

Weiterentwicklung der zerstörungsfreien Strahldiagnosemethode in starken Magnetfeldern

Adem Ateş

Masterarbeit
am Institut für Angewandte Physik
der Goethe Universität
Frankfurt am Main

Gutachter:
Prof. Dr. U. Ratzinger
Dr. M. Droba

Dezember 2014

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	1
2	Abhängigkeiten des Restgasleuchtens	3
3	Sekundärelektronen	5
4	Das Prinzip der Photodiode	6
5	Das Datenerfassungssystem	9
5.1	Messprinzip der Ausleseelektronik	10
6	Messungen mit der Ausleseelektronik	13
6.1	Messung mit einer einzelnen Photodiode in Dunkelheit	13
6.2	Kalibrieren des Detektors auf eine LED-Lichtquelle	14
6.3	Kalibrieren des Detektors auf einen Leuchtstab	15
6.4	Zusammenfassung	17
7	Der Detektor am Teststand	17
7.1	Der Teststand	17
7.2	Untersuchung des Ionenstrahls am Teststand	18
7.3	Verarbeitung der Profilbilder des Szintillators	20
7.4	Erster Versuch der Transformation der poloidalen Intensitätsverteilung	22
7.5	Entwickelte Methode zur Positionsbestimmung und Vergleich mit si- mulierter Daten	25
7.5.1	Simulation der poloidalen Intensitätsverteilung	25
7.5.2	Anpassen der simulierten an die experimentellen Daten	28
8	Gleichzeitige Messung mit Photodioden-Detektor und Szintillator	29
9	Messung nur mit Photodioden-Detektor	34
10	Untersuchungen zum Rauschverhalten	37
10.1	Einfluss des Filamentleuchtens	37
10.2	Signal zu Rauschverhältnis	38
11	Variation der Fokussierstärke	40
12	Untersuchungen zu Sekundärelektronenproduktion	42

13 Wichtige Aspekte bei der Detektorentwicklung	47
14 Zusammenfassung	49
15 Ausblick	50

1 Einführung

Nichtinvasive Detektoren für orts aufgelöste Strahlprofilmessungen gewinnen mit zunehmenden Strahlströmen und -energien immer mehr an Bedeutung. An der Universität Frankfurt im Institut für Angewandte Physik (IAP) wird ein "Figure Eight"-förmiger magnetostatischer Speicherring mit Stellarator-Konfiguration (F8SR) entwickelt [3, 2, 9]. Einige Aspekte der Strahldynamik in einem solchen Ring können mit einem experimentellen Aufbau am IAP untersucht werden. Eine CAD-Darstellung des experimentellen Aufbaus bestehend aus einer Volumenionenquelle, einem Solenoiden und zwei Toroidsegmenten, ist in Abbildung (1.1) dargestellt.

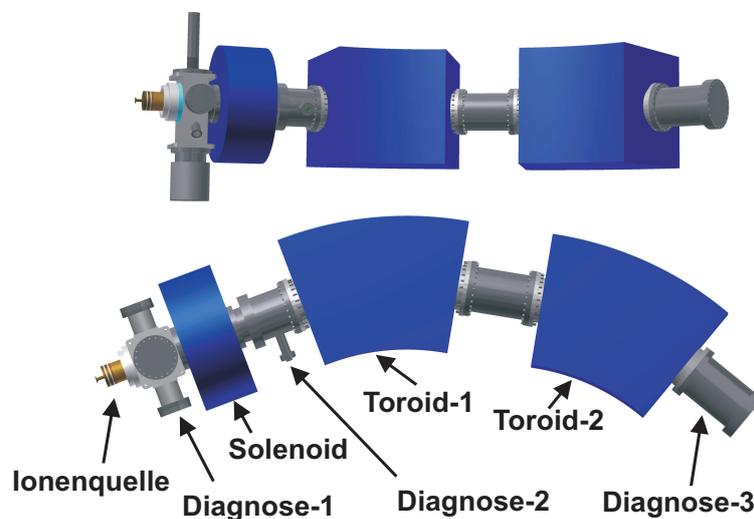


Abb. 1.1: Dargestellt ist der Teststand des niederenergetischen Hochstromspeicherringes. Zur Zeit wird mit einer Volumenionenquelle, einem Solenoiden und zwei Toroidsegmenten mit jeweils einem Biegegrad von 30° experimentiert. Der Photodioden-Detektor wird an der Diagnose-2 eingesetzt und getestet.

Die Herausforderung bei der Entwicklung eines Detektors an einem (F8SR) liegt auf der einen Seite darin den Strahl nichtinvasiv zu detektieren, und andererseits müssen magnetisch unempfindliche Komponenten für den Detektor ausgewählt werden. Dabei sollte der Detektor so flexibel sein, dass der Strahl entlang der Flugbahn transversal gemessen werden kann.

Es gibt mehrere nichtinvasive Lösungen wie CCD-Kameras, Photovervielfacher oder kapazitive Detektoren, jedoch wird die empfindliche Elektronik dieser Komponenten zu sehr von den toroidalen magnetischen Feldern beeinflusst, welche im interessierenden Messgebiet durchgehend vorhanden sind. Außerdem ist die Dimension, zum

Beispiel einer CCD-Kamera zu groß und dadurch technisch schwierig die Kamera in einen Rezipienten mit 200mm Durchmesser frei bewegbar zu installieren.

Ziel ist es, ein allgemeines Strahldiagnoseverfahren für niederenergetische Hochstromsektionen zu entwickeln, welches eine relative Profil- und Positionsmessung möglich macht. Die ersten Schritte wurden im Rahmen der Bachelorarbeit [1] durchgeführt. Ein Detektor mit radial um den Strahl angeordnete Photodioden wurde entwickelt siehe Abbildung (1.2).

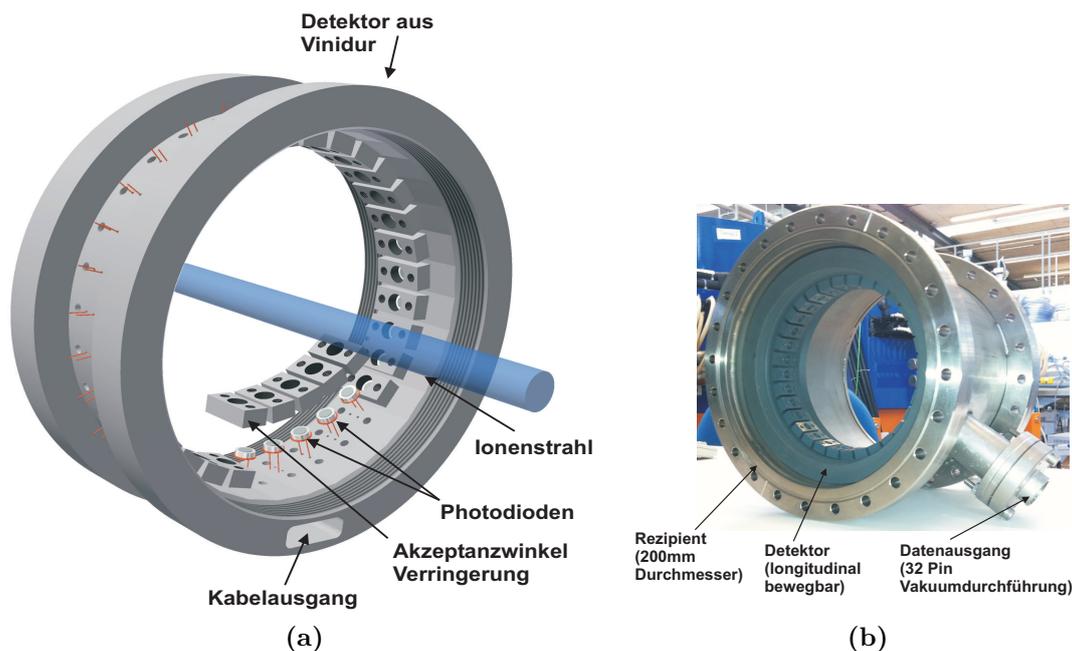


Abb. 1.2: In (a) ist eine CAD-Zeichnung des Detektors dargestellt. (b) zeigt ein Foto, in dem der ringförmige Detektor im Rezipienten eingebaut ist.

Der Photodioden-Detektor wird in dieser Arbeit an einem Teststand untersucht, bestehend aus einer Volumenionenquelle [8], einem Analyse-Rezipienten, an dem eine Faraday-Tasse [12] und eine Druckmessröhre angebracht sind, sowie einem Solenoiden, der den Strahl in die Apertur des Detektors fokussieren soll. Um die Ergebnisse verifizieren zu können, werden weitere Messungen mit einem Szintillatorschirm durchgeführt [13].

Es werden weitere Effekte untersucht, insbesondere der Einfluss von Sekundärelektronen auf die jeweiligen Detektoren.

Um aus dem Photodioden-Detektor ein effizientes Instrument zu machen, ist das Datenerfassungssystem ein wesentlicher Teil. Das Datenerfassungssystem sollte möglichst schnell die Signale aufnehmen und sie online ausgeben können. Es sollte eine Schnittstelle beinhalten, sodass man die erfassten Signale direkt an eine Software

übergeben kann, welche die Verarbeitung und Visualisierung der Ergebnisse vornimmt. Ein mögliches Datenerfassungssystem ist das hier im Experiment eingesetzte DDC264EVM Evaluationsmodul von der Firma Texas Instruments [6]. Dem Testen und Untersuchen des Rauschverhaltens der Ausleseelektronik wird Kapitel 10 gewidmet.

2 Abhängigkeiten des Restgasleuchtens

Ziel dieses Kapitels ist, die Abhängigkeit des Restgasleuchtens von dem im Rezipienten herrschenden Restgasdruck herzuleiten. Strenggenommen gibt es keine nichtinvasive Detektionsmethode, da jede Untersuchung ein Eingriff in das System bedeutet. Auch in dieser zunächst nichtinvasiv erscheinenden Detektionsmethode, benötigt man das invasive Restgas, welches mit dem Ionenstrahl wechselwirkt. Damit ist die Methode der Detektion des Restgasleuchtens - im strengeren Sinne - keine zerstörungsfreie Detektion. Die Abhängigkeit der Leuchtintensität von dem Restgasdruck wird aus der Definition des Wirkungsquerschnittes hergeleitet [16].

Einfach ionisierte Helium-Atome werden aus der Ionenquelle [8] mit Energien zwischen 2-10 keV extrahiert je nachdem, welche Extraktionsspannung an den Elektroden der Ionenquelle angelegt wird. Einige niederenergetische Helium-Ionen treffen auf die im Rezipienten befindlichen Restgasatome. Der Wirkungsquerschnitt gibt an, mit welcher Wahrscheinlichkeit es zu einer Wechselwirkung zwischen Projektil und Targetteilchen kommt. Bei genügend hoher Energie der Projektilteilchen kommt es entweder zur Anregung oder zur Ionisation der Targetteilchen. Bei Abregung bzw. Rekombination der Targetteilchen mit frei gewordenen Elektronen kommt es zur Emission von Photonen. Bei diesem Mechanismus können zusätzlich die hinreichend langsamen Helium-Ionen sich innerhalb des Ionenstrahls mit freien Elektronen rekombinieren und so ebenfalls zur Emission von Photonen führen [15].

