

Matthias Keller

Experimentelle Studie über die Detektion geladener Teilchen

Diplomarbeit

IPP III/248

August 1999

Experimentelle Studie über die Detektion geladener Teilchen

Matthias Keller

Experimentelle Studie über die Detektion geladener Teilchen

Diplomarbeit

This IPP-Report has been printed as author's manuscript
elaborated jointly with the collaboration partners of the IPP and
EURATOM on the field of plasma physics. All rights reserved.

ma trüfung... "Rechte vorbehalten" ...
IPP und EURATOM auf dem Gebiet der Plasmaphysik. Alle
Arbeiten entstanden im Rahmen der Zusammenarbeit zwischen dem
Dieser IPP-Bericht ist als Manuskript des Autors gedruckt. Die

IPP III/248

August 1999

Mattias Keller

Experimentelle Studie über die Detektion
geladener Teilchen

Diplomarbeit

"Dieser IPP-Bericht ist als Manuskript des Autors gedruckt. Die Arbeit entstand im Rahmen der Zusammenarbeit zwischen dem IPP und EURATOM auf dem Gebiet der Plasmaphysik. Alle Rechte vorbehalten."

"This IPP-Report has been printed as author's manuscript elaborated under the collaboration between the IPP and EURATOM on the field of plasma physics. All rights reserved."

IPP 11248

August 1999

Experimentelle Studie über die Detektion geladener Teilchen

Die Diplomarbeit wurde von Matthias Keller ausgeführt am

Institut für Angewandte Physik

unter der Betreuung von

Herrn Priv.-Doz. Dr. Björn Wolle

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden Effekte untersucht, die die Genauigkeit der Messung von Ionenparametern eines Plasmas mittels geladener Fusionsprodukte beeinträchtigen. Bei den Untersuchungen standen die Verbreiterung von Spektrallinien, die Erzeugung von Leckströmen und der Beitrag zum Untergrund, im Mittelpunkt. Mittels einer Glühlampe wurde die Lichtempfindlichkeit verschiedener Halbleiterdetektoren, bei verschiedenen Glühfadentemperaturen untersucht. Der Einfluß von Röntgenstrahlung auf die Detektoren wurde mit Hilfe einer Röntgenröhre bestimmt. Dabei wurde sowohl der Röhrenstrom als auch die Röhrenspannung variiert. Zwei radioaktive Präparate, mit verschiedenen Strahlungsenergien, wurden verwendet um die Auswirkungen von *gamma*-Strahlung auf die Detektoren zu messen. Die Verbreiterung von Spektrallinien durch Ionen wurde für verschiedene Ionenenergien und Ionenströme gemessen. Dabei stand eine Ionenquelle für Deuteriumionen zur Verfügung. Der Einfluß der Streuung von Teilchen an der Kollimatorwand, als auch des Durchgangs von Teilchen durch die Kollimatorkante wurde untersucht. Dabei wurden verschiedene Materialien als auch Strukturierungen für die Kollimatoren verwendet. Es wurden Simulationen durchgeführt, um die Energie-, Pitchwinkel- und örtliche Verteilung der Teilchenverluste für das Experiment W7-X zu bestimmen. Die oben genannten Einflüsse können durch Ausnutzung der Teilchegyration und der Verwendung von anderen Kollimatoren, reduziert werden.

Abstract

Experimental study of the detection of charged particles

This thesis examines effects which cause a decrease in the accuracy of the plasma diagnostic with charged fusion products. The main points of interest were the broadening of spectral lines, the increase of leakage-currents and the contribution to the background spectrum. The sensitivity to light of different semiconductor-detectors was examined by using a filament with variable temperature. A X-ray tube was used to determine the influence of X-rays on the detectors. The voltage and the current of the tube were varied. The effect of *gamma*-rays on the detectors was measured by using two different *gamma*-isotops. Ion induced broadening of spectral lines for different ion energies and ion currents was measured as well. The ions were created in an ion source, fueled with deuterium. The impact of the scattering of particles in the collimator wall and the drilling of particles through collimator edges were examined. Different materials as well as different structured collimators were used. Energy distribuion, pitch angle distribution and spatial distribution of charged fusion products in the fusion experiment W7-X were calculated by computer simulations. The effects above mentioned can be reduced by using gyration of fusion products and other collimator geometries.

Einleitung

In den heutigen Fusionsexperimenten wird vor allem das Einschlußverhalten von verschiedenen Magnetfeldkonfigurationen und das Verhalten von fusionsrelevanten Plasmen untersucht. Dabei ist es sehr wichtig, verschiedene Plasmaparameter möglichst genau zu kennen. Zur Bestimmung der Plasmaparameter der Elektronen stehen eine Vielzahl von Diagnostiken zur Verfügung. Im Gegensatz hierzu existieren nur wenige Diagnostiken zur Bestimmung der Ionenparameter. Eine Möglichkeit besteht darin, die geladenen Fusionsprodukte aus dem Plasma zu vermessen. Messungen der Ionenparameter mit dieser Methode wurden bereits 1984 von Heidbrink [1] in Tokamaks durchgeführt. In abgewandelter Form wurden später auch von Bosch [2] solche Messungen durchgeführt. In dieser Diplomarbeit steht jedoch nicht eine Messung mit einer solchen Diagnostik im Vordergrund, sondern die Untersuchung von Problemen bei dieser Art der Diagnostik. Zudem soll ein Vorschlag einer Sonde für das Fusionsexperiment W7-X gemacht werden. Da in diesen Diagnostiken vorwiegend Halbleiterdetektoren eingesetzt werden, nehmen die Untersuchungen zu diesen Detektoren einen großen Raum in dieser Arbeit ein.

Zuerst möchte ich jedoch kurz wichtige Effekte bei der Wechselwirkung von Strahlung mit Materie zusammenfassen, da diese im experimentellen Teil dieser Arbeit benötigt werden. In Kapitel 1 sind daher die wichtigsten Grundlagen der Wechselwirkung von Strahlung mit Materie dargestellt. Dann werde ich im darauffolgenden Kapitel einen Überblick über die Funktionsweise und einige charakteristische Parameter von Halbleiterdetektoren geben. Als letztes einführendes Kapitel gehe ich auf die Funktionsweise der Plasmadiagnostik mittels geladenen Fusionsprodukte ein. Dies ist wichtig, um die speziellen Probleme dieser Art der Diagnostik besser verstehen zu können. Viele Probleme dieser Diagnostik kommen durch elektromagnetische Strahlung aus dem Plasma zustande. Dabei liegt ein Großteil der Strahlung im UV und Röntgenbereich, aber auch im sichtbaren Bereich, besonders am Plasmarand. Das Kapitel 4 beschäftigt sich mit diesem Thema. Zudem wird in Kapitel 6 der Einfluß langsamer geladener Teilchen auf die Halbleiterdetektoren untersucht. In diesem Zusammenhang sind langsame Teilchen alle Teilchen, deren Energie viel kleiner ist

als die Energie der Fusionsprodukte. In Kapitel 7 werden geometrische Effekte, wie sie z.B. von Heidbrink [1] erwähnt wurden, untersucht. Zur theoretischen Untersuchung eines Einsatzes einer solchen Diagnostik beim Fusionsexperiment W7-X wurden von Frau Dr. E. Strumberger Teilchenbahnrechnungen durchgeführt, die ich im letzten Kapitel besprechen möchte.

Im Kapitel 9 sind einige mögliche Verbesserungen dieser Art der Diagnostik beschrieben. Zum Schluß dieser Arbeit fasse ich nochmals alle Ergebnisse zusammen.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Wechselwirkung von Strahlung mit Materie	3
1.1 Wechselwirkung von schweren geladenen Teilchen mit Materie	3
1.2 Wechselwirkung von γ - und Röntgenstrahlung mit Materie	4
1.3 Spezielle Effekte bei der Detektion von Teilchen	6
1.3.1 Straggling	6
1.3.2 Rückstreuung	8
1.3.3 Einfluß der Detektorgröße	9
2 Halbleiterdetektoren	11
2.1 Eigenschaften von Halbleitern	11
2.2 Der pn-Übergang	13
2.2.1 Ohne äußere Spannung	13
2.2.2 Mit äußerer Spannung	15
2.3 Dioden als Halbleiterdetektoren	16
2.4 Allgemeine Eigenschaften von Halbleiterdetektoren	17
2.4.1 Leckströme	17
2.4.2 Energieauflösung	18
2.4.3 Eintrittsfenster	20
2.4.4 Pulsanstiegszeit	20
2.4.5 Strahlenschäden	21
2.5 Bauarten von Halbleiterdetektoren	23
2.5.1 Oberflächensperrschichtdetektor	23
2.5.2 Ionenimplantierter Detektor	23

3	Plasmadiagnostik mit geladenen Fusionsprodukten	25
3.1	Fusionsreaktionen in Plasmen	25
3.2	Plasmadiagnostik	28
3.2.1	Bestimmung der Plasmaionentemperatur aus der Reaktionsrate	28
3.2.2	Bestimmung der Plasmaionentemperatur aus der spektralen Halbwertsbreite	29
3.2.3	Apparativer Aufbau	30
3.2.4	Probleme bei der Plasmadiagnostik mittels geladener Fusions- produkte	31
4	Versuchsdurchführung	35
4.1	Experimenteller Aufbau	35
4.1.1	Vakuumsystem	35
4.1.2	Elektronik	37
4.2	Vorversuche	38
5	Einfluß elektromagnetischer Strahlung	41
5.1	Lichtempfindlichkeit von Halbleiterdetektoren	41
5.1.1	Theoretische Betrachtungen	41
5.1.2	Meßergebnisse	43
5.2	Einfluß von Röntgenstrahlung auf Halbleiterdetektoren	49
5.2.1	Theoretische Betrachtungen	49
5.2.2	Meßergebnisse	54
5.3	Einfluß von γ -Strahlung auf Halbleiterdetektoren	58
5.4	Ergebnisse	60
6	Einfluß niederenergetischer geladener Teilchen	61
6.1	Theoretische Betrachtungen	61
6.2	Meßergebnisse	62
6.3	Ergebnisse	66
7	Geometrische Effekte	67
7.1	Streuung an Kollimatorwänden	67
7.1.1	Theoretische Betrachtungen	67

7.1.2	Experimenteller Teil	71
7.1.3	Meßergebnisse	72
7.2	Durchtritt von Teilchen durch Kollimatorkanten	74
7.2.1	Theoretische Betrachtungen	74
7.2.2	Messungen	76
7.3	Ergebnisse	78
8	Einsatz der Diagnostik mittels geladener Fusionsprodukte an W7-X	79
9	Diskussion und Schlußbemerkungen	85
9.1	Schlußfolgerungen	85
9.2	Diskussion einer neuen Sondengeometrie für W7-X	90
10	Diskussion der Ergebnisse	93
A	Halbleiterdetektoren	97
B	Präparate	99
C	Elektrisches Rauschen von Halbleiterdetektoren	101
C.1	Rauschen in Halbleiterdioden	101
C.2	Einfluß von Rauschen auf die spektrale Halbwertsbreite	103
	Literaturverzeichnis	105

7.1.2	Experimenteller Aufbau zur Messung der Kollimatorleistung	55
7.1.3	Meßergebnisse	55
7.2	Durchtritt von Teilchen durch Kollimatorkanten	57
7.3	Theoretische Betrachtungen	57
7.3.1	Theoretische Betrachtungen	57
7.3.2	Messungen	58
7.3.3	Ergebnisse	58
8	Einfluß der Diagnostik mittels geladener Fluoreszenzdetektoren auf die Kollimatorleistung	60
8.1	Theoretische Betrachtungen	60
8.2	Meßergebnisse	60
8.3	Ergebnisse	60
9	Diskussion und Schlussfolgerungen	62
9.1	Schlussfolgerungen	62
9.2	Diskussion	62
10	Diskussion der Ergebnisse	63
10.1	Diskussion	63
10.2	Ergebnisse	63
11	Halbleitertelektoren	64
11.1	Einleitung	64
11.2	Einfluß niederenergetischer geladener Teilchen	64
11.2.1	Theoretische Betrachtungen	64
11.2.2	Meßergebnisse	64
11.2.3	Ergebnisse	64
11.3	Einfluß von Rauschen auf die spektrale Halbwertsbreite	64
11.3.1	Theoretische Betrachtungen	64
11.3.2	Meßergebnisse	64
11.3.3	Ergebnisse	64
11.4	Einfluß von Rauschen auf die spektrale Halbwertsbreite	64
11.4.1	Theoretische Betrachtungen	64
11.4.2	Meßergebnisse	64
11.4.3	Ergebnisse	64
11.5	Einfluß von Rauschen auf die spektrale Halbwertsbreite	64
11.5.1	Theoretische Betrachtungen	64
11.5.2	Meßergebnisse	64
11.5.3	Ergebnisse	64
12	Literaturverzeichnis	65
13	Einleitung	66
14	Einfluß niederenergetischer geladener Teilchen	66
14.1	Theoretische Betrachtungen	66
14.2	Meßergebnisse	66
14.3	Ergebnisse	66
15	Geometrische Effekte	67
15.1	Streuung an Kollimatorwänden	67
15.1.1	Theoretische Betrachtungen	67

Kapitel 1

Wechselwirkung von Strahlung mit Materie

Da in den experimentellen Kapiteln die Wechselwirkungen von Strahlung mit Materie eine große Rolle spielen, sind in diesem Kapitel die wichtigsten Grundlagen dargestellt.

1.1 Wechselwirkung von schweren geladenen Teilchen mit Materie

Unter schweren geladenen Teilchen versteht man Teilchen, deren Ruhemasse M viel größer ist als die Masse des Elektrons m_e . Zu dieser Art der Teilchen gehören z.B. Protonen (p), Deuteronen (d), Tritonen (t) und α -Teilchen, die in der Fusionsforschung eine wichtige Rolle spielen. Der wichtigste Prozeß, in dem geladene Teilchen in Materie ihre Energie verlieren, ist die Ionisation und Anregung der Absorberatome [3][4]. Durchquert ein geladenes Teilchen Materie, so wechselwirken die Elektronen des Absorbers mit dem elektrischen Feld des Teilchens. Dadurch können die Elektronen Energie aufnehmen. Ist der Energieübertrag vom Teilchen auf das Elektron groß genug, so kann es zur Anregung oder Ionisation des Absorberatoms kommen. Aufgrund der Energie- und Impulserhaltung kann maximal die kinetische Energie $\Delta E \approx 4Em_e/M$ auf das Elektron übertragen werden. Da die einzelnen Elektronen nur wenig Energie des einfallenden Teilchens aufnehmen können, sind zur Absorption viele Wechselwirkungen nötig. Daher ist es möglich, die Absorption als einen stetigen Energieverlust des Teilchens zu beschreiben. Die mathematische Beschreibung dieses Energieverlustes liefert die Bethe-Bloch-Gleichung

[5]:

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{4\pi c^4 n z^4 Z e^5}{m_e v^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e v^2}{U} \right) - \ln \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right) - \frac{v^2}{c^2} \right]. \quad (1.1)$$

Darin sind:

 z : Ladung des Projektils n : Atomdichte des Absorbers Z : Kernladungszahl v : Teilchengeschwindigkeit U : mittleres Anregungs- und Ionisationspotential .

Das Produkt nZ repräsentiert hierbei die Elektronendichte. Der spezifische Energieverlust ist daher in Materialien mit großem Z und hoher Atomdichte n besonders hoch. Zudem werden Teilchen mit hoher Ladung schneller gebremst. Da der spezifische Energieverlust in etwa proportional zu $1/v^2$ ist, werden langsamere Teilchen stärker gebremst. Dies führt dazu, daß schwerere Teilchen gleicher Energie schneller absorbiert werden. So beträgt der spezifische Energieverlust in Silizium für ein 5 MeV Triton 54,4 MeV/cm, für ein Proton nur 25 MeV/cm. Dies führt dazu, daß die Teilchen kurz vor der vollständigen Absorption die meiste Energie verlieren. Der spezifische Energieverlust folgt hierbei einer Bragg-Kurve [3] (siehe Abb. 1.1).

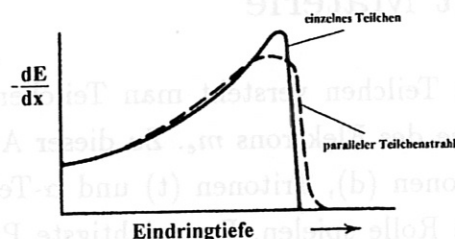


Abbildung 1.1: Spezifischer Energieverlust schwerer Teilchen in Abhängigkeit von der Eindringtiefe (Braggkurve) [3]

1.2 Wechselwirkung von γ - und Röntgenstrahlung mit Materie

Da γ - bzw. Röntgenstrahlen keine Ladung tragen, treten bei ihrer Absorption völlig andere Effekte auf, als bei geladenen Teilchen. Es gibt drei Prozesse, die je nach Energiebereich der Strahlung und Ordnungszahl Z des Absorbers, die Absorption

dominieren [3][4][6].

Beim **Photoeffekt** wird ein Photon völlig absorbiert. Dabei geht die Energie auf ein Atom über. Das Atom wird dadurch, je nach Energie, angeregt oder ionisiert. Für den Wirkungsquerschnitt gilt [5]:

$$\sigma_{Photo} \propto \frac{Z^n}{E_\gamma^{3,5}} \quad (1.2)$$

E_γ : Photonenenergie

n : 4–5 (je nach Photonenenergie)

Z : Kernladungszahl des Absorbers .

Da die Bindungsenergien im Atom quantisiert sind, entstehen in der Absorptionskurve Kanten, an denen der Absorptionskoeffizient sprunghaft ansteigt. Ein weiterer Prozeß bei dem Photonen ihre Energie verlieren, ist der **Comptoneffekt**. Dabei wird das Photon elastisch an freien Elektronen gestreut. Dabei geht ein Teil der Photonenenergie auf das Elektron über. Die Energie nach der Streuung kann klassisch über die Energie- und Impulserhaltung berechnet werden [5]. Bei der Streuung kann das Photon aus Impuls- und Energieerhaltungsgründen nicht vollständig absorbiert werden. Die Winkelverteilung des gestreuten Photons wird durch die Klein-Nishima-Formel beschrieben [4]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Zr_0^2 \left(\frac{1}{1 + \alpha_0(1 - \cos\vartheta)} \right)^2 \left(\frac{1 + \cos^2\vartheta}{2} \right) \left(1 + \frac{\alpha_0^2(1 - \cos^2\vartheta)^2}{(1 + \cos^2\vartheta)[1 + \alpha_0(1 - \cos\vartheta)]} \right) \quad (1.3)$$

$$\alpha_0 = h\nu/(m_e c^2)$$

r_0 : klassischer Elektronenradius $e^2/(m_e c^2)$.

In Abb. 1.2 ist die Winkelverteilung der Photonen für verschiedene Photonenenergien dargestellt. Für sehr kleine Photonenenergien ($E_\gamma \ll m_e c^2$), d.h. kleine α_0 werden die Photonen fast isotrop gestreut. Dies ist der Grenzfall zur Thomsonstreuung. Bei großen Energien ($E_\gamma > m_e c^2$), d.h. großen α wird die Streuung in Vorwärtsrichtung bevorzugt. Für den totalen Wirkungsquerschnitt der Comptonstreuung gilt [5]:

$$\sigma_{compton} \propto \frac{Z}{E_\gamma} \quad (1.4)$$

Bei sehr hohen Energien kann es zur **Paarbildung** kommen. Dabei wandelt sich das Photon im Feld eines Atomkerns (aus Impulserhaltungsgründen) in ein Elektron-Positron-Paar um.

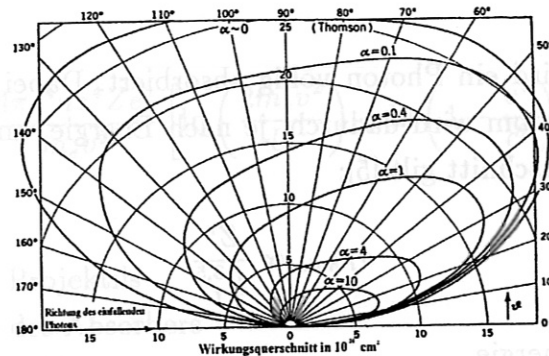


Abbildung 1.2: Winkelverteilung der Photonen bei Comptonstreuung [4]

Der gesamte Wirkungsquerschnitt setzt sich aus den einzelnen Wirkungsquerschnitten zusammen [5]:

$$\sigma_{tot} = \sigma_{Photo} + \sigma_{Compton} + \sigma_{Paar} \quad (1.5)$$

Die Intensitätsabnahme eines γ - bzw. Röntgenstrahls beim Durchgang durch einen Absorber kann mit einem Exponentialgesetz beschrieben werden [5]:

$$I = I_0 e^{-\mu l} = I_0 e^{-n\sigma_{tot} l} \quad (1.6)$$

I_0 : Intensität vor dem Absorber

I : Intensität nach dem Absorber

μ : linearer Absorptionskoeffizient

l : Dicke des Absorbers

n : Teilchendichte des Absorbers .

1.3 Spezielle Effekte bei der Detektion von Teilchen

1.3.1 Straggling

1.3.1.1 Energie-Straggling

Die Teilchen verlieren ihre Energie in Materie hauptsächlich durch elastische Streuungen mit Elektronen. Die Bethe-Bloch-Gleichung (1.1) beschreibt diesen Vorgang, indem ein mittleres Anregungs- und Ionisationspotential I eingeführt wird. Der Energieverlust bei den einzelnen Stößen ist hingegen statistisch um einen Mittelwert verteilt. Dieser Effekt wird als Energie-Straggling bezeichnet. Das Energie-Straggling wurde erstmals von H. Bethe und J. Askins [7] beschrieben und weiter verfeinert [8].

Für Absorber mit kleinem Z und Projektilen mit hohen Energien kann die Gleichung von Bethe und Askins herangezogen werden [9]:

$$\frac{d\langle(\Delta E)^2\rangle}{dx} = 4\pi e^4 z^2 n Z \left(1 + \frac{U}{m_e v^2} \ln \left(\frac{2m_e v^2}{U} \right) \right) \quad (1.7)$$

U : mittleres Anregungs- und Ionisationspotential

v : Projektilgeschwindigkeit

ΔE : Halbwertsbreite des Spektrums

z : Ladungszahl des Teilchens .

Und nach Integration über die Absorberdicke folgt [9]:

$$\Delta E = 2ze^2 \sqrt{\pi n Z} \sqrt{d} = A_s \sqrt{d}, \quad (1.8)$$

wobei d die Absorberdicke und A_s der Stragglingparameter¹ ist. Bei kleinem Energie-Straggling folgt die Energieverteilung einer Gauß-Verteilung [9]:

$$\frac{N(E)}{N_0} = \frac{1}{A_s \sqrt{\pi}} e^{-\frac{(E_0 - E)^2}{A_s^2}}. \quad (1.9)$$

Besteht der Absorber aus mehreren Schichten, so gilt für die Gesamtverbreiterung [9]:

$$\Delta E = \sqrt{\sum_{\text{Schichten}} \langle(\Delta E_{\text{Schicht}})^2\rangle}. \quad (1.10)$$

Für größere Z , bzw. kleinere Teilchenenergien treten zunehmend Diskrepanzen auf. Hier müssen weitere Verbesserungen insbesondere im verwendeten Atommodell vorgenommen werden (siehe [8]).

1.3.1.2 Winkel-Straggling

Bei jeder Streuung wird das Teilchen im Absorber von seiner ursprünglichen Bahn abgelenkt. Diese Ablenkungen sind bei schweren Teilchen, im Gegensatz zu Elektronen, gering. Da es sich jedoch um Vielfachstreuungen handelt, tritt eine Aufweitung eines parallelen Teilchenstrahls durch den Absorber auf. Diese Aufweitung kann wie folgt berechnet werden [9]:

$$\langle(\Delta\Theta)^2\rangle = \frac{2\pi z^2 e^4 n Z^2}{E^2} \ln \left(\frac{E a_0}{z Z^{4/3} e^2} \right) d, \quad (1.11)$$

¹z.B. $A_s = 25,3 \text{ keV}/\sqrt{\text{cm}}$ für α -Teilchen in Al [10]

wobei $a_0 = \hbar/(m_e e^2)$ ist. Für eine 205 μm Dicke Al-Folie ergibt sich daraus eine Aufweitung eines Stahls aus α -Teilchen mit 7 MeV um $\Delta\Theta \approx 5^\circ$. Bei Absorbern aus mehreren Schichten ergibt sich [9]:

$$\Delta\Theta = \sqrt{\sum_{\text{Schichten}} \langle (\Delta\Theta_{\text{Schicht}})^2 \rangle}. \quad (1.12)$$

1.3.2 Rückstreuung

Durch die Wechselwirkung der Teilchen mit den Atomkernen des Absorbers kann es zur Streuung der Teilchen um große Winkel kommen. In manchen Fällen kann dies zur Streuung der Teilchen aus dem Absorber führen. Dieser Effekt wird als Rückstreuung bezeichnet. Er beruht, nicht wie das Straggling auf Vielfachstreuung, sondern auf mehrfacher Streuung² (sog. Mehrfachstreuung).

Rückstreuung tritt vor allem bei leichten niederenergetischen Teilchen auf. Zudem steigt die Rückstreuung mit der Kernladungszahl des Absorbers und der Ladung der Teilchen. Zur Beschreibung der Rückstreuung führt man den sog. Teilchenreflexionskoeffizient und den Energiereflexionskoeffizient ein. Der Teilchenreflexionskoeffizient R_N gibt an, wieviele Teilchen im Mittel aus dem Absorber rückgestreut werden:

$$R_N = \frac{\text{Rückgestreute Teilchen}}{\text{Einfallende Teilchen}}. \quad (1.13)$$

Der Energiereflexionskoeffizient R_E hingegen gibt die mittlere Energie der rückgestreuten Teilchen im Verhältnis zur Einfallenergie an:

$$R_E = \frac{\text{Energie der rückgestreuten Teilchen}}{\text{Einfallenergie}}. \quad (1.14)$$

Es existieren für die Reflexionskoeffizienten empirische Formeln [11]:

$$R_{N,E} = \frac{A_1 \ln(A_2 \epsilon + e)}{1 + A_3 \epsilon^{A_4} + A_5 \epsilon^{A_6}}, \quad (1.15)$$

wobei A_i die Parameter der Reflexionskoeffizienten sind, und ϵ die Thomas-Fermi-Reduzierte-Energie ist. Es gilt:

$$\epsilon = 35,55 \frac{\mu}{1 + \mu} \frac{1}{Z_1 Z_2 (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{1/2}} E_0 \quad (1.16)$$

$$\mu = M_2/M_1$$

M_1 : Projektillmasse

²d.h. eine statistische Behandlung der Streuprozesse ist nicht gerechtfertigt

- M_2 : Absorberatommasse
 Z_1 : Ladung des Projektils
 Z_2 : Kernladung des Absorbers
 E_0 : Projektilenergie in keV .

Die Parameter der Reflexionskoeffizienten sind in Tabelle 1.1 aufgelistet. Bei hoch-

Massenverhältnis	Reflexionsparameter	A_1	A_2	A_3	A_4	A_5	A_6
$\mu > 20$	R_N	0,825	21,41	8,606	0,6425	1,907	1,927
	R_E	0,6831	27,16	15,66	0,6598	7,967	1,822
$15 > \mu > 12$	R_N	0,6192	20,01	8,922	0,6669	1,864	1,899
	R_E	0,4484	27,16	15,66	0,6598	7,967	1,822
$7 > \mu > 6$	R_N	0,5173	2,549	5,325	0,5719	1,094	1,933
	R_E	0,422	3,092	13,17	0,5393	4,464	1,877
$\mu \approx 3$	R_N	0,3680	2,985	7,122	0,5802	4,211	1,597
	R_E	0,2058	3,848	19,07	0,4872	15,13	1,638

Tabelle 1.1: Parameter für die Berechnung der Reflexionskoeffizienten

energetischen Teilchen, z.B. den Fusionsprodukten aus der dd-Reaktion, spielt die Reflexion besonders bei kleinen Einfallswinkeln eine Rolle.³ Zudem treten auch beim Durchgang von Teilchen durch dünne Schichten Abweichungen von dem in Kapitel 1.3.1 besprochenen Straggling auf.

1.3.3 Einfluß der Detektorgröße

Aufgrund der geringen Reichweite von schweren geladenen Teilchen⁴ spielt die Detektorgröße kaum eine Rolle. Für Elektronen und insbesondere für γ - bzw. Röntgenstrahlung hat die Detektorgröße hingegen eine sehr wichtige Bedeutung. So können die gestreuten Photonen des Comptoneffekts oder die charakteristische Röntgenstrahlung aus dem Photoeffekt den Detektor verlassen (siehe Abb. 1.3). Somit wird im Detektor nicht die gesamte Energie des Photons deponiert. Das führt dazu, daß nur ein Teil der totalen Energie der Photonen gemessen wird. Dabei ist vor allem die Dicke des Detektors entscheidend. Zu einer Abhängigkeit von der lateralen Ausdehnung hingegen kommt es nur bei sehr kleinen Detektoren. Wichtig ist auch, daß

³Streuung an den Kollimatorwänden siehe Kapitel 7.1

⁴z.B. 85 μm für 3 MeV Protonen in Al

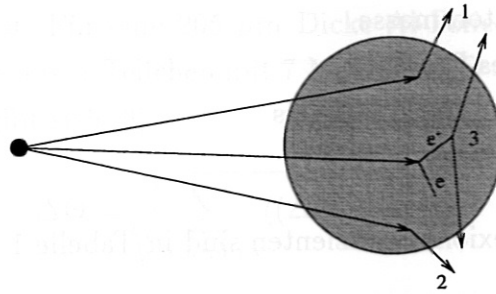


Abbildung 1.3: Sekundäre Photonen aus 1.) dem Photoeffekt, 2.) der Comptonstreuung oder 3.) der Paarbildung können den Detektor verlassen

die Effizienz für den Nachweis von Photonen stark von der Detektordicke d abhängt. So erhält man aus Gl. (1.6) für die Nachweiswahrscheinlichkeit eines Detektors:

$$p = 1 - e^{-\mu d} = 1 - e^{-n\sigma_{tot}d}. \quad (1.17)$$

Wie man sieht, ist die Effizienz besonders empfindlich gegenüber der Dicke des Detektors und über σ_{tot} , gegenüber der Photonenenergie.

Kapitel 2

Halbleiterdetektoren

Um später die Probleme mit Halbleiterdetektoren besser verstehen zu können, sind in diesem Kapitel einige wichtige Grundlagen der Halbleiterphysik und der Halbleiterdetektoren dargestellt.

2.1 Eigenschaften intrinsischer Halbleiter

Wie bei Isolatoren ist in Halbleitern das Valenzband voll besetzt und das Leitungsband leer. Jedoch ist die Bandlücke in Halbleitern weit kleiner und beträgt wenige eV, wohingegen gute Isolatoren eine Bandlücke von bis zu einigen 10 eV haben können.¹ Diese geringe Bandlücke der Halbleiter ermöglicht, eine Anregung der Elektronen ins Leitungsband schon bei tiefen Temperaturen. Dabei entstehen Löcher im Valenzband. Zusammen mit den Elektronen tragen diese ebenfalls zur Leitfähigkeit der Halbleiter bei. Für die Leitfähigkeit σ von Halbleitern gilt [12] $\sigma = e(n\mu_n + p\mu_p)$. Wobei n bzw. p die Dichte der Elektronen bzw. Löcher ist, und μ_n bzw. μ_p deren Beweglichkeit ist. Die Elektronendichte ist dabei gegeben durch [13]:

$$n = 2 \left(\frac{m_e^* kT}{2\pi \hbar^2} \right)^{3/2} e^{-(E - E_F)/kT} . \quad (2.1)$$

Somit ist die Leitfähigkeit stark von der Temperatur und der Größe der Bandlücke abhängig. Daraus ergeben sich Konsequenzen für die Halbleiterdetektoren aus den verschiedenen Materialien. Da Germanium eine Bandlücke von nur 0.665 eV (bei 300K) besitzt, ist die Eigenleitfähigkeit bei Zimmertemperatur schon so groß, daß eine Verwendung als Detektor kaum möglich ist. Deshalb werden Germaniumdetektoren ausschließlich gekühlt betrieben. Siliziumdetektoren ($E_g = 1,115 \text{ eV}$) können hingegen bei Zimmertemperatur verwendet werden. Durch Dotieren kann die

¹ Silizium: $E_g = 1,12 \text{ eV}$, KCl: $E_g \approx 18 \text{ eV}$

	Silizium		Germanium	
	77 °K	300 °K	77 °K	300 °K
Dichte		2,33 g/cm ³		5,32 g/cm ³
Dielektrizitätskonstante	12		16	
Bandlücke	1,165 eV	1,115 eV	0,746 eV	0,665 eV
Elektronenbeweglichkeit μ_e	2,1 m ² /Vs	0,135 m ² /Vs	3,6 m ² /Vs	0,39 m ² /Vs
Löcherbeweglichkeit μ_h	1,1 m ² /Vs	0,048 m ² /Vs	4,2 m ² /Vs	0,19 m ² /Vs

Tabelle 2.1: Einige Werte von Si und Ge für 300 °K und 77 °K (Siedetemperatur von Stickstoff)

Leitfähigkeit der Halbleiter erhöht werden. Unter dotieren versteht man das gezielte Verunreinigen von Materialien. Dabei beträgt das typische Verhältnis zwischen Halbleiteratomen und Dotierung $10^5:1$.

