $D=833 \text{ nm}$ ,  $\alpha_{\text{blaze}} = 41.2^\circ$ ), Meßzeit  $t_{\text{mess}}=2 \text{ s}$ .*

Tabelle 4.1: *Übersicht über die Strahlzeiten, in denen Smith-Purcell-Strahlung im Nahbereich untersucht wurde. Die Bezeichnung der Gitter bezieht sich auf die Nomenklatur in Tab. 3.2. Untersuchungen zur Abstandscharakteristik im Fernbereich sind mit (F), im Nahbereich mit (N) gekennzeichnet. Strahlzeit 03/94 wurde mit dem bei [Wag94] beschriebenen Aufbau durchgeführt.*

Strahlzeit	Gitter	Meßprogramm		
06/96	Nr.1 Nr.3	$\lambda=360 \text{ nm}$ , $\lambda=546 \text{ nm}$	$\phi = 90^\circ$	Kohärenzbeziehung, Abstandscharakteristik
01/96	Nr.3 Nr.4	$\lambda=360 \text{ nm}$ , $\lambda=546 \text{ nm}$	$\phi = 90^\circ$	Kohärenzbeziehung, Abstandscharakteristik (F)
10/94	Nr.1	$\lambda=546 \text{ nm}$	$\phi = 90^\circ$ , $\phi = 55^\circ$	Kohärenzbeziehung, Abstandscharakteristik (N)
06/94	Nr.1	$\lambda=546 \text{ nm}$	$\phi = 90^\circ$	Winkelcharakteristik
03/94	Nr.2	$\lambda=420 \text{ nm}$ , $\lambda=496 \text{ nm}$ , $\lambda=546 \text{ nm}$	$\phi = 90^\circ$ , $\phi = 55^\circ$	Winkelcharakteristik

## Kapitel 5

# Aufbereitung der Spektren und Analyse der Winkelcharakteristik

Um die experimentell gewonnenen Daten mit theoretischen Vorhersagen vergleichen zu können, ist eine Aufbereitung nötig. Die durchgeführten Maßnahmen sind im folgenden beschrieben.

### 5.1 Winkeleichung

Zur Überprüfung der Kohärenzbeziehung müssen die Winkelspektren bezüglich des Beobachtungswinkels geeicht werden. Die Umrechnung der im Experiment aufgezeichneten Schrittmotorposition  $N$  des Schwenkarmes in die zugehörige Winkelstellung  $\theta$  erfolgt mit Hilfe des linearen Zusammenhanges

$$\theta = 0.018^\circ \cdot N + (47.2 \pm 0.2)^\circ \quad , \quad (5.1)$$

der sich aus der Schrittweite des Motors und der Winkelposition am gewählten Nullpunkt  $\theta_0 = (47.2 \pm 0.2)^\circ$  ergibt.  $\theta_0$  wurde mit dem am Nullpunkt gemessenen Potentiometerwiderstand von  $R = 328.3 \pm 5 \Omega$  und der bei [Har95] angegebenen Eichung ermittelt. Die Beobachtungswinkel der Photomultiplier zum Nachweis von  $\lambda = 360 \text{ nm}$  bzw.  $\lambda = 546 \text{ nm}$  berechnen sich daraus unter Berücksichtigung des Winkelversatzes zu

$$\theta_{PM360} = \theta - 9.5^\circ \quad \text{und} \quad \theta_{PM546} = \theta + 9.5^\circ \quad (5.2)$$

### 5.2 Abstandseichung

Zur Überprüfung der Abstandseichung der emittierten Strahlung ist die Bestimmung des Abstandes  $d$  zwischen Elektronenstrahlenschwerpunkt und Gitteroberfläche nötig. Die Umrechnung der aufgezeichneten z-Tisch Position des Goniometers in den Abstand  $d = z - z_0$  erfolgt mit der Goniometerposition  $z_0$ , an der sich die Gitteroberfläche im Schwerpunkt des Elektronenstrahlprofils befindet. Das Verfahren zur Bestimmung der Position  $z_0$  ist in Kap. 4.2.2 beschrieben. Die Genauigkeit der Abstandseichung ergibt sich aus der Genauigkeit des o.g. Verfahrens ( $\Delta_{z_0} = 2 \mu\text{m}$ ) und der Positioniergenauigkeit des Goniometers  $\Delta_z = 1 \mu\text{m}$  in z-Richtung zu  $\Delta_d = \pm 2.2 \mu\text{m}$ .

## 5.3 Zahl der nachgewiesenen Photonen

Während des Experimentes werden lediglich die Photomultipliersignale aufgezeichnet, die zeitgleich mit dem gepulsten Elektronenstrahl entstehen. Zusätzlich werden zwei logische Signale (PMbit) aufgezeichnet, die jeweils mit einem Diskriminator aus den Photomultipliersignalen gewonnen werden (vgl. Kap. 3.5). Bei der Analyse der Photomultipliersignale werden nur Ausgangsimpulse des jeweiligen Photomultipliers berücksichtigt, bei denen das Ausgangssignal des Diskriminators eine logische Eins liefert. Die Diskriminatorschwelle wird während des Experimentes so eingestellt, daß niederenergetische Rauschimpulse des Photomultipliers unterdrückt werden.

Um die Zahl der nachgewiesenen Photonen aus den aufgezeichneten Ausgangsimpulsen der Photomultiplier zu bestimmen, werden zwei unterschiedliche Methoden verwendet.

### Zählen von Einphotonenereignissen

Bei großen Abständen  $d$  zwischen Elektronenstrahl und Gitteroberfläche entstehen bei einem Diagnoseimpuls des Beschleunigers nur wenige Photonen an der Gitteroberfläche. Die Ausgangsimpulse des Photomultipliers rühren dann von einzelnen Photoelektronen her, die an der Photokathode ausgelöst werden (sog. Einphotonenereignisse). Das Impulshöhenspektrum des Photomultipliers weist dann eine für den Photomultiplier charakteristische Form auf, die in Abb. 5.1 am Beispiel des Photomultipliers zum Nachweis von  $\lambda = 360$  nm gezeigt ist. In diesem Fall erhält man die Anzahl der nachgewiesenen Photonen einfach durch das Zählen der Ausgangsimpulse, die in einem zuvor definierten Impulshöhenintervall liegen. Die untere Schwelle des Impulshöhenintervalls dient zur Unterdrückung von elektronischem Rauschen. Eine obere Grenze<sup>1</sup> blendet große Ausgangsimpulse aus, die nicht durch die an der Photokathode auftreffenden Photonen, sondern durch hochenergetische Teilchen (z.B. gestreute Elektronen), kosmische Strahlung und radioaktive Zerfälle erzeugt werden. Zur Analyse wird die untere Grenze des Fensters im Impulshöhenspektrum für beide Photomultiplier auf den ADC-Kanal 3 gesetzt, als obere Grenze wird der ADC-Kanal 150 verwendet.

### Normierung bei Impulshöhenaddition

Mit zunehmender Lichtintensität an der Photokathode steigt die Wahrscheinlichkeit für Mehrphotonenereignisse an und der Schwerpunkt im Impulshöhenspektrum verschiebt sich. Es genügt dann nicht mehr, eine reine Zählstatistik über die Ausgangsimpulse des Photomultipliers zu führen, da die Ausgangsimpulse des Photomultipliers nun von mehreren Photoelektronen erzeugt werden und damit eine zusätzliche Ladungsinformation beinhalten. Unter Berücksichtigung der Linearität der eingesetzten Photomultiplier, die in den in Anhang A.3 beschriebenen Testmessungen überprüft wurde, kann die Zahl der Photonen nun bestimmt werden, in dem man die Summe der Impulshöhen für eine Meßposition bildet und durch den Schwerpunkt des Impulshöhenspektrums für Einphotonenereignisse dividiert. Die mittlere Impulshöhe für Einphotonenereignisse wurde unter den Meßbedingungen für den Photomultiplier zum Nachweis von  $\lambda = 360$  nm zu ADC-Kanal  $55 \pm 3$

---

<sup>1</sup>Beim Zählen von Einphotonenereignissen wird typischerweise eine obere Grenze gewählt, die dem 3-5 fachen der mittleren Impulshöhe des Einphotonenereignisses entspricht [Phi94].

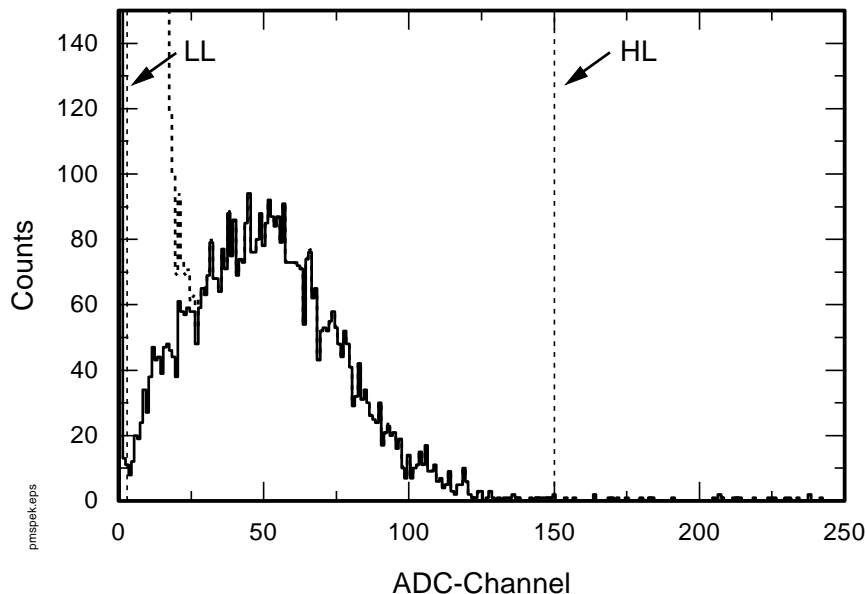


Abbildung 5.1: *Impulshöhenspektrum des Photomultipliers beim Nachweis von Einphotonenereignissen. Die durchgezogene Linie entspricht den Photomultipliersignalen, bei denen das zugehörige PMbit eine logische Eins aufweist. Die gestrichelte Linie enthält alle aufgezeichneten Photomultipliersignale und damit auch niederenergetischen Rauschimpulse, die dann aufgezeichnet werden, wenn das Gate für den Q-ADC durch den anderen Photomultiplier erzeugt wird. Mit eingezeichnet ist das Auswertefenster für Einphotonenereignisse mit den Intervallgrenzen  $[LL, HL]$ .*

ermittelt, für den Photomultiplier zum Nachweis von  $\lambda = 546 \text{ nm}$  zu ADC-Kanal  $37 \pm 2$ . Zur Unterdrückung des elektronischen Rauschens bleiben bei der Summation Impulshöhen unterhalb ADC-Kanal 3 unberücksichtigt. Hochenergetische Untergrundereignisse können bei diesem Verfahren nicht mehr ausgeblendet werden.

Zur Überprüfung des Verfahrens wurde diese Methode auch zur Bestimmung der Photonenzahl bei Einphotonenereignissen angewendet und das Ergebnis mit der Photonenzahl verglichen, die aus der Zählstatistik der Einphotonenereignisse (s.o.) gewonnen wurde. Bei ausreichender Statistik im Impulshöhenspektrum können im Rahmen der statistischen Fehler keine Abweichungen zwischen beiden Methoden festgestellt werden. Bei einer geringen Zahl von Ereignissen an einem Meßpunkt treten zum Teil große Abweichungen in den ermittelten Photonenzahlen auf. In diesem Fall verfälschen die großen statistischen Schwankungen in der Ausgangsimpulshöhe, die von den Schwankungen im Sekundärelektronenvervielfachungsprozeß herrühren, das Ergebnis bei der Impulshöhenaddition. Zusätzlich kommen bei geringer Statistik die nicht unterdrückten hochenergetischen Untergrundereignisse zum tragen.

## 5.4 Raumwinkel des Nachweissystems

Zum Vergleich von Theorie und Experiment werden die Spektren auf das Raumwinkelement des Nachweissystems  $\Delta\Omega_{PM}$  normiert. Es berechnet sich nach

$$\Delta\Omega_{PM} = \underbrace{\sin\phi}_{=1} \cdot \Delta\phi \cdot \Delta\theta \quad (5.3)$$

für einen unter  $\phi = 90^\circ$  auf dem Schwenkarm montierten Detektor. Die darin enthaltenen Winkelbreiten  $\Delta\phi$  und  $\Delta\theta$  sind durch die in Anhang A zusammengestellten Eigenschaften der optischen Elemente vor dem Photomultiplier festgelegt :

1. In der  $\phi$ -Richtung bestimmen die Abbildungseigenschaften der Linse mit einer Brennweite von  $f=20$  mm die Winkelakzeptanz des Nachweissystems <sup>2</sup>. Nach Anhang A.1.1 berechnet sich die Winkelakzeptanz in  $\phi$ -Richtung mit dem in dieser Richtung nutzbarer Durchmesser der Linse  $\varnothing=19$  mm und dem Abstand Linse zu Gitter von 195 mm zu

$$\Delta\phi = 2 \arctan \frac{9.5}{195} = 0.097 \text{ rad} \quad . \quad (5.4)$$

2. In der  $\theta$ -Richtung beschränken der Farbglasfilter und die dahinter montierte Schlitzblende die Winkelakzeptanz. Nach Anhang A.1.1 ergibt sich die Winkelakzeptanz in  $\theta$ -Richtung mit der Breite der Schlitzblende  $b=1$  mm zu

$$\Delta\theta = 2 \arcsin \frac{b}{2f} = 0.05 \text{ rad} \quad , \quad (5.5)$$

die für die Maxima in der 2. und 3. Beugungsordnung maßgeblich ist. In der 1. Beugungsordnung beschränkt der jeweilige Farbglasfilter mit einer Halbwertsbreite von  $\Delta\lambda_{360nm}=30$  nm bzw.  $\Delta\lambda_{546nm}=29$  nm den Raumwinkel. Aus der Kohärenzbeziehung, die den Zusammenhang zwischen Beobachtungswellenlänge und Beobachtungswinkel liefert, ergibt sich für eine Gitterkonstante  $D=833$   $\mu\text{m}$  in der 1. Beugungsordnung eine Winkelakzeptanz:

$$\Delta\theta_{360} = 0.043 \text{ rad} \quad (\text{für } \lambda = 360 \text{ nm}) \quad (5.6)$$

$$\Delta\theta_{546} = 0.038 \text{ rad} \quad (\text{für } \lambda = 546 \text{ nm}) \quad (5.7)$$

## 5.5 Nachweiseffizienz

Zum Vergleich der Intensitäten zwischen Theorie und Experiment muß noch die Nachweiseffizienz  $\varepsilon_{eff}$  des jeweiligen Detektorsystems berücksichtigt werden. Sie setzt sich zusammen aus der Transmission  $T$  des optischen Systems bestehend aus Linse und Farbglasfilter vor dem Photomultiplier, sowie der Quanteneffizienz des Photokathodenmaterials für die jeweilige Wellenlänge. Mit den Zahlenwerten aus der Tabelle 5.1 ergibt sich die Nachweiseffizienz der Detektorsysteme zu  $\varepsilon_{eff}(360) = 8.3\%$  für eine Beobachtungswellenlänge von  $\lambda = 360$  nm und  $\varepsilon_{eff}(546) = 1.5\%$  für eine Beobachtungswellenlänge von  $\lambda = 546$  nm.

<sup>2</sup>Bei den hier beschriebenen Untersuchungen von Smith-Purcell-Strahlung im Nahbereich war keine Schlitzblende auf den Gittern zur Unterdrückung der Synchrotronstrahlung montiert.

	$\lambda = 360 \text{ nm}$	$\lambda = 546 \text{ nm}$
$T$ Linse	91%	91%
$T$ Farbfilter	33%	32%
$\varepsilon_{QE}$ Photomultiplier	27.5%	5.1%
Effizienz $\varepsilon_{eff}$	8.3%	1.5%

Tabelle 5.1: *Nachweiseffizienz der Detektorsysteme bei  $\lambda=360 \text{ nm}$  und  $\lambda=546 \text{ nm}$ . Die Transmission der Linse ist dem Katalog des Herstellers entnommen [Spi93], der entsprechende Wert der Farbglasfilter ergibt sich aus den gemessenen Transmissionscharakteristiken in Anhang A.2. Für die Quanteneffizienz des Photokathodenmaterials  $\varepsilon_{QE}$  wurde bei  $\lambda=546 \text{ nm}$  der in den Testmessungen in Anhang A.3 ermittelte Wert eingesetzt, bei  $\lambda = 360 \text{ nm}$  wurde die Angabe des Herstellers [Ham94] übernommen.*

Die im Experiment gemessenen Intensitäten werden durch die jeweilige Nachweiseffizienz dividiert, um die in das Raumwinkelement des jeweiligen Detektorsystems emittierte Zahl der Photonen zu erhalten.

## 5.6 Strahlstromnormierung

Zur Einstellung des Strahlstromes und zur Kontrolle der Strahlstromkonstanz wird während der Experimente das Ausgangssignal des Ferritmonitors FEMO07 verwendet (vgl. Kap. 3.5). Der Ferritmonitor liefert ein Induktionsspannungssignal, das proportional zum durchlaufenden Ladungsimpuls der Diagnoseimpulse ist. Die Eichung des Ferritsignales erfolgte über eine Vergleichsmessung des Strahlstromes mit einem hochempfindlichen DC-Transformator (Förstersonde<sup>3</sup>), der direkt auf der Mikrotronachse des RTM3 installiert ist. Abb 5.2 zeigt den in der Vergleichsmessung ermittelten Zusammenhang zwischen Ferritsignal und Elektronenstrahlstrom. Eine Anpassung an den über einen weiten Bereich linearen Zusammenhang liefert die Ausgleichsgerade

$$I_{Puls} = (0.34 \pm 0.01) \frac{\mu A}{mV} \cdot U_{FEMO07} \quad . \quad (5.8)$$

Damit ergibt sich der absolute Strahlstrom im Diagnoseimpuls im Experiment aus der jeweils zu Beginn der Strahlzeiten eingestellten Spannungsamplitude des Ferritsignales von zu  $I_{Puls} = 57.8 \pm 3.8 \mu A/Puls$ .

Die zur Normierung der Spektren notwendige Zahl der Elektronen  $N_e$  pro Meßpunkt berechnet sich zu

$$N_e = \frac{I_{Puls} \cdot t_{Puls} \cdot \nu_{rep} \cdot t_{mess}}{e} \quad (5.9)$$

worin  $t_{Puls}=10 \text{ ns}$  die Länge der Diagnoseimpulse,  $\nu_{rep}$  die eingestellte Wiederholfrequenz des Beschleunigers,  $t_{mess}$  die Meßzeit an einem Meßpunkt und  $e$  die Elementarladung bedeuten. Bei einer typischen Meßzeit von 10 s und einer Wiederholfrequenz von 2.26 kHz werden die Spektren zur Normierung durch  $N_e = 8.15 \cdot 10^{10}$  dividiert.

<sup>3</sup>Eine Beschreibung des Funktionsprinzips der Förstersonde findet sich in [EHJ<sup>+</sup>92].



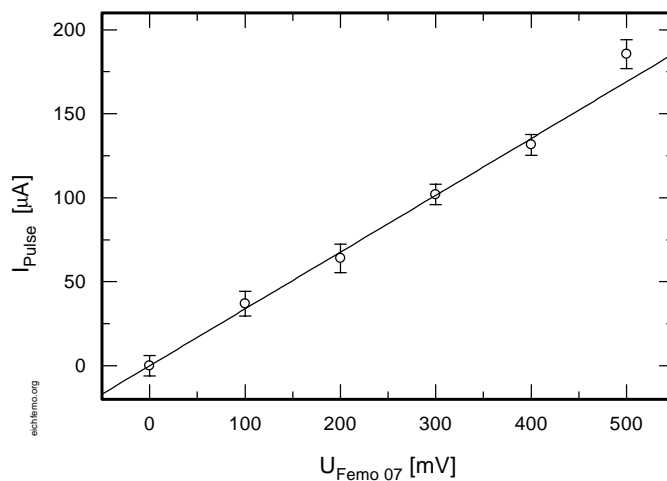


Abbildung 5.2: *Eichung des Ferritmonitors FEMO07 mit der Förstersonde. Aufgetragen ist der mit Förstersonde bestimmte Elektronenstrahlstrom der Diagnoseimpulse gegen die Spannungsamplitude des Ferritsignales vom FEMO07, die mit einem Oszilloskop im MAMI Kontrollraum bestimmt wurde. Die Eichung wurde im Pulsbetrieb des Beschleunigers mit Diagnoseimpulsen mit einer Folgefrequenz von  $\nu_{rep} = 9,045 \text{ kHz}$  durchgeführt. Mit abgebildet ist die an die Meßpunkte angepasste Ausgleichsgerade.*

Die Überprüfung der Strahlstromkonstanz erfolgte mit dem während der Messung aufgezeichneten digitalisierten Signal des Ferritmonitors. Innerhalb der einzelnen Messungen (Aufnahme eines Winkelspektrums oder des Abstandsverhaltens) können die Schwankungen im Strahlstrom vernachlässigt werden. Bei dem in Abb. 5.3 gezeigten Beispielspektrum aus Strahlzeit 06/96 liegt die Standardabweichung des Mittelwertes des Ferritsignales unter 1 %.

Zur Untersuchung der Langzeitdrift im Strahlstrom innerhalb einer Strahlzeit wurden die Mittelwerte der Ferritsignale aus den einzelnen Messungen verglichen. Bei allen Strahlzeiten sind die Langzeitschwankungen geringer als die Unsicherheit in der Kenntnis des absoluten Strahlstromes. So beträgt z.B. die in der Strahlzeit 06/96 registrierte maximale Abweichung von dem über die gesamte Strahlzeit gebildeten Mittelwert weniger als 4 % während die Unsicherheit im Strahlstrom 6.6 % ausmacht.

## 5.7 Totzeitkorrektur der Spektren

Die durchgeführten Experimente erfolgten im Pulsbetrieb des Beschleunigers. Damit weisen die vom Meßsystem zu registrierenden Ereignisse eine feste Abfolge auf, wobei die Zeit zwischen zwei Ereignissen durch die gewählte Wiederholfrequenz gegeben ist. Totzeiteffekte können nur dann eine Rolle spielen, wenn die Verarbeitungszeit des Meßsystems für die bei einem Diagnoseimpuls aufgezeichneten Daten größer als die Zeitdifferenz zwischen zwei Diagnoseimpulsen ist.

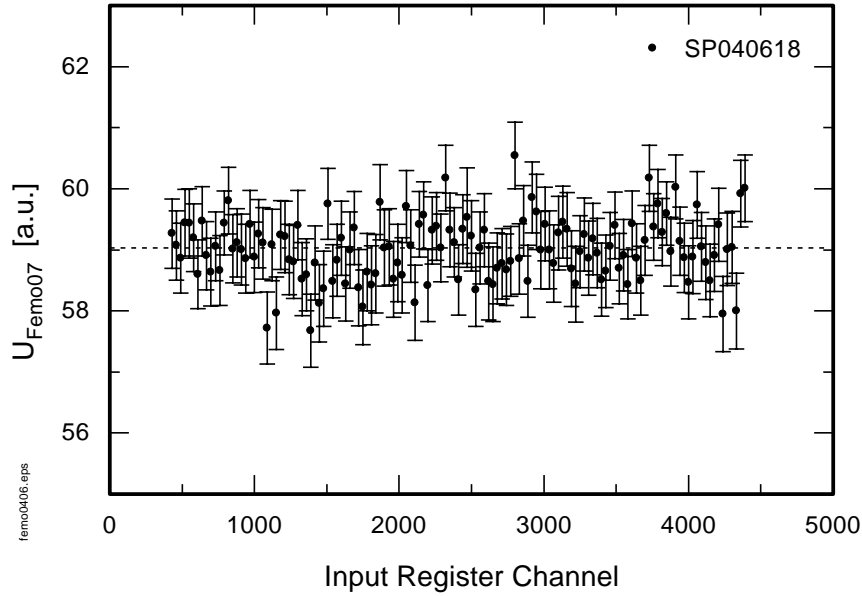


Abbildung 5.3: Schwankungen im Strahlstrom bei der Aufnahme eines Winkelspektrums. Aufgetragen ist der bei den einzelnen Schrittmonitorpositionen gebildete Mittelwert des digitalisierten Ferritmonitorsignals vom FEMO07. Mit eingezeichnet (gestrichelt) ist der über die Messung gebildete Mittelwert des Ferritsignales. Das dargestellte Zeitintervall beträgt etwa 5 Minuten.

Bei der Aufnahme der Spektren wurde für die Experimente im Nahbereich typischerweise die Wiederholfrequenz des Beschleunigers zu  $\nu_{rep}=2.26$  kHz gewählt; bei sehr geringen Abständen  $d$  zwischen Elektronenstrahl und Gitteroberfläche wurde die Wiederholfrequenz sogar auf die Hälfte reduziert. Daraus ergibt sich die Zeitspanne zwischen zwei Diagnoseimpulsen des Beschleunigers zu  $\Delta t=448$   $\mu\text{s}$  bzw.  $\Delta t=896$   $\mu\text{s}$ . Die Konversionszeit des verwendeten Q-ADC beträgt laut Herstellerangabe 106  $\mu\text{s}$  [LeC84], die maximale Verarbeitungszeit des Meßsystems BAC wurde zu 234  $\mu\text{s}$  bestimmt [Bar91]. Daraus resultiert eine maximale Totzeit des Meßsystems von 340  $\mu\text{s}$  (bei 12 ausgelesenen Kanälen des Q-ADC), die deutlich geringer ist als die Zeitdifferenz  $\Delta t$  zwischen zwei Diagnoseimpulsen.

In Meßspektren, bei denen das Gatter für den Q-ADC direkt mit den Diagnoseimpulsen des Beschleunigers erzeugt wurde (vgl. Datenaufnahmesystem in [Har95]) traten keine signifikanten Unterschiede zwischen der eingestellten Wiederholfrequenz und der registrierten Ereigniszählrate auf. Eine Totzeitkorrektur der aufgezeichneten Meßspektren braucht daher nicht durchgeführt zu werden.

## 5.8 Analyse der Winkelcharakteristik

Zur Untersuchung der im Nahbereich erzeugten Smith-Purcell-Strahlung wurde die Intensität der von der Gitteroberfläche emittierten Strahlung als Funktion des Beobachtungswinkels für unterschiedliche Abstände  $d$  zwischen Elektronenstrahlschwerpunkt und Gitteroberfläche aufgezeichnet. Diese Winkelspektren ermöglichen einerseits den Nachweis, daß die in den Experimenten beobachtete Strahlung der Kohärenzbeziehung Gl. (2.1) genügt und es sich somit um Smith-Purcell-Strahlung handelt. Andererseits erlauben die bei unterschiedlichen Abständen  $d$  aufgezeichneten Winkelspektren eine Aussage über das Abstandsverhalten und damit den Entstehungsmechanismus der nachgewiesenen Strahlung.

In der Strahlzeit 10/94 wurde die Winkelcharakteristik der an Gitter Nr. 1 ( $\alpha_{bl} = 41.2^\circ$  siehe Tab. 3.2) erzeugten Strahlung im Nahbereich untersucht, wo ein Teil des Elektronenstrahles die Gitteroberfläche berührt. Die Strahlausdehnung über der Gittermitte wurde bei diesen Messungen mit dem Drahtmonitor zu  $\sigma_z = 3 \mu\text{m}$  und  $\sigma_x = 60 \mu\text{m}$  in vertikaler bzw. horizontaler Richtung ermittelt. Der Nachweis der Strahlung erfolgte mit nur einem Nachweissystem<sup>4</sup>, das unter  $\phi = 90^\circ$  auf dem Spektrometerarm montiert war.

Abb. 5.4 zeigt einige Winkelspektren, die bei einer Beobachtungswellenlänge von  $\lambda = 546 \text{ nm}$  für unterschiedliche Abstände  $d$  zwischen Elektronenstrahlschwerpunkt und Gitteroberfläche aufgenommen wurden. In dem untersuchten Abstandsbereich ( $11 \mu\text{m} \leq d \leq 51 \mu\text{m}$ ) berührt ein Teil des Elektronenstrahles die Gitteroberfläche. Innerhalb des überstrichenen Winkelbereichs ergeben sich zwei Interferenzmaxima, deren Lage der Kohärenzbeziehung Gl. (2.1) genügt. Die im Nahbereich an Replikagitter Nr. 1 erzeugte Strahlung erfüllt somit das für den Nachweis von Smith-Purcell-Strahlung notwendige Kriterium.

Mit dem Replikagitter Nr. 2 ( $\alpha_{bl} = 26.44^\circ$ ) wurden ähnliche Ergebnisse erzielt. Die Winkelcharakteristik der an Gitter Nr. 2 im Nahbereich erzeugten Strahlung wurde mit der bei [Wag94] beschriebenen Apparatur aufgezeichnet und dort detailliert analysiert. Die bei Beobachtungswellenlängen von  $\lambda = 420 \text{ nm}$ ,  $\lambda = 496 \text{ nm}$  und  $\lambda = 546 \text{ nm}$  unter den Winkeln  $\phi = 90^\circ$  und  $\phi = 54.2^\circ$  aufgezeichneten Spektren zeigen, daß die an Gitter Nr. 2 im Nahbereich erzeugte Strahlung ebenfalls die Kohärenzbeziehung erfüllt [Wag94].

Bei Untersuchungen der Winkelcharakteristik der an Replikagitter Nr. 3 ( $\alpha_{bl} = 17.27^\circ$ ) erzeugten Strahlung wurden in der Strahlzeit 06/96 im Nahbereich Abweichungen in der Lage der Interferenzmaxima in den Winkelspektren beobachtet. Die auftretenden Abweichungen, die in dieser Strahlzeit auch bei der an Gitter Nr. 1 erzeugten Strahlung auftraten, lassen sich auf die Abbildungseigenschaften des Nachweissystems und die in dieser Strahlzeit sehr scharfe Fokussierung des Elektronenstrahles zurückführen. Sie werden im folgenden besprochen. Untersuchungen zu den Abbildungseigenschaften des Nachweissystems finden sich in Anhang A.

---

<sup>4</sup>Der Aufbau des Nachweissystems ist bis auf die Halterung mit dem in Kap 3.3 identisch.

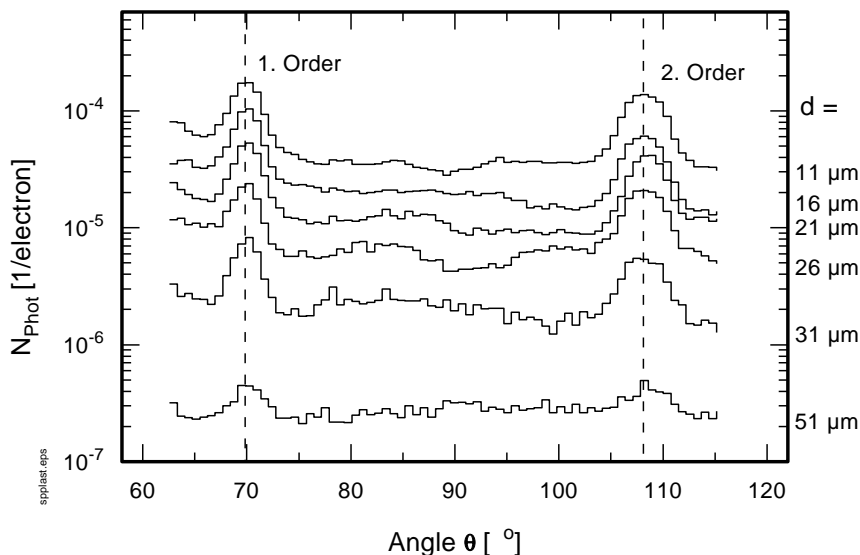


Abbildung 5.4: Winkelspektren des Replikagitters Nr. 1 ( $\alpha_{bl} = 41.2^\circ$ ,  $D=833$  nm) Die bei einer Beobachtungswellenlänge  $\lambda=546$  nm registrierte Intensität ist in Abhängigkeit des Beobachtungswinkels  $\theta$  aufgetragen. Die Nachweiseffizienz des Detektors ist bereits berücksichtigt. Die Intensität ist auf die Zahl der Elektronen normiert. Parameter ist der Abstand  $d$  zwischen Elektronenstrahlsschwerpunkt und Gitteroberfläche. Der Berührungspunkt zwischen Elektronenstrahl und Gitteroberfläche wurde mit dem Sekundärelektronensignal von der Gitteroberfläche zu  $d=60$   $\mu\text{m}$  ermittelt. Mit eingezeichnet sind die aus der Kohärenzbeziehung (2.1) berechneten Beobachtungswinkel der Maxima.

### 5.8.1 Einfluß der Abbildungseigenschaften des Nachweissystems auf die aufgezeichneten Winkelspektren

In der Strahlzeit 06/96 wurde die Winkelcharakteristik der von Gitter Nr. 1 und Nr. 3 (vgl. Tab. 3.2) emittierten Strahlung über einen weiten Abstandsbereich im Nah- und auch im Fernbereich untersucht. Der Elektronenstrahl war bei diesen Messungen scharf fokussiert; die Elektronenstrahlausdehnung über der Mitte des Gitters wurde mit Hilfe des Drahtmonitors zu  $\sigma_z = 1.7$   $\mu\text{m}$  und  $\sigma_x = 127$   $\mu\text{m}$  in vertikaler bzw. horizontaler Richtung bestimmt.

Abb. 5.5 zeigt einige Winkelspektren der von Gitter Nr. 1 emittierten Strahlung, die für unterschiedliche Abstände  $d$  bei einer Beobachtungswellenlänge von  $\lambda = 360$  nm bzw.  $\lambda = 546$  nm aufgenommen wurden. Die mit Gitter Nr. 3 gemessenen Winkelspektren sind in Abb. 5.6 dargestellt. Im überstrichenen Winkelbereich ergeben sich für  $\lambda = 360$  nm drei Interferenzmaxima, für  $\lambda = 546$  nm sind zwei Interferenzmaxima zu erkennen. Die Lage der Interferenzmaxima in Abb. 5.5 und in Abb. 5.6 verschiebt sich systematisch mit abnehmendem Abstand  $d$ , sobald der Elektronenstrahl das Gitter berührt.

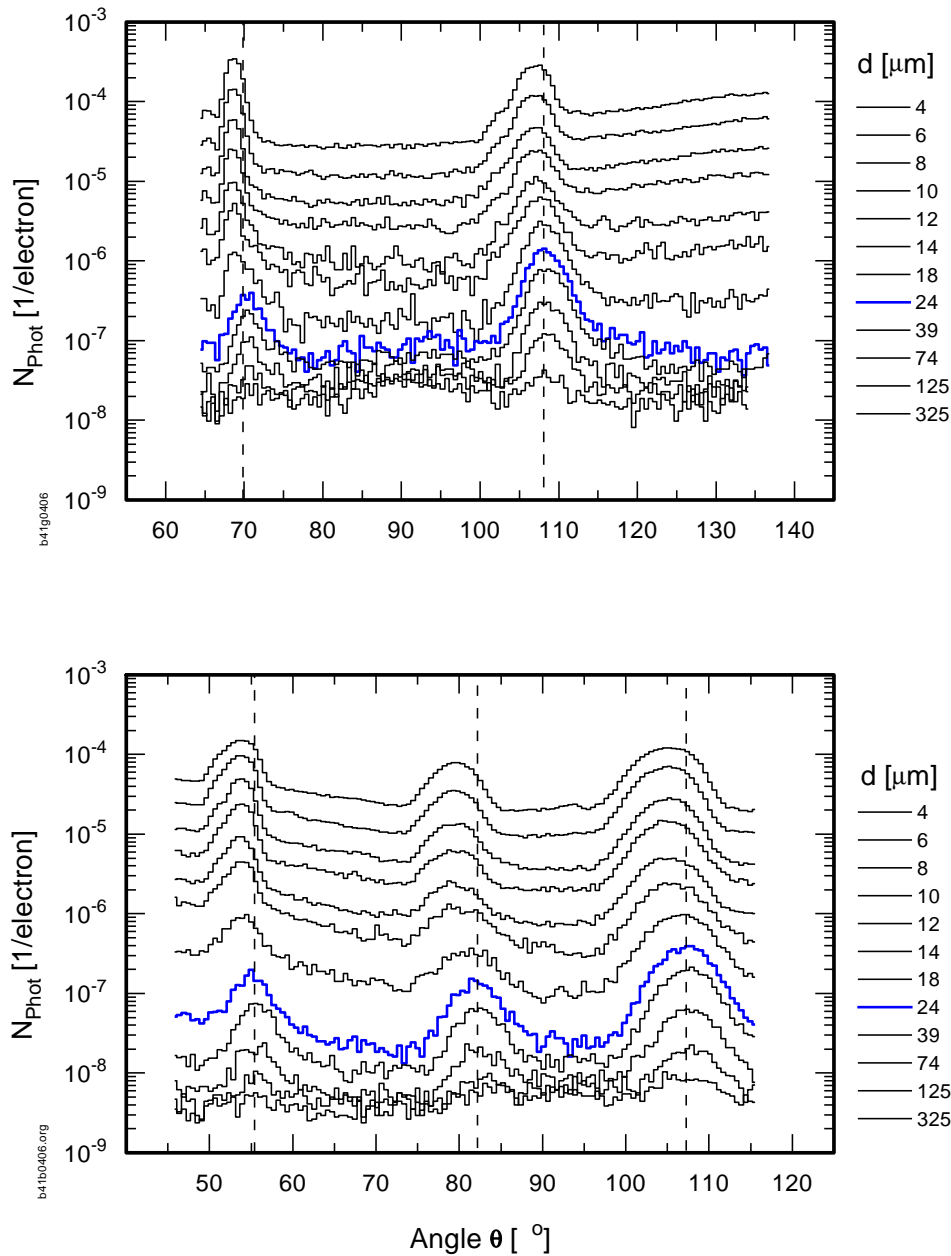


Abbildung 5.5: Winkelspektren des Replikagitters Nr. 1 ( $\alpha_{\text{bl}} = 41.2^\circ$ ,  $D=833 \text{ nm}$ )  
 Aufgetragen ist die mit den Photomultipliern unter  $\phi = 90^\circ$  nachgewiesene Intensität in  
 Abhängigkeit des Beobachtungswinkels  $\theta$  für eine Beobachtungswellenlänge von  $\lambda = 546 \text{ nm}$   
 (oben) und  $\lambda = 360 \text{ nm}$  (unten). Die Intensität ist mit der jeweiligen Nachweeffizienz  
 korrigiert und auf die Zahl der Elektronen normiert. Parameter ist der Abstand  $d$  zwischen  
 Elektronenstrahlsschwerpunkt und Gitteroberfläche. Der Berührungspunkt zwischen Elektronen-  
 strahl und Gitteroberfläche wurde mit dem Sekundärelektronensignal von der Gitterober-  
 fläche zu  $d=24 \mu\text{m}$  ermittelt. Mit eingezeichnet sind die aus der Kohärenzbeziehung (2.1)  
 berechneten Beobachtungswinkel der Maxima.