Die Anzahl der aus der Ionenquelle austretenden Ionen kann man aus dem Strahlstrom I_{Strahl} ermitteln, welchen man mit Hilfe einer Faraday-Tasse misst. Damit errechnet sich die Zahl der Projektilteilchen N_P mit:

$$N_P = I_{Strahl} \cdot \frac{t}{e}, \quad (2.1)$$

wobei e die Elementarladung und t die Zeit ist. Die Projektilteilchen N_P wechselwirken mit einer Wahrscheinlichkeit W mit den Targetteilchen N_T mit nachfolgender Photonenemission. Die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit W :

$$W = \frac{\sigma \cdot N_T}{F} \quad (2.2)$$

ist der Quotient aus der Wechselwirkungsfläche mit dem Wirkungsquerschnitt σ und den Targetteilchen N_T und der Grenzfläche F der Targetteilchen. Damit ergibt sich ein Ausdruck für die Anzahl an Wechselwirkungen:

$$N_W = \sigma \cdot N_P \cdot \frac{N_T}{F} \quad (2.3)$$

N_T errechnet sich aus der idealen Gasgleichung durch die Formel:

$$N_T = \frac{p \cdot V}{k_B \cdot T} \quad (2.4)$$

und wenn man N_T in die Gleichung (2.3) einsetzt, erhält man folgenden Ausdruck:

$$N_W = \sigma \cdot N_P \cdot \frac{p \cdot V}{k_B T \cdot F} \quad (2.5)$$

Das Volumen bezieht sich auf das betrachtete Strahlvolumen $V = l_F \cdot F$ mit Querschnittsfläche F und Ausdehnung l_F in Strahlrichtung. Dabei wird die Divergenz des Strahls vernachlässigt. Daraus ergibt sich für die Anzahl an Wechselwirkungen:

$$N_W = \frac{\sigma}{k_B \cdot T} \cdot N_P \cdot p \cdot l_F \quad (2.6)$$

welche der Anzahl der emittierten Photonen entsprechen soll. Man sieht an der Gleichung (2.6), dass die Anzahl an Wechselwirkungen proportional zum Restgasdruck und der Anzahl an Projektilteilchen ist. Damit würde sich eine Gerade ergeben, wenn die Intensität des Leuchtens in Abhängigkeit von dem Restgasdruck aufgetragen wird. Jedoch muss bei hoher Gasdichte die Abhängigkeit der Intensität von der zurückgelegten Strecke l_F des Strahls beachtet werden. Denn die Transmission der Projektilteilchen verringert sich dann aufgrund der Reaktionsrate mit den Targetteilchen. Setzt man nun $N_P = N(l_F)$ die Zahl der Projektilteilchen als Funktion der Wegstrecke l_F und nimmt das Differential von $N_W = -dN(l_F)$, ermittelt man einen Ausdruck für die Änderung der originären Strahlteilchen innerhalb des Weges dl_F und erhält somit die Differentialgleichung:

$$\frac{dN(l_F)}{dl_F} = -\frac{\sigma \cdot p}{k_B \cdot T} \cdot N(l_F) \quad (2.7)$$

Die Lösung dieser Differentialgleichung ist gegeben mit:

$$N(l_F) = N_0 \cdot \exp\left(-\frac{\sigma \cdot p}{k_B T} \cdot l_F\right) \quad (2.8)$$

oder ausgedrückt mit der mittleren freien Weglänge $\lambda = \frac{\sigma \cdot p}{k_B T}$:

$$N(l_F) = N_0 \cdot \exp\left(-\frac{l_F}{\lambda}\right) \quad (2.9)$$

und damit ergibt sich auch eine exponentielle Abhängigkeit der Anzahl der Wechselwirkungsteilchen mit dem Druck. Dabei ist angenommen, dass jedes Projektil nur einen Restgasionenstoß mit Photonenemission innerhalb l_F bewirkt.

Zu betrachten sind die beiden Mechanismen der Transmission der Projektilteilchen und der Reaktionsrate mit den Targetteilchen. Die Leuchtintensität ist linear Abhängig von der Reaktionsrate der Projektilteilchen mit den Targetteilchen. Das heißt, desto höher die Reaktionsrate umso höher wird die Leuchtintensität des Restgasleuchtens. Dem gegenüber steht das Sinken der Transmission der Projektilteilchen durch das Targetmaterial bei zu hohen Reaktionsraten bzw. bei zu hohen Restgasdrücken. Dementsprechend wird zunächst ein linearer Verlauf der Abhängigkeitskurve zwischen der Leuchtintensität und dem Restgasdruck erwartet. Hier ist die Transmission nahezu bei hundert Prozent und die Reaktionsrate steigt. Bis zu dem Punkt, an dem sich die Transmission sowie die Reaktionsrate treffen. Nach diesem Punkt sinkt die Transmissionszahl, was zu einem Sinken der Reaktionsrate führt, das wiederum führt zum Sinken der Leuchtintensität.

3 Sekundärelektronen

Trifft ein Atom, Ion oder Elektron mit hinreichend großer Energie auf eine Oberfläche, können aus dieser weitere Elektronen, sogenannte Sekundärelektronen (SE) austreten. Diese, aus der Oberfläche emittierten SE, werden aufgrund des positiven Strahlpotentials zum Strahl hin beschleunigt. Auf dem Weg gyrieren die Elektronen um die Magnetfeldlinien [11]. Aufgrund der dadurch resultierenden längeren Strecke kommt es an jenen Stellen zu erhöhtem Restgasleuchten. Wesentliche Mechanismen dabei sind zum Einen die Rekombination mit Ionen und zum Anderen die Elektronenstoßanregungen. Dieses erhöhte SE induzierte Restgasleuchten kann zu Verfälschungen der Signale führen und sollte genauer untersucht werden. Im experimentellen Teil dieser Arbeit wird aufgrund dessen der Sekundärelektronenstrom in der Nähe der Photodioden gemessen.

Der SE-Strom, der aufgrund der Strahl-Wand-Wechselwirkung entsteht, hat mehrere Ursachen. Zum Einen können die auf die Oberfläche des Rezipienten treffenden Ionen mit dem am Rand der Oberfläche schwächer gebundenen Elektron rekombinieren, zum Anderen kann das Ion in das Material eindringen. Hier kann es entweder die Elektronen der Gitteratome anregen, durch Folgeanregungen kommt es zur Elektronenemission, oder das einfallende Ion ionisiert ein Gitteratom. Das Elektron propagiert durch das Kristallgitter aus dem Material. Bei den hier vorherrschenden Energien ist das Eindringen in das Material jedoch sehr unwahrscheinlich. In allen Fällen muss das angeregte Elektron eine Mindestenergie erhalten, was der Austrittsarbeit des Metalls entspricht, um aus der Materialoberfläche auszutreten [4].

Ist der von den Ionen betroffene Detektor geerdet, fließen zum Ladungsausgleich Elektronen nach. Wird ein Amperemeter angeschlossen, kann der Strom gemessen werden, der aufgrund der Ladungserhaltung proportional zu den emittierten Sekundärelektronen ist. Eine positive Spannung an dem jeweiligen Detektor bewirkt, dass zusätzliche SE aus der Umgebung entnommen werden können.

Der Stromfluss aufgrund von Sekundärelektronen kann zu Verfälschungen der Signale am Experiment führen. Denn auf der einen Seite führt es zu erhöhtem Restgasleuchten und auf der anderen Seite können Ionen oder Elektronen an die Kontaktstellen von Leitungen gelangen oder direkt mit den eingebauten Photodioden wechselwirken. Dies führt dazu, dass ein Strom gemessen wird, der nicht auf dem inneren Photoeffekt an der Photodiode basiert.

4 Das Prinzip der Photodiode

Der Detektor besteht aus siliziumbasierten Photodioden, die aus den absorbierten Photonen einen elektrischen Strom produzieren. Die Photodiode besteht aus einem Siliziumhalbleiter, der auf der einen Seite p- und auf der anderen Seite n-dotiert ist. Das heißt, auf der n-dotierten Seite befinden sich Elektronen im Leitungsband und auf der p-dotierten Seite entsprechende Löcher im Valenzband. Aufgrund der Ladungsverschiebungen auf dem Halbleiter entsteht eine Sperrschicht mit einer für Siliziumhalbleitern charakteristischen Durchlassspannung von 0,7V. Trifft nun ein Photon auf diese Sperrschicht erzeugt es ein Elektron-Loch Paar, indem es ein Elektron vom Valenz- in das Leitungsband hebt. Aufgrund des Potentialunterschieds fließen die Elektronen dann zur positiven Seite des Halbleiters. Erdet man die Kathodenseite und schaltet ein Amperemeter an der Anode in Reihe, kann man einen Strom messen, der proportional zur Intensität des einfallenden Lichtes ist. Die Ab-

bildung (4.1) zeigt das Prinzip einer Photodiode in Photovoltaikschtung.

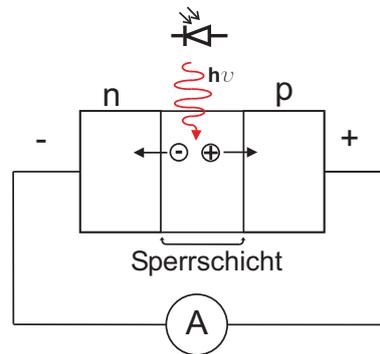


Abb. 4.1: Die Prinzipskizze zeigt den Halbleiter, der auf der einen Seite p- und auf der anderen Seite n-dotiert ist. Diese beiden Seiten werden, nachdem sich ein Diffusionsgleichgewicht eingestellt hat, durch die Sperrschicht voneinander getrennt. Trifft ein Photon, als rote Welle dargestellt, den Halbleiter entsteht ein Elektron-Loch-Paar, was zu einem messbaren Strom am Amperemeter führt.

Eine weitere Möglichkeit eine Photodiode zu beschalten wäre, eine zusätzliche Spannung entweder in Durchlassrichtung oder in Sperrrichtung anzulegen. Dadurch wird die Sperrschicht der Photodiode verringert oder erweitert. In Avalanche-Photodioden wird meist eine Spannung in Sperrrichtung angelegt, sodass die in das Leitungsband angehobenen Elektronen zusätzlich beschleunigt werden und damit weiter Elektronen anregen können, die wiederum weiter Elektronen anregen können. Es kommt zum Lawineneffekt oder auch Avalanche-Effekt genannt.

Photodioden sowie alle anderen halbleiterbasierten Detektoren besitzen eine Quanteneffizienz (QE). Diese gibt das Verhältnis zwischen den absorbierten Photonen und den daraus resultierenden Anzahl von Elektronen an.

$$QE(\lambda) = \frac{N_e}{N_{ph}} \quad (4.1)$$

Die Gleichung (4.1) gibt das Verhältnis zwischen der Anzahl an Elektronen N_e und der Photonen N_{ph} an. Die Quanteneffizienz ist dabei von der Wellenlänge abhängig, sowie die spektrale Photoempfindlichkeit. Die spektrale Photoempfindlichkeit gibt das Verhältnis zwischen Photostrom und Lichtleistung an. Die Abbildung (4.2) zeigt den Verlauf der spektralen Photoempfindlichkeit in Abhängigkeit der Wellenlänge. Die ausgewählte Photodiode ist auf die Empfindlichkeit des menschlichen Auges angepasst.

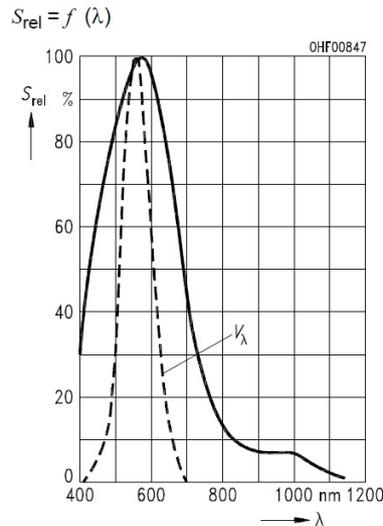


Abb. 4.2: Die durchgezogene Linie gibt die relative spektrale Photoempfindlichkeit der BPW21 an. Die gestrichelte Linie die des menschlichen Auges. Die Photodiode ist demnach an das menschliche Auge angepasst. [14]

Weiterhin sind Angaben wie der spektrale Bereich der Photoempfindlichkeit, die Wellenlänge der maximalen Photoempfindlichkeit, die Winkelakzeptanz sowie die bestrahlungsempfindliche Fläche wichtig, um zu entscheiden, ob die Wahl der Photodiode den experimentellen Anforderungen entspricht. In der Tabelle (4.1) sind einige Eigenschaften der hier im Experiment eingesetzten Photodiode aufgelistet, weitere Daten sind dem Datenblatt zu entnehmen [14].