Si und Ge sind Elemente der 4. Hauptgruppe des Periodensystems und sind daher vierwertig. In einem reinen Kristall ist somit jedes Atom mit vier direkten Nachbarn kovalent gebunden. Wird nun ein Si- bzw. Ge-Atom durch ein Atom der 5. Hauptgruppe ersetzt (meist P, As oder Sb), so wird das 5. Elektron nicht für die Bindung benötigt, und ist nur schwach an das Atom gebunden. Dieses Elektron kann somit leicht ins Leitungsband des Kristalls abgegeben werden. Man spricht dann von einer Dotierung mit Donatoren. Da die Bindungsenergie der Elektronen der Donatoren E_D weit kleiner ist als die Bandlücke, werden schon bei vergleichsweise niedrigen Temperaturen Elektronen ins Leitungsband angeregt. Da jedoch durch die Anregung der Donatorelektronen keine Löcher im Valenzband entstehen, tragen nur die Elektronen zum Ladungstransport bei. Man spricht in diesem Fall von n-Halbleitern. Wird jedoch ein Halbleiteratom durch ein Atom aus der 3. Hauptgruppe ersetzt (meist B, Al oder Ga), so entsteht eine Lücke in der Bindung, die leicht mit Elektronen aus dem Valenzband gefüllt werden kann. Man spricht in diesem Fall von p-Halbleitern. Durch das Dotieren werden auch die Fermienergieebenen der Halbleiter verschoben (siehe Abb. 2.1).

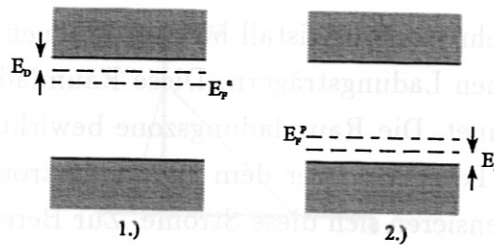


Abbildung 2.1: Ionisationsenergie und Fermi-niveaus in 1.) einem n-Halbleiter und 2.) einem p-Halbleiter

2.2 Der pn-Übergang

2.2.1 Ohne äußere Spannung

Bringt man einen n- und einen p-Halbleiter in thermodynamischen Kontakt, so gleichen sich die Fermi-niveaus beider Halbleiter an.² Im n-Halbleiter ist die Elektronen-

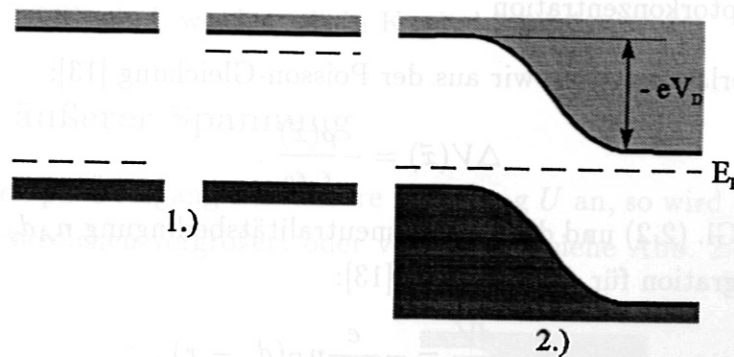


Abbildung 2.2: 1.) Lage der Bänder und des Fermi-niveaus in dotierten Halbleitern
2.) Bandverbiegung durch Angleich der Fermi-niveaus

konzentration im Vergleich zum p-Leiter hoch. Durch dieses Konzentrationsgefälle diffundieren die Elektronen aus dem n-Gebiet in das p-Gebiet. Diese Diffusion wird wegen des mit ihr verbundenen Ladungstransports als Diffusionsstrom bezeichnet. Derselbe Vorgang findet für die Löcher des p-Halbleiters statt. Ladungsträger in einem Halbleiter der entgegengesetzt dotiert ist, werden als Minoritätsladungsträger bezeichnet³, im gleich dotierten dagegen als Majoritätsladungsträger⁴.

Die Minoritätsladungsträger rekombinieren mit den Majoritätsladungsträgern. Da die Minoritätsladungsträger eine elektrische Ladung besitzen, sich aber nach der

²Diese ist die Bedingung für ein thermodynamisches Gleichgewicht

³z.B. Elektronen im p-Halbleiter

⁴z.B. Elektronen in einem n-Halbleiter

Rekombination nicht mehr frei im Kristall bewegen können, entsteht eine Raumladungszone aus gebundenen Ladungsträgern. Diese Raumladungszone wird auch als Verarmungszone bezeichnet. Die Raumladungszone bewirkt aufgrund ihres elektrischen Feldes einen sog. Feldstrom, der dem Diffusionsstrom entgegengerichtet ist. Im Gleichgewicht kompensieren sich diese Ströme. Zur Berechnung des elektrischen Feldes und des Potentials verwenden wir das Schottky-Modell (siehe Abb. 2.3). Die Ladungsverteilung hat dann die Form [3]:

$$\rho(x) = \begin{cases} 0 & : x < -d_p \\ -en_A & : -d_p < x < 0 \\ en_D & : 0 > x > d_n \\ 0 & : x > d_n \end{cases} \quad (2.2)$$

d_p : Dicke der Verarmungszone im p-Gebiet

d_n : Dicke der Verarmungszone im n-Gebiet

n_D : Donatorkonzentration

n_A : Akzeptorkonzentration .

Den Potentialverlauf erhalten wir aus der Poisson-Gleichung [13]:

$$\Delta V(\vec{x}) = -\frac{\rho(\vec{x})}{\epsilon_r \epsilon_0} . \quad (2.3)$$

Zusammen mit Gl. (2.2) und der Ladungsneutralitätsbedingung $n_A d_p = n_D d_n$ erhält man durch Integration für das n-Gebiet [13]:

$$E_x^n = -\frac{dV}{dx} = -\frac{e}{\epsilon_r \epsilon_0} n_D (d_n - x) , \quad (2.4)$$

$$V_p(x) = V(\infty) - \frac{e}{2\epsilon_r \epsilon_0} n_D (d_n - x)^2 . \quad (2.5)$$

Eine analoge Gleichung erhält man für das p-Gebiet (siehe Abb. 2.4). Zusammen mit (2.5) und der Stetigkeit des Potentials erhält man für die sog. Diffusionsspannung [13]:

$$V_D = V(-\infty) - V(\infty) = \frac{e}{2\epsilon_r \epsilon_0} (n_D d_n^2 + n_A d_p^2) . \quad (2.6)$$

V_D liegt je nach Dotierung und Halbleiter im Bereich von einigen 100 mV. Die Diffusionsspannung ist das Potential, das der Diffusion entgegenwirkt und der Bandverbiegung (siehe Abb. 2.2) entspricht. Im Fall $n_D \ll n_A$ folgt aus (2.6) zusammen mit $n_D d_n = n_A d_p$ [3]:

$$d \approx \sqrt{\frac{2\epsilon_r \epsilon_0 V_D}{en_A}} . \quad (2.7)$$

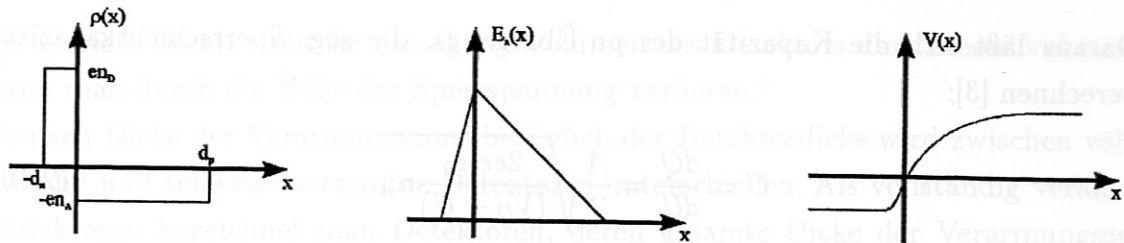


Abbildung 2.3: Verlauf der Ladungsdichte, der elektrischen Feldstärke und des Potentials des pn-Übergangs

Dies kann mit dem spezifischen Widerstand $\rho_{spez}^p = 1/(e\mu_h n_A)$ umgeschrieben werden in:

$$d \approx \sqrt{2\epsilon_r \epsilon_0 V_D \mu_h \rho_{spez}^p}, \quad (2.8)$$

wobei μ_h die Beweglichkeit der Löcher im p-Halbleiter ist. Für den Fall $n_A \gg n_D$, erhält man eine analoge Gleichung indem man n_A und μ_h durch n_D und μ_e ersetzt. Das die hier gemachten Annahmen für Teilchendetektoren für geladenen Teilchen meist sehr gut erfüllt sind, werden wir in Kapitel 2.5 sehen.

2.2.2 Mit äußerer Spannung

Legt man an den pn-Übergang eine äußere Spannung U an, so wird die Bandverbiegung je nach Vorzeichen vergrößert oder verkleinert (siehe Abb. 2.4). Um nun die

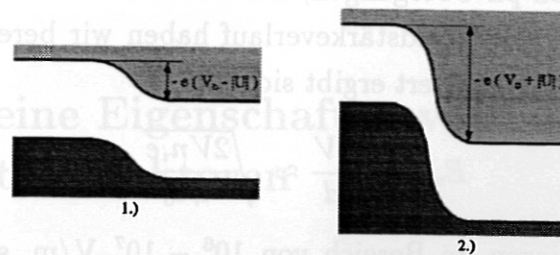


Abbildung 2.4: Bandverbiegung in Abhängigkeit von der äußeren Spannung: 1.) In Durchlassrichtung 2.) In Sperrrichtung

Dicke der Verarmungszone zu berechnen, betrachten wir (2.7). Die neuen Randbedingungen berücksichtigen wir indem wir V_D durch $V_D - U$ ersetzen. Dabei haben wir das Vorzeichen so gewählt, daß U in Durchlaßrichtung positiv ist. Dadurch erhalten wir für die Dicke der Verarmungszone bei einer äußeren Spannung [3]:

$$d(U) = d(0) \sqrt{1 - \frac{U}{V_D}}. \quad (2.9)$$

Daraus läßt sich die Kapazität des pn-Übergangs, die sog. Sperrschichtkapazität berechnen [3]:

$$C = \frac{dQ}{dU} = \frac{A}{2} \sqrt{\frac{2e\epsilon_r\epsilon_0}{(V_D - U)} n_A}, \quad (2.10)$$

wobei A die Sperrschichtfläche ist. Wie man sofort sieht, sinkt die Kapazität mit zunehmender Spannung in Sperrichtung. Diese Kapazität ist ausschlaggebend für das Rauschen von Dioden. Für die Strom-Spannungskennlinie des Übergangs gilt mit $V_D \ll U$ [12]:

$$j(U) = j_s \left(e^{-\frac{eU}{kT}} - 1 \right). \quad (2.11)$$

Aufgrund der Asymmetrie der Strom-Spannungskennlinie des pn-Übergangs, kann er als Gleichrichter verwendet werden.

2.3 Dioden als Halbleiterdetektoren

Das allgemeine Prinzip zum Nachweis geladener Teilchen und Photonen besteht darin, die durch die in Kapitel 1 erläuterten Prozesse erzeugten Ladungen zu sammeln. Dazu muß, um die Ladungen effektiv sammeln zu können, ein starkes elektrisches Feld angelegt werden. Das angelegte Feld E_{max} muß aber kleiner als die Durchschlagsfeldstärke des Halbleiters sein. Wie wir in Kapitel 2.2 gesehen haben besitzt die Verarmungszone von pn-Übergängen, einen sehr hohen Widerstand, so daß die Leckströme gering sind. Den Feldstärkeverlauf haben wir bereits in Kapitel 2.2.1. berechnet. Für ihren Maximalwert ergibt sich [3]:

$$E_{max} \approx \frac{2V}{d} \approx \sqrt{\frac{2Vn_i e}{\epsilon_r \epsilon_0}}. \quad (2.12)$$

Die typischen Werte liegen im Bereich von $10^6 - 10^7$ V/m, so daß ein effektives Sammeln der erzeugten Ladungen möglich ist. Die Effektivität des Ladungssammelns wird bestimmt durch:

- Einfangen der Ladungsträger durch Defekte
- Rekombination der Ladungsträger

Beide Prozesse nehmen mit zunehmender Feldstärke ab. Die gesammelten Ladungen können dann mit Hilfe eines ladungsempfindlichen Vorverstärkers an den Kontakten abgegriffen werden. Da das elektrische Feld fast ausschließlich auf die Verarmungszone beschränkt ist, werden nur Ladungen, die in diesem Bereich erzeugt werden,

gesammelt. Somit stellt sie das aktive Volumen des Detektors dar. Dieses Volumen kann man durch die Höhe der Sperrspannung variieren.⁵

Je nach Dicke der Verarmungszone bezüglich der Detektordicke wird zwischen vollständig und teilweise verarmten Detektoren unterschieden. Als vollständig verarmte Detektoren bezeichnet man Detektoren, deren gesamte Dicke der Verarmungszone entspricht. Diese Detektoren werden z.B. bei Flugzeitmessungen eingesetzt. Bei teilweise verarmten Detektoren ist die Dicke der Verarmungszone kleiner als die Detektordicke. Die Sperrspannung V_t , bei der der Detektor vollständig verarmt ist, kann leicht aus (2.9) mit $U \gg V_D$ ⁶ berechnet werden [3]:

$$V_t = \frac{en_i d^2}{2\epsilon_r \epsilon_0} \quad (2.13)$$

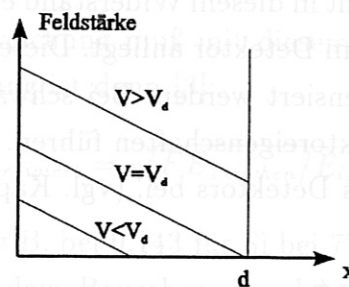


Abbildung 2.5: Verlauf der elektrischen Feldstärke für verschiedene Spannungen

2.4 Allgemeine Eigenschaften von Halbleiterdetektoren

2.4.1 Leckströme

Legt man an einen Detektor eine Sperrspannung an, so fließen unvermeidlich sog. Leckströme. Für diese Leckströme sind drei Effekte verantwortlich.

Der erste Effekt beruht darauf, daß Majoritätsladungsträger von dem Feld der Verarmungszone abgestoßen werden. Die Minoritätsladungsträger hingegen werden angezogen. Da Minoritätsladungsträger kontinuierlich entstehen, und frei diffundieren können, erzeugen sie einen Strom durch die Verarmungszone. Dieser Teil des Leckstromes ist ungefähr proportional zum Querschnitt der Verarmungszone [3].

⁵siehe Kapitel 2.1

⁶Dies ist bei Detektoren stets der Fall, da U meist im Bereich von einigen 100V liegt

Durch die thermische Anregung von Elektronen vom Valenz- ins Leitungsband entstehen in der Verarmungszone laufend Ladungsträger. Diese werden durch das elektrische Feld der Zone getrennt und erzeugen so einen Teil des Leckstromes. Dieser Effekt ist, wie wir in Kapitel 2.1 gesehen haben, stark von der Temperatur und der Größe der Bandlücke ab. Der letzte Effekt der zum Leckstrom eines Detektors beiträgt, ist ein Oberflächeneffekt. Wie wir in Kapitel 2.2 gesehen haben, treten im Bereich der Verarmungszone hohe Feldstärken auf. Diese reichen an den Kanten aus des Halbleiters heraus. Je nach Leitfähigkeit der Umgebung erzeugen diese Felder unterschiedlich hohe Ströme im umgebenden Material. Somit hängt dieser Teil des Leckstroms von der Oberfläche des Detektors ab. Der Leckstrom variiert je nach Reinheit der Oberfläche, der Luftfeuchtigkeit oder der Einbettung des Detektors in ein Gehäuse.

In den meisten Fällen wird der Detektor über einen Widerstand mit Spannung versorgt. Der Leckstrom verursacht in diesem Widerstand einen Spannungsabfall, so daß nicht die gesamte Spannung am Detektor anliegt. Dieser Spannungsabfall muß über die Eingangsspannung kompensiert werden. Bei schwankenden Leckströmen kann dies zu Änderungen der Detektoreigenschaften führen. Zudem trägt der Leckstrom maßgeblich zum Rauschen des Detektors bei. (vgl. Kapitel 2.4.2)

2.4.2 Energieauflösung

Für die Energieauflösung von Detektoren sind vor allem zwei Faktoren verantwortlich:

- Die Anzahl der erzeugten Ladungsträger und die mit ihr verbundenen statistischen Schwankungen
- Das elektrische Rauschen des Detektors

Allgemein unterliegen statistische Zählvorgänge⁷ der Poison-Statistik. Da jedoch beim Messen von Strahlung meist eine sehr große Zahl von Ladungsträgern erzeugt wird, kann hier die Gauß-Verteilung verwendet werden. Für die Standardabweichung gilt: $\sigma = \sqrt{N}$, wobei N die Gesamtzahl der Ereignisse ist. D.h. die relative Breite der Verteilung nimmt mit zunehmender Gesamtzahl der Ereignisse ab. Somit ist bei einer Messung eine möglichst hohe Gesamtzahl von Teilchen wünschenswert, um den statistischen Fehler möglichst klein zu halten. Für die Detektoren selbst ergeben sich jedoch weitere Konsequenzen. Je höher die Zahl der erzeugten Ladungsträger

⁷Hier das Zählen der Ladungsträger

pro Energieeinheit ist, desto besser ist die Energieauflösung. Während bei gasgefüllten Detektoren die Energie E_{ion} zur Erzeugung eines Ion-Elektron-Paares bei einigen 10 eV liegt⁸, beträgt sie bei Si 3,62 eV (bei 300 K) und bei Ge 2,96 eV (bei 77 K). Diese Werte sind annähernd unabhängig von der Art der Teilchen. Für ein einfallendes Teilchen mit einer Energie von 3 MeV entspricht dies im Idealfall ca. 176500 Ladungsträgern (28 pC) in Luft und $1,6 \cdot 10^6$ Ladungsträgern (256 pC) in Si. Die Gültigkeit der Poisson- bzw. Gauß-Verteilung setzt eine statistische unabhängige Erzeugung der Ionen-Elektronen-Paare voraus. Bei experimentellen Überprüfungen wurde jedoch festgestellt, daß dies nicht erfüllt ist. Die gemessene Auflösung von Detektoren ist besser als man aufgrund ihrer Statistik erwarten würde. Zur Korrektur wird daher ein empirischer Faktor, der sog. Fano-Faktor F eingeführt. Er ist definiert als:

$$F = \frac{\text{Beobachtete Varianz}}{E_{\text{Teilchen}}/E_{ion}} \quad (2.14)$$

Die statistische Standardabweichung muß mit diesem Wert korrigiert werden. Die korrigierte Standardabweichung ist dann [3]:

$$\sigma_{\text{korrigiert}} = \sqrt{F E_{\text{Teilchen}}/E_{ion}} \quad (2.15)$$

Typische Werte für F liegen z.B. bei 0.143 für Si bei 77K. Der zweite Faktor ist das elektrische Rauschen. Außer dem Rauschen der elektronischen Signalverarbeitung trägt auch der Detektor selbst zum Rauschen bei. Dieses Rauschen besteht aus zwei Beiträgen: das thermische Rauschen und das sog. Schrotrauschen. Für das Schwankungsquadrat der Ladung am Detektor ergibt sich für das thermische Rauschen (siehe Anhang C):

$$\overline{q_r^2} = kTC \quad (2.16)$$

und für die mittlere Schwankung der Ladung durch das Schrotrauschen:

$$q_R(\Delta t) \propto \sqrt{I_{\text{Leckstrom}} \cdot \Delta t} \quad (2.17)$$

Zusätzlich zu diesen beiden Effekten können weitere auftreten. So werden die im Detektor erzeugten Ladungen von den Fehlstellen des Kristalls teilweise eingefangen, diese gehen dann für die Messung verloren. Dadurch wird also die Effizienz der Ladungssammlung verringert.

⁸34 eV für Luft [14]

2.4.3 Eintrittsfenster

Durch das Dotieren der Halbleiter, oder durch Metallkontakte entstehen sog. Tot-schichten oder Eintrittsfenster im Detektor. Teilchen müssen, um nachgewiesen zu werden, diese Schicht durchdringen. Wie schon in Kapitel 1.1 besprochen, führt dieses Eintrittsfenster zu einem Energieverlust und damit auch zum Energiestraggling. Die gemessene Energie der Teilchen ist also um den Energieverlust in der Tot-schicht kleiner, und die Auflösung des Detektors verringert sich. In den meisten Fällen ist jedoch der Energieverlust ΔE in dieser Tot-schicht weit geringer als die Gesamtenergie des Teilchens. Somit gilt für den Energieverlust:

$$\Delta E = \frac{dE_0}{dx} \Delta t, \quad (2.18)$$

wobei Δt die im Eintrittsfenster von den Teilchen zurückgelegte Strecke ist. Für Δt gilt $\Delta t = d / \cos \vartheta$ mit d = Dicke des Eintrittsfensters. Somit ergibt sich für den Energieverlust $\Delta E(\vartheta)$ für Teilchen mit dem Einfallswinkel ϑ :

$$\Delta E(\vartheta) = \frac{\Delta E}{\cos \vartheta}. \quad (2.19)$$

Diese Gleichung kann zur Bestimmung der Schichtdicke verwendet werden. Typische Werte für die Dicke des Eintrittsfenster bei modernen Detektoren liegen für Oberflächensperrschichtdetektoren (Silicon Surface-Barrier Detectors SSB)⁹ bei 800 Å und für ionenimplantierte Detektoren¹⁰ (Passivated Implanted Planar Silicon Detectors PIPS) bei < 500 Å Siliziumäquivalent. In folgender Tabelle sind einige Werte für den Energieverlust und das Energiestraggling für diese beiden Detektoren aufgelistet.

Detektor	Energieverlust		Energiestraggling	
	p (3 MeV)	α (3 MeV)	p (3 MeV)	α (3 MeV)
SSB-Detektor	1,41 keV	15,9 keV	1,06 keV	2,13 keV
PIPS-Detektoren	0,87 keV	9,9 keV	0,84 keV	1,68 keV

Tabelle 2.2: Energieverlust und Energiestraggling für verschiedene Detektoren

2.4.4 Pulsanstiegszeit

Halbleiterdetektoren gehören zu den schnellsten Teilchendetektoren mit einer Pulsanstiegszeit von bis zu 10 ns und weniger. Als Pulsanstiegszeit bezeichnet man

⁹siehe Kapitel 1.6.1

¹⁰siehe Kapitel 1.6.2

die Zeit, die die Ladungsträger benötigen, um von ihrem Entstehungsort aus der Verarmungszone zu gelangen. Die Anstiegszeit variiert je nach Detektorgröße, der Sperrspannung und der Art der gemessenen Teilchen. Für vergleichsweise schwach ionisierende Teilchen¹¹ gilt, unter den Annahmen, daß die Mobilität μ der Ladungsträger konstant ist, und die Ladungsträger am Rand der Verarmungszone entstehen [3]:

$$t_c = \frac{0,53d^2}{\mu U} \quad (2.20)$$

Betrachtet man jedoch stark ionisierende Teilchen, wie z.B. α -Teilchen oder Spaltprodukte, so stellt man fest, daß die Sammelzeiten größer sind als erwartet. Die Erklärung hierfür liegt in der sehr hohen Ladungsträgerkonzentration entlang der Teilchenbahn. Diese bilden ein Plasma und schirmen teilweise das elektrische Feld der Verarmungszone ab. Dies führt zu einer geringeren Ladungsträgergeschwindigkeit, und somit zu einer höheren Pulsanstiegszeit. Diese zusätzliche sog. Plasmazeit liegt im Bereich von einigen ns.

2.4.5 Strahlenschäden

Treffen Teilchen hoher Energie auf den Halbleiterkristall, so können diese Defekte hervorrufen. Meist werden Atome des Halbleiterkristalls aus ihrer Kristallposition herausgeschlagen und bilden dann sog. Frenkel Defekte. Da Halbleiterdetektoren auf einen möglichst perfekten Kristall angewiesen sind, kommt es bei starker Bestrahlung mit energiereichen Teilchen zu einer Verschlechterung der Eigenschaften. Strahlenschäden machen sich vor allem durch erhöhte Leckströme und der Verschlechterung der Energieauflösung bemerkbar. Je nach Art der Teilchen besitzen Halbleiterdetektoren eine sog. Grenzdosis, ab der es zu signifikanten Strahlenschäden kommt. Strahlenschäden wurden z.B von Ohba [15], Liu [16] und Mulast [17] untersucht.

Für die Erzeugung von Defekten in den Kristallen gibt es eine Mindestenergie, die je nach Teilchenart variiert. So beträgt sie für Elektronen in Silizium ca. 145 keV, während sie für schwerere Teilchen kleiner ist. In folgender Tabelle sind typische Grenzdosen pro Fläche für verschiedene Teilchen dargestellt (alle Angaben in $1/cm^2$):

Teilchen	Elektronen	Schnelle Neutronen	Protonen	α -Teilchen
Grenzdosis/ cm^2	10^{13}	10^{12}	10^{10}	10^9

¹¹z.B. Protonen oder Tritonen

Für γ -Strahlung liegt die Grenzdosis bei ca. 10^6 R.

In begrenzten Maße können solche Strahlenschäden durch sog. Ausheizen des Detektors wieder behoben werden. Dieser Vorgang ist um so effektiver, je höher die Temperatur ist, und je länger man den Detektor ausheizt. Diese Parameter sind jedoch von der konkreten Ausführung der Detektoren abhängig.

3.4.5 Strahlenschäden
 Strahlenschäden entstehen durch die Einwirkung von ionisierender Strahlung auf Halbleitermaterialien. Diese Schäden können durch Erhitzen des Detektors wieder behoben werden. Dieser Vorgang ist um so effektiver, je höher die Temperatur ist, und je länger man den Detektor ausheizt. Diese Parameter sind jedoch von der konkreten Ausführung der Detektoren abhängig.

Teilchen	Elektronen	Schnelle Neutronen	Protonen	α -Teilchen
Grenzdosis/cm ²	10^{12}	10^{12}	10^{10}	10^8

Die Grenzdosis ist die Dosis, ab der ein Halbleiterdetektor dauerhaft geschädigt wird. Die Grenzdosis für schnelle Neutronen ist die höchste, gefolgt von Elektronen, Protonen und α -Teilchen.

2.5 Bauarten von Halbleiterdetektoren

Heute werden zur Detektion schwerer geladener Teilchen fast ausschließlich zwei Arten von Halbleiterdetektoren eingesetzt: der Oberflächensperrschicht- und der Ionenimplantierte-Detektor. Diese werden im folgenden genauer erläutert.

2.5.1 Oberflächensperrschichtdetektor

Solche Detektoren bestehen aus einem n- oder p-Halbleiter, auf deren Oberfläche ein Metallkontakt aus Gold bzw. Aluminium aufgedampft ist. Beim Bedampfen wird die Oberfläche des Halbleiters mit einer dünnen Oxidschicht überzogen. Diese Oxidschicht ist für die Funktion des Detektors wichtig. Der Halbleiter ist zur Kontaktierung mit Aluminium bzw. Gold bedampft. Ein Nachteil dieser Detektoren ist

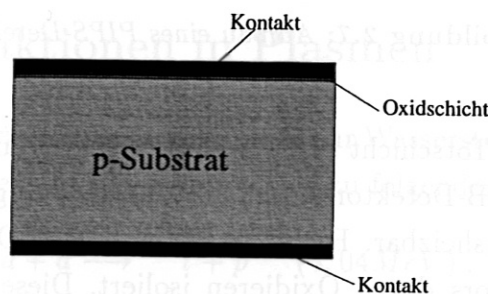


Abbildung 2.6: Aufbau eines Oberflächensperrschicht-Detektors

ihre Empfindlichkeit gegenüber Licht. So kann schon die Raumbelichtung einen hohen Rauschpegel verursachen. Zudem ist das Eintrittsfenster relativ dick. Dies bewirkt einen relativ hohen Energieverlust und hohes Energiestraggling. Dennoch ist die Gold- bzw. Aluminiumschicht so dünn, daß reduzierende Substanzen¹² die Oxidschicht zerstören können. Dies würde zum Ausfall des Detektors führen. Ein weiterer Nachteil ist, daß diese Detektoren nicht ausgeheizt werden können.¹³

2.5.2 Ionenimplantierter Detektor

Eine weitere Möglichkeit einen pn-Übergang herzustellen, besteht aus dem Implantieren von Dotierungen in einen entgegengesetzt vordotierten Halbleiter. Diese Implantation wird mittels beschleunigter Ionen¹⁴ der Dotierung erreicht. Da, für schwere

¹²z.B. Pumpenöl oder Fett

¹³maximal 100°C

¹⁴typischerweise einige 10 keV

Ionen kaum Range-Stragglung auftritt, wird dadurch ein sehr abrupter Übergang erzeugt. Die Dotierung in diesem Gebiet ist sehr hoch, und deren Dicke sehr gering, so daß die in Kapitel 2.2 gemachten Annahmen gerechtfertigt sind. Beim Implantieren entstehen im Kristall Strahlungsschäden, die durch ausheizen bei ca. 500°C ausgeheilt werden. Zur Kontaktierung werden die durch die starke Dotierung sehr leitfähigen p- und n-Schichten des Detektors verwendet. Dadurch kann auf eine zusätzliche Metallbeschichtung verzichtet werden. Diese Detektoren zeichnen sich

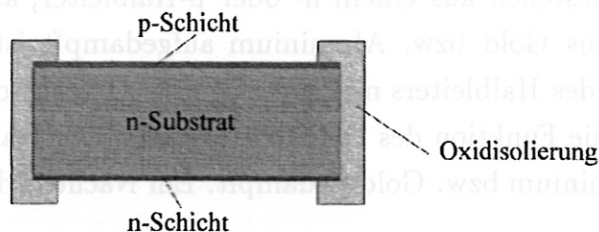


Abbildung 2.7: Aufbau eines PIPS-Detektors

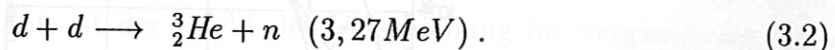
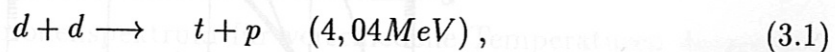
durch eine sehr geringe Totschicht und gute Stabilität gegenüber äußeren Einflüssen aus. Im Vergleich zu SSB-Detektoren sind die Leckströme geringer, und der Detektor ist bis zu 200°C ausheizbar. Bei ionenimplantierten Detektoren werden meist die Kanten des Detektors durch Oxidieren isoliert. Diese Detektoren werden als PIPS-Detektoren (Passivated Implanted Planar Silicon Detectors) bezeichnet. Die implantierten Detektoren setzen sich immer mehr gegenüber den SSB-Detektoren durch.

Kapitel 3

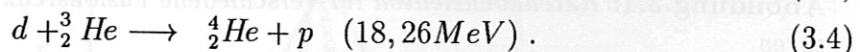
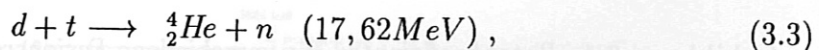
Plasmadiagnostik mit geladenen Fusionsprodukten

3.1 Fusionsreaktionen in Plasmen

In heutigen Fusionsexperimenten werden meist nur Wasserstoff- oder Deuteriumplasmen eingesetzt. In Deuterium-Plasmen kann es zu folgenden Reaktionen kommen:



Durch diese Reaktionen wird Tritium und ${}^3_2\text{He}$ im Plasma erzeugt. Dadurch kann es zu folgenden Reaktionen kommen:



Diese Reaktionen werden als Burn-up-Reaktionen bezeichnet. Aus ihnen lassen sich Rückschlüsse auf das Verhalten von Fusionsprodukten im Plasma ziehen. Betrachten wir nun die Reaktionsrate in einem Plasma genauer: Für die Reaktionsrate zwischen den Teilchen A und B gilt allgemein [18]:

$$dR_{AB} = n_A n_B f_A(\vec{v}_A) f_B(\vec{v}_B) v \sigma(v) d^3 v_A d^3 v_B. \quad (3.5)$$

Darin sind:

$\sigma(v)$: Wirkungsquerschnitt der Reaktion

n_A : Teilchenzahldichte der Teilchen A

n_B : Teilchenzahldichte der Teilchen B

- f_A : Geschwindigkeitsverteilungsfunktion der Teilchen A
 f_B : Geschwindigkeitsverteilungsfunktion der Teilchen B
 v : Relativgeschwindigkeit der Teilchen A und B .