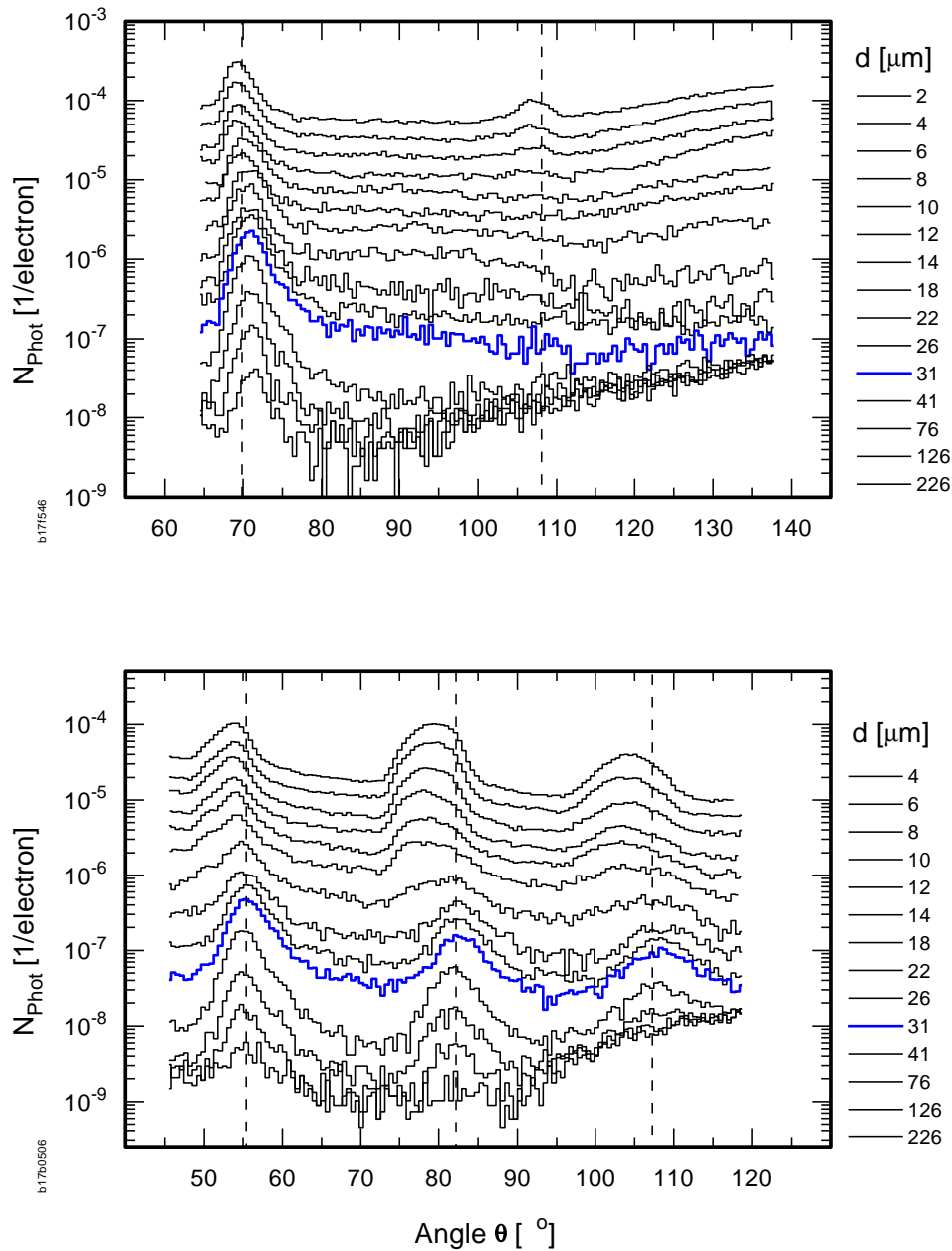


Abbildung 5.6: Winkelspektren des Replika-Gitters Nr. 3 ( $\alpha_{bl} = 17.27^\circ$ ,  $D=833 \text{ nm}$ ) Aufgetragen ist die mit den Photomultipliern unter  $\phi = 90^\circ$  gemessene Intensität in Abhängigkeit des Beobachtungswinkels  $\theta$  für eine Beobachtungswellenlänge von  $\lambda = 546 \text{ nm}$  (oben) und  $\lambda = 360 \text{ nm}$  (unten). Die gemessene Intensität ist mit der jeweiligen Nachweiseffizienz korrigiert und auf die Zahl der Elektronen normiert. Parameter ist der Abstand  $d$  zwischen Elektronenstrahlsschwerpunkt und Gitteroberfläche. Der Berührungspunkt zwischen Elektronenstrahl und Gitteroberfläche wurde mit dem Sekundärelektronensignal von der Gitteroberfläche zu  $d=31 \mu\text{m}$  ermittelt. Mit eingezeichnet sind die aus der Kohärenzbeziehung (2.1) berechneten Beobachtungswinkel der Maxima.

## Beobachtungswinkel der Interferenzmaxima

Zur genauen Untersuchung der Abstandsabhängigkeit der Lage der Interferenzmaxima wurde der jeweilige Beobachtungswinkel durch Anpassung einer Normalverteilung im Bereich des jeweiligen Maximums ermittelt. Der Strahlungsuntergrund unter und neben der Linie wurde dabei durch ein zusätzliches Polynom 1. Grades beschrieben. Die aus der Anpassung ermittelte Lage des jeweiligen Interferenzmaximums ist für Gitter Nr. 1 in Abb. 5.7 als Funktion des Abstandes  $d$  für die Beobachtungswellenlängen  $\lambda = 546$  nm und  $\lambda = 360$  nm dargestellt. Die entsprechenden Ergebnisse für Gitter Nr. 3 sind in Abb. 5.8 gezeigt.

Für Abstände  $d$  jenseits des Berührungspunktes, wo der Elektronenstrahl die Gitteroberfläche nicht berührt, bleibt die Lage der einzelnen Interferenzmaxima nahezu konstant. Die Beobachtungswinkel der Maxima stimmen für  $\lambda = 360$  nm in diesem Bereich gut mit den Vorhersagen der Kohärenzbeziehung überein. Bei  $\lambda = 546$  nm ist eine systematische Abweichung zu größeren Beobachtungswinkeln um ca.  $+0.6^\circ$  zu erkennen. Diese Systematik findet sich auch bei anderen Messungen im Fernbereich [Kub98], die unter Verwendung des gleichen Nachweissystems durchgeführt wurden. Die Ursache dieser systematischen Abweichungen ist wahrscheinlich eine Verkippung des Nachweissystems für  $\lambda = 546$  nm um einen Winkel  $\Delta_\theta \approx 0.6^\circ$  in der Halterung auf dem Schwenkarm, die sich direkt auf den gemessenen Beobachtungswinkel überträgt.

Im Nahbereich, wo ein Teil des Elektronenstrahls die Gitteroberfläche berührt, verschiebt sich die Lage der Maxima zu kleineren Beobachtungswinkeln hin. Dies geschieht bis zu einem Abstand von etwa  $d \simeq 12 \mu\text{m}$ . Bei noch kleineren Abständen  $d$  ist dann eine leicht rückläufige Verschiebung erkennbar.

Dieses „Wandern“ der Interferenzmaxima läßt sich unter Berücksichtigung der Abbildungseigenschaften des Nachweissystems, die in Anhang A dargestellt sind und der scharfen Fokussierung des Elektronenstrahls erklären. Das Zustandekommen der beobachteten Verschiebung im Nahbereich wird anhand von Abb. 5.9 erläutert.

Aufgrund der scharfen Fokussierung des Elektronenstrahls und der daraus resultierenden Divergenz ändert sich die vertikale Elektronenstrahlausdehnung entlang der Gitteroberfläche um mehrere Mikrometer (vgl. Abb. 4.2). Bei Verringerung des Abstandes  $d$  berührt der Elektronenstrahl die Gitteroberfläche zunächst in den Randbereichen. Die in diesen Bereichen produzierte Strahlung wird aufgrund der Winkelakzeptanz des Nachweissystems unter einem Beobachtungswinkel nachgewiesen, der vom jeweiligen Entstehungsort auf der Gitteroberfläche abhängt. Um die systematische Verschiebung aller beobachteten Interferenzmaxima zu kleineren Beobachtungswinkeln zu erklären, muß der Entstehungsort der im Nahbereich entstehenden Strahlung strahlabwärts von der Gittermitte gelegen haben (vgl. die Testmessungen in Anhang A). Dies kann durch eine leichte Asymmetrie im Elektronenstrahl oder einen geringfügig strahlaufwärts verschobenen Elektronenstrahlfokus verursacht worden sein.

Die bei einer weiteren Verringerung des Abstandes  $d$  beobachtete rückläufige Verschiebung läßt sich damit ebenfalls erklären. Mit der weiteren Verringerung von  $d$  vergrößert sich die von den Elektronen durchlaufene Gitterfläche zur Gittermitte hin. Damit verschiebt sich der mittlere Entstehungsort der an der Gitteroberfläche entstehenden Strahlung zur Gittermitte hin, was sich durch eine rückläufige Verschiebung in dem Beobachtungswinkel des jeweiligen Maximums bemerkbar macht. Die beobachtete Verschiebung

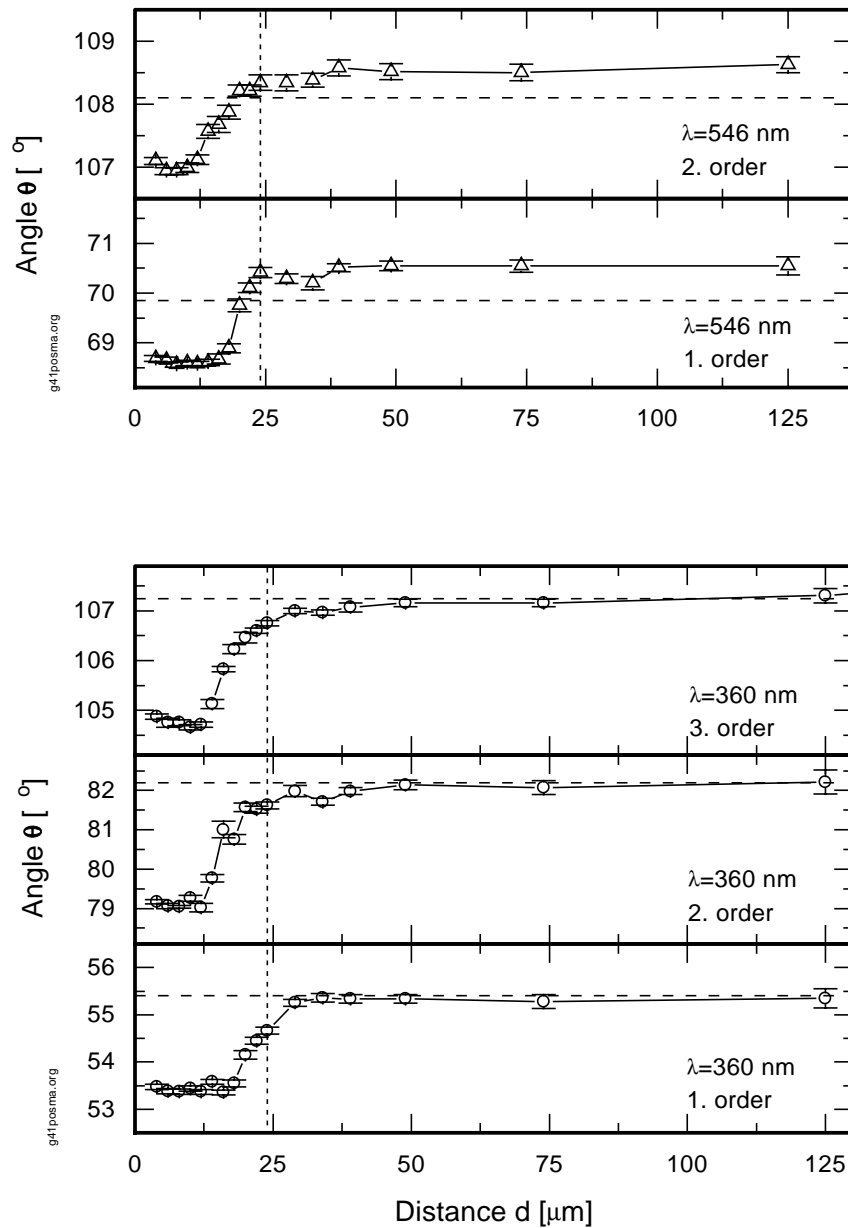


Abbildung 5.7: Beobachtungswinkel der Interferenzmaxima für Gitter Nr. 1  
 Aufgetragen ist die Lage der beobachteten Interferenzmaxima in Abhängigkeit vom Abstand  $d$  zwischen Elektronenstrahlsschwerpunkt und Gitteroberfläche für eine Beobachtungswellenlänge von  $\lambda = 546$  nm (oben) sowie  $\lambda = 360$  nm (unten). Die eingezeichneten Fehler ergeben sich aus der Anpassung an die Winkelspektren. Mit eingezeichnet sind die nach der Kohärenzbeziehung (2.1) erwarteten Beobachtungswinkel der einzelnen Beugungsordnungen (horizontal gestrichelte Linie). Der Berührungspunkt zwischen Elektronenstrahl und Gitteroberfläche ist durch eine vertikal gestrichelte Linie gekennzeichnet. Er wurde mit dem Sekundärelektronensignal von der Gitteroberfläche zu  $d=24$   $\mu\text{m}$  ermittelt.



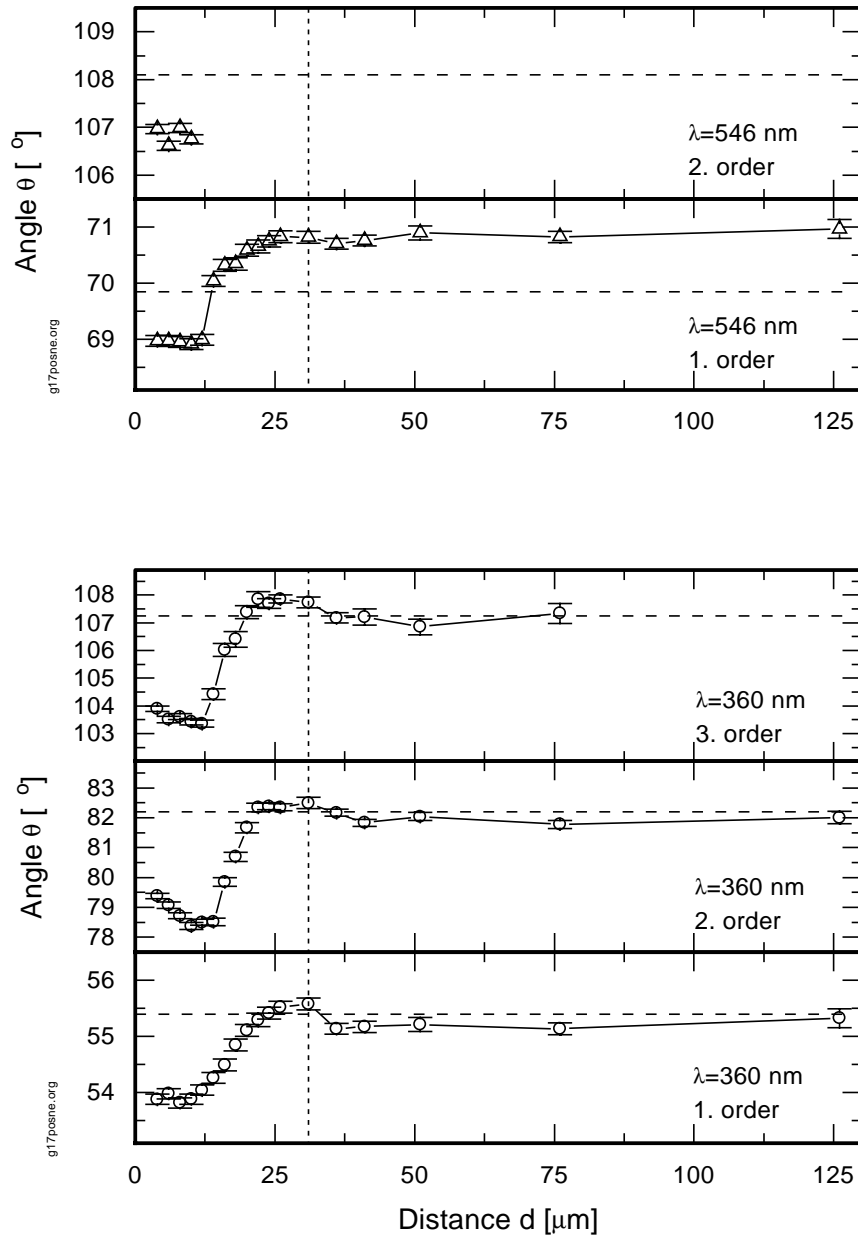


Abbildung 5.8: Beobachtungswinkel der Interferenzmaxima für Gitter Nr. 3

Aufgetragen ist die Lage der beobachteten Interferenzmaxima in Abhängigkeit vom Abstand  $d$  zwischen Elektronenstrahlschwerpunkt und Gitteroberfläche für eine Beobachtungswellenlänge von  $\lambda = 546$  nm (oben) sowie  $\lambda = 360$  nm (unten). Mit eingezeichnet sind die nach der Kohärenzbeziehung (2.1) erwarteten Beobachtungswinkel der einzelnen Beugungsordnungen (horizontal gestrichelte Linie). Der Berührungspunkt zwischen Elektronenstrahl und Gitteroberfläche ist durch eine vertikal gestrichelte Linie gekennzeichnet. Er wurde mit dem Sekundärelektronensignal von der Gitteroberfläche zu  $d=31$   $\mu\text{m}$  ermittelt.

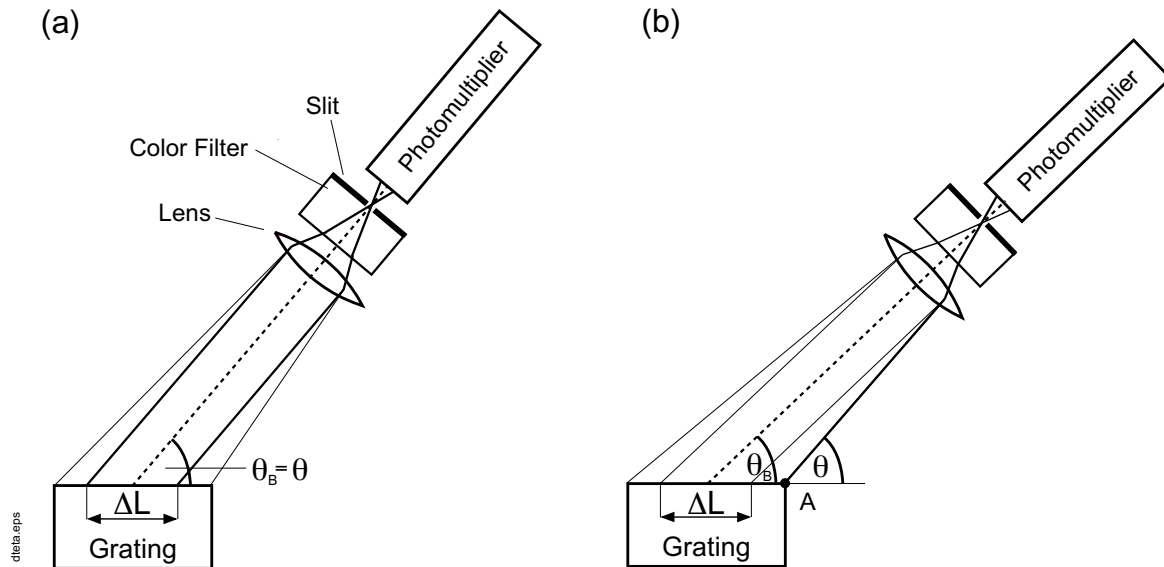


Abbildung 5.9: Ursache der beobachteten Linienverschiebung im Nahbereich.

(a) Die Abbildungsfehler der Linse im Nachweissystem (vgl. Anhang A) bewirken, daß nur die in einem Bereich  $\Delta L = \frac{13.5 \text{ mm}}{\sin \theta}$  an der Gitteroberfläche erzeugte Smith-Purcell-Strahlung mit der Beobachtungswellenlänge  $\lambda$  unter einem der Kohärenzbeziehung genügenden Beobachtungswinkel  $\theta_B = \theta$  nachgewiesen wird. Die an den Randbereichen der Gitteroberfläche entstehende Strahlung, die von dem Detektor unter dem Beobachtungswinkel  $\theta_B$  aufgrund der Winkelakzeptanz des optischen Systems gesehen wird, weist einen anderen Emissionswinkel und damit eine von der Zentralwellenlänge des Farbglasfilters abweichende Wellenlänge auf. Sie wird mit geringerer Effizienz nachgewiesen. (b) Bei einem Beobachtungswinkel  $\theta_B < \theta$  kann die an Punkt A von der Gitteroberfläche unter dem Winkel  $\theta$  mit der Zentralwellenlänge des Farbglasfilters  $\lambda$  emittierte Strahlung den Detektor aufgrund der Winkelakzeptanz ungehindert erreichen. Berührt der Elektronenstrahl die Gitteroberfläche zunächst an Punkt A, so entsteht dort lokal begrenzt Smith-Purcell-Strahlung von hoher Intensität. Übersteigt die Intensität dieser Strahlung die Intensität der beim Überflug erzeugten Strahlung, so ändert sich die Position des Interferenzmaximums.

ist bei dem 2. Interferenzmaximum bei  $\lambda = 360 \text{ nm}$  am stärksten ausgeprägt, da bei einem Beobachtungswinkel nahe  $\theta = 90^\circ$  die parallel abgebildete Gitteroberfläche aufgrund der geometrischen Projektion am kleinsten ist.

Im Vergleich zu Gitter Nr. 1 ( $\alpha_{bl}=41.2^\circ$ ,  $D=833 \mu\text{m}$ ) ist die beobachtete Linienverschiebung im Nahbereich bei Gitter Nr. 3 ( $\alpha_{bl}=17.27^\circ$ ,  $D=833 \mu\text{m}$ ) stärker ausgeprägt. Ursache ist die größere Gitterlänge von Gitter Nr. 3 ( $L=25 \text{ mm}$ ) im Vergleich zu Gitter Nr. 1 ( $L=20 \text{ mm}$ ), aus der sich am Berührungspunkt ein weiter von der Gittermitte entfernt liegender Entstehungsort auf der Gitteroberfläche ergibt, was sich in einer größeren Verschiebung im Beobachtungswinkel äußert.

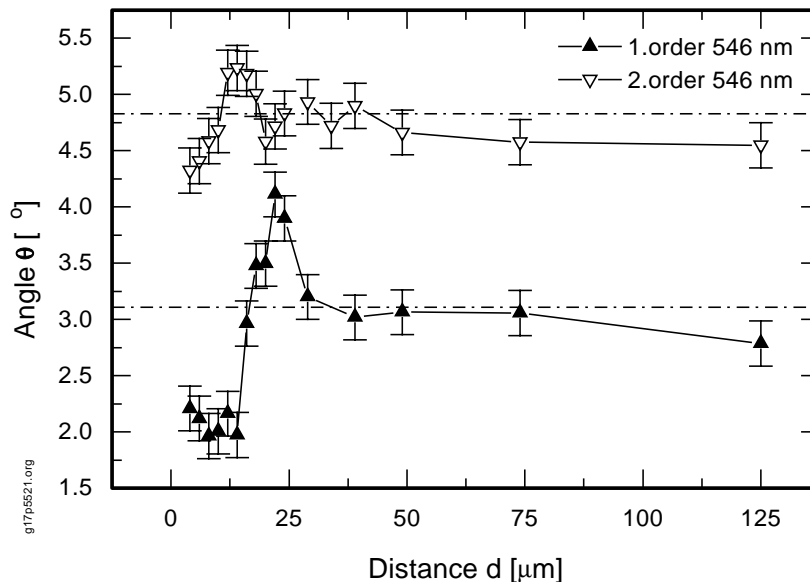


Abbildung 5.10: *Halbwertsbreiten der Interferenzmaxima für  $\lambda = 546 \text{ nm}$*   
*Aufgetragen ist die Linienbreite (FWHM) der beobachteten Interferenzmaxima in 1. und 2. Ordnung in Abhängigkeit vom Abstand  $d$  zwischen Elektronenstrahl und Gitteroberfläche . Mit eingezeichnet ist die erwartete Breite nach Formel (5.12) (strichpunktierte Linie).*

### Halbwertsbreiten der Interferenzmaxima

Der Einfluß des Nachweissystems auf die Linienbreite (FWHM) der aufgenommenen Interferenzmaxima wird anhand der mit Gitter Nr. 1 bei  $\lambda = 546 \text{ nm}$  aufgezeichneten Winkelspektren besprochen. In Abb. 5.10 ist die Linienbreite der Interferenzmaxima für unterschiedliche Abstände  $d$  zwischen Elektronenstrahlschwerpunkt und Gitteroberfläche dargestellt. Sie wurden aus einer Anpassung mit einer Gauß-Kurve und einer Geraden an die Meßdaten ermittelt. Der Fehler der Anpassung wird mit  $\Delta\theta = 0.2^\circ$  abgeschätzt.

Nach einem einfachen Modell sollte sich die Linienbreite aus einer Faltung der Transmissionscharakteristik des verwendeten Farbglasfilters mit der Winkelakzeptanz des optischen Systems ergeben. Die Transmissionscharakteristik des Grünfilters folgt dabei näherungsweise einem Gaußprofil mit einer Halbwertsbreite von  $\Delta\lambda = 29 \text{ nm}$  (vgl. Anhang A.2). Der Beitrag des Farbglasfilters  $\Delta\theta_F$  auf die Linienbreite berechnet sich mit Hilfe der Kohärenzbeziehung 2.1 zu

$$\Delta\theta_F = \frac{\partial\theta}{\partial\lambda} \Delta\lambda = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{1}{\beta} - \frac{n\lambda}{D}\right)^2}} \cdot \frac{n}{D} \cdot \Delta\lambda \quad (5.10)$$

worin  $n$  die Beugungsordnung,  $D$  die Gitterkonstante und  $\beta=v/c$  bedeuten. Bei einer Zentralwellenlänge von  $\lambda = 546 \text{ nm}$  des Farbglasfilters ergibt sich damit ein Beitrag von

$$\Delta\theta_{F1} = 2.2^\circ \quad \text{und} \quad \Delta\theta_{F2} = 4.4^\circ \quad (5.11)$$

in 1. und 2. Beugungsordnung. Der Beitrag des optischen Systems aus Linse und Schlitzblende wird näherungsweise zu einem Kasten mit einer Breite von  $\Delta\theta_{opt} = 2.8^\circ$  angenommen (vgl. Anhang A.1.1). Aus der Faltung der beiden Profile erhält man rechnerisch eine Linienbreite von

$$\Delta\theta_{cal1} = 3.1^\circ \quad \text{und} \quad \Delta\theta_{cal2} = 4.8^\circ \quad (5.12)$$

für die Interferenzmaxima 1. bzw 2. Ordnung.

Für Abstände  $d$  jenseits des Berührungspunktes stehen die experimentell ermittelten Linienbreiten in Abb. 5.10 in guter Übereinstimmung mit berechneten Halbwertsbreiten. Berührt ein Teil des Elektronenstrahles die Gitteroberfläche, so verändert sich die Liniengform (vgl. Abb. 5.5) und die Linienbreite steigt zunächst über den jeweils berechneten Wert. Für geringe Abstände ( $d \leq 14 \mu\text{m}$ ) sinkt die Linienbreite dann annähernd auf die Größenordnung von  $\Delta\theta_F$ .

Dieses Verhalten deutet auf eine zusätzliche Strahlungskomponente im Nahbereich hin, die hinzu kommt, sobald der Elektronenstrahl das Gitter berührt. Die zusätzliche Strahlungskomponente entsteht nach den Überlegungen im vorigen Abschnitt zunächst am Rand der Gitteroberfläche. Da sie unter einem anderen Beobachtungswinkel nachgewiesen wird, erscheint das Interferenzmaximum zunächst verbreitert, sobald die Intensität der zusätzlichen Strahlungskomponente von ähnlicher Größenordnung wie die Intensität der beim Überflug erzeugten Smith-Purcell-Strahlung ist. Dominiert die zusätzliche Strahlungskomponente, so verschiebt sich die Position des Interferenzmaximums und die Linienbreite verringert sich. Da die am Rand der Gitteroberfläche entstehende Strahlungskomponente den Detektor nur aufgrund der Winkelakzeptanz des optischen Systems erreicht, vermindert sich der Beitrag des optischen Systems auf die Winkelbreite. Die beobachtete Winkelbreite kann im Extremfall bis auf die Größenordnung von  $\Delta\theta_F$  sinken.

### 5.8.2 Bestimmung der Intensität im Interferenzmaximum

Zur Auswertung des Abstandsverhaltens wird aus den bei verschiedenen Abständen  $d$  aufgezeichneten Winkelspektren die Intensität in den einzelnen Interferenzmaxima bestimmt. Dazu werden die Meßdaten um das jeweilige Interferenzmaximum mit Hilfe der Anpassungsfunktion

$$I(\theta) = I_n \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(\theta-\theta_n)^2}{2\sigma^2}} + (A \cdot \theta + B) \quad (5.13)$$

beschrieben, die sich aus einer Gauß-Funktion mit den Parametern  $I_n, \sigma, \theta_n$  zur Beschreibung der Linie und einer Geraden mit den Parametern  $A, B$  zur Beschreibung des Untergrundes zusammensetzt. Die Intensität  $I_n$  im Interferenzmaximum der  $n$ -ten Beugungsordnung wird in zwei Schritten mit der Anpassungsfunktion ermittelt. Zunächst erfolgt die Anpassung mit den freien Parametern  $I_n, \sigma, \theta_n, A, B$  über einen weiten Bereich um das jeweilige Interferenzmaximum, um den unter der Linie liegenden Strahlungsuntergrund zu bestimmen. Da die Gauß-Funktion speziell im Nahbereich nur bedingt die gesamte (sich ändernde) Liniengform wiedergibt, wird in einem zweiten Schritt  $I_n$  durch erneute Anpassung der Gauß-Funktion im engen Bereich um das Maximum ermittelt. Die im ersten Schritt gewonnenen Parameter  $A, B$  zur Beschreibung des Untergrundes werden dabei festgehalten.

### Einfluß der Abbildungseigenschaften auf die nachgewiesene Intensität

Die im Nahbereich beobachtete Verschiebung in der Winkelposition der Interferenzmaxima resultiert nach Abschnitt 5.8.1 aus den Abbildungseigenschaften des Nachweissystems in Kombination mit einer Änderung des Entstehungsortes der an der Gitteroberfläche erzeugten Strahlung. In wie weit sich bei der beobachteten Linienverschiebung die Transmission des Nachweissystems verringert, wurde anhand von den in Anhang A.1.2 beschriebenen Testmessungen untersucht. Die durchgeführten Messungen zeigen, daß mit beiden Nachweissystemen für  $\lambda=360$  nm bzw.  $\lambda=546$  nm die gesamte Oberfläche eines Gitters mit  $L=20$  mm (entsprechend Gitter Nr. 1) praktisch ohne Intensitätsverlust abgetastet werden kann. Der dabei von der Linse parallel abgebildete Teil der Gitteroberfläche verringert sich jedoch bei der Abbildung der Randbereiche des Gitters nach Berechnungen mit dem Programm WinLens [Hoy93] auf etwa 60 % des Maximalwertes von  $\Delta L=13.5$  mm/ $\sin \theta$ . Bei größerer Gitterlänge ( $L=25$  mm entsprechend Gitter Nr. 3) wird die in den Randbereichen der Gitteroberfläche erzeugte Strahlung unter verminderter Transmission nachgewiesen, was besonders bei  $\lambda=360$  nm in höherer Beugungsordnung der Fall ist.

# Kapitel 6

## Ergebnisse und Diskussion

In diesem Kapitel werden Ergebnisse der am Mainzer Mikrotron durchgeführten Untersuchungen zum Abstandsverhalten von Smith-Purcell-Strahlung präsentiert, die eine Aussage über den Entstehungsmechanismus der beobachteten Strahlung erlauben. Der Schwerpunkt der hier vorgestellten Untersuchungen lag auf dem Nahbereich, wo ein Teil des Elektronenstrahles die Oberfläche des jeweils verwendeten Gitters berührt. Die Intensität der im Nahbereich beobachteten Smith-Purcell-Strahlung wird mit den Ergebnissen einer Monte Carlo Simulation verglichen, in der die im Nahbereich an der Gitteroberfläche entstehende Übergangsstrahlung berechnet wird.

### 6.1 Untersuchung der Abstandscharakteristik

Die hier vorgestellten Ergebnisse wurden ausschließlich mit Replika-Gittern bei einer Elektronenstrahlenergie von 855 MeV mit dem im Kapitel 3 beschriebenen Aufbau gewonnen. Untersuchungen mit Metallgittern führten im Nahbereich zu keinem Ergebnis. Aufgrund der im Vergleich zu Replika-Gittern sehr viel stärkeren Aufstreuung des Elektronenstrahles im Gittermaterial und dem daraus resultierenden Strahlungsuntergrund konnte im Nahbereich keine Strahlung nachgewiesen werden, die der Kohärenzbeziehung Gl. (2.1) genügt. Die im Fernbereich mit Metallgittern erzielten Ergebnisse sind ausführlich in [Har95], [Kub98] diskutiert.

#### **Ergebnisse für Gitter Nr. 1 ( $\alpha_{bl} = 41.2^\circ$ , $D = 833$ nm)**

Das Abstandsverhalten der von Replikagitter Nr.1 ( $\alpha_{bl} = 41.2^\circ$ ,  $D = 833$  nm) emittierten Smith-Purcell-Strahlung wurde in den Strahlzeiten 08/94 und 06/96 untersucht. Es wird zunächst auf die Ergebnisse aus Strahlzeit 06/96 eingegangen, in der die Abstandscharakteristik im Nah- und Fernbereich untersucht wurde. Die vertikale Elektronenstrahlausdehnung über der Gittermitte betrug bei diesen Untersuchungen  $\sigma_z = 1.7 \pm 0.1$   $\mu\text{m}$ .

Die Bestimmung des Abstandsverhaltens der in Strahlzeit 06/96 registrierten Strahlung erfolgte aus den bei unterschiedlichem Abstand  $d$  zwischen Elektronenstrahlschwerpunkt und Gitteroberfläche aufgezeichneten Winkelspektren, von denen einige in Abb. 5.5 gezeigt sind. Dazu wurde die Intensität in dem jeweiligen Interferenzmaximum nach dem in Abschnitt 5.8.2 beschriebenen Verfahren für die einzelnen Abstände  $d$  ermittelt.

Abb. 6.1 zeigt die im 1. Interferenzmaximum bei einer Beobachtungswellenlänge von  $\lambda = 360$  nm sowie  $\lambda = 546$  nm nachgewiesene Intensität als Funktion des Abstandes  $d$ . Mit abgebildet ist die Abstandsabhängigkeit des Sekundärelektronensignales von der Gitteroberfläche, das zeitgleich mit den Winkelspektren aufgezeichnet wurde. In Abb. 6.2 ist die Abstandsabhängigkeit der Intensität in 1. und 3. Ordnung bei  $\lambda = 360$  nm und in 1. und 2. Ordnung bei  $\lambda = 546$  nm für einen kleineren Abstandsbereich dargestellt.

In dem untersuchten Abstandsbereich lassen sich bei der nachgewiesenen Strahlung zwei Komponenten mit deutlich unterschiedlichem Abstandsverhalten trennen. Jenseits des Berührungspunktes zwischen Elektronenstrahl und Gitteroberfläche, der mit Hilfe des Sekundärelektronensignales zu  $d = 24 \mu\text{m}$  ermittelt wurde, also im Fernbereich, steigt die Intensität mit abnehmendem Abstand  $d$  nur langsam an. Sobald der Elektronenstrahl die Gitteroberfläche berührt, ändert sich das Abstandsverhalten; die Intensität steigt nun sehr schnell mit abnehmendem Abstand an. Diese Strahlungskomponente im Nahbereich korreliert mit dem Anstieg des Sekundärelektronensignals von der Gitteroberfläche, das von den auf das Gittermaterial treffenden Elektronen erzeugt wird und im wesentlichen eine integrale Messung des Elektronenstrahlprofils darstellt.

Zur Beschreibung der Meßdaten in Abb. 6.2 wird die folgende Anpassungsfunktion verwendet, die die nachgewiesene Intensität  $I$  (in Photonen pro Elektron und Raumwinkelement) als Funktion des Abstandes  $d$  beschreibt :

$$I(d) = \mathbf{A} \cdot \exp(-d/t_n) + \mathbf{A}_{SP} \cdot \alpha \frac{nL}{D} \frac{1}{\Delta\Omega_{PM}} \int \frac{\sin^2 \theta \sin^2 \phi}{\left(\frac{1}{\beta} - \cos \theta \sin \phi\right)^2} e^{-\kappa(\phi)d} |R_n|^2 d\Omega + \mathbf{B} \quad (6.1)$$

Die Anpassungsfunktion summiert sich aus drei Anteilen:

1. Eine Exponentialfunktion mit der Abfallkonstanten  $t_n$  dient zur Beschreibung der schnell ansteigenden Komponente im Nahbereich.
2. Die im Fernbereich beobachtete Komponente wird durch die theoretische Abstandscharakteristik der beim Überflug erzeugten SP-Strahlung mit der Abfallkonstanten

$$\kappa(\phi)^{-1} = h_{int} / \sqrt{1 + (\beta\gamma \cos \phi)^2}$$

beschrieben (vgl. Kapitel 2.1) <sup>1</sup>.

3. Zusätzlich wird eine Konstante  $B$  zugelassen, die den Einfluß von kohärenter Untergrundstrahlung (z.B. Synchrotronstrahlung) berücksichtigen soll.

Die freien Parameter der Anpassungsfunktion sind fett gedruckt. Es sind dies ( $\mathbf{A}, t_n$ ) zur Beschreibung der schnell abfallenden Strahlungskomponente, ( $\mathbf{A}_{SP}, h_{int}$ ) zur Beschreibung

<sup>1</sup>Die in Kapitel 2.1 angegebene Form wurde für einen punktförmigen Elektronenstrahl ermittelt. Für eine gaußförmige Ladungsdichteverteilung in  $z$ -Richtung muß der Ausdruck noch mit dem Faktor  $F = \frac{1}{2} \exp\left(\frac{\sigma_z^2 \kappa^2(\phi)}{2}\right) \left(1 - \operatorname{erf}\left(\frac{\sigma_z \kappa(\phi)}{\sqrt{2}}\right) - \frac{d}{\sqrt{2}\sigma_z}\right)$  multipliziert werden [Hae94]. Eine Vernachlässigung des gaußförmigen Strahlprofils bei der Intensitätsberechnung führt für die Experimentbedingungen nur bei Abständen  $d < 20 \mu\text{m}$  zu merklichen Abweichungen. Bei einer vertikalen Strahlausdehnung von  $\sigma_z = 2 \mu\text{m}$  betragen die Abweichungen maximal 10%. Aufgrund der im Nahbereich gemessenen Intensitäten der schnell abfallenden Strahlungskomponente können diese Abweichungen bei der Bestimmung der Intensität und der Abstandscharakteristik der schnell abfallenden Strahlungskomponente vernachlässigt werden.

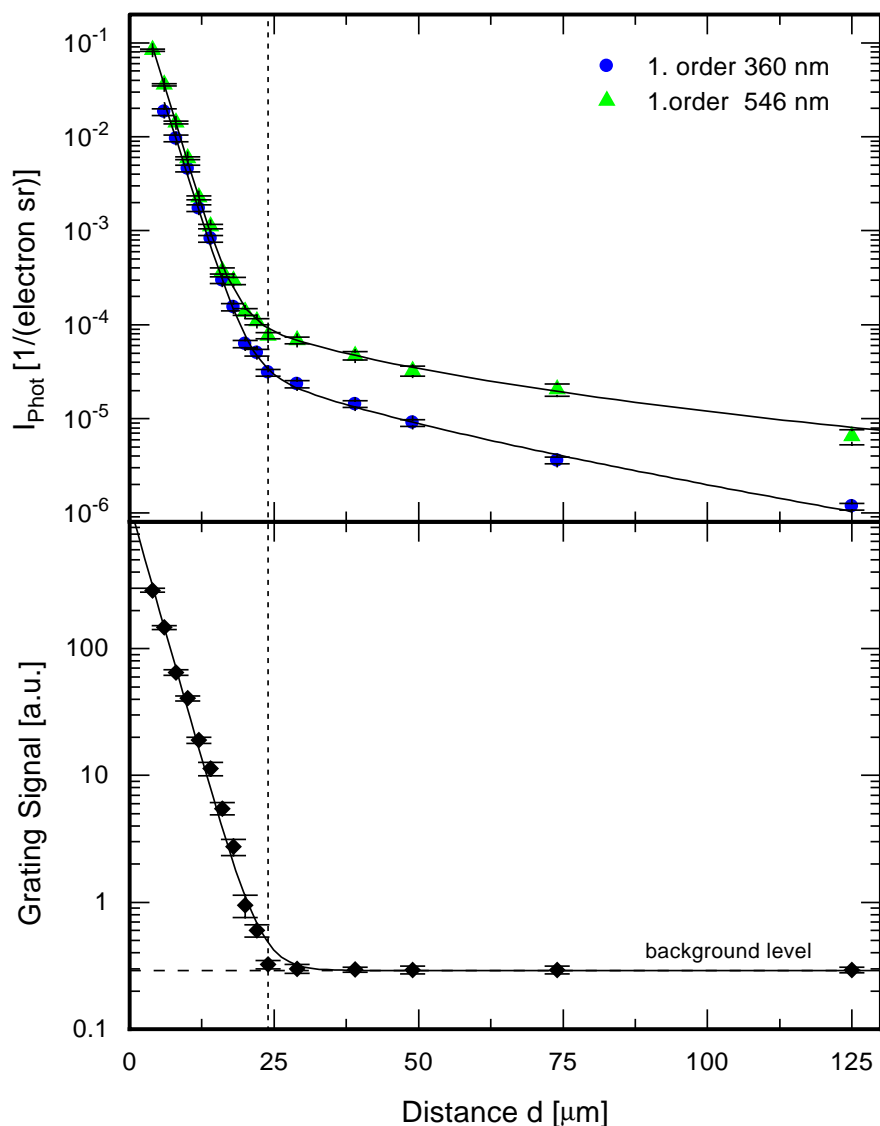


Abbildung 6.1: (oben) Abstandsscharakteristik der von Gitter Nr. 1 ( $\alpha_{bl}=41.2^\circ$ ,  $D = 833 \text{ nm}$ ) emittierten Strahlung für  $\lambda = 360 \text{ nm}$  und  $\lambda = 546 \text{ nm}$ . Aufgetragen ist die im 1. Interferenzmaximum gemessene Intensität (in Photonen pro Elektron und Raumwinkelement) als Funktion des Abstandes  $d$ . Die eingezeichneten Anpassungen (durchgezogene Linien) setzen sich aus einem exponentiellen Abfall, dem theoretischen Abfallverhalten der beim Überflug erzeugten SP-Strahlung und einer Konstanten zusammen. Zur Anpassung wurden neben den dargestellten Meßpunkten noch die bei  $d = 225 \mu\text{m}$  und  $325 \mu\text{m}$  gemessenen Intensitäten verwendet.