Tab. 4.1: Einige Eigenschaften der BPW21 Photodiode [14]

Quanteneffizienz (bei $\lambda = 550\text{nm}$)	$0,8 \frac{\text{Elektronen}}{\text{Photonen}}$
Spektrale Photoempfindlichkeit	$0,34 \frac{\text{A}}{\text{W}}$
Spektraler Bereich der Photoempfindlichkeit	$350\text{-}820 \text{ nm}$
Wellenlänge der max. Photoempfindlichkeit	550 nm
Bestrahlungsempfindliche Fläche	$7,34 \text{ mm}^2$
Winkelakzeptanz	$\pm 55^\circ$

Die Winkelakzeptanz der Photodiode liegt bei $\pm 55^\circ$. Wenn die Photodioden in den Detektor eingebaut werden, besitzen diese wegen der Halterung eine Winkelakzeptanz von $\pm 30,75^\circ$. Aufgrund von vorangegangenen Experimenten [1] werden Photoströme in Größenordnungen von Nanoampere erwartet. Diese werden mit dem im nächsten Abschnitt beschriebenen Datenerfassungssystem gemessen.

5 Das Datenerfassungssystem

Das Restgasleuchten, welches detektiert wird, erzeugt einen Strom in der Photodiode aufgrund der Photonen, die auf das dotierte Halbleitermaterial treffen. Die Größenordnung des Stromes liegt im Nanoamperebereich. Es müssen also die Auflösung und das Rauschverhalten des eingesetzten Datenerfassungssystem (DES) untersucht werden.

Als Datenerfassungssystem wird das DDC264EVM der Firma Texas Instruments eingesetzt. Diese hat sich als sehr benutzerfreundlich dargestellt. Vor allem ist es ein sehr sensibles DES, welches innerhalb von Mikrosekunden bis zu 256 Eingangskanäle auslesen kann. Das EVM steht für Evaluationsmodul, dieses Modul beinhaltet das DDC264.

Das DDC264 ist ein Transimpedanzverstärker, das aus sehr geringen analogen Strömen von minimal fA bis maximal μA eine Ausgangsspannung ausgibt. Die Ausgangsspannung wird dann von einem Analog-Digital-Wandler mit einer 20bit Auflösung abgetastet. Die Abbildung (5.1) zeigt ein Bild des kompletten Auslesemoduls mit vier integrierten DDC264-Modulen.

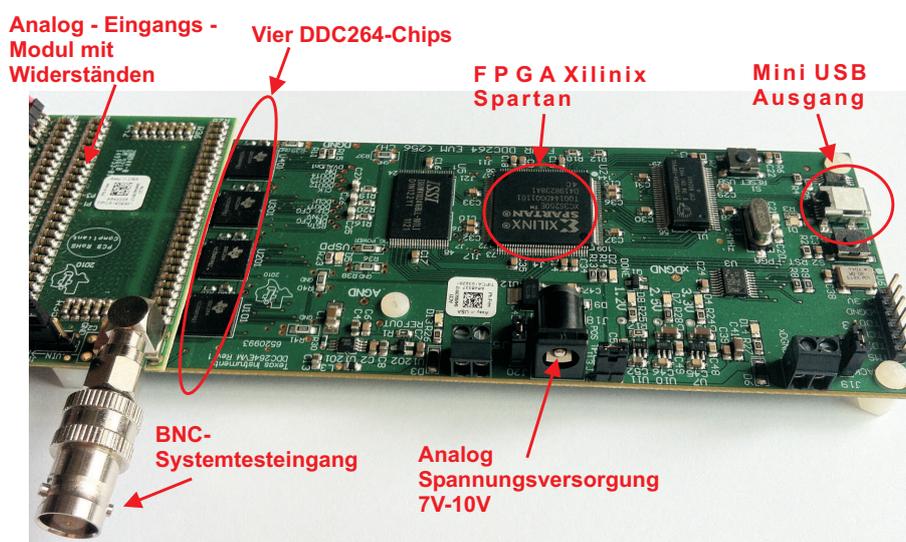


Abb. 5.1: Das DDC264EVM ist ein Datenerfassungssystem, das analoge Ströme mit Hilfe des "Analog Input Board" aufnimmt, mit den DDC264-Chips diese Ströme in eine Spannung verstärkt und mit dem integrierten Analog-Digital-Wandler in ein Digitales Signal wandelt. Anschließend wird das Signal mit Hilfe des Xilinx Spartan FPGA über eine serielle USB-Schnittstelle an eine mitgelieferte Software übergeben.

Die DDC264-Module haben jeweils 64 Kanäle, die wiederum jeweils zwei Seiten haben. So wird eine kontinuierliche Messung der insgesamt 256 Kanäle möglich mit ei-

ner Abtastrate von 6250 SPS. Die Inbetriebnahme und detaillierte Charakterisierung des kompletten Aufbaus sowie eine Installationsanweisung, sind den Datenblättern [6, 5] zu entnehmen. Es wird im folgenden auf das Messprinzip der Ausleseelektronik eingegangen.

5.1 Messprinzip der Ausleseelektronik

Eine effiziente Elektronik zum Auslesen sehr geringen Ströme, welche im Experiment zu erwarten sind, ist eine Grundvoraussetzung, um einen Detektor in einem Experiment einsetzbar zu machen. Die Grundschaltung des Transimpedanzverstärkers ist in der Abbildung (5.2) dargestellt.

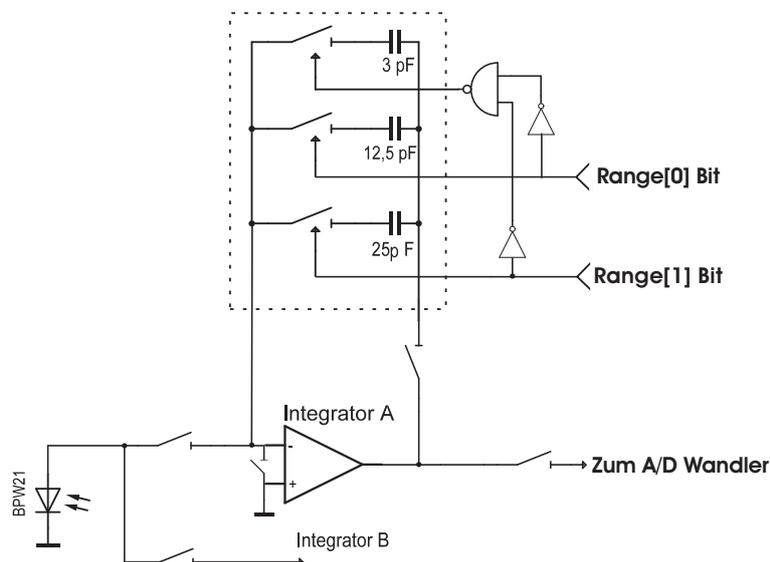


Abb. 5.2: Die Grundschaltung des Transimpedanzverstärkers. Zu sehen ist der Integrator A mit den wählbaren Kondensatoren und angedeutet ist der zweite Integrator B des einen Eingangs, an dem die Photodiode BPW21 angeschlossen ist. Der Ausgang des Transimpedanzverstärkers geht an den Eingang des A/D-Wandlers [6].

Die Photodiode ist direkt an den invertierenden Eingang des Operationsverstärkers angeschlossen. Die Kondensatoren sind dabei parallel zu dem invertierenden Eingang angeschlossen. Der nicht invertierende Eingang ist geerdet. Der Eingangsstrom aus der Photodiode fließt innerhalb der Integrationszeit zum Kondensator und lädt diesen auf. Um das Prinzip zu verstehen, betrachtet man zunächst nur einen Operationsverstärker, an dem parallel ein Widerstand geschaltet ist, wie in Abbildung (5.3a). Der Eingangstrom aus der Photodiode fließt über den zum Operationsverstärker parallel geschalteten Widerstand und man erhält eine Ausgangsspannung.

Nach den Kirchhoffschen Regeln und dem Ohmschen Gesetz resultiert für die Ausgangsspannung die folgende Formel:

$$U_{out} = -I_{in} \cdot R_F . \quad (5.1)$$

Der Transimpedanzverstärkungsfaktor ist R_F , d.h. um sehr kleine Ströme messen zu können, werden sehr hohe Widerstände gebraucht. Schaltet man einen Kondensator dem Operationsverstärker parallel, erhält man einen integrierenden Transimpedanzverstärker, welcher in Abbildung (5.3b) zu sehen ist.

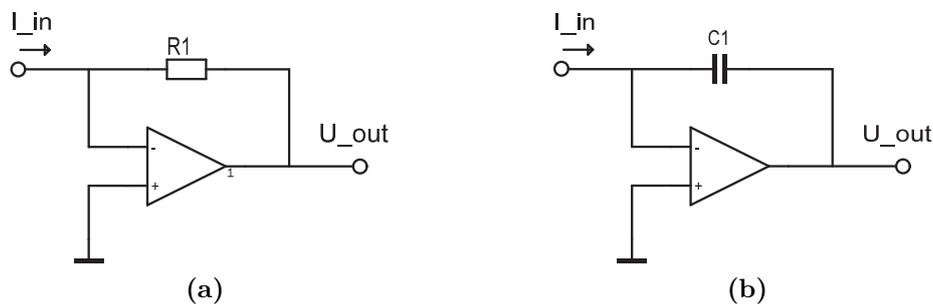


Abb. 5.3: Schaltbild eines Transimpedanzverstärkers a) mit gegengekoppeltem ohmschen Widerstand und b) mit gegengekoppeltem Kondensator als Integrator

Der Eingangsstrom lädt den Kondensator innerhalb der Integrationszeit auf. Für den integrierenden Transimpedanzverstärker gilt dann die Beziehung:

$$U_{out} = -I_{in}(t) \cdot \frac{t_{int}}{C_{int}} . \quad (5.2)$$

Man sieht an der Formel (5.2), dass die Ausgangsspannung proportional zur Integrationszeit ist und antiproportional zur Kapazität des Kondensators. Dabei ist zu beachten, dass nun der Eingangsstrom $I_{in}(t)$ nun aufgrund der Auf- bzw. Entladezeit des Kondensators zeitabhängig ist. Da aber relativ kurze Integrationszeiten eingestellt werden, wird trotzdem eine lineare Abhängigkeit angenommen.

Der Transimpedanzverstärkungsfaktor ist demnach $\frac{t_{int}}{C_{int}}$ womit es möglich wird hohe Verstärkungsfaktoren zu erreichen, wenn man entweder eine sehr kleine Kapazität und, oder eine hohe Integrationszeit wählt. Die Elektronik beinhaltet vier Kondensatoren. Daraus ergibt sich mit einer internen Referenzspannung von 4V jeweils die in der Tabelle (5.1) aufgeführten maximalen Ladungen, die gespeichert werden können.

Tab. 5.1: *Einstellbare Kondensatoren und deren Messbereich an der Ausleseelektronik. Die Integrationszeiten lassen sich von $320\mu s$ bis $1s$ einstellen.*

Bereich	C_F	Eingangsgrenzen
0	3 pF	-0,04 bis 12,5 pC
1	12,5pF	-0,2 bis 50.0 pC
2	25pF	-0,4 bis 100 pC
3	37,5pF	-0,6 bis 150 pC

Des Weiteren lässt sich die Integrationszeit von mindestens $320\mu s$ bis maximal $1s$ einstellen.

Schließlich gelangt das Spannungssignal an den Analog-Digital-Wandler. Dieser hat eine maximale Auflösung von $20bit$, das heißt die größtmögliche Zahl die dargestellt werden kann, ist $2^{20} = 1048576$. Die größtmögliche Ladung mit einem $37,5pF$ Kondensator und mit einer Referenzspannung von $4V$ beträgt $150pC$. Das heißt, dass 1048576 einer Ladung von $150pC$ entspricht. Wenn man nun eine Integrationszeit von $320\mu s$ einstellt, ergibt sich ein Strom von $150pC/320\mu s = 0,47\mu A$. Damit kann man genau umrechnen, wie viel Strom der dimensionslosen Zahl, die der A/D-Wandler ausgibt, entspricht.

6 Messungen mit der Ausleseelektronik

Bevor man eine Photodiode an die Elektronik anschließen kann, benötigt man einen Zugang zu den analogen Eingangskanälen. Denn alle 256 Eingänge der DDC264 Chips gehen an das Analog-Eingangs-Modul, welches mit dem Evaluationsmodul über eine MEG-Array Stecker mit 300 Pins verbunden ist. Aufgrund der sehr großen Dichte an Kanäle auf diesem Stecker ist es nicht möglich, ohne weiteres eine einzelne Photodiode an einen Kanal anzuschließen. Dabei wurde an die schon auf dem Analog-Eingangs-Modul befindlichen Widerstände eine Stiftleiste angelötet und an die Stiftleiste Kabel angelötet, die dann an eine Messerleiste gehen. Dadurch war es möglich einzelne oder auch alle 30 Photodioden an die Elektronik anzuschließen. Die Abbildung (6.1) zeigt Bilder dieser Anschlüsse.