Durch Integration über die Geschwindigkeiten erhalten wir [18]:

$$R_{AB} = n_A n_B \langle \sigma v \rangle , \quad (3.6)$$

wobei für den Ratenkoeffizienten $\langle \sigma v \rangle$ gilt [18]:

$$\langle \sigma v \rangle = \int \int f_A f_B v \sigma d^3 v_A d^3 v_B . \quad (3.7)$$

Im allgemeinen kann die Reaktionsrate nicht analytisch berechnet werden. Für den wichtigen Sonderfall einer Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung, wie sie in thermischen Plasmen auftritt, kann dies jedoch näherungsweise berechnet werden. Das

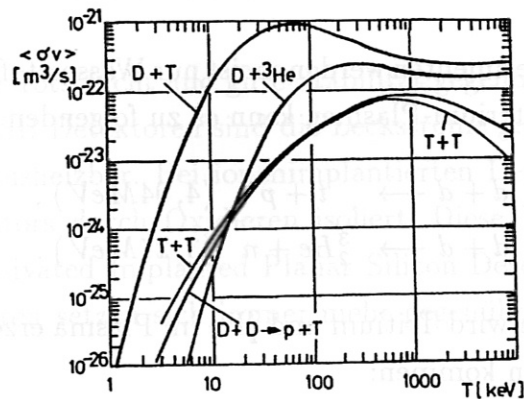


Abbildung 3.1: Ratenkoeffizienten für verschiedene Fusionsreaktionen und Temperaturen

Spektrum der Fusionsprodukte erhält man durch Ableiten der Reaktionsrate nach der Energie E_i der Fusionsprodukte i .

Um dieses Problem analytisch lösen zu können, machen wir die Näherung $kT \ll Q$, d.h. die thermische Energie der Teilchen ist klein im Vergleich mit der Energie der Reaktion. Diese Bedingung ist bei heutigen Fusionsexperimenten stets erfüllt.¹ Damit erhält man z.B. für die dd-Reaktionen [19]:

$$\frac{dR_{dd}}{dE_i} = \frac{n_d^2}{2m_d} \langle v \sigma \rangle f(E_i) , \quad (3.8)$$

¹Typisch: $kT \approx 2 - 3 \text{ keV}$, $Q \approx 4 \text{ MeV}$

wobei $f(E_i)$ das auf eins normierte Spektrum ist. Mit der obigen Näherung gilt [19]:

$$f(E_i) = \frac{2\sqrt{\ln 2}}{\sqrt{\pi}\Delta E} \exp\left(-4\ln 2 \left(\frac{E_i - Q}{\Delta E}\right)^2\right). \quad (3.9)$$

Das Spektrum ist also näherungsweise gaußförmig mit der Halbwertsbreite [19]:

$$\Delta E = \sqrt{2\ln 2}\sqrt{QT}. \quad (3.10)$$

Für die beiden dd-Reaktionen erhält man also [19]:

$$\Delta E_{dd \rightarrow tp} = 91,6\sqrt{T_i}, \quad (3.11)$$

$$\Delta E_{dd \rightarrow n^3He} = 82,5\sqrt{T_i}. \quad (3.12)$$

Die Halbwertsbreite des Spektrums ist also von der Iontemperatur des Plasmas abhängig. Zusätzlich zu der temperaturabhängigen Verbreiterung des Spektrums tritt eine Verschiebung δE des Spektrums auf. Für diese Verschiebung gilt [19]:

$$\delta E_{dd \rightarrow tp} = 4.9T^{2/3} + \frac{3}{8}T, \quad (3.13)$$

$$\delta E_{dd \rightarrow n^3He} = 1.6T^{2/3} + \frac{3}{8}T. \quad (3.14)$$

In Abb. 3.2 ist das Protonenspektrum für verschiedene Temperaturen dargestellt. Wie man deutlich erkennt, ist der Effekt der Verschiebung im Vergleich zur Verbreiterung viel kleiner, so daß es in der Praxis nicht möglich ist, diesen Effekt zur Temperaturbestimmung zu nutzen. Abb. 3.3 zeigt eine an ASDEX durchgeführte

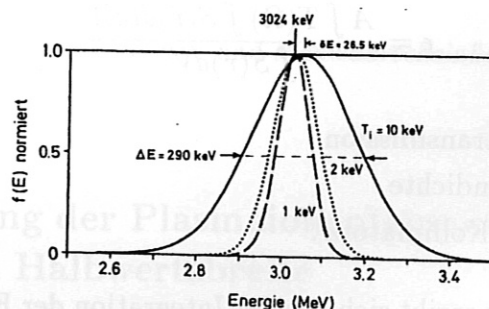


Abbildung 3.2: Spektrum der 3 MeV Protonen für verschiedene Temperaturen

Messung [2]. Unter der Annahme, daß das Plasma relativ zum Detektor ruht, ergeben sich für die Protonen und Tritonen dieselben Zählraten. Bewegt sich jedoch das Plasma relativ zum Detektor (z.B. durch Plasmarotation) so treten Unterschiede auf [2].

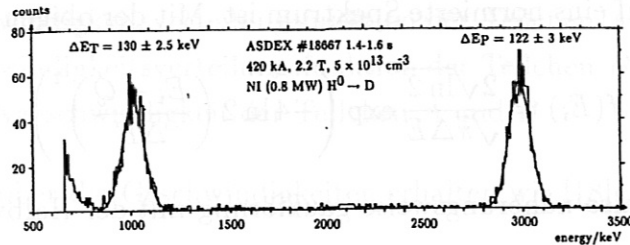


Abbildung 3.3: Spektrum der Fusionsprodukte einer Plasmaentladung

3.2 Plasmadiagnostik

3.2.1 Bestimmung der Plasmaionentemperatur aus der Reaktionsrate

Wie wir oben gesehen haben, hängt die Reaktionsrate in einem Plasma von der Ionentemperatur und der Ionendichte ab. Jedoch ist die Temperatur der dominierende Parameter der Reaktionsrate, und eignet sich somit am besten für Messungen. Um die Ionentemperatur bestimmen zu können, benötigen wir somit die Dichte des Plasmas und die Gesamtreaktionsrate. Um aus einer gemessenen Zählrate auf die Gesamtreaktionsrate schließen zu können, benötigen wir die sog. Detektoreffizienz ϵ :

$$\epsilon = \frac{\text{Gemessene Reaktionsrate}}{\text{Gesamtreaktionsrate}} \quad (3.15)$$

Die Detektoreffizienz läßt sich aus folgender Gleichung berechnen [1]:

$$\epsilon = \frac{A \int T(\Omega) \int S(\vec{r}) dl d\Omega}{\int S(\vec{r}) dV} \quad (3.16)$$

$T(\Omega)$: Kollimatortransmission

$S(\vec{r})$: Fusionsratendichte

A : Fläche des Kollimators .

D.h. die Detektoreffizienz ergibt sich aus der Integration der Fusionsratendichte über die Teilchenbahn l unter Berücksichtigung des Kollimators. Diese Gleichung erhält man aus der Erhaltung des Phasenraumvolumens und unter der Annahme, daß die Teilchen das Plasma ohne Stöße verlassen. Diese Annahme ist gut erfüllt, da die Stoßzeit in heutigen Fusionsexperimenten etwa 1000 bis 10000 mal größer ist als die Zeit, die die Teilchen benötigen um das Plasma zu verlassen. Da eine analytische Lösung des Integrals nicht möglich ist, muß die Detektoreffizienz numerisch berechnet werden. Dazu verfährt man in mehreren Schritten. Zunächst bestimmt man das vom

Detektor gesehene Plasmavolumen, indem man Teilchen vom Detektor ins Plasma zurücklaufen läßt. Im nächsten Schritt ordnet man jedem Punkt der Teilchenbahnen die Wahrscheinlichkeit zu, daß ein Teilchen, das in diesem Punkt entsteht, den Detektor erreicht. So erhält man die Nachweiswahrscheinlichkeit $P(\vec{r})$. Dann wird $P(\vec{r})$ mit der Fusionsratendichte $S(\vec{r})$ an jedem Punkt multipliziert. Dies entspricht der Meßwahrscheinlichkeit $N(\vec{r})$. Aus der Meßwahrscheinlichkeit erhält man die zu erwartende Zählrate durch Summation über alle Teilchenbahnpunkte und Teilchen. Daraus kann man die Detektoreffizienz bestimmen.

Die ersten Messungen dieser Art wurden von Heidbrink an TFTR in Princeton durchgeführt [1].

Diese Messungen erlauben auch die Untersuchung der Verteilungsfunktionen des Plasmas. In Abb. 3.4 ist eine solche Rechnung für einen Tokamak dargestellt.

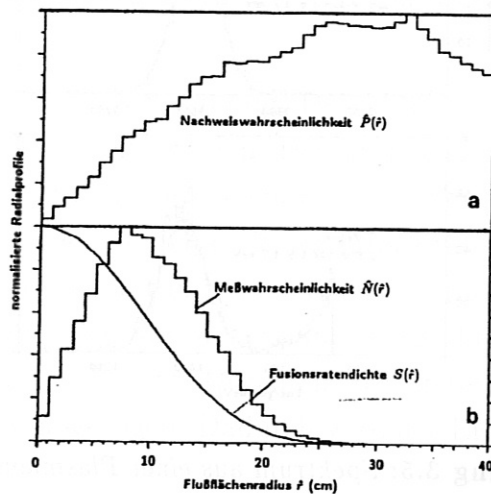


Abbildung 3.4: Berechnete Nachweis- und Meßwahrscheinlichkeit für einen Tokamak

3.2.2 Bestimmung der Plasmaionentemperatur aus der spektralen Halbwertsbreite

Wie wir oben gesehen haben, eignet sich auch die Verbreiterung des Spektrums der Fusionsprodukte zur Bestimmung der Plasmaionentemperatur. Da bei dem oben berechneten Spektrum ein homogenes Plasma vorausgesetzt wurde, muß Gleichung (3.9) modifiziert werden. Zur Berechnung der tatsächlichen Halbwertsbreite geht man wie in Kapitel 3.1 vor. Zuerst muß die Meßwahrscheinlichkeit analog zu Kapitel 3.1 berechnet werden. Die Halbwertsbreite erhält man aus der Faltung des

homogenen Spektrums mit der Meßwahrscheinlichkeit [2]:

$$f'(E_i) = \int N(\vec{r})f(E)d^3r \quad (3.17)$$

$f'(E_i)$: Spektrum der Fusionsprodukte

$f(E_i)$: Homogenes Spektrum

$N(\vec{r})$: Meßwahrscheinlichkeit .

Solche Messungen wurden z.B. von Bosch [2] an ASDEX in Garching gemacht. Abb. 3.5 zeigt ein typisches Spektrum der Fusionsprodukte aus Messungen an ASDEX .

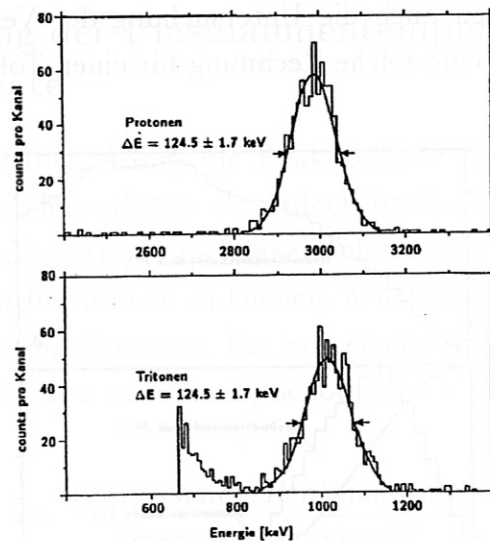


Abbildung 3.5: Spektrum aus einer Plasmaentladung

3.2.3 Apparativer Aufbau

Abb. 3.6 zeigt eine Diagnostik wie sie von Bosch [2] an ASDEX verwendet wurde. Sie besteht aus einem Detektorkopf, der an einem Manipulator angebracht ist. Damit kann der Detektorkopf sowohl radial verschoben, als auch zur Änderung des betrachteten Pitch-Winkels, um die Manipulatorachse gedreht werden. Der Detektor kann zur Eichung über ein Americium-Präparat und, während des Ausheizens des Torus, hinter einen Schieber gefahren werden. Der Detektorkopf selbst besteht aus einer mehrschichtigen Abschirmung gegen elektromagnetische Einstrahlungen, γ - und Röntgenstrahlung. Der Kollimator ist seitlich angebracht und besteht aus einem Metallzylinder² mit einer oder mehreren Bohrungen. Direkt dahinter befindet

²meist aus Stahl

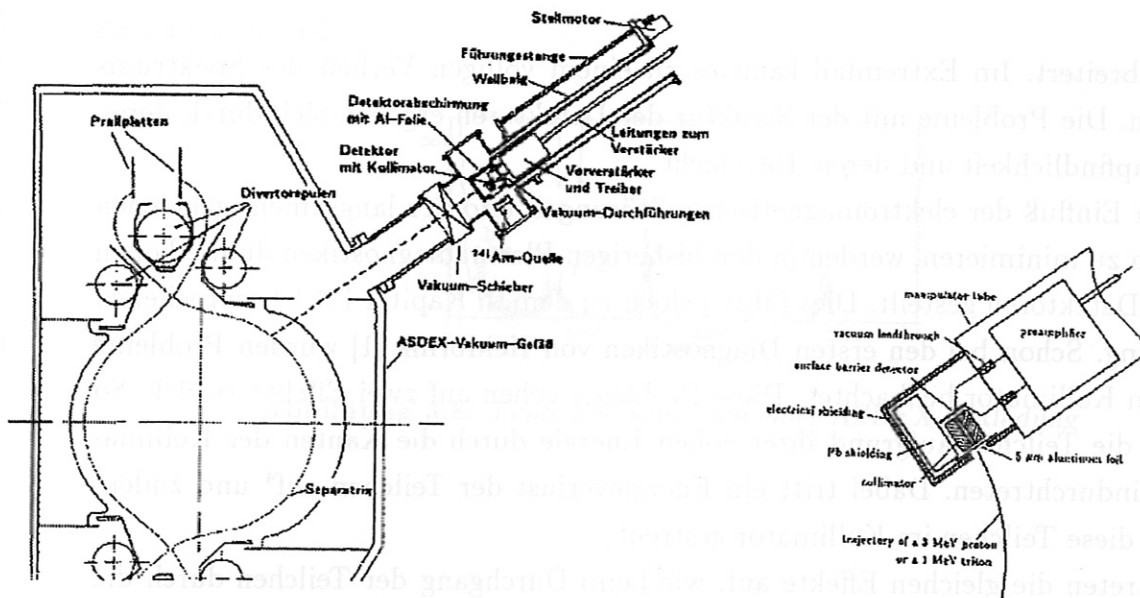


Abbildung 3.6: Diagnostik von ASDEX

sich der Halbleiterdetektor. Zum Schutz des Detektors vor Licht und weicher Röntgenstrahlung ist, entweder direkt vor dem Detektor oder vor dem Kollimator, eine dünne Aluminium beschichtete Folie³ angebracht. Zur Vermeidung zusätzlicher elektromagnetischer Einstreuungen und parasitärer Kapazitäten, wird der Vorverstärker direkt hinter die Vakuumdurchführung des Detektor gebracht. Zum Teil wurden zwei Halbleiterdetektoren verwendet, von denen einer verdeckt ist und dadurch nur die elektromagnetischen Störungen sieht. Durch einen Differenzverstärker werden dann die Störungen vom Signal abgezogen. Dadurch wird der Einfluß der Störung auf das Signal verkleinert.

3.2.4 Probleme bei der Plasmadiagnostik mittels geladener Fusionsprodukte

In den meisten Plasmadiagnostiken, die auf der Messung der geladenen Fusionsprodukten beruhen, werden Halbleiterdetektoren benutzt. Diese haben den Vorteil, daß sie sehr schnell sind und über eine hervorragende Energieauflösung verfügen. (siehe Kapitel 2.5)

Die Probleme mit Halbleiterdetektoren bei diesen Anwendungen ergeben sich aus elektromagnetischen Störungen, Störungen durch langsame geladene Teilchen und aus der Struktur der Detektoren. Diese Störungen rufen Leckströme und, aufgrund ihrer Quantennatur, Störpulse hervor. Die Spektren werden dadurch im allgemei-

³typische Dicke: 2 µm

nen verbreitert. Im Extremfall kann es zu einem völligen Verlust des Spektrums kommen. Die Probleme mit der Struktur der Detektoren ergeben sich durch deren Lichtempfindlichkeit und deren Totschicht.

Um den Einfluß der elektromagnetischen Störungen und der langsamen, geladenen Teilchen zu minimieren, werden in den bisherigen Plasmadiagnostiken dünne Folien vor die Detektoren gestellt. Dies führt jedoch zu dem in Kapitel 1.3.1 besprochenen Straggling. Schon bei den ersten Diagnostiken von Heidbrink [1] wurden Probleme mit dem Kollimator beobachtet. Diese Probleme gehen auf zwei Effekte zurück. So können die Teilchen aufgrund ihrer hohen Energie durch die Kanten der Kollimatoren hindurchtreten. Dabei tritt ein Energieverlust der Teilchen auf⁴ und zudem werden diese Teilchen im Kollimator gestreut.

Dabei treten die gleichen Effekte auf, wie beim Durchgang der Teilchen durch die Kante. Beide Effekte führen zu einer Vergrößerung der Detektorakzeptanz und zu einer Verzerrung und Verbreiterung des Spektrums. Abb. 3.7 zeigt ein Spektrum mit den verschiedenen Effekten. Um eine möglichst gute zeitliche Auflösung und eine

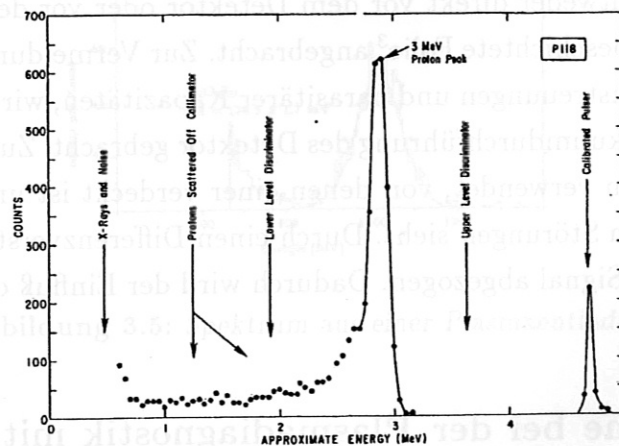


Abbildung 3.7: Spektrum mit Kollimatoreffekte

gute Statistik der Messung zu erreichen, benötigt man eine hohe Zählrate. Hierbei treten jedoch weitere Probleme auf.

Bei hohen Zählraten treten vermehrt pile-up-Effekte auf. Weitere Einschränkungen ergeben sich durch die Vorverstärker. So verfügen besonders schnelle Vorverstärker über eine geringere Linearität als langsamere Vorverstärker. Dies führt dazu, daß entweder eine hohe Zählrate oder eine gute Energieauflösung möglich ist. Dies führt im Fall einer Energiemessung auf typische Statistiken von ca. 10%, wie sie in Abb.

⁴siehe Kapitel 1.1

3.8 zu sehen sind.

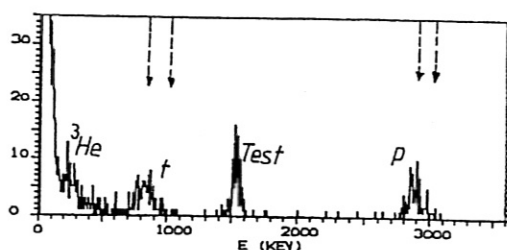


Abbildung 3.8: Typisches Spektrum einer ASDEX-Entladung



Abbildung 4.1: Vakuumsystem

...schleberpumpe benutzt. Damit können im verwendeten Versuchsaufbau leicht
 ...druck von 10^{-6} mbar erreicht werden. Das Steuergerät der Turbomolekularpumpe
 (TM-Pumpe) steuert auch das Flutventil der Apparatur. Nach dem Ausschalten der
 TM-Pumpe wird das Flutventil durch das Nachleuchten der Lampe wieder geschlossen.

... zu sehen sind. ... des Spektrums ...

... durch deren ...



... wurden Probleme ...

... durch die ...



Abbildung 3.7: Spektrum mit Kollimatoreffekte

gute Statistik bei Messung zu erreichen, benötigt man eine hohe Zählrate. Hierbei treten jedoch weitere Probleme auf.

Bei hohen Zählraten treten vermehrt pile-up-Effekte auf. Weitere Einschränkungen ergeben sich durch die Vorverstärker. So verfügen besonders schnelle Vorverstärker über eine geringere Linearität als langsamere Vorverstärker. Dies führt dazu, daß entweder eine hohe Zählrate oder eine gute Energieauflösung möglich ist. Dies führt im Fall einer Energiemessung auf typische Statistiken von ca. 10%, wie sie in Abb.

(siehe Kapitel 3.1)

Kapitel 4

Versuchsdurchführung

4.1 Experimenteller Aufbau

4.1.1 Vakuumsystem

Um Verfälschungen des Spektrums durch Kollisionen der Teilchen mit Luftmolekülen zu vermeiden, müssen alle Messungen im Vakuum durchgeführt werden.¹ In Abb. 4.1 wird das Vakuumgefäß mit allen Durchführungen, Pumpen, Meßgeräten und der Röntgenröhre dargestellt. Diese Apparatur wurde für alle Messungen verwendet. Zum Auspumpen wurde eine Turbomolekularpumpe mit vorgeschalteter

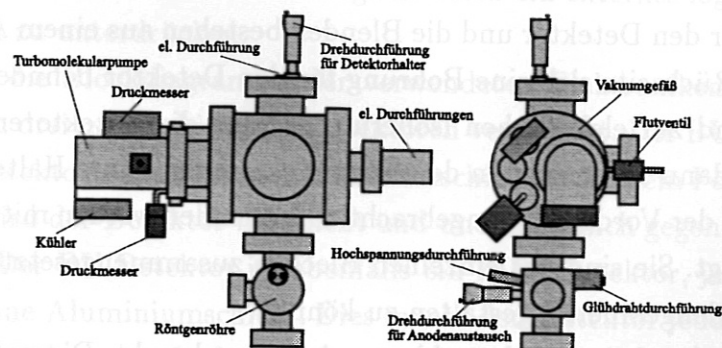


Abbildung 4.1: Vakuumsgefäß

Drehschieberpumpe benutzt. Damit können im verwendeten Versuchsaufbau leicht Drücke von $5 \cdot 10^{-6}$ mbar erreicht werden. Das Steuergerät der Turbomolekularpumpe (TM-Pumpe) steuert auch das Flutventil der Apparatur. Nach dem Ausschalten der TM-Pumpe wird das Flutventil durch das Nachlaufen der Pumpe weiter geschlossen

¹Mittlere freie Weglänge bei $5 \cdot 10^{-6}$ mbar: ca. 800 cm; Typische Abstände: 10 cm

gehalten. Beim Unterschreiten einer gewissen Drehzahl wird das Flutventil langsam geöffnet und das Gefäß wird unter Umgehung der Vorpumpe geflutet. Abb. 4.2 zeigt schematisch das Pumpsystem der Apparatur. Die Vorpumpe und das Sicherheitsventil werden unabhängig von der TM-Pumpe geschaltet. Das Sicherheitsventil wird automatisch zeitlich verzögert zur Vorpumpe durchgeschaltet. Beim Ausschalten der Vorpumpe schließt dieses Ventil und verhindert dadurch versehentliches Belüften des Pumpsystems. Zur Druckmessung werden zwei Drucksensoren, gesteuert von einer

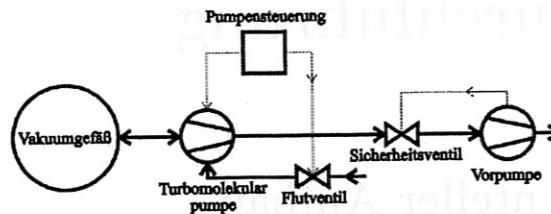


Abbildung 4.2: Pumpsystem

Anzeigeeinheit, eingesetzt. Zur Messung grober Vakua im Bereich von $1000 - 5 \cdot 10^{-4}$ mbar wird ein Wärmeleitfähigkeitssensor eingesetzt. Beim Unterschreiten von 10^{-3} mbar schaltet die Anzeigeeinheit automatisch auf einen Ionisationssensor. Dadurch wird eine genaue Druckanzeige für den gesamten Druckbereich von $1000 - 10^{-8}$ mbar möglich.

Die Halterung für den Detektor und die Blenden bestehen aus einem Aluminiumkörper, auf dessen Rückseite sich eine Bohrung für den Detektor befindet. Zum Schutz des Detektors und zur elektrischen Isolierung werden die Detektoren in eine Hülse geschoben, und dann zusammen in den Körper eingesetzt. Zum Halten der Blenden ist eine Stufe auf der Vorderseite angebracht. Die Blenden werden mit Schrauben auf der Stufe befestigt. Sie sind aus einzelnen Blechen zusammengesetzt, um möglichst flexibel die Blendengeometrie gestalten zu können.

Das Präparat wird auf einem schwenkbaren Arm angebracht. Dieser kann über eine Drehdurchführung im Vakuum geschwenkt werden. In Abb. 4.3 wird dieser Mechanismus gezeigt.

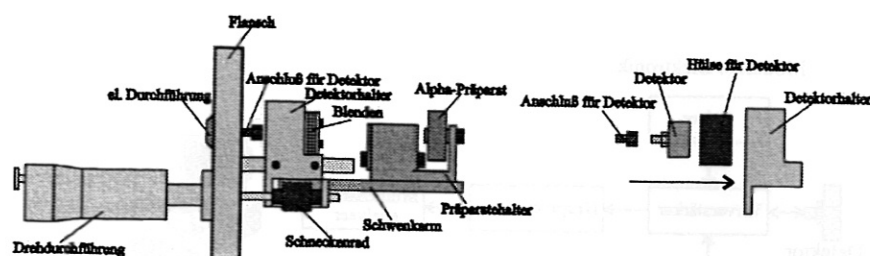


Abbildung 4.3: Detektorhalter

4.1.2 Elektronik

Bei den Messungen wurden zwei verschiedenen Elektroniken verwendet. Eine Elektronik ist aus modularen Komponenten aufgebaut. Sie besteht aus einem Vorverstärker und einem Spektroskopie-Hauptverstärker. Als Spannungsversorgung wurde eine Vierfach-Hochspannungsquelle mit einstellbarer Polarität und Spannung verwendet. Als zusätzliches Signal zum Präparat wurde ein Pulser eingesetzt. Die zweite Elektronik, Model A-576 A-PAD der Firma Ortec, ist ein einzelner Einschub in dem die Spannungsversorgung, der Vorverstärker, der Hauptverstärker, der Pulser und ein Fensterdiskriminator integriert sind. Während bei der modularen Elektronik die Shaping-time im Bereich von $0,5 - 10 \mu\text{s}$ in 5 Stufen einstellbar ist, ist sie bei der integrierten Elektronik mit $0,5 \mu\text{s}$ fest vorgegeben. Der verwendete Multi Chanel Analyser (MCA) ist als Steckkarte für PCs ausgeführt. Er enthält eine interne Triggerschaltung, so daß nur ein analoges Signal benötigt wird. Dadurch vereinfacht sich die externe Elektronik. Zudem ist es möglich durch ein externes logisches Signal die Pulsconversion zu unterdrücken.

Abb. 4.4 zeigt die Blockdiagramme der verwendeten Elektroniken. In den Experimenten wurden drei unterschiedliche Detektoren verwendet. Der BU-CAM-Detektor ist ein PIPS-Detektor der mit einer Aluminiumschicht und einem Polymerfilm belegt ist. Dadurch wird der Detektor lichtdicht und unempfindlich gegenüber aggressiven Umgebungen. Der BU-Detektor ist ebenfalls ein PIPS-Detektor, jedoch ohne Polymerfilm und ohne Aluminiumschicht. Dies macht den Detektor jedoch lichtempfindlich. Als SSB-Detektor wurde der BR-Detektor verwendet. Er verfügt ebenfalls über eine Aluminiumschicht, die den Detektor lichtdicht machen soll. Die genauen Daten finden sich in Anhang A. Die verwendeten Präparate sind in Anhang B, zusammen mit der Art und der Energie der emittierten Strahlung aufgelistet.

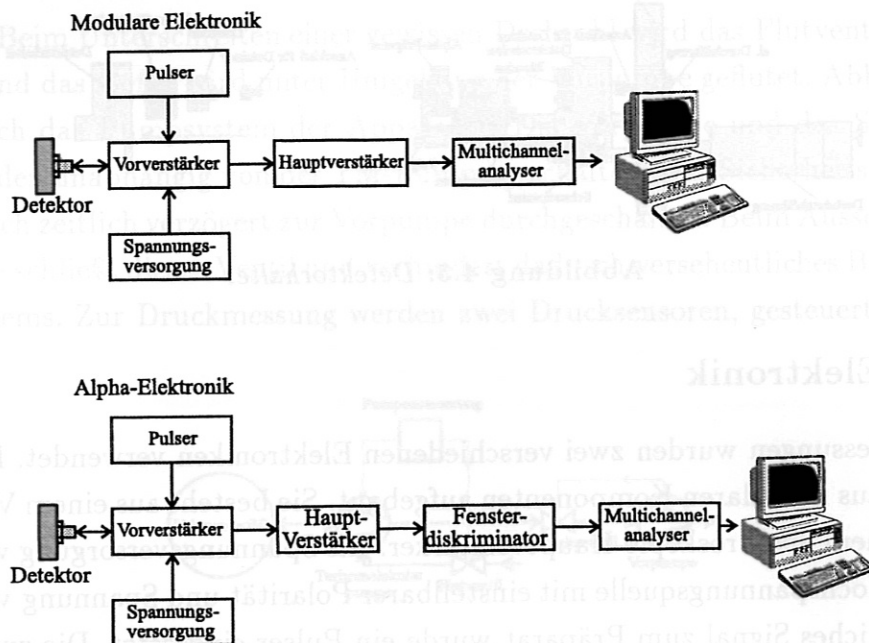


Abbildung 4.4: Elektronik

4.2 Vorversuche

Um bei den Experimenten die richtigen Einstellungen der Elektronik zu kennen, und um die Detektoren vorab charakterisieren zu können, waren einige Vorversuche nötig.

Eine wichtige Größe bei der Messung mit Detektoren aller Art, ist die sog. Shaping-time. Sie charakterisiert die Zeit zum Sammeln der Ladungsträger am Detektor. Ihr Wert entspricht jedoch nicht dieser Sammelzeit, sondern gibt die Länge des vom Hauptverstärker erzeugten Pulses an. Um die beste Shaping-time zu bestimmen, wurde die Halbwertsbreite des Pulses und des Präparats in Abhängigkeit von der Shaping-time gemessen. Es stellte sich heraus, daß die beste Auflösung bei allen Detektoren bei einer Shaping-time von $2 \mu\text{s}$ erreicht wird. In den weiteren Messungen wurde immer diese Shaping-time gewählt.

Um die Auflösung der Detektoren zu bestimmen, wurde das Spektrum des $^{241}_{95}\text{Am}$ -Präparats mit einer Statistik von $<1\%$ aufgenommen. Dabei wurde darauf geachtet, daß die Zählrate nicht zu groß war, um Pile-up-Effekte zu vermeiden. Über die gemessene Halbwertsbreite wurde dann die Auflösung der Detektoren für beide Elektroniken abgeschätzt. Tabelle 4.1 zeigt sowohl die gemessene als auch die vom Hersteller angegebene Auflösung. Unsicherheiten der Werte ergeben sich aus dem Fehler des Nullpunktes des Spektrums² und dem Fehler der Lage der Spektrallinie.

²Es stand nur eine Spektrallinie zur Verfügung

Detektor		Modulare Elektronik	α -Elektronik	Herstellerangabe
BUCAM	Pulser	25,5 keV	75,3	35 keV
	Präparat	74,9 keV	179,5 keV	35 keV
BU	Pulser	25,4 keV	41,6 keV	15 keV
	Präparat	56,2 keV	161 keV	15 keV
BR	Pulser	27,6 keV	46,2	17 keV
	Präparat	66,3 keV	193 keV	17 keV

Tabelle 4.1: Auflösung der verschiedenen Detektoren mit unterschiedlichen Elektroniken für $E_0=5,49$ MeV



Herstellerangabe	gemessene Auflösung	Herstellerangabe	Detektor
33 keV	170 keV	33 keV	BR 70
33 keV	170 keV	33 keV	BR 70
33 keV	170 keV	33 keV	BR 70
33 keV	170 keV	33 keV	BR 70
33 keV	170 keV	33 keV	BR 70

Die Auflösung der Detektoren wurde durch die gemessene Halbwertsbreite bestimmt. Sie charakterisiert die Zeit, die benötigt wird, um den gemessenen Wert entspricht jedoch nicht dem Halbwertsbreite, sondern die Länge des vom Hauptverstärker erzeugten Pulses. Um die beste Shaping-time zu bestimmen, wurde die Halbwertsbreite des Signals des Präparats in Abhängigkeit von der Shaping-time gemessen. Es stellte sich heraus, dass die beste Auflösung bei allen Detektoren bei einer Shaping-time von 20 ns erreicht wird. In den weiteren Messungen wurde immer diese Shaping-time gewählt.