(unten) Abstandsverhalten des simultan gemessenen Sekundärelektronensignales von der Gitteroberfläche. Der Berührungspunkt zwischen Elektronenstrahl und Gitteroberfläche wurde mit dem Sekundärelektronensignal zu  $d = 24 \mu\text{m}$  ermittelt. Die durchgezogene Linie ist eine Anpassung an das Sekundärelektronensignal mit einer Exponentialfunktion.



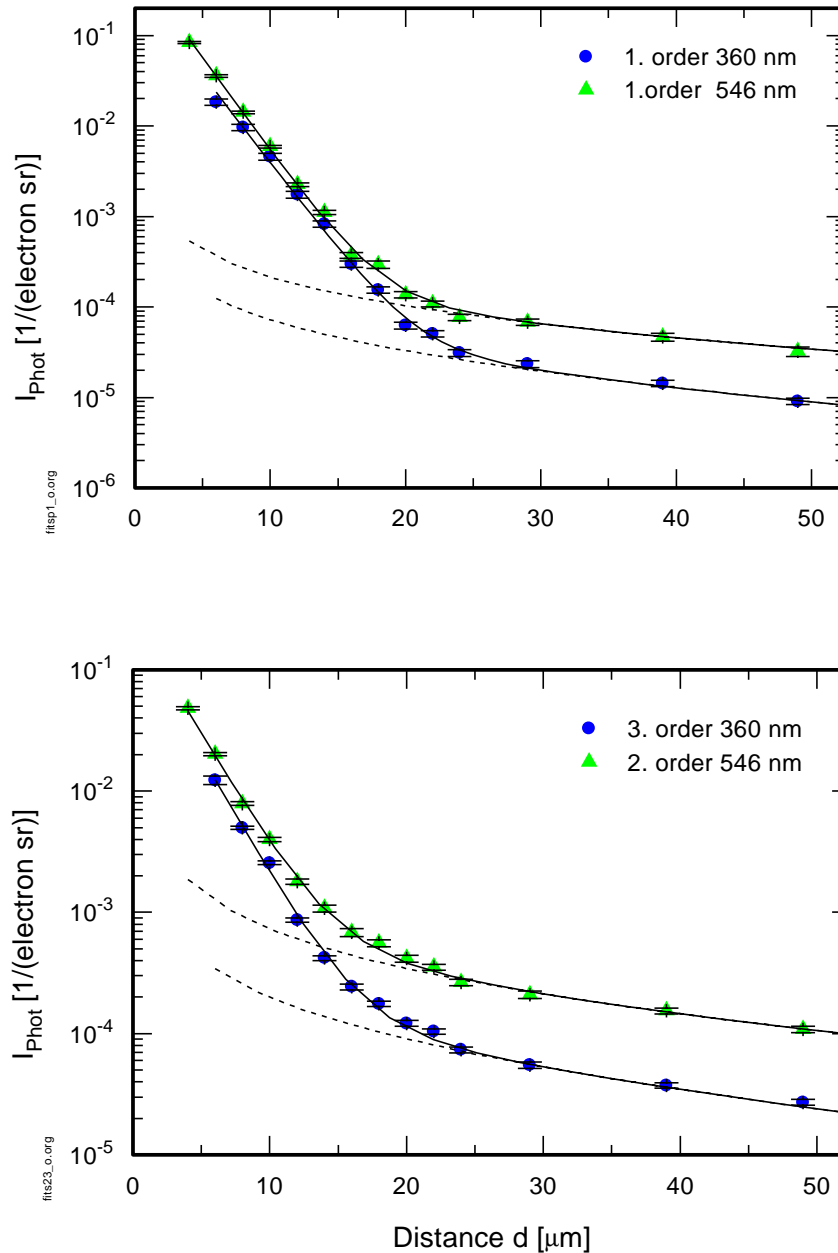


Abbildung 6.2: Abstandscharakteristik der von Gitter Nr. 1 ( $\alpha_{bl}=41.2^\circ$ ,  $D = 833$  nm) emittierten Strahlung im Nahbereich. Aufgetragen ist die bei einer Beobachtungswellenlänge von  $\lambda = 360$  nm und  $\lambda = 546$  nm gemessene Intensität (in Photonen pro Elektron und Raumwinkelelement) in den einzelnen Interferenzmaxima als Funktion des Abstandes  $d$ . Der Berührungspunkt zwischen Elektronenstrahl und Gitteroberfläche wurde mit dem Sekundärelektronensignal von der Gitteroberfläche zu  $d = 24$   $\mu\text{m}$  ermittelt. Die eingezeichneten Anpassungen (durchgezogene Linien) setzen sich aus einem exponentiellen Abfall, dem theoretischen Abfallverhalten der beim Überflug erzeugten SP-Strahlung und einer Konstanten zusammen. Die gestrichelte Linie zeigt jeweils das Abstandsverhalten der beim Überflug erzeugten SP-Strahlung im Nahbereich.

der beim Überflug erzeugten Smith-Purcell-Strahlung und ( $B$ ) zur Beschreibung des Untergrundes.

Bei der Anpassung an die Meßdaten wurde wie folgt vorgegangen: Zunächst wurde die Funktion an die Meßdaten im Fernbereich angepaßt, wobei nur die Meßpunkte mit Abständen  $d \geq 34 \mu\text{m}$  ( jenseits des Berührungspunktes ) Verwendung fanden. In diesem Bereich genügen zur Beschreibung der Meßdaten die Anteile 2 und 3 der Anpassungsfunktion. Da in diesem Abstandsbereich nur 6 Meßpunkte zur Bestimmung der Anteile 2 und 3 zur Verfügung standen, wurde die Anpassung zuerst nur mit  $A_{SP}$  und  $B$  als Parameter und mit der fest vorgegebenen theoretischen Wechselwirkungslänge  $h_{int}^{theo}$  (nach Formel (2.4)) durchgeführt. Anschließend erfolgte zum Vergleich die Anpassung mit  $h_{int}$  als zusätzlichem Parameter. In einem zweiten Schritt erfolgte die Anpassung über den gesamten Abstandsbereich, wobei zur Beschreibung der Meßdaten nun zusätzlich die Exponentialfunktion mit  $A$  und  $t_n$  als Parameter benötigt wird. Dabei wurden die zuvor im Fernbereich bestimmten Werte für  $A_{SP}$ ,  $h_{int}$ ,  $B$  festgehalten, da die damit verbundenen Strahlungskomponenten unverändert auch im Nahbereich auftreten sollten. Diese Vorgehensweise wurde gewählt, da die geringe Meßpunktdichte im Fernbereich dazu führt, daß bei einer Anpassung mit allen freien Parametern über den gesamten Abstandsbereich der Übergangsbereich deutlich stärker gewichtet wird, was zu einem geringeren  $h_{int}$  und systematischen Abweichungen im Fernbereich führt.

Jenseits des Berührungspunktes ( $d > 24 \mu\text{m}$ ) zwischen Elektronenstrahl und Gitteroberfläche zeigt die registrierte Strahlung für die beiden unterschiedlichen Beobachtungswellenlängen ein unterschiedliches Abfallverhalten, wie dies für die beim Überflug entstehende SP-Strahlung erwartet wird. Die Meßdaten sind in diesem Bereich mit der speziellen Abstandscharakteristik der beim Überflug entstehenden SP-Strahlung mit den theoretisch erwarteten Abfallkonstanten von  $h_{int}^{theo} = 47.9 \mu\text{m}$  für  $\lambda = 360 \text{ nm}$  und  $h_{int}^{theo} = 72.7 \mu\text{m}$  für  $\lambda = 546 \text{ nm}$  verträglich. Eine Ausnahme macht die 2. Ordnung bei  $\lambda = 546 \text{ nm}$ . Hier muß die Anpassung mit  $h_{int}$  als Parameter durchgeführt werden, um die Meßdaten beschreiben zu können. Die so in 2. Ordnung bei  $\lambda = 546 \text{ nm}$  ermittelte Abfallkonstante  $h_{int} = 60.7 \pm 3.4 \mu\text{m}$  weicht um 16.5 % vom theoretischen Wert  $h_{int}^{theo}$  ab.<sup>3</sup>

Im Nahbereich ( $d \leq 24 \mu\text{m}$ ), wo ein Teil des Elektronenstrahles die Gitteroberfläche berührt, liefert die Anpassung mit der Exponentialfunktion die folgenden Abfallkonstanten :

	$\lambda=360 \text{ nm}$		$\lambda=546 \text{ nm}$	
	n=1	n=3	n=1	n=2
$t_n \text{ in } \mu\text{m}$	$2.2 \pm 0.1$	$2.2 \pm 0.1$	$2.1 \pm 0.1$	$2.4 \pm 0.1$

Der Vergleich der Abfallkonstanten zeigt, daß das Abstandsverhalten der untersuchten Strahlung in diesem Bereich offensichtlich unabhängig von der Beobachtungswellenlänge ist. Es spiegelt vielmehr die Elektronenstrahlausdehnung wider, da die in Abb. 6.1 gezeigte

<sup>2</sup>Um sicher zu stellen, daß die Abstandscharakteristik der registrierten Strahlung im Fernbereich nicht durch wenige auf das Gitter treffende Elektronen verfälscht wird, wurden nur Meßpunkte  $10 \mu\text{m}$  jenseits des Berührungspunktes berücksichtigt.

<sup>3</sup>Diese Abweichung in der Abfallkonstanten findet sich auch in den Meßdaten aus der Strahlzeit 04/96, wo das Abstandsverhalten der von Gitter Nr. 1 emittierten Strahlung im Fernbereich detailliert untersucht wurde. Aufgrund der dort vorliegenden Meßdaten wird die Ursache der Abweichung in einer weiteren Strahlungskomponente vermutet, die möglicherweise durch den Strahlhalo an der Gitteroberfläche erzeugt wird [Kub98].

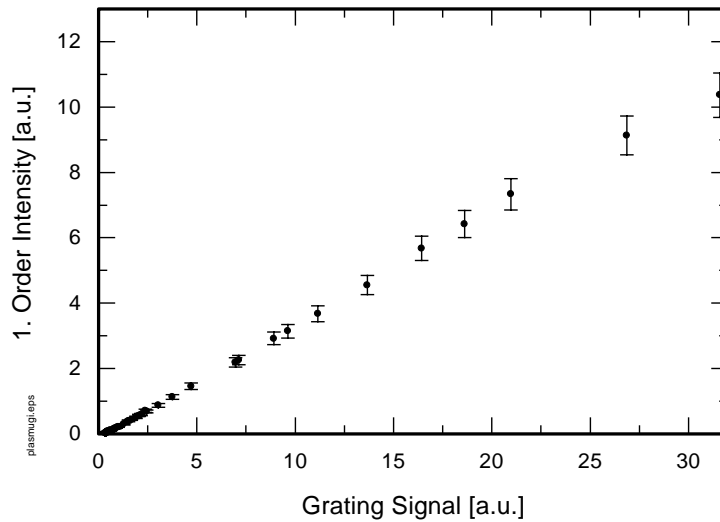


Abbildung 6.3: Korrelation zwischen Gitter- und Photomultipliersignal [Har95]. Aufgetragen ist die mit dem Photomultiplier bei einer Beobachtungswellenlänge von  $\lambda=546$  nm unter  $\phi = 90^\circ$  nachgewiesene Intensität im 1. Interferenzmaximum als Funktion des Sekundärelektronensignales von der auslesbaren Gitteroberfläche.

Anpassung mit einer Exponentialfunktion an das mit der auslesbaren Gitteroberfläche aufgezeichnete Elektronenstrahlprofil mit  $t_e = 2.7 \pm 0.1 \mu\text{m}$  eine Abfallkonstante von ähnlicher Größe liefert.

Um den Einfluß des Elektronenstrahlprofils auf die Abfallcharakteristik der Strahlung im Nahbereich weiter zu untersuchen wird nun auf Meßergebnisse eingegangen, die in der Strahlzeit 10/94 unter ähnlichen Bedingungen gewonnen wurden. Eine ausführliche Beschreibung dieser Untersuchungen findet sich in [Har95]. Die vertikale Strahlausdehnung über der Gittermitte wurde bei diesen Messungen mit dem Drahtmonitor zu  $\sigma_z = 3 \mu\text{m}$  ermittelt.

Aufgrund des weniger sensitiven Aufnahmeverfahrens [Har95] konnte bei diesen Untersuchungen nur im Nahbereich Strahlung nachgewiesen werden, die der Kohärenzbeziehung genügt. Die in den Interferenzmaxima bei einer Beobachtungswellenlänge von  $\lambda = 546$  nm registrierte Strahlung korrelierte dabei mit dem Sekundärelektronensignal von der Gitteroberfläche. Abb. 6.3 zeigt die direkt gemessene Korrelation im 1. Interferenzmaximum. Das Abstandsverhalten der beobachteten Strahlung im 1. bzw. 2. Interferenzmaximum konnte jeweils durch eine Exponentialfunktion mit den Abfallkonstanten  $t_1 = 6.7 \pm 0.4 \mu\text{m}$  bzw.  $t_2 = 6.2 \pm 0.4 \mu\text{m}$  beschrieben werden, die im Rahmen des Fehlers übereinstimmen. Die Anpassung mit einer Exponentialfunktion an das mit der Gitteroberfläche aufgezeichnete Sekundärelektronensignal lieferte auch hier mit  $t_e = 5.9 \pm 0.5 \mu\text{m}$  [Har95] eine Abfallkonstante von ähnlicher Größe wie die Abfallkonstanten der registrierten Strahlung im 1. und 2. Interferenzmaximum.

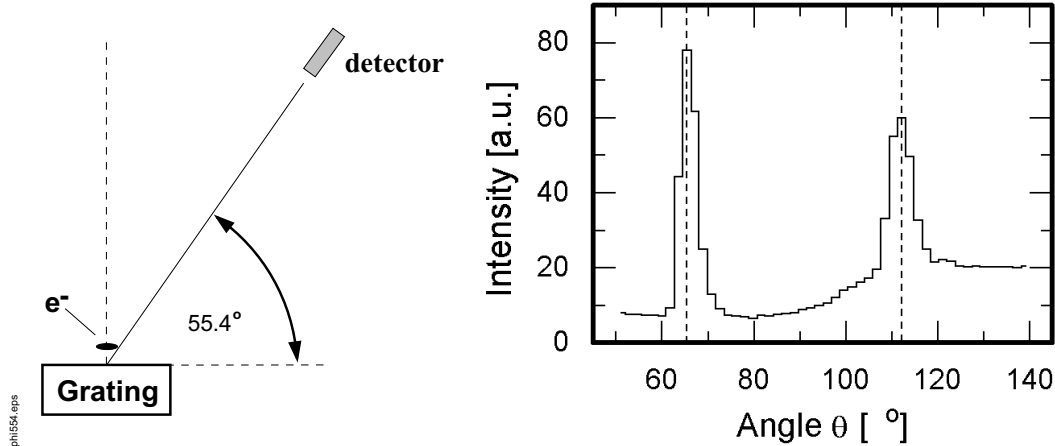


Abbildung 6.4: Winkelspektrum für  $\lambda = 546 \text{ nm}$  bei streifendem Vorbeiflug des Elektronenstrahls aufgezeichnet in der Ebene  $\phi = 55.4^\circ$ . Mit eingezeichnet sind die nach der Kohärenzbeziehung 2.1 berechneten Beobachtungswinkel der Maxima. Die Strahlausdehnung betrug  $\sigma_v = 2 \mu\text{m}$ , der Abstand zwischen Elektronenstrahlschwerpunkt und Gitteroberfläche  $d=14 \mu\text{m}$ .

Ein Vergleich der bei  $\sigma_z=3 \mu\text{m}$  und bei  $\sigma_z=1.7 \mu\text{m}$  in Strahlzeit 10/94 bzw. 06/96 für  $\lambda=546 \text{ nm}$  ermittelten Abfallkonstanten  $t_n$  zeigt deutlich, daß die Abstandscharakteristik der im Nahbereich registrierten Strahlung durch das Profil des Elektronenstrahls am Gitterort bestimmt wird, wie dies für an der Gitteroberfläche erzeugte Übergangsstrahlung erwartet wird.

Anhand von Messungen in der Strahlzeit 06/94 kann sicher ausgeschlossen werden, daß es sich bei der im Nahbereich registrierten Strahlung um Synchrotronstrahlung handelt, die in den strahloptischen Elementen vor der Vakuumkammer erzeugt und an der Gitteroberfläche gebeugt wird. In dieser Strahlzeit wurde die an der Gitteroberfläche erzeugte Strahlung mit einem Nachweissystem untersucht, das unter  $\phi = 55.4^\circ$  auf dem Spektrometerarm montiert war. Abb. 6.4 zeigt ein Winkelspektrum, das mit diesem Detektor im Nahbereich bei einer Beobachtungswellenlänge von  $\lambda = 546 \text{ nm}$  aufgezeichnet wurde. Im untersuchten Wellenlängenbereich sind im Winkelspektrum deutlich zwei Interferenzmaxima zu erkennen, deren Lage mit der Kohärenzbeziehung Gl. (2.1) verträglich ist. Die Beobachtung der Interferenzmaxima weit außerhalb der Ebene aus Gitterlot und Elektronenstrahl bei einem Winkel von  $\phi = 55.4^\circ$  zeigt, daß es sich bei der im Nahbereich beobachteten Strahlung nicht um Synchrotronstrahlung handelt. An der Gitteroberfläche gebeugte Synchrotronstrahlung kann nur in der Ebene, gebildet aus der Elektronenstrahlrichtung (hier Einfallrichtung des Lichtes) und dem Gitterlot, unter  $\phi = 90^\circ$  beobachtet werden, da es sich bei dem eingesetzten Gitter um ein Liniengitter handelt, dessen Linien senkrecht zum Elektronenstrahl ausgerichtet sind. Die beobachtete Strahlung im Nahbereich muß also durch direkte Wechselwirkung des Elektronenstrahls mit der Gitteroberfläche entstehen.

Es ist naheliegend, daß die Ursache der im Nahbereich beobachteten Strahlung, die auch weit außerhalb der Ebene aus Elektronenstrahl und Gitterlot beobachtet werden kann, an der Gitteroberfläche erzeugte Übergangsstrahlung ist, die von den auf die Gitteroberfläche treffenden Elektronen erzeugt wird<sup>4</sup>. Aufgrund der geringen Emittanz des Elektronenstrahls ( $\varepsilon_v = 1\pi\text{nmrad}$ ) und der daraus resultierenden geringen Winkeldivergenz sowie der schwachen Aufstreuung im Gittermaterial können die Elektronen eine Vielzahl von Gitterstrukturen durchqueren, bevor sie in das Gittersubstrat eintreten oder herausgestreut werden. Dabei durchläuft jedes Elektron eine Vielzahl von Grenzflächen zwischen Gittermaterial und Vakuum, wobei Übergangsstrahlung entsteht, die sich kohärent aufaddiert. Nach Abschnitt 2.2 erfüllt die durch Übergangsstrahlung hervorgerufene Strahlungskomponente die für Smith-Purcell Strahlung charakteristische Kohärenzbeziehung.

Die Intensität der an der Gitteroberfläche erzeugten Übergangsstrahlung sollte u.a. auch von der Form der Gitterstruktur des Reflexionsgitters abhängen. In der Strahlzeit 06/96 wurde daher ein weiteres Replikagitter mit Dreiecksstruktur mit einem Blazewinkel  $\alpha_{bl} = 17.27^\circ$  eingesetzt um den Einfluß der Gitterstruktur auf die im Nahbereich emittierte Strahlung zu untersuchen.

### Ergebnisse für Gitter Nr. 3 ( $\alpha_{bl} = 17.27^\circ$ , $D = 833 \text{ nm}$ )

Der abstandsabhängige Intensitätsverlauf der von Replikagitter Nr. 3 ( $\alpha_{bl} = 17.27^\circ$ ,  $D = 833 \text{ nm}$ ) emittierten Strahlung wurden aus den bei unterschiedlichem Abstand  $d$  aufgezeichneten Winkelspektren (vgl. Abb. 5.6) nach dem oben beschriebenen Verfahren ermittelt. Die Untersuchung des Abstandsverhaltens erfolgt für Gitter Nr. 3 lediglich anhand der im 1. Interferenzmaximum nachgewiesenen Strahlung, da in den höheren Beugungsordnungen die Randbereiche der Gitteroberfläche aufgrund der im Vergleich zu Gitter Nr. 1 größeren Gitterlänge ( $L=25 \text{ mm}$ ) nur mit deutlichem Intensitätsverlust abgetastet werden können<sup>5</sup>.

Abb. 6.5 zeigt die im 1. Interferenzmaximum registrierte Intensität in Abhängigkeit vom Abstand  $d$  zwischen Elektronenstrahlschwerpunkt und Gitteroberfläche für eine Beobachtungswellenlänge von  $\lambda = 360 \text{ nm}$  bzw.  $\lambda = 546 \text{ nm}$ . Mit abgebildet ist die Abstandsabhängigkeit des Sekundärelektronensignals von der Gitteroberfläche, das zeitgleich mit den Winkelspektren aufgezeichnet wurde.

Die bei den Messungen mit Replikagitter Nr. 3 im 1. Interferenzmaximum registrierte Strahlung weist ein ähnliches Abstandsverhalten auf, wie die Strahlung von Replikagitter Nr. 1. Zur Beschreibung der Abstandsabhängigkeit der gemessenen Intensität wird daher wieder die Anpassungsfunktion (6.1) verwendet. Die mit der Anpassung ermittelten Werte für die charakteristische Wechselwirkunglänge  $h_{int}$  und für die Abfallkonstante  $t_1$  der exponentiellen Komponente im Nahbereich sind in der nachfolgenden Tabelle zusammengefaßt :

	$t_1$ in $\mu\text{m}$	$h_{int}$ in $\mu\text{m}$	$h_{int}^{theo}$ in $\mu\text{m}$
$\lambda=360 \text{ nm}$	$3.60 \pm 0.11$	$49.2 \pm 5.4$	47.9
$\lambda=546 \text{ nm}$	$3.77 \pm 0.15$	$70.8 \pm 8.7$	72.7

<sup>4</sup>Die Intensität der an der Gitteroberfläche entstehenden Bremsstrahlung kann nach den Ausführungen in Abschnitt 2.3 im Vergleich zu der optischen Übergangsstrahlung vernachlässigt werden.

<sup>5</sup>Die im Nahbereich bei  $\lambda = 360 \text{ nm}$  in den Winkelspektren auftretende Verschiebung der Interferenzmaxima ist in 2. und 3. Beugungsordnung wesentlich größer als die in Anhang A bestimmte Winkelakzeptanz des Nachweissystems. Damit kann die in den Randbereichen der Gitteroberfläche erzeugte Strahlung den Detektor nur bei verminderter Transmission des Nachweissystems erreichen.

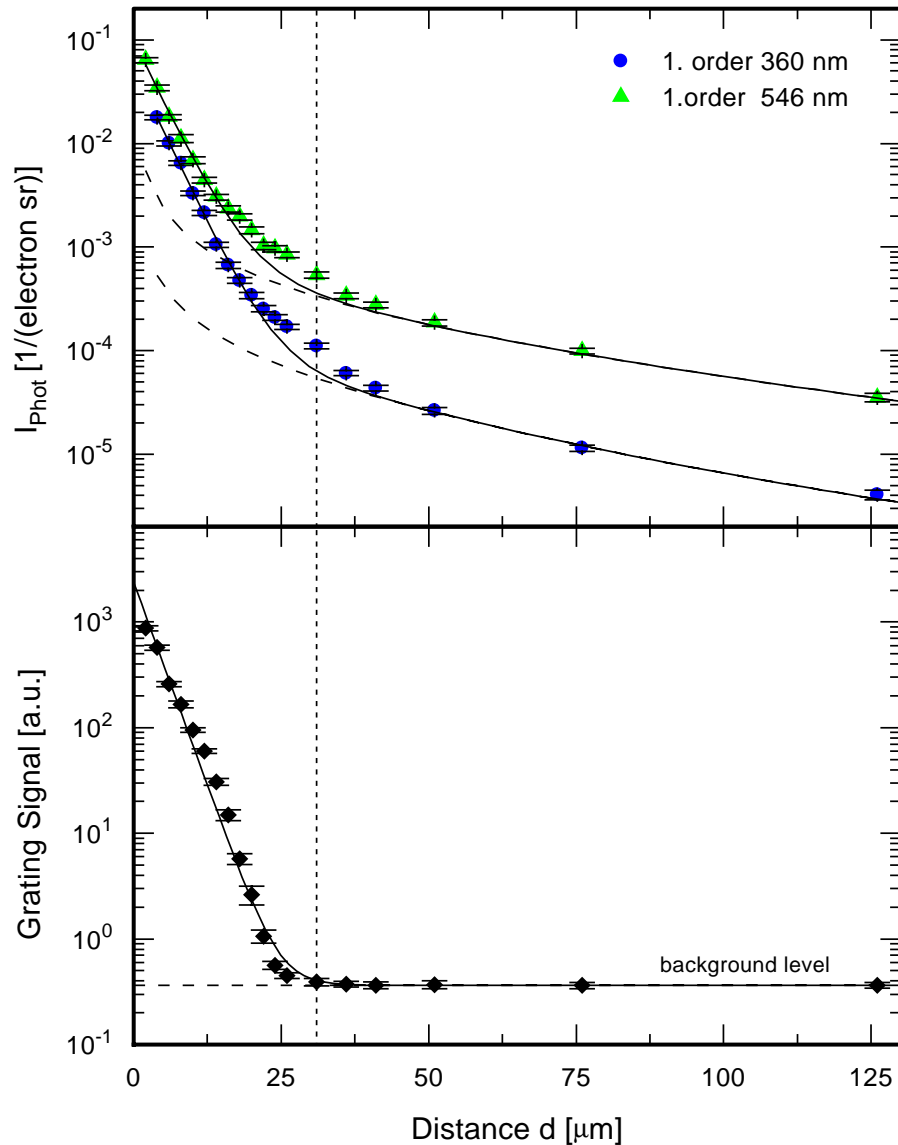


Abbildung 6.5: (oben) Abstandskarakteristik der von Gitter Nr. 3 ( $\alpha_{bl}=17.27^\circ$ ,  $D=833 \text{ nm}$ ) emittierten Strahlung. Aufgetragen ist die im 1. Interferenzmaximum bei  $\lambda = 360 \text{ nm}$  und  $\lambda = 546 \text{ nm}$  gemessene Intensität (in Photonen pro Elektron und Raumwinkelement) als Funktion des Abstandes  $d$ . Die eingezeichneten Anpassungen (durchgezogene Linien) setzen sich aus einem exponentiellen Abfall, dem theoretischen Abfallverhalten der beim Überflug erzeugten SP-Strahlung und einer Konstanten zusammen. Die gestrichelte Linie zeigt jeweils das Abstandsverhalten der beim Überflug erzeugten SP-Strahlung. Zur Anpassung wurden neben den dargestellten Meßpunkten noch die bei  $d = 225 \mu\text{m}$  und  $325 \mu\text{m}$  gemessenen Intensitäten verwendet.

(unten) Abstandsverhalten des simultan gemessenen Sekundärelektronensignales von der Gitteroberfläche. Der Berührungspunkt zwischen Elektronenstrahl und Gitteroberfläche wurde mit dem Sekundärelektronensignal zu  $d = 31 \mu\text{m}$  ermittelt. Die durchgezogene Linie ist eine Anpassung an das Sekundärelektronensignal mit einer Exponentialfunktion.

Die aus der Anpassung im Fernbereich ( $d \geq 41 \mu\text{m}$ ) ermittelten Werte für die charakteristische Wechselwirkungslänge  $h_{int}$  stehen in guter Übereinstimmung mit den theoretischen Werten  $h_{int}^{theo}$  für die beim Überflug erzeugte SP-Strahlung. Die im Fernbereich registrierte Strahlung ist also mit der speziellen Abstandscharakteristik der beim Überflug erzeugten Smith-Purcell-Strahlung verträglich.

Im Nahbereich liefert die Anpassung in dem Abstandsintervall  $d=[4,20] \mu\text{m}$  für den exponentiellen Abfall nahezu gleiche Abfallkonstanten  $t_1$  unabhängig von der Beobachtungswellenlänge. Die ermittelten Abfallkonstanten sind von der gleichen Größe wie die aus der Anpassung mit einer Exponentialfunktion an das Sekundärelektronensignal von der Gitteroberfläche bestimmte Abfallkonstante  $t_e = (3.62 \pm 0.15) \mu\text{m}$ , wie dies für die an der Gitteroberfläche entstehende Übergangsstrahlung erwartet wird.

Im Übergangsbereich bei  $d \simeq 30 \mu\text{m}$ , wo der Elektronenstrahl gerade die Gitteroberfläche berührt, ist bei beiden Beobachtungswellenlängen eine systematische Abweichung zwischen den experimentellen Daten und der Anpassung aus den drei Komponenten zu erkennen. Diese Abweichung ließe sich durch einen langreichweitigen Ausläufer des Elektronenstrahlprofils erklären, der ein modifiziertes Abstandsverhalten der an den Gitterstrukturen erzeugten Übergangsstrahlungskomponente zur Folge hätte <sup>6</sup>.

Berücksichtigt man einem solchen Ausläufer des Strahlprofils durch eine zusätzliche exponentielle Komponente in der Anpassungsfunktion (6.1), so wird wie in Abb. 6.6 gezeigt auch der Übergangsbereich gut beschrieben. Aus der Anpassung mit der so modifizierten Funktion ergeben sich die folgenden Zahlenwerte für  $h_{int}$ ,  $t_1$  und die Abfallkonstante der zusätzlichen exponentiellen Komponente  $t_{1a}$  :

	$t_1$ in $\mu\text{m}$	$t_{1a}$ in $\mu\text{m}$	$h_{int}$ in $\mu\text{m}$
$\lambda=360 \text{ nm}$	$2.7 \pm 0.2$	$6.7 \pm 0.5$	$49.2 \pm 5.4$
$\lambda=546 \text{ nm}$	$2.4 \pm 0.3$	$6.9 \pm 0.4$	$70.8 \pm 8.7$

Auch in diesem Fall sind die ermittelten Abfallkonstanten  $t_1$  und  $t_{1a}$  im Rahmen des Fehlers unabhängig von der Beobachtungswellenlänge, wie es für die an der Gitteroberfläche erzeugte Übergangsstrahlungskomponente im Nahbereich erwartet wird.

Neben der Abstandscharakteristik der registrierten Strahlung im Nahbereich kann der Vergleich der gemessenen Intensitäten mit einer theoretischen Vorhersage zur Übergangsstrahlung darüber Aufschluß geben, ob die im Nahbereich beobachtete zusätzliche Strahlungskomponente durch Übergangsstrahlung erklärt werden kann, die an der Gitteroberfläche entsteht.

---

<sup>6</sup>Die Ursache eines solchen Ausläufers kann in einer leicht asymmetrischen Fokussierung des Elektronenstrahls oder in einer Abweichung des Strahlprofils von einer Normalverteilung begründet sein. Einen Hinweis auf eine solche Abweichung geben detaillierte Untersuchungen des Strahlprofils bei der gleichen Elektronenstrahlenergie an einem anderen Experimentierplatz des Beschleunigers. Danach setzt der Strahlhalo bei einem Radius von ca. 5 Standardabweichungen des zentralen gaußförmigen Strahlprofils ein und besitzt eine relative Intensität von ca.  $10^{-5}$  [SFB95].

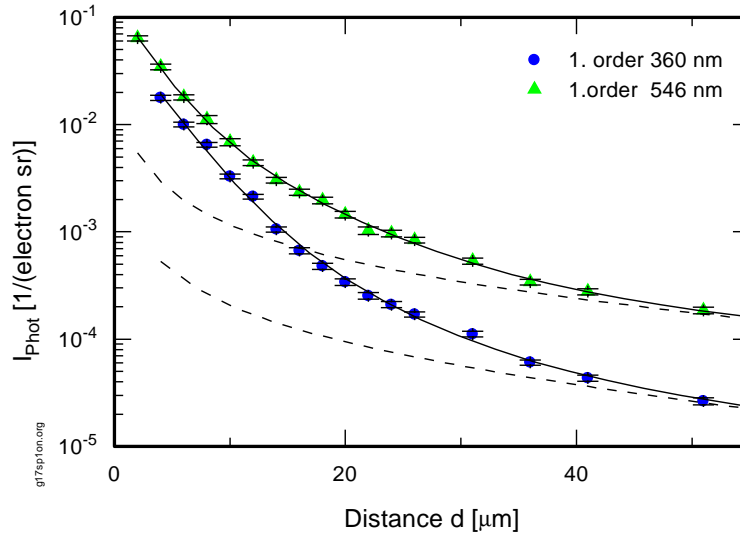


Abbildung 6.6: Abstandsscharakteristik der von Gitter Nr. 3 ( $\alpha_{bl}=17.27^\circ$ ,  $D = 833 \text{ nm}$ ) emittierten Strahlung im Nahbereich. Aufgetragen ist die bei einer Beobachtungswellenlänge von  $\lambda = 360 \text{ nm}$  und  $\lambda = 546 \text{ nm}$  gemessene Intensität (in Photonen pro Elektron und Raumwinkelement) im 1. Interferenzmaximum als Funktion des Abstandes  $d$ . Der Berührungspunkt zwischen Elektronenstrahl und Gitteroberfläche wurde mit dem Sekundärelektronensignal von der Gitteroberfläche zu  $d = 31 \mu\text{m}$  ermittelt. Die eingezeichneten Anpassungen (durchgezogene Linien) wurden im Vergleich zu Abb. 6.5 mit einer zusätzlichen exponentiellen Komponente durchgeführt. Die gestrichelte Linie zeigt jeweils das Abstandsverhalten der beim Überflug erzeugten SP-Strahlung im Nahbereich.

## 6.2 Modell zur Berechnung von optischer Übergangsstrahlung von Reflexionsgittern mit Dreiecksstruktur

Bislang steht kein Modell zur Verfügung, das eine Intensitätsvorhersage bzgl. der Übergangsstrahlung erlaubt, die von Elektronen an der Gitteroberfläche eines Reflexionsgitters erzeugt wird. Im folgenden wird ein einfaches Modell zur Abschätzung der Intensität der optischen Übergangsstrahlung entwickelt, die beim Durchflug eines Elektrons durch die periodische Struktur eines Reflexionsgitters mit Dreiecksstruktur entsteht. Das Modell basiert auf den Überlegungen von Wartski zur Berechnung der an einer Grenzfläche erzeugten Übergangsstrahlung, die in Anhang B dargestellt sind.

Zur Berechnung der an Reflexionsgittern erzeugten Übergangsstrahlung wird ein Elektron betrachtet, das die periodische Struktur eines im Vakuum platzierten Reflexionsgitters senkrecht zu den Gitterfurchen durchläuft. Das Elektron, das eine Vielzahl von Grenzflächen zwischen Gittermaterial und Vakuum passiert, erzeugt an jeder durchquerten Grenzfläche Übergangsstrahlung und die Einzelbeiträge interferieren miteinander (vgl. Abb. 6.7).

Nach Wartski [War76] berechnet sich die von einem Elektron an einer Grenzfläche



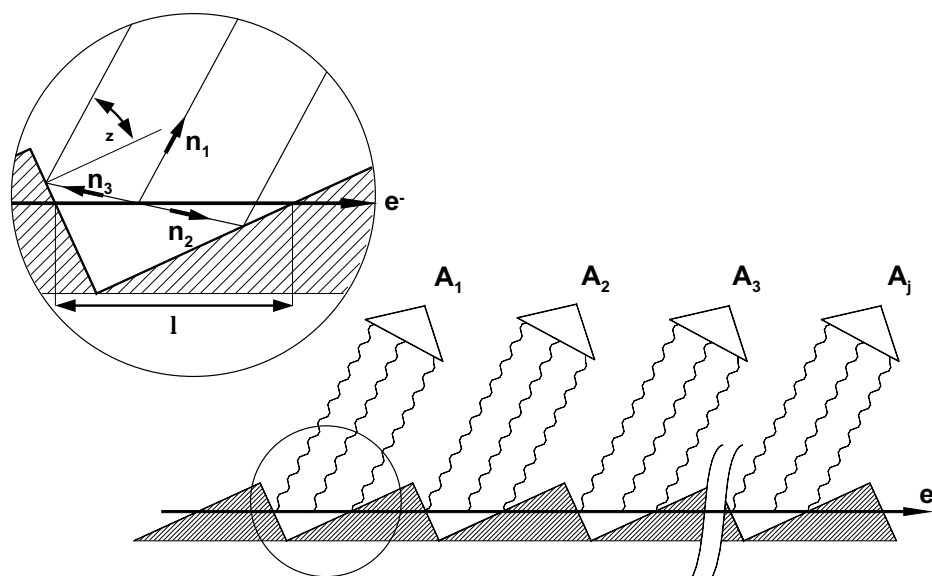


Abbildung 6.7: *Optische Übergangsstrahlung von einem Reflexionsgitter*

Das Elektron durchquert die Gitterstruktur eines Reflexionsgitters senkrecht zu den Gitterfurchen und erzeugt an jeder Grenzfläche Übergangsstrahlung. Aufgrund der optisch dichten, mit Aluminium bedampften Oberfläche des Gitters kann von einem Beobachter unter dem Winkel  $\theta$  nur der Anteil der Strahlung registriert werden, der von den Teilstrajektorien zwischen den Gitterstrukturen herrührt. Neben einem direkten Anteil, der in Richtung  $\vec{n}_1$  emittiert wird, können noch zwei weitere Anteile, die in Richtung  $\vec{n}_2$  bzw.  $\vec{n}_3$  emittiert werden, den Beobachter nach Reflexion erreichen.

zwischen zwei Medien produzierte Übergangsstrahlung aus den Strahlungsbeiträgen, die von den einzelnen Teilstrajektorien des Elektrons in den entsprechenden Medien herrühren. Die optischen Eigenschaften der Grenzfläche bei der Brechung und Reflexion der Strahlungsbeiträge werden dabei über die Fresnel'schen Formeln berücksichtigt. In einem einfachen Modell<sup>7</sup> ergibt sich der Übergangsstrahlungsbeitrag von einer einzelnen Gitterperiode eines Reflexionsgitters analog zur Übergangsstrahlung von einer Grenzfläche (vgl. Anhang B) unter Hinzunahme eines weiteren Anteils, der in Richtung  $\vec{n}_2$  emittiert und an der gegenüberliegenden Grenzfläche reflektiert wird. Bei der Berechnung von optischer Übergangsstrahlung kann der Anteil der Strahlung, der entlang der Teilstrajektorie im Gittermaterial entsteht und an der Grenzfläche gebrochen wird, wegen der optisch dichten Aluminiumbeschichtung des Gitters vernachlässigt werden.