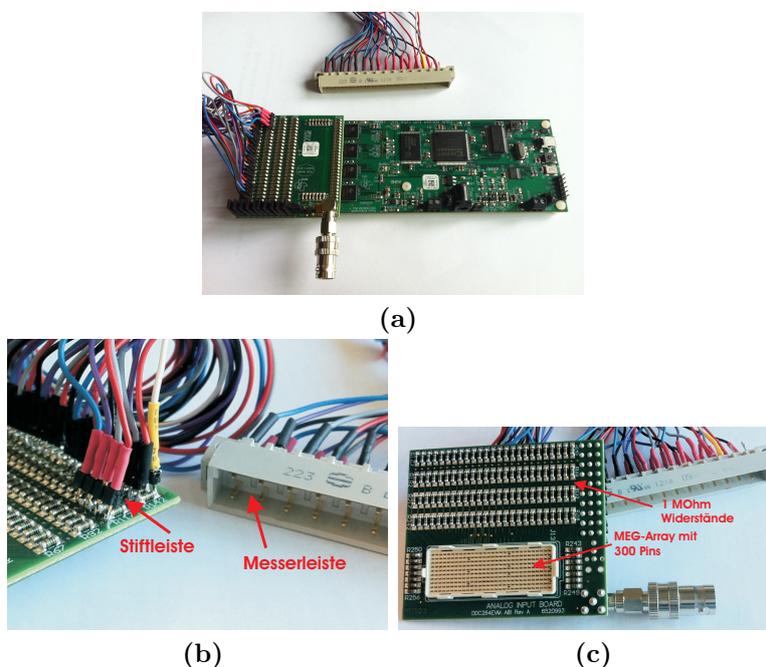


Abb. 6.1: a) Gesamtbild mit angeschlossenem Analogeingangsmodul und Messerleiste, an der dann maximal 32 Photodioden angeschlossen werden können. b) Eine vergrößerte Darstellung der Lötstellen. Die eine Seite der Widerstände geht direkt an die Analogeingänge des DDC264 Chips, die andere Seite ist mit der gemeinsamen Erde verbunden. c) Die Unterseite des Analogeingangsmoduls mit dem MEG-Array Stecker der 300 Pins.

6.1 Messung mit einer einzelnen Photodiode in Dunkelheit

Zunächst wurde eine Photodiode angeschlossen und abgedeckt, um den Dunkelstrom zu messen. Dabei wurden zum Einen die Integrationszeit variiert und zum

Anderen die Kondensatoren. Die Abbildung (6.2) zeigt die lineare Abhängigkeit des Ausgangssignals von der Integrationszeit und die reziproke Abhängigkeit von der eingestellten Kapazität. Dabei ist die Intensität des Ausgangssignals in den einheitenlosen Intensitätswerten der Elektronik angegeben.

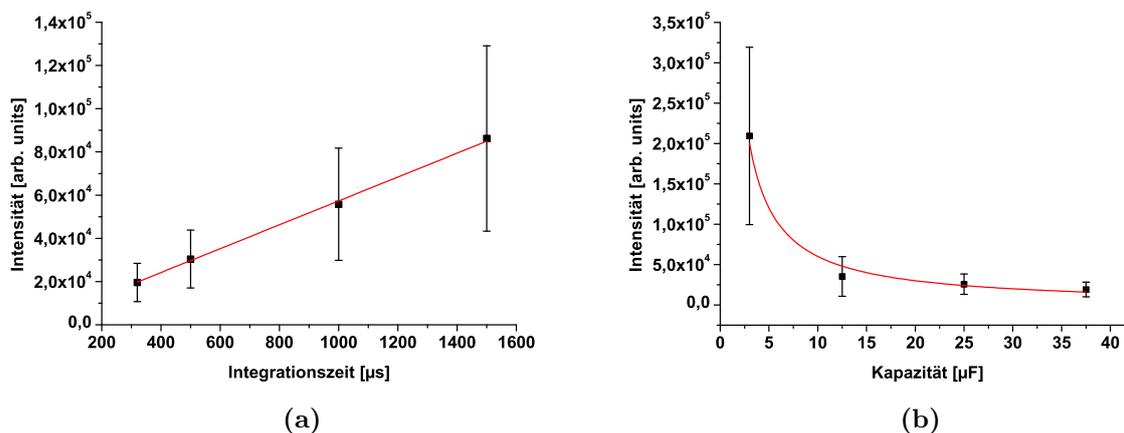


Abb. 6.2: *Abhängigkeit der Ausgangsintensität der Elektronik mit angeschlossener Photodiode in Dunkelheit von (a) der Integrationszeit und (b) der Kapazität. In rot eingezeichnet ist jeweils die Anpassungsfunktion, wobei die Integrationszeit linear und die Kapazität reziprok mit dem Ausgangssignal zusammenhängt. Die einzelnen Messpunkte sind jeweils Mittelwerte von insgesamt 512 Messungen und der Fehler ist der entsprechende Standardfehler.*

Ferner sieht man in der Abbildung (6.2), dass die Fehler mit immer höheren Integrationszeiten steigen und mit höheren Kapazitäten sinken. Damit gibt es die Möglichkeit, je nach Strahlungsintensität, den optimalen Kondensator und die optimale Integrationszeit zu wählen. Es sollte auf die Schwankungen der Messwerte und damit den Standardfehler geachtet werden.

6.2 Kalibrieren des Detektors auf eine LED-Lichtquelle

Der Detektor besteht aus 32 Photodioden. Um diese zu kalibrieren wird zunächst eine Leuchtdiode (LED) eingesetzt, die jeweils vor einer Photodiode angebracht wird. Damit werden diese mit immer derselben Lichtquelle beleuchtet, die in der Abbildung (6.3) dargestellt ist. Die Messungen können anschließend auf den Mittelwert normiert werden, womit man für die jeweilige Photodiode einen Kalibrierungsfaktor erhält.

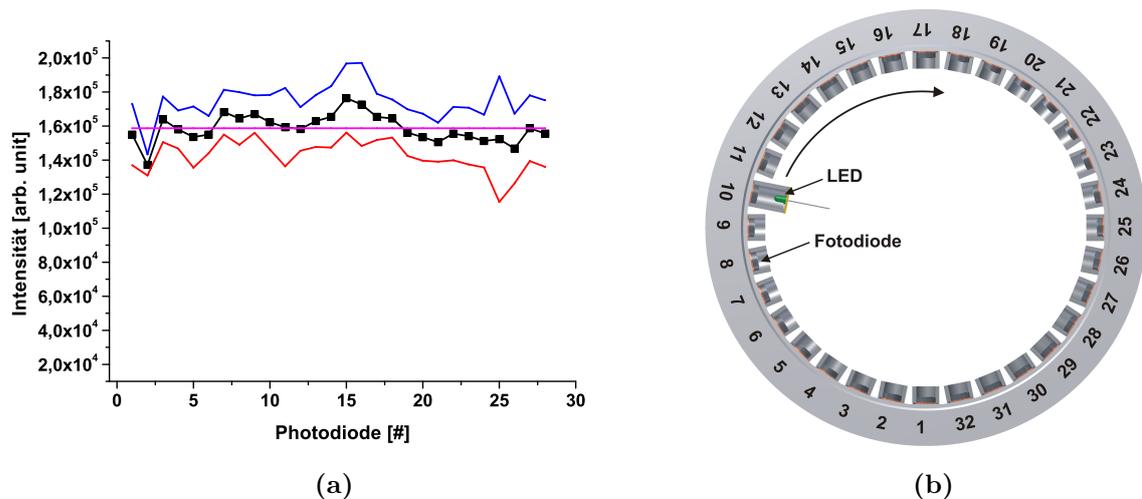


Abb. 6.3: Die jeweilige Photodiode des Detektors wurde mit einer LED belichtet. In (a) sieht man die jeweilige Abweichung (schwarz) von dem Mittelwert (violett) mit der oberen (blau) und unteren (rot) Fehlergrenze. Die Photodioden sind durchnummeriert, wie in (b) dargestellt.

6.3 Kalibrieren des Detektors auf einen Leuchtstab

Das Ziel ist es, einen leuchtenden Ionenstrahl zu detektieren. Als vereinfachtes Modell kann man sich den Ionenstrahl als einen radialsymmetrischen Zylinder vorstellen, der radialsymmetrisch Photonen emittiert. Als experimentelle Annäherung an dieses Modell wird ein Leuchtstab eingesetzt, der zylinderförmig und annähernd radialsymmetrisch das Licht emittiert. Schon in der Bachelorarbeit [1] wurde ein Leuchtstab eingesetzt. Nun wird nochmal das Verhalten des Detektors auf die Bewegung der Lichtquelle untersucht. Zu erwarten ist, dass die Detektion aufgrund der aufwendigeren Elektronik sehr viel genauer wird. In Abbildung (6.4) befindet sich zunächst der Leuchtstab in der Mitte des Detektors. Man sieht, dass nicht alle Photodioden gleich stark belichtet werden, dabei wurden die Werte mit den vorher im Abschnitt 6.2 ermittelten Kalibrierungsfaktoren miteinbezogen. In Abbildung (6.4) zu sehen sind drei Kurven, dabei wurde jeweils der Leuchtstab um die eigene Längsachse gedreht, um zu ermitteln, ob die Schwankung der Signale von der Inhomogenität der Lichtquelle herrührt.

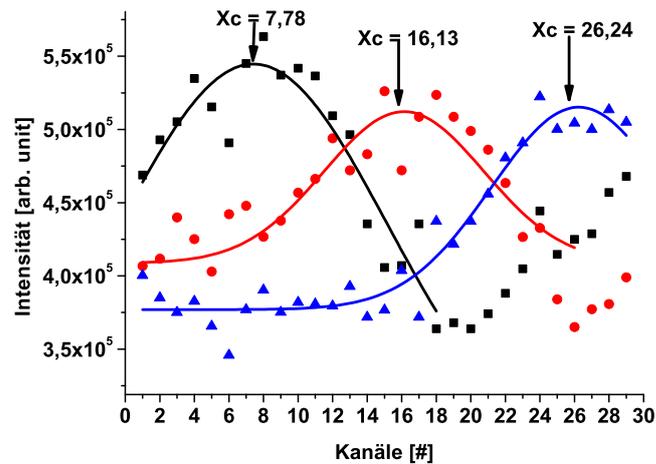


Abb. 6.4: Ein Leuchtstab wurde in die Mitte des Detektors befestigt. Da nicht alle Photodioden dasselbe Signal geben, obwohl die Werte mit den zuvor ermittelten Kalibrierungsfaktoren bereinigt wurden, wurde der Leuchtstab gedreht. Man sieht, dass das jeweilige Maximum sich um 8 Photodioden verschiebt. Die Lichtquelle wurde jeweils um 90° gedreht. Die Intensitätsverteilung wurde mit einer Gaussfunktion angenähert (durchgezogene Linie). Das jeweilige Maximum ist eingezeichnet. Es verschiebt sich einmal um 8 und einmal um 10 Photodioden.

Der Leuchtstab wurde jeweils um 90° gedreht, die Photodioden sind in jeweils $11,25^\circ$ Abständen befestigt, was heißt, wenn der Leuchtstab um 90° gedreht wird, sollte sich das Maximum der Intensitätsverteilung um 8 Photodioden verschieben. Die Intensitätsverteilung wurde jeweils mit einer Gaussfunktion angenähert und das Maximum der angenäherten jeweils durchgezogenen Linien verschiebt sich einmal um 8 Photodioden und im anderen Fall um 10 Photodioden. Als nächstes wird die Änderung der Intensitätsverteilung bei radialer Verschiebung des Leuchtstabes betrachtet. Der Leuchtstab wurde einmal um 30mm und einmal um 60mm von der Mitte aus radial verschoben. An der Abbildung (6.5) sieht man, umso mehr sich der Leuchtstab dem Rand des Detektors nähert, desto weniger Photodioden detektieren das Licht und desto intensiver wird das Signal an den wenigen Photodioden. Bei dieser Messung wurde die Intensität jedoch nicht höher, da das Maximum der Ausleseelektronik erreicht wurde und das Signal in Sättigung ging.