Um die Auflösung der Detektoren zu bestimmen, wurde das Spektrum des ^{22}Ac -Präparats mit einer Statistik von 100 aufgenommen. Dabei wurde darauf geachtet, dass die Zählrate nicht zu groß war, um Pile-up-Effekte zu vermeiden. Über die gemessene Halbwertsbreite wurde dann die Auflösung der Detektoren für beide Elektroniken abgeschätzt. Tabelle 4.1 zeigt sowohl die gemessene als auch die vom Hersteller angegebene Auflösung. Unsicherheiten der Werte ergeben sich aus dem Fehler des Nullpunktes des Spektrums² und dem Fehler der Lage der Spektrallinie.

²Es stand nur eine Spektrallinie zur Verfügung.

Kapitel 5

Einfluß elektromagnetischer Strahlung auf Halbleiterdetektoren

5.1 Lichtempfindlichkeit von Halbleiterdetektoren

Zur Untersuchung der Lichtempfindlichkeit der Detektoren wurde eine Halogen-Glühlampe, wie sie für Beleuchtungszwecke eingesetzt wird, verwendet. Die Helligkeit wird durch die Temperatur des Glühdrahtes gegeben. Jedoch verändert sich hierbei auch das Spektrum des emittierten Lichtes.

5.1.1 Theoretische Betrachtungen

Um die Verbreiterung der Spektrallinien durch Licht berechnen zu können, benötigen wir, wie wir in Kapitel 2.4.2 gesehen haben, den durch das Licht erzeugten Leckstrom. Dazu brauchen wir zuerst das Emissionsspektrum der verwendeten Glühlampe. Da dieses jedoch nicht bekannt ist, und da eine analytische Form wahrscheinlich nicht existiert, nehmen wir die Glühlampe als schwarzen Strahler mit dem Emissionskoeffizienten C an. Somit erhalten wir die Intensitätsverteilung der Strahlung aus dem Planckschen Strahlungsgesetz zu[5]:

$$J_\nu = C \frac{8\pi\nu^2}{c^2} \frac{h\nu}{e^{-\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (5.1)$$

J_ν : Strahlungsintensität

ν : Frequenz des emittierten Lichts

h : Plancksches Wirkungsquantum

k : Boltzmann-Konstante

T : Glühdrahttemperatur .

Der lichtinduzierte Leckstrom im Detektor wird durch den Übergang von Elektronen aus dem Valenzband ins Leitungsband erzeugt. Daher tragen nur solche Photonen zum Leckstrom bei, deren Energie größer ist als die Bandlücke des Halbleiters, d.h. $h\nu \geq E_g$. Wir nehmen im folgenden an, daß alle Photonen für die diese Bedingung erfüllt ist absorbiert werden. Da Silizium eine Bandlücke von etwa 1,2 eV hat, und die Temperatur des Glühdrahtes bei ca. 0,05 eV liegt¹, gilt die Näherung $h\nu_{min} \gg kT$ recht gut, und wir können das Wiensche Strahlungsgesetz verwenden [5]:

$$J_\nu = C \frac{8\pi h\nu^3}{c^2} e^{-\frac{h\nu}{kT}}. \quad (5.2)$$

Daraus ergibt sich der Leckstrom unter der Annahme, daß ein Photon genau ein Elektron erzeugt und $h\nu \gg kT$:

$$I = C \frac{8\pi f A e}{c^2} \int_{\nu_{min}}^{\infty} \nu^2 e^{-\frac{h\nu}{kT}} d\nu, \quad (5.3)$$

$$I = C \frac{8\pi f A e}{c^2} \left[\frac{kT}{h} \nu_{min}^2 + 2 \left(\frac{kT}{h} \right)^2 \nu_{min} + 2 \left(\frac{kT}{h} \right)^3 \right] e^{-\frac{h\nu_{min}}{kT}}, \quad (5.4)$$

ν_{min} : Minimale absorbierte Frequenz

A : Glühdrahtfläche

e : Elementarladung

f : Vom Detektor eingenommener Raumwinkel/ 4π .

Dies entspricht dem Leckstrom in einem PIPS-Detektor ohne Lichtschutzbeschichtung. Wobei für $r_{Detektor} \ll r$ gilt $f \approx A_{Det}/(4\pi r^2)$. Darin sind r der Abstand zwischen Glühdraht und Detektor, A_{Det} die Detektorfläche und $r_{Detektor}$ der Detektorradius. Im Falle, daß über dem Detektor ein dünner Metallfilm der Dicke d aufgedampft ist, muß die Lichtabsorption in diesem Film berücksichtigt werden. Dazu fassen wir das Metall als ein Plasma mit der Plasmafrequenz ω_p auf. Für die Absorption im Metall gilt dann:

$$J(d, \nu) = J(0, \nu) e^{-\frac{2d}{c} \sqrt{\omega_p^2 - (2\pi\nu)^2}}. \quad (5.5)$$

Somit ergibt sich für den Leckstrom:

$$I = C \frac{8\pi f A e}{c^2} \int_{\nu_{min}}^{\frac{\omega_p}{2\pi}} \nu^2 e^{-\frac{h\nu}{kT}} e^{-\frac{2d}{c} \sqrt{\omega_p^2 - (2\pi\nu)^2}} d\nu. \quad (5.6)$$

¹Dies entspricht einer Temperatur von ca. 600°C

Dieses Integral ist jedoch nicht analytisch lösbar. Wir entwickeln den Dämpfungsterm in (5.6) bis zur zweiten Ordnung in $2\pi\nu/\omega_p$, und erhalten:

$$I = C \frac{8\pi f A e}{c^2} \int_{\nu_{min}}^{\frac{\omega_p}{2\pi}} \nu^2 e^{-\frac{h\nu}{kT}} e^{-\frac{2d\nu_p}{c}} \left[1 + \frac{4\pi^2 d\nu^2}{c\omega_p} \right]. \quad (5.7)$$

Daraus erhalten wir für den Leckstrom:

$$I = C \frac{8\pi f A e}{hc^2} kT \left[(1+a)\nu_{min}^2 + 2\frac{kT}{h}(1+2a)\nu_{min} + \left(\frac{kT}{h}\right)^2 (1+6a) \right] e^{-\frac{h\nu_{min}}{kT} - \frac{2d\nu_p}{c}},$$

mit $a = 2\pi d\nu_{min}^2/(c\nu_p)$. Dabei haben wir nur Terme in dritter Ordnung in T mitgenommen, und da $\nu_p \gg \nu_{min}$ gilt, lassen wir die obere Integrationsgrenze gegen ∞ gehen.

5.1.2 Meßergebnisse

Die Messungen der Lichtempfindlichkeit wurde in zwei Schritten durchgeführt. Zuerst wurde der Leckstrom der verschiedenen Detektoren in Abhängigkeit von der Glühdrahttemperatur gemessen. Im zweiten Teil wurde sowohl die Verbreiterung der Spektrallinie als auch des Pulssignals in Abhängigkeit vom lichtinduzierten Leckstrom gemessen.

Bei der Messung des lichtinduzierten Leckstromes wurden die verschiedenen Detektoren mit anliegender Betriebsspannung im Vakuum mit einer Glühlampe bestrahlt. Nach jedem Meßpunkt wurde die Lampe ausgeschaltet und der Dunkelleckstrom gemessen, um Änderungen im Leckstrom durch Temperaturschwankungen des Detektors auszuschließen. Die Temperatur des Glühdrahtes wurde durch den elektrischen Widerstand bestimmt. Abb. 5.1 zeigt den Verlauf des elektrischen Widerstandes in Abhängigkeit von der Temperatur. Daraus wurde die Temperatur bestimmt aus:

$$T = 813(R(T) + 0,184). \quad (5.8)$$

Diese Formel stammt aus der linearen Regression von Abb. 5.1 und dem elektrischen Widerstand bei $T = 23^\circ\text{C}$. Zum Fit an die Meßergebnisse wurden folgende Gleichungen verwendet:

$$I = (aT + bT^2 + cT^3) e^{-\frac{d}{T}}, \quad (5.9)$$

für den Detektor ohne Metallfilm und

$$I = (aT + bT^2 + cT^3) e^{-\frac{d}{T} - f}, \quad (5.10)$$

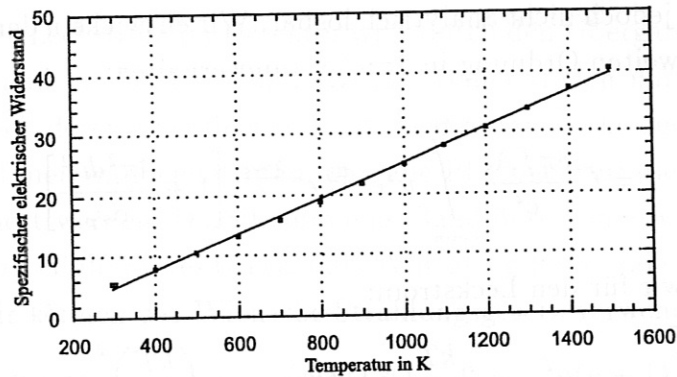


Abbildung 5.1: Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstandes von Wolfram [20]

Konstante	Wert	Fehler
C	0,45	-
A	5 mm ²	±0,5
r	5,4 cm	±0,2
$h\nu_{min}$	1,2 eV	-
$\hbar\omega_p$	11 eV	-

Tabelle 5.1: Konstanten zur Berechnung der Leckstromfits

für die anderen Detektoren. Tabelle 5.1 zeigt die zur Berechnung der theoretischen Fitparameter verwendeten Konstanten und Werte. In der Tabelle 5.2 sind sowohl die theoretischen Fit-Parameter als auch die Parameter aus den Messungen für die verschiedenen Detektoren dargestellt. Da die Parameter d und f die dominierenden Parameter sind, ist deren Genauigkeit aus dem Fit der Messungen recht gut (ca. 5%). Dagegen sind die anderen Parameter aus den Fits mit Fehlern von zum Teil weit mehr als 1000% belegt. Die Fitparameter sind zudem sehr empfindlich auf Fehler in der Temperatur des Glühdrahts. Die Fehler der theoretischen Fitparameter a bis c liegen bei 12,4%. Dieser Fehler ergibt sich aus der Ungenauigkeit des Glühdraht-Detektor-Abstandes (ca. 3,7%) und der Glühdrahtfläche (ca. 10%). Für den experimentellen Fitparameter d ergeben sich die Fehler vor allem aus dem Fehler des Fits und dem Fehler der Temperaturmessung auf ca. 11,2%. Die Fehler der experimentellen Fitparameter a bis c ergeben sich aus den Fitfehlern. Der Einfluß der experimentellen Fehlern ist gegenüber den Fitfehlern vernachlässigbar. Abb. 5.2 zeigt die Messungen mit eingezeichnetem Fit. Wie man sofort erkennt ist der BU-Detektor, wie erwartet, sehr lichtempfindlich. Jedoch zeigen auch die vermeintlich lichtdich-

α-Elektronik										
Detektor	Theoretische Fitparameter					Experimentelle Fitparameter				
	<i>a</i>	<i>b</i>	<i>c</i>	<i>d</i>	<i>f</i>	<i>a</i>	<i>b</i>	<i>c</i>	<i>d</i>	<i>f</i>
BU-Detektor	5231	9	0,01	12010	-	5624	2.6	$1 \cdot 10^{-11}$	9081	-
BU-CAM-Detektor	$19 \cdot 10^6$	373	0,05	12010	23	$4 \cdot 10^6$	1096	$3 \cdot 10^{-6}$	9004	17
BR-Detektor	35500	66	0,01	12010	14	$5 \cdot 10^6$	5700	$1 \cdot 10^{-11}$	11200	16

Modulare Elektronik										
Detektor	Theoretische Fit-Parameter					Experimentelle Fitparameter				
	<i>a</i>	<i>b</i>	<i>c</i>	<i>d</i>	<i>f</i>	<i>a</i>	<i>b</i>	<i>c</i>	<i>d</i>	<i>f</i>
BU-Detektor	5231	9	0,01	12010	-	5271	$6 \cdot 10^{-9}$	$4 \cdot 10^{-3}$	9015	-
BU-CAM-Detektor	$19 \cdot 10^6$	373	0,05	12010	23	$6 \cdot 10^6$	471	$1 \cdot 10^{-12}$	9011	17
BR-Detektor	35500	66	0,01	12010	14	$9 \cdot 10^6$	2080	0,7	8141	17

Tabelle 5.2: Theoretische und experimentelle Fitparameter für die verschiedenen Detektoren und Elektroniken

ten Detektoren einen starken Anstieg des Leckstromes bei Beleuchtung. Aufgrund der Lichtempfindlichkeit der Detektoren mußten alle Messungen ohne den Ionisationsdruckmesser ausgeführt werden, da das Licht vom Glühdraht des Druckmessers schon einen beachtlichen Leckstrom erzeugt. Die Messungen der Halbwertsbreite wurde mit beiden Elektroniken durchgeführt. Die Messungen wurden mit einer Statistik von besser als 5% ausgeführt. Dabei wurden gleichzeitig Pulser-Signale und Signale, die vom Präparat erzeugt werden, registriert und der Detektor während der gesamten Messung mit Licht bestrahlt. Die Halbwertsbreite wurde aus dem Fit des Spektrums mit einer Gauß-Kurve bestimmt. Ein Beispiel eines Spektrums mit eingezeichnetem Fit zeigt Abb. 5.3. Die Halbwertsbreite Δ wurde in Abhängigkeit des lichtinduzierten Leckstromes I aufgetragen. Als Fit an die Meßwerte wurden folgende Formeln verwendet:

$$\Delta = a\sqrt{I} + b, \quad (5.11)$$

für die PIPS-Detektoren und

$$\Delta = aI + b, \quad (5.12)$$

für den SSB-Detektor. Diese Fits entsprechen den in Anhang C berechneten Funktionen. In Tabelle 5.3 sind die Fit-Parameter aus den Messungen aufgetragen. Abb. 5.4 zeigt die Fits der Messungen für die verschiedenen Detektoren und die verschiedenen Signale. Die Fit-Parameter können nicht berechnet werden, da auch das leckstrombedingte Rauschen der Elektronik zur Verbreiterung beitragen. Jedoch muß nach

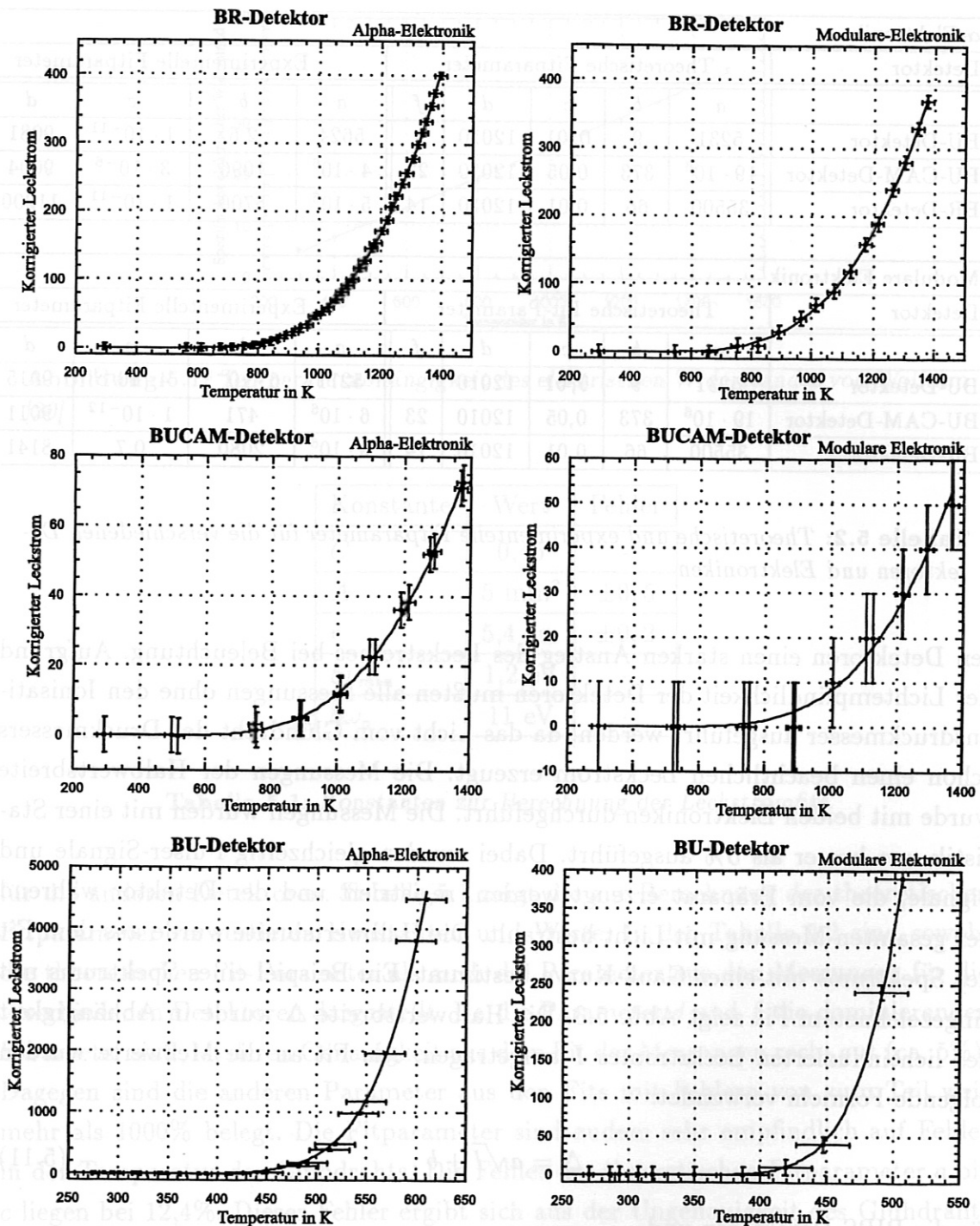


Abbildung 5.2: Leckstrom in Abhängigkeit von der Glühdrahttemperatur

Anhang C der Fit-Parameter a beim BR-Detektor verschwinden, was recht gut erfüllt ist. Ein anderer Effekt, der allgemein mit Leckströmen zusammenhängt, ist der völlige Verlust des Spektrums. In Abb. 5.5 ist eine Messung, bei der ein solcher Verlust auftritt, dargestellt. Diese kommt dadurch zustande, daß bei hohen Leckströmen

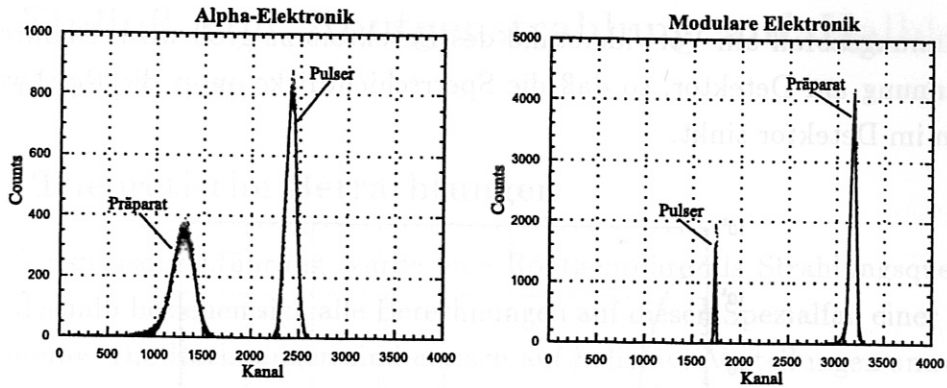


Abbildung 5.3: Typische Spektren mit den verschiedenen Elektroniken

α - Elektronik		
Detektor	Fit-Parameter	
	a	b
BU-Detektor	3	285
BU-CAM-Detektor	2	341
BR-Detektor	0,002	264

Modulare Elektronik		
Detektor	Fit-Parameter	
	a	b
BU-Detektor	4	148
BU-CAM-Detektor	6	47
BR-Detektor	0,0015	69

Tabelle 5.3: Experimentelle Fit-Parameter für die verschiedenen Detektoren

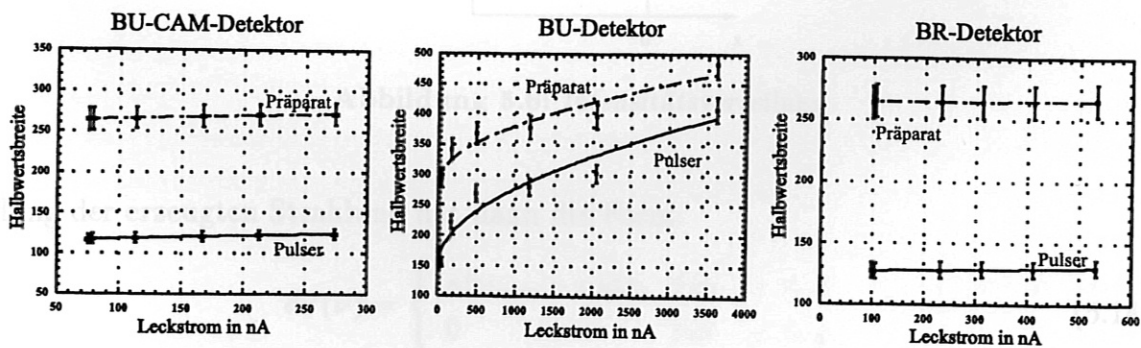


Abbildung 5.4: Halbwertsbreite in Abhängigkeit vom Leckstrom

der Spannungsabfall am Vorwiderstand des Detektors zu groß wird. Dadurch sinkt die Spannung am Detektor, so daß die Sperrschichtdicke unter die Reichweite der Teilchen im Detektor sinkt.

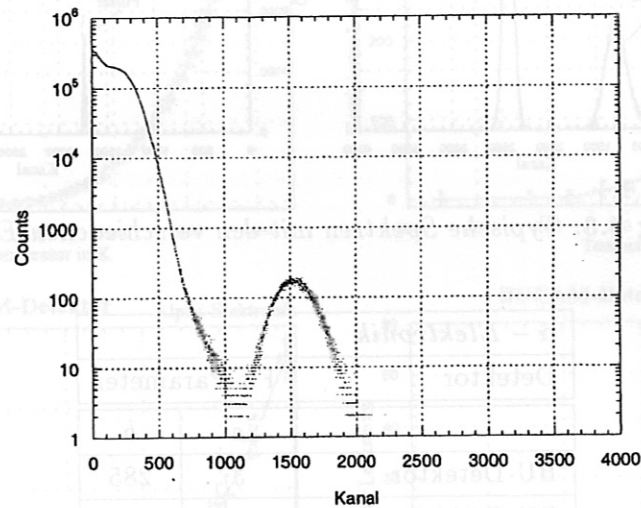


Abbildung 5.5: Verlust eines Spektrums aufgrund zu hoher Leckströme

5.2 Einfluß von Röntgenstrahlung auf Halbleiterdetektoren

5.2.1 Theoretische Betrachtungen

Bei der Versuchsdurchführung wurde eine Röntgenröhre als Strahlungsquelle verwendet, deshalb beziehen sich alle Berechnungen auf diesen Spezialfall einer Intensitätsverteilung. Die Rechnungen sind einfach auf beliebige Verteilungen anwendbar.

5.2.1.1 Leckstrom in Halbleiterdetektoren

Um den durch Röntgenstrahlung erzeugten Leckstrom in Detektoren zu berechnen, benötigen wir als erstes die spektrale Intensitätsverteilung $J(\nu)$. Für Röntgenröhren mit dünner Anode - d.h. die Anodendicke ist so klein, daß keine Strahlung in ihr absorbiert wird - gilt für die Intensitätsverteilung [20]:

$$J(\nu) = A(\nu_{max} - \nu), \quad (5.13)$$

wobei $\nu_{max} = eU_R/h$ gilt. Die in den Experimenten verwendete Röhre erfüllt diese Bedingungen jedoch nicht. Daher muß die Absorption der Strahlung in der Anode mit berücksichtigt werden. Dafür machen wir die Annahme, daß die Elektronen bis zur Eindringtiefe d gleichmäßig Röntgenstrahlung erzeugen. Die Intensitätsverteilung

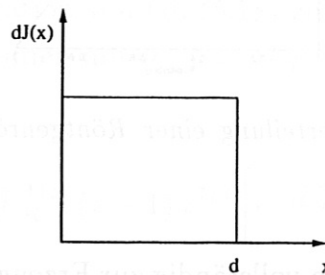


Abbildung 5.6: Intensitätsverteilung

lung der erzeugten Strahlung hat dann die Form:

$$dJ(\nu) = \begin{cases} a(\nu_{max} - \nu)dx & \text{für } x \leq d \\ 0 & \text{für } x > d. \end{cases} \quad (5.14)$$

Für die Absorption vernachlässigen wir eventuelle Absorptionskanten und nehmen an, daß der Photoeffekt der dominierende Absorptionsmechanismus ist.² Mit diesen

²Für $E = 5keV$ gilt in Kupfer: $\sigma_{Photo}/\sigma_{tot} = 0.98$

Annahmen gilt für den Absorptionswirkungsquerschnitt σ_{Abs} ³:

$$\sigma_{Abs} = \frac{b}{E^{7/2}} = \frac{b}{(h\nu)^{7/2}}. \quad (5.15)$$

Somit erhalten wir mit dem Absorptionsgesetz $J = J_0 e^{-\sigma_{Abs}\rho d}$ für die in der Tiefe $x \leq d$ erzeugte Strahlung:

$$dJ(\nu) = a(\nu_{max} - \nu) e^{-\sigma_{Abs}\rho(d-x)} dx = a(\nu_{max} - \nu) e^{-\frac{b}{(h\nu)^{7/2}}\rho(d-x)} dx. \quad (5.16)$$

Die Gesamtintensitätsverteilung erhalten wir durch Integration über x :

$$J(\nu) = \frac{a}{b\rho} (\nu - \nu_{max}) (h\nu)^{7/2} \left(e^{-\frac{bd\rho}{(h\nu)^{7/2}}} - 1 \right). \quad (5.17)$$

Um aus dem Spektrum den Detektorleckstrom zu berechnen, nehmen wir an, daß

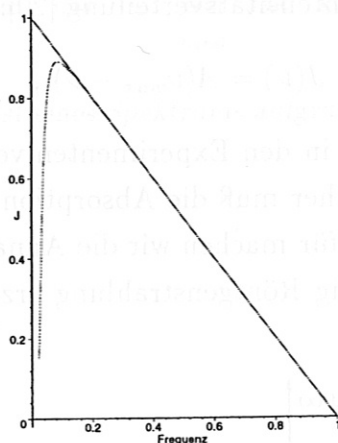


Abbildung 5.7: Intensitätsverteilung einer Röntgenröhre mit dünner Anode und dicker Anode

die Energie der Röntgenquanten vollständig zur Erzeugung von Ladungsträgern verwendet wird. So erzeugt ein Röntgenquant der Energie $h\nu$, $n = h\nu/E_g$ Ladungsträger. Wobei E_g die Energie, die zur Erzeugung der Ladungsträger benötigt wird, ist. Somit ergibt sich für den Leckstrom, unter Berücksichtigung von eventuellen Absorbieren vor dem Detektor und unter der Annahme einer isotropen Strahlungsverteilung um die Anode:

$$I = A_{Det} \int_0^{\nu_{max}} R(\nu) N(\nu) \frac{h\nu}{E_g} e d\nu = A_{Det} \int_0^{\nu_{max}} R(\nu) J(\nu) \frac{e}{E_g} d\nu \quad (5.18)$$

³siehe Kapitel 1.2

$R(\nu)$: Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektor

$N(\nu)$: Anzahl der Quanten der Energie $h\nu$.

Die Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors gibt an, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein Röntgenquant durch den Absorber dringt und im Detektor absorbiert wird. In Abb. 5.8 ist die Ansprechwahrscheinlichkeit für einen Detektor dargestellt. Der

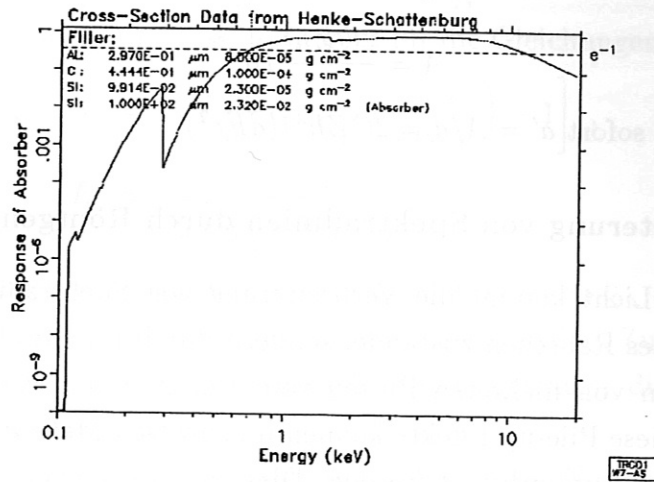


Abbildung 5.8: Ansprechwahrscheinlichkeit des BU-CAM-Detektors

Einfachheit halber nehmen wir für das gesamte Spektrum an, daß gilt: $R = 1$. Um später eine numerische Integration von Gl. (5.18) zu erleichtern, führen wir die Variable $z = \nu/\nu_{max}$ ein. Zusammen mit $\nu_{max} = eU_R/h$ und $a = a'I_R$ ergibt sich für den Leckstrom:

$$I = \int_0^1 m1 I_R U_R^{11/2} (z - 1) z^{7/2} \left[e^{-\frac{m2}{(U_R z)^{7/2}}} - 1 \right] dz, \quad (5.19)$$

wobei $m1 = ae^{13/2}/(bph^2 E_g) A_{Det}$ und $m2 = bdp/e^{7/2}$ sind. Zur Berechnung des Parameters A in Gl. (5.13) verwenden wir die empirische Formel für den Wirkungsgrad einer Röntgenröhre. Es gilt [20]:

$$\eta = CZU_R = \frac{P_{Strahlung}}{P_{el}} = \frac{P_{Strahlung}}{U_R I_R} \quad (5.20)$$

U_R : Röhrenspannung

I_R : Röhrenstrom

C : Konstante

Z : Ordnungszahl des Anodenmaterials .

Für eine isotrope Strahlungsverteilung gilt für die Strahlungsleistung:

$$P_{\text{Strahlung}} = F \int_0^{\nu_{\text{max}}} A(\nu_{\text{max}} - \nu) d\nu = \frac{FA}{2} \nu_{\text{max}}^2 = \frac{FAe^2}{2h^2} U_R^2 \quad (5.21)$$

$$F : 4\pi r^2$$

r : Abstand von der Anode .

Somit gilt:

$$A = \frac{2CZh^2}{Fe^2} I_R . \quad (5.22)$$

Daraus folgt für a' sofort $a' = A/d = 2CZh^2/(dFe^2)$.

5.2.1.2 Verbreiterung von Spektrallinien durch Röntgenstrahlung

Im Gegensatz zu Licht kommt die Verbreiterung von Spektrallinien nicht durch leckstrominduziertes Rauschen zustande, sondern durch Pile-up. Darunter versteht man das Auftreten von mehreren Pulsen vom Detektor innerhalb eines gewissen Zeitfensters Δt . Diese Pile-up-Effekte können im gewissen Maße durch sog. Pile-up-Rejector-Schaltungen unterdrückt werden. Dies entspricht aber letztlich nur einer Verkleinerung des Zeitfensters, so daß trotz solcher Schaltungen bei hohen Intensitäten Verbreiterungen auftreten. Zur Berechnung dieser Verbreiterungen nehmen wir an, daß Δt so groß ist, daß viele Röntgenquanten in dieser Zeit auf den Detektor treffen, d.h. $N'\Delta t \gg 1$. Dies erlaubt uns mit der durchschnittlichen Energie \bar{E} der Röntgenquanten zu rechnen. Mit diesen Annahmen hängt die Verbreiterung nur von der Anzahl der Röntgenquanten n in der Zeit Δt ab. Diese Anzahl ist um den Mittelwert Np' gestreut und kann, da $N'\Delta t \gg 1$ ist⁴, durch eine Normalverteilung beschrieben werden:

$$p(n) = \frac{1}{\sqrt{2\pi Np'(1-p')}} e^{-\frac{(n-Np')^2}{2Np'(1-p')}} \quad (5.23)$$

$p(n)$: Wahrscheinlichkeit für das Auftreffen von n Quanten

N : $N'\Delta t$

p' : Wahrscheinlichkeit, daß die Strahlung den Detektor trifft .