Wird die Beobachtungsrichtung  $\vec{n}_1$  in der Ebene gebildet aus Elektronenstrahl und Gitterlot gewählt (entsprechend  $\phi = 90^\circ$  in den Experimenten), so ist die registrierte Übergangsstrahlung vollständig in dieser Ebene polarisiert. Die spektrale Intensität der an einer Dreiecksstruktur des Reflexionsgitters erzeugten optischen Übergangsstrahlung pro Elektron und Raumwinkelement ergibt sich dann analog zu Gl. (B.6) unter Berück-

<sup>7</sup>Streng genommen gilt dieses Modell nur für Gitterstrukturen, deren Abmessungen groß gegen die Wellenlänge sind. Beugungseffekte werden der Einfachheit halber vernachlässigt.

sichtigung der zusätzlichen Komponente in Richtung  $\vec{n}_2$  zu :

$$\frac{d^2W}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{4\pi^2 c} \omega^2 |A|^2 \quad (6.2)$$

mit

$$\begin{aligned} A = & (\vec{n}_1 \times \vec{\beta}) \int_0^{\frac{l}{\beta c}} e^{i\omega t(1-\vec{n}_1 \cdot \vec{\beta})} dt \\ & + r_{\parallel}(\pi/2 - \theta_z) (\vec{n}_2 \times \vec{\beta}) \int_0^{\frac{l}{\beta c}} e^{i\omega t(1-\vec{n}_2 \cdot \vec{\beta})} e^{i\Phi} dt \\ & + r_{\parallel}(\theta_z) (\vec{n}_3 \times \vec{\beta}) \int_0^{\frac{l}{\beta c}} e^{i\omega t(1-\vec{n}_3 \cdot \vec{\beta})} dt \end{aligned} \quad (6.3)$$

Darin bezeichnet  $c$  die Lichtgeschwindigkeit,  $e$  die Elementarladung,  $\beta$  die reduzierte Geschwindigkeit des Elektrons und  $\omega$  die Frequenz der beobachteten Strahlung. Die Emissionsrichtungen  $\vec{n}_1$ ,  $\vec{n}_2$ ,  $\vec{n}_3$  der einzelnen Strahlungskomponenten und der Beobachtungswinkel  $\theta_z$  sind nach Abb. 6.7 definiert. Der Fresnel-Koeffizient für die Reflexion einer monochromatischen, in der Einfallsebene polarisierten Welle ist durch Gl. (B.4) gegeben.

Das Integral ist über die Länge  $l$  der Trajektorie im Vakuum auszuführen, die zur Strahlungserzeugung beiträgt. Im einfachsten Fall (s.o.) sind die Integrationsgrenzen  $[0, l/(\beta c)]$ . Unter Berücksichtigung von Abschattungseffekten aufgrund der endlichen Ausdehnung der Gitterfurchen können je nach Beobachtungsrichtung, Gittergeometrie und Position des Elektrons für die einzelnen Strahlungskomponenten in Richtung  $\vec{n}_1, \vec{n}_2, \vec{n}_3$  nur (unterschiedliche) Teilstücke der Trajektorie im Vakuum zur Strahlungserzeugung beitragen. Dieser Tatsache muß im jeweiligen Fall bei der Integration Rechnung getragen werden.

Der zusätzliche Phasenfaktor  $e^{i\Phi}$  in Gl. (6.3) ergibt sich aufgrund des Gangunterschiedes zwischen dem direkt zum Zeitpunkt  $t=0$  in Richtung  $\vec{n}_1$  und dem in Vorwärtsrichtung  $\vec{n}_2$  zum Zeitpunkt  $t=0$  emittierten Wellenzug, der an der nächsten Grenzfläche in Richtung  $\vec{n}_1$  reflektiert wird.  $t=0$  ist der Zeitpunkt, bei dem das Elektron die Medium-Vakuum Grenzfläche durchquert.

Durchläuft ein Elektron  $M$  Dreiecksstrukturen, so interferieren  $M$  Einzelbeiträge miteinander. Die Gesamtamplitude des Feldes ergibt sich dann aus der Phasenaddition der Einzelamplituden  $A_j$  (von der  $j$ -ten Gitterperiode) zu

$$A = \sum_{j=1}^M A_j e^{i\Phi_{j-1}} \quad (6.4)$$

mit

$$\Phi_{j-1} = \sum_{i=0}^{j-1} \Psi_i \quad \text{und} \quad \Phi_0, \Psi_0 = 0 \quad (6.5)$$

Darin bezeichnet  $\Phi_{j-1}$  den Phasenunterschied zwischen der ersten und der  $j$ -ten Amplitude,  $\Psi_{j-1}$  den Phasenunterschied zwischen der  $j-1$ -ten und der  $j$ -ten Amplitude, der durch

$$\Psi_{j-1} = \frac{\omega \tilde{D}_j}{\beta c} (1 - \beta \cos \vartheta_{B,j}) \quad (6.6)$$

gegeben ist.  $\tilde{D}_j$  ist die zwischen der  $j$ -ten und der  $j+1$ -ten Medium Vakuum Grenzfläche zurückgelegte Wegstrecke;  $\vartheta_{B,j}$  bezeichnet den Winkel zwischen der jeweiligen Flugrichtung des Elektrons  $\beta_j$  und der Beobachtungsrichtung  $\vec{n}_1$ .

Unter Vernachlässigung der Streuung im Medium bewegt sich das Elektron geradlinig durch die Gitterstrukturen und die Wegstrecken  $\tilde{D}_j$  sind alle gleich lang.  $\Phi_{j-1}$  läßt sich dann schreiben als

$$\Phi_{j-1} = (j-1) \frac{\omega \tilde{D}}{\beta c} (1 - \beta \cos \vartheta_B) \quad . \quad (6.7)$$

Bewegt sich das Elektron wie in Abb. 6.7 parallel zur Gitteroberfläche und senkrecht zu den Gitterfurchen, so ist  $\tilde{D}$  gleich der Gitterperiode  $D$  und alle Teiltrajektorien  $l_j$  im Vakuum sind gleich lang. Damit sind alle Einzelbeiträge  $A_j$  gleich groß. Die Gesamtamplitude nimmt in diesem Fall die folgende Form an:

$$A = A_1 \sum_{j=0}^{M-1} e^{ij \frac{D}{Z_0}} \quad (6.8)$$

$$= A_1 \frac{1 - e^{iM \frac{D}{Z_0}}}{1 - e^{i \frac{D}{Z_0}}} \quad (6.9)$$

$$= A_1 e^{i(M-1) \frac{D}{2Z_0}} \frac{\sin(M \frac{D}{2Z_0})}{\sin(\frac{D}{2Z_0})} \quad (6.10)$$

wobei

$$Z_0 = \frac{\beta c}{\omega(1 - \beta \cos \vartheta_B)} \quad (6.11)$$

die Formationslänge <sup>8</sup> im Vakuum ist.

Unter der Verwendung der Winkelbezeichnungen in Abb. 6.7 sowie der Gleichungen (6.2), (6.3), (6.10) ergibt sich die die Anzahl der Photonen pro Elektron, Frequenzintervall und Bandbreite in der gewählten Beobachtungsebene (senkrecht zu den Gitterfurchen) zu :

$$\frac{d^2 N_{tr}}{d\omega d\Omega} = \frac{\alpha}{4\pi^2 \omega} \left| \sum_{j=1}^M A_j e^{i \Phi_{j-1}} \right|^2 \quad (6.12)$$

$$= \frac{\alpha}{4\pi^2 \omega} |A_{11} + A_{12} + A_{13}|^2 \frac{\sin^2(\frac{MD}{2Z_0})}{\sin^2(\frac{D}{2Z_0})} \quad (6.13)$$

mit

$$A_{11} = (-\beta_x \cos \theta_z - \beta_z \sin \theta_z) \frac{e^{i\omega \frac{l_{11}}{\beta c} (1 + \beta_x \sin \theta_z - \beta_z \cos \theta_z)} - e^{i\omega \frac{l_{12}}{\beta c} (1 + \beta_x \sin \theta_z - \beta_z \cos \theta_z)}}{i\omega (1 + \beta_x \sin \theta_z - \beta_z \cos \theta_z)}$$

$$A_{12} = r_{||}(\frac{\pi}{2} - \theta_z) (\beta_z \sin \theta_z - \beta_x \cos \theta_z) e^{i\Phi} \frac{e^{i\omega \frac{l_{21}}{\beta c} (1 - \beta_x \sin \theta_z - \beta_z \cos \theta_z)} - e^{i\omega \frac{l_{22}}{\beta c} (1 - \beta_x \sin \theta_z - \beta_z \cos \theta_z)}}{i\omega (1 - \beta_x \sin \theta_z - \beta_z \cos \theta_z)}$$

<sup>8</sup> $Z_0$  bezeichnet die Strecke entlang der Trajektorie des Elektrons, für die die Phasendifferenz zwischen dem Strahlungsfeld und dem Feld des Elektrons 1 rad ist.

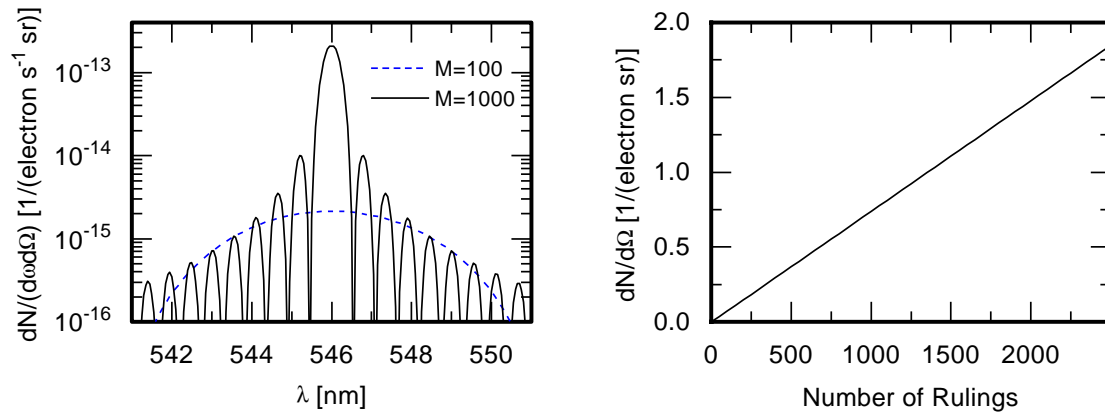


Abbildung 6.8: links: Spektrale Übergangsstrahlungsintensität (in Photonen pro Elektron, Bandbreite und Raumwinkelement) für ein Elektron, das  $M=100$  bzw.  $M=1000$  Dreiecksstrukturen auf halber Höhe durchquert. rechts: Zahl der Übergangsstrahlungspotonen pro Elektron und Raumwinkelement innerhalb der Bandbreite ( $\Delta\lambda = 30\text{nm}$ ) des Farbglasfilters mit  $\lambda = 546\text{ nm}$  als Funktion der Zahl der auf halber Höhe durchquerten Dreiecksstrukturen  $M$ . Die Rechnungen wurden für Gitter Nr.1 ( $\alpha_{bl} = 41.2^\circ$ ,  $D = 833\text{nm}$ ) mit  $E=855\text{ MeV}$  und  $\theta = 69.85^\circ$  durchgeführt.

$$A_{13} = r_{\parallel}(\theta_z)(\beta_x \cos \theta_z - \beta_z \sin \theta_z) \frac{e^{i\omega \frac{l_{31}}{\beta c}(1+\beta_x \sin \theta_z + \beta_z \cos \theta_z)} - e^{i\omega \frac{l_{32}}{\beta c}(1+\beta_x \sin \theta_z + \beta_z \cos \theta_z)}}{i\omega(1+\beta_x \sin \theta_z + \beta_z \cos \theta_z)} \quad (6.14)$$

und

$$\Phi = -2 \frac{l\omega}{c} \sin \alpha_{bl} \sin \theta_z \quad . \quad (6.15)$$

In den Amplituden  $A_{11}$ ,  $A_{12}$ ,  $A_{13}$  bezeichnen  $l_{i,1}, l_{i,2}$  mit  $i=\{1, 2, 3\}$  die Anfangs- und Endpunkte der jeweils für die Strahlungsbeiträge in Richtung  $\vec{n}_i$  relevanten Teilstücke von  $l$ . Im einfachsten Fall gilt  $l_{i,1} = 0$  und  $l_{i,2} = l$  (s.o.).

Die Winkelverteilung der von der Gitteroberfläche emittierten optischen Übergangsstrahlung genügt in der gewählten Beobachtungsebene der Kohärenzbeziehung Gl. (2.1), da der Interferenzterm in Gl. (6.13) für  $D/(2Z_0) = n\pi$  den maximalen Beitrag liefert. Somit interferiert die optische Übergangsstrahlung konstruktiv unter den gleichen Winkeln wie die SP-Strahlung.

Die Intensität der pro Elektron erzeugten Übergangsstrahlung hängt aufgrund des Interferenztermes in Gl. (6.13) stark von der Zahl der durchlaufenen Dreiecksstrukturen  $M$  ab. Anhand von Abb. 6.8 ist ersichtlich, daß die spektrale Intensität der Übergangsstrahlung zwar mit  $M^2$  skaliert, die Anzahl der Photonen pro Raumwinkelement aber aufgrund der endlichen Bandbreite der eingesetzten Farbglasfilter nur linear mit  $M$  anwächst. Neben der Zahl der durchlaufenen Gitterstrukturen beeinflusst der ‘‘Weg‘‘, auf dem das Elektron die jeweils im Experiment verwendete Gitterstruktur durchquert, die erzeugte Übergangsstrahlungsintensität. In Abb. 6.9 ist die berechnete Übergangsstrahlungsintensität für unterschiedliche Elektronentrajektorien dargestellt, die parallel zur Gitteroberfläche bei verschiedener  $z$ -Koordinate durch die Gitterstruktur verlaufen. Die Variation der Intensität mit  $z$  ergibt sich aus Gl. (6.14), da bei den Blaze-Gittern die Länge  $l$  der

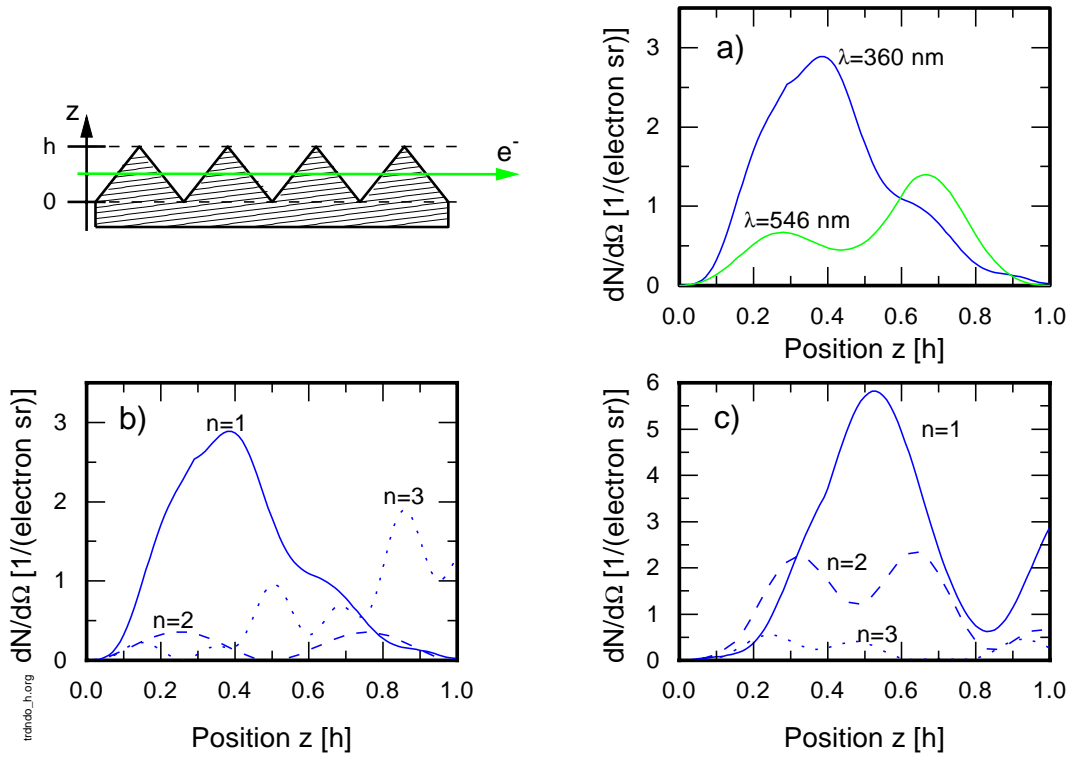


Abbildung 6.9: Berechnete Übergangsstrahlungsintensität für verschiedene Elektronentrajektorien. Aufgetragen ist die Zahl der Photonen pro Elektron und Raumwinkelement als Funktion der Elektronentrajektorienposition  $z$  für a) Gitter Nr.1 ( $\alpha_{bl} = 41.2^\circ$ ,  $D = 833\text{nm}$ ) bei  $n=1$  und  $\lambda=360\text{ nm}$  bzw.  $\lambda=546\text{ nm}$ , b) Gitter Nr.1 bei  $n=1,2,3$  und  $\lambda = 360\text{ nm}$ , c) Gitter Nr.3 ( $\alpha_{bl} = 17.27^\circ$ ,  $D = 833\text{nm}$ ) bei  $n=1,2,3$  und  $\lambda = 360\text{ nm}$ . Zur Berechnung wurde  $M=750$ ,  $\Delta\lambda = 30\text{ nm}$ ,  $E=855\text{ MeV}$  und  $\theta$  nach Gl. (2.1) gewählt.

Trajektorienteilstücke des Elektrons im Vakuum linear mit  $z$  anwächst und  $l$  direkt in Berechnung der Amplituden  $A_{11}$ ,  $A_{12}$ ,  $A_{13}$  eingeht<sup>9</sup>. Aus Gl. (6.14) ist auch ersichtlich, daß der in Abb. 6.9 gezeigte Zusammenhang zwischen Intensität und der  $z$ -Koordinate mit der Beobachtungswellenlänge  $\lambda$ , der Beugungsordnung  $n$  und der Form des Gitterprofils variiert.

Die vorangegangenen Betrachtungen haben gezeigt, daß der Weg der einzelnen Elektronen durch die Gitterstruktur die Intensität der an einem Reflexionsgitter erzeugten optischen Übergangsstrahlung entscheidend beeinflusst. Da die Elektronen des Strahles im Experiment aufgrund der Verteilung im Elektronenstrahl unter verschiedenen Winkeln auf die Gitterstruktur treffen und sie innerhalb des Gittermaterials Streuprozessen unterliegen, wurde zum Vergleich zwischen Modell und Experiment eine Monte-Carlo Simulation durchgeführt.

<sup>9</sup>Die endliche Übergangsstrahlungsintensität, die bei bestimmten Parametern für  $z = h$  auftritt, resultiert aus dem verwendeten Ansatz, in dem die Gitteroberfläche als ideal leitend angenommen wurde.

### 6.3 Vergleich von Experiment und Simulation zur Übergangsstrahlung

Der Vergleich von Simulationsrechnungen zur Übergangsstrahlungsintensität mit den experimentellen Daten soll darüber Aufschluß geben, ob die beobachtete zusätzliche Strahlungskomponente im Nahbereich durch Übergangsstrahlung erklärt werden kann, die entsteht, wenn ein Teil des Elektronenstrahles auf die Gitteroberfläche trifft.

Zur Berechnung der Intensität der optischen Übergangsstrahlung an Reflexionsgittern wurde eine Monte-Carlo (MC)-Simulation durchgeführt, um den Einfluß der Aufstreuung der Elektronen im Gittermaterial und die Ausdehnung des Elektronenstrahls über dem Gitter zu erfassen. Die Simulation ist ausführlich in Anhang C beschrieben. Sie basiert auf den in Abschnitt 6.2 entwickelten Formeln zur Beschreibung von Übergangsstrahlung von Reflexionsgittern. Aufgrund des numerischen Aufwandes erfolgte die Berechnung der Übergangsstrahlungsintensität lediglich in der Beobachtungsebene  $\phi = 90^\circ$  in einem zwei-dimensionalen Modell, in dem sich die Elektronen nur in der Beobachtungsebene bewegen. Die Berechnung der Übergangsstrahlung erfolgt in drei Schritten. Zunächst wird eine Startverteilung für eine Zahl von Elektronen gewürfelt, wobei die Winkel- und die Ortsverteilung der Elektronen im Fokus über der Gittermitte durch Normalverteilungen mit der im Experiment gemessenen Strahlbreite und der daraus resultierenden Winkelbreite beschrieben werden. Für einen bestimmten Abstand  $d$  zwischen Elektronenstrahlschwerpunkt und Gitteroberfläche wird dann für jedes einzelne Elektron die Elektronenbahn ermittelt, wobei beim Durchqueren der Dreiecksstrukturen des Reflexionsgitters die Amplitude der jeweils emittierten Übergangsstrahlungswelle und der Streuwinkel des Elektrons bestimmt werden. Anschließend wird die von den einzelnen Elektronen produzierte Strahlungsintensität berechnet und die Gesamtintensität für alle Elektronen ermittelt. Eine detaillierte Beschreibung der einzelnen Schritte findet sich in Anhang C.1.

Die theoretische Abstandsabhängigkeit der an den Reflexionsgittern erzeugten Übergangsstrahlung ist im wesentlichen durch die Verteilung der Elektronen im Elektronenstrahl und damit durch die bei den unterschiedlichen Abständen  $d$  auf die Gitteroberfläche treffende Anzahl der Elektronen und deren Winkelverteilung bestimmt. Sie wird daher exemplarisch für eine Gitterstruktur und eine Beobachtungswellenlänge untersucht. Abb 6.10 zeigt die berechnete Übergangsstrahlungsintensität als Funktion des Abstandes  $d$ , die für das Reflexionsgitter Nr.1 (vgl. Tab. 3.2) mit dem Blazewinkel  $\alpha_{bl} = 41.2^\circ$  bei einer Beobachtungswellenlänge  $\lambda = 546$  nm in 1. Ordnung für die Experimentbedingungen berechnet wurde. Der zum Vergleich mit abgebildete Intensitätsverlauf der zusätzlichen Strahlungskomponente im Nahbereich ergibt sich aus der jeweils im Experiment registrierten Gesamtintensität abzüglich der Intensität, die aus der Anpassung der langreichweitigen Strahlungskomponente durch die beim Überflug erzeugte Smith-Purcell-Strahlung gewonnen wurde.

Das mit einem normalverteilten Elektronenstrahl und einer vertikalen Strahlemittanz von  $\epsilon_z = 0.9 \pi \text{nmrad}$ <sup>10</sup> simulierte Abstandsverhalten der Übergangsstrahlung steht in relativ guter Übereinstimmung zu der experimentell ermittelten Abstandscharakteristik der zusätzlichen Strahlungskomponente im Nahbereich. Für Abstände  $d \leq 16 \mu\text{m}$  zwischen

<sup>10</sup>Nach [Hag95] beträgt die vertikale Strahlemittanz des Elektronenstrahles  $\epsilon_z = (1 \pm 0.1) \pi \text{nmrad}$ ; mit dem o.g. Zahlenwert, der im Fehlerintervall liegt, ergibt sich die beste Übereinstimmung zwischen Simulation und Experiment.

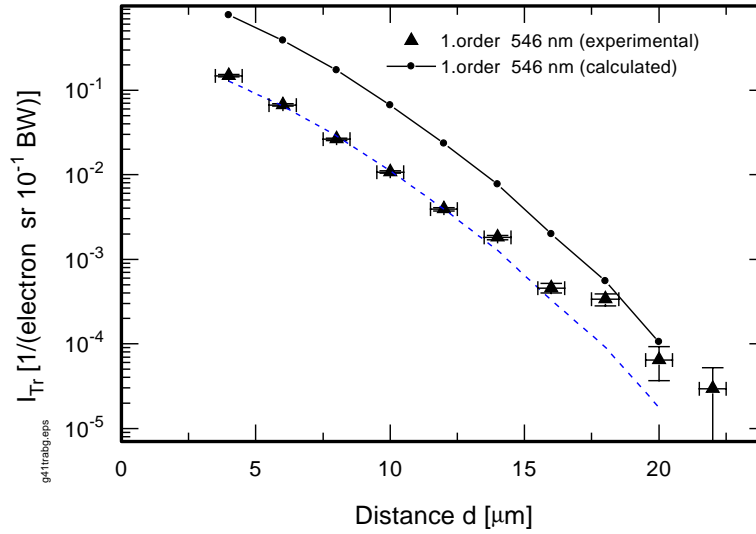


Abbildung 6.10: Übergangsstrahlungsintensität als Funktion des Abstandes  $d$  für Gitter Nr. 1 ( $\alpha_{bl}=41.2^\circ$ ,  $D = 833 \text{ nm}$ ). Aufgetragen ist die nach Anhang C simulierte Übergangsstrahlungsintensität (Kreise) und die Intensität der im Experiment registrierten schnell abfallenden Strahlungskomponente im Nahbereich (Dreiecke) in Photonen pro Elektron Raumwinkелеlement und  $10^{-1}$  Bandbreite für die 1. Beugungsordnung bei einer Beobachtungswellenlänge von  $\lambda = 546 \text{ nm}$ . Die gestrichelte Linie zeigt das um Faktor den 6 reduzierte Simulationsergebnis. Für die Berechnungen wurde eine Strahlbreite von  $\sigma_z = 1.7 \mu\text{m}$  und eine Strahlemittanz von  $\epsilon = 0.9 \pi\text{mrad}$  verwendet.

Gitteroberfläche und Elektronenstrahlschwerpunkt wird der relative abstandsabhängige Verlauf der gemessenen Intensität, die zwischen  $d = 16 \mu\text{m}$  und  $d = 4 \mu\text{m}$  über nahezu drei Größenordnungen ansteigt, durch die Simulation beschrieben. Die Abweichungen im Abstandsverhalten zwischen Simulation und Experiment, die besonders bei Abständen  $d \geq 18 \mu\text{m}$  auftreten, könnten darauf beruhen, daß die in den Simulationen gemachte Annahme eines normalverteilten Elektronenstrahles in den Randbereichen nicht korrekt ist. Eine weitere mögliche Ursache könnte darin bestehen, daß die Position des Strahlfokus entlang der Strahlachse nicht, wie in der Simulation angenommen, über der Gittermitte lag, wodurch sich ebenfalls die Zahl der auf die Gitteroberfläche treffenden Elektronen und damit das Abstandsverhalten der Strahlung verändert. Absolut gesehen ist die berechnete Intensität bei den gewählten Parametern (Gitter Nr. 1,  $\lambda=546 \text{ nm}$ ) etwa um einen Faktor 6 größer als die experimentell ermittelten Werte. Eine mögliche Ursache dieser Diskrepanz könnte der skalare Ansatz sein, der zur Berechnung der an Reflexionsgittern erzeugten Übergangsstrahlung gewählt wurde (s.u.).

Anhand der Simulationsrechnungen, die das Abstandsverhalten der experimentell ermittelten Intensität der schnell abfallenden Strahlungskomponente für Abstände  $d < 18 \mu\text{m}$  wiedergeben, kann die gemessene Intensität auf die Zahl der Elektronen normiert werden, die bei dem jeweiligen Abstand  $d$  die Gitterstruktur durchqueren. Dazu lassen sich zwei verschiedene Methoden verwenden: Zum einen wird zur Normierung der Prozentsatz der Strahlektronen, die die Gitterstruktur durchqueren, für die einzelnen Abstände  $d$  direkt mit der MC-Simulation berechnet (Verfahren A). Der Elektro-

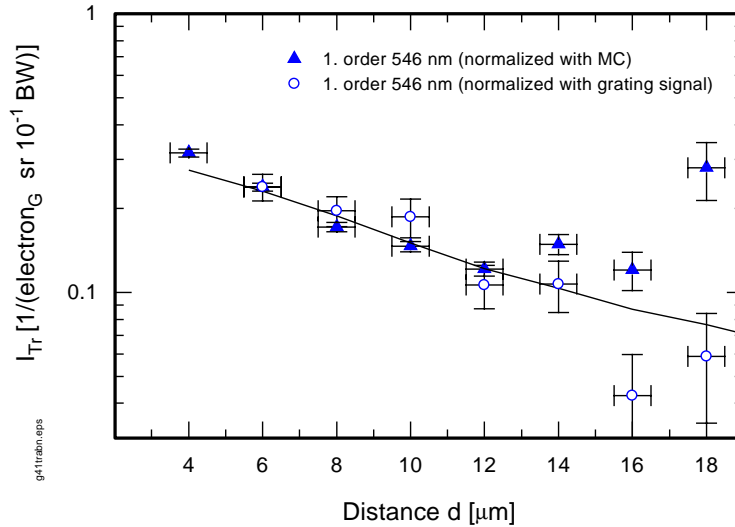


Abbildung 6.11: Normierte Intensität der schnell abfallenden Strahlungskomponente im Nahbereich als Funktion des Abstandes  $d$  für Gitter Nr. 1 ( $\alpha_{bl}=41.2^\circ$ ,  $D = 833 \text{ nm}$ ). Aufgetragen ist die bei  $\lambda = 546 \text{ nm}$  in der 1. Beugungsordnung registrierte Intensität in Photonen pro Gitterelektron, Raumwinkelelement und  $10^{-1}$  Bandbreite. Zur Normierung wurde die Anzahl der Elektronen, die die Gitterstruktur durchqueren, einerseits mit einer MC-Simulation berechnet (Dreiecke) und andererseits mit Hilfe des Sekundärelektronensignales ermittelt (Kreise), das dazu mit der MC-Simulation bei  $d=6 \mu\text{m}$  geeicht wurde. Die Fehler bzgl. der Intensitätsangabe ergeben sich aus dem Meßfehler der Intensität unter Berücksichtigung des stat. Fehlers der berechneten Anzahl der Gitterelektronen bzw. des Fehlers des gemessenen Sekundärelektronensignales. Die durchgezogene Linie zeigt die simulierte Übergangsstrahlungsintensität, die zur Darstellung um den Faktor 6 reduziert wurde. Die Berechnungen erfolgten mit den Strahlparametern  $\sigma_z = 1.7 \mu\text{m}$  und  $\epsilon = 0.9 \pi\text{mrad}$ .

nenstrahl wird dabei als normalverteilt angenommen, was in den Randbereichen nicht unbedingt erfüllt sein muß (s.o.). Zum anderen kann der Prozentsatz der auf die Gitteroberfläche treffenden Elektronen („Gitterelektronen“) für große Abstände  $d$  mit Hilfe des Sekundärelektronensignales abgeschätzt werden (Verfahren B). Dazu wird mit Hilfe des Differenzenquotienten aus dem gemessenen abstandsabhängigen Verlauf des Sekundärelektronensignales (vgl. Abb. 6.1), der im wesentlichen das Resultat einer integralen Messung des Strahlprofils darstellt, die „reale“ Elektronenverteilung ermittelt, die dann mit Hilfe der MC-Simulation bei einem geringen Abstand  $d$  auf den Prozentsatz der „Gitterelektronen“ geeicht wird<sup>11</sup>.

Abb. 6.11 zeigt die nach beiden Methoden auf die Anzahl der „Gitterelektronen“ normierte Intensität der schnell abfallenden Strahlungskomponente im Nahbereich als Funktion des Abstandes  $d$ . Zum Vergleich ist das Abstandsverhalten der berechneten Über-

<sup>11</sup>Diese Methode kann nur einen Anhaltspunkt für den Anteil der auf die Gitteroberfläche treffenden Strahlelektronen geben. Es wird u.a. vernachlässigt, daß sich aufgrund der scharfen Fokussierung des Elektronenstrahles bei Variation des Abstandes  $d$  neben der Zahl der auf den Gitterkörper treffenden Elektronen auch die im Mittel von den Elektronen im Gittermaterial zurückgelegte Wegstrecke verändert. Dies führt nach Anhang D.2 zu Verzerrungen in dem aus dem Sekundärelektronensignal ermittelten Strahlprofil.



gangstrahlung gezeigt, das sich aus der der MC-Simulation ergibt. Die Abnahme der berechneten Intensität mit zunehmendem Abstand  $d$  resultiert aus den mit zunehmendem  $d$  anwachsenden Auftreffwinkeln der Elektronen, die eine Verringerung der Zahl der durchlaufenen Gitterstrukturen und damit eine Verringerung der pro Gitterelektron erzeugten spektralen Intensität der Übergangsstrahlung zur Folge haben.

Unabhängig vom gewählten Normierungsverfahren fällt die für Gitter Nr. 1 bei einer Beobachtungswellenlänge von  $\lambda = 546$  nm pro Gitterelektron ermittelte spektrale Intensität bis zu einem Abstand  $d = 12$   $\mu\text{m}$  mit zunehmendem Abstand  $d$  ab. Diese Abnahme in der ermittelten Intensität pro Gitterelektron steht in guter Übereinstimmung mit dem berechneten Abstandsverhalten der Übergangsstrahlung aus der MC-Simulation. Darüber hinaus steigt die mit Verfahren A normierte Intensität für Abstände  $d \geq 14$   $\mu\text{m}$  an. Dieser Anstieg, der bei der nach Verfahren B mit dem Sekundärelektronensignal normierten Intensität nicht zu beobachten ist, weist auf einen im Randbereich nicht normalverteilten Elektronenstrahl (Strahlhalo) hin. Aufgrund der Art der Darstellung, die auf mögliche Abweichungen von der Normalverteilung in den Randbereichen des Elektronenstrahles sehr sensitiv ist, bewirkt ein Strahlhalo eine Überhöhung der Intensität, da mehr Elektronen zur Strahlungserzeugung beitragen als zur Normierung verwendet werden.

Einen Aufschluß über die Genauigkeit der theoretischen Vorhersage des Modells gibt Tabelle 6.1. Sie enthält eine Zusammenstellung der spektralen Intensitäten der Übergangsstrahlung, die für die Experimentbedingungen bei einem Strahl-Gitter Abstand von  $d = 8$   $\mu\text{m}$  für die Reflexionsgitter Nr. 1 ( $D = 833$  nm,  $\alpha_{bl} = 41.2^\circ$ ) und Nr. 3 ( $D = 833$  nm,  $\alpha_{bl} = 17.27^\circ$ ) (vgl. Tab. 3.2) in den einzelnen Beugungsordnungen  $n$  berechnet wurden. Der Vergleich mit den experimentellen Intensitäten der schnell abfallenden Strahlungskom-

Tabelle 6.1: *Intensitätsvergleich von Übergangstrahlung zwischen Simulation und Experiment bei einem Abstand  $d = 8$   $\mu\text{m}$  zwischen Elektronenstrahlschwerpunkt und Gitteroberfläche.  $I_{tr}^{calc}$  bezeichnet die berechnete spektrale Intensität,  $I_{tr}^{exp}$  die experimentell ermittelte spektrale Intensität (Angabe jeweils in Photonen pro Gitterelektron Raumwinkelelement und  $10^{-1}$  Bandbreite). Für die Berechnungen wurde eine Strahlbreite von  $\sigma_z = 1.7$   $\mu\text{m}$  und eine Strahlemittanz von  $\epsilon = 0.9$   $\pi\text{mrad}$  verwendet. Zusätzlich ist das Verhältnis der beiden Größen  $V = I^{calc}/I^{exp}$  angegeben. Die mit † gekennzeichneten Meßwerte wurden den Datensätzen entnommen, bei denen die Gitteroberfläche nicht vollständig durch das optische Nachweissystem abgebildet wird.*

Gitter	$\lambda$ [nm]	n	$I_{tr}^{calc}$	$I_{tr}^{exp}$	V
Nr.1	360	1	$1.83 \cdot 10^0$	$(7.50 \pm 0.51) \cdot 10^{-2}$	24.4
		2	$1.74 \cdot 10^{-1}$	$(1.52 \pm 0.08) \cdot 10^{-2}$ †	11.5
		3	$5.86 \cdot 10^{-1}$	$(3.71 \pm 0.21) \cdot 10^{-2}$	15.8
	546	1	$1.16 \cdot 10^0$	$(1.72 \pm 0.06) \cdot 10^{-1}$	6.7
		2	$7.56 \cdot 10^{-1}$	$(8.67 \pm 0.34) \cdot 10^{-2}$	8.7
Nr.3	360	1	$8.64 \cdot 10^{-1}$	$(3.07 \pm 0.21) \cdot 10^{-2}$	28.1
		2	$4.18 \cdot 10^{-1}$	$(2.12 \pm 0.17) \cdot 10^{-2}$ †	19.7
		3	$6.37 \cdot 10^{-2}$	$(5.40 \pm 0.33) \cdot 10^{-3}$ †	11.8
	546	1	$1.35 \cdot 10^0$	$(7.53 \pm 0.58) \cdot 10^{-2}$	17.9
		2	$2.27 \cdot 10^{-1}$	$(2.61 \pm 0.25) \cdot 10^{-3}$	86.9

ponente im Nahbereich zeigt eine systematische Abweichung; die theoretische Vorhersage liegt generell über den experimentell ermittelten Werten. Die maximale Abweichung beträgt bei Gitter Nr. 1 ( $D = 833 \text{ nm}$ ,  $\alpha_{bl} = 41.2^\circ$ ) einen Faktor 24.4; bei Gitter Nr. 3 ( $D = 833 \text{ nm}$ ,  $\alpha_{bl} = 17.27^\circ$ ) beträgt sie nahezu zwei Größenordnungen. Die beste Übereinstimmung wird bei Gitter Nr. 1 bei einer Beobachtungswellenlänge von  $\lambda = 546 \text{ nm}$  erreicht.