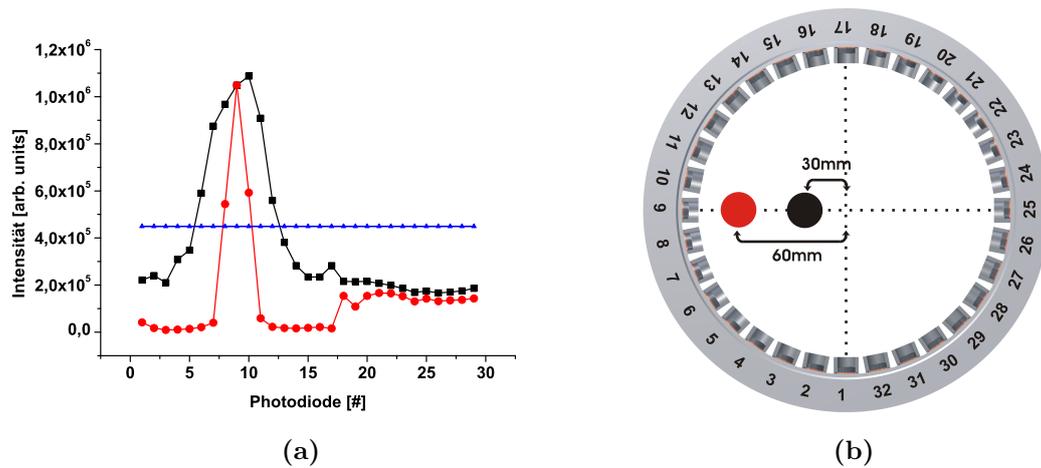


Abb. 6.5: Radiale Verschiebung des Leuchtstabes, einmal um 30mm (schwarz) und einmal um 60mm (rot) von der Mitte des Detektors aus. Man sieht, umso näher man an den Rand gelangt, desto weniger Photodioden geben ein Signal und desto intensiver werden die Signale der wenigen Photodioden. Im Vergleich steht dazu die Intensitätsverteilung in der Mitte des Detektors (blaue Linie), wobei alle Werte auf den Mittelwert der blauen Mittellinie kalibriert wurden.

6.4 Zusammenfassung

Ziel war es, das Zusammenspiel von Photodioden, der Ausleseelektronik und einer künstlichen Lichtquelle zu untersuchen. Es wurde gezeigt, dass das Prinzip der Detektionsmethode funktioniert. Die Verarbeitung und die Auswertung der Signale dauert nun mit Hilfe der Ausleseelektronik nur noch ein bis zwei Minuten, im Gegensatz zu der anfänglichen Entwicklungsphase [1], bei der schon allein die Datenaufnahme 10 bis 15 Minuten dauerte. Insbesondere muss man bedenken, dass die Verarbeitung sehr viel genauer ist, da die Messpunkte jeweils Mittelwerte aus insgesamt 512 Messungen darstellen.

7 Der Detektor am Teststand

7.1 Der Teststand

Der verwendete Teststand am IAP besteht aus einer Volumenionenquelle, einer fahrbaren Faradaytasse, um den Strahlstrom zu messen und einem Solenoiden als magnetisches Fokussierelement. Hinter dem Solenoiden ist ein leerer Tank eingebaut, in dem der Photodioden-Detektor und ein Detektor mit Phosphorschirm angebracht

werden können. Die Abbildung (7.1) zeigt einen Ausschnitt, in dem die wesentlichen Komponenten beschriftet sind.

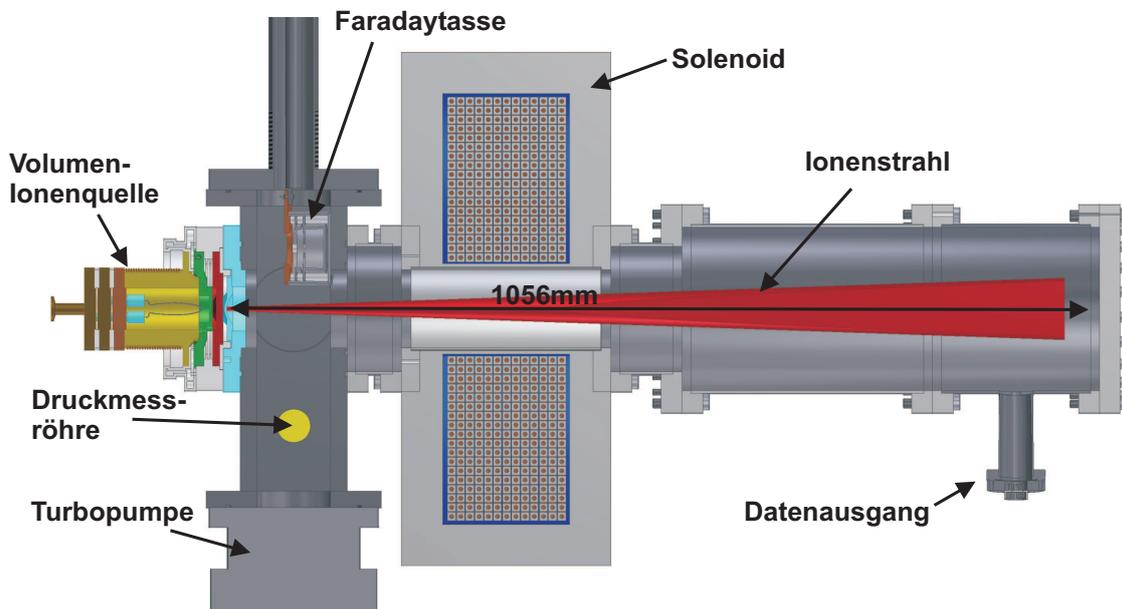


Abb. 7.1: Ausschnitt des Experiments; als einzige Detektoren sind die Faradaytasse und die Druckmessröhre zu sehen.

7.2 Untersuchung des Ionenstrahls am Teststand

Um später genauere Aussagen über die Ergebnisse des Photodioden-Detektors treffen zu können, wurde der Ionenstrahl mit einem schon erprobten Detektor vermessen. Es sind Strahleigenschaften, wie der Strahlradius und die relative Position zum Strahlrohrmittelpunkt untersucht worden.

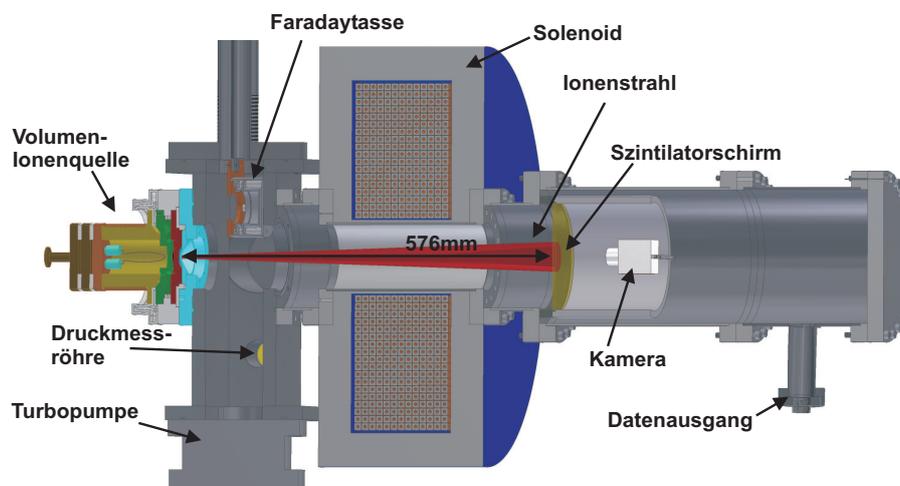


Abb. 7.2: Ausschnitt des Experiments mit eingesetztem Szintillator-Kamera-System [13] (siehe Abbildung (7.1)).

Als weiterer Detektor wird ein strahlzerstörender Szintillator eingesetzt [13]. Dieser Detektor wurde im IAP entwickelt und auch schon an einem baugleichen Teststand getestet. Das Prinzip des Detektors ist, dass der Ionenstrahl auf einen mit ZnS:Ag beschichteten Schirm trifft und diesen zum Leuchten anregt. Dieses Leuchten wird dann mit einer, hinter dem Schirm angebrachten Kamera aufgenommen. Aus den aufgenommenen Bildern kann mit einem geeigneten Bildbearbeitungsprogramm das Profil sowie die Position des Strahls ermittelt werden. Das Programm CCDScan, was in dieser Arbeit benutzt wurde, wurde am IAP entwickelt [10].

Ein Helium-Ionenstrahl wurde aus der Quelle mit einer Energie von $6,5\text{keV}$ und einem Strahlstrom von $0,7\text{mA}$ extrahiert. Helium als Arbeitsgas wurde deshalb genommen, weil es erfahrungsgemäß am besten zu handhaben ist. Jedes andere Gas könnte aber auch eingesetzt werden. Die Energie und der Strahlstrom sind so gewählt, dass diese hoch genug sind, um eine ausreichende Leuchtstärke zu erhalten und niedrig genug, um den Szintilatorschirm nicht zu beschädigen. Der Strom wird von einer fahrbaren Faraday-Tasse direkt hinter der Öffnung der Ionenquelle gemessen. Durch den Rezipienten wird der Strahl mit Hilfe einer magnetostatischen Fokussierlinse geführt. Die Abbildung (7.3a) zeigt eine Aufnahme bei ausgeschaltetem Solenoiden, das heißt der Strahl wird nicht fokussiert.



Abb. 7.3: (a) Aufnahme des Szintillatorschirms bei einem nicht fokussierten Helium-Ionenstrahl von $6,5\text{keV}$ Energie und $0,7\text{mA}$ Strahlstrom. Es ist nur am Rande ein Effekt zu sehen. Die gelblichen Bereiche auf dem Schirm kommen aufgrund des Filamentleuchtens zustande. (b) Hier wurde der Strom am Solenoiden um 1A erhöht, was einem Magnetfeld von ca. $1,9\text{mT}$ entspricht.

Auf dem Schirm sind gelbe Bereiche zu erkennen, welche von dem Filamentleuchten hervorgerufen werden. Als Filament wird die Glühkathode der Ionenquelle bezeichnet.

net. Ferner sieht man unten rechts in der Abbildung (7.3a) ein grünes Leuchten. Dieses Leuchten kommt von dem Ionenstrahl bzw. den Elektronen, die ebenfalls im Strahlengang entstehen. Man erkennt die Elektronen auch an dem Bild in Abbildung (7.3b), bei dem nur ein Magnetfeld von 1,9mT eingestellt wurde. Erst bei einem Solenoidstrom von 140A sieht man, dass die äußeren Ringe von den Elektronen geformt werden. Erst die innere Ringstruktur wird vermutlich durch den Ionenstrahl erzeugt. Die äußeren Ringe verschwinden, wenn der Strahl auf den Leuchtschirm fokussiert ist. Die Abbildung (7.4) zeigt den fokussierten Strahl bei einem Magnetfeld von 0,37T. Die Fokussiereigenschaften des Solenoiden werden im Abschnitt 11 ausführlicher behandelt.