Diese Verteilung der Anzahl der Röntgenquanten kann in eine Energieverteilung umgerechnet werden. Dazu ersetzen wir n durch $\frac{E}{\bar{E}}$. Damit gilt für die Energieverteilung:

$$p(E) = \frac{1}{\sqrt{2\pi Np'(1-p')}} e^{-\frac{(E-Np'\bar{E})^2}{2NE^2p'(1-p')}} . \quad (5.24)$$

⁴Bei 5 kV und 1 mA: $N'\Delta t = 1 \cdot 10^6$

Wir nehmen nun der Einfachheit halber an, daß das Spektrum dem einer Röntgenröhre mit dünner Anode entspricht Gl. (5.13). Daraus erhalten wir:

$$N = F \Delta t \int_{\nu_{min}}^{\nu_{max}} \frac{J(\nu)}{h\nu} d\nu, \quad (5.25)$$

$$\bar{E} = \frac{E_{ges}}{N} = F \Delta t \frac{\int_0^{\nu_{max}} J(\nu) d\nu}{N}. \quad (5.26)$$

Mit der Annahme, daß gilt $\nu_{min} \ll \nu_{max}$ folgt für die Gleichungen (5.25) und (5.26):

$$N = F \frac{A \Delta t}{h} \nu_{max} \left[\ln \left(\frac{\nu_{max}}{\nu_{min}} \right) - 1 \right], \quad (5.27)$$

$$\bar{E} = \frac{h \nu_{max}}{2 \left[\ln \left(\frac{\nu_{max}}{\nu_{min}} \right) - 1 \right]}. \quad (5.28)$$

Bei der Berechnung von N wurde die Abschneidefrequenz ν_{min} eingeführt, um die Divergenz des Integrals an der unteren Grenze zu vermeiden. Zudem wird dadurch der Absorption der Strahlung in der Anode Rechnung getragen, die bei den sonstigen Rechnungen vernachlässigt wurde.

Daraus ergibt sich mit der Halbwertsbreite (HWB) einer Normalverteilung

$$HWB = 2 \bar{E} \sqrt{\ln 2 N p' (1 - p')} \quad (5.29)$$

und den Gleichungen Gl. (5.27) und Gl. (5.28):

$$HWB = 2 \sqrt{\ln 2 \frac{F \Delta t A \nu_{max}^3 p' (1 - p')}{2 \left[\ln \left(\frac{\nu_{max}}{\nu_{min}} \right) - 1 \right]}}. \quad (5.30)$$

Zudem wird die Spektrallinie verschoben um:

$$\Delta E = \bar{E} N p' = \frac{A F \Delta t}{2} \nu_{max}^2 p'. \quad (5.31)$$

Mit $\nu_{max} = eU_R/h$, $A = A' I_R$ und Gleichung (5.22) ergibt sich:

$$HWB = 2 \left[\frac{\ln 2 C Z e \Delta t p' I_R U_R^3}{\left[\ln \left(\frac{\nu_{max}}{\nu_{min}} \right) - 1 \right]} \right]^{1/2}, \quad (5.32)$$

$$\Delta E = \Delta t C Z p' I_R U_R^2. \quad (5.33)$$

Aus geometrischen Überlegungen folgt unter der Annahme $r_{Detektor} \ll r$:

$$p' = \frac{A_{Detektor}}{4\pi r^2} \quad (5.34)$$

$A_{Detektor}$: Fläche des Detektors

$r_{Detektor}$: Radius des Detektors

r : Abstand Detektor-Anode .

5.2.2 Meßergebnisse

Als Quelle für Röntgenstrahlung wurde eine Röntgenröhre mit Eisenanode verwendet. Der Glühdraht der Elektronenquelle ist in einem verdeckten Teilraum der Röhre untergebracht. Dadurch wird verhindert, daß Licht vom Glühdraht direkt auf den Detektor trifft. Dennoch erzeugt das Streulicht schon hohe Leckströme. Der Röhrenstrom wird bei gegebener Spannung durch die Temperatur des Glühdrahtes eingestellt. Somit ist auch der im Detektor erzeugte Leckstrom abhängig vom Röhrenstrom. Um diesen Effekt zu eliminieren, wurde der Leckstrom bei fester Glühdrahttemperatur sowohl mit als auch ohne Hochspannung gemessen. Die Differenz entspricht dann dem durch die Röntgenstrahlung erzeugten Leckstrom. Aufgrund des hohen Heizstroms des Glühdrahtes (ca. 7A) stand nur ein nicht stabilisiertes Netzgerät zur Verfügung. Die Schwankungen des Heizstroms führen zu einer Schwankung des lichtinduzierten Leckstroms um ca. 2-5 nA, als auch zu Schwankungen des Röhrenstroms um ca. 0.1 mA. Da auch das Hochspannungsgerät nicht stabilisiert ist, treten hierdurch auch Spannungsschwankungen auf.

Eine weitere Fehlerquelle bei dieser Versuchsreihe war das Auftreten eines Druckanstiegs bei hohen Röhrenleistungen. Durch die hohen Leistungen wurde die gesamte Röhre stark aufgeheizt.⁵ Dadurch wurden wahrscheinlich die verwendeten Kunststoffdichtungen etwas undicht.⁶ Dieser Effekt schränkte die Röhrenleistung zu hohen Elektronenstrahlleistungen hin ein.

Bei den Messungen mit dem BU-Detektor trat ein weiteres Problem auf. Die Lichtempfindlichkeit des Detektors ist so groß, daß selbst das Streulicht des Glühdrahts eine Messung unmöglich machte. Aus diesem Grund wurde der BU-Detektor mit einer aluminiumbedampften Mylar-Folie mit einer Dicke von 1,5 μm abgedeckt. Dies führt jedoch zu einer Veränderung der Ansprechwahrscheinlichkeit für diese Anordnung (siehe Abb. 5.9). Wie man aus dem Vergleich mit Abb. 5.8 erkennt, ist der Effekt jedoch relativ gering.

Zur Messung der Verbreiterung von Spektren durch Röntgenstrahlung wurde die Glühdrahttemperatur konstant gehalten. Um wieder lichtinduzierte Effekte auszuschließen, wurde jeweils ein Spektrum ohne Röhrenspannung aufgenommen. Dieses Spektrum diente dann als Referenz für die weiteren Messungen.

Um die gemessenen Leckströme mit der Theorie zu vergleichen, wurde der Leckstrom bei konstanter Spannung und variierendem Strom, als auch bei konstantem Strom und variierender Spannung gemessen. Als Fit wurde die Gleichung (5.19) verwendet.

⁵um schätzungsweise 20 – 30°C

⁶ein Beleg hierfür ist, daß der Druck über die gesamte Zeit von 30 min konstant blieb, bzw. anstieg, und erst nach Abkühlen der Röhre wieder sank

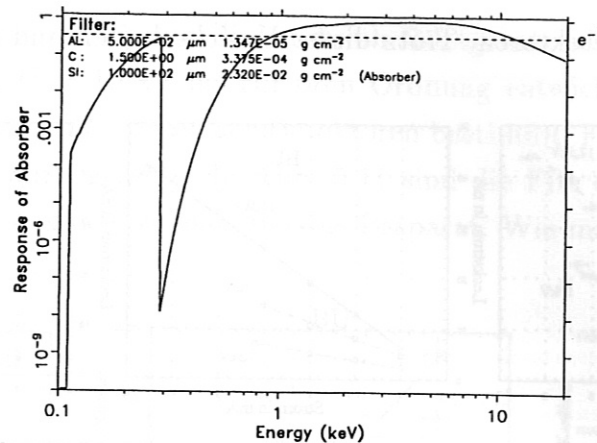


Abbildung 5.9: Ansprechwahrscheinlichkeit des abgedeckten BU-Detektors

Es zeigte sich jedoch, daß eine unabhängige Variation der Fitparameter nicht möglich war, und somit auch keine eindeutigen Fitparameter berechnet werden konnten. Aus diesem Grund wurde der Fitparameter $m2$ durch den theoretischen Wert ersetzt und nur der Parameter $m1$ gefittet. In Tabelle 5.4 sind die verwendeten Konstanten dargestellt. Der Parameter b wird dabei aus $b = \sigma_{Abs} E^{7/2}$ berechnet. Wie man deutlich sieht ist der Parameter $m2$ wesentlich genauer als $m1$. Dies ist der Grund weshalb $m1$ als freier Fitparameter gewählt wurde. Die Ungenauigkeiten des Parameters

Konstante	Wert	Fehler
σ_{1keV}	$1020 \frac{m^2}{kg}$	-
C	$1 \cdot 10^{-9}$	$+0,5 \cdot 10^{-9}$
Z	26	-
ρ	$7860 \frac{kg}{m^3}$	-
b	$8,5674 \text{ kV}^{7/2}$	-
d	$1 \cdot 10^{-6} \text{ m}$	$\pm 0,5 \cdot 10^{-6}$
E_g	3,62 eV	-
r	290 mm	± 10

Tabelle 5.4: Konstanten zur Berechnung des Leckstromfits

$m1$ kommen vorwiegend durch den Fehler in C , der mit $0,5 \cdot 10^{-9}$ angegeben wird [20], und dem Fehler der Eindringtiefe zustande. Die Eindringtiefe der Elektronen in die Anode wurde aus [21] abgeschätzt, und für den verwendeten Spannungsbereich als konstant angenommen. Abb. 5.10 zeigt die Strom- und Spannungsfits für

die verschiedenen Detektoren. Trotz dieser Unsicherheiten und dem Auftreten von

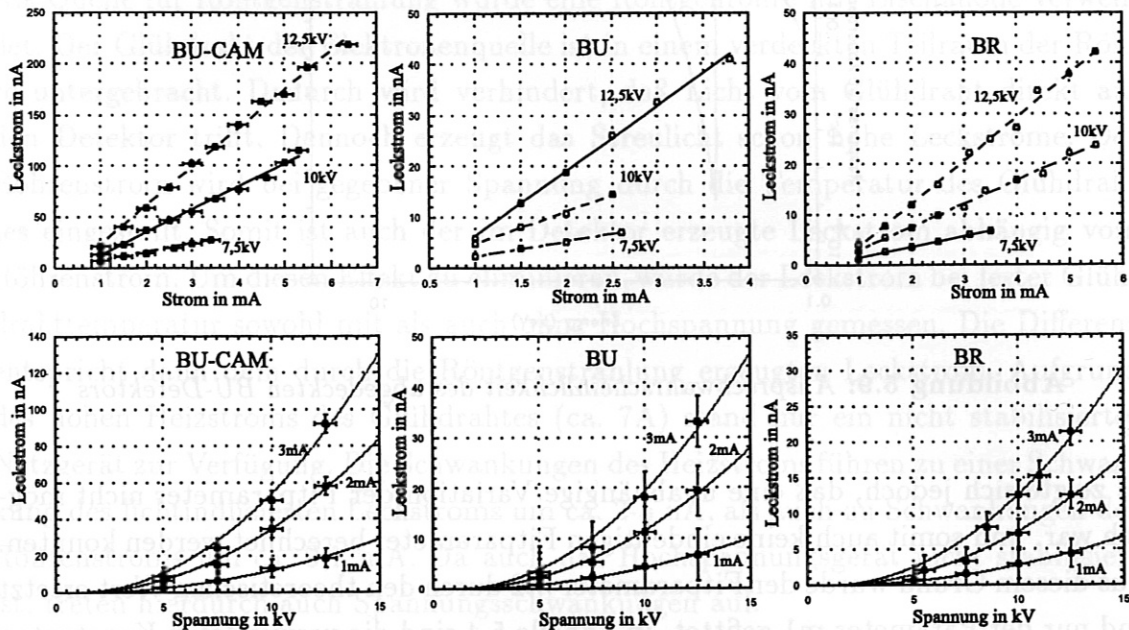


Abbildung 5.10: Fit des Leckstroms

Absorptionskanten im Meßbereich, die nicht in der Theorie berücksichtigt werden, stimmen die theoretischen Werte des Fitparameters relativ gut mit den Meßwerten überein (siehe Tabelle 5.5). Bei der Berechnung der theoretischen Fitparameter

Spannungsfit			Stromfit		
Strom	Fitparameter	theoretischer Wert	Spannung	Fitparameter	theoretischer Wert
BU-CAM-Detektor					
1mA	0,380	$0,475 \pm 0,336$	7,5 kV	0,587	$0,475 \pm 0,336$
2mA	0,590	$0,475 \pm 0,336$	10 kV	0,778	$0,475 \pm 0,336$
3mA	0,621	$0,475 \pm 0,336$	12,5 kV	0,768	$0,475 \pm 0,336$
BU-Detektor					
1mA	0,133	$0,159 \pm 0,112$	7,5 kV	0,205	$0,159 \pm 0,112$
2mA	0,195	$0,159 \pm 0,112$	10 kV	0,221	$0,159 \pm 0,112$
3mA	0,223	$0,159 \pm 0,112$	12,5 kV	0,259	$0,159 \pm 0,112$
BR-Detektor					
1mA	0,087	$0,054 \pm 0,038$	7,5 kV	0,153	$0,054 \pm 0,038$
2mA	0,124	$0,054 \pm 0,038$	10 kV	0,160	$0,054 \pm 0,038$
3mA	0,189	$0,054 \pm 0,038$	12,5 kV	0,177	$0,054 \pm 0,038$

Tabelle 5.5: Fitparameter der Leckstrommessung

für die Verbreiterung von Spektrallinien durch Röntgenstrahlung wurde der Term $1/\sqrt{\ln \frac{U_{max}}{U_{min}} - 1}$ bei $U = 10$ kV bis zur 0ten Ordnung entwickelt. U_{min} wurde aus den Ansprechwahrscheinlichkeiten der Detektoren bestimmt. Für die Fehler gilt das im vorherigen Abschnitt gesagte. In Abb. 5.11 sind die Fits der Halbwertsbreiten sowohl für die Pulser signale als auch für das Präparat. Wie man sofort aus Tabelle

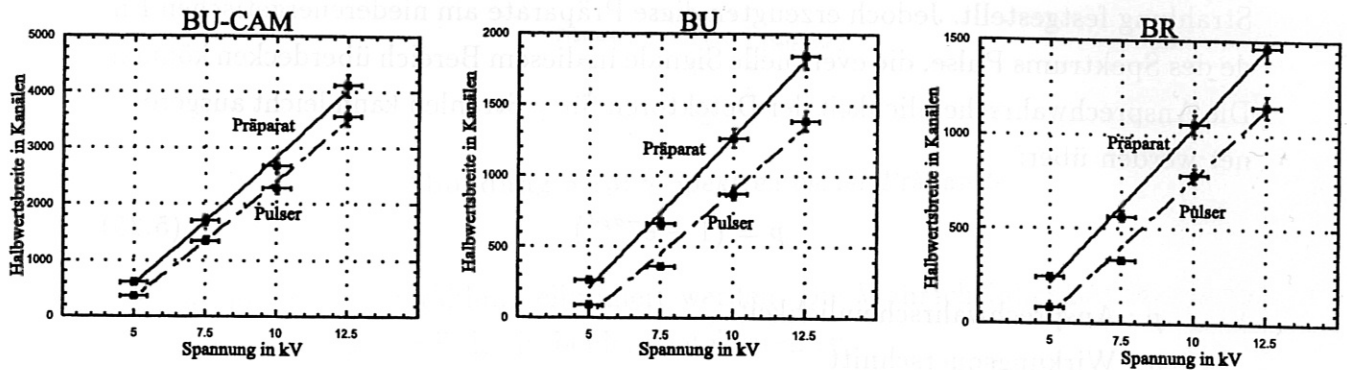


Abbildung 5.11: Fit der Halbwertsbreite

5.6 sieht, stimmen die Meßergebnisse gut mit den theoretischen Werten überein. Für die Berechnung der theoretischen Parameter wurden $U_{min} = 0,1$ und $\Delta t = 0,5\mu s$ verwendet.

	Fitparameter	theoretischer Wert
BU-CAM-Detektor		
Pulser	$2,26 \pm 0,12$	$2,419 \pm 0,069$
Präparat	$2,67 \pm 0,21$	$2,4196 \pm 0,069$
BU-Detektor		
Pulser	$1,27 \pm 0,07$	$1,396 \pm 0,079$
Präparat	$1,54 \pm 0,05$	$1,396 \pm 0,079$
BR-Detektor		
Pulser	$1,05 \pm 0,13$	$0,987 \pm 0,057$
Präparat	$1,18 \pm 0,09$	$0,987 \pm 0,057$

Tabelle 5.6: Fitparameter der Halbwertsbreite

5.3 Einfluß von γ -Strahlung auf Halbleiterdetektoren

In den Experimenten in denen der Einfluß von γ -Strahlen auf Halbleiterdetektoren untersucht wurde, wurden Ba- und Co-Präparate verwendet. Die Intensität dieser Präparate war jedoch zu klein, um signifikante Pile-up-Effekte hervorzurufen. So wurden in den Experimenten keine Verbreiterungen der Spektrallinien durch die Strahlung festgestellt. Jedoch erzeugten diese Präparate am niederenergetischen Ende des Spektrums Pulse, die eventuelle Signale in diesem Bereich überdecken können. Die Ansprechwahrscheinlichkeit der Detektoren für γ -Strahlen kann leicht ausgerechnet werden über:

$$p = (1 - e^{-\sigma\rho d}) \quad (5.35)$$

p : Ansprechwahrscheinlichkeit

σ : Wirkungsquerschnitt

d : Dicke des Detektors

ρ : Dichte des Detektors .

In den Energiebereichen der beiden Präparate⁷ dominiert der Compton-Effekt als Absorptionsmechanismus. Dies führt zur Ausbildung einer ausgeprägten Compton-Kante, wie sie besonders beim Ba-Präparat zu sehen ist. In Abb. 5.12 sind die Spektren für beide Präparate zu sehen. Das mittlere Bild zeigt dabei die Ba- γ -Linien des Photoeffekts. Bei den verschiedenen Detektoren läßt sich kein quantitativer Un-

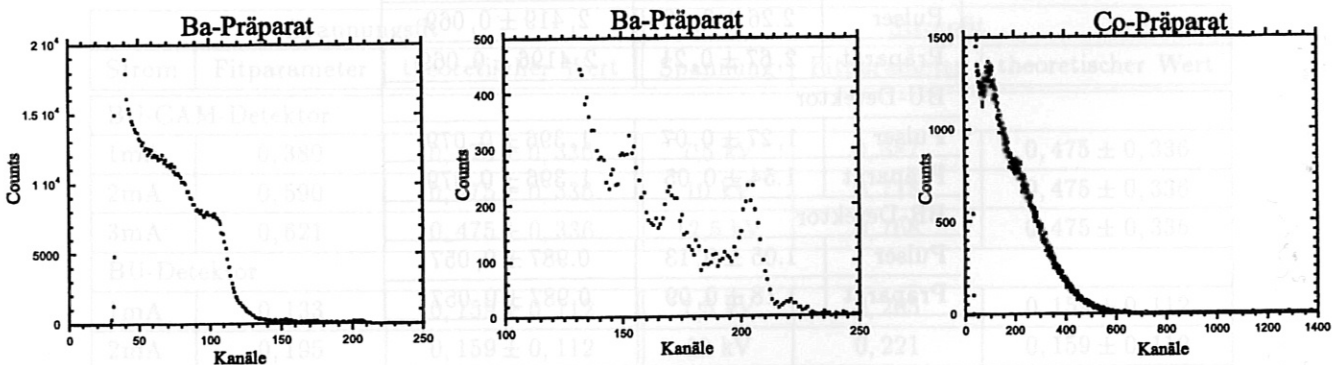


Abbildung 5.12: γ -Spektren beider Präparate

terschied in den Spektren feststellen, bis auf Energieauflösungsunterschiede⁸. In den Spektren ist auch der Einfluß des Photoeffekts zu erkennen, der jedoch weit geringer

⁷siehe Anhang B

⁸siehe Vorversuche

ist wie der des Compton-Effekts. Da die Photonen im Compton-Effekt bei hohen Energien vorwiegend in Vorwärtsrichtung gestreut werden, wurde versucht einen Teil der gestreuten Photonen mittels eines zweiten Detektors nachzuweisen. Dieser Detektor befand sich direkt hinter einem vollständig verarmten Detektor vom PIPS-Typ (siehe Abb. 5.13). Durch eine Antikoinzidenzschaltung könnten dann eventuell

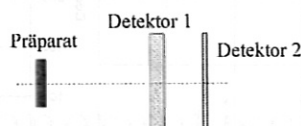


Abbildung 5.13: γ -Spektren beider Präparate

Pulse durch die γ -Strahlung eliminiert werden. Die Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung koinzidenter Pulse in beiden Detektoren ist:

$$p_{\text{coinz}} = (1 - e^{-\sigma_{gr}\rho d_1}) (1 - e^{-\sigma\rho d_2}) , \quad (5.36)$$

wobei σ_{gr} der Wirkungsquerschnitt für eine Streuung in den Raumwinkel $0 - \vartheta_{gr}$ des zweiten Detektors ist. Da jedoch die Dicke der Detektoren sehr gering ist⁹ und die Wirkungsquerschnitte sehr klein sind¹⁰ ist auch p sehr klein. Tabelle 5.7 zeigt die Werte sowohl für die Nachweiswahrscheinlichkeit für beide Detektoren, als auch die Wahrscheinlichkeit für echte Koinzidenz. Dabei wurde die Absorption in Detektor 1 vernachlässigt. Aufgrund der Kleinheit von p_1 ist dies gerechtfertigt. In den Messun-

	$E_\gamma = 350 \text{ keV}$	$E_\gamma = 1 \text{ MeV}$
p_1	0,7%	0,44%
p_2	0,24%	0,15%
p_{coinz}	$1,7 \cdot 10^{-3}\%$	$0,66 \cdot 10^{-3}\%$

Tabelle 5.7: Nachweiswahrscheinlichkeiten für beide Detektoren

gen mit und ohne Antikoinzidenz traten keine Unterschiede auf, was auf den kleinen Wert für p_{coinz} zurückgeht. In Abb. 5.14 sind die Spektren mit und ohne Antikoinzidenz für beide Präparate gezeigt. Beim Co-Präparat tritt jedoch ein deutlicher Effekt der Antikoinzidenz auf. Dies ist aber durch die koinzidente Emission von zwei γ -Quanten durch die Co-Kerne zu erklären.

⁹siehe Anhang A

¹⁰ $\sigma_{350\text{keV}} = 0,1022 \text{ cm}^2/\text{g}$ $\sigma_{1\text{MeV}} = 0,0635 \text{ cm}^2/\text{g}$

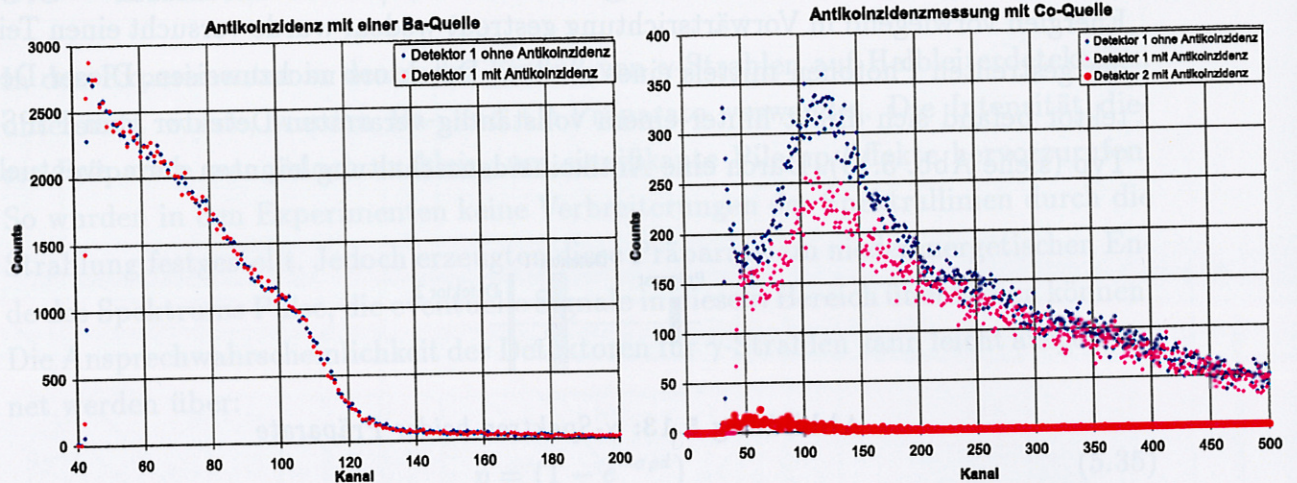


Abbildung 5.14: γ -Spektren beider Präparate

5.4 Ergebnisse

Wie wir in den vorherigen Abschnitten gesehen haben, können Spektren die mit einem Halbleiterdetektor aufgenommen werden, sowohl durch Licht als auch durch Röntgenstrahlen verbreitert werden. Zudem erzeugen beide Strahlungen zum Teil hohe Leckströme. Da Hochtemperaturplasmen vorwiegend im weichen Röntgenbereich strahlen, ist die Intensität des auftretenden Lichts vergleichsweise gering. Trotzdem können besonders am Plasmarand hohe Lichtintensitäten auftreten, z.B. durch Kontakt einer Oberfläche mit dem Plasmarand (z.B. Limiter).

Die durch Licht und Röntgenstrahlen aus dem Plasma erzeugten Effekte auf das Spektrum und den Leckstrom, lassen sich jedoch gut durch die in den jeweiligen Abschnitten aufgestellten Formeln abschätzen.

Da in heutigen Fusionsplasmen vergleichsweise wenig γ -Strahlung entstehen, sind Verbreiterungen von Spektrallinien durch diese Strahlung zu vernachlässigen. Jedoch erzeugt sie, zusammen mit Röntgenstrahlung, Pulse am niederenergetischen Ende des Spektrums. Dies kann dazu führen, daß Signale in diesem Energiebereich verloren gehen.

Kapitel 6

Einfluß niederenergetischer geladener Teilchen

Außer Licht und Röntgenstrahlung können auch niederenergetische¹ geladene Teilchen aus dem Plasma Halbleiterdetektoren stören. Der Fluß dieser Teilchen ist bei Neutralteilchenheizung besonders hoch.

6.1 Theoretische Betrachtungen

Je nach Fluß verursachen niederenergetische Teilchen unterschiedliche Störungen. Bei kleinen Flüssen kann es zur Erhöhung des Untergrunds kommen. Dieser Effekt ist jedoch im Vergleich mit den Pile-up-Effekten bei hohen Flüssen vernachlässigbar. Um nun den Pile-up-Effekt durch niederenergetische Teilchen zu berechnen, können wir Gleichung (5.24) aus der Berechnung des Einflusses von Röntgenstrahlung verwenden. Da Pile-up-Effekte lediglich von der Anzahl der im Detektor erzeugten Ladungsträger abhängen und nicht von der Art deren Erzeugung, ist dies gerechtfertigt. Die Annahme $N = N'\Delta t \gg 1$, die zur Gleichung (5.24) geführt hat, ist wie wir später sehen werden, im Experiment recht gut erfüllt. Für die Verbreiterung von Spektrallinien durch niederenergetische Teilchen erhalten wir dann:

$$HWB = 2E\sqrt{\ln 2Np(1-p)}. \quad (6.1)$$

Um die Theorie mit dem Experiment vergleichen zu können, müssen wir die Teilchenzahl N im Zeitintervall Δt durch den elektrischen Strom des Teilchenstrahls ersetzen. Für N erhalten wir:

$$N = \frac{I\Delta t}{e}. \quad (6.2)$$

¹ $E \ll 1MeV$

Der Teilchenstrom wird mittels eines Gitters vor dem Detektor gemessen.² Dabei tritt jedoch Sekundärelektronenemission beim Einfall von Teilchen auf das Gitter auf. Dies führt dazu, daß der gemessene Strom größer ist als der wirkliche Teilchenstrom. Daher müssen wir den gemessenen Strom korrigieren. Für den wahren Teilchenstrom gilt dann:

$$I_{\text{Strahl}} = \frac{I_{\text{gemessen}}}{(1-p)(1+\gamma)} \quad (6.3)$$

Darin ist γ der Sekundärelektronenemissionskoeffizient. γ ist von der Energie, der Art der einfallenden Teilchen und dem Gittermaterial abhängig. Zudem ist die Oberfläche des Gitters von großer Bedeutung. Der Faktor $1/(1-p)$ berücksichtigt, daß ein Teil des Stroms durch das Gitter dringt. Darin ist p die in der Normalverteilung verwendete Wahrscheinlichkeit. p kann über die Geometrie des Gitters abgeschätzt werden:

$$p \approx \frac{A_{\text{frei}}}{A_{\text{gesamt}}} = \frac{A_{\text{frei}}}{A_{\text{Draht}} + A_{\text{frei}}} \quad (6.4)$$

Darin ist A_{gesamt} die Gesamtfläche des Gitters, A_{frei} die nicht von den Drähten abgedeckte Fläche und A_{Draht} die von Draht abgedeckte Fläche. Somit erhalten wir für die Verbreiterung von Spektallinien durch niederenergetische Teilchen:

$$HWB = 2E \sqrt{\frac{\ln 2 \Delta t p}{e(1+\gamma)} I_{\text{gemessen}}} \quad (6.5)$$

Diese Gleichung gilt auch für Neutralteilchen³ die auf den Detektor treffen. Dabei muß der elektrische Strom I jedoch durch den Teilchenstrom ersetzt werden.

6.2 Meßergebnisse

Die Messungen wurden mit einer Ionenquelle durchgeführt. Dies ermöglichte es sowohl den Teilchenstrom als auch die Teilchenenergie sehr genau einzustellen. So kann die Strahlenergie auf ca. 300 eV und der Strom auf ca. 2 pA genau eingestellt werden. Als Ionen wurden dabei Deuteronen verwendet, da diese für eine Plasma-diagnostik mittels geladener Fusionsprodukte am wichtigsten sind. Der Ionenstrahl wird mittels eines elektrischen Ablenkmagneten durch eine enge Blende auf die Versuchsanordnung gelenkt.⁴ Dadurch wird verhindert, daß andere Teilchensorten, wie z.B. D_2^+ , die Anordnung treffen. Zur Messung wurden Ströme im Bereich von 10-50

²siehe Abb. 6.2

³z.B. H-Atome

⁴siehe Abb. 6.1

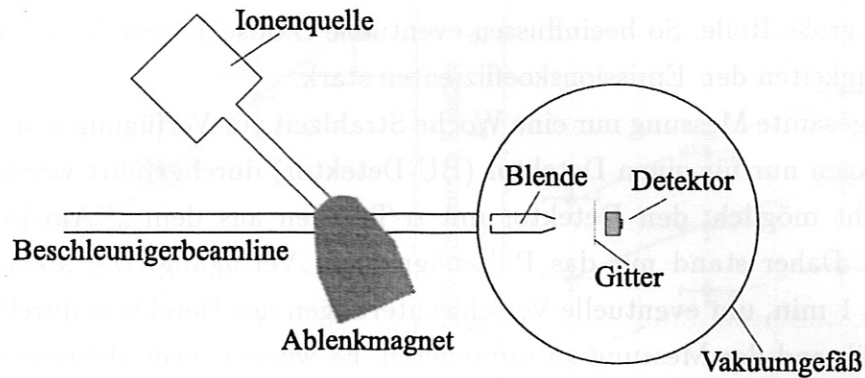


Abbildung 6.1: Überblick der Versuchsanordnung

pA verwendet.⁵ Dies entspricht $N=150$, was die obige Annahme rechtfertigt. Die Strahlenergie betrug in den Messungen zwischen 6-20 keV.

Um den Gesamtstrom des Strahls messen zu können, wurde vor dem Detektor ein Stahlgitter angebracht. Durch den Strom am Gitter kann dann auf den Gesamtstrom geschlossen werden. In den Experimenten wurde ein Stahlgitter mit einer Maschenweite von 1 mm und einem Drahtdurchmesser von 0.2 mm verwendet. Daraus ergibt sich $p=0,69$. Dieser Wert gilt jedoch nur, wenn der Strahldurchmesser viel größer als die Maschenweite des Gitters ist. Diese Bedingung war in den Experimenten jedoch nicht erfüllt. Für einen Strahldurchmesser von ca. 2-3 mm ergibt sich, je nach Strahlposition auf dem Gitter, eine Schwankung von p von ca. 0.45-0.69. Eine Verwendung eines engeren Gitters war aufgrund der nötigen Eigenstabilität nicht möglich. Abbildung 6.2 zeigt die gesamte Versuchsanordnung. Eine weitere Größe,

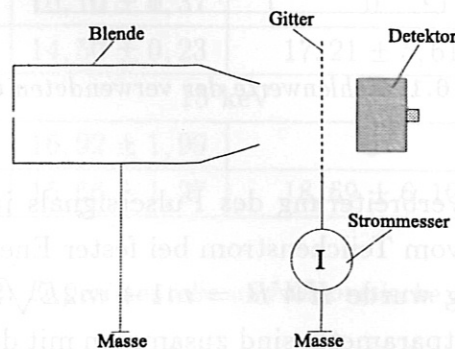


Abbildung 6.2: Versuchsanordnung

die nur sehr ungenau bekannt ist, ist der Sekundärelektronenemissionskoeffizient. Er wird je nach Energie zwischen 2,4 und 4,6 angegeben [22]. Zudem spielt die Ober-

⁵Strom am Gitter

fläche eine große Rolle. So beeinflussen eventuelle Oxidschichten, Verschmutzungen oder Rauigkeiten den Emissionskoeffizienten stark.