Im folgenden werden mögliche systematische Fehler bei der experimentellen Bestimmung der Intensität der im Nahbereich beobachteten Strahlungskomponente diskutiert, die in der Tabelle 6.2 zusammengestellt sind. Eine wesentliche Fehlerquelle bei der Intensitätsbestimmung ist die Zahl der Elektronen, die die Gitterstruktur durchquert und somit zur Strahlungserzeugung beiträgt. Eine Abweichung in der vertikalen Elektronenstrahlausdehnung im Fokus, der vertikalen Strahlemittanz sowie einer Verschiebung des Strahlfokus von der Gittermitte entlang der Strahlachse wirkt sich direkt auf die Zahl der Elektronen aus, die bei einem gewählten Abstand  $d$  die Gitterstruktur durchqueren. Der Beitrag der o.g. Fehlerquellen wurde in einer Monte-Carlo Simulation ermittelt. Abb. 6.12 zeigt, daß sich diese Fehlerquellen besonders bei großen Abständen zwischen Elektronenstrahl und Gitteroberfläche auswirken. Der Fehler im Strahlstrom wurde nach Abschnitt 5.6 abgeschätzt, wobei für die Schwankungen die maximal mögliche Abweichung eingesetzt wurde. Die Unsicherheit in der Abstandsbestimmung wurde nach dem in Abschnitt 4.2.2 beschriebenen Verfahren zu  $\Delta_d = \pm 2 \mu\text{m}$  angenommen. Sie liefert bei den im Nahbereich ermittelten geringen Abfallkonstanten, die von der gleichen Größenordnung sind, den dominanten Beitrag zum systematischen Fehler, der aus dem Abstandsverhalten der beobachteten Strahlung zu 250% abgeschätzt wird. Weitere mögliche systematische Fehlerquellen ergeben sich aus dem in den Experimenten verwendeten Nachweissystemen. Der Fehler in der Quanteneffizienz der Photomultiplier wurde aus den in Anhang A beschriebenen Testmessungen zu 30% abgeschätzt. Die Unsicherheit in der Intensitätsbestimmung nach dem in Abschnitt 5.3 beschriebenen Verfahren wurde entsprechend des Fehlers der mittleren Impulshöhe der Einphotonenereignisse zu 5% angenommen. Der Fehler im Raumwinkelement ergibt sich aus der in Anhang A durchgeführten Abschätzung. Der

Tabelle 6.2: *Beiträge zum systematischen Fehler in der experimentell ermittelten spektralen Intensität. Die mit \* gekennzeichneten Zahlenwerte wurden für einen Abstand  $d = 8 \mu\text{m}$  ermittelt.*

vertikale Strahlausdehnung im Fokus	: $\Delta_\sigma = \pm 0.1 \mu\text{m} \hat{=} \pm 14 \%$ *
vertikale Strahlemittanz	: $\Delta_\epsilon = \pm 0.1 \pi \text{nmrad}$ [Hag95] $\hat{=} \pm 30 \%$ *
Lage des Strahlfokus	: $\Delta_{fokus} = \pm 4 \text{mm} \hat{=} \pm 3 \%$ *
Absolutangabe Strahlstrom	: $\Delta_{current} = \pm 6.6 \%$
Schwankungen im Strahlstrom	: $\Delta_{drift} = \pm 4 \%$
Abstand Strahl-Gitter	: $\Delta_d = \pm 2 \mu\text{m} \approx 250 \%$
Quanteneffizienz Nachweissystem	: $\Delta_{QE} = \pm 30 \%$
Intensitätsumrechnung Einphotonenkanal	: $\Delta_\# = 5 \%$
Raumwinkelement Nachweissystem	: $\Delta_\Omega = 10 \%$
Abbildungsfehler Nachweissystem	: $\Delta_T < 50 \%$ *

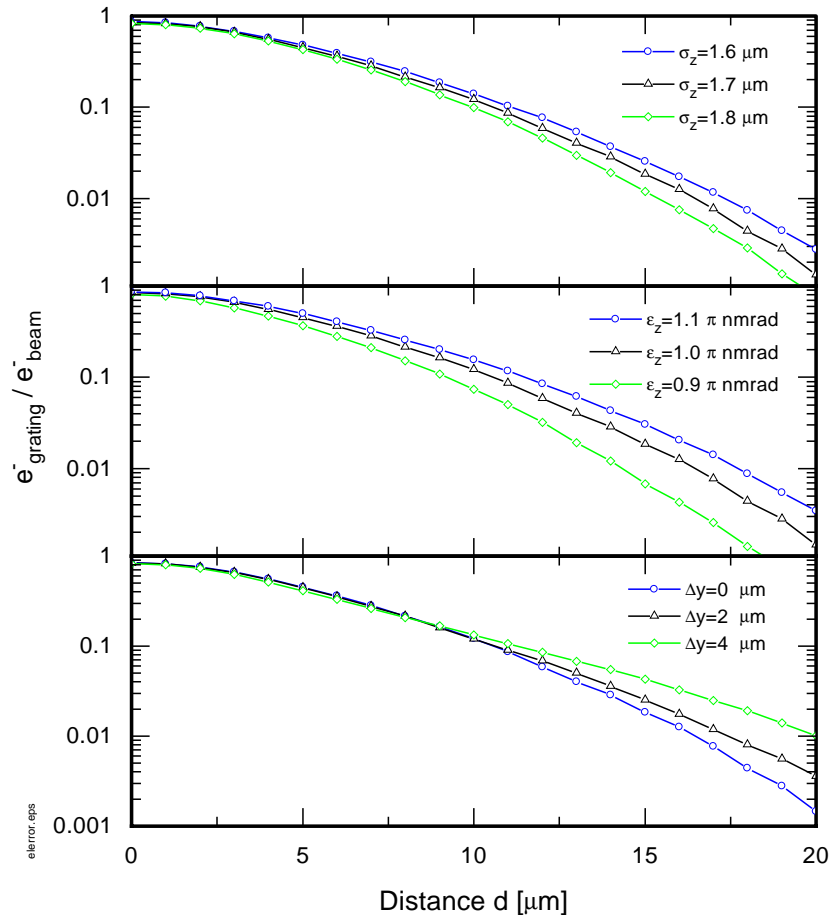


Abbildung 6.12: *Einfluß einer Abweichung in der Strahlbreite  $\sigma_z$  (oben), in der Strahlemittanz  $\epsilon_z$  (mitte) und in der Lage des Strahlfokus  $\Delta y$  auf die Zahl der Elektronen, die die Gitterstruktur durchqueren. Aufgetragen ist der Anteil der Strahlelektronen, die die Gitterstruktur von Gitter Nr.1 ( $D = 833 \text{ nm}$ ,  $\alpha_{\text{bl}} = 41.2^\circ$ ) durchqueren. Falls nicht anders angegeben, wurde zur Berechnung ein normalverteilter Elektronenstrahl mit  $\sigma_z = 1.7 \mu\text{m}$  Breite und einer Emittanz von  $\epsilon = 1 \pi \text{ nmrads}$  verwendet.*

Einfluß der Abbildungsfehler des Nachweissystems wurde anhand einer Monte-Carlo Simulation zur Übergangsstrahlungsintensität konservativ zu  $< 50\%$  abgeschätzt. Dazu wurde bei einem Abstand von  $d = 8 \mu\text{m}$  die Übergangsstrahlungsintensität einmal mit 15 mm Gitterlänge (die nach den Untersuchungen in AnhangA vom optischen System abgebildet werden sollte) und einmal mit 25 mm Gitterlänge berechnet. Ein Vergleich der einzelnen Fehlerbeiträge weist darauf hin, daß der systematische Fehler im wesentlichen durch die Unsicherheit in der Abstandsbestimmung  $\Delta_d$  bestimmt wird.

Die systematischen Fehler bei der Intensitätsbestimmung reichen zur Erklärung der Diskrepanz zwischen Simulationsergebnis und den experimentell ermittelten Intensitäten nicht aus. Die Ursache der Abweichung könnte vielmehr im Modell selbst liegen. Die Monte-Carlo Simulation basiert auf einem vereinfachenden, skalaren Ansatz zur Berech-

nung der Übergangsstrahlung von einem Reflexionsgitter. Nach Erfahrungen bei optischen Gittertheorien [LNM77] ist ein solcher Ansatz nur für Verhältnisse von  $\lambda/D < 0.2$  anwendbar, darüber hinaus muß für eine exakte Vorhersage auf rechenaufwendige elektromagnetische Beugungstheorien zurückgegriffen werden.

Im Rahmen eines qualitativen Vergleichs liefert die auf dem skalaren Ansatz basierende Simulation eine Erklärung für die große Intensität der im Nahbereich beobachteten Strahlung. Die Intensitätsüberhöhung gegenüber der beim Überflug erzeugten Smith-Purcell-Strahlung läßt sich somit durch optische Übergangsstrahlung erklären, die an der Gitterstruktur erzeugt wird.

## 6.4 Interpretation des Experimentes von Smith und Purcell

Zum Abschluß soll der Frage nachgegangen werden, ob an der Gitteroberfläche entstehende Übergangsstrahlung möglicherweise die Ursache der im Originalexperiment von Smith und Purcell beobachteten Strahlung war oder ob es sich bei der beobachteten Strahlung um die beim Überflug erzeugte Smith-Purcell-Strahlung handelte. Dazu wird die Strahlungsintensität der an der Gitteroberfläche entstehenden Übergangsstrahlung für die Parameter des Originalexperimentes berechnet und mit der bei [Kub98] abgeschätzten Intensität der beim Überflug erzeugten Smith-Purcell-Strahlung verglichen. Die aus [SP53] entnommenen Experimentparameter werden im folgenden kurz referiert.

In ihren Experimenten verwendeten Smith und Purcell zur Strahlungserzeugung ein metallisches Beugungsgitter ( $L=48$  mm,  $D=1.67$   $\mu\text{m}$ ), an dem der auf 0.15 mm fokussierte Elektronenstrahl mit einer Divergenz von  $\delta \leq 4$  mrad streifend vorbeigeschossen wurde. Die Strahlenergien wurden dabei zwischen  $E=317$  keV und  $E=340$  keV variiert. Der Nachweis der erzeugten Strahlung erfolgte mit einer Kamera mit einer Apertur von  $\Delta\theta=1.75^\circ$ , die unter einem Beobachtungswinkel  $\theta=20^\circ$  positioniert wurde. In [SP53] ist eine Fotografie des 1. Interferenzmaximums abgebildet, die mit einer Belichtungszeit von 60 s bei  $E=317$  keV aufgenommen wurde. Daraus ergibt sich eine zentrale Beobachtungswellenlänge von  $\lambda \simeq 550$  nm in guter Übereinstimmung mit der Kohärenzbeziehung (Gl. (2.1)).

Die Berechnung der im Experiment von Smith und Purcell an der Gitteroberfläche erzeugten Übergangsstrahlung erfolgte auf der Basis des Modells in Abschnitt 6.2 für ein Gitter mit Dreiecksprofil ( $\alpha_{bl}=30^\circ$ ) aus Aluminium<sup>12</sup>. Für die Simulationsrechnungen wurde angenommen, daß die Achse des normalverteilten Elektronenstrahles ( $E=317$  keV) auf der Gitteroberfläche und der Strahlfokus mit einer Breite von 150  $\mu\text{m}$  (FWHM) in der Gittermitte lag. Die Winkelverteilung der Elektronen im Strahl wurde durch eine Normalverteilung mit einer Breite  $\sigma_{z'} = 4$  mrad beschrieben. Die Simulationsrechnungen erfolgten nach dem in Anhang C beschriebenen Verfahren, wobei die starke Aufstreuung des Elektronenstrahles im Gittermaterial durch eine den Experimentbedingungen angepaßte Streuwinkelverteilung berücksichtigt wurde. Nach den Simulationsrechnungen tragen effektiv ca. 30% der Elektronen des Strahles zur Strahlungserzeugung bei, die von oben auf die

<sup>12</sup>Eine Angabe bzgl. des Materials und des Gitterprofils fehlt in der Veröffentlichung [SP53]. Als Gittermaterial wurde Aluminium gewählt, da die Gitteroberfläche von optischen Gittern zur Verbesserung der Reflektivität typischerweise mit Aluminium bedampft ist. Das Material des Gitterträgers spielt nur eine untergeordnete Rolle, da die Elektronen aufgrund der geringen Strahlenergie im Gittermaterial eine starke Aufstreuung erfahren und daher im wesentlichen nur die Elektronen zur Strahlungserzeugung beitragen, die die Gitterstruktur an den Spitzen der Dreiecksprofile und damit die Aluminiumoberfläche durchlaufen.

Gitteroberfläche treffen und im Mittel etwa 20 Dreiecksstrukturen durchlaufen, bevor sie aus der Gitterstruktur herausgestreut werden. Die Zahl der durch Übergangsstrahlung erzeugten Photonen, die während der Belichtungszeit von der Kamera nachgewiesen werden können, ergibt sich nach diesen Rechnungen zu  $N_{tr}=4.5 \cdot 10^{10}$  Photonen. Diese Intensität könnte nach den Ausführungen in [Kub98] bzgl. der Empfindlichkeit eines fotografischen Films ausreichen, die in [SP53] fotografisch festgehaltenen Strahlung zu erklären.

Die Zahl der Photonen, die durch die beim Überflug erzeugte Smith-Purcell-Strahlung entsteht, läßt sich unter der Annahme eines Reflexionsfaktors  $|R_1|^2 \approx 1$  mit den o.g. Annahmen bzgl. des Elektronenstrahles für die gewählten Parameter zu  $N_{sp}=2.6 \cdot 10^{11}$  abschätzen [Kub98].

Bei einem Vergleich der beiden Intensitäten muß berücksichtigt werden, daß der angenommene Reflexionsfaktor mit einer großen Unsicherheit behaftet ist, da er sehr stark von der Form des Gitterprofils abhängig ist<sup>13</sup>. Aufgrund der fehlenden Angabe bzgl. des Gitterprofils in [SP53] kann daher anhand der durchgeführten Abschätzung nicht ausgeschlossen werden, daß zumindest ein Teil der von Smith und Purcell beobachteten Strahlung von den Elektronen in direkter Wechselwirkung mit dem Gittermaterial durch Übergangsstrahlung erzeugt wurde.

---

<sup>13</sup>Je nach Gitterprofil variieren die Reflexionsfaktoren sehr stark; für die angegebenen Parameter können allein bei Variation des Blaze-Winkels sowohl Werte von  $|R_1|^2 \approx 10^{-3}$  als auch von  $|R_1|^2 \approx 10$  errechnet werden [Kub99].

# Kapitel 7

## Ausblick

In dieser Arbeit wurden Messungen zur Intensität von optischer Smith-Purcell-Strahlung im Nahbereich durchgeführt, bei denen eine Überhöhung der Strahlungsintensität gegenüber der beim Überflug erzeugten SP-Strahlung beobachtet werden konnte. Die Intensitätsüberhöhung wurde auf eine zusätzliche Strahlungskomponente im Nahbereich zurückgeführt. Die durchgeführten Simulationsrechnungen, die auf dem einfachen in Kapitel 6.2 entwickelten Modell basieren, zeigen im Rahmen eines qualitativen Vergleichs, daß die Intensität und das Abstandsverhalten der beobachteten Smith-Purcell-Strahlung im Nahbereich durch Übergangsstrahlung erklärbar ist. Diese entsteht, wenn Elektronen des Strahles die Gitterstruktur durchqueren.

Für eine abschließende Diskussion ist ein quantitativer Intensitätsvergleich zwischen Theorie und Experiment erforderlich. Dazu wird nach den Erfahrungen im vorherigen Kapitel ein Modell zur Berechnung der optischen Übergangsstrahlung von Reflexionsgittern benötigt, das auch der geringen Ausdehnung der einzelnen Gitterstrukturen und evtl. der endlichen Leitfähigkeit der Gitteroberfläche Rechnung trägt. Die Entwicklung eines solchen Modells steht bislang noch aus. Der Versuch, den von van den Berg gewählten Lösungsweg zur Berechnung der beim Überflug entstehenden Smith-Purcell-Strahlung auf Elektronen zu übertragen, die unter einem Winkel auf die Gitteroberfläche treffen und dort Übergangsstrahlung erzeugen, stößt bei der Lösung des sog. Gitterproblems aufgrund der auftretenden Singularitäten auf Schwierigkeiten, die bislang noch nicht gelöst sind [Hae99].

Umgekehrt besteht die Möglichkeit weitere experimentelle Daten mit anderen Gitterstrukturen mit größerer Gitterperiode oder anderen Beobachtungswellenlängen zu sammeln und diese mit dem hier entwickelten Modell zu vergleichen. Wird bei den Untersuchungen das Verhältnis von Beobachtungswellenlänge zu Gitterperiode  $\lambda/D < 0.2$  gewählt, so sollte nach den Erfahrungen aus optischen Gittertheorien der in Abschnitt 6.2 gewählte skalare Ansatz zur theoretischen Beschreibung der an der Gitterstruktur entstehenden Übergangsstrahlungsintensität ausreichen. Im Hinblick auf eine einfachere theoretische Beschreibung wäre der Einsatz von Gitterstrukturen mit Rechteckprofil von Vorteil, da bei einem Rechteckprofil die Trajektorienlänge des Elektrons im Vakuum durch das Profil fest vorgegeben ist. Die Höhe der Rechteckstrukturen sollte mindestens in der Größenordnung der vertikalen Elektronenstrahlausdehnung liegen, da so im Grenzfall alle Elektronen die gesamte Gitterstruktur durchlaufen können. Damit wird einerseits eine effiziente Erzeugung der Übergangsstrahlung gewährleistet und andererseits der Strahlungsuntergrund minimiert, der von den in das Gittersubstrat eintretenden Elektronen hervorgerufen wird.

Um mögliche systematische Fehler in den Experimenten zu minimieren, die aus der Unsicherheit bzgl. der Form des Elektronenstrahles über dem Gitterkörper und der Abstandsbestimmung zwischen Elektronenstrahlschwerpunkt und Gitteroberfläche resultieren, sollte bei weiteren Experimenten auch eine Vermessung des Elektronenstrahlprofils über den Gitterenden durchgeführt werden. Desweiteren würde sich der Einfluß der Unsicherheit in der Abstandsbestimmung auf die Genauigkeit der Intensitätsbestimmung durch eine etwas schwächere vertikale Fokussierung des Strahles auf  $\sigma_z = 3 \mu\text{m}$  mehr als halbieren lassen.

Einen möglichen Ansatzpunkt für ein einheitliches Modell zur Beschreibung von Smith-Purcell-Strahlung im Nahbereich auf der Basis einer skalaren Gittertheorie gibt ein kürzlich erschienener Artikel [Pot98b]. Darin werden Gemeinsamkeiten und Unterschiede von Übergangsstrahlung und Diffraktionsstrahlung betrachtet. Der Verfasser sagt einen Einfluß der Ausdehnung der Grenzfläche auf die spektrale Intensität der an der Grenzfläche produzierten Übergangsstrahlung voraus. In dem Artikel wird ausgehend von der Formel für die Diffraktionsstrahlung, die beim Überflug einer ideal leitenden Halbebene entsteht (vgl. Abb. 7.1a), eine Formel für Übergangstrahlung aufgestellt, die beim Durchflug eines Elektrons durch die Halbebene erzeugt wird (vgl. Abb. 7.1b). Für den Grenzfall, daß das Elektron die Halbebene am Rand d.h. an der Begrenzungslinie ( $y$ -Achse in Abb. 7.1) durchquert, wird gezeigt, daß die abgeleitete Formel für Übergangstrahlung mit der Formel für Diffraktionsstrahlung übereinstimmt. Umgekehrt liefert die abgeleitete Formel für Übergangstrahlung das gleiche Resultat wie die übliche, für eine ideal leitende Ebene hergeleitete Formel, falls der Abstand des Durchstoßpunktes der Elektrontrajektorie zur Begrenzungslinie  $a \gg \gamma\lambda$  ist. Eine experimentelle Überprüfung dieser Vorhersage steht noch aus. Dazu könnte ein einfaches Experiment am Mainzer Mikrotron im optischen Spektralbereich durchgeführt werden. An dem bisher genutzten Experimentierplatz ließe sich mit einem mikrofokussierten Elektronenstrahl die an einer Aluminiumfolie erzeugte spektrale Intensität der Übergangsstrahlung in Abhängigkeit vom Abstand  $a$  zwischen der Position des Strahlflecks auf der Folie und dem Folienrand untersuchen.

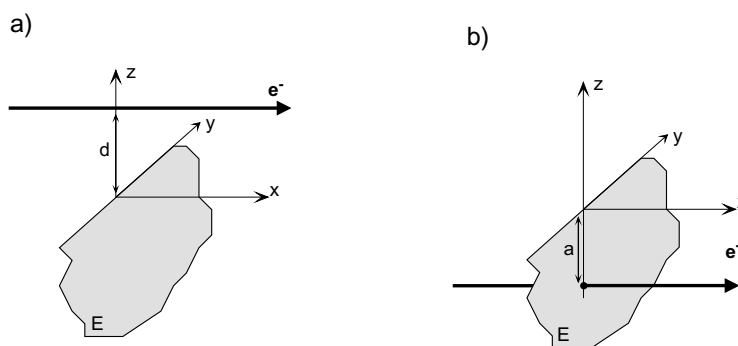


Abbildung 7.1: *Übergangsstrahlung und Diffraktionsstrahlung.*

a) *Das Elektron überfliegt die ideal leitende Halbebene E ( $x=0, z<0$ ) im Abstand  $d$  und erzeugt Diffraktionsstrahlung. b) *Das Elektron durchquert die ideal leitende Halbebene E und erzeugt Übergangsstrahlung. Nach [Pot98b] hängt die spektrale Intensität der Übergangsstrahlung vom Abstand  $a$  des Durchstoßpunktes der Trajektorie zur Begrenzungslinie der Halbebene ( $y$ -Achse) ab.**

# Anhang A

## Das optische Nachweissystem

Das optische System zum Nachweis von SP-Strahlung ist in Abb. A.1 dargestellt. Es besteht aus einer Bikonvexlinse mit einer Brennweite  $f=20$  mm und einem Durchmesser von  $\varnothing=22.4$  mm, einem Farbglasfilter und einer Schlitzblende aus geschwärztem Aluminium mit einer Abmessung von  $1 \times 30$  mm<sup>2</sup>. Der Nachweis der Strahlung erfolgt mit einem Photomultiplier vom Typ Hamamatsu R647P. Das System aus Linse und Schlitzblende definiert die Beobachtungsrichtung, die Winkelakzeptanz und damit den Raumwinkel des Detektors; der Farbglasfilter dient zur Wellenlängenselektion.

Der Abstand zwischen Linse und Schlitzblende wurde so justiert, daß der Brennpunkt im Mittelpunkt der Schlitzblende auf der Rückseite des Farbglasfilters liegt. Unter Berücksichtigung der Lichtbrechung an dem Farbglasfilter ergibt sich dieser Abstand  $f_1$  zu

$$f_1 = d_F \left(1 - \frac{n_1}{n_2}\right) + f \quad (\text{A.1})$$

worin  $d_F$  die Dicke des Farbglasfilters,  $n_1$  den Brechungsindex des Vakuums,  $n_2$  den Brechungsindex des Farbglasfilters und  $f$  die Brennweite der Linse bedeuten.

### A.1 Abbildungseigenschaften

#### A.1.1 Winkelakzeptanz des Nachweissystems

Die Winkelakzeptanz des optischen Systems wird in  $\theta$ -Richtung durch die Breite und die Position der Schlitzblende bestimmt. Legt man einen realen Abstand  $d$  zwischen Linse und Schlitzblende zu Grunde (im Unterschied zum theoretischen Wert  $f_1$ ), so bestimmt die Breite  $b=1$  mm den Einfallswinkel  $\eta$  des auf die Linse treffenden Lichtes, unter dem das Licht gerade noch die Schlitzblende passieren kann (vgl. Abb.A.2). Aus rein geometrischen Überlegungen ergibt sich

$$\frac{b}{2} = d_F \tan \gamma + (d - d_F) \tan \eta \quad (\text{A.2})$$

Für kleine Winkel ( $\tan \gamma \cong \sin \gamma$ ) erhält man unter Verwendung des Brechungsgesetzes

$$\sin \gamma = \frac{n_1}{n_2} \sin \eta \quad (\text{A.3})$$



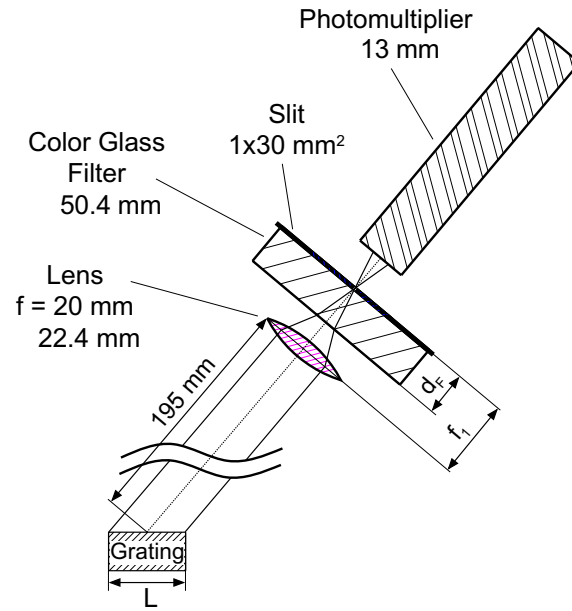


Abbildung A.1: *Das optische Nachweissystem*

Das optische System besteht aus einer Linse, einem Farbglasfilter und einer Blende, die sich im Brennpunkt der Linse befindet. Es wird nahezu nur Licht auf den Photomultiplier abgebildet, das parallel zur optischen Achse vom Gitter emittiert wird.

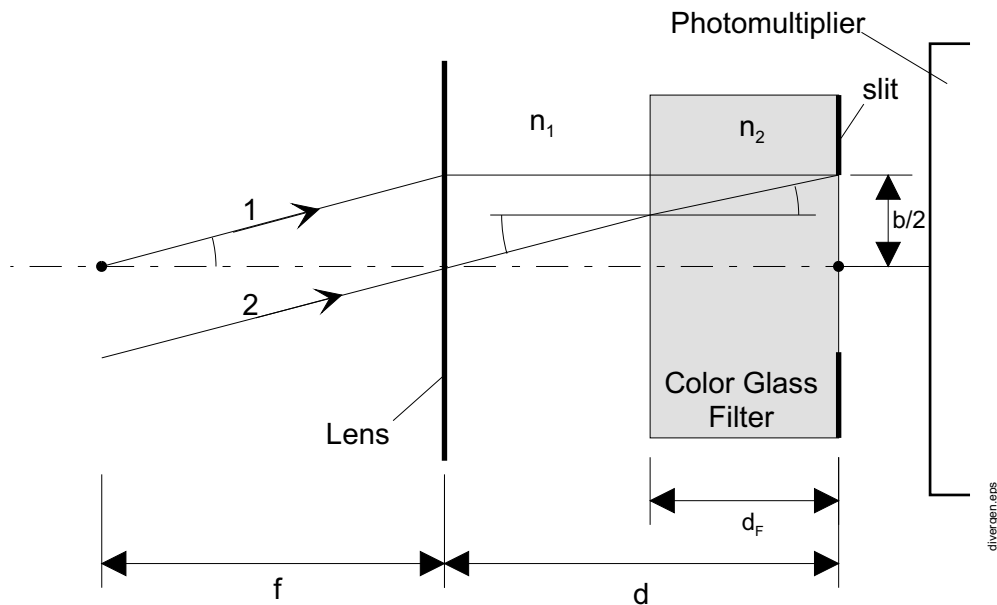


Abbildung A.2: *Strahlengang im optischen System*

Die maximal mögliche Winkeldivergenz wird durch die Brennweite der Linse  $f$  und die Breite der Schlitzblende  $b$  bestimmt.

für den Winkel  $\eta$

$$\eta = \arcsin \frac{b/2}{d + d_F \left( \frac{n_1}{n_2} - 1 \right)} \quad (\text{A.4})$$

Ist der Abstand  $d$  zwischen Linse und Schlitzblende optimal justiert ( $d = f_1$ ), so ergibt sich für den größtmöglichen Winkel  $\eta$  zur optischen Achse

$$\eta = \arcsin \frac{b/2}{f} \quad (\text{A.5})$$

Der Einfluß einer Fehljustage des Abstandes  $d$  um den Betrag  $\Delta d$  kann wie folgt abgeschätzt werden :

$$\Delta\eta = \frac{\partial\eta}{\partial d} \Delta d = \frac{1}{\sqrt{1 - \left( \frac{b/2}{d + d_F \left( \frac{n_1}{n_2} - 1 \right)} \right)^2}} \cdot \frac{b/2}{\left( d + d_F \left( \frac{n_1}{n_2} - 1 \right) \right)^2} \cdot \Delta d \quad (\text{A.6})$$

Im folgenden wird nun der Winkel  $\eta$  für die beiden Nachweissysteme mit einer Zentralwellenlänge von 360 nm bzw. 546 nm berechnet .

Die verwendete Linse weist für eine Wellenlänge  $\lambda = 546$  nm eine Brennweite  $f_{546} = 20.1$  mm auf, für  $\lambda = 360$  nm beträgt die Brennweite  $f_{360} = 19.5$  mm. Der verwendete Farbglasfilter für  $\lambda = 546$  nm hat eine Dicke  $d_F = 11$  mm, für den Filter mit  $\lambda = 360$  nm beträgt  $d_F = 9$  mm. Der Brechungsindex des Farbglases wird zu  $n_2=1.5$  angenommen. Die Schlitzblende hinter dem Farbglasfilter hat eine Breite  $b = 1$  mm. Aus Gl. A.1 ergibt sich der Soll-Abstand zwischen Linse und Schlitzblende zu

$$f_1 = 23.8 \text{ mm (bei } \lambda = 546 \text{ nm)} \quad \text{und} \quad f_1 = 22.5 \text{ mm (bei } \lambda = 360 \text{ nm)}. \quad (\text{A.7})$$

Berücksichtigt man bei der Justage des Abstandes  $d$  eine Ungenauigkeit von  $\Delta d = 2$  mm, so ergibt sich eine Divergenz von

$$\eta_{546} = 1.42^\circ \pm 0.14^\circ \quad (\text{bei } \lambda = 546 \text{ nm}) \quad \text{und} \quad (\text{A.8})$$

$$\eta_{360} = 1.47^\circ \pm 0.15^\circ \quad (\text{bei } \lambda = 360 \text{ nm}) \quad (\text{A.9})$$

In  $\theta$ -Richtung ist die Winkelakzeptanz des optischen Systems somit gegeben durch :

$$\Delta\theta = 2\eta = 0.051 \text{ rad (bei } \lambda = 360 \text{ nm)} \quad (\text{A.10})$$

$$= 0.05 \text{ rad (bei } \lambda = 546 \text{ nm)} \quad (\text{A.11})$$

In  $\phi$ -Richtung spielt die Ausdehnung der Blende (40 mm) keine Rolle; die Winkelakzeptanz des optischen Systems ist hier durch den zur optischen Abbildung nutzbaren Durchmesser der Linse gegeben (vgl. Abb. A.3). Aufgrund der sphärischen Abbildungsfehler der Linse ergibt sich in dieser Richtung ein nutzbarer Durchmesser von  $\phi=19$  mm, der mit dem Programm WinLens (Spindler & Hoyer) ermittelt wurde. Mit einem Abstand von 195 mm zwischen Linse und Gittermittelpunkt berechnet sich die Winkelakzeptanz  $\Delta\phi$  in dieser Richtung zu

$$\Delta\phi = 2 \arctan \frac{9.5}{195} = 0.097 \text{ rad} \quad (\text{A.12})$$

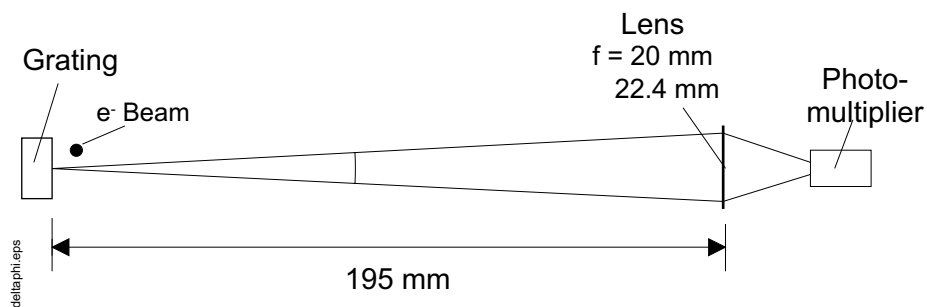


Abbildung A.3: Winkelakzeptanz in  $\phi$ -Richtung

Die Winkelakzeptanz des Nachweissystems in  $\phi$ -Richtung wird von dem zur Abbildung nutzbaren Durchmesser der Linse  $\varnothing = 19 \text{ mm}$  und dem Abstand zwischen Linse und Gitter bestimmt.

### A.1.2 Abbildungsfehler der Linse

Bei den verwendeten Linsen im optischen Aufbau handelt es sich um Bikonvexlinsen der Firma Spindler und Hoyer aus dem Glasmaterial BK7 mit einer Brennweite  $f=20 \text{ mm}$ . Aufgrund der spärlichen Oberflächen kommt es bei der optischen Abbildung durch diese Linse zu sphärischer Aberration; Achsenferne Parallelstrahlen werden stärker gebrochen als Achsennahe Parallelstrahlen. Um den Einfluß der sphärischen Aberration auf die Abbildungseigenschaften des optischen Systems bestehend aus Linse, Farbglasfilter und Schlitzblende zu erfassen, wurden verschiedene Strahlengänge mit dem Program WinLens simuliert. Abb. A.4 zeigt drei verschiedene Strahlengänge für parallel einfallendes Licht mit unterschiedlichen Winkeln zur optischen Achse bei einer Wellenlänge  $\lambda=546 \text{ nm}$ . Bei parallel zur optischen Achse einfallendem Licht kann lediglich ein Teil des auf die Linse treffenden Lichts die Schlitzblende passieren. Der in  $\theta$ -Richtung nutzbare Durchmesser der Linse beträgt nur  $13.5 \text{ mm}$ ; es kann also nur ein Teil der Gitteroberfläche parallel auf den Photomultiplier abgebildet werden. Aufgrund der Winkelakzeptanz  $\Delta\theta$  des optischen Systems kann dennoch nahezu die gesamte Gitterfläche abgebildet werden, wobei die Randbereiche aber unter einem Winkel zur optischen Achse gesehen werden. Für das Beschleunigerexperiment bedeutet dies folgendes: Beobachtet man Strahlung einer festen Wellenlänge  $\lambda$ , so wird diese aufgrund der Kohärenzbeziehung Gl. 2.1 unter einem festen Winkel  $\theta_e$  von der Gitteroberfläche emittiert. Je nach Entstehungsort auf der Gitteroberfläche ergeben sich dann jedoch unterschiedliche Beobachtungswinkel  $\theta_B$ .

Dieses Verhalten wurde experimentell überprüft, um auch den Einfluß möglicher Justagefehler im optischen System mit zu erfassen. Der Test wurde mit dem Detektorsystem durchgeführt, welches auch im Beschleunigerexperiment eingesetzt wurde. Der verwendete Testaufbau ist in Abb. A.5 zu sehen. Im Testexperiment ersetzte der Lichtstrahl einer Quecksilberdampfampe den Elektronenstrahl. Der Lichtstrahl traf auf das Replikagitter Nr.1 ( $D = 833 \text{ nm}$ ,  $\alpha_{bl} = 41.2^\circ$ ), das auf dem Goniometer im Zentrum der Vakuumkammer montiert war. Das Gitter wurde jeweils so zum Lichtstrahl geneigt, daß der Reflex 0.ter Ordnung unter dem jeweiligen Emissionswinkel reflektiert wurde, der durch die Kohärenzbeziehung für die entsprechende Beobachtungswellenlänge und -ordnung gegeben ist. Um unterschiedliche Entstehungsorte auf der Gitteroberfläche zu simulieren, wurde das zum

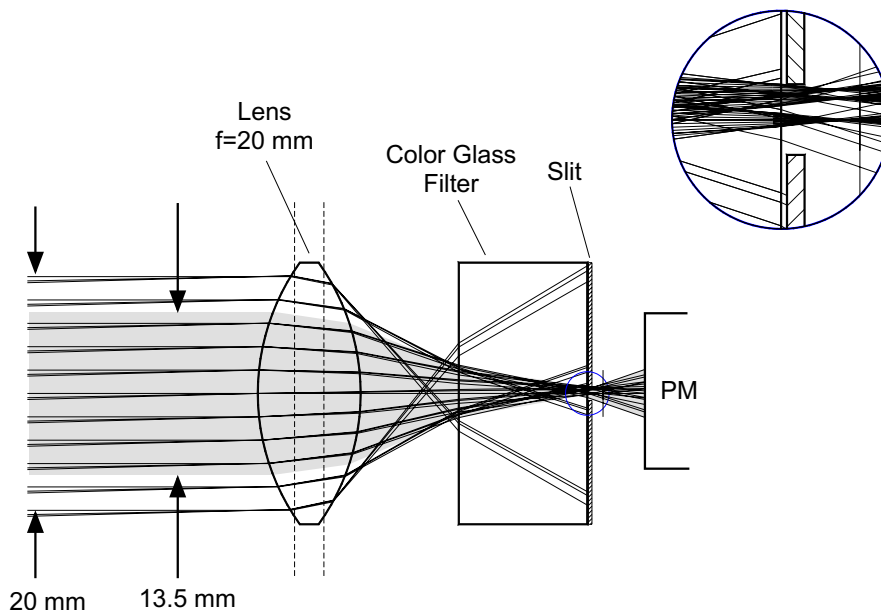


Abbildung A.4: Berechnete Abbildungseigenschaften des Nachweissystems

Die gezeigten Strahlengänge für eine Wellenlänge  $\lambda = 546 \text{ nm}$  entsprechen einem Einfallswinkel des Lichts von  $0^\circ$ ,  $1^\circ$  und  $1,5^\circ$  zur optischen Achse. Zur Parallelabbildung der Gitteroberfläche kann aufgrund der sphärischen Aberration nur ein Teil der Linsenausdehnung (13,5 mm) genutzt werden. Die durch die Breite der Schlitzblende zugelassene Winkeldivergenz ergibt sich hiernach zu ca.  $1,5^\circ$ .

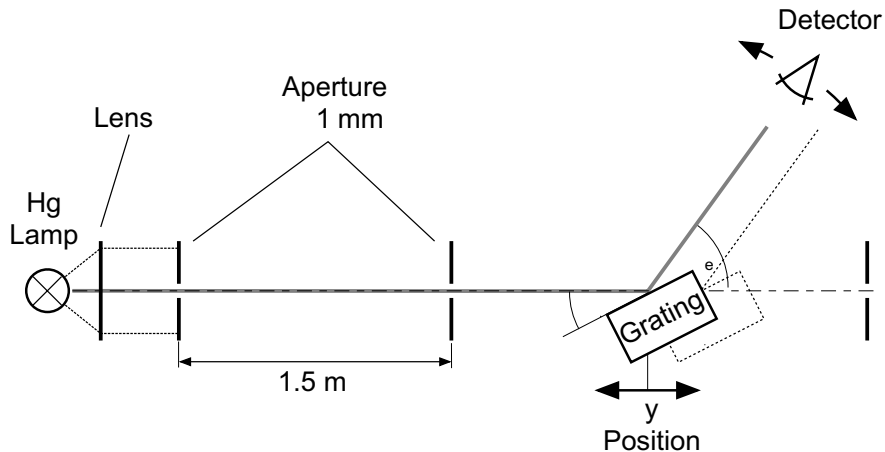


Abbildung A.5: Aufbau zur Untersuchung der Abbildungseigenschaften des Nachweissystems. Das Licht der Quecksilberdampf-Lampe wird von dem um den Winkel  $\alpha$  zugeneigten Gitter reflektiert und mit rotierbarem Detektor nachgewiesen. Durch unterschiedliche Gitterneigungen können verschiedene Emissionswinkel  $\theta_e$  eingestellt werden, unterschiedliche  $y$ -Positionen des Gitters ermöglichen die Simulation von unterschiedlichen Entstehungsstellen auf der Gitteroberfläche.

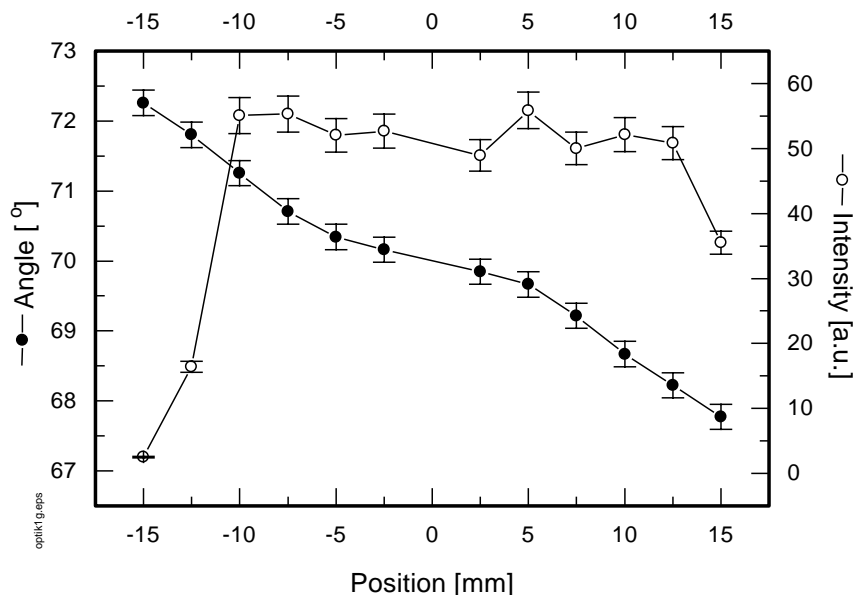


Abbildung A.6: *Abbildungseigenschaften des Nachweissystems für  $\lambda = 546 \text{ nm}$*   
*Aufgetragen ist der Beobachtungswinkel sowie die mit dem Photomultiplier registrierte Intensität im 1. Intensitätsmaximum für unterschiedliche y-Positionen des Gitters. Aufgrund der Justage ist die y-Position mit einem Fehler von  $\pm 1 \text{ mm}$  behaftet.*

Strahl geneigte Gitter entlang des Lichtstrahls in y-Richtung verfahren. Der Nachweis des Lichtes erfolgte mit dem oben beschriebenen Nachweissystemen, die auf dem schrittmotorgetriebenen Schwenkarm montiert waren.