Abb. 7.4: *Heliumionenstrahl auf den Leuchtschirm fokussiert bei einem Solenoid-Magnetfeld von 0,37T*

7.3 Verarbeitung der Profilbilder des Szintillators

Um die Profilbilder des Szintillators zu bearbeiten, wird das Programm CCDScan [10] eingesetzt. Zunächst wird ein Profil in x- und eins in y-Richtung aufgenommen. Die dabei ermittelten Intensitätsverteilungen werden dann mit einem Tabellenkalkulationsprogramm weiter verarbeitet. Die Intensitätsverteilungen werden mit einer Gaussfunktion angenähert. Das Maximum der Anpassungsfunktion gibt die x- bzw. y-Position des Strahls an. Die Halbwertsbreite gibt die Breite des Profils an. Abbildung (7.5a) zeigt zunächst das Profilbild, indem das Koordinatensystem relativ zum Strahlrohr eingezeichnet ist. Zu beachten ist, dass der Mittelpunkt des Szintillatorschirms nicht mit dem Mittelpunkt des Strahlrohres übereinstimmt. Deswegen ist der Ursprung des im Abbildung (7.5a) eingezeichneten Koordinatensystems nicht in die Mitte des Bildes eingezeichnet, sondern um 10mm in y-Richtung verschoben. Ferner ist der Mittelpunkt des Strahls mit einem roten Fadenkreuz eingezeichnet. Man sieht, dass der Strahl sowohl in x- als auch in y-Richtung verschoben ist. Abbildung (7.5b) zeigt das resultierende Bild, wenn es in das Verarbeitungsprogramm

[10] importiert wird.

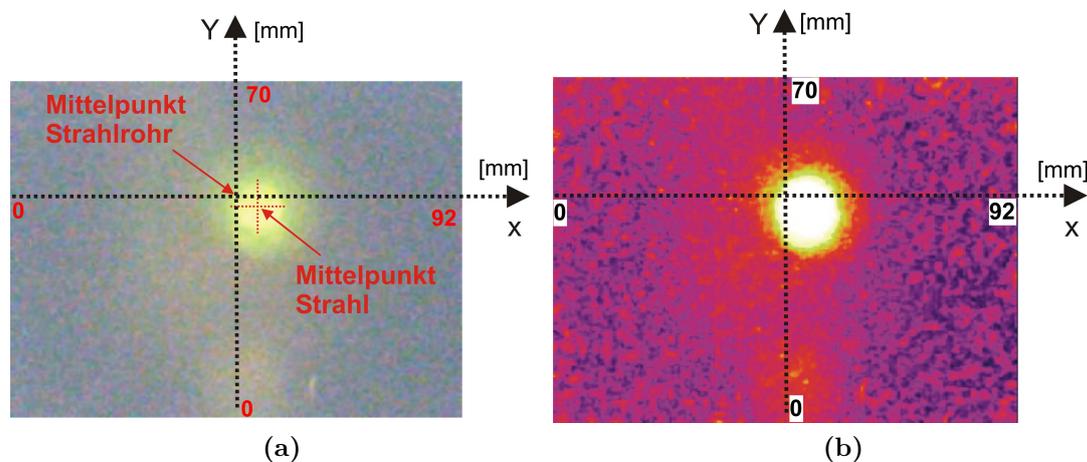


Abb. 7.5: (a) Zu sehen ist das aufgenommene Bild am Szintillator. Eingezeichnet ist das Koordinatensystem des Strahlrohrs relativ zum Mittelpunkt des Szintillators um 10mm in y-Richtung verschoben. Als rotes Fadenkreuz ist der Mittelpunkt des Strahls eingezeichnet. (b) Hier zu sehen ist das ins Programm CCDScan [10] importierte Bild. Mit Hilfe dessen kann die Intensitätsverteilung in x- und y-Richtung ermittelt werden.

Um die genaue Position zu bestimmen, sind die Intensitätsverteilungen in der Abbildung (7.6) mit der jeweiligen Gaussfunktion angepasst. Dementsprechend ist der Strahl in x-Richtung um 3mm und in y-Richtung um 1,8mm, relativ zum Strahlrohrmittelpunkt verschoben.

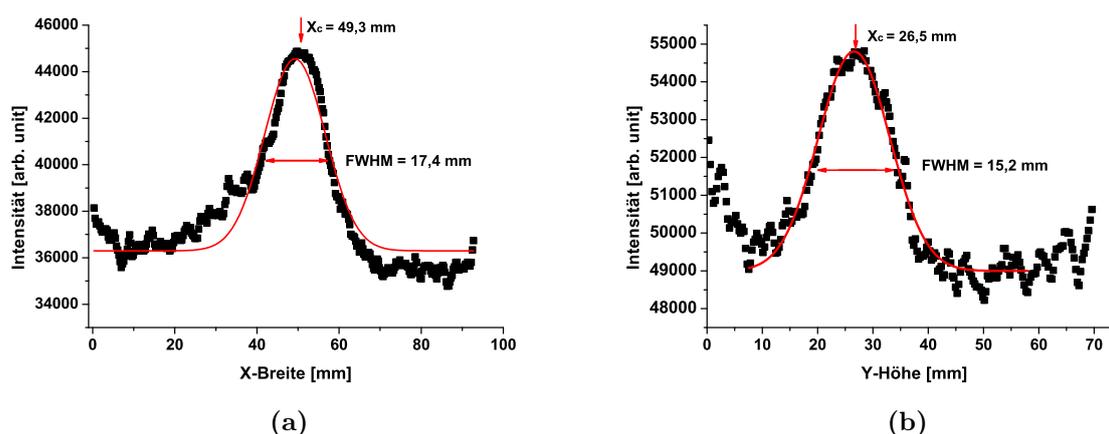


Abb. 7.6: Die ermittelten Intensitätsverteilungen sind in schwarz und die angepasste Gaussfunktion in rot zu erkennen. (a) In x-Richtung ist der Strahl um 3mm verschoben und hat eine Halbwertsbreite von 17,4mm. (b) In y-Richtung ist der Strahl um 1,8mm verschoben und hat eine Halbwertsbreite von 15,2mm.

Um die mit Hilfe des Szintillatorschirms ermittelten Profile mit den Intensitätsverteilung des Photodioden-Detektors vergleichen zu können, wird eine poloidale Intensitätsverteilung ermittelt. Dabei wird ein Kreis um das aufgenommene Bild gelegt und jeweils an einer Winkelposition die Intensität der Pixel in radialer Richtung aufintegriert. Die Abbildung (7.7a) zeigt den auf das Bild projizierten Kreis in rot. Bei einer Winkelposition werden die jeweiligen Intensitäten an den Pixeln aufintegriert. Die eine Winkelposition aufgetragen in Abbildung (7.7b) gibt dann den Intensitätswert I_1 und die gegenüberliegende Position die Intensität I_2 an.

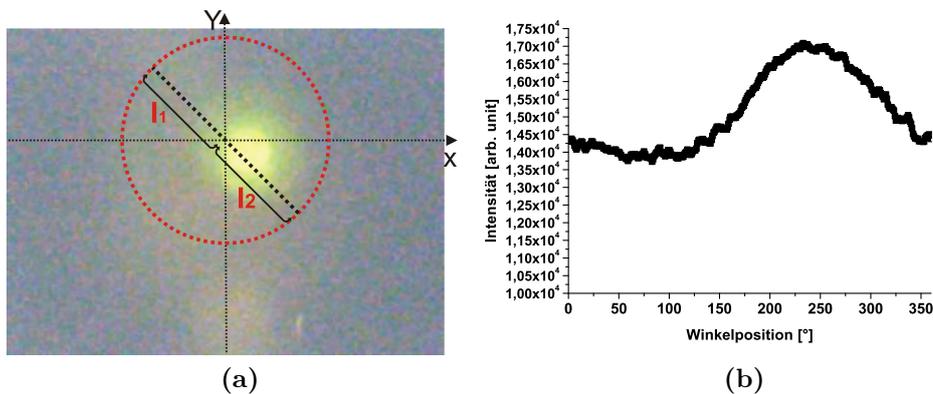


Abb. 7.7: Poloidale Intensitätsverteilung (a) Eine Winkelposition ist eingezeichnet, die jeweiligen Intensitäten der Pixel entlang der schwarz gepunkteten Linie werden aufintegriert. (b) Die poloidale Intensitätsverteilung wird in Abhängigkeit des Winkels hier im 1 Grad Winkelabstand aufgetragen.

Dementsprechend ist bei der diesem Verfahren zur Berechnung der Intensitätsverteilung eine lineare Abhängigkeit von dem Abstand angenommen.

7.4 Erster Versuch der Transformation der poloidalen Intensitätsverteilung

Oben in Abbildung (7.7a) wurde gezeigt, wie die in Abbildung (7.7b) dargestellte poloidale Intensitätsverteilung erzeugt wird. Ferner wurde in der Abbildung (7.6) gezeigt, wie das Profilbild verarbeitet wird, um die Intensitätsverteilung in x- und y-Richtung zu erzeugen, um damit die genaue Position des Strahls zu bestimmen.

Aus den ermittelten Daten des Photodioden-Detektors, erhält man poloidale Intensitätsverteilungen, bei denen die Intensität in Abhängigkeit von der Winkelposition aufgetragen wird. Um die poloidale Intensitätsverteilung zu verarbeiten bzw. in-

interpretieren zu können, muss diese Intensitätsverteilung in kartesische Koordinaten transformiert werden.

Gegeben sind die jeweiligen Intensitäten für die jeweiligen Winkel. Aus diesen Informationen muss nun eine x- und y-Koordinate bestimmt werden. Als erster Versuch wird die Transformationsvorschrift für Polarkoordinaten, wie in Formel (7.1) gegeben, benutzt.

$$x = r \cdot \cos(\alpha), \quad y = r \cdot \sin(\alpha) . \quad (7.1)$$

Nun muss der Radius r bestimmt werden. Der Radius ist die Intensität, die jede Photodiode ausgibt. Der Mittelpunkt des Kreises hat nicht die Intensität null, sondern die eigentliche mittlere Intensität, die von der Lichtquelle ausgeht. Sobald die Lichtquelle sich radial verschiebt, ergibt sich eine dementsprechende Differenz zwischen den Photodioden, die sich um 180° gegenüber stehen. Die eine Photodiode detektiert in linearer Näherung, in dem selben Maße mehr Intensität aus, als die Photodiode von dem sich die Lichtquelle entfernt, welche dann weniger ausgibt.

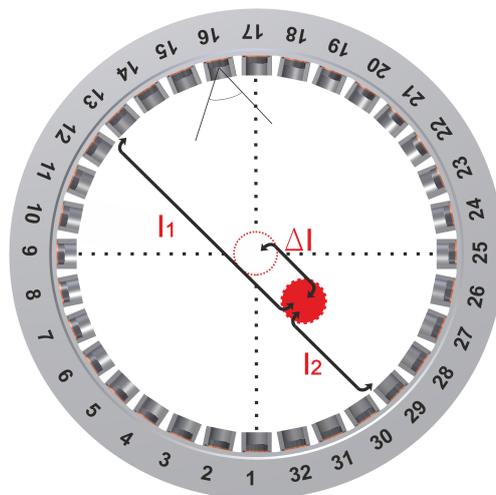


Abb. 7.8: *Eingezeichnet sind die Intensitäten I_1 und I_2 sowie das ΔI . Eine radiale Verschiebung der Lichtquelle führt zu einem ΔI in den Signalen der Photodioden, die sich genau gegenüber stehen.*

Die Intensitäten werden auf den Mittelwert normiert und die Differenz zwischen den sich gegenüberliegenden Photodioden gibt gerade die Verschiebung der Lichtquelle von dem Mittelpunkt an. In Abbildung (7.8) ist das ΔI , die Differenz der Intensitäten eingezeichnet.

Setzt man das ΔI und den dazugehörigen Winkel in die Formel ein, dann erhält

man die in Abbildung (7.9c) dargestellten Punkte. Dabei wurde die Abhängigkeit der Intensität vom Abstand als linear genähert. Es wird angenommen, dass das ΔI sehr klein ist und somit eine lineare Näherung rechtfertigt. Zu dem könnten weitere Abhängigkeiten angenommen werden, wie eine $\frac{1}{r}$ oder $\frac{1}{r^2}$ Näherungen.

Man sieht in der Abbildung (7.9c), dass sich die Position des Strahls in dem Bild vom Szintilatorschirm ungefähr mit der Positionen der in kartesischer Koordinaten eingezeichneten Punkte übereinstimmt. Zumindest kann man auf die ungefähre Position schließen.