Da für die gesamte Messung nur eine Woche Strahlzeit zur Verfügung stand, konnten die Messungen nur für einen Detektor (BU-Detektor) durchgeführt werden. Zudem war es nicht möglich, den Detektor mit α -Teilchen aus dem ${}_{95}^{241}\text{Am}$ -Präparat zu bestrahlen. Daher stand nur das Pulssignal zur Verfügung. Die Meßzeit betrug jeweils nur 1 min, um eventuelle Verschlechterungen des Detektors durch Strahlenschäden während der Messung zu minimieren. Es wurden zwei Meßreihen durchgeführt. Zuerst wurde die Strahlenergie und der Strahlstrom variiert, dann wurde nur der Strahlstrom bei fester Energie variiert.

Da bei den verwendeten Energien (6-20 keV ^+D) der Energieverlust der Teilchen in der Detektortotschicht d_{tot} nicht mehr vernachlässigt werden kann, wurden die Energien korrigiert:

$$E_{korrr} = E_0 - \left(\frac{dE}{dx} \right)_0 d_{tot} . \quad (6.6)$$

Da es bei diesen Energien zu Abweichungen des Energieverlustes von der Bethe-Bloch-Gleichung kommt, wurde $\left(\frac{dE}{dx} \right)_0$ aus [23] entnommen. In Tabelle 6.1 sind die für die theoretischen Fitparameter verwendeten Zahlenwerte dargestellt.

Konstante	Wert	Fehler
Δt	0,5 μs	-
γ	3,5	$\pm 2,5$
p	0,69	$\pm 0,24$

Tabelle 6.1: Zahlenwerte der verwendeten Größen

Abbildung 6.3 zeigt die Verbreiterung des Pulssignals in Abhängigkeit von der Teilchenenergie, als auch vom Teilchenstrom bei fester Energie. Als Funktionen für die Fits der Verbreiterung wurde $HWB = m1 + m2E\sqrt{I_{gemessen}}$ verwendet. Die aus den Fits erhaltenen Fitparameter sind zusammen mit den theoretischen Werten in Tabelle 6.2 dargestellt. Wie man erkennt, stimmen die theoretische und experimentellen Werte im Rahmen ihrer Fehler recht gut überein. Jedoch ist der Fehler der theoretischen Werte durch die großen Fehler von p und γ sehr groß. Die Abweichungen der Parameter $m1$ ist auf die Unsicherheiten der Verbreiterungsnullpunkte zurückzuführen.

Zu den oben beschriebenen Experimenten wurden weitere Messungen durchgeführt.

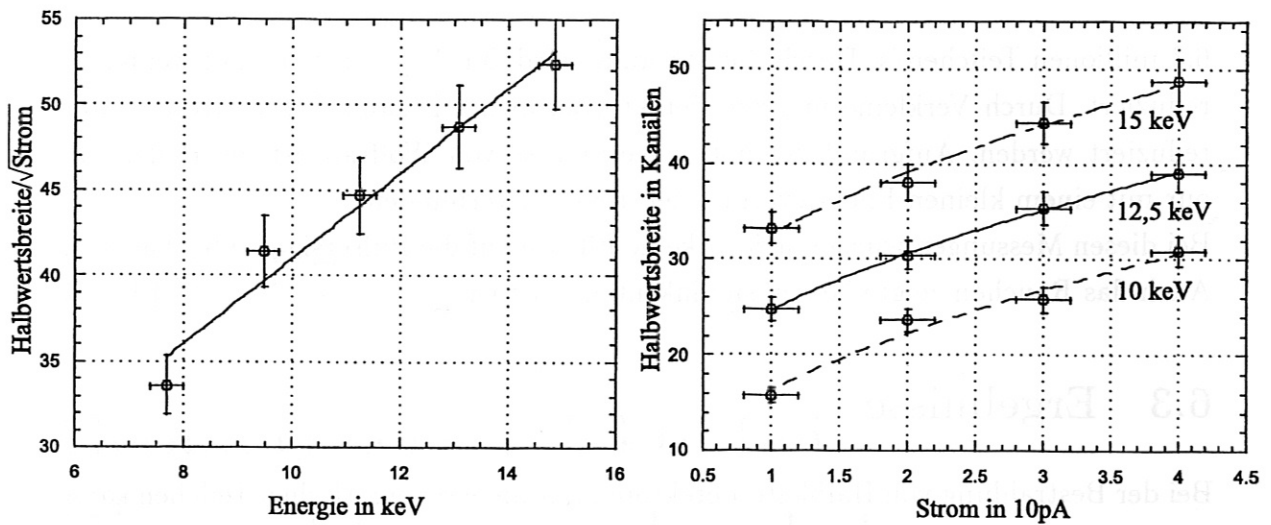


Abbildung 6.3: Verbreiterung in Abhängigkeit von der Strahlenergie und des Strahlstromes

	Fitparameter	theoretischer Wert
Energiefit		
m_1	$2,23 \pm 2,56$	0
m_2	$2,19 \pm 0,23$	$1,71 \pm 0,56$
Stromfit		
10 keV		
m_1	$2,05 \pm 2,61$	0
m_2	$14,30 \pm 1,66$	$13,17 \pm 4,31$
12,5 keV		
m_1	$10,10 \pm 0,37$	0
m_2	$14,50 \pm 0,23$	$17,21 \pm 5,61$
15 keV		
m_1	$16,92 \pm 1,99$	0
m_2	$15,66 \pm 1,27$	$18,69 \pm 6,12$

Tabelle 6.2: Experimentelle und theoretische Fitparameter

Bei diesen Messungen wurde ein Teilchenstrom von ca 10000 Teilchen/s verwendet. Dabei wurde der Ionenstrahl an einem wolframbeschichteten Kohlenstofftarget gestreut. Die gestreuten Teilchen wurden dann vom Detektor gemessen. Die Streuung war nötig, um den Teilchenstrom auf den Detektor zu verringern. So liegt der niedrigste, noch gut meßbare Targetstrom bei ca. 1 pA. Dies entspricht noch ca.

6,3 Millionen Teilchen/s. Durch die Streuung wird der Teilchenstrom auf wenige % reduziert. Durch Verkleinerung des Detektorraumwinkels kann dieser Strom weiter reduziert werden. Aufgrund der hohen Kernmasse von Wolfram ist die Reflektion nur mit einem kleinen Energieverlust der Teilchen verbunden.

Bei diesen Messungen wurden jedoch keine Effekte auf die Pulssignale beobachtet. Auch das Rauschen zeigte keinen signifikanten Anstieg.

6.3 Ergebnisse

Bei der Bestrahlung von Halbleiterdetektoren mit niederenergetischen Teilchen kann es zu Pile-up-Effekten kommen. Dies führt zu einer Verbreiterung der Spektrallinien. Bei Fusionsexperimenten kann es zu hohen Flüssen dieser Teilchen auf die Plasma-diagnostik kommen. Speziell beim Heizen des Plasmas mittels Neutralteilcheninjektion.⁶ Mit den schon für die Röntgenstrahlung aufgestellten Gleichungen kann dieser Effekt, bei bekanntem Spektrum der Teilchen, gut abgeschätzt werden.

Für kleine Teilchenströme konnte in den Experimenten kein Einfluß festgestellt werden. So wurden weder das Rauschen noch die Breite des Pulssignals von den Teilchen beeinflusst.

Teilchenenergie (keV)	Teilchenstrom (1/s)	Detektorstrom (1/s)
10	6.3 ± 0.3	0.1 ± 0.05
15	6.3 ± 0.3	0.1 ± 0.05
20	6.3 ± 0.3	0.1 ± 0.05
25	6.3 ± 0.3	0.1 ± 0.05
30	6.3 ± 0.3	0.1 ± 0.05
35	6.3 ± 0.3	0.1 ± 0.05
40	6.3 ± 0.3	0.1 ± 0.05
45	6.3 ± 0.3	0.1 ± 0.05
50	6.3 ± 0.3	0.1 ± 0.05
55	6.3 ± 0.3	0.1 ± 0.05
60	6.3 ± 0.3	0.1 ± 0.05
65	6.3 ± 0.3	0.1 ± 0.05
70	6.3 ± 0.3	0.1 ± 0.05
75	6.3 ± 0.3	0.1 ± 0.05
80	6.3 ± 0.3	0.1 ± 0.05
85	6.3 ± 0.3	0.1 ± 0.05
90	6.3 ± 0.3	0.1 ± 0.05
95	6.3 ± 0.3	0.1 ± 0.05
100	6.3 ± 0.3	0.1 ± 0.05

Abbildung 6.3 zeigt die Abhängigkeit von der Teilchenenergie, als auch vom Teilchenstrom bei fester Energie. Als Funktionen für die Fits der Verteilungen wurde die Maxwell-Boltzmann-Verteilung verwendet. Die aus den Fits erhaltenen Parameter sind zusammen mit theoretischen Werten in Tabelle 6.2 dargestellt. Bei diesen Messungen wurde ein Teilchenstrom von ca. 1000 Teilchen/s verwendet. Dabei wurde der Teilchenstrom an einem wolframbedeckten Kollektor gemessen. Die gemessenen Teilchen wurden dann vom Detektor gemessen. Die Streuung war gering, um den Teilchenstrom am Detektor zu verringern. So liegt der

⁶vergl. Ergebnisse mit der Plasmadiagnostik von Dr. A. Werner an W7-AS

Kapitel 7

Geometrische Effekte bei Diagnostiken mittels geladene Fusionsprodukte

Geometrische Effekte treten bei der Kollimation der Fusionsprodukte vor den Detektoren auf. Diese Effekte sind auf die Streuung von Fusionsprodukten an Kollimatorwänden und auf den Durchgang der Fusionsprodukte durch Kollimatorkanten zurückzuführen. Heidbrink [1] hat erstmals auf diese Effekte hingewiesen.

7.1 Streuung an Kollimatorwänden

7.1.1 Theoretische Betrachtungen

Wie in Kapitel 1.3.2 über die Rückstreuung von Teilchen in Absorbern besprochen, beruhen diese Effekte auf Mehrfachstreuung der Projektile an Absorberatomen. Somit ist eine analytische Lösung der Streuungen nicht möglich. Um trotzdem die Meßergebnisse mit theoretischen Werten vergleichen zu können, wurden für ${}^4_2\text{He}$, Tritonen und Protonen mit dem TRIM-Programm sowohl die Winkel- als auch die Energieverteilungen der gestreuten Teilchen berechnet. Das TRIM-Programm berechnet mittels der Monte-Carlo-Methode die Teilchenbahnen und die Energieverluste der einfallenden Teilchen. Als Streupotential wird dabei das Molière-Potential verwendet. Dieses Potential ist ein abgeschirmtes Coulomb-Potential und hat folgende Form [24]:

$$V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \sum_{i=0}^n c_i \exp\left(-d_i \frac{r}{a}\right) \quad (7.1)$$

- Z_1 : Ladung des Projektils
- Z_2 : Ladung des Targets
- r : relativer Abstand Target-Projektil
- c_i : Abschirmungskonstante
- d_i : Abschirmungskonstante
- a : Abschirmlänge
- e : Elementarladung .

Die Abschirmungskonstanten sind dabei für das Molière-Potential fest vorgegeben (siehe [24]).

Die Einfallsenergie der Teilchen wurde 5,5 MeV für ${}^4_2\text{He}$, 1 MeV für die Tritonen und 3 MeV für die Protonen gesetzt. Dies entspricht der ungefähren Energie der α -Strahlung aus dem im Experiment verwendeten ${}^{241}_{95}\text{Am}$ -Präparat. Die für die Rechnungen verwendeten Energien für die Tritonen und die Protonen entsprechen den ungefähren Energien für diese Teilchen aus einem dd-Plasma. Die Energie- und Winkelverteilung der gestreuten Teilchen wurden für 1° , 2° , 4° und 7° Einfallswinkel mit jeweils 4 Millionen Teilchen gerechnet. Die Verwendung des TRIM-Programms setzt

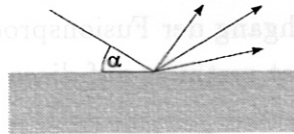


Abbildung 7.1: Definition der Winkel

jedoch voraus, daß keine inneren Anregungen der Atomkerne oder Kernreaktionen auftreten. Bei diesen hohen Energien ist diese Bedingung jedoch nur bei Absorbern mit hoher Kernladungszahl erfüllt. Für den experimentellen Teil wurden Aluminium- und Eisenstreuer eingesetzt, da diese technisch einfach zu handhaben sind und einen hohen Unterschied in der Ordnungszahl aufweisen.¹ Da es bei Aluminium, bei den hier verwendeten Energien für He, Tritonen und Protonen schon zu Kernanregungen kommt, war eine Rechnung nur für die Streuung an Eisen sinnvoll. Um den Einfluß von Streuungen an den Kolimatorwänden auf ein Protonen- und Tritonen-Spektrum zu berechnen, mußte sowohl die Streufläche als auch der Reflektionskoeffizient in Abhängigkeit des Einfallswinkels berechnet werden. Aus den gerechneten Werten für die verschiedenen Einfallswinkel wurde der kontinuierliche Verlauf des Teilchenreflektionskoeffizienten durch eine Exponentialfunktion gefittet (siehe Abb. 7.2). Mit der Annahme einer isotropen Verteilung der Einfallswinkel der Teilchen und daß der

¹ $Z_{Fe} = 26, Z_{Al} = 13$

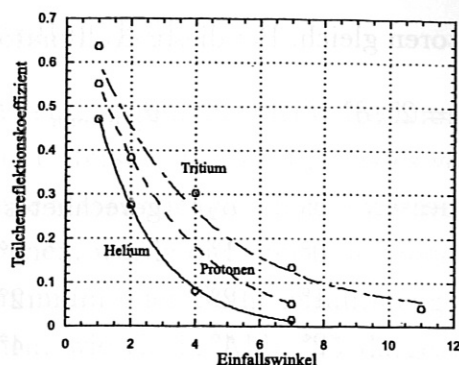


Abbildung 7.2: Fit des Reflektionskoeffizienten

Lochdurchmesser klein ist, kann die Streuung an einer Lochwand auch als Streuung an einer ebenen Wand aufgefaßt werden. Dann gilt für die Streufläche:

$$A_{\vartheta} = \begin{cases} 2\pi l d \sin \vartheta & \text{für } \vartheta \leq \vartheta_{gr} \\ \frac{\pi d^2}{\tan \vartheta} & \text{für } \vartheta > \vartheta_{gr} \end{cases} \quad (7.2)$$

Mit dem TRIM-Programm können nur diskrete Einfallswinkel gerechnet werden.

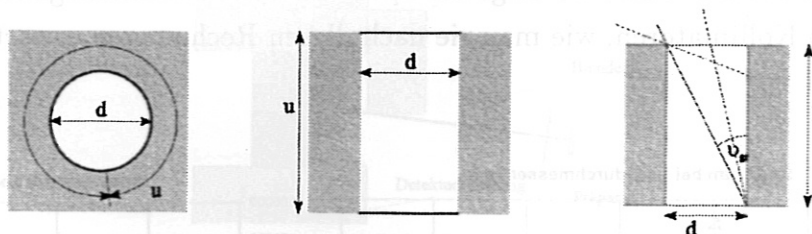


Abbildung 7.3: Streugeometrie für isotropen Teilcheneinfall

Zudem ändert sich das Spektrum der gestreuten Teilchen mit dem Einfallswinkel. Um nun doch die gesamte Streuung abschätzen zu können, wurden die verschiedenen Spektren mit der Streufläche und dem von α_1 und α_2 integrierten Reflektionskoeffizienten gewichtet und auf die Zahl der einfallenden Teilchen normiert. Die Integrationsgrenzen ergaben sich dabei aus dem gerechneten Einfallswinkel und dem Grenzwinkel ϑ_{gr} (siehe Abb. 7.3). Die Azimutalwinkelverteilung der gestreuten Teilchen werden im TRIM-Programm in 15° Schritten gerechnet. Daher wurde bei den Rechnungen nur der Azimutalwinkel 15° verwendet. Dies ist durch die Bedingung des kleinen Kollimatordurchmessers gerechtfertigt. Die Rechnungen wurden für zwei verschiedene Kollimatoren durchgeführt. Der erste Kollimator besteht aus einem 5 mm tiefen Loch mit 2 mm Durchmesser, der Zweite besteht aus 16 Löchern mit 5 mm Tiefe und 0,5 mm Durchmesser. Die Fläche des Lochs bzw. der Löcher sind

dabei bei beiden Kollimatoren gleich. Bei dieser Kollimatorgeometrie folgt:

$$\vartheta_{gr2mm} = 21,8^\circ$$

$$\vartheta_{gr0,5mm} = 5,7^\circ$$

Lochdurchmesser	α_1	α_2	gerechnetes Spektrum
2mm	0°	1°	1°
	1°	2°	2°
	2°	4°	4°
	4°	90°	7°
0,5mm	0°	1°	1°
	1°	2°	2°
	2°	$5,7^\circ$	4°
	$5,7^\circ$	90°	7°

Dabei kann die letzte Integrationsgrenze 90° gesetzt werden, da der Einfluß der großen Einfallswinkel durch den exponentiellen Abfall des Reflektionskoeffizienten unterdrückt wird. Zudem kann der Übergang am Grenzwinkel für das 2 mm Loch vernachlässigt werden. Abb. 7.4 zeigt die Spektren einer Plasmadiagnostik mit den verschiedenen Kollimatoren, wie man sie nach diesen Rechnungen erwarten würde.

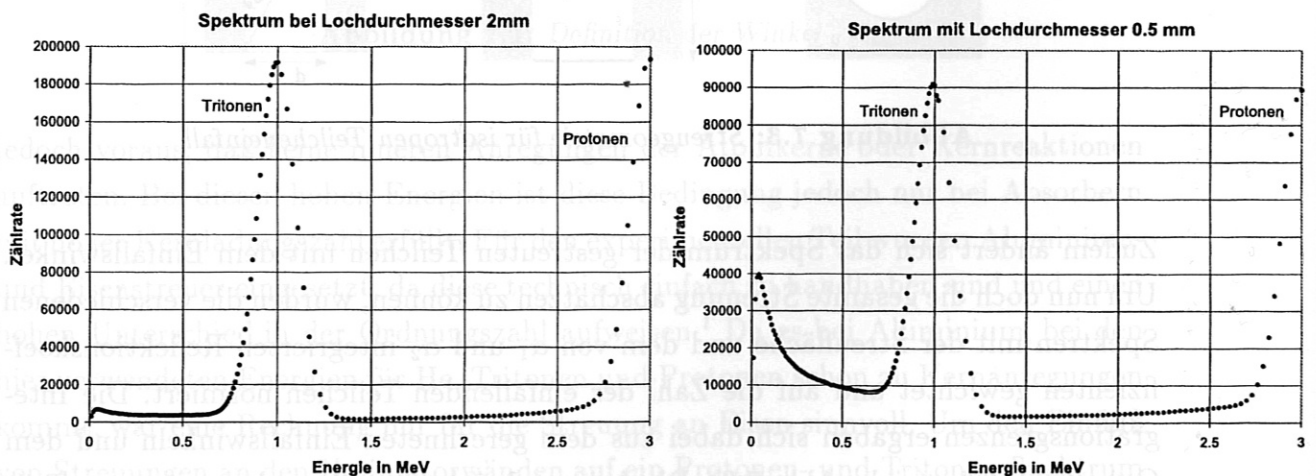


Abbildung 7.4: Spektrum der Kollimatoren bei 2 mm und 0,5 mm Lochdurchmesser

7.1.2 Experimenteller Teil

Die Aufgaben der Experimente waren, die TRIM-Rechnungen mit den Meßergebnissen zu vergleichen und die Untersuchung des Einflusses von Oberflächengeometrien. Zudem sollten verschiedene Materialien verglichen werden. Um die Oberfläche möglichst gut variieren zu können, wurde die streuende Oberfläche aus einzelnen 1 mm dicken Blechen aus Aluminium oder Stahl zusammengesetzt. Dabei wurden drei Oberflächenkonfigurationen, wie sie in Abb. 7.5 dargestellt sind, verwendet. Die

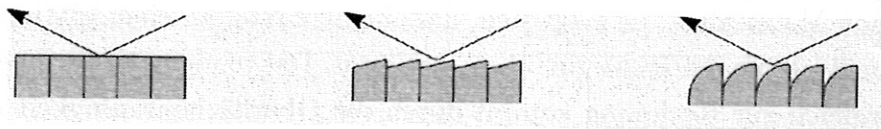


Abbildung 7.5: Oberflächenkonfigurationen

Versuchsanordnung ist in Abb. 7.6 gezeigt. Der Winkel wurde so gewählt, daß er

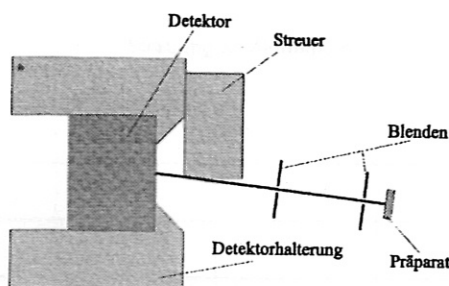


Abbildung 7.6: Versuchsaufbau

mit einer TRIM-Rechnung übereinstimmt und, daß eine möglichst große Detektorfläche den gestreuten Teilchen zur Verfügung stand. Zugleich durften nicht zuviele Teilchen direkt vom Präparat in den Detektor gelangen und dadurch die Streuung überdecken. Es war jedoch trotzdem nötig, daß einige Teilchen den Detektor treffen, um einen Energiemarker zu haben. Als Detektor wurde der BU-Detektor verwendet, da er die beste Energieauflösung besitzt und zudem eine relativ große Oberfläche hat. Als Referenzmessung wurde der Detektor mit einem 1 mm dicken Eisenblech abgedeckt. Dadurch wurden nur die Teilchen gemessen, die direkt in den Detektor gelangten. Um die Gesamtzahl der einfallenden Teilchen zu messen, wurde die Abdeckung vor dem Detektor entfernt.

7.1.3 Meßergebnisse

Um die gemessenen Spektren mit den Rechnungen vergleichen zu können, wurde von der Streuungsmessung die Referenzmessung abgezogen und durch die Anzahl der eingefallenen Teilchen geteilt. Um Fluktuationen im Spektrum auszugleichen wurden jeweils 20 Kanäle zusammengefaßt. Mit Hilfe des Energiemarkers wurde die Energie geeicht. Der niederenergetische Teil ($< \text{Kanal } 50$) des Spektrums wurde dabei abgeschnitten, da hier γ -Pulse des ^{241}Am -Präparat liegen. Abb. 7.7 zeigt die so bearbeiteten Spektren für die verschiedenen Oberflächenkonfigurationen und die verschiedenen Materialien. Es zeigt sich, daß die Streuung an einer glatten Oberfläche mit den Rechnungen recht gut übereinstimmt. Die tendenziell geringere Streuung im Vergleich zur Rechnung kommt durch die Oberflächenrauigkeit des 'glatten' Streuers zustande. Deutlich erkennt man auch den Rückgang der Streuung an den oberflächenstrukturierten Streuern um einen Faktor 4-5. Im Vergleich der Streuung an Aluminium und Eisen zeigt sich bei Aluminium eine um den Faktor 2-3 verringerte Streuung.

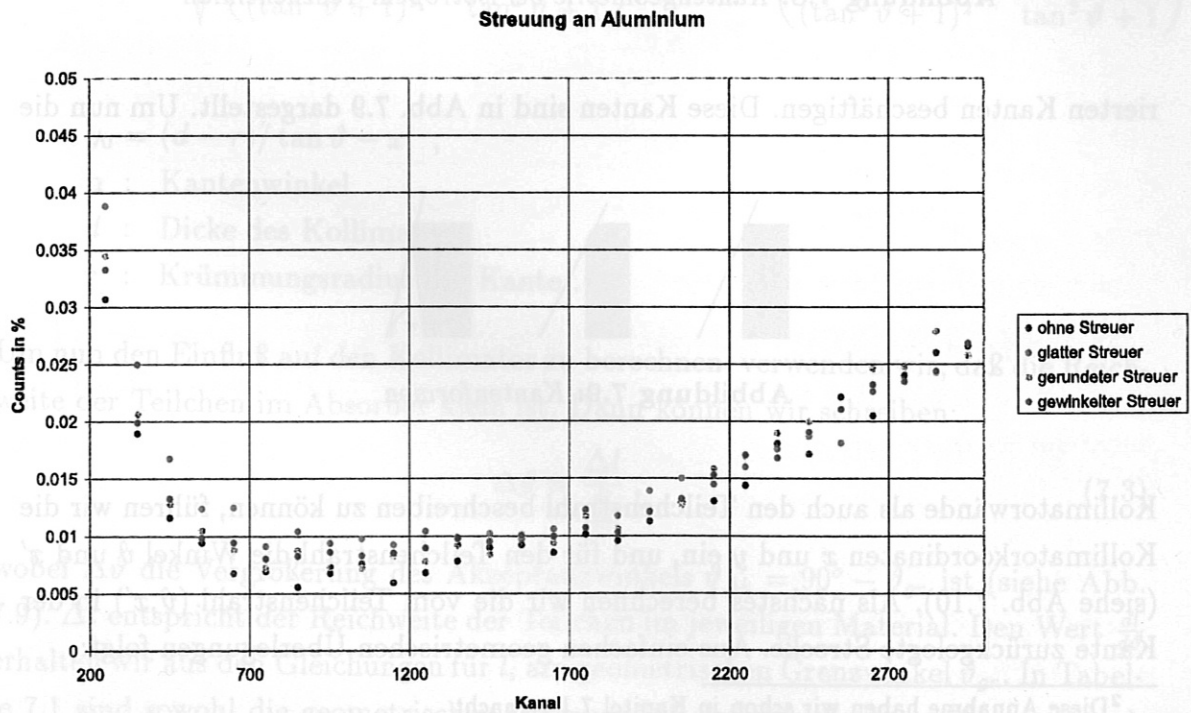
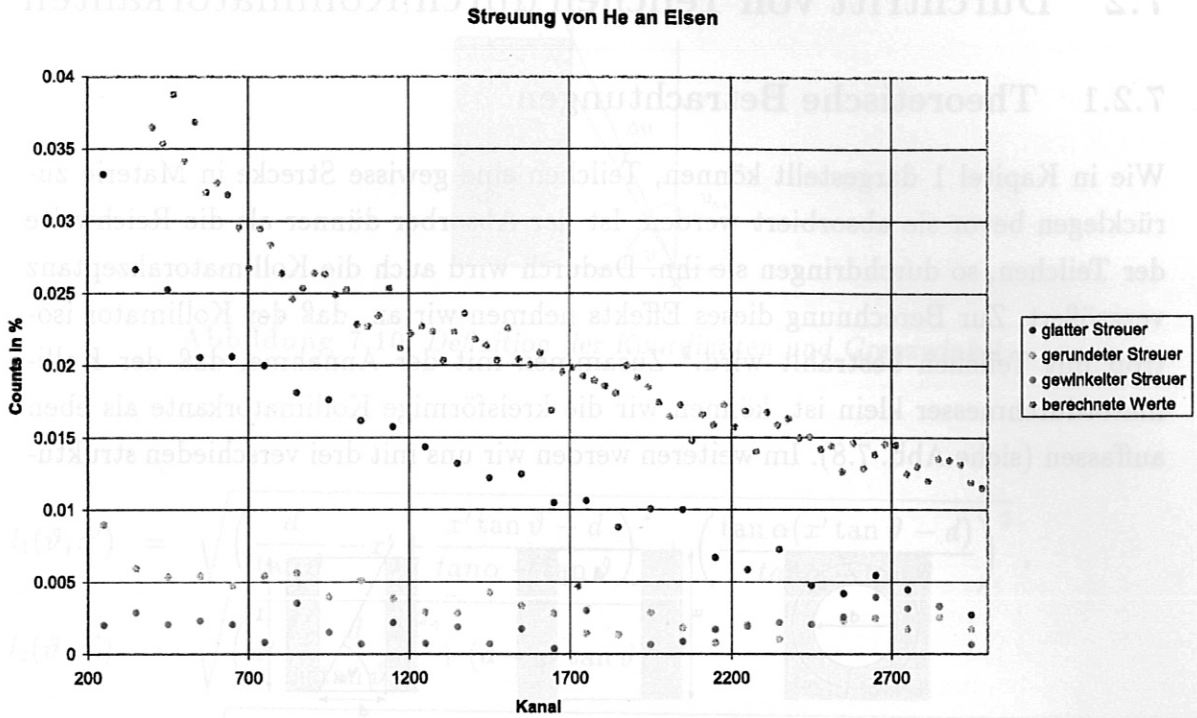


Abbildung 7.7: Spektren bei verschiedenen Oberflächenkonfigurationen

7.2 Durchtritt von Teilchen durch Kollimatoranten

7.2.1 Theoretische Betrachtungen

Wie in Kapitel 1 dargestellt können, Teilchen eine gewisse Strecke in Materie zurücklegen bevor sie absorbiert werden. Ist der Absorber dünner als die Reichweite der Teilchen, so durchdringen sie ihn. Dadurch wird auch die Kollimatorakzeptanz vergrößert. Zur Berechnung dieses Effekts nehmen wir an, daß der Kollimator isotrop mit Teilchen bestrahlt wird.² Zusammen mit der Annahme, daß der Kollimatorendurchmesser klein ist, können wir die kreisförmige Kollimatorkante als eben auffassen (siehe Abb. 7.8). Im weiteren werden wir uns mit drei verschieden struktu-

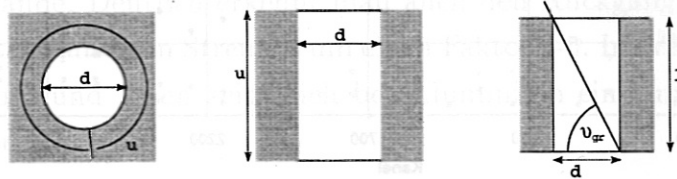


Abbildung 7.8: Kantengeometrie bei isotropem Teilcheneinfall

rierten Kanten beschäftigen. Diese Kanten sind in Abb. 7.9 dargestellt. Um nun die

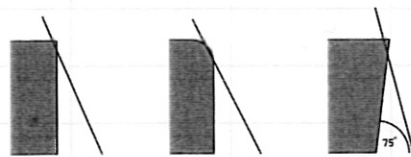


Abbildung 7.9: Kantenformen

Kollimatorwände als auch den Teilchenstrahl beschreiben zu können, führen wir die Kollimatorkoordinaten x und y ein, und für den Teilchenstrahl die Winkel ϑ und x' (siehe Abb. 7.10). Als nächstes berechnen wir die vom Teilchenstrahl (ϑ, x') in der Kante zurückgelegte Strecke. Aus einfachen geometrischen Überlegungen folgt:

²Diese Annahme haben wir schon in Kapitel 7.1 gemacht

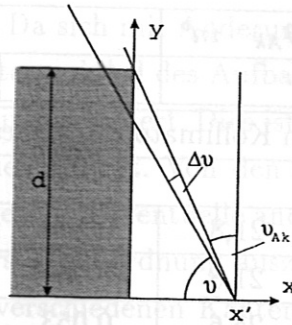


Abbildung 7.10: Definition der Koordinaten und Grenzwinkel

$$l_1(\vartheta, x') = \sqrt{\left(\frac{d}{\tan \vartheta} - x' + \frac{x' \tan \vartheta - d}{\tan \alpha - \tan \vartheta}\right)^2 + \left(\frac{\tan \alpha (x' \tan \vartheta - d)}{\tan \alpha - \tan \vartheta}\right)^2},$$

$$l_2(\vartheta, x') = \sqrt{\left(x' - \frac{d}{\tan \vartheta}\right)^2 + (d - x' \tan \vartheta)^2},$$

$$l_3(\vartheta, x') \approx \sqrt{\left(\frac{y_0^2 \tan^2 \vartheta}{(\tan^2 \vartheta + 1)^2} - \frac{y_0^2 - r^2}{\tan^2 \vartheta + 1}\right)^2 + \tan^2 \vartheta \left(\frac{y_0^2 \tan^2 \vartheta}{(\tan^2 \vartheta + 1)^2} - \frac{y_0^2 - r^2}{\tan^2 \vartheta + 1}\right)^2},$$

$$y_0 = (d - r) / \tan \vartheta - x',$$

α : Kantenwinkel

d : Dicke des Kollimators

r : Krümmungsradius der Kante .