Bei einer Gitterneigung wurde für unterschiedliche y-Positionen des Gitters die mit dem entsprechenden Detektorsystem registrierte Intensität in Abhängigkeit vom Beobachtungswinkel aufgezeichnet. Insgesamt wurden drei Meßreihen mit unterschiedlichen Neigungswinkeln des Gitters durchgeführt, um das Verhalten bei Emissionswinkeln von  $55.4^\circ$ ,  $107.2^\circ$  und  $69.8^\circ$  entsprechend dem 1. und 3. Interferenzmaximum für  $360 \text{ nm}$  sowie dem 1. Interferenzmaximum für  $546 \text{ nm}$  zu überprüfen. Abb. A.6 und Abb. A.7 zeigen die Winkelposition des jeweils beobachteten Intensitätsmaximums sowie die registrierte Intensität in Abhängigkeit von der y-Position des Gitters. Man erkennt deutlich, daß sich der Beobachtungswinkel des jeweiligen Intensitätsmaximums mit der y-Position des Goniometertisches, d.h. mit dem simulierten Entstehungsort auf der Gitteroberfläche ändert. Liegt der Entstehungsort „strahlabwärts“ vom Drehpunkt des Spektrometerarmes, so verschiebt sich das Maximum zu kleineren Beobachtungswinkeln, „strahlaufwärts“ erscheint es unter größeren Winkeln. Bei dem Nachweissystem für  $\lambda = 546 \text{ nm}$  ändert sich die Position des 1. Interferenzmaximums um ca.  $3.1^\circ$  bei einer Verschiebung des Gitters um  $22.5 \text{ mm}$  entlang des Lichtstrahls; bei einer Verschiebung des Gitters um  $+12.5 \text{ mm}$  „strahlabwärts“ liegt der Beobachtungswinkel des Maximums bei ca.  $68.2^\circ$ , bei einer Verschiebung um  $-10.0 \text{ mm}$  „strahlaufwärts“ bei ca.  $71.3^\circ$ . Dabei ändert sich die im Maximum nachgewiesene Intensität praktisch nicht. Die Messung zeigt, daß die Oberfläche eines Gitters mit  $25 \text{ mm}$  Länge nahezu vollständig ohne Intensitätsverlust abgetastet wird.

Das Nachweissystem mit einer Beobachtungswellenlänge von  $\lambda = 360 \text{ nm}$  weist ein

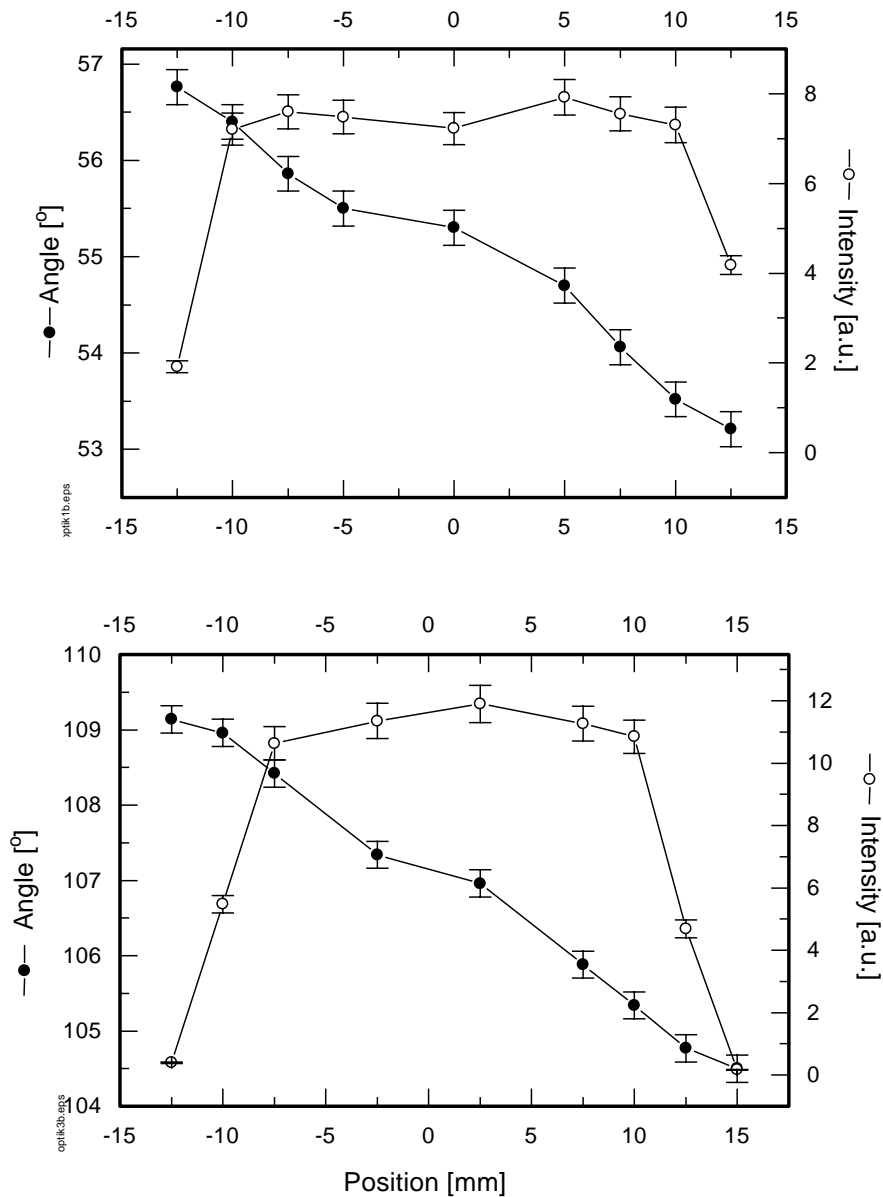


Abbildung A.7: *Abbildungseigenschaften des Nachweissystems für  $\lambda = 360 \text{ nm}$*   
*Aufgetragen ist der Beobachtungswinkel sowie die mit dem Photomultiplier registrierte*  
*Intensität im 1. Intensitätsmaximum (oben) und 3. Intensitätsmaximum (unten) für un-*  
*terschiedliche  $y$ -Positionen des Gitters. Der Fehler der  $y$ -Position beträgt  $\pm 1 \text{ mm}$ .*

ähnliches Verhalten auf. Bei einer Gitterneigung von  $27.7^\circ$  entsprechend der Emissionsrichtung des 1. Interferenzmaximums variiert die Position des Maximums um ca.  $3^\circ$  bei einer Verschiebung des Gitters um 20 mm, ohne daß sich dabei die nachgewiesene Intensität im Rahmen des Fehlers verändert. Einem Entstehungsort 10 mm „strahlabwärts“ der Git-

termitte entspricht ein Beobachtungswinkel von  $53.5^\circ$  (statt  $55.4^\circ$  in der Mittelposition). Für einen Beobachtungswinkel entsprechend dem 3. Interferenzmaximum verändert sich die Lage des Maximums um ca.  $3^\circ$  bei einer Verschiebung um des Gitters um 17.5 mm. Einem Entstehungsort 10 mm „strahlabwärts“ der Gittermitte entspricht ein Beobachtungswinkel von  $105.4^\circ$  (statt  $107.2^\circ$  in der Mittelposition). Ohne Intensitätsverlust kann in der 3. Ordnung nur eine Gitteroberfläche von 17.5 mm Länge abgetastet werden. Der Unterschied zwischen der 1. und der 3. Ordnung erklärt sich aufgrund des steileren Blickwinkels in der 3. Ordnung und der daraus resultierenden geringeren Projektionslänge: bei einem Blickwinkel von  $\theta = 55.4^\circ$  kann eine Gitterfläche von ca.  $L = \frac{13.5 \text{ mm}}{\sin \theta} = 16.4 \text{ mm}$  Länge parallel abgebildet werden, bei einem Blickwinkel von  $\theta = 107.2^\circ$  werden nur noch  $L=14.1 \text{ mm}$  parallel abgebildet. Das Verhältnis der projizierten Längen spiegelt das Verhältnis der abgetasteten Gitterflächen wieder.

Im Vergleich zum Nachweissystem mit  $\lambda = 546 \text{ nm}$  ist die abgebildete Gitterfläche bei dem System für  $\lambda = 360 \text{ nm}$  etwas geringer; es lassen sich bei ähnlichem Sichtwinkel zum Gitterlot nur 17.5 mm statt 22.5 mm (bei  $\lambda = 546 \text{ nm}$ ) verlustfrei abbilden. Eine mögliche Ursache wäre ein Fehler in der Justage des Abstandes zwischen Linse und Schlitzblende, die bei diesem System aufgrund der Zentralwellenlänge des Filters nicht optisch kontrolliert sondern mit einer Schieblehre eingestellt wurde. Dieser Justagefehler würde den zur Parallelabbildung nutzbare Bereich der Linse verringern. Die Winkelakzeptanz des Nachweissystems mit  $\lambda = 360 \text{ nm}$  scheint dennoch im Bereich des aus den geometrischen Überlegungen erwarteten Wertes ( $2.8^\circ$ ) zu liegen, da sich die Position des Maximums um ca.  $3^\circ$  bei Verschiebung des Gitters ändert, ohne dass ein Intensitätsverlust eintritt. Die Winkelakzeptanz des Nachweissystems mit  $\lambda = 546 \text{ nm}$  steht demnach ebenfalls in guter Übereinstimmung mit dem theoretisch erwarteten Wert.

Für das Beschleunigerexperiment hat das beobachtete Verhalten folgende Konsequenz: Entsteht lokal begrenzt an den Rändern der Gitteroberfläche kohärente Strahlung (z.B. durch den Elektronenstrahl an den Gitterstruktur erzeugte Übergangsstrahlung), so wird diese im Unterschied zu der in der Gittermitte erzeugten Strahlung (SP-Strahlung) unter einem anderen Beobachtungswinkel registriert.

## A.2 Transmissionscharakteristik der Farbfilter

Zur Wellenlängenselektion werden im Experiment Farbglasfilterkombinationen der Firma Schott eingesetzt. Die Transmissionscharakteristik der verwendeten Farbglasfilter wurde mit Hilfe eines Gitterspektrographen bestimmt. Die dazu notwendige Wellenlängeneichung des Gitterspektrographen erfolgte mit dem Licht eines HeNe-Justagelasers. Abb.A.8 zeigt die ermittelten Transmissionskurven für den UV-Filter (Typ SFK3) sowie den Grünfilter (Typ SFK11) mit einer vom Hersteller angegebenen Zentralwellenlänge von  $\lambda = 360 \text{ nm}$  bzw.  $\lambda = 552 \text{ nm}$ .

Die gemessenen Transmissionskurve des UV-Farbglasfilters mit einem Transmissionsmaximum von  $T=33 \%$  bei  $\lambda=361 \text{ nm}$  steht in guter Übereinstimmung mit der Herstellerangabe. Die Filtercharakteristik ist nahezu gaußförmig mit einer Halbwertsbreite (FWHM) von  $\Delta\lambda=30 \text{ nm}$ . Der Grünfilter hat ein Transmissionsmaximum  $T=32 \%$  bei  $\lambda=546 \text{ nm}$  im Gegensatz zur Herstellerangabe von  $552 \text{ nm}$ . Die Filtercharakteristik mit einer Halbwertsbreite (FWHM) von  $\Delta\lambda=29 \text{ nm}$  ist im Bereich maximaler Transmission

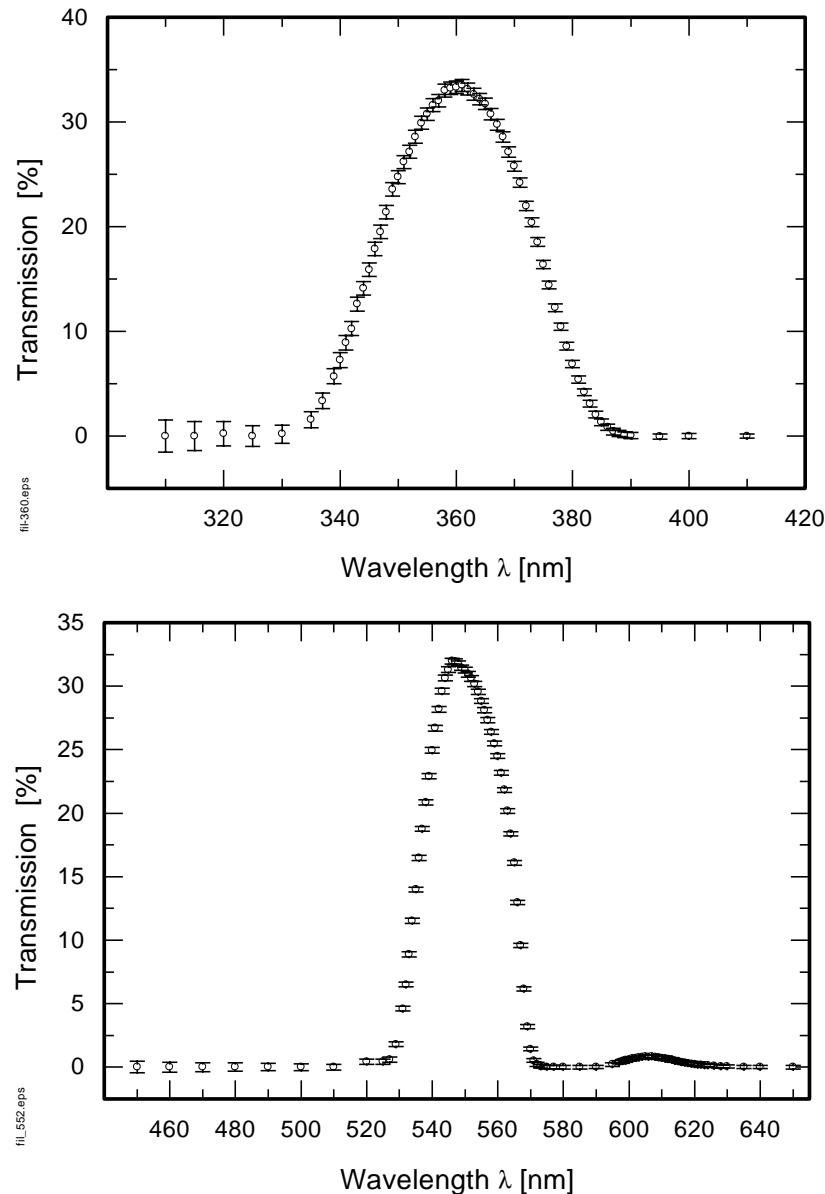


Abbildung A.8: *Transmissionscharakteristik der verwendeten Farbglasfilter*

Der UV-Filter (oben) hat eine maximale Transmission von  $T=33\%$  bei  $\lambda=361\text{ nm}$  und eine Halbwertsbreite (FWHM) von  $\Delta\lambda=30\text{ nm}$ . Der Grünfilter (unten) hat eine maximale Transmission von  $T=32\%$  bei  $\lambda=546\text{ nm}$  und eine Halbwertsbreite (FWHM) von  $\Delta\lambda=29\text{ nm}$ .

leicht asymmetrisch. Neben dem Transmissionsmaximum läßt sich in der Durchlaßkurve ein Nebenmaximum mit einer Transmission von  $T=0.8\%$  bei  $\lambda=606\text{ nm}$  erkennen, das auch vom Hersteller angegeben wird.



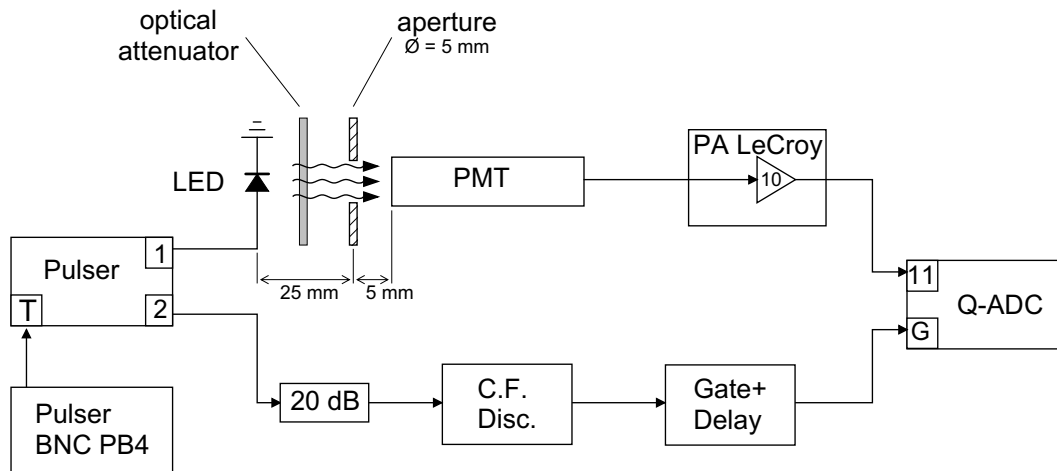


Abbildung A.9: Aufbau zur Untersuchung der Linearität der Photomultiplier. Der Photomultiplier wird mit einer LED im Pulsbetrieb getestet. Durch den Einsatz von optischen Abschwächern kann die Lichtintensität definiert verringert werden. Die kurze Leuchtdauer der LED ermöglichen den Einsatz der gleichen elektronischen Geräte wie im Beschleunigerexperiment (zur Beschreibung der Geräte siehe Tab. 3.3).

## A.3 Nachweiseffizienz und Linearität der Photomultiplier

Zum Nachweis der Smith-Purcell-Strahlung im sichtbaren Spektralbereich werden Photomultiplier vom Typ Hamamatsu R647P eingesetzt. Damit eine quantitative Aussage über die Intensität der nachgewiesenen Strahlung gemacht werden kann, wurde die Linearität und die Nachweiseffizienz der Photomultiplier in einem Testaufbau überprüft.

### A.3.1 Der Testaufbau

Um die Photomultiplier unter ähnlichen Bedingungen wie im Beschleunigerexperiment zum SP-Effekt testen zu können, das mit gepulstem Elektronenstrahl (Länge der Diagonsepulse ca. 10 ns) durchgeführt wird, ist eine pulsare Lichtquelle nötig, die Lichtimpulse mit einer Dauer von einigen Nanosekunden liefert.

Im Testaufbau, der in Abb. A.9 dargestellt ist, wird als Lichtquelle eine handelsübliche grüne Leuchtdiode (LED) vom Hersteller Hewlett Packard (HLMPD600) verwendet, die von einem Spezialpulsgenerator getrieben wird. Der Spezialpulsgenerator (Typ Eigenbau E-Labor) erzeugt Impulse mit einer Amplitude  $\geq 1$  A und einer Impulsbreite FWHM=2.3 ns [SKOW90]. Die LED emittiert ein Spektrum mit einer Zentralwellenlänge von 558 nm und einer Halbwertsbreite von 24 nm. Die Leuchtdauer der LED kann dabei über die Länge eines Clip-Kabels, mit dem die LED an den Pulsgenerator angeschlossen wird, bis auf wenige Nanosekunden reduziert werden. Im Testaufbau wird der Spezialpulsgenerator von einem Präzisionspulsler (Typ BNC PB4) angesteuert.

Die auf den Photomultiplier treffende Intensität der LED-Lichtpulse kann durch den Einsatz von Graufiltern definiert verringert werden, die in den Strahlengang zwischen

LED und Photomultiplier gestellt werden. Dazu steht ein Satz von metallisch bedampften Graufiltern der Firma Andover mit optischen Dichten ( $D$ ) von 0.1 bis 4.0 zur Verfügung<sup>1</sup>. Auf diese Weise kann die Abhängigkeit des Ausgangssignales der Photomultiplier bei unterschiedlicher Bestrahlungsstärke untersucht werden.

### A.3.2 Nachweiseffizienz des Detektorsystems

Um die Nachweiseffizienz des Photomultipliers zu überprüfen, muß die auf die Photokathode treffende Lichtleistung und damit die Energie der von der LED emittierten Lichtpulse bestimmt werden.

Die Messung der Pulsenergie der LED erfolgt durch den Vergleich mit einer geeigneten Referenzlichtquelle, deren Pulsenergie bekannt ist (vgl. Abb. A.10). Als Referenzlichtquelle dient ein frequenzverdoppelter, gepulster YAG-Laser (Typ Chilti-50), der Lichtpulse mit einer Pulslänge von ca. 10 ns und einer Wellenlänge von 539 nm emittiert. Die Pulsenergie des Lasers wird mit einem geeichten Meßkopf der Firma Laser-Components bestimmt. Der Vergleich der Pulsenergien von Laser und LED erfolgt mit einer Photodiode (Hamamatsu S-1722).

Da sich die Pulsenergien der beiden Lichtquellen um mehrere Größenordnungen unterscheiden, muß die Energie der Laserlichtpulse bei der Vergleichsmessung mit der Photodiode durch mehrere Graufilter abgeschwächt werden. Bei einer Kombination der verwendeten Graufilter ist darauf zu achten, daß sich bei parallel stehenden Filterflächen die optischen Dichten  $D$  nicht einfach addieren, da deren abschwächende Wirkung auf Absorption und Reflexion beruht. Neben der Transmission der Graufilterkombination geht in die Vergleichsmessung die Linearität der verwendeten Photodiode ein, die deshalb zuvor unter Verwendung des Lasers und der Graufilter überprüft wurde (vgl. Abb. A.11). Innerhalb des untersuchten Bereichs ergibt sich bei Verwendung von einzelnen Graufiltern zur Variation der Beleuchtungsstärke ein linearer Zusammenhang zwischen der Beleuchtungsstärke und dem Ausgangssignal der Photodiode. Lediglich bei der Verwendung des Graufilters mit  $D=4$  aus dem Filtersatz resultiert eine merkliche Abweichung. Eine Vergleichsmessung mit einem Filter eines anderen Herstellers mit gleicher Transmissionsangabe ergab eine reale Transmission des hier verwendeten Graufilters von  $T = 5.5 \cdot 10^{-5}$ .

Umgekehrt läßt sich die Transmission von Filterkombinationen mit der Photodiode ermitteln, wenn man den linearen Zusammenhang zwischen Beleuchtungsstärke und Ausgangssignal verwendet. Auf diese Weise erhält man bei parallelen Filterflächen die folgenden Transmissionswerte :

D	4	4+1	4+2	4+3
T	$(5.5 \pm 0.1) 10^{-5}$	$(6.4 \pm 0.1) 10^{-6}$	$(7.2 \pm 0.1) 10^{-7}$	$(7.5 \pm 0.1) 10^{-8}$

Die Pulsenergie des Lasers wurde mit Hilfe des Meßkopfes zu  $E=(8.0 \pm 2.0) \mu\text{J}$  im Puls bestimmt. Der relativ große Fehler ergibt sich direkt aus den Schwankungen des Ausgangssignales des Meßkopfes und ist auf Schwankungen in der Laserausgangsleistung zurückzuführen. Für den Vergleich mit der LED wurde der Laser mit der Filterkombination  $D=4+3$  abgeschwächt und ein Impulshöhenspektrum der Photodiode aufgenommen. Zur

<sup>1</sup>Die Transmission  $T$  der Graufilter berechnet sich aus der optischen Dichte nach  $T = 10^{-D}$ .

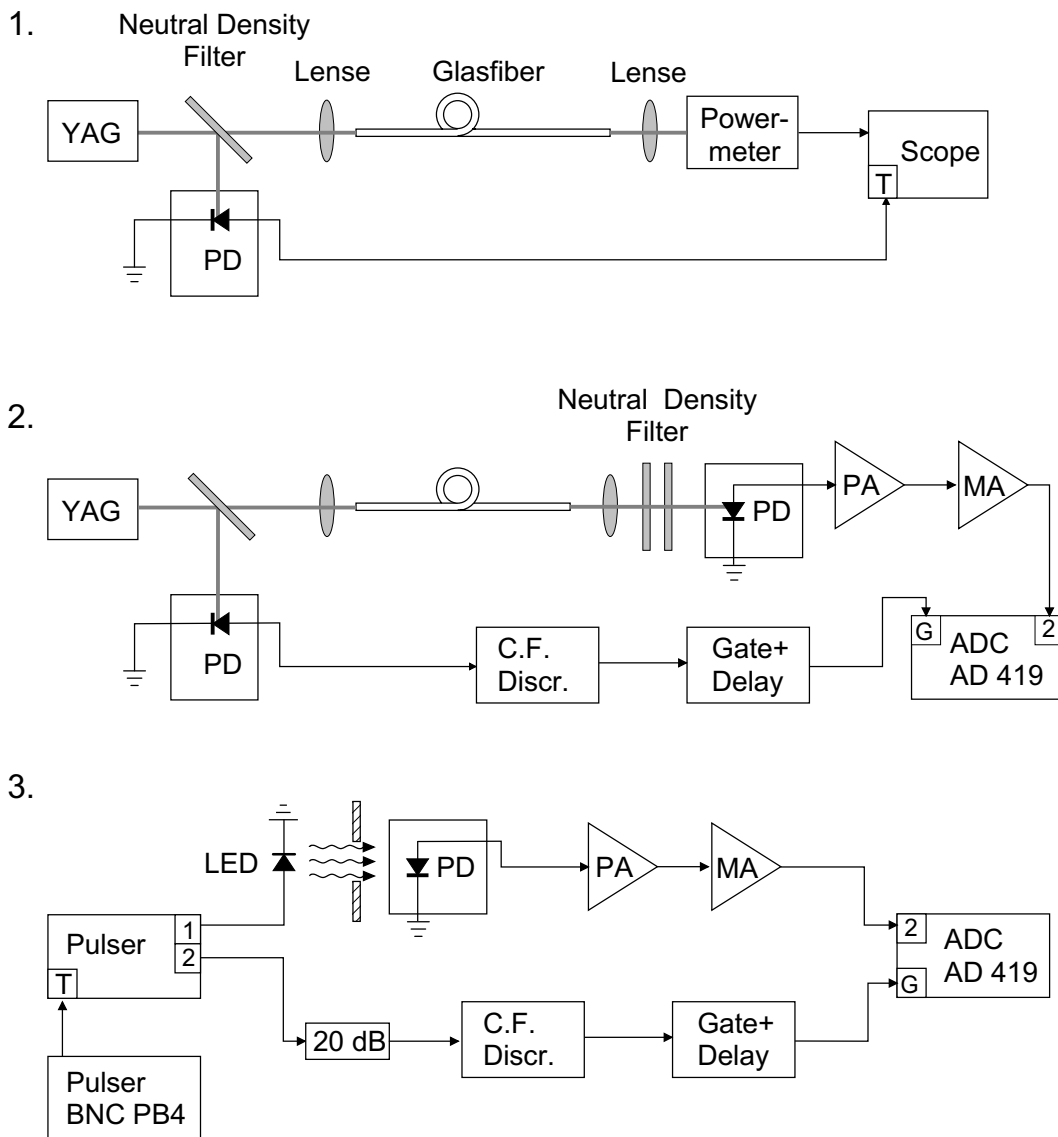


Abbildung A.10: Bestimmung der Pulsenergie der LED.

Die Messung der Pulsenergie der LED erfolgt in drei Schritten:

1. Messung der Pulsenergie des in eine Glasfaser eingekoppelten Laserpulses mit einem Meßkopf.
2. Energiemessung des Laserlichtpulses mit der Photodiode durch Aufnahme eines Impulshöhenspektrums. Die auf die Photodiode treffende Lichtintensität wird mit einer Kombination aus mehreren Graufiltern abgeschwächt.
3. Messung der Pulsenergie der LED mit der Photodiode durch Aufnahme eines Impulshöhenspektrums. Zur Definition des Raumwinkels ist hinter der LED eine Blende (Durchmesser  $\varnothing=5$  mm) im Abstand von 25 mm montiert. Der Abstand zwischen Photodiode und Blende beträgt 5 mm.

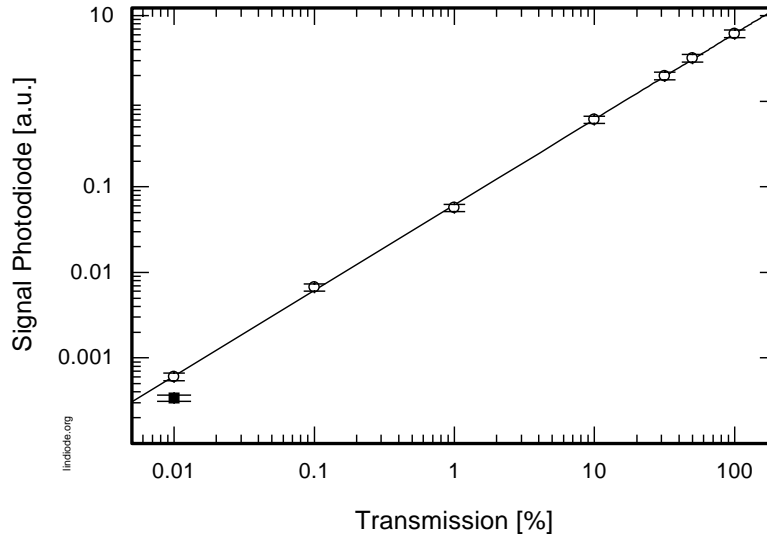


Abbildung A.11: Überprüfung der Linearität der Photodiode.

Bestimmung der Pulsenergie des Lichtpulses der LED (hinter der Blende) wurde die Photodiode 5 mm hinter der Blende positioniert und ebenfalls ein Impulshöhenspektrum aufgenommen. Aus dem Verhältnis der beiden Schwerpunkte der Impulshöhenspektren, die jeweils durch die Anpassung einer Gauß-Funktion ermittelt wurden, ergibt sich zusammen mit der Transmission der Filterkombination die Energie des Lichtpulses der LED (hinter der Blende) zu  $E_{LED} = (5.31 \pm 1.74) \cdot 10^{-14} \mu\text{J}/\text{Puls}$ . Bei einer Zentralwellenlänge im Emissionsspektrum der LED von 558 nm entspricht dies einer Zahl von  $N = (1.5 \pm 0.5) \cdot 10^5$  Photonen/Puls, die die Blende (Durchmesser  $\varnothing = 5$  mm) passieren und auf die Photodiode treffen.

Zur Bestimmung der Nachweiseffizienz wurde im nächsten Schritt die Photodiode hinter der LED durch den Photomultiplier ersetzt (Aufbau wie in Abb. A.9). Zur Aufnahme eines Impulshöhenspektrums wurde die auf den Photomultiplier treffende Intensität durch den Einsatz von Graufiltern soweit verringert, daß die Form des Impulshöhenspektrums des Photomultipliers durch einzelne Photoelektronen bestimmt wurde. In diesem Fall wird der Photomultiplier zum Nachweis von einzelnen Photonen verwendet, so daß jeder Ausgangsimpuls, sofern er über der Rauschschwelle liegt, von einem Photon herrührt. Die Ansprechwahrscheinlichkeit des Photomultipliers pro LED-Lichtpuls  $\varepsilon_{Puls}$  läßt sich dann einfach aus dem Verhältnis der Einträge im Impulshöhenspektrum oberhalb der Rauschschwelle (ADC-Kanal #3) zur Summe aller Einträge berechnen. Aus dem mit der Filterkombination D=4+1 aufgezeichneten Impulshöhenspektrum ergibt sich  $\varepsilon_{Puls} = (4.9 \pm 0.2) \%$ . Bei einer Transmission der verwendeten Filterkombination von  $T = 6.4 \cdot 10^{-6}$  zur Abschwächung der LED errechnet sich die Zahl der Photonen, die den Photomultiplier pro LED-Puls erreichen zu  $N = (0.96 \pm 0.3)$  Photonen/Puls. Damit ergibt sich für ein Photon ( $\lambda = 558 \text{ nm}$ ) eine Nachweiswahrscheinlichkeit von  $\varepsilon_{558 \text{ nm}} = (5.1 \pm 1.7)\%$ . Im Rahmen des Fehlers stimmt dieser Wert mit der vom Hersteller für das Photokathodenmaterial angegebenen Quanteneffizienz  $\varepsilon_{QE} = 6.7\%$  bei  $\lambda = 550 \text{ nm}$  [Ham94] überein.

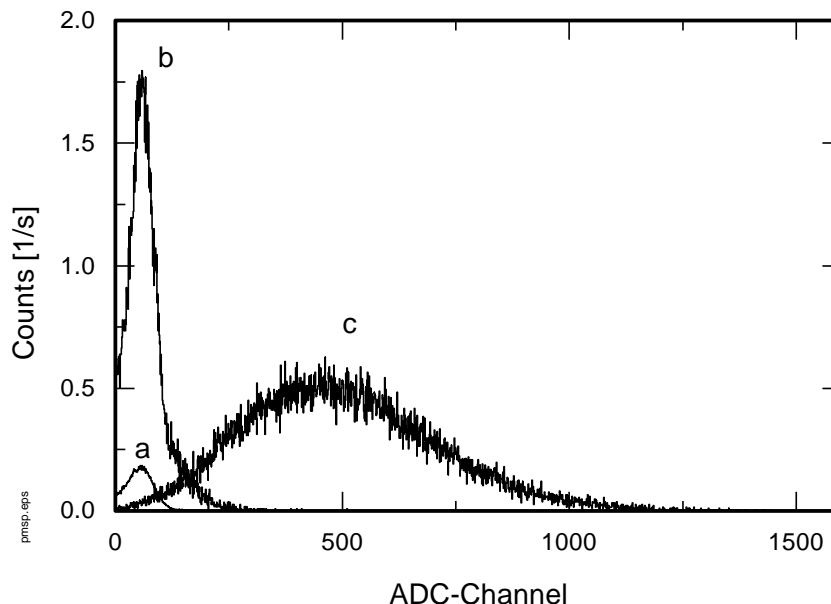


Abbildung A.12: *Impulshöhenspektren des Photomultipliers bei unterschiedlicher Bestrahlungsstärke. Die zur Variation der Bestrahlungsstärke eingesetzten Graufilter sind (a)  $D=4+1$ , (b)  $D=4$ , (c)  $D=3$ . Die Spektren sind auf die gleiche Meßzeit normiert. Das thermische Eigenrauschen des Photomultipliers ist durch das Aufnahmeverfahren im gepulsten Betrieb stark unterdrückt.*

### A.3.3 Linearität der Photomultiplier

Abb. A.12 zeigt einige Impulshöhenspektren der Photomultiplier, die bei unterschiedlichen Bestrahlungsstärke an der Photokathode mit dem Q-ADC aufgezeichnet wurden. Bei sehr geringen Bestrahlungsstärke an der Photokathode, bei denen im Mittel etwa ein Photon pro Lichtpuls auf die Photokathode trifft, erhält man ein asymmetrisches Impulshöhenspektrum mit einem Maximum bei ca. ADC-Kanal Nr. 50 und einem Ausläufer zu großen Impulshöhen (Kurve a). Dieses Spektrum wird im wesentlichen von einzelnen Photoelektronen erzeugt, die an der Photokathode durch die auftreffenden Photonen ausgelöst werden. Die Lage des Maximums der Verteilung spiegelt die im Mittel von einem Photoelektron an der Anode des Multipliers erzeugte Impulshöhe wieder. Die Breite der Verteilung ergibt sich aus den statistischen Schwankungen im Sekundärelektronenvervielfachungsprozeß an den einzelnen Dynoden, die von den Schwankungen an der ersten Dynode dominiert werden. Die Statistik im Sekundärelektronenvervielfachungsprozeß an einer Dynode läßt sich durch eine Poisson Verteilung beschreiben [Kno79]. Aus dieser Verteilung resultiert der Ausläufer zu hohen Kanälen zu.

Erhöht man die Bestrahlungsstärke an der Photokathode um ca. Faktor 8.3 (Kurve b), so ändert sich an der Form der Impulshöhenspektren zunächst nichts, lediglich die Zahl der Einträge in den Impulshöhenspektren oberhalb der Rauschschwelle nimmt zu. Dieses Verhalten läßt sich dadurch erklären, daß mit zunehmender Lichtintensität an der Photokathode sich zunächst nur die Wahrscheinlichkeit für das Auslösen eines Photoelektrons

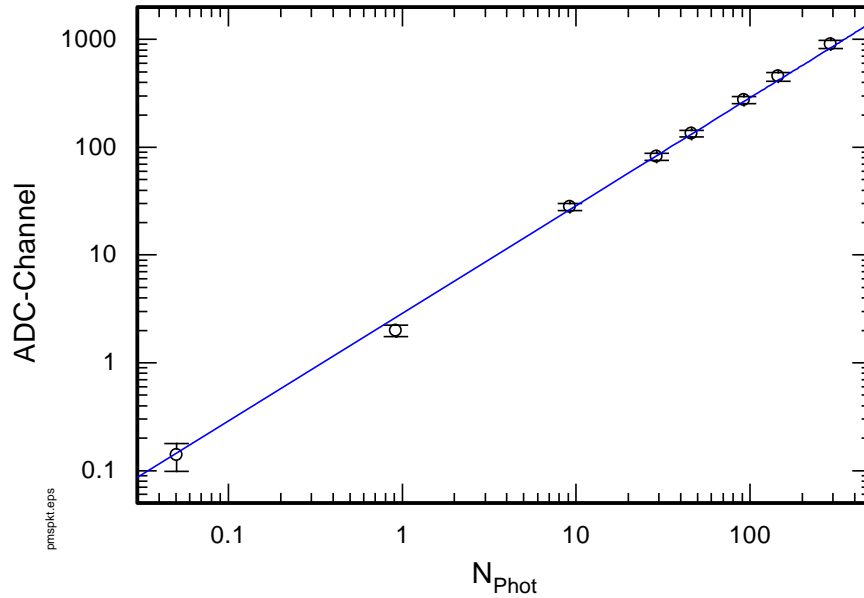


Abbildung A.13: Ausgangssignal des Photomultipliers in Abhängigkeit von der Beleuchtungsstärke. Aufgetragen sind die Schwerpunkte aus den einzelnen Impulshöhenspektren nach Formel A.13 normiert auf die Zahl der Ausgangssignale oberhalb der Rauschschwelle (Dreiecke) und auf die Zahl der LED-Pulse (Kreise).

merklich erhöht.<sup>2</sup> Bei einer weiteren Erhöhung der Bestrahlungsstärke auf ca. 150 Photonen pro Lichtimpuls an der Photokathode (Kurve c) verschiebt sich die Lage des Maximums im Spektrum und die Breite der Verteilung nimmt zu. Die Wahrscheinlichkeit mehrere Photoelektronen auszulösen steigt nun merklich an, wodurch sich die mittlere Zahl der Elektronen an der Anode und damit die mittlere Impulshöhe vergrößert.

Um die Linearität des Photomultipliers zu überprüfen wird der Schwerpunkt (SPKT) der aufgenommenen Impulshöhenspektren gebildet, indem man die Einträge der einzelnen Kanäle  $z$  mit der Kanalzahl  $n$  multipliziert, aufsummiert und durch die Summe der Lichtimpulse  $x$  dividiert :

$$SPKT = \frac{\sum n \cdot z}{\sum x} \quad . \quad (\text{A.13})$$

Berücksichtigt man bei der Schwerpunktbildung nur Ereignisse oberhalb einer bestimmten Schwelle um das elektronische Rauschen zu unterdrücken, so zeigt der berechnete Schwerpunkt bei großer Lichtintensität eine lineare Abhängigkeit von der Beleuchtungsstärke (vgl. Abb.A.13). Da sich bei sehr geringen Lichtintensitäten die Form des Impulshöhenspektrums nur noch geringfügig verändert, strebt der berechnete Schwerpunkt (ohne Berücksichtigung der Rauschereignisse) mit abnehmender Lichtintensität gegen einen festen Wert (hier ADC-Kanal #55). Bei diesen geringen Intensitäten kann jedem Ausgangsimpuls ein Photoelektron und damit ein nachgewiesenes Photon (Einphotonenergeinis) zugeordnet

<sup>2</sup>Bei einer Quanteneffizienz des Photokathodenmaterials von ca. 6.7 % (bei  $\lambda = 550 \text{ nm}$ ) [Ham94] sind im Mittel ca. 15 Photonen nötig, um ein Photoelektron auszulösen.

werden <sup>3</sup>.

Verwendet man bei der Berechnung des Schwerpunktes zur Normierung alle Ereignisse (incl. der Rauschereignisse), so ergibt sich im untersuchten Bereich ein linearer Zusammenhang zwischen der an der Photokathode auftreffenden Lichtintensität und dem berechneten Schwerpunkt des entsprechenden Impulshöhenspektrums der Photomultipliersignale (vgl. Abb.A.13). In diesem Fall berücksichtigt man bei der Schwerpunktsbildung, daß die Wahrscheinlichkeit für ein Einphotonenereignis mit immer geringerer Lichtintensität abnimmt. Die Untersuchung zeigt, daß das mittlere Ausgangssignal des Photomultipliers im untersuchten Bereich proportional zur Beleuchtungsstärke ist.

---

<sup>3</sup>Bei Einphotonenereignissen kann die Zahl der nachgewiesenen Photonen durch Zählen der Ausgangsimpulse ermittelt werden um die statistischen Schwankungen im Sekundärelektronenvervielfachungsprozeß zu umgehen, die die Energieauflösung des Photomultipliers begrenzen.