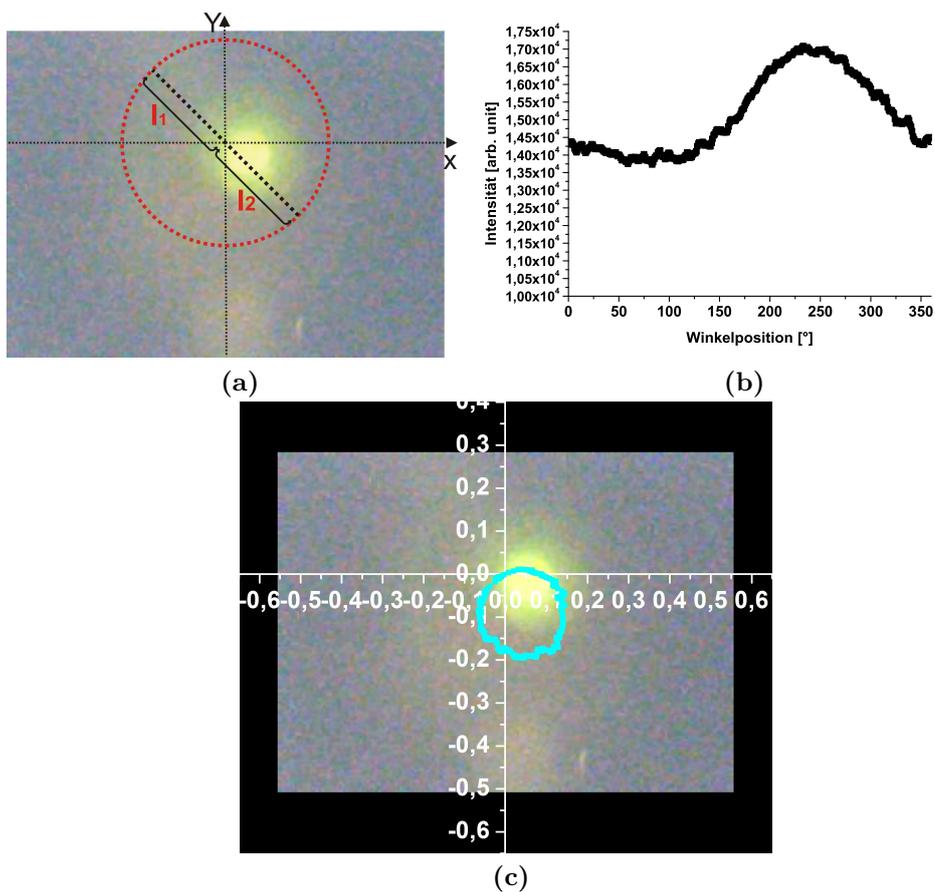


Abb. 7.9: Aus dem Bild in a) wurde die in b) dargestellte poloidale Intensitätsverteilung ermittelt. c) Die poloidale Intensitätsverteilung wurde auf den Mittelwert normiert und in kartesische Koordinaten transformiert. Das Ergebnis, der cyan farbene Kreis wurde anschließend wieder auf das Bild des Szintilatorschirms projiziert.

7.5 Entwickelte Methode zur Positionsbestimmung und Vergleich mit simulierter Daten

Eine weitere Methode, um aus der poloidalen Intensitätsverteilung die Position und den Strahlradius zu rekonstruieren, wäre die Intensitätsverteilung mit numerischen Methoden zu simulieren und diese Daten mit den experimentell Ermittelten zu vergleichen.

7.5.1 Simulation der poloidalen Intensitätsverteilung

Um die poloidale Intensitätsverteilung zu simulieren wurde ein Programm geschrieben, das aus drei Teilen besteht. Der erste Teil ist die Berechnung der Position der Photodioden, an denen jeweils eine Intensität berechnet werden soll. Nach der Formel (7.2) kann man die Anzahl der Photodioden und den Radius des Detektors beliebig wählen.

$$pos_{det,x} = r \cdot \cos\left(\frac{i \cdot 2 \cdot \pi}{N_{Det} \cdot 180}\right) \quad pos_{det,y} = r \cdot \sin\left(\frac{i \cdot 2 \cdot \pi}{N_{Det} \cdot 180}\right) \quad (7.2)$$

Mit r dem Radius des Detektors, i die zu erzeugende Photodiode und N_{Det} der gesamten Anzahl an Photodioden. Damit erhält man eine x- und y-Position jeder Photodiode und einen Vektor, der immer von dieser Position in den Mittelpunkt des Detektors gerichtet ist.

Der zweite Teil des Programms besteht aus der Generierung einer Lichtquelle. Da im Experiment kein homogen strahlendes Licht vorliegt, wird es durch Setzen von zufälligen Punkten p_1 und p_2 innerhalb des Detektors und innerhalb eines bestimmten Radius r_{source} erzeugt. Die Formel (7.3) beschreibt die Position des Strahls. In Abbildung (7.10) sind die Photodioden und der Strahl als Lichtquelle eingezeichnet.

$$\begin{aligned} pos_{source,x} &= (2 \cdot p_1 \cdot r_{source} - r_{source}) \cdot \cos\left(\frac{i \cdot 2 \cdot \pi}{(2 \cdot p_1 \cdot r_{source} - r_{source})}\right) \\ pos_{source,y} &= (2 \cdot p_2 \cdot r_{source} - r_{source}) \cdot \sin\left(\frac{i \cdot 2 \cdot \pi}{(2 \cdot p_2 \cdot r_{source} - r_{source})}\right) \end{aligned} \quad (7.3)$$

Der dritte Teil des Programms berechnet die poloidale Intensitätsverteilung abhängig von der Position des Strahls, der Photodioden und abhängig von deren Winkelakzeptanz. In Abbildung (7.10) ist das Prinzip der Ermittlung der Intensität skizziert.

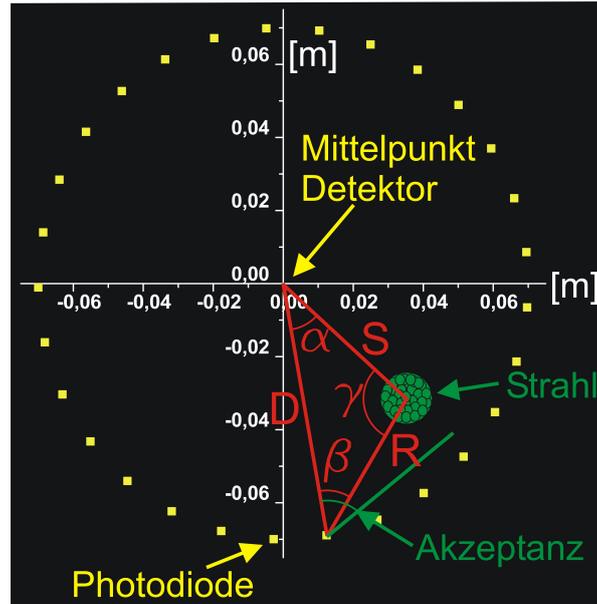


Abb. 7.10: Eine Prinzipskizze zur Funktion der Simulation. Eingezeichnet sind die Positionen der Detektoren in rot, sowie exemplarisch der Strahl und der Akzeptanzwinkel in grün.

Bekannt ist die Strecke D zwischen Photodiode und Mittelpunkt sowie Strecke S zwischen Strahl und Mittelpunkt. Ermittelt werden muss die Strecke R zwischen Photodiode und Strahl und der Diodeneinfallswinkel β siehe dazu die Abbildung (7.10). Der Algorithmus rechnet den Winkel mit Hilfe des Kosinussatzes (7.4) aus und vergleicht ihn mit dem Akzeptanzwinkel der Photodiode.

$$\cos(\beta) = \frac{(R^2 + D^2 - S^2)}{2 \cdot R \cdot D} \quad (7.4)$$

Befindet sich der Strahl innerhalb des Akzeptanzwinkels der Photodiode, wird für jeden Punkt innerhalb des Strahls der Betrag R des Vektors zwischen Strahl und Photodiode berechnet. Die jeweilige Gesamtintensität wird anschließend mit einer angenommenen $\frac{1}{R^2}$ Abhängigkeit mit der Formel (7.5) berechnet.

$$I = \frac{\cos(\beta)}{4 \cdot \pi \cdot R^2} \quad (7.5)$$

Die $\frac{1}{R^2}$ Abhängigkeit ist dabei nur eine Näherung, die für diese Anordnung experimentell ermittelt wurde [1]. Wenn man den Strahl als Linienquelle annähert, erhält man eine $\frac{1}{R}$ Abhängigkeit und je nachdem welche longitudinale Ausdehnung man annimmt, erhält man definierte Vorfaktoren. Diese longitudinale Ausdehnung ist gegeben durch den Akzeptanzwinkel der Photodiode. In der Abbildung (7.11) ist die vereinfachte Situation mit einer Linienquelle skizziert.

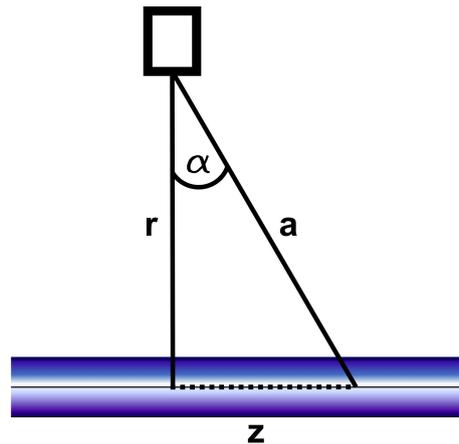


Abb. 7.11: Vereinfacht dargestellt ist die Sicht aus einer Photodiode auf einen Strahl als Linie. Die Photodiode besitzt einen Akzeptanzhalbwinkel α und der Abstand zwischen Strahl und Photodiode ist mit r gegeben. Die Ausdehnung z des Strahls ist durch den Winkel α gegeben.

Um die Abhängigkeit der Intensität an der Photodiode zu ermitteln, muss die Änderung des Vektors a über dz wie folgt integriert werden:

$$I = \int_{-z_0}^{z_0} \frac{I_0}{a^2} dz \quad (7.6)$$

hierbei ist $a^2 = r^2 + z^2$ ist. Um die Integration auszuführen, wird eine Substitution mit $\frac{z}{r} = x$ und $dz = r \cdot dx$ durchgeführt. Damit erhält man folgendes Integral und dessen Lösung:

$$\frac{I_0}{r} \int_{-rx_0}^{rx_0} \frac{1}{1+x^2} dx = \frac{I_0}{r} [\operatorname{atan}(x)]_{-rx_0}^{rx_0} \quad (7.7)$$

Mit Hilfe der Rücksubstitution und der Vorschrift $\frac{z}{r} = \tan(\alpha)$, wobei $\alpha = 30^\circ$ ist, erhält man dann:

$$I = \frac{\pi}{3} \cdot \frac{I_0}{r} \quad (7.8)$$

Hier erhält man den Vorfaktor $\frac{\pi}{3}$ und eine $\frac{1}{r}$ Abhängigkeit. Bei einem Zylinder mit Radius R variiert sich zusätzlich zur longitudinalen die transversale Ausdehnung und die Abhängigkeit reduziert sich zu $\frac{1}{r^\alpha}$ mit $\alpha \in \langle 1, 2 \rangle$. Hier kann in erster Näherung eine homogene Verteilung der Ionenstrahldichte angenommen werden, jedoch muss die Gaussverteilung der Ionenstrahldichte noch einbezogen werden.

Die poloidale Intensitätsverteilung mit verschobenem Strahl im Vergleich zum Strahl in der Mitte des Detektors wird in Abbildung (7.12) dargestellt.

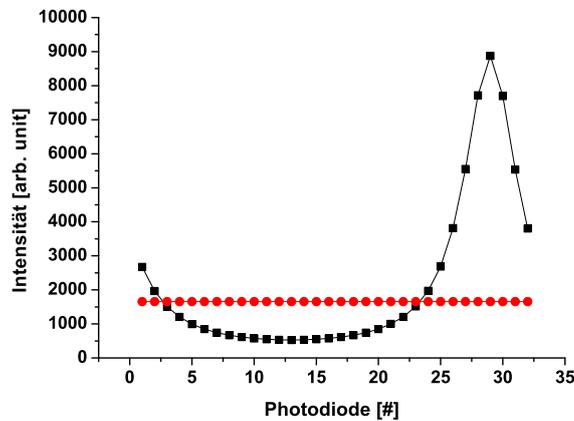


Abb.7.12: Vergleich der poloidalen Intensitätsverteilung bei einem Strahl in der Mitte in rot und einem radial verschobenen Strahl in schwarz.