Um nun den Einfluß auf den Kollimator zu berechnen, verwenden wir, daß die Reichweite der Teilchen im Absorber klein ist. Dann können wir schreiben:

$$\Delta \vartheta = \frac{\Delta l}{\frac{dl}{d\vartheta}}, \quad (7.3)$$

wobei $\Delta \vartheta$ die Vergrößerung des Akzeptanzwinkels $\vartheta_{Ak} = 90^\circ - \vartheta_{gr}$ ist (siehe Abb. 7.9). Δl entspricht der Reichweite der Teilchen im jeweiligen Material. Den Wert $\frac{dl}{d\vartheta}$ erhalten wir aus den Gleichungen für l_i am geometrischen Grenzwinkel ϑ_{gr} . In Tabelle 7.1 sind sowohl die geometrischen Grenzwinkel als auch die Vergrößerung durch diesen Effekt für verschiedene Materialien, verschiedene Teilchen und unterschiedliche Kantenformen (siehe Abb. 7.9) dargestellt. Die Teilchen und deren Energien entsprechen den Teilchen aus dem Plasma, bzw. der Strahlung aus dem α -Präparat. Als Materialien wurden bei den Berechnungen Aluminium und Stahl gewählt, da diese auch in den Messungen verwendet wurden. Wie man deutlich erkennt, ist auch

Kantenform	ϑ_{Ak} in°	$\Delta\vartheta$ in°		
		Protonen	Tritonen	${}^4_2\text{He}$
2 mm Kollimatordurchmesser				
Eisenkante				
gewinkelte Kante	21,8	0,233	0,0184	0,0551
normal Kante	21,8	0,1397	0,011	0,0331
gerundete Kante	25,6	0,053	0,00414	0,0126
Aluminiumkante				
gewinkelte Kante	21,8	0,520	0,049	0,153
normal Kante	21,8	0,31	0,029	0,092
gerundete Kante	25,6	0,119	0,0112	0,035
0,5 mm Kollimatordurchmesser				
Eisenkante				
gewinkelte Kante	5,7	0,167	0,0132	0,0395
normal Kante	5,7	0,0438	0,00346	0,0103
gerundete Kante	8,6	0,0131	0,00103	0,0031
Aluminiumkante				
gewinkelte Kante	5,7	0,37	0,035	0,109
normal Kante	5,7	0,098	0,0093	0,028
gerundete Kante	8,6	0,029	0,0028	0,0086

Tabelle 7.1: Akzeptanzwinkel und dessen Vergrößerung

dieser Effekt, wie auch schon die Streuung an Kollimatorwänden, eher gering. Jedoch zeigt sich auch hier, daß der Effekt mit abnehmendem Lochdurchmesser zunehmend wichtiger wird.

7.2.2 Messungen

Zur Messung des Effekts des Durchgangs von Teilchen durch Kanten, wurde wieder auf das ${}^{241}_{95}\text{Am}$ -Präparat zurückgegriffen. Bei der Wahl des Strahlwinkels als auch der Stellung der Kante mußte wieder darauf geachtet werden, daß nicht zu viele Teilchen direkt in den Detektor gelangen. Jedoch wurden einige direkte Teilchen als Energiemarker benötigt. Zudem sollte die Kante möglichst homogen bestrahlt werden. Aufgrund der Kleinheit des Effekts wurde eine Meßzeit von 48 Stunden verwendet. Zudem wurden für die Auswertung jeweils 20 Kanäle zur Glättung zusammengefaßt. Aufgrund der γ -Strahlung des verwendeten Präparats mußten wieder die unteren

Kanäle abgeschnitten werden. Da sich mit Änderung der Kantenform auch zwangsläufig der geometrische Akzeptanzwinkel des Aufbaus ändert, wurden alle Spektren auf den Zählwert der Spektrallinie normiert. Dies ist insofern gerechtfertigt, da keine Verbreiterung der Spektrallinien auftrat. Von den so gewonnenen Spektren wurde eine Referenzmessung abgezogen, um eventuelle andere Effekte durch die Halterungen und Kollimatoren der Versuchsanordnung auszuschließen. In Abb 7.11 sind so bearbeitete Spektren für die verschiedenen Kantenformen und Materialien dargestellt. Es wurde nur das niederenergetische Spektrum dargestellt, da hier der Effekt

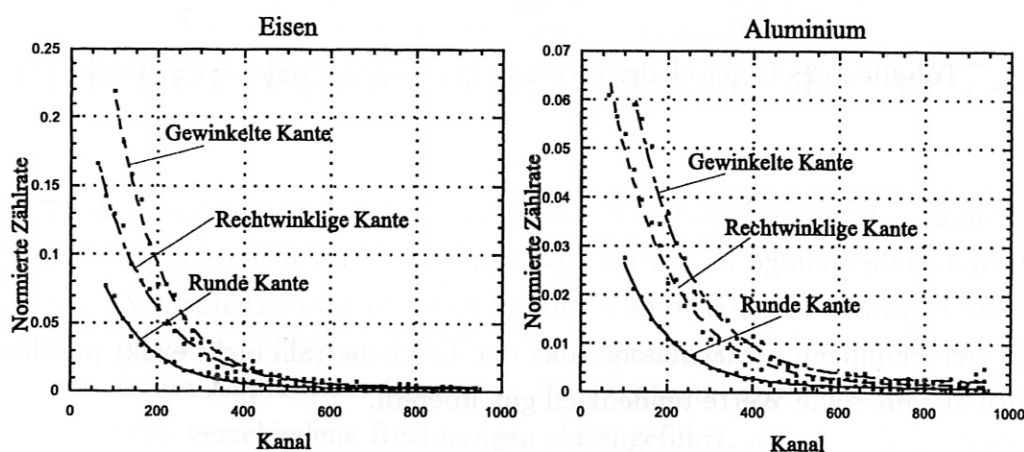


Abbildung 7.11: Spektren bei verschiedenen Kantengeometrien

besonders deutlich ist. Als Fit wurde eine Exponentialfunktion der Form $a + be^{-cx}$ verwendet. Diese repräsentiert den Verlauf des Spektrums recht gut. Um die Anzahl N der Teilchen, die durch die Kante gehen abschätzen zu können, wurde das Integral der Exponentialfunktion herangezogen:

$$N \approx \int_0^{\infty} be^{-cx} dx = \frac{c}{d}. \quad (7.4)$$

Zum Vergleich mit den Berechnungen wurde angenommen, daß die Anzahl der Teilchen, die durch die Kante gehen, proportional zur Vergrößerung des Akzeptanzwinkels ist, d.h. $N \propto \Delta\vartheta$. Um den Einfluß eventueller Fehler bei der Justierung der Meßapparatur zu eliminieren, ist es zweckmäßig nicht N , sondern die Verhältnisse aus den verschiedenen Messungen mit den Berechnungen zu vergleichen. In Tabelle 7.2 sind die gemessenen und berechneten Verhältnisse dargestellt. Dabei sind die berechneten Werte für die verschiedenen Materialien gleich, da sich die unterschiedlichen Reichweiten in den Verhältnissen herausheben. Die Meßergebnisse weichen zum Teil stark von den gerechneten Werten ab. Dies ist vor allem durch die herstel-

Verhältnis	theoretischer Wert	Meßwert
Aluminium		
<u>rechtwinklig</u> <u>gewinkelt</u>	0,620	0,683±0.002
<u>gerundet</u> <u>rechtwinklig</u>	0,546	0,603 ±0.001
<u>gewinkelt</u> <u>gerundet</u>	2,960	2,424±0.003
Eisen		
<u>rechtwinklig</u> <u>gewinkelt</u>	0,620	0,683±0.002
<u>gerundet</u> <u>rechtwinklig</u>	0,546	0,565 ±0.003
<u>gewinkelt</u> <u>gerundet</u>	2,960	3,390±0.004

Tabelle 7.2: Vergleich der theoretischen und experimentellen Werte

lungsbedingten Rauigkeiten der Oberfläche bedingt. Da die Reichweite der Teilchen in den Materialien einige 10 μm betragen und die Oberflächenrauigkeit zum Vergleich ca. 16 μm beträgt, ist dieser Einfluß nicht zu unterschätzen. Zudem wurde bei den Berechnungen vernachlässigt, daß der Teilchenstrahl nicht exakt parallel ist. Dennoch stimmen die Werte tendenziell gut überein.

7.3 Ergebnisse

Um den Pitch-Winkel der Meßsonde zu erhöhen, versucht man möglichst kleine Kollimatorlöcher zu verwenden. Wie man in Kapitel 7.1.1 sieht, spielt die Streuung an Kollimatorwänden für Löcher die einen Durchmesser von über 0,5 mm haben, eine untergeordnete Rolle. Bei einer eventuellen Verkleinerung der Lochdurchmesser kann jedoch der Einfluß der Streuung durch Strukturierung der Kollimatorwände und der Verwendung von Materialien mit kleiner Ordnungszahl minimiert werden. Eine solche Strukturierung ist z.B. durch einen Aufbau des Kollimators durch Bleche möglich. Bei den bisher verwendeten Diagnostiken war dies nicht nötig. So waren in den Versuchen weder eine Verbreiterung der Spektallinien noch ein signifikanter Anstieg der Zählrate in der Spektrallinienumgebung zu bemerken. Diese Ergebnisse stimmen mit den Untersuchungen zum Durchgang der Teilchen durch Kanten weitgehend überein. Auch hier wird der Effekt mit abnehmendem Lochdurchmesser größer. So beträgt die Aufweitung des Kollimatorakzeptanzwinkels bei einem Lochdurchmesser von 0,5 mm bis zu 6,5 %, während es bei einem 2 mm Loch nur bis zu 2,4 % sind.

Kapitel 8

Einsatz der Diagnostik mittels geladener Fusionsprodukte an W7-X

Um eine Diagnostik mittels geladener Fusionsprodukte an einem Stellarator einsetzen zu können, ist es wichtig die örtliche Verteilung der Fusionsprodukte, die das Plasma verlassen, zu kennen. Diese örtliche Verteilung legt dann den besten Einsatzort für die Diagnostik am Experiment fest. Frau Dr. E. Strumberger hat zur Ermittlung von Verteilungen verschiedene Rechnungen durchgeführt, auf die ich im folgenden eingehen möchte.

Das verwendete Programm besteht aus drei Code-Paketen. Eines dieser Pakete berechnet für das erwünschte Szenario das Gleichgewichtsmagnetfeld [25]. Mit diesem Gleichgewichtsmagnetfeld werden, zusammen mit der Anfangsverteilung für die Energie und die Pitchwinkel, die Teilchenbahnen berechnet. Dafür wird der GC-Code (Guiding Center-Code) verwendet. Dieser Code berechnet unter Berücksichtigung von Pitchwinkelstößen die Teilchenbahnen innerhalb der LCMS (Letzte Geschlossene Flußfläche). Das dritte Code-Paket berechnet mittels des GOURDON-Codes, unter Berücksichtigung der Einbauten (z.B. Divertor), die Teilchenbahnen außerhalb der LCMS. Als Szenario wurde ein typisches hoch- $nT_i\tau_E$ -Szenario mit folgenden Parametern gewählt:

$$\begin{aligned} nT_i\tau_E &= 1,73 \cdot 10^{20} \text{keVsm}^{-3} & , & \quad n(0) = 3 \cdot 10^{20} \text{m}^{-3} & , & \quad T_i = 2,85 \text{keV} & , \\ \tau_E &= 202 \text{ms} & , & \quad B = 3 \text{T} & & \quad \langle \beta \rangle = 2,5\% & . \end{aligned}$$

Die Fusionsrate wurde von mir aus der Dichte und Temperaturverteilung unter Zuhilfenahme der empirischen Gleichung [18]:

$$\langle \sigma v \rangle = 10^{-6} \exp \left(\frac{a_1}{T^r} + a_2 + a_3 T + a_4 T^2 + a_5 T^3 + a_6 T^4 \right) \quad (8.1)$$

und Gleichung (3.6) berechnet. Die Parameter der $d + d \rightarrow t + p$ Reaktion sind dabei:

$$\begin{aligned}
 a_1 &= -15,512, & a_2 &= -35,318, & a_3 &= 1,29 \cdot 10^{-2}, \\
 a_4 &= 2,679 \cdot 10^{-4}, & a_5 &= -2,919 \cdot 10^{-6}, & a_6 &= 1,275 \cdot 10^{-8}, \\
 r &= 0,3735.
 \end{aligned}$$

In Abb. 8.1 ist der Temperatur- und Dichteverlauf und der Verlauf der Reaktionsrate über die radiale magnetische Koordinate s dargestellt. Die Rechnungen wurden mit

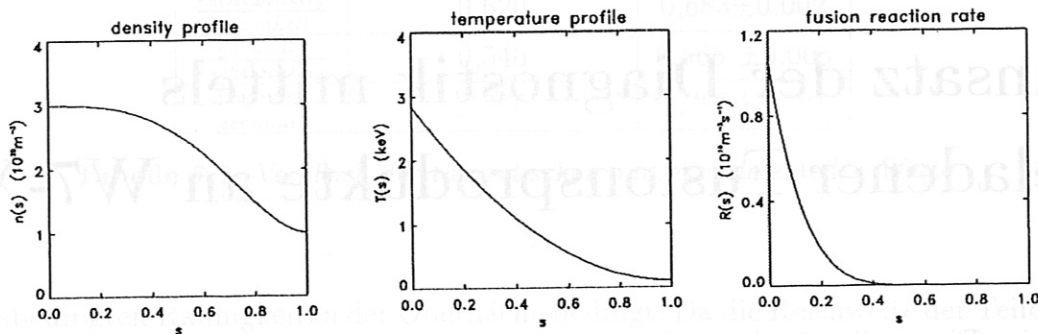


Abbildung 8.1: Verlauf der Dichte, Temperatur und Reaktionsrate über s

einer anfänglich isotropen Pitch-Winkelverteilung und der Reaktionsrate als Quellstärke der Teilchen, unter Berücksichtigung von Stößen mit dem thermischen Plasma durchgeführt. Aufgrund der Symmetrie wurde die Rechnung nur für ein Segment von W7-X gerechnet. Da die Protonen eine weit höhere Energie besitzen, konnten im Vergleich zu den Tritonen weniger Teilchen gerechnet werden.¹ Als Anfangsenergie wurden für die Protonen 3 MeV und für die Tritonen 1 MeV angenommen. In Abb. 8.2 ist sowohl die Energie als auch die Pitchwinkelverteilung, repräsentiert durch $\eta = v_{||}/v_{ges}$ für Teilchen, die die letzte geschlossene Flußfläche verlassen, dargestellt. Zur Orientierung sind dabei die Spulen mit eingezeichnet. Wie man deutlich an der Energieverteilung erkennt, treten vorwiegend Teilchen mit der vollen Energie aus dem Plasma (siehe auch Abb. 8.4). Dies entspricht der Annahme, die bei den bisherigen Diagnostiken gemacht wurde. Wobei, wie aus der Pitchwinkelverteilung zu ersehen ist, ausschließlich gefangene Teilchen² das Plasma verlassen. In Abb. 8.3 sind die Pitchwinkelverteilungen der Teilchen auf der LCMS nochmals abgebildet. Man erkennt deutlich einen Peak in der Pitchwinkelverteilung bei negativen Winkeln. Das kommt durch die $\nabla B \times B$ -Drift der Teilchen zustande. Durch die unterschiedlichen Lagen der Driftflächen relativ zu den Flußflächen für positive und negative Pitchwinkel treten auch unterschiede in den Teilchenverlusten für diese Pitchwinkel auf. Durch die Stöße im Plasma werden, wie man an der Energieverteilung erkennt,

¹Tritonen: 28064 Teilchen; Protonen: 12335 Teilchen

² $|\eta| \leq 0,5$

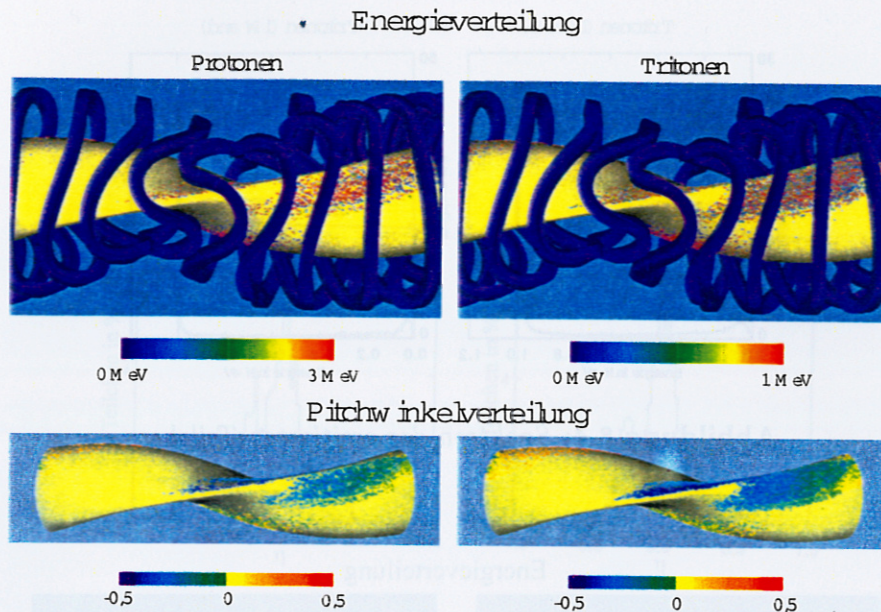


Abbildung 8.2: Energie- und Pitchwinkelverteilung von austretenden Teilchen

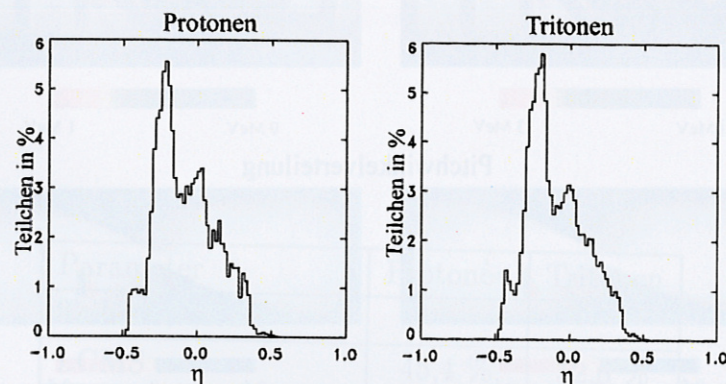


Abbildung 8.3: Pitchwinkelverteilung an der letzten Flußfläche

die Spektrallinien leicht asymmetrisch verbreitert (siehe Abb. 8.4). Die in der Abbildung auftretenden Unterschiede sind auf statistische Effekte zurückzuführen. In Abb. 8.5 sind sowohl die Energie- als auch die Pitchwinkelverteilungen an der ersten Wand dargestellt. Es treffen weit weniger Teilchen auf die erste Wand als aus der LCMS austreten. Das ist darauf zurückzuführen, daß ein Großteil dieser Teilchen auf den Divertor trifft. Man erkennt auch deutlich den Einfluß der magnetischen Ripple durch die Spulen. Die Teilchen treffen bevorzugt zwischen den Spulen auf die Wand. Unterschiede treten auch beim Vergleich der Pitchwinkelverteilungen an der LCMS und der 1. Wand auf (siehe Abb. 8.6). Im Gegensatz zur Verteilung an der LCMS trifft hier kein Peak bei negativen Pitchwinkeln auf. Dieser Effekt beruht sehr

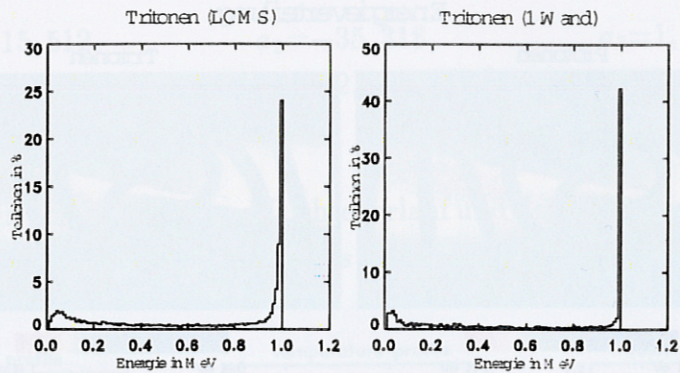


Abbildung 8.4: Spektren der emittierten Teilchen

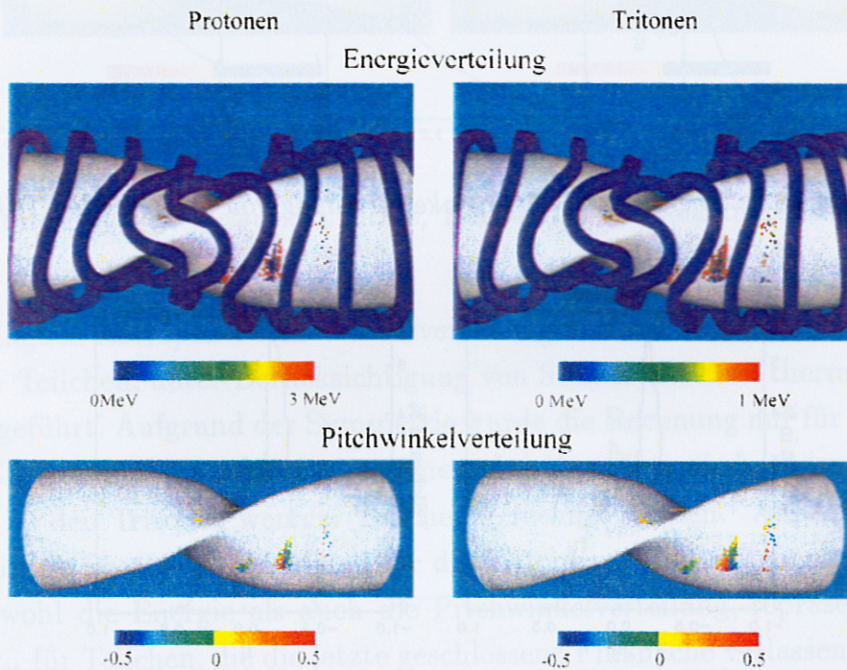


Abbildung 8.5: Energie- und Pitchwinkelverteilung von den auf die 1.Wand treffenden Teilchen

wahrscheinlich auf dem Einfluß der magnetischen Inseln außerhalb des Plasmas. In Tabelle 8.1 sind nochmals alle wichtigen Größen zusammengestellt.

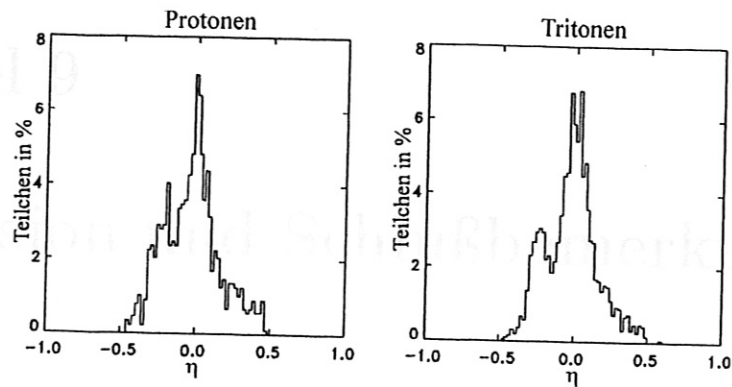


Abbildung 8.6: Pitchwinkelverteilung an der 1. Wand

Parameter	Protonen	Tritonen
Teilchenverlust		
LCMS	45,4 %	52,6 %
1. Wand	7,2 %	6,7 %
Energieverlust		
LCMS	28,8 %	34,0 %
1. Wand	3,7 %	4,4 %
mittlerer Pitchwinkel		
LCMS	-0,079	-0,092
1. Wand	-0,026	-0,017

Tabelle 8.1: Einige Parameter der Teilchen an der LCMS und der 1. Wand

Kapitel 9

Diskussion und Schlußbemerkungen

9.1 Schlußfolgerungen

Wie wir in Kapitel 8 gesehen haben, kann Licht aus dem Plasma im Detektor zu einer Verbreiterung von Spektrallinien führen. Ein beispielhaftes Spektrum des vom Plasma emittierten Lichts ist in Abb. 9.1 dargestellt. Dadurch werden die Meßergeb-

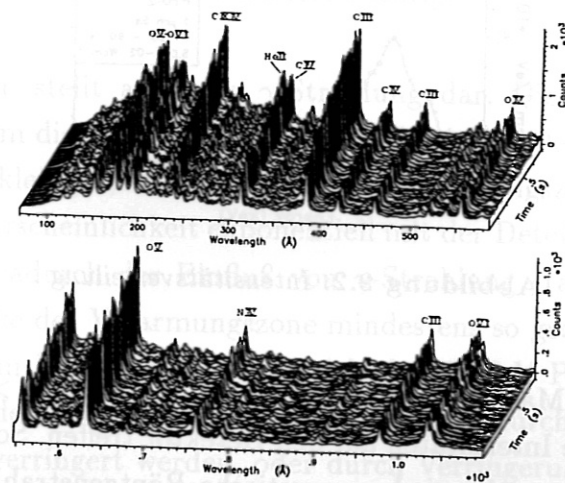


Abbildung 9.1: Plasmastrahlung an W7-AS

nisse der Diagnostik mittels geladener Fusionsprodukte beeinträchtigt. Dieser Effekt tritt auch bei metallbeschichteten Detektoren auf, da diese meist nur eine sehr dünne Metallbedampfung haben (ca. 50 nm). Da in den bisherigen Diagnostiken der Detektor direkt hinter dem Kollimator sitzt (siehe Abb. 3.6), kann dieser Effekt nur

durch relativ dicke zusätzliche Metallfolien unterdrückt werden. Dazu wird meist Aluminium-Folie verwendet. Diese Folien müssen aus Gründen der Eigenstabilität relativ Dick sein (einige μm). Das hat jedoch zur Folge, daß die geladenen Fusionsprodukte in der Folie relativ viel Energie verlieren. Zudem wird die Spektrallinie durch Energiestraggling in der Folie verbreitert. Die Dicke der Metallschicht kann dadurch verringert werden, daß man das Metall direkt auf den Detektor aufdampft. Dadurch kann auf die Eigenstabilität der Folie verzichtet werden. Zudem könnte auch ein Metall verwendet werden, das eine höhere Plasmafrequenz besitzt als Aluminium. Dadurch könnte die Schichtdicke weiter reduziert werden.

Anders als bei Licht kann Röntgenstrahlung nur wenig durch eine dünne Metallbeschichtung beeinflusst werden. In Abb. 9.2 ist ein Spektrum eines Plasmas in W7-AS dargestellt. Das Spektrum wurde durch einen $25\ \mu\text{m}$ bzw. $1\ \mu\text{m}$ dicken Beryllium-

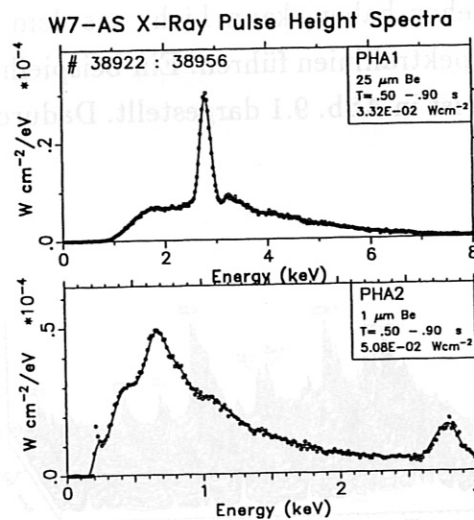


Abbildung 9.2: Intensitätsverteilung

Filter aufgenommen. Man erkennt deutlich, daß für Energie $>1\text{keV}$ auch beim $25\ \mu\text{m}$ dicken Filter hohe Intensitäten auf den Detektor treffen. Somit kann durch eine Metallbeschichtung nur sehr niederenergetische Röntgenstrahlung verringert werden. Diese Verringerung kann verbessert werden, indem man Beschichtungen mit hoher Kernladungszahl verwendet (siehe Kapitel 1). Abbildung 9.3 zeigt die Ansprechwahrscheinlichkeit in Abhängigkeit der Strahlungsenergie für einen Detektor, hinter einer $1\ \mu\text{m}$ dicken Aluminium- bzw. Goldfolie. Gold eignet sich aufgrund seiner geringen Plasmafrequenz jedoch nicht als Detektorbeschichtung. Jedoch ist Platin als Beschichtung sehr gut geeignet und es besitzt nur eine um eins kleinere

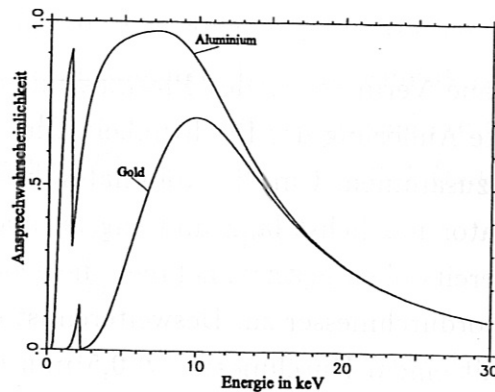


Abbildung 9.3: Ansprechwahrscheinlichkeit für verschiedene Materialien

Ordnungszahl als Gold. Somit ist die Röntgenabsorption von Platin der von Gold sehr ähnlich. Die Verbreiterung von Spektrallinien durch Röntgenstrahlung kann auch durch Verkleinerung der Shaping-time verringert werden. Dabei muß jedoch der Einfluß des dadurch gesteigerten Rauschens berücksichtigt werden. Pile-up-Rejector-Schaltungen können nur ab einer gewissen Schwellenenergie solche Verbreiterungen reduzieren. Dabei haben sie den Nachteil, daß sie 'verbreiterte' Pulse unterdrücken, und dadurch die Statistik verringern. Da der Bereich der weichen Röntgenstrahlung den größten Teil der vom Plasma emittierten Strahlung ausmacht, sind die hier erwähnten Effekte für Diagnostiken besonders wichtig.

Ein weiteres Problem stellt auch die γ -Strahlung dar. Diese kann z.B. die ${}^3\text{He}$ -Linie überdecken. Um die Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors gegenüber dieser Strahlung zu verkleinern, kann die Dicke der Verarmungszone verringert werden. Da die Ansprechwahrscheinlichkeit exponentiell mit der Detektordicke abfällt (siehe Kapitel 5.3), kann dadurch der Einfluß von γ -Strahlung stark verringert werden. Jedoch muß die Dicke der Verarmungszone mindestens so groß sein, wie die Reichweite der Teilchen im Detektor. Die entspricht bei 3 MeV Protonen ca. $90 \mu\text{m}$ in Silizium. Die Dicke der Verarmungszone kann entweder durch die Verwendung sehr dünner Detektoren verringert werden, oder durch Verringerung der Sperrspannung am Detektor (siehe Kapitel 2).

Da die Reichweite von niederenergetischen geladenen Teilchen ($E \leq 20 \text{ keV}$) in Festkörpern sehr gering ist¹, kann bereits eine dünne Beschichtung den Einfluß dieser Teilchen unterdrücken.

¹z.B. 20 keV Protonen in Silizium: $0,21 \mu\text{m}$

Wichtig für eine genaue Vermessung des Plasmas mit dieser Art von Diagnostik ist, eine möglichst gute Auflösung des Pitchwinkels. Dies hängt unmittelbar mit der Kollimatorgeometrie zusammen. Um die Kollimatorakzeptanz zu verkleinern wäre es nötig, den Kollimator möglichst lang und eng zu machen. Dabei treten jedoch Probleme auf. Wie bereits oben gezeigt, nehmen die geometrischen Effekte mit abnehmendem Kollimatordurchmesser zu. Desweiteren ist es technisch nicht möglich, 5 mm tiefe Löcher mit einem Durchmesser $< 0,5$ mm herzustellen. Um dies alles zu umgehen, möchte ich hier eine Methode zur Herstellung engerer Kollimatoren vorstellen. Die Fertigung eines solchen Kollimators ist nach Rücksprache mit einem Konstrukteur in der erforderlichen Genauigkeit ohne weiteres möglich. So kann der Kollimator aus drei Teilen gefertigt werden. Der Block besteht aus einem Klein- Z -Material in den, je nach gewünschter Zählrate bzw. Kollimatorfläche, beliebig viele und relativ große (2-5 mm \varnothing) Löcher gebohrt sind. Die Dicke des Blocks entspricht der Kollimatorlänge. Die Löcher sollten aber einen größeren Abstand Δl haben, als die Reichweite der Teilchen im gewählten Material. Über diesen Block werden nun an beiden Seiten ca. 0,5 - 1 mm dicke Bleche aus einem gut absorbierenden Material gelegt (z.B. Stahl). In einem so dünnen Material ist es ohne weiteres möglich Löcher von bis zu 0,2 mm Durchmesser zu bohren. Mittels Erodieren können sogar Löcher von bis zu 0,05 mm Durchmesser erzeugt werden. In Abb. 9.4 ist ein solcher Kollimator zu sehen. Durch die Verwendung von Materialien mit kleinem Z als Block, oder

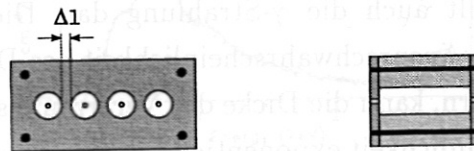


Abbildung 9.4: Kollimator

der Beschichtung der Löcherinnenseiten mit solchen Materialien werden Streuungen der Teilchen unterdrückt. Dazu trägt auch der relativ große Lochdurchmesser bei. Das Material der Bleche sorgt für eine Abschirmung des Inneren des Sondenkopfes gegenüber γ - und Röntgenstrahlung. Zudem wird durch die Verwendung von Materialien mit großem Z der Kanteneffekt reduziert.