## Anhang B

# Übergangsstrahlung von einer Grenzfläche

Im folgenden wird auf die von Wartski [War76] vorgeschlagene Methode zur Berechnung der Übergangsstrahlung von einer Grenzfläche eingegangen, die die Grundlage des in Abschnitt 6.2 präsentierten Modells zur Berechnung der Übergangsstrahlung von Reflexionsgittern bildet.

### B.1 Übergangsstrahlung bei senkrechtem Durchflug durch eine Grenzfläche

Die Übergangsstrahlung, die von einem Elektron erzeugt wird, das eine Grenzfläche zwischen zwei Medien durchläuft, ergibt sich nach Wartski aus den Strahlungsbeiträgen, die von den einzelnen Teiltrajektorien des Elektrons in den entsprechenden Medien herrühren.

Zur Berechnung der einzelnen Strahlungsbeiträge wird ein Elektron betrachtet, das sich in einem unendlich ausgedehnten homogenen Medium mit der Dielektrizitätskonstante  $\epsilon$  mit der Geschwindigkeit  $v$  bewegt. Die von diesem Elektron auf einer endlichen Trajektorie der Länge  $l$  in das Raumwinkelement  $d\Omega$  abgestrahlte differentielle Energieverteilung berechnet sich in der Fernzone zu [War76]:

$$\frac{d^2W}{d\omega d\Omega} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon}} \left| \vec{H}_\omega \right|^2 R_0^2 \quad (\text{B.1})$$

mit

$$\vec{H}_\omega = \frac{e}{2\pi c} \frac{e^{ikR_0}}{R_0} \frac{i\omega\sqrt{\epsilon}}{c} (\vec{n} \times \vec{v}) \int_{-l/2v}^{+l/2v} e^{i(\omega - \vec{k} \cdot \vec{v})t} dt \quad (\text{B.2})$$

Darin bezeichnet  $e$  die Elementarladung,  $c$  die Lichtgeschwindigkeit,  $\vec{n}$  den Einheitsvektor in Beobachtungsrichtung,  $\omega$  die Frequenz und  $\vec{k}$  den Wellenvektor der beobachteten Strahlung.  $R_0$  bezeichnet den Abstand vom Beobachtungspunkt zum Ursprung in der Mitte der Trajektorie. Die Strahlung ist in der Ebene, die aus  $\vec{n}$  und  $\vec{v}$  gebildet wird, polarisiert. Bewegt sich das Elektron auf einer unendlichen Trajektorie in dem homogenen Medium, so wird i.a. keine Strahlung emittiert, da das Integral in Gl. (B.2) verschwindet. Nur im Son-



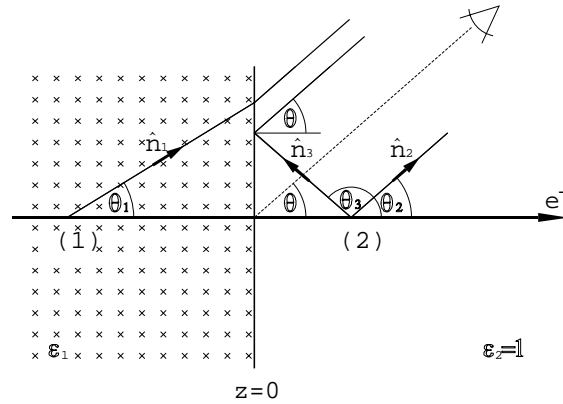


Abbildung B.1: Das Elektron bewegt sich entlang der  $z$ -Achse senkrecht zur Grenzfläche ( $z=0$ ), die das Medium vom Vakuum trennt. Die am Ort (1) in Richtung  $\vec{n}_1$  unter dem Winkel  $\theta_1$  emittierte Welle kann den Beobachter erst nach Brechung an der Grenzfläche erreichen. Vom Ort (2) kann eine direkt in Beobachtungsrichtung  $\vec{n}_2$  emittierte Welle ( $\theta_2 = \theta$ ) und eine von der Grenzfläche reflektierte Welle, die in Richtung  $\vec{n}_3$  unter  $\theta_3 = (\pi - \theta)$  emittiert wird, den Beobachter erreichen.

derfall  $\omega - \vec{k} \cdot \vec{v} = 0$  entsteht Strahlung; dann ist die Bedingung für Cherenkov-Strahlung  $1 - \beta\sqrt{\epsilon} \cos \theta = 0$  mit  $\beta = v/c$  und  $\theta \angle(\vec{v}, \vec{n})$  erfüllt.

Die an einer Grenzfläche emittierte Übergangsstrahlung ergibt sich, wenn man die Fourierkomponenten des Magnetfeldes  $H_\omega$  in Gl. (B.2) getrennt für die beiden Teiltrajektorien des Elektrons in den unterschiedlichen Medien bestimmt und anschließend aufsummiert. Dabei werden die optischen Eigenschaften der Grenzfläche bei der Brechung und Reflexion der Felder über die Fresnel'schen Formeln berücksichtigt.

Für den in Abb. B.1 gezeigten Medium-Vakuum Übergang berechnet sich die differentielle Energieverteilung der in das Vakuum emittierten Strahlung bei senkrechtem Durchflug zu :

$$\frac{d^2W}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{4\pi^2c} \omega^2 \left| \frac{f_{||}}{\sqrt{\epsilon}} (\vec{n}_1 \times \vec{\beta}) \int_{-\frac{l_1}{\beta c}}^0 e^{i\omega t(1-\sqrt{\epsilon} \vec{n}_1 \cdot \vec{\beta})} dt \right. \\ \left. + (\vec{n}_2 \times \vec{\beta}) \int_0^{\frac{l_2}{\beta c}} e^{i\omega t(1-\vec{n}_2 \cdot \vec{\beta})} dt + r_{||} (\vec{n}_3 \times \vec{\beta}) \int_0^{\frac{l_2}{\beta c}} e^{i\omega t(1-\vec{n}_3 \cdot \vec{\beta})} dt \right|^2 \quad (\text{B.3})$$

Darin bezeichnet  $l_1$  die Länge der Teiltrajektorie im Medium,  $l_2$  die Länge der Teiltrajektorie im Vakuum. Die Fresnel-Koeffizienten  $f_{||}$  und  $r_{||}$  für Brechung und Reflexion einer monochromatischen, in der Einfallsebene polarisierten Welle nehmen die folgende Form

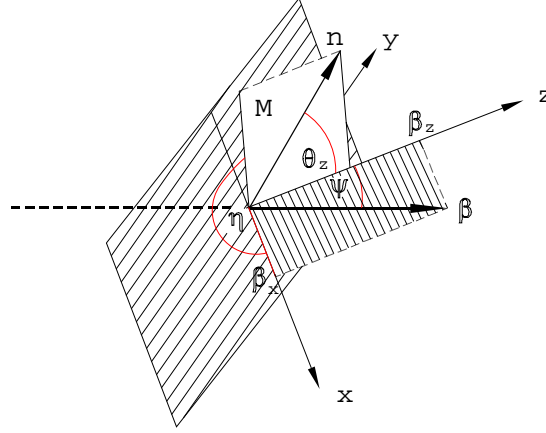


Abbildung B.2: Zur Geometrie bei schrägem Durchflug des Elektrons durch eine Grenzfläche. Das Elektron, das sich in der  $xz$  Ebene bewegt, durchquert die Grenzfläche ( $xy$  Ebene) unter dem Winkel  $\psi$ , der zwischen der Flächennormale  $\vec{e}_z$  und  $\vec{\beta}$  gemessen wird. Die Beobachtungsebene  $M$  wird aus der Beobachtungsrichtung  $\vec{n}$  und  $\vec{e}_z$  gebildet. Die Projektion von  $\vec{n}$  auf die  $xy$  Ebene schließt mit der  $x$ -Achse den Winkel  $\eta$  ein. Der Winkel  $\theta_z$  wird in der Beobachtungsebene  $M$  gemessen.

an [War76] :

$$r_{\parallel} = \frac{\epsilon \cos \theta - \sqrt{\epsilon - \sin^2(\theta)}}{\epsilon \cos \theta + \sqrt{\epsilon - \sin^2(\theta)}} \quad f_{\parallel} = \frac{2\epsilon \cos \theta}{\epsilon \cos \theta + \sqrt{\epsilon - \sin^2(\theta)}} \quad . \quad (\text{B.4})$$

mit der Stetigkeitsbedingung:

$$1 + r_{\parallel} = f_{\parallel} \quad (\text{B.5})$$

## B.2 Übergangsstrahlung bei schrägem Durchflug durch eine Grenzfläche

Im Gegensatz zum senkrechten Durchflug ist die beobachtbare Strahlung bei schrägem Durchflug durch eine Grenzfläche im allgemeinen nicht linear polarisiert. Liegt der Vektor  $\vec{\beta}$  des Elektrons außerhalb der Beobachtungsebene  $M$  (vgl. Abb. B.2), so ist die in  $M$  beobachtete Strahlung aufgrund der gebrochenen und reflektierten Anteile elliptisch polarisiert.

Betrachtet man z.B. den Anteil der Strahlung, der an der Grenzfläche reflektiert wird, so ist diese vor der Reflexion in der aus  $\vec{\beta}$  und der Emissionsrichtung gebildeten Ebene linear polarisiert. Bezüglich der Beobachtungsebene  $M$  lassen sich die Felder nun in einen parallelen  $\parallel$  und einen senkrechten Anteil  $\perp$  zerlegen. Bei der Reflexion müssen dann für die einzelnen Komponenten die unterschiedlichen Fresnel-Koeffizienten  $r_{\parallel}$  und  $r_{\perp}$  berücksichtigt werden.

Die differentielle Energieverteilung  $\frac{d^2 W_{\parallel}}{d\omega d\Omega}$  der in der Beobachtungsebene M polarisierten Komponente der Strahlung ergibt sich, wenn die entsprechenden magnetischen Felder in Formel (B.3) durch ihre Projektionen in die Ebene senkrecht zur Beobachtungsebene ersetzt werden :

$$\begin{aligned} \frac{d^2 W_{\parallel}}{d\omega d\Omega} = & \frac{e^2}{4\pi^2 c} \omega^2 \left| \frac{f(\theta_z)_{\parallel}}{\sqrt{\epsilon}} (\vec{n}_1 \times \vec{\beta}_{\parallel}) \int_{-\frac{l_1}{\beta c}}^0 e^{i\omega t(1-\sqrt{\epsilon} \vec{n}_1 \cdot \vec{\beta})} dt \right. \\ & \left. + (\vec{n}_2 \times \vec{\beta}_{\parallel}) \int_0^{\frac{l_2}{\beta c}} e^{i\omega t(1-\vec{n}_2 \cdot \vec{\beta})} dt + r(\theta_z)_{\parallel} (\vec{n}_3 \times \vec{\beta}_{\parallel}) \int_0^{\frac{l_2}{\beta c}} e^{i\omega t(1-\vec{n}_3 \cdot \vec{\beta})} dt \right|^2 \quad (\text{B.6}) \end{aligned}$$

Darin bezeichnet  $\vec{\beta}_{\parallel}$  die Projektion von  $\vec{\beta}$  in die Beobachtungsebene. In den jeweiligen Fresnel-Koeffizienten ist der Winkel  $\theta$  durch den Winkel  $\theta_z$  in Abb. B.2 zu ersetzen.

Die differentielle Energieverteilung  $\frac{d^2 W_{\perp}}{d\omega d\Omega}$  der senkrecht zur Beobachtungsebene polarisierten Strahlungskomponente berechnet sich zu

$$\begin{aligned} \frac{d^2 W_{\perp}}{d\omega d\Omega} = & \frac{e^2}{4\pi^2 c} \omega^2 (\beta_{\perp})^2 \left| \frac{f_{\perp}(\theta_z)}{\sqrt{\epsilon}} \int_{-\frac{l_1}{\beta c}}^0 e^{i\omega t(1-\sqrt{\epsilon} \vec{n}_1 \cdot \vec{\beta})} dt \right. \\ & \left. + \int_0^{\frac{l_2}{\beta c}} e^{i\omega t(1-\vec{n}_2 \cdot \vec{\beta})} dt + r_{\perp}(\theta_z) \int_0^{\frac{l_2}{\beta c}} e^{i\omega t(1-\vec{n}_3 \cdot \vec{\beta})} dt \right|^2 \quad (\text{B.7}) \end{aligned}$$

mit  $\vec{\beta}_{\perp}$  der Projektion von  $\vec{\beta}$  in die Ebene senkrecht zur Beobachtungsebene. Die entsprechenden Fresnel-Koeffizienten  $r_{\perp}(\theta_z)$  und  $f_{\perp}(\theta_z)$  haben die Form

$$r_{\perp}(\theta_z) = \frac{\cos \theta_z - \sqrt{\epsilon - \sin^2(\theta_z)}}{\cos \theta_z + \sqrt{\epsilon - \sin^2(\theta_z)}} \quad f_{\perp}(\theta_z) = \frac{2\sqrt{\epsilon} \cos \theta_z}{\cos \theta_z + \sqrt{\epsilon - \sin^2(\theta_z)}} \quad (\text{B.8})$$

mit

$$1 + r_{\perp} = \frac{f_{\perp}}{\sqrt{\epsilon}} \quad . \quad (\text{B.9})$$

## Anhang C

# Simulation zur Übergangsstrahlungsintensität

Durchquert ein Elektron die Gitterstruktur eines Reflektionsgitters, so wird es aufgrund der Coulomb-Wechselwirkung an den Atomkernen des Gittermaterials gestreut. Bei jeder Streuung erfährt das Elektron eine Bahnablenkung, so daß sich das Elektron auf einer "Zick-Zack" Bahn durch die Gitterstruktur bewegt. Jede dieser Bahnablenkungen führt zu einer Variation der Phasenverschiebung zwischen den Amplituden der Strahlungsbeiträge der einzelnen Gitterrillen vor und nach dem Streueignis, so daß die feste Phasenbeziehung 6.7 verloren geht. Die Kohärenz wird somit durch die Streuung teilweise zerstört. Zusätzlich verändert sich die Amplitude der Strahlungsbeiträge der einzelnen Gitterrillen nach dem Streueignis, da sich die Wegstrecke des Elektrons im Vakuum zwischen den Gitterstrukturen gegenüber einer geradlinigen Bahn ändert. Die Anzahl der durchlaufenen Gitterstrukturen wird ebenfalls durch die Streueignisse beeinflusst, da z.B. die Möglichkeit besteht, daß das Elektron vorzeitig aus der Gitterstruktur herausgestreut wird.

### C.1 Programm zur MC-Simulation

Da der Einfluß der Streuung analytisch nicht zu erfassen ist, wurde eine Monte-Carlo Simulation zur Berechnung der Übergangsstrahlungsintensität durchgeführt. Aufgrund des numerischen Aufwandes liegt der Simulation ein 2 dimensionales Modell zugrunde, bei dem sich die Elektronen nur in einer Ebene senkrecht zu den Gitterrillen bewegen (vgl. Abb. C.1a). Die Berechnung der Übergangsstrahlungsintensität von einem Reflexionsgitter mit Dreiecksstruktur, die in der xz-Ebene beobachtet wird, erfolgt in 3 Schritten :

1. Bestimmung der Startverteilung für eine Zahl von Elektronen
2. Berechnung der Elektronenbahn durch die Gitterstruktur sowie der einzelnen Amplituden der Übergangsstrahlungswellen für die durchquerten Dreiecksstrukturen für jedes Elektron
3. Berechnung der Strahlungsintensität für jedes Elektron und der Gesamtintensität pro Raumwinkelement.

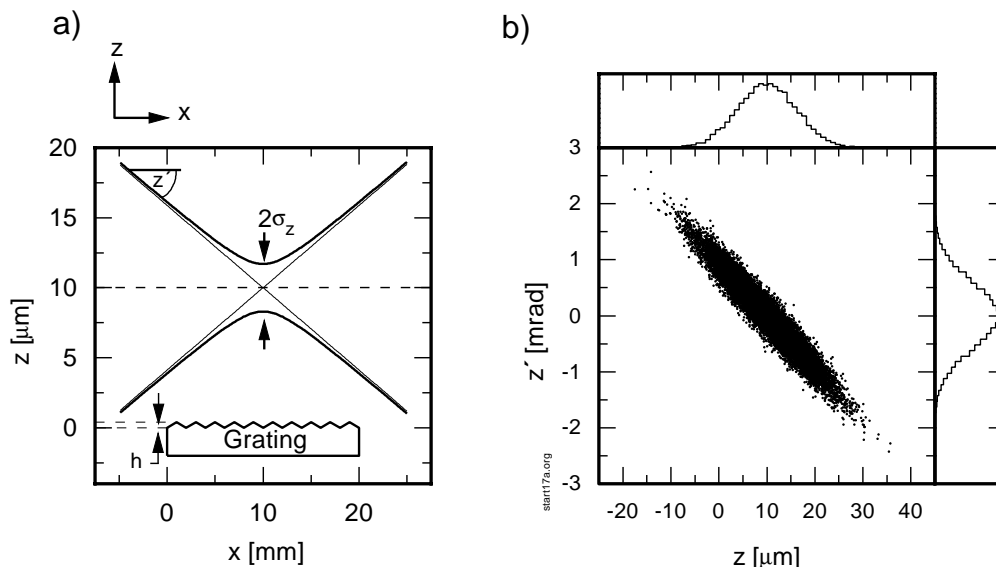


Abbildung C.1: *Startverteilung der Elektronen*

a) Die Elektronen bewegen sich in der  $xz$ -Ebene senkrecht zu den Gitterfurchen. Eingezeichnet ist die vertikale Strahlenverlope ( $1\sigma$ -Wert) entlang des Gitters für einen auf  $\sigma_z = 1.7\ \mu\text{m}$  fokussierten Strahl. Der Strahlschwerpunkt liegt bei  $z = 10\ \mu\text{m}$ ; die Höhe des Gitterprofils  $h = 413\ \text{nm}$  entspricht einem Blazewinkel von  $41.2^\circ$ . b) zeigt eine in  $z$  und  $z'$  gewürfelte Startverteilung für 20000 Elektronen an der Stelle  $x=0$ .

### Startverteilung der Elektronen

Für eine vorgegebene Zahl von Elektronen wird der jeweilige Startort in  $z$ -Richtung  $z$  und der zugehörige Startwinkel  $z'$  (jeweils gemessen zur Gitteroberfläche) bestimmt. Dazu wird zunächst die Verteilung der Elektronen im Strahlfokus bestimmt, der über der Mitte der Gitterstruktur liegen soll. Im Strahlfokus kann die Verteilung der Elektronen um die Solllage näherungsweise durch zwei unabhängige Gaußverteilungen mit den Breiten  $\sigma_z$  und  $\sigma'_z$  beschrieben werden. Bei vorgegebener Strahlausdehnung  $\sigma_z = 1.7\ \mu\text{m}$  (im Experiment) ergibt sich die Breite der Winkelverteilung aus der Strahlemittanz  $\varepsilon_v = 1\pi\ \text{nmrad}$  zu  $\sigma'_z = 0.588\ \text{mrad}$  ( $1\sigma$ -Werte). Anhand dieser Verteilungen werden die entsprechenden Wertepaare  $(z, z')$  für die Simulation mit einer Routine im Programmpaket Mathematica erzeugt. Um daraus die Startverteilung der Elektronen über der ersten Gitterrille zu erhalten, wird die  $z$ -Koordinate um den Beitrag von der durchlaufenen Driftstrecke, die eine halbe Gitterlänge beträgt, korrigiert. Abb. C.1b zeigt eine so erhaltene Startverteilung.

### Berechnung der Strahlungsamplituden unter Berücksichtigung der Streuung im Gittermaterial

Um die Elektronenbahnen durch die Gitterstruktur berechnen zu können, muß die Streuwinkelverteilung bekannt sein, die von der mittleren Anzahl der Streueignisse (Stoßzahl)  $m$  abhängig ist (vgl. Abschnitt C.2). Für Strukturen aus Plexiglas und einer Elektronen-

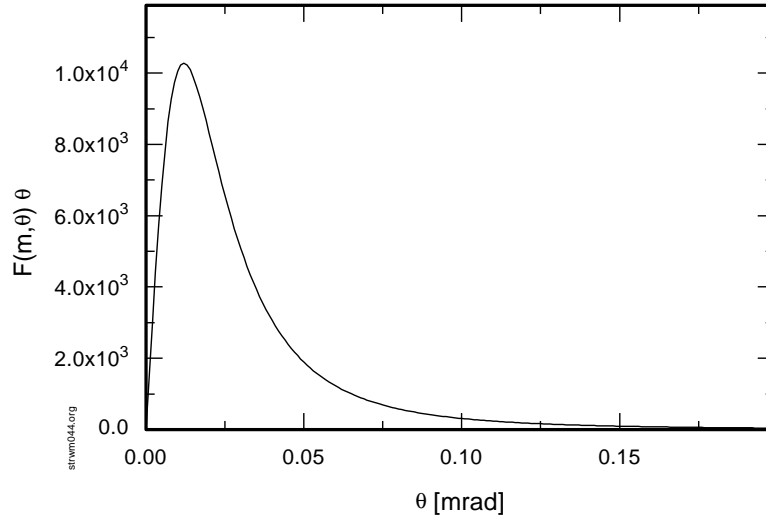


Abbildung C.2: Streuwinkelverteilung von Elektronen der Energie 855 MeV für eine Stoßzahl  $m = 0.44$  nach Durchqueren einer Plexiglasschicht mit einer Dicke von  $D/2 = 416.5$  nm nach Formel C.5.

energie  $E = 855$  MeV berechnet sich die Schichtdicke  $t_1$ , in der im Mittel ein Streueignis stattfindet unter Berücksichtigung der chemischen Bestandteile zu  $t_1 = 0.946$   $\mu\text{m}$ . Damit ergibt sich die Stoßzahl in Abhängigkeit von der durchlaufenen Schichtdicke  $t$  (in  $\mu\text{m}$ ) zu  $m = t/0.946$ . Für die im Experiment verwendeten Gitter mit der Periodenlänge  $D = 0.833$   $\mu\text{m}$  liegen die Stoßzahlen je nach Trajektorie durch die Dreiecksstruktur im Bereich  $0 < m \leq 0.88$ , so daß die Berechnung der Streuwinkelverteilung mit Formel C.5 erfolgen kann. AbbC.2 zeigt die berechnete Streuwinkelverteilung für Elektronen, die auf halber Höhe die Gitterstruktur durchqueren.

Zur Simulation der Streuwinkel werden für die Stoßzahlen  $m_i = 0.1, 0.2, \dots, 0.9$  die zugehörigen Streuwinkelverteilungen errechnet. Für ein Elektron, das eine Dreiecksstruktur unter dem Winkel  $z'$  durchquert, wird die Stoßzahl  $m$  entsprechend der durchquerten Schichtdicke errechnet. Dieser Zahl wird die Winkelverteilung für die nächstgrößere Stoßzahl  $m_i$  zugeordnet. Das eigentliche Würfeln des jeweiligen Streuwinkels erfolgt gemäß der entsprechenden Winkelverteilung mit der "Heat Bath"-Methode, die bei [Har92] beschrieben ist. Der so erhaltene Streuwinkel wird erst nach dem Durchqueren der jeweiligen Dreiecksstruktur zum bisherigen Winkel  $z'$  addiert. Zusätzlich zum neuen Streuwinkel wird die neue  $z$ -Koordinate des Elektrons beim Austritt aus der Gitterstruktur berechnet.

Für die sich anschließende Teiltrajektorie des Elektrons im Vakuum (zwischen den Dreiecksstrukturen) wird die zugehörige Amplitude der Übergangsstrahlungswelle  $A_j = A_{j1} + A_{j2} + A_{j3}$  ( $j$ -te Teiltrajektorie) analog Gl. 6.14 bestimmt. Außerdem wird die zugehörige Phase  $\phi_{j-1}$  bzgl. der ersten Teiltrajektorie gemäß Gl 6.5 ermittelt.

Diese Prozedur wird solange wiederholt, bis die  $z$ -Koordinate des betrachteten Elektrons entweder größer als die Höhe der Gitterstruktur  $h$  ist und das Elektron die Struktur in Richtung Vakuum verläßt oder kleiner 0 ist und es im Gittersubstrat verschwindet.

## Berechnung der Strahlungsintensität für jedes Elektron und der Gesamtintensität pro Raumwinkelement

Zur Berechnung der in der  $xz$ -Ebene emittierten Übergangsstrahlungsintensität pro Elektron wird zunächst entlang der Trajektorie über alle berechneten komplexen Amplituden der emittierten Übergangstrahlungswellen unter Berücksichtigung der Phasenverschiebung summiert ( $A = \sum_j A_j e^{i\phi_j}$ ) und das Betragsquadrat gebildet<sup>1</sup>. Die Berechnung der Photonenzahl pro Elektron, Frequenzintervall und Raumwinkelement erfolgt dann gemäß Formel 6.13. Um die Photonenzahl pro Elektron und Raumwinkelement für die Experimentbedingungen zu erhalten wird anschließend numerisch über das Frequenzintervall, entsprechend der Durchlaßkurve des Farbfilters, integriert.

Dieses Verfahren wird für alle Elektronen aus der Startverteilung durchgeführt, deren  $z$ -Koordinate im Bereich  $0 \leq z \leq h$  ist. Bei Elektronen mit  $z$  größer  $h$  werden nur diejenigen mit negativem Startwinkel berücksichtigt. In diesem Fall wird die Gitterfurche bestimmt, bei der das Elektron auf die Gitterstruktur trifft. Ab dieser Furche wird dann die Trajektorie des Elektrons durch die Gitterstruktur bestimmt. Ist die  $z$ -Koordinate des Startortes kleiner Null so werden nur die Elektronen mit positivem Startwinkel berücksichtigt, die das Substrat in Richtung Gitterstruktur durchqueren. In diesem Fall wird die Gitterfurche ermittelt, bei der das Elektron aus dem Substrat in die Gitterstruktur tritt und die Länge der Trajektorie im Substrat berechnet. Um die Streuung im Substrat zu berücksichtigen, wird ein Streuwinkel entsprechend einer gaußförmigen Streuwinkelverteilung mit der Breite nach Formel C.8 gewürfelt, der zum bisherigen Startwinkel addiert wird. Ab der errechneten Gitterfurche wird dann die Bahn des Elektrons mit dem neuen Winkel  $z'$  bestimmt.

Durch Summation der berechneten Strahlungsintensität pro Raumwinkelement über alle Elektronen aus der Startverteilung ergibt sich die Gesamtintensität pro Raumwinkelement.

### C.1.1 Einfluß der Streuung auf die differentielle Intensitätsverteilung

Um den Einfluß der Streuung auf die differentielle Intensitätsverteilung zu überprüfen, erfolgte die Simulation der Spektren mit dem oben beschriebenen Programm einmal mit und einmal ohne Berücksichtigung der Aufstreuung der Elektronen im Gittermaterial. Im Gegensatz zur oben beschriebenen Startverteilung starteten die Elektronen auf der halben Höhe  $h$  des Gitterprofils ohne Winkeldivergenz, damit der Einfluß der Streuung nicht durch die anfängliche Winkeldivergenz der Elektronen überdeckt wird.

Abb. C.3 zeigt die für einen Beobachtungswinkel von  $\theta = 69.85^\circ$  (entsprechend der 1. Beugungsordnung bei  $\lambda = 546$  nm) berechneten spektralen Intensitätsverteilungen. Die Aufstreuung der Elektronen im Gittermaterial bewirkt eine Verschmierung der Interferenzstruktur. Die maximale Intensität im Spektrum mit Streuung übersteigt die Werte ohne Streuung, da zur Simulation des Spektrums ohne Berücksichtigung der Streuung nur die Anzahl der Dreiecksstrukturen verwendet wurde, die im Durchschnitt von den gestreuten Elektronen durchquert wird. Die Asymmetrie in der spektralen Intensitätsverteilung, die unter Berücksichtigung der Streuung berechnet wurde, ist eine Folge der Gittergeometrie;

<sup>1</sup>Die Zahl der Summanden kann dabei mehrere Tausend betragen, da sich die Summe über alle durchflogenen Dreieckstrukturen erstreckt.

Elektronen die nach oben gestreut werden, durchlaufen weniger Material und damit im Mittel mehr Dreiecksstrukturen, da die Wahrscheinlichkeit für weitere Streueignisse und der mittlere Streuwinkel abnehmen.

### C.1.2 Einfluß der Strahldivergenz auf die differentielle Intensitätsverteilung

Aufgrund der endlichen Emittanz des Elektronenbeschleunigers weist der fokussierte Elektronenstrahl eine Divergenz auf, die in der Startverteilung für die Monte-Carlo Simulation berücksichtigt wurde. Abb C.4 zeigt einen Vergleich der spektrale Intensitätsverteilungen, die mit und ohne Berücksichtigung der Streuung im Gittermaterial für den divergenten Elektronenstrahl mit der o.g. Startverteilung der Elektronen berechnet wurden.

Im Vergleich zu einem punktförmigen Elektronenstrahl ohne Berücksichtigung der Streuung (vgl. Abb. C.3) sind die beiden Interferenzfiguren aufgrund der unterschiedlichen Trajektorien der Elektronen in der Gitterstruktur verschmiert. Die maximale Intensität liegt deutlich unter den Werten aus Abb. C.3 da die Zahl der durchlaufenen Gitterstrukturen im wesentlichen durch die Winkeldivergenz des Elektronenstrahls beschränkt wird. Vernachlässigt man bei divergentem Elektronenstrahl die Streuung im Gittermaterial, so ergibt sich aufgrund der Symmetrie im Strahlprofil auch eine symmetrische Intensitätsverteilung. Die beiden Schultern in der Verteilung sind eine Folge der unter verschiedenen

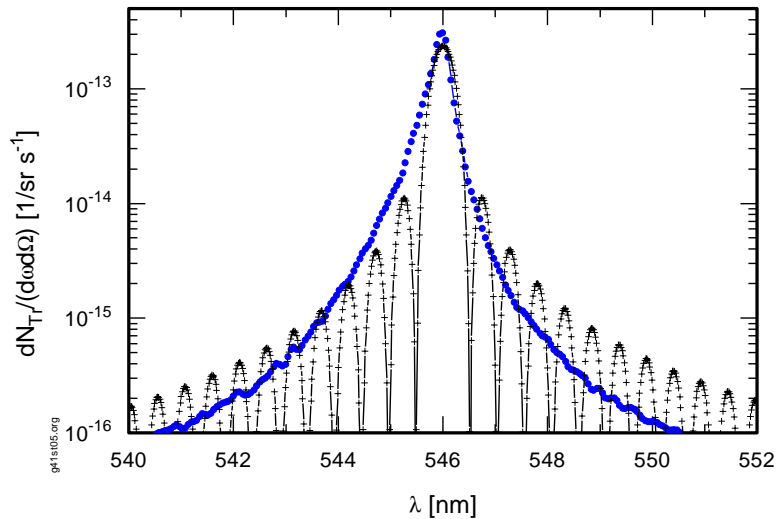


Abbildung C.3: *Einfluß der Streuung auf die spektrale Intensitätsverteilung der Übergangsstrahlung. Aufgetragen ist die für ein Reflexionsgitter ( $\alpha_{bl} = 41.2^\circ$ ,  $D = 833$  nm,  $L=20$  mm) berechnete Zahl der Photonen pro Elektron, Raumwinkelelement und Frequenzintervall unter Berücksichtigung der Streuung (Kreise) und ohne Streuung (Kreuze). Zur Simulation der Intensitätsverteilung mit Streuung wurden 250 Elektronen verwendet, die durchschnittlich 1052 Dreiecksstrukturen durchquerten. Zur Simulation ohne Streuung wurde die Zahl der Gitterstrukturen ebenfalls auf 1052 beschränkt.*



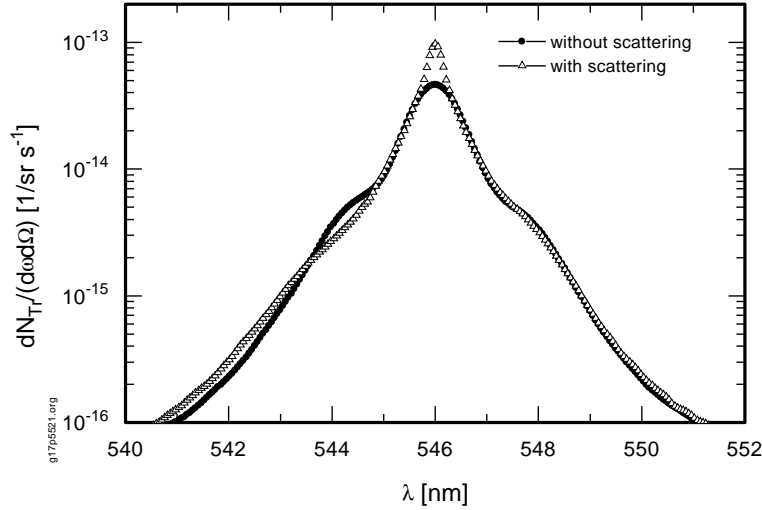


Abbildung C.4: *Einfluß der Strahldivergenz auf die spektrale Intensitätsverteilung der Übergangsstrahlung. Aufgetragen ist die für ein Reflexionsgitter ( $\alpha_{bl} = 41.2^\circ$ ,  $D = 833$  nm,  $L = 20$  mm) berechnete Zahl der Photonen pro Elektron, Raumwinkelelement und Frequenzintervall unter Berücksichtigung der Streuung (Dreiecke) und ohne Streuung (Kreise). Zur Simulation der Intensitätsverteilung wurde eine Startverteilung mit 10000 Elektronen gewürfelt; der Abstand zwischen Elektronenstrahlschwerpunkt und Gitteroberfläche wurde zu  $d = 10$   $\mu\text{m}$  gewählt. Der Beobachtungswinkel beträgt  $\theta = 69.85^\circ$ .*

Winkeln schräg durch die Gitterstruktur verlaufenden Trajektorien. Die Berücksichtigung der Streuung bewirkt aufgrund der Gittergeometrie eine asymmetrische Intensitätsverteilung, da die unterschiedliche Streuwahrscheinlichkeit in den Dreiecksstrukturen eine Asymmetrie in der Winkelverteilung und damit in den Trajektorienlängen der beteiligten Elektronen zur Folge hat. Da ein Teil der Elektronen, die alle mit unterschiedlichen Winkeln auf die Gitterstruktur treffen, durch die Streuung im Gittermaterial mehr Dreiecksstrukturen durchqueren können als ohne Streuung, ergibt sich unter Berücksichtigung der Streuung eine größere Maximalintensität.

## C.2 Streuung schneller geladener Teilchen

Durchqueren geladene Teilchen Materie, so werden sie aufgrund der Coulomb-Wechselwirkung elastisch gestreut und erscheinen unter einem Winkel  $\theta$ , der im allgemeinen aus mehreren Einzelablenkungen resultiert. Molière [Mol47], [Mol48] formulierte 1947 eine quantenmechanische Theorie der elastischen Streuung am abgeschirmten Coulombfeld. Danach ergibt sich für den differentiellen Wirkungsquerschnitt für Mehrfach- oder Vielfachstreuung in kleine Winkel  $\theta$  :

$$\frac{d\sigma}{2\pi\theta d\theta} = \left( \frac{2Zze^2}{pv} \right)^2 (\theta^2 + \theta_\alpha^2)^2 \quad (\text{C.1})$$

worin  $Ze$  die Ladung des Streuzentrums,  $ze$  die Ladung des Projektils,  $p$  sein Impuls und  $v$  seine Geschwindigkeit bezeichnen. Der Abschirmwinkel  $\theta_\alpha$ , der die Abschirmung des Kernfeldes des Streuatoms durch die Hüllenelektronen beschreibt, hat die Form :

$$\theta_\alpha = \theta_0 \sqrt{1.13 + 3.76 \left( \frac{Zz\alpha}{\beta} \right)^2} \quad (\text{C.2})$$

Darin bezeichnet  $\theta_0 = \hbar/(pa)$  den in Bornscher Näherung berechneten Abschirmwinkel mit dem Thomas-Fermi Atomradius  $a = 0.466 \cdot 10^{-10} Z^{-1/3}$  m,  $\beta = v/c$  und  $\alpha$  die Feinstrukturkonstante.

Die mittlere Anzahl der Streueignisse  $m$  (Stoßzahl), die beim Durchlaufen einer Materieschicht der Dicke  $t$  stattfinden, berechnet sich zu  $m = Nt\sigma$  mit  $N = N_A\rho/A$  der Dichte der Streuzentren. Unter Berücksichtigung des totalen Wirkungsquerschnitts  $\sigma$  folgt für die Stoßzahl  $m$  :

$$m = 4\pi NtZ(Z+1) \left( \frac{ze^2}{pv} \right)^2 \frac{1}{\theta_\alpha^2} = \frac{\theta_c^2}{\theta_\alpha^2} \quad (\text{C.3})$$

Um der Streuung an den Hüllenelektronen Rechnung zu tragen, wurde nach [LD91] im charakteristischen Winkel  $\theta_c$  gegenüber der Ableitung von Molière  $Z^2$  durch  $Z(Z+1)$  ersetzt.

Die Streuwinkelverteilung für kleine Winkel läßt sich für ein Teilchen mit der mittleren Stoßzahl  $m$  in der folgenden Form schreiben

$$F(m, \theta) \theta d\theta = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{m^n}{n!} e^{-m} f_n(\theta) \theta d\theta \quad (\text{C.4})$$

worin  $f_n(\theta)$  die Wahrscheinlichkeit bezeichnet, daß ein Teilchen nach  $n$  Streueignissen unter dem Winkel  $\theta$  zu beobachten ist.

### Mehrfachstreuung

Für kleine Stoßzahlen ( $m < 1$ ) kann man näherungsweise die Winkelverteilung berechnen, in dem man in Gl. C.4 nur die ersten drei Summanden berücksichtigt, für die die  $f_n$  noch explizit angegeben werden können [KZZ60]:

$$\begin{aligned} f_0(\vartheta) \vartheta d\vartheta &= \delta_2(\vartheta) \vartheta d\vartheta \\ f_1(\vartheta) \vartheta d\vartheta &= 2(1 + \vartheta^2)^{-2} \vartheta d\vartheta \\ f_2(\vartheta) \vartheta d\vartheta &= \begin{cases} \frac{4}{\vartheta^4(4+\vartheta^2)^3} \left[ \vartheta^2(\vartheta^4+2\vartheta^2-8) + (1+\vartheta^2)\sqrt{4\vartheta^2+\vartheta^4} \ln \frac{(\vartheta^4+4\vartheta^2+2) + (2+\vartheta^2)\sqrt{4\vartheta^2+\vartheta^4}}{(\vartheta^4+4\vartheta^2+2) - (2+\vartheta^2)\sqrt{4\vartheta^2+\vartheta^4}} \right] \vartheta d\vartheta & \text{für } \vartheta > 0 \\ \frac{2}{3} \vartheta d\vartheta & \text{für } \vartheta = 0 \end{cases} \end{aligned} \quad (\text{C.5})$$

Darin bezeichnet  $\vartheta = \theta/\theta_\alpha$  den reduzierten Winkel. Der Abbruchfehler kann dabei durch

$$\Delta F(m, \vartheta) = \sum_{n=3}^{\infty} \frac{m^n}{n!} e^{-m} f_n(\vartheta) < \frac{2}{3} \left[ 1 - e^{-m} \left( 1 + m + \frac{1}{2} m^2 \right) \right] \quad (\text{C.6})$$

abgeschätzt werden.

Liegt die Stoßzahl zwischen 1 und 20 so läßt sich die Streuwinkelverteilung  $F(m, \vartheta) \vartheta d\vartheta$  für ganzzahliges  $m$  nach [KZZ60] durch eine Doppelsumme

$$F(m, \vartheta) \vartheta d\vartheta = \vartheta d\vartheta \sum_{\lambda=0}^m \sum_{\mu=0}^{m-\lambda} \binom{m}{\lambda} \binom{m-\lambda}{\mu} b_1^\lambda b_2^\mu (c_1\lambda + c_2\mu) [(c_1\lambda + c_2\mu)^2 + \vartheta^2]^{-3/2} e^{-m} \quad (\text{C.7})$$

mit den Konstanten  $b_1 = 2.10667$ ,  $b_2 = -0.388388$ ,  $c_1 = 0.935$  und  $c_2 = 5.000$  approximieren. Die Indexkombination  $(\mu, \lambda) = (0, 0)$  entspricht dem Anteil der ungestreuten Teilchen ( $e^{-m} \delta_2(\vartheta)$ ).

### Vielfachstreuung

Ist die Stoßzahl  $m > 20$ , so kann die Streuwinkelverteilung näherungsweise durch eine Gaußverteilung beschrieben werden. Die Breite der projizierten Winkelverteilung ist dabei gegeben durch den mittleren, quadratischen Streuwinkel [LD91]

$$\theta^{rms} = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta c p} z \sqrt{t/X_0} [1 + 0.088 \log(t/X_0)] \quad (\text{C.8})$$

mit dem Impuls  $p$  (in MeV/c).  $t/X_0$  ist die Dicke des zu durchdringenden Materials in Einheiten der Strahlungslänge  $X_0$  für das jeweilige Material, die in [Tsa74], [Gro90] für alle chemischen Elemente und einige Verbindungen tabelliert ist.

# Anhang D

## Das Sekundärelektronensignal

### D.1 Erzeugungsmechanismus der Sekundärelektronen

Durchquert ein Teil des hochrelativistischen Elektronenstrahls das Gittermaterial, so werden dabei Sekundärelektronen aus dem Material herausgelöst. Die Ursache der Sekundärelektronenemission ist dabei entweder die direkte Kollision der Strahlelektronen mit Elektronen des Gittermaterials (Stoßionisation) oder die vom Elektronenstrahl im Gittermaterial produzierte Bremsstrahlung, die über Photoeffekt, Compton-Effekt und Paarbildung Sekundärelektronen generieren kann.

#### Erzeugung von Sekundärelektronen durch Bremsstrahlung

Die Zahl der durch Bremsstrahlung erzeugten Sekundärelektronen pro Strahlelektron läßt sich unter Berücksichtigung des totalen Wirkungsquerschnitts für die Abschwächung von Bremsstrahlung und der Energieverteilung der im Gittermaterial erzeugten Bremsstrahlung abschätzen<sup>1</sup>.

Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Bremsstrahlungsquant absorbiert oder gestreut wird und dabei ein Sekundärelektron erzeugt, läßt sich für eine vorgegebene Strecke im entsprechenden Gittermaterial mit den Tab. D.1 angegebenen Wirkungsquerschnitten berechnen<sup>2</sup>. Für ein 50 keV-Photon (bzw. 1 MeV-Photon) ergibt sich auf einer Wegstrecke von 1 cm in Plexiglas eine Wahrscheinlichkeit von  $P = 25\%$  (bzw.  $8\%$ ) ein Sekundärelektron mit entsprechender Energie auszulösen. Für Photonenenergien kleiner 10 keV beträgt die Wahrscheinlichkeit auf dieser Wegstrecke etwa 100%.

Unter Berücksichtigung der in Anhang D.3 berechnete Energieverteilung der im Gittermaterial erzeugten Bremsstrahlung werden pro Strahlelektron etwa 0.05 Sekundärelektronen generiert. Dabei weisen aufgrund der Energieverteilung der Bremsstrahlungsphotonen ca. 75% der in 1 cm Plexiglas erzeugten Sekundärelektronen eine Energie von mehr als 50 keV auf. Da die Reichweite von 50 keV-Elektronen ca.  $20\ \mu\text{m}$  in Aluminium [LS78] und

---

<sup>1</sup>Mögliche weitere Sekundärprozesse, bei denen die im Gitterinneren durch Bremsstrahlung erzeugten Sekundärelektronen weitere Sekundärelektronen (z.B durch Stoßionisation) produzieren, werden dabei nicht berücksichtigt. Elektromagnetische Schauerbildung kann aufgrund der im Vergleich zur Strahlungslänge ( $X_0 = 34.4\ \text{cm}$  für Plexiglas) geringen Gitterlänge vernachlässigt werden.

<sup>2</sup>Aufgrund der gerigen Schichtdicke der Aluminiumbeschichtung des Gitters (ca 100 nm) wird für die Abschätzung nur die Reaktionswahrscheinlichkeit in Plexiglas berechnet.

Photonenenergie in keV	10	50	100	1000
$\sigma_{Al}$ in barn/atom	$1.17 \cdot 10^3$	$1.65 \cdot 10^1$	$7.64 \cdot 10^0$	$2.75 \cdot 10^0$
$\sigma_{Pl}$ in barn/atom	$5.57 \cdot 10^2$	$3.44 \cdot 10^1$	$2.72 \cdot 10^1$	$1.14 \cdot 10^1$

Tabelle D.1: *Totaler Wirkungsquerschnitt für die Schwächung von Bremsstrahlung in Aluminium  $\sigma_{Al}$  bzw. Plexiglas  $\sigma_{Pl}$  nach [BH98]. Für Photonenergien unterhalb von 50 keV in Aluminium bzw. 20 keV in Plexiglas dominiert der Photoeffekt.*

damit etwa. 40  $\mu\text{m}$  in Plexiglas beträgt, sollte ein Großteil der vom Elektronenstrahl in einer Oberflächenschicht des Gitters (Dicke ca 20  $\mu\text{m}$ ) produzierten Sekundärelektronen das Gitter verlassen können und so zum Sekundärelektronensignal beitragen.

### Erzeugung von Sekundärelektronen durch Stoßionisation

Die Zahl der durch Stoßionisation pro Strahlelektron erzeugten Sekundärelektronen  $N_s$  läßt sich aus der Energieverteilung der im Gittermaterial erzeugten Sekundärelektronen abschätzen. Sie ist nach [Gro90] durch :

$$\frac{dN_s}{dT} = \frac{1}{2} K \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \frac{1}{T^2} dx \quad (\text{D.1})$$

gegeben, worin  $K = 0.3071 \text{ MeV cm}^2/\text{g}$ ,  $Z$  die Kernladungszahl und  $A$  das Atomgewicht des Gittermaterials,  $dx$  die durchflogene Strecke im Material in  $\text{g}/\text{cm}^2$  und  $T$  die kinetische Energie der Sekundärelektronen in MeV bedeuten. Damit ergibt sich für eine Wegstrecke von  $dx=1 \text{ cm}$  im Gittermaterial Plexiglas eine Zahl von  $N_s \approx 890$  Sekundärelektronen im Energieintervall  $\Delta T=[0.1;1] \text{ keV}$ , bzw.  $N_s \approx 94$  für  $\Delta T=[1; 20] \text{ keV}$  sowie  $N_s \approx 5$  für  $\Delta T=[20; 1000] \text{ keV}$ . Ein Großteil dieser im Gittermaterial erzeugten Sekundärelektronen kann das Gitter jedoch nicht verlassen.

Die im Plexiglas erzeugten Sekundärelektronen mit  $T \leq 1 \text{ keV}$  können die Aluminiumschicht des Gitters nicht durchqueren, da die Reichweite von 1 keV Elektronen in Aluminium mit  $R \approx 40 \text{ nm}$  [HB59] kleiner als die Dicke der Aluminiumschicht ( $d=100 \text{ nm}$ ) des Gitters ist. Damit tragen die Sekundärelektronen mit  $T \leq 1 \text{ keV}$  nicht zum Sekundärelektronensignal bei, da sie den Gitterkörper nicht verlassen können. Im Energieintervall  $\Delta T=[1 \text{ keV}; 20 \text{ keV}]$  wächst die Reichweite der Sekundärelektronen nahezu quadratisch mit der Sekundärelektronenenergie [HB59], womit sich für die Reichweite in Plexiglas  $R(T) \approx 3 * T^2 \mu\text{m}$  ( $T$  in keV) ergibt. Unter der Berücksichtigung einer mittleren Strahldivergenz von 1 mrad wird maximal  $N_s \approx 1$  Sekundärelektron pro Strahlelektron erzeugt, das den Gitterkörper verlassen kann<sup>3</sup>. Im Energieintervall  $\Delta T=[20; 1000] \text{ keV}$  können etwa  $N_s \approx 2.5$  Sekundärelektron pro Strahlelektron das Gitter verlassen, auch wenn sie ca. 10  $\mu\text{m}$  unter der Gitteroberfläche produziert werden<sup>4</sup>. Etwa 60 % dieser Se-

<sup>3</sup>Bei Strahlelektronen, die die Gitteroberfläche unter einem Winkel von 1 mrad durchqueren, kann maximal die Hälfte der auf einer Wegstrecke  $dx = R \cdot 1000$  produzierten Sekundärelektronen das Gitter verlassen.

<sup>4</sup>Der Emissionswinkel  $\theta$  der Sekundärelektronen gemessen zur Flugrichtung der Strahlelektronen berechnet sich für  $T \ll 855 \text{ MeV}$  zu  $\tan \theta = \sqrt{2m_e c^2 \cdot T^{-1}}$  [Seg53]. Damit berechnet sich der Emissionswinkel eines 25 keV Sekundärelektrons zu  $\theta = 81^\circ$ .

kundärelektronen haben eine Reichweite von mehr als  $25 \mu\text{m}$ ; sie können das Gitter auch dann verlassen, wenn sie etwa  $25 \mu\text{m}$  unter der Gitteroberfläche erzeugt werden.

Die Zahl der Sekundärelektronen, die pro Strahlelektron in der Aluminiumschicht des Gitters erzeugt werden, berechnet sich im Energieintervall  $\Delta T=[0.1; 1000]$  keV zu  $N_s \approx 20 e^-$ <sup>5</sup>. Bei einer Energieabhängigkeit der Reichweite der Sekundärelektronen von  $R(T) = 0.042 * T^{1.3} \mu\text{m}$  ( $T$  in keV) [HB59] in Aluminium ergibt sich die Zahl der pro Strahlelektron ausgelösten Sekundärelektronen, die die Aluminiumschicht verlassen können zu  $N_s \approx 1.5 e^-$ .

Damit liefern die im Plexiglas erzeugten Sekundärelektronen mit kinetischen Energien aus dem Intervall  $\Delta T=[20 \text{ keV}; 1 \text{ MeV}]$  mit etwa 50 % den Hauptbeitrag zum Sekundärelektronensignal. Der Beitrag durch Bremsstrahlung kann nach der obigen Abschätzung im Vergleich zur Stoßionisation vernachlässigt werden.

## D.2 Gittersignal und Zahl der auf die Gitteroberfläche treffenden Elektronen

Nach der vorangegangenen Abschätzung sollte das an der Gitteroberfläche meßbare Sekundärelektronensignal bei den eingesetzten Replikagittern ( $L \geq 2 \text{ cm}$ ) zum Großteil von Elektronen des Strahls erzeugt werden, die eine Oberflächenschicht des Gitterkörpers mit einer Dicke von ca.  $25 \mu\text{m}$  durchqueren.

In den durchgeführten Strahlzeiten betrug die Elektronenstrahlausdehnung im Fokus nur einen Bruchteil der o.g. Dicke der für das Sekundärelektronensignal sensitiven Oberflächenschicht. Daher ist das in Abhängigkeit von der Gitterposition aufgezeichnete Sekundärelektronensignal, das bei der Prozedur zur Bestimmung der Position des Strahlschwerpunktes aufgenommen wurde, im wesentlichen das Resultat einer integralen Messung des Elektronenstrahlprofils über dem Gitter. Abb. D.1 zeigt, daß sich der gemessene abstandsabhängige Verlauf des Sekundärelektronensignales mit einer einfachen MC-Simulation beschreiben läßt. Zur Simulation wurden aus einer gegebenen Elektronen-Startverteilung (vgl. dazu Abb. C.1 in Anhang C) die Elektronen ermittelt, die bei dem jeweils gewählten Abstand  $d$  auf das Gitter treffen und diese entsprechend ihrer zurückgelegten Wegstrecke im Gittermaterial gewichtet aufsummiert.

Der Anteil der Strahlelektronen, der bei einem bestimmten Abstand  $d$  auf die Gitteroberfläche trifft, läßt sich mit einer MC-Simulation einfach bestimmen: Aus einer unter der Annahme eines normalverteilten Elektronenstrahles gewürfelten Startverteilung werden die auf die Gitteroberfläche treffenden Elektronen („Gitterelektronen“) ermittelt, aufsummiert und auf die Gesamtzahl normiert. Abb. D.2 zeigt den so berechneten Anteil der „Gitterelektronen“ für ein 20 mm langes Gitter als Funktion des Abstandes  $d$ . Aufgrund der Unkenntnis der genauen Gestalt des Elektronenstrahles (in den Randbereichen) birgt diese Methode zur Bestimmung der Zahl „Gitterelektronen“ den Nachteil, daß die unter der Annahme eines normalverteilten Elektronenstrahles berechnete Zahl bei großen Abständen  $d$  mit großer Unsicherheit behaftet ist (vgl. dazu Abb. 6.12).

Unter Vernachlässigung der unterschiedlichen Wegstrecken der Elektronen im Gitter-

---

<sup>5</sup>Bei dieser Rechnung wurde berücksichtigt, daß ein auf die Gitteroberfläche treffendes Elektron im Mittel ca. 1000 Gitterstrukturen durchquert.

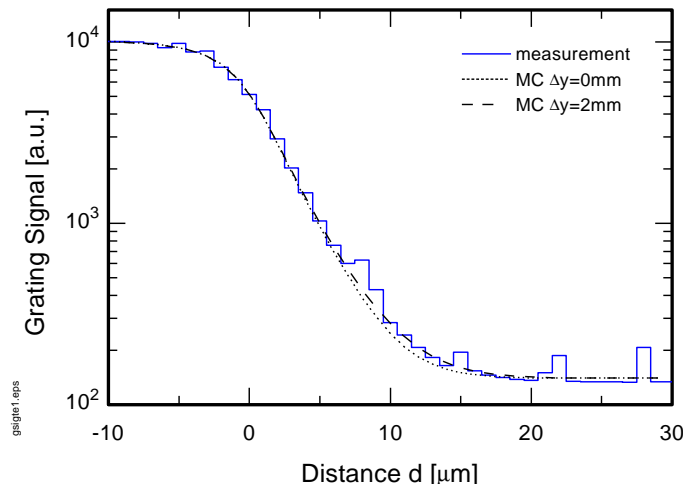


Abbildung D.1: *Abstandsabhängigkeit des an der Gitteroberfläche gemessenen Sekundärelektronensignales (durchgezogene Linie) für Gitter Nr. 1 ( $L=20$  mm). Mit eingezeichnet ist das Ergebnis von zwei MC-Simulationsrechnungen, bei denen der Strahlschwerpunkt über der Gittermitte (gepunktete Linie) sowie um  $\Delta y=2$  mm verschoben (gestrichelt Linie) angenommen wurde. Die Simulation wurde für 20000 Elektronen,  $\sigma_z=1.7$   $\mu\text{m}$  und  $\epsilon=1$   $\pi$  nmrad durchgeführt.*

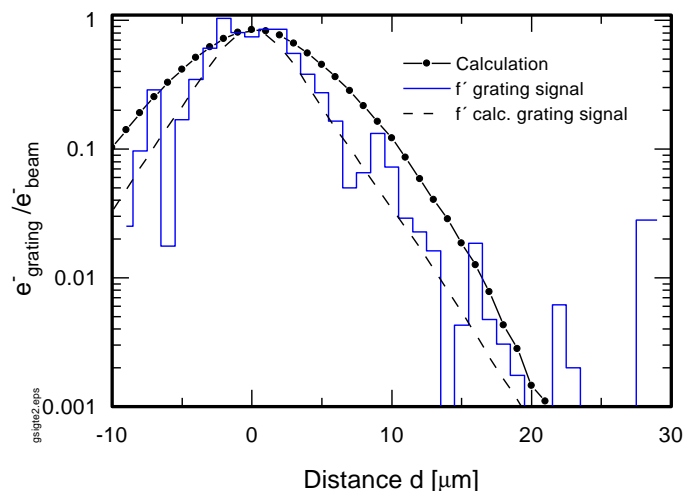


Abbildung D.2: *Anteil der Gitterelektronen für Gitter Nr. 1 ( $L=20$  mm). Der aus der MC-Simulation bestimmte Anteil der Strahlelektronen, die beim jeweiligen Abstand  $d$  auf die Gitteroberfläche treffen, ist durch Kreise dargestellt. Zum Vergleich ist die 1. Ableitung des gemessenen (durchgezogene Linie) und des simulierten Sekundärelektronensignales (gestrichelte Linie) aus Abb. D.1 eingezeichnet. Beide Kurven sind auf den berechneten Prozentsatz der Gitterelektronen bei  $d=-1$   $\mu\text{m}$  normiert. Die Abweichung zwischen dem errechneten Prozentsatz und der 1. Ableitung des simulierten Sekundärelektronensignales resultiert aus unterschiedlichen mittleren Wegstrecken, die die Elektronen bei unterschiedlichen Abständen  $d$  im Gittermaterial zurücklegen. Die Rechnungen wurden für 20000 Elektronen,  $\sigma_z=1.7$   $\mu\text{m}$  und  $\epsilon=1$   $\pi$  nmrad durchgeführt.*

material kann die Zahl der „Gitterelektronen“ für ein jeweiliges  $d$  auch unter Berücksichtigung des gemessenen abstandsabhängigen Verlaufs des Sekundärelektronensignals ermittelt werden. Dazu wird die Meßkurve oder eine entsprechend gewählte Anpassungsfunktion (graphisch) differenziert und anschließend mit Hilfe der MC-Simulation bei einem geringen Abstand  $d$  mit relativ großer Genauigkeit normiert. Der Fehler der Normierung mit der MC-Simulation aufgrund der Unkenntnis der genauen Form des Strahles und der Position des Strahlfokus kann nach Abb. 6.12 bei  $d=0 \mu\text{m}$  zu kleiner 5% abgeschätzt werden. Dennoch kann diese Methode nur einen Anhaltspunkt bzgl. der Zahl der „Gitterelektronen“ geben. Nach Formel (D.1) wächst die Zahl der pro Elektron erzeugten Sekundärelektronen linear mit der Wegstrecke im Gittermaterial an. Eine höhere Genauigkeit bei großem  $d$  gegenüber der MC-Simulation würde nur dann erreicht, wenn die Elektronen bei allen Abständen im Mittel eine ähnliche Wegstrecke zurücklegen würden. Dies kann nach der MC-Simulation ausgeschlossen werden (vgl. Abb. D.2).

### D.3 Bremsstrahlung im Röntgenbereich

Trifft der Elektronenstrahl auf das Gittermaterial, so verlieren die hochrelativistischen Elektronen ( $E = 855 \text{ MeV}$ ) des Strahls beim Durchqueren des Gittermaterials nahezu ausschließlich Energie durch Bremsstrahlung im Röntgenbereich.

Die Anzahl der Bremsstrahlungsphotonen  $N_{Br}$  im Röntgenbereich, die von einem Elektron pro Energiebandbreite  $\frac{d\hbar\omega}{\hbar\omega}$  und Raumwinkelement  $d\Omega$  emittiert wird, berechnet sich unter Berücksichtigung des Dichte-Effektes zu zu [Jac82], [TM72]:

$$\frac{d^2 N_{Br}}{\frac{d\hbar\omega}{\hbar\omega} d\Omega} = \frac{N_A \rho}{A} \frac{8\alpha}{\pi} Z^2 r_0^2 \gamma^2 \ln \left( \frac{183}{Z^{1/3}} \sqrt{1 + \left( \frac{\gamma\omega_p}{\omega} \right)^2} \right) W(\theta) dl \quad (\text{D.2})$$

mit der Winkelverteilung

$$W(\theta) = \frac{\left(1 + \left(\frac{\gamma\omega_p}{\omega}\right)^2\right)^2 + \gamma^4 \theta^4}{\left(1 + \left(\frac{\gamma\omega_p}{\omega}\right)^2 + \gamma^2 \theta^2\right)^4} \quad (\text{D.3})$$

Darin bezeichnet  $A$  die molare Masse,  $\rho$  die Dichte und  $\omega_p$  die Plasmafrequenz des jeweiligen Materials,  $N_A$  die Avogadrokonstante,  $r_0$  den klassischen Elektronenradius ( $\frac{e^2}{m_e c^2} = 2.8 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$ ) und  $\theta$  den jeweiligen Beobachtungswinkel.  $dl$  bezeichnet die vom Elektron im Material durchquerte infinitesimale Wegstrecke. Die Emission der Bremsstrahlung erfolgt stark gerichtet um die Flugrichtung des Elektrons in eine Keule mit der für relativistische Elektronen typischen Winkelbreite von  $1/\gamma$ .

Die über den Raumwinkel integrierte Zahl der emittierten Bremsstrahlungsphotonen pro Energiebandbreite ergibt sich nach der Integration von Formel D.2 zu :

$$\frac{dN_{Br}}{\frac{d\hbar\omega}{\hbar\omega}} = \frac{N_A \rho}{A} \frac{16\alpha}{3} Z^2 r_0^2 \frac{\ln \left( \frac{183}{Z^{1/3}} \sqrt{1 + \left( \frac{\gamma\omega_p}{\omega} \right)^2} \right)}{\left(1 + \left(\frac{\gamma\omega_p}{\omega}\right)^2\right)} l \quad (\text{D.4})$$

worin  $l$  die vom Elektron im Material durchquerte Wegstrecke bezeichnet.



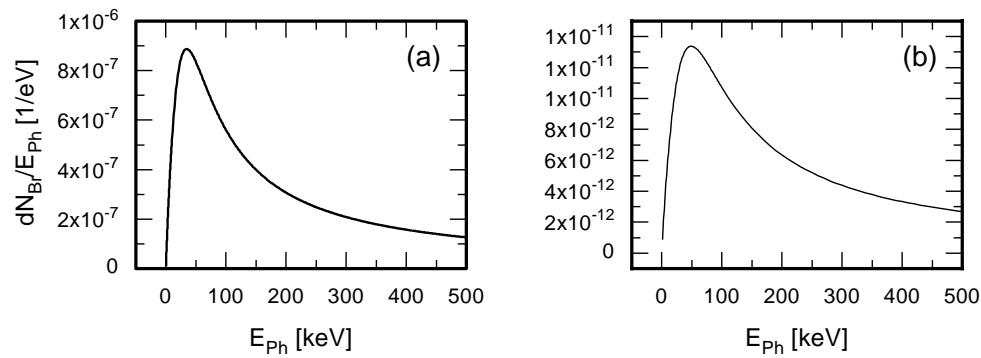


Abbildung D.3: *Differentielle Intensitätsverteilung der Bremsstrahlung. Aufgetragen ist die Zahl der Bremsstrahlungsphotonen pro Frequenzintervall, die beim Durchflug eines Elektrons ( $E=855$  MeV) durch (a) Plexiglas der Dicke  $l=2$  cm sowie (b) durch eine Aluminiumschicht der Dicke  $l=100$  nm entsteht.*

Abb. D.3 zeigt die nach Formel D.4 berechnete spektrale Intensität der Bremsstrahlung, die beim Durchflug eines Elektrons durch Plexiglas sowie durch Aluminium entsteht. Aufgrund des Dichte-Effektes weicht die differentielle Intensitätsverteilung bei kleinen Photonenergien von dem sonst oft angegebenen  $\frac{1}{\hbar\omega}$ -Verlauf ab; die Emission von niederenergetischen Bremsstrahlungsphotonen ist stark unterdrückt.

Um die Zahl der Bremsstrahlungsphotonen abzuschätzen, die beim Durchflug eines Elektrons durch den Gitterkörper entsteht, wird angenommen daß die Elektronen den ganzen Gitterkörper (Länge  $L \geq 2$  cm vgl. Tab. 3.2) durchqueren. Im Mittel durchfliegen die Elektronen dabei ca. 1000 Gitterstrukturen, so daß sie die Aluminiumoberfläche (Dicke ca. 100 nm) im Mittel ca. 2000 mal durchlaufen. Für aluminiumbeschichtete Gitterstrukturen aus Plexiglas ergibt sich die Zahl der Bremsstrahlungsphotonen die beim Durchflug eines Elektrons durch den Gitterkörper innerhalb des Energieintervalls von 10 keV bis 1 MeV erzeugt werden nach Integration von Formel D.4 über das Energieintervall zu  $N_{Br}=0.36$  Photonen pro Elektron.

# Literaturverzeichnis

- [Bac70] J. P. Bachheimer. Rayonnement d'interaction d'un électron avec un réseau métallique (effet Smith-Purcell), rayonnement d'ondes de plasma de surface. *J. de Physique*, 31(7):665, 1970.
- [Bac71] J.-P. Bachheimer. *Contribution a l'étude théorique et expérimentale du rayonnement d'interaction d'un électron mobile avec un réseau optique*, Université de Grenoble, 1971. Dissertation.
- [Bac72] J. P. Bachheimer. Experimental investigation of the interaction radiation of a moving electron with a metallic grating: the smith-Purcell effect. *Phys. Rev.*, B6(8):2985, 1972.
- [Bar91] H. Barth. Aufbau des Datenaufnahmesystems für das Mainzer Neutrinomassenexperiment, Institut für Physik, Universität Mainz, Februar 1991. Diplomarbeit.
- [BD66] C.W. Barnes and K. G. Dedrick. Radiation by an electron beam interacting with a diffraction grating. two-dimensional theory. *J. of Applied Physics*, 37:1, 1966.
- [BH76] E.L. Burdette and G. Hughes. Smith-Purcell radiation from small gratings. *Phys. Rev.*, A14(5):1766, 1976.
- [BH98] M.J. Berger and J.H. Hubell. *Photon Cross Sections Database*. WWW : National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, 1998.
- [Bra90] Charles A. Brau. *Free-Electron Lasers*. Academic Press, Boston, San Diego, New York, London, Sydney, Tokyo, Toronto, 1990.
- [BV68] B.M. Bolotovskii and G.V. Voskresenskii. Emission from charged particles in periodic structures. *Sov. Phys. Uspekhi*, 94(3,4):143–162, 1968.
- [CM89] D. B. Chang and J. C. McDaniel. Compact short-wavelength free-electron laser. *Phys. Rev. Lett.*, 63(10):1066, 1989.
- [CM90] D. B. Chang and J. C. McDaniel. Enhanced bremsstrahlung from electrons traversing periodic targets. *J. Opt. Soc. Am.*, B7(2):239, 1990.
- [Dem91] W. Demtröder. *Laserspektroskopie*. Springer – Verlag, Berlin Heidelberg NewYork Tokyo, 1991.
- [dF60] G. T. di Francia. On the theory of some čerenkovian effects. *Nuovo Cimento*, 16(1):61, 1960.

- [DMO<sup>+</sup>92] G. Doucas, J. H. Mulvey, M. Omori, J. Walsh, and M. F. Kimmitt. First Observation of Smith-Purcell Radiation from Relativistic Electrons. *PRL*, 69(12):1761, 1992.
- [EHJ<sup>+</sup>92] H. Euteneuer, H. Herminghaus, P. Jennewein, K.-H. Kaiser, and H.-J. Kreidel, editors. *Linear Accelerator Conference*, Ottawa, March 1992. p. 356.
- [GDE84] A. Gover, P. Dvorkis, and U. Elisha. Angular radiation pattern of smith-Purcell radiation. *J. Opt. Soc. Am*, B1(5):723, 1984.
- [Gla87] N. E. Glass. Enhanced smith-Purcell radiation from a bigrating surface through multiplasmon excitation. *Phys. Rev.*, A36(11):5235, 1987.
- [Gre92] A. Grendel. Aufbau eines Detektorsystems zum Nachweis von Smith-Purcell-Strahlung, Institut für Physik, Universität Mainz, 1992. Diplomarbeit.
- [Gro90] Particle Data Group. *Particle Properties Data Booklet*. North-Holland, CERN, Berkeley, April 1990.
- [GWK<sup>+</sup>97] M. Goldstein, J.E. Walsh, M.F. Kimmit, J. Urata, and C.L. Platt. Demonstration of a far infrared Smith-Purcell emitter. *Appl. Phys. Lett.*, 71:452, 1997.
- [Hae94] O. Haeberlé. *Electromagnetic radiation generated by relativistic electrons interacting with a diffraction grating*, Universite Lois Pasteur, Decembre 1994. Dissertation.
- [Hae99] O. Haeberlé. private Mitteilungen, Tabarz, 1998 und Mainz, 1999.
- [Hag95] F. Hagenbuck. Strahloptische Messungen am Elektronenstrahl von MAMI und Design eines Strahlführungssystems für die Kollaboration X1, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1995. Diplomarbeit.
- [Ham94] Hamamatsu Photonics Deutschland GmbH. *Photomultiplier Tubes*, Mai 1994.
- [Har92] H.-J. Hartmann. Aufbau eines Detektorsystems zum Nachweis von Übergangsstrahlung, Institut für Physik, Universität Mainz, 1992. Diplomarbeit.
- [Har95] H. Hartmann. Experimente und Berechnungen zur Smith-Purcell Strahlung im optischen Spektralbereich mit 855 MeV Elektronen, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1995. Diplomarbeit.
- [HB59] O. Hachenberg and W. Brauer. Secondary Electron Emission from Solids. *Advances in Electronics and Electron Physics*, 11:413, 1959.
- [Her94] C. Herberg. Untersuchung von parametrischer Röntgenstrahlung an einem Si-kristall, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1994. Diplomarbeit.
- [Her95] J. Herrmann. SYTRACE - Anleitung zur Benutzung des Programms SYTRACE, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1995.
- [Hoy93] Spindler & Hoyer. WinLens 3.0, 1993.
- [HRSM93] O. Haeberlé, P. Rullhusen, J. M. Salomé, and N. Maene. Calculations of Smith-Purcell radiation generated by electrons of 1 - 100 MeV. *PRE*, 49(4):3340, 1993.

- [Ins94] DEP DELFT Instruments. Hybrid photomultiplier Tubes. *Katalog*, 1994.
- [IST<sup>+</sup>95] K. Ishi, Y. Shibata, T. Takahashi, S. Hasebe, M. Ikezawa, K. Takami, T. Matsuyama, K. Kobayashi, and Y. Fujita. Observation of coherent Smith-Purcell radiation from short-bunched electrons. *Phys. Rev. E*, 51(6):5212–5215, 1995.
- [IT61] K. Ishiguro and T. Tako. An estimation of Smith-Purcell effect as the light source in the infra-red region. *Optica Acta*, 8:25, 1961.
- [Jac82] J.D. Jackson. *Klassische Elektrodynamik*. Walter de Gruyter, Berlin and New York, 2nd edition, 1982.
- [Kno79] G.F. Knoll. *Radiation detection and Measurement*. John Wiley, New York Chichester Brisbane Toronto, 1979.
- [Kub98] G. Kube. *Smith-Purcell Strahlung von hochrelativistischen Elektronen*, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1998. Dissertation.
- [Kub99] G. Kube. private Mitteilung, 1999.
- [KZZ60] E. Keil, E. Zeitler, and W. Zinn. Zur Einfach- und Mehrfachstreuung geladener Teilchen. *Z. Naturforsch.*, 15a:1031, 1960.
- [LB62] Landolt-Börnstein. *Eigenschaften der Materie in ihren Aggregatzuständen*, volume 8. Springer, Göttingen, Heidelberg, 1962.
- [LD91] G.R. Lynch and O.I. Dahl. Approximations to multiple Coulomb scattering. *Nucl. Instr. and Methods in Physics Research B*, 58:6, 1991.
- [LeC84] LeCroy Research Systems Corp. *Anleitung zum 12-Kanal-ADC 2249W*, 1984.
- [LNM77] E.G. Loewen, M. Neviere, and D. Maystre. Grating efficiency theory as it applies to blazed and holographic gratings. *Appl. Optics*, 16:2711, 1977.
- [Loe70] E.G. Loewen. Diffraction Gratings for Spectroscopy. *J. Physics E*, 3:953, 1970.
- [LS78] C.M. Lederer and V.S. Shirley. *Table of Isotopes*. John Wiley, New York Chichester Brisbane Toronto, 1978.
- [MCDS89] J.C. McDaniel, D.B. Chang, J.E. Drummond, and W.W. Salisbury. Smith-Purcell radiation in the high conductivity and plasma frequency limits. *Applied Optics*, 28(22):4924, 1989.
- [Mol47] G. Molière. Theorie der Streuung schneller geladener Teilchen I. *Z. Naturforsch.*, 2a:133, 1947.
- [Mol48] G. Molière. Theorie der Streuung schneller geladener Teilchen II. *Z. Naturforsch.*, 3a:78, 1948.
- [Mor92] M. J. Moran. X-Ray Generation by the Smith-Purcell Effekt. *PRL*, 69:2523, 1992.
- [Paf67] V.E. Pafomov. Optical Bremsstrahlung in an absorbing medium. *JETP*, 25(1):135, 1967.

- [Paf71] V.E. Pafomov. *Proc. P.N. Lebedev Phys. Institute*, volume 44. Consultants Bureau, New York, 1971.
- [Phi94] Philips Photonics, Brive. *Photomultiplier tubes, principles & applications*, 1994.
- [Pot98a] A.P. Potylitsyn. Resonant diffraction radiation and Smith-Purcell effect. *Physics Letters*, A238:112, 1998.
- [Pot98b] A.P. Potylitsyn. Transition radiation and diffraction radiation. Similarities and differences. *NIM*, B 145:169, 1998.
- [RAE64] R.H. Ritchie, J.C. Ashley, and L.C. Emerson. Optical Bremsstrahlung and Transition Radiation from irradiated media. *Phys. Rev.*, 135(3a):A759, 1964.
- [Sal70] W. W. Salisbury. Generation of light from free electrons. *J. Opt. Soc. Am.*, 60(10):1279, 1970.
- [SCP90] I. Shih, D.B. Chang, and R.M. Prohaska. Experimental investigation of radiation from the interaction of an electron beam and a conducting grating. *Optics Letters*, 15(10):559, 1990.
- [SDD90] I. Shih, J.E. Drummond, and K.L. Dubbs. Experimental investigations of Smith-Purcell radiation. *J. Opt. Soc. Am.*, B7(3):351, 1990.
- [Seg53] E. Segre. *Experimental Nuclear Physics*. John Wiley, New York, 1953.
- [SFB95] Arbeits- und Ergebnisbericht 1993–1995. Sonderforschungsbereich 201 Mittelenergiephysik mit elektromagnetischer Wechselwirkung, 1993-1995.
- [SHI<sup>+</sup>98] Y. Shibata, S. Hasebe, K. Ishi, S. Ono, M. Ikezawa, T. Nakazato, M. Oyamada, S. Urasawa, T. Takahashi, T. Matsuyama, K. Kobayashi, and Y. Fujita. Coherent Smith-Purcell radiation in the millimeter-wave region from a short-bunch beam of relativistic electrons. *Phys. Rev. E*, 57(1):1061–1074, 1998.
- [SKOW90] T. Sefzick, K. Kilian, W. Oelert, and G. Wienands. A system for simulation of scintillator light signals. *NIM*, A288:571–573, 1990.
- [SP53] S.J. Smith and E.M. Purcell. Visible light from localized surface charges moving across a grating. *Phys. Rev.*, 92:1069, 1953.
- [Spi93] Spindler & Hoyer GmbH & Co., Göttingen. *Gesamtkatalog*, 1993.
- [SSM90] I. Shih, W.W. Salisbury, and D.L. Masters. Measurements of Smith-Purcell radiation. *J. Opt. Soc. Am.*, B7(3):345, 1990.
- [TM72] M.L. Ter-Mikaelian. *High-Energy Electromagnetic Processes in Condensed Media*. Wiley-Interscience, New York, London, Sydney, Toronto, 1972.
- [Tre65] O.A. Tretyakov. *Radio Eng. Electron. Phys*, 10:1156, 1965.
- [Tsa74] Y.S. Tsai. Pair production and bremsstrahlung of charged leptons. *Rev. Mod. Phys.*, 46:815, 1974.

- [UMM<sup>+</sup>98] J. Urata, M. Goldstein, M.F. Kimmitt, A. Naumov, C. Platt, and J.E. Walsh. Superradiant Smith-Purcell Emission. *Phys. Rev. Lett.*, 80(3):516–519, 1998.
- [vdB71] P.M. van den Berg. Diffraction theory of a reflection grating. *Appl. Sci. Res.*, 24:261, 1971.
- [vdB73a] P. M. van den Berg. Smith-Purcell radiation from a line charge moving parallel to a reflection grating. *J. Opt. Soc. Am*, 63(6):689, 1973.
- [vdB73b] P. M. van den Berg. Smith-Purcell radiation from a point charge moving parallel to a reflection grating. *J. Opt. Soc. Am*, 63(12):1588, 1973.
- [vdBT74] P. M. van den Berg and T.H. Tan. Smith-Purcell radiation from a point charge moving parallel to a reflection grating with rectangular profile. *J. Opt. Soc. Am*, 64(3):325, 1974.
- [Wag94] G. Wagner. Experimente und Berechnungen zur Smith-Purcell-Strahlung von hochrelativistischen Elektronen, Institut für Physik, Universität Mainz, 1994. Diplomarbeit.
- [War76] L. Wartski. *Etude du rayonnement de transition optique produit par des électrons d'énergie 30 à 70 MeV. Application aux diagnostics de faisceaux de particules chargées.*, L'Université de Paris-Sud, 1976. Doktorarbeit.
- [Woo95] K.J. Woods. *Smith-Purcell Radiation from relativistic Electrons: Theory and Experiment*, Dartmouth College, May 1995. Dissertation.
- [WWS<sup>+</sup>95] K.J. Woods, J.E. Walsh, R.E. Stoner, H.G. Kirk, and R.C. Fernow. Forward directed Smith-Purcell radiation from relativistic electrons. *Phys. Rev. Lett.*, 74:3808, 1995.
- [WWY94] J. Walsh, K. Woods, and S. Yeager. Intensity of Smith-Purcell radiation in the relativistic regime. *NIMA*, 341:277–279, 1994.

## Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Prof. Dr. H. Backe danke ich für die interessante Themenstellung und die Betreuung dieser Arbeit. Seine immerwährende Diskussionsbereitschaft und seinen Rat nicht nur physikalische Fragestellungen betreffend habe ich gerne in Anspruch genommen.

Großen Dank schulde ich meinem Mitstreiter Dr. Gero Kube. Sein Engagement und die allzeit gute Zusammenarbeit auf diesem nicht immer einfachen Forschungsprojekt half wesentlich beim Zustandekommen dieser Arbeit.

Auch allen anderen (jetzigen und ehemaligen) Mitarbeitern der Arbeitsgruppe Backe danke ich für die vielen hilfreichen Anregungen und das gute Arbeitsklima, an das ich gerne zurückdenke. Besonders bedanken möchte ich mich bei Harald Hartmann und Guido Wagner für die Unterstützung im Rahmen ihrer Diplomarbeiten, bei Dr. Werner Lauth für sein Interesse und die Hilfe während der Strahlzeiten, bei Frank Hagenbuck für seine tatkräftige Unterstützung bei allen Fragen den Beschleuniger betreffend, bei Oliver Ketting und meinem Zimmerkollegen "Gogo" für ihre unermüdliche Diskussionsbereitschaft und bei Dr. Karl-Heinz Brenzinger für die Hilfestellungen bzgl. der UNIX-Welt und der Inbetriebnahme des Goniometers.

Der Mannschaft des Beschleunigers um Herrn Dr. K.-H. Kaiser und Herrn Dr. H. Eute-neuer danke ich für die Einstellung und den Betrieb des Beschleunigers bei den ungewöhnlichen Ansprüchen von seiten der Experimentatoren. Herrn Dr. K.-H. Kaiser möchte ich besonders für seine Anregungen bzgl. der Fragestellungen, die den Beschleuniger betrafen, danken.

Herrn Dr. H. Kalinowsky danke ich besonders für die hilfreichen Tips und seinen Rat beim Umgang mit Photomultipliern, das sorgfältige Korrekturlesen, die dabei gegebenen wertvollen Anregungen und die menschliche Unterstützung gegen Ende der Arbeit.

Den mechanischen Werkstätten des Institutes für Physik und des Institutes für Kernphysik danke ich für die sorgfältige Ausführung der oft eiligen Arbeiten. Den Mitarbeitern der Vakuumwerkstatt des Institutes für Kernphysik danke ich für die Einweisung in die entsprechenden Normen bei der Konstruktion der Experimentierkammer und die geleistete Hilfe bei ihrer Installation am Beschleuniger.

Meinen Freunden, Bekannten und Verwandten danke ich für ihr Verständnis und ihre Geduld, die insbesondere beim Verfassen der Arbeit auf eine harte Probe gestellt wurde. Meinen Eltern, die mir das Physikstudium ermöglicht haben, spreche ich an dieser Stelle einen besonderen Dank aus.

Ganz besonderer Dank gilt meiner Lebensgefährtin Kerstin Thiel, die immer ein offenes Ohr für meine Probleme hatte und mich mit Rat und Tat und dem entsprechenden Verständnis in meiner Arbeit unterstützt hat.