Wie wir in Kapitel 2.4 gesehen haben, kann die Auflösung von Detektoren durch das Absenken der Leckströme erhöht werden. Unabhängig von Umgebungseinflüssen kann dies durch kühlen der Halbleiterdetektoren erreicht werden. In Kapitel

2 haben wir gesehen, daß für die Leitfähigkeit σ in Halbleitern gilt: $\sigma \propto n$. Wo bei n stark von der Temperatur abhängt. Um den Einfluß einer Kühlung auf den Leckstrom abzuschätzen nehmen wir an, daß Kanteneffekte vernachlässigbar sind, was für PIPS-Detektoren gut erfüllt ist.² Somit gilt mit $I_{Leck} \propto \sigma$:

$$\frac{I_{T1}}{I_{T2}} \approx \frac{T_1^{3/2} e^{-\frac{\Delta E}{kT_1}}}{T_2^{3/2} e^{-\frac{\Delta E}{kT_2}}}, \quad (9.1)$$

d.h. bei einer Kühlung von 30 °C auf 0 °C reduziert sich der Leckstrom, für einen Silizium-Detektor, um den Faktor 180. Es ergibt sich eine Reduktion des leckstrominduzierten Rauschens um den Faktor 13. Zudem ist auch das thermische Eigenrauschen des Detektors für das Auflösungsvermögen verantwortlich. Daraus ergibt sich eine Reduktion des thermischen Rauschens aus Gl. (C.9), bei Abkühlung von 30 °C auf 0 °C, um ca. 5 %. Außerdem können durch Kühlung des Sondenkopfes Temperaturdriften der Eichung verhindert werden. Eine Möglichkeit für solch eine Kühlung wäre mittels eines Peltier-Elements. Dies ist einfach zu handhaben und kann leicht geregelt werden. Dieses Verfahren wurde schon von Leinberger [26] vorgeschlagen. Zur thermischen Isolation könnte der Sondenkopf zweiwandig ausgeführt werden (siehe Abb. 9.5).

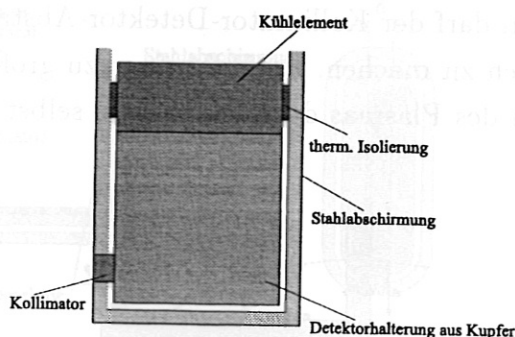


Abbildung 9.5: Gekühlte Sonde

Weitere Vorteile hätte die Installation des Vorverstärkers und des Leitungstreibers direkt an den Detektor ins Vakuum. Laut einigen Elektronikern ist dies ohne weiteres möglich und schon häufig durchgeführt worden. Dadurch könnten elektromagnetische Einstreuungen in Verbindungen zwischen Detektor und Elektronik reduziert werden. Bei einer Kühlung der Sonde könnte zudem das Rauschen des Vorverstärkers reduziert werden.

²siehe Kapitel 2.4

Beim Aufbau einer solchen Diagnostik ist es auch wichtig den richtigen Detektor zu verwenden. In den heutigen Diagnostiken sind fast ausschließlich PIPS-Detektoren im Einsatz. Jedoch weist Bonheure [27] darauf hin, daß Detektoren aus Halbleitermaterial mit geringer Leitfähigkeit eine bessere Auflösung aufweisen, obwohl sie von derselben Bauart sind. Dies ist auf die höhere Reinheit des Materials zurückzuführen.

9.2 Diskussion einer neuen Sondengeometrie für W7-X

Ein Weg, die störenden Einflüsse von Licht-, Röntgen- und γ -Strahlung zu eliminieren, ist das Entfernen des Detektors aus der direkten Sichtlinie des Kollimators. Dafür ist es nötig, die Gyration der Fusionsprodukte im Magnetfeld auszunutzen. Wie wir in Kapitel 8 gesehen haben, beträgt der Pitch-Winkel der Teilchen die dem Plasma entkommen im Fusionsexperiment W7-X, $|\eta| \leq 0,5$. Bei einem Magnetfeld von 3 T entspricht dies Gyrationen von mindestens 4,1 cm und maximal 8,3 cm für Tritonen und Protonen, bzw 1,8 cm und 3,8 cm für ${}^3\text{He}$. Um die Gyration sinnvoll auszunutzen, muß der Detektor außerhalb der Sichtlinie des Kollimators angebracht werden. Zudem darf der Kollimator-Detektor-Abstand nicht zu groß sein, um die Sonde unhandlich zu machen. Im Falle einer zu großen Sonde kann es zur Abschattung von Teilen des Plasmas durch die Sonde selbst kommen. Ein anderes

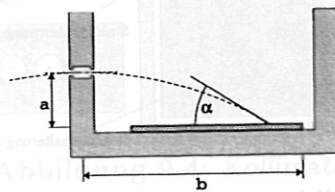


Abbildung 9.6: Sondengeometrie

Kriterium ist, daß der Einfallswinkel der Teilchen auf den Detektor nicht zu klein ist, um Rückstreuung zu vermeiden. Außerdem wird durch einen schrägen Einfall die effektive Totschicht des Detektors vergrößert. Durch die geometrische Umgestaltung der Sonde, sollte diese effektive Totschicht dünner sein, als die bisher verwendeten Folien. Für einen Detektor mit einer Totschicht von ca. 50 nm wäre die effektive Totschicht für einen Einfallswinkel von 30° ca. 100 nm (siehe Kapitel 2.4.3). Dieser

Winkel ist groß genug, um Rückstreuung an der Totschicht zu vermeiden. Für die minimalen Ausdehnungen für a und b ergibt sich daraus, bei einem Feld von 3 T, für $a=1,1$ cm und $b=4,2$ cm. Bei einem Feld von 2 T, ergibt sich für $a=1,6$ cm und für $b=6,2$ cm. Die direkte Sichtlinie für einen 5 mm dicken Kollimator mit 1 mm Durchmesser wäre im Vergleich $11,3^\circ$. Um die Auflösung des Detektors zu optimieren (Rauschen \propto Detektorkapazität³) und die Pitchwinkelauflösung weiter zu steigern, sollte der Detektor als schmaler Streifen ausgelegt sein. Zudem wäre es vorteilhaft, die äußere Geometrie der Sonde möglichst kompakt zu halten, um Abschaltungseffekte zu minimieren. Durch Auswahl der Kollimatortiefe und des Durchmessers kann auch verhindert werden, daß langsame Deuteronen aus dem Plasma auf den Detektor treffen. Für einen Kollimator mit 5 mm Tiefe und einem Durchmesser von 1 mm, verschwindet die Transmission für Teilchen mit einem Gyrationradius von kleiner als ca. 2,5 cm (bei 3 T entspricht dies 136 keV Deuteronen mit $\eta = 0$). Durch Gestaltung der Geometrie im Inneren der Sonde können auch Lichtreflexionen verkleinert werden. So kann durch Abschrägen der Innenwände um den Winkel $\varphi \geq \arctan(\text{Durchmesser}/\text{Länge})$ direkte Reflektion von Licht auf den Detektor vermieden werden. Dazu beitragen kann auch eine Schwärzung der Innenseite. Abb. 9.7 zeigt einen Vorschlag für eine solche Sonde. Eine weitere Verbesserung der

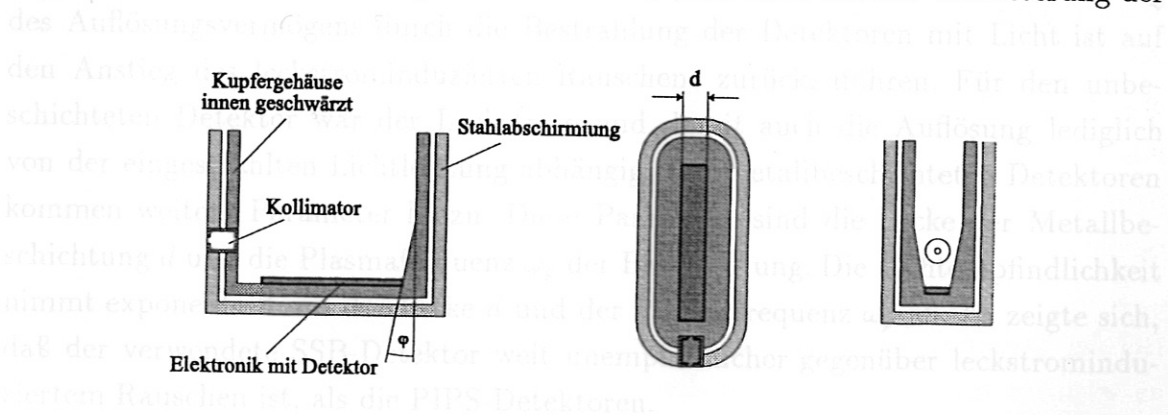


Abbildung 9.7: Vorschlag für eine Sonde

Pitchwinkelauflösung könnte durch die Verwendung von ortsauffösenden Detektoren erreicht werden. Mit diesen Detektoren kann der Gyrationradius, und damit zusammen mit der gemessenen Energie, der Pitchwinkel gemessen werden.

³siehe Anhang C

Kapitel 10

Diskussion der Ergebnisse

Wie wir in den experimentellen Kapiteln gesehen haben, können speziell die Einflüsse elektromagnetischer Strahlung sehr gut durch die eingeführten Formeln abgeschätzt werden. Dadurch ist es auch möglich, den Einfluß einzelner Parameter zu bestimmen.

Bei der Untersuchung der Lichtempfindlichkeit der Detektoren wurde festgestellt, daß auch metallbeschichtete Detektoren lichtempfindlich sind. Die Verschlechterung des Auflösungsvermögens durch die Bestrahlung der Detektoren mit Licht ist auf den Anstieg des leckstrominduzierten Rauschens zurückzuführen. Für den unbeschichteten Detektor war der Leckstrom und damit auch die Auflösung lediglich von der eingestrahlten Lichtleistung abhängig. Bei metallbeschichteten Detektoren kommen weitere Parameter hinzu. Diese Parameter sind die Dicke der Metallbeschichtung d und die Plasmafrequenz ω_p der Beschichtung. Die Lichtempfindlichkeit nimmt exponentiell mit der Dicke d und der Plasmafrequenz ω_p ab. Es zeigte sich, daß der verwendete SSB-Detektor weit unempfindlicher gegenüber leckstrominduziertem Rauschen ist, als die PIPS-Detektoren.

Anders als bei Licht, zeigen alle Detektoren die gleiche Empfindlichkeit gegenüber Röntgenstrahlung. Die jeweiligen Beschichtungen der Detektoren beeinflussen die Ansprechwahrscheinlichkeit der Detektoren kaum. Selbst die aluminiumbeschichtete 1,5 μm Mylar-Folie verändert die Ansprechwahrscheinlichkeit nur wenig (siehe Kapitel 5.2). Die Verbreiterung von Spektrallinien beruht hierbei auf Pile-up-Effekten. Außer von der eingestrahlten Röntgenleistung hängt dieser Effekt von der Shaping-time der Anordnung ab. So sinkt die Verbreiterung mit abnehmender Shaping-time.

γ -Strahlung kann, im Vergleich zur Röntgenstrahlung, noch schlechter durch Beschichtungen absorbiert werden. Anders als Röntgenstrahlen tragen γ -Strahlen auf-

grund ihrer relativ geringen Intensität, kaum zur Verbreiterung von Spektrallinien bei. Jedoch können ihre Pulse im Detektor Spektrallinien im niederenergetischen Bereich überdecken. So ist es nur unter besonders guten Umständen möglich, die ${}^3_2\text{He}$ -Linie aus dem Plasma zu sehen. Die Ansprechwahrscheinlichkeit der Detektoren ist jedoch stark von der Detektordicke abhängig. Somit kann sie durch Verringerung der Dicke minimiert werden.

Niederenergetische geladene Teilchen können, wie Röntgenstrahlen, zur Verbreiterung von Spektrallinien beitragen. Besonders bei hohen Teilchenflüssen kommt es zu Pile-up-Effekten. Die dadurch entstehende Verbreiterung kann, analog zur Verbreiterung durch Röntgenstrahlung, berechnet werden. Daher gilt für den Einfluß niederenergetischer geladener Teilchen das für die Röntgenstrahlung gesagte. Da die Energien der Teilchen meist unterhalb des Auflösungsvermögens des Detektors und der Elektronik liegen, könnte es bei kleinen Teilchenflüssen nur zu einem Anstieg des Rauschens kommen. In den Experimenten konnte dies jedoch nicht nachgewiesen werden.

Die geometrischen Effekte, wie Streuung im Kollimator und Durchgang der Teilchen durch die Kanten des Kollimators, stellten sich als relativ gering heraus. Insbesondere stellen sie für die heutigen Kollimatoren (ca. 1,5 mm \emptyset) kein Problem dar. Bei einer Verkleinerung des Kollimatordurchmessers werden diese Effekte jedoch zunehmend wichtiger. So sind sie für Kollimatordurchmesser von $< 0,5$ mm schon deutlich bemerkbar.

Bei der Streuung zeigte sich, daß die Kernladungszahl des Kollimatormaterials eine wichtige Rolle spielt. So war die Streuung an Aluminium um den Faktor 5-10 geringer als an Eisen. Zudem ist dieser Effekt stark von der Oberflächenrauigkeit und der Oberflächengeometrie abhängig. So konnte die Streuung durch Änderung der Oberflächengeometrie um den Faktor 4-5 verringert werden.

Da beim Durchgang von Teilchen durch Kollimatoranten die Reichweite der Teilchen eine Rolle spielt, ist der Effekt bei Materialien mit großer Ordnungszahl Z geringer als bei kleinem Z . So ist der Durchgang durch eine Aluminium-Kante für α -Teilchen ca. 2,2 - 2,7 mal so groß wie durch eine Eisenkante. Wie bei der Streuung kann auch durch die Kantengeometrie dieser Effekt reduziert werden. So konnte dieser Effekt, im Experiment, um den Faktor 3 verringert werden.

Durch die Wahl der Detektorbeschichtung kann der Einfluß von Licht als auch von Röntgenstrahlung verringert werden. Zudem spielt für Röntgenstrahlung die Shaping-time eine große Rolle. Der Einfluß von *gamma*-Strahlung kann durch Verkleinerung der Dicke der Verarmungszone des Detektors minimiert werden. Allgemein kann die Auflösung der Diagnostik durch Kühlen des Detektors und des Vorverstärkers, als auch durch Reduktion des Detektor-Vorverstärker-Abstandes erhöht werden. Durch verbesserte Kollimatoren könnte die Pitchwinkelauflösung der Diagnostik gesteigert werden. Gleichzeitig würden geometrische Effekte stark reduziert. Die Gyration der geladenen Fusionsprodukte kann, im Fusionsexperiment W7-X, dazu genutzt werden den Einfluß elektromagnetischer Strahlung zu eliminieren.

Durch die Wahl der Detektorabstände kann der Einfluß von Lichtstrahlen von Röntgenstrahlung vermindert werden, indem eine für die Detektoren zu geringe eine Größe für die Detektoren gewählt wird. Durch die Wahl der Detektorabstände kann der Einfluß von Röntgenstrahlung vermindert werden, indem eine für die Detektoren zu geringe eine Größe für die Detektoren gewählt wird. Durch die Wahl der Detektorabstände kann der Einfluß von Röntgenstrahlung vermindert werden, indem eine für die Detektoren zu geringe eine Größe für die Detektoren gewählt wird.

Die Ergebnisse zeigen, dass die Streuung im Kollimator und Durchgang der Teilchen durch die Kanten des Kollimators, stellen sich als relativ gering heraus. Insbesondere zeigen sie für die heutigen Kollimatoren (ca. 1,5 mm Ø) kein Problem dar. Bei einer Verkleinerung des Kollimatordurchmessers werden diese Effekte jedoch zunehmend wichtiger, da sie für Kollimatordurchmesser von 0,5 mm schon deutlich zu sehen sind.

Die Ergebnisse zeigen, dass die Streuung im Kollimator und Durchgang der Teilchen durch die Kanten des Kollimators, stellen sich als relativ gering heraus. Insbesondere zeigen sie für die heutigen Kollimatoren (ca. 1,5 mm Ø) kein Problem dar. Bei einer Verkleinerung des Kollimatordurchmessers werden diese Effekte jedoch zunehmend wichtiger, da sie für Kollimatordurchmesser von 0,5 mm schon deutlich zu sehen sind.

Die Ergebnisse zeigen, dass die Streuung im Kollimator und Durchgang der Teilchen durch die Kanten des Kollimators, stellen sich als relativ gering heraus. Insbesondere zeigen sie für die heutigen Kollimatoren (ca. 1,5 mm Ø) kein Problem dar. Bei einer Verkleinerung des Kollimatordurchmessers werden diese Effekte jedoch zunehmend wichtiger, da sie für Kollimatordurchmesser von 0,5 mm schon deutlich zu sehen sind.

Die Ergebnisse zeigen, dass die Streuung im Kollimator und Durchgang der Teilchen durch die Kanten des Kollimators, stellen sich als relativ gering heraus. Insbesondere zeigen sie für die heutigen Kollimatoren (ca. 1,5 mm Ø) kein Problem dar. Bei einer Verkleinerung des Kollimatordurchmessers werden diese Effekte jedoch zunehmend wichtiger, da sie für Kollimatordurchmesser von 0,5 mm schon deutlich zu sehen sind.

Anhang A

Halbleiterdetektoren

BU-CAM-Detektor	
Hersteller	EG& G Ortec
Modell-Nummer	BU-CAM-300
Betriebsspannung	+25 V
α -Auflösung	35 keV
Detektorrauschen	11,2 keV
Verarmungszonendicke	100 μm
Aktive Oberfläche	300 mm^2
Totschicht:	
Polymer	100 $\frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$
Aluminium	80 $\frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$
Borsilit	23 $\frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$

BU-Detektor	
Hersteller	EG& G Ortec
Modell-Nummer	BU-015-100-100
Betriebsspannung	+50 V
α -Auflösung	15 keV
Detektorrauschen	4,9 keV
Verarmungszonendicke	100 μm
Aktive Oberfläche	100 mm^2
Totschicht:	
Siliziumoxid	500 Å
Borsilit	$23 \frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$

BR-Detektor	
Hersteller	EG& G Ortec
Modell-Nummer	BR-017-050-100
Betriebsspannung	-100 V
α -Auflösung	17 keV
Detektorrauschen	8 keV
Verarmungszonendicke	100 μm
Aktive Oberfläche	50 mm^2
Totschicht:	
Aluminium	$50 \frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$

Hersteller	Canberra
Modell-Nummer	FD-150-18-300
Betriebsspannung	+60 V
α -Auflösung	18 keV
Detektorrauschen	7,6 keV
Verarmungszonendicke	300 μm
Aktive Oberfläche	150 mm^2
Totschicht:	
Siliziumoxid	500 Å
Borsilit	$23 \frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$

Anhang B

Präparate

Alle Daten sind aus [28] entnommen

$^{241}_{95}\text{Am}$ -Präparat		
Halbwertszeit	432 a	
Aktivität	$3,7 \cdot 10^4 \text{ Bq}$	(1990)
Strahlungsart	Energie	Intensität
α	5,2443	0,002 %
α	5,3221	0,015 %
α	5,3884	1,4 %
α	5,4431	12,8 %
α	5,4857	85,2 %
α	5,5116	0,2 %
α	5,5442	0,34 %
γ	0,02634	2,4 %
γ	0,03319	0,12 %
γ	0,05954	35,7 %

$^{133}_{56}\text{Ba}$ -Präparat		
Halbwertszeit	10,7 a	
Aktivität	$3,59 \cdot 10^6$ Bq	(1983)
Strahlungsart	Energie	Intensität
γ	0,0796	2 %
γ	0,08099	33 %
γ	0,27639	7,3 %
γ	0,30385	19 %
γ	0,356	62 %
γ	0,38385	8,8 %

$^{60}_{27}\text{Co}$ -Präparat		
Halbwertszeit	5,2 a	
Aktivität	$3,07 \cdot 10^5$ Bq	(1977)
Strahlungsart	Energie	Intensität
γ	0,0796	2 %
γ	0,08099	33 %
γ	0,27639	7,3 %
γ	0,30385	19 %
γ	0,356	62 %
γ	0,38385	8,8 %

Anhang C

Elektrisches Rauschen von Halbleiterdetektoren

C.1 Rauschen in Halbleiterdioden

Bei Halbleiterdioden treten vor allem zwei Arten des Rauschens auf. Das sog. thermische Rauschen, wie es auch in Widerständen auftritt, und das Schrotrauschen. Das thermische Rauschen resultiert aus der statistischen Bewegung der Leitungselektronen im Widerstand. Schrotrauschen hingegen wird durch den quantisierten Stromfluß in der Sperrschicht hervorgerufen. Somit ist des Schrotrauschens nicht explizit von der Temperatur abhängig. Bevor wir jedoch die verschiedenen Rauscharten genauer betrachten, führe ich einige wichtige Begriffe ein. Da es sich beim Rauschen allgemein um statistische Fluktuationen handelt, verschwindet das Mittel der Rauschgröße bei einer Mittelung über einen genügend langen Zeitraum. Deshalb verwendet man zur Charakterisierung des Rauschens das sog. mittlere Strom- $\overline{i_r^2}$ oder Spannungsquadrat $\overline{u_r^2}$. Allgemein gilt:

$$\overline{u_r^2} = \int_{f_1}^{f_2} W_u(f) df, \quad (\text{C.1})$$

$$\overline{i_r^2} = \int_{f_1}^{f_2} W_i(f) df, \quad (\text{C.2})$$

wobei f_1 und f_2 die untere bzw. obere charakteristische Frequenz des elektronischen Systems ist. $W_{u,i}$ ist die spektrale Dichtefunktion des Rauschens, und hängt vom jeweiligen elektronischen System ab. Für einen Widerstand R gilt z.B.[29]:

$$W_u(f) = 4kTR, \quad (\text{C.3})$$

$$W_i(f) = \frac{4kT}{R} \quad (\text{C.4})$$

und somit:

$$\overline{u_r^2} = 4kTR\Delta f, \quad (\text{C.5})$$

$$\overline{i_r^2} = \frac{4kT}{R}\Delta f, \quad (\text{C.6})$$

wobei Δf das betrachtete Frequenzintervall ist. Wie man unmittelbar sieht, ist das sog. thermische Rauschen unabhängig von der Frequenz.

Als Ersatzschaltbild für einen Halbleiterdetektor ist ein einzelner Widerstand jedoch nicht geeignet. Hierfür bietet sich ein RC-Glied an. Dabei entspricht der Widerstand R dem Sperrschichtwiderstand der Diode und die Kapazität C der Sperrschichtkapazität. Für ein solches RC-Glied gilt [29]:

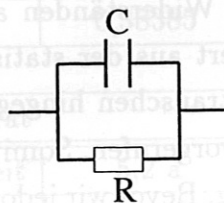


Abbildung C.1: RC-Glied

$$W_u(f) = \frac{4kTR}{1 + (2\pi CR)^2}. \quad (\text{C.7})$$

Da R und C in etwa frequenzunabhängig sind, gilt:

$$\overline{u_r^2} = \frac{kT}{C}. \quad (\text{C.8})$$

Da wir uns jedoch nicht für die Spannungsschwankungen interessieren, sondern für die Schwankungen der Ladung des Kondensator, schreiben wir Gl.(C.8) mit Hilfe von $U = Q/C$ um in:

$$\overline{q_r^2} = kTC. \quad (\text{C.9})$$

Bei der Betrachtung des Schrotrauschens müssen wir zwischen den verschiedenen Detektorarten unterscheiden. Für die sog. PIPS-Detektoren, die im wesentlichen den pn-Dioden entsprechen gilt in Sperrichtung [29]:

$$W_i = 2e(I_0 + 2I_{ss}), \quad (\text{C.10})$$

wobei I_0 dem Leckstrom und I_{ss} den internen Sättigungsströmen der Diode entsprechen. Wie das thermische Rauschen ist auch das Schrotrauschen frequenzunabhängig.

SSB-Detektoren, die im wesentlichen einer pin-Diode entsprechen, zeigen keinen Beitrag vom Schrotrauschen.

C.2 Einfluß von Rauschen auf die spektrale Halbwertsbreite

Der Halbleiterdetektor erzeugt Ladungspulse dessen Gesamtladung proportional zur Energie des einfallenden Teilchens ist. In der Elektronik werden diese Pulse über eine bestimmte Zeit Δt aufintegriert und in ein Spannungssignal umgewandelt.

Um nun den Einfluß des Rauschens auf die spektrale Halbwertsbreite zu untersuchen, benötigen wir also das Rauschen der Ladung am Detektor.

Im folgenden betrachten wir das Schrotrauschen. Wie wir oben gesehen haben, ist das Rauschspektrum beim Schrotrauschen unabhängig von der Frequenz. Dies verwenden wir um aus dem Stromrauschen das Rauschen der Ladung am Detektor zu berechnen. Zunächst stellen wir den Rauschstrom $i_R(t)$ als Fourierintegral dar:

$$i_R(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} I(f) e^{ift} df. \quad (\text{C.11})$$

Mit der Unabhängigkeit der Amplitude des Spektrums von der Frequenz schreiben wir:

$$I(f) = I' e^{i\phi(f)}, \quad (\text{C.12})$$

d.h. wir zerlegen das Spektrum in eine konstante Amplitude und eine frequenzabhängige Phase:

$$i_R(t) = \frac{I'}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{\phi(f)} e^{ift} df. \quad (\text{C.13})$$

Mit $q_R = \int_t^{t+\Delta t} i_R(t') dt'$, wobei Δt die Integrationszeit der Elektronik ist, folgt zusammen mit der zeitlichen Unabhängigkeit von I' :

$$q_R(\Delta t) = \frac{I'}{\sqrt{2\pi}} \int_t^{t+\Delta t} \int_{-\infty}^{\infty} e^{\phi(f)} e^{ift} df dt. \quad (\text{C.14})$$

Da es sich um statistische Fluktuationen handelt, verschwindet das Integral über t für $\Delta t \rightarrow \infty$. Mit der Gleichung

$$\overline{i_R^2(\Delta t)} = W_i \Delta f = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} i_R^2(t) dt \quad (\text{C.15})$$

und den Gleichungen (C.10) und (C.14) folgt:

$$q_R(\Delta t) \propto \sqrt{i^2} \quad (\text{C.16})$$

$$\propto \sqrt{I_{\text{Leckstrom}}}. \quad (\text{C.17})$$

Somit gilt für alle Detektoren, daß das Rauschen und damit die Halbwertsbreite des Spektrums mit der Kapazität des Detektors zunehmen. Für die PIPS-Detektoren gilt ferner, daß die Halbwertsbreite mit dem Leckstrom zunimmt.

Literaturverzeichnis

- [1] W. Heidbrink, *Tokamak Diagnostics using Fusion Products*, Doktorarbeit, Princeton University, 1984.
- [2] H.-S. Bosch, *Diagnostik geladener Fusionsreaktionsprodukte in ASDEX*, Doktorarbeit, TU München, 1986.
- [3] G. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, John Wiley & Sons, New York, London, 1989.
- [4] R. D. Evans, *The Atomic Nucleus*, Krieger, New York, 1982.
- [5] H. Stöcker, *Taschenbuch der Physik*, Harri Deutsch, Frankfurt, 1994.
- [6] C. M. Davison, Gamma-Ray Absorption Coefficients, *Reviews of Modern Physics* **24**, 79 (1952).
- [7] E. Segre, *Experimental Nuclear Physics*, Band 1, John Wiley & Sons, New York, London, 1960.
- [8] W. Chu, Calculation Of Energy Straggling For Protons And Helium Ions, *Physical Review A* **13**, 2057 (1976).
- [9] P. Marmier, *Kernphysik*, Band 1, VMP-Verlag, Zürich, 1961.
- [10] J. Kemmer, Determination Of The Energy Straggling Of Am- α Particles In Aluminium Foils, *Nuclear Instruments and Methods* **176**, 543 (1980).
- [11] E. Thomas, Scaling of particle reflection coefficients, *Nuclear Instruments and Methods* **69**, 427 (1992).
- [12] J. Kittel, *Einführung in die Festkörperphysik*, R. Oldenbourg, München, Wien, 1983.
- [13] S. Hunklinger, *Festkörperphysik*, Universität Heidelberg, 1989.

- [14] H. Frauenfelder, *Teilchen und Kerne*, R. Oldenbourg, München, Wien, 1995.
- [15] K. Ohba, Degradation Characteristics Of Au-Si Nuclear Detektors By A Few MeV Charged Particle Irradiation, *IEEE Transactions on Nuclear Scienc* **30**, 371 (1983).
- [16] Y. Liu, Electron Radiation Damage Effects In Silicon Surface-Barrier Detectors, *IEEE Transactions on Nuclear Science* **24**, 192 (1952).
- [17] P. Mulas, Degradation Of The Time Characteristics Of Surface Barrier Detectors with Fission Fragment Dose, *Review of Scientific Instruments* **40**, 507 (1969).
- [18] T. Dolan, *Fusion Research*, Pergamon Press, New York, Oxford, 1982.
- [19] G. Lehner, Reaction Rates and Energy Spectra for Nuclear Reaktionen in High Energie Plasmas, *Zeitschrift für Physik* **232**, 174 (1970).
- [20] S. Flügge, *Handbuch der Physik*, Band 30, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1957.
- [21] M. von Ardenne, *Tabellen zur Angewandten Physik*, Band 1, VEB-Verlag, Berlin, 1962.
- [22] E. Thomas, Secondary Electron Emission, *Nuclear Fusion*, Special Issue , 94 (1984).
- [23] J. Ziegler, *The Stopping of Ions in Matter*, Band 3, Pergamon Press, New York, 1977.
- [24] W. Eckstein, *Computer Simulation of Ion-Solid Interaction*, Springer, Berlin, Heidelberg, New York, 1991.
- [25] R. E. Strumberger, Megnetic Field Structures And Plasma Properties Of High-Iota High-Mirror W7-X Configurations, Technical Report IPP II/333, Max-Plank-Institut für Plasmaphysik, 1996.
- [26] U. Leinberger, Untersuchung der Fusions-Protonen- und Tritonenemission an ASDEX, Technical Report IPP III / 171, Max-Plank-Institut für Plasmaphysik, 1991.
- [27] G. Bonheure, Diagnostic for fast charged particles at TEXTOR-94, *Review of Scientific Instruments* **70**, 831 (1999).

- [28] R. Weast, *Handbook of Chemistry and Physics*, CRC-Press, Boca Raton, Florida, 1987.
- [29] B. Schiek, *Rauschen in Hochfrequenzschaltungen*, Hüthig, Heidelberg, 1990.

Danksagung

Diese Arbeit wäre ohne die freundliche Unterstützung durch zahlreiche Mitarbeiter des IPP und der Universität Heidelberg nicht zustande gekommen. Mein besonderer Dank gilt:

Meinem Betreuer Herrn Priv.-Doz. Dr. B. Wolle für die Unterstützung und Ermöglichung meiner Arbeit,

Herrn Prof. Dr. K. Hübner, für die freundliche Aufnahme in die Arbeitsgruppe Plasmaphysik,

Herrn Prof. Dr. F. Wagner, für die hervorragende Ausstattung der Abteilung E3, meinen Betreuern am IPP, Herrn Priv.-Doz. Dr. U. Stroth und Herrn Dr. A. Weller für die Unterstützung bei theoretischen und praktischen Fragen,

Herrn D. Gonda und Herrn P. Schötz für die praktische Hilfe beim Aufbau meiner Experimente,

Herrn Dr. H.-S. Bosch und Herrn A. Weller für die Bereitstellung von zahlreichen Elektronikkomponenten,

Frau Dr. E. Strumberger für die Rechnungen von Fusionsprodukten in W7-X,

Herrn Dr. W. Eckstein für die Rechnungen mit dem Programm TRIM,

den Mitarbeitern der Abteilung Oberflächenphysik und speziell Herrn Dr. J. Roth und Herrn Dr. V. Alimov für die Hilfe bei der Inbetriebnahme der Ionenquelle,

den Labortechnikern, Elektrikern und Mitarbeitern der Bereichswerkstatt von E3 und speziell Herrn M. Fußeder für das Fertigen diverser Teile,

Herrn M. Schubert für die umfangreiche Hilfestellung beim Umgang mit Computerproblemen,

Herrn Dr. Burhenn für die Bereitstellung diverser Bilder,

dem gesamten W7-AS Team für die freundliche und hilfsbereite Aufnahme, sowie das äußerst angenehme Arbeitsklima,

und meiner Freundin N. Mathes für ihre Unterstützung und ihre Geduld bei der Korrektur meiner Arbeit.