Um diese Intensitätsverteilung zu ermitteln, wären noch weitere Methoden denkbar, wie die der sogenannten Particle in Cell (PIC) Methode, bei dem das zu lösende Teilchen-Gitter-Modell aus einem rechtwinkligen bzw. poloidalen Gitter besteht.

7.5.2 Anpassen der simulierten an die experimentellen Daten

Die nun simulierte poloidale Intensitätsverteilung kann an die experimentell ermittelte Verteilung angepasst werden und das sich daraus ergebende Bild des Strahls mit dem Bild des Szintillatorschirms verglichen werden. Jedoch sind keine exakten Positionsbestimmungen möglich, da die Simulation der Intensitätsverteilung aufgrund des quadratischen Abstandsgesetzes ermittelt wird und die Intensitätsverteilung des am Szintillatorschirm aufgenommenem Bildes anhand der Aufintegration der Pixel je Winkelposition. Die Abbildung (7.13a) zeigt die Anpassung der poloidalen Intensitätsverteilung der Simulation an die experimentell ermittelte Verteilung am Szintillator. In Abbildung (7.13c) ist der simulierte Strahl innerhalb der Photodiode dargestellt. Der Strahl ist nach der Simulation um 3,4mm in x-Richtung und -2,2mm in y-Richtung verschoben. Nach Auswertung des Szintillatorschirms ist der Strahl demnach um 3mm in x- Richtung und um -1,8mm in y-Richtung verschoben.

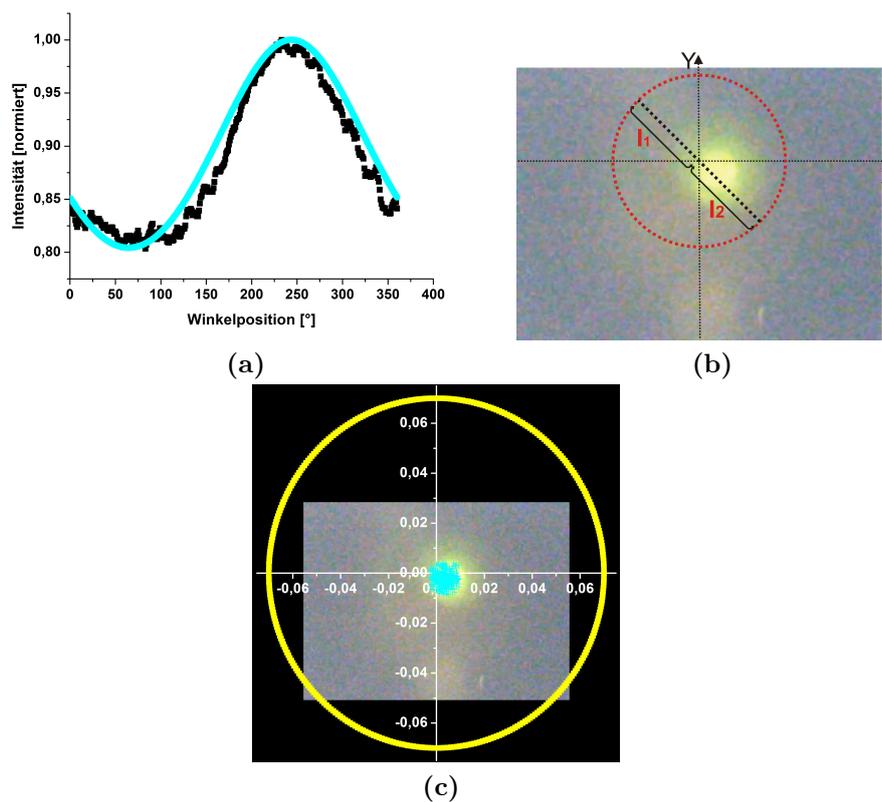


Abb. 7.13: *Anpassen der simulierten Werte an die experimentellen. (a) Der direkte Vergleich der poloidalen Intensitätsverteilungen zwischen den simulierten Werten in cyan und am Szintillatorschirm ermittelten Werten in schwarz. (b) Ein Bild des Szintillatorschirms mit dem Koordinatensystem relativ zum Strahlrohr. In (c) ist der simulierte Strahl in cyan eingezeichnet und die im Kreis angeordneten Photodioden in gelb.*

Damit ist eine Positionsbestimmung möglich. Das Ziel dieses Detektors wird sein, dass ein Kontrollsystem aus mehreren Photodioden-Detektoren in den Strahlengang eingesetzt wird, um relative Verschiebungen des Strahls zu ermitteln. Damit wird es möglich sein, den Strahl entlang seiner longitudinalen Achse zu vermessen und einen Drift zu detektieren, was eines der wichtigen Beobachtungsgegenstände des Experiments ist.

8 Gleichzeitige Messung mit Photodioden-Detektor und Szintillator

Da der Photodioden-Detektor den Ionenstrahl zerstörungsfrei detektiert, kann man einen weiteren Detektor dahinter platzieren, siehe dazu Abbildung (8.1), und die

Werte direkt miteinander vergleichen. Im Fall des Szintillatorschirms, welcher eine große Anzahl an Sekundärelektronen produziert und relativ stark leuchtet, ist die Frage, in welchem Maße das Leuchten die Photodioden beeinflusst und ob es noch möglich ist, den Strahl zu detektieren.

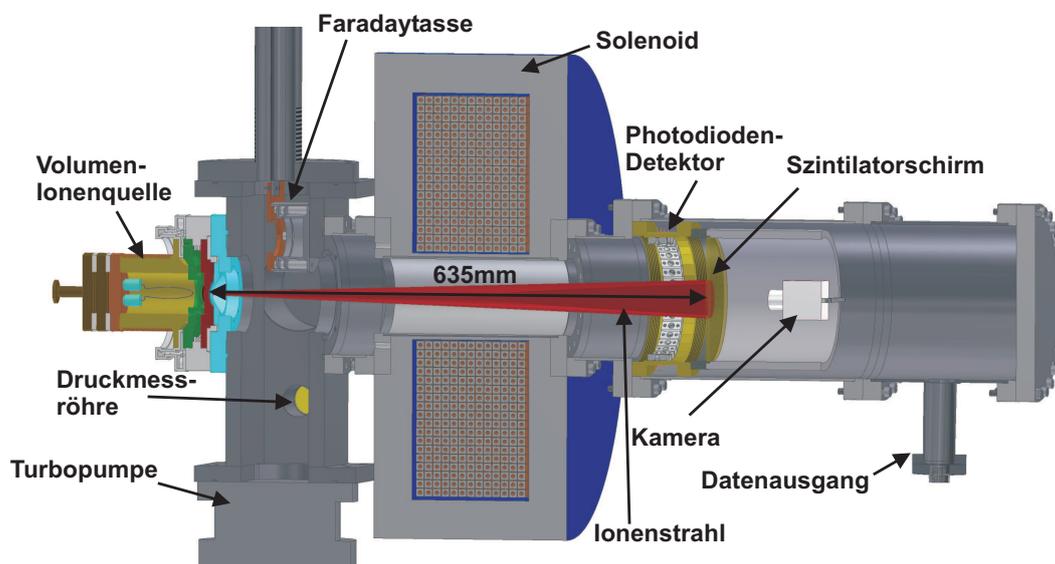


Abb. 8.1: Man sieht den Aufbau des Experiments, in dem der Photodioden-Detektor und der Szintillatorschirm mit Kamera direkt hintereinander angebracht sind.

Die Abbildungen (8.2b) bis (8.4b) zeigen den direkten Vergleich der Werte mit dem dazugehörigen Bild des Szintillatorschirms in den Abbildungen (8.2a) bis (8.4a). Man sieht die relativ gute Übereinstimmung und die Werte wurden jeweils auf das Maximum normiert. Die Intensitätsverteilung des experimentellen Daten wurde dabei mit der Pseudo-Voigt-funktion angepasst. Diese Funktion wird durch eine Linearkombination aus Gaußfunktion und der Lorentzfunktion berechnet.

Es wurden während des Experiments verschiedene Energien und Strahlströme eingestellt. Bei niedrigen Energien und Strahlströmen ist die Leuchtintensität am Szintillatorschirm sehr gering. Deshalb wurde eine Mindestenergie von 5keV eingestellt und eine maximale Energie von 7keV. Bei höheren Energien wird die Szintillationschicht auf dem Schirm beschädigt. Sowohl die Position als auch der Strahlradius kann mit der Methode der Anpassung mit simulierten Werten relativ genau, mit den Bildern am Szintillatorschirms in Übereinstimmung gebracht werden. Damit wurde auch die Frage beantwortet, ob das Leuchten des Szintillatorschirms die Photodioden zu sehr beeinflusst.

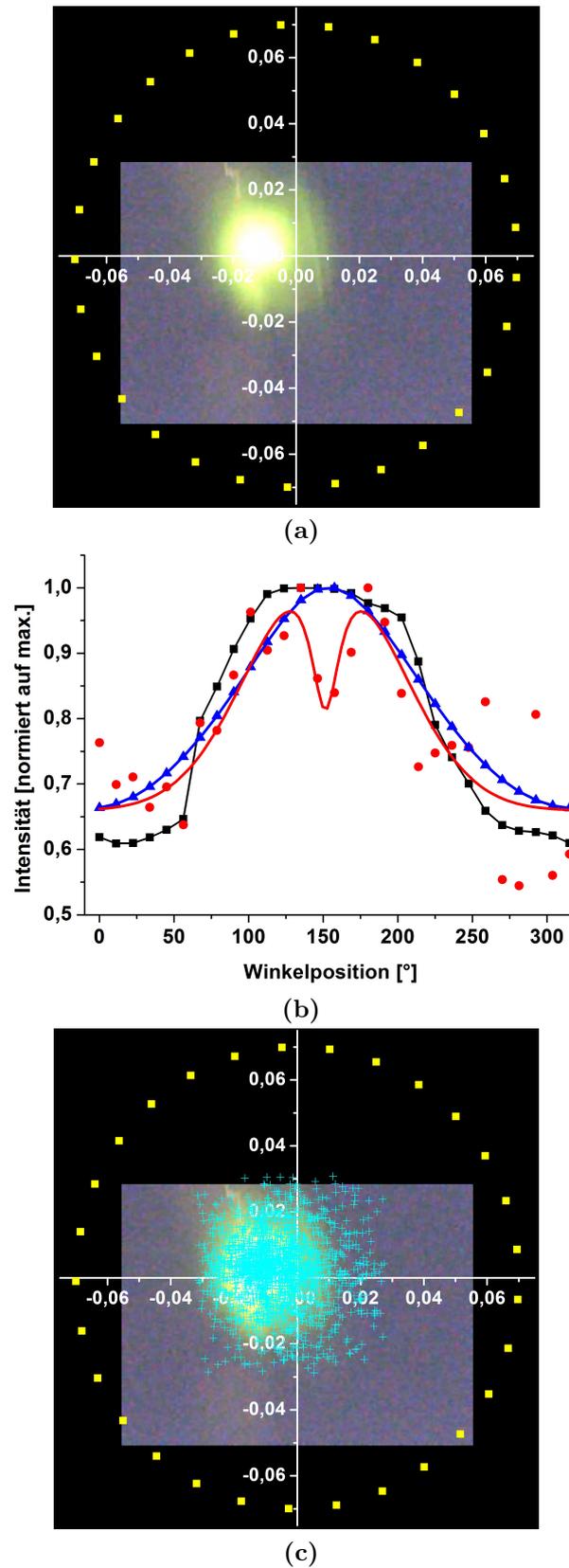


Abb. 8.2: a) Bild des Szintillatorschirms mit den Strahleigenschaften: $U_{ex} = 6,5 \text{ kV}$, $I_{FDT} = 1 \text{ mA}$, $I_{Sol} = 150 \text{ A}$, $P = 4 \cdot 10^{-6} \text{ mbar}$ (b) poloidale Intensitätsverteilung **rot**: des Photodioden-Detektors mit der Pseudo-Voigt-Funktion angepasst, **schwarz**: des Szintillatorschirms und **blau**: angepasste Simulation. (c) In **Cyan** der simulierte Ionenstrahl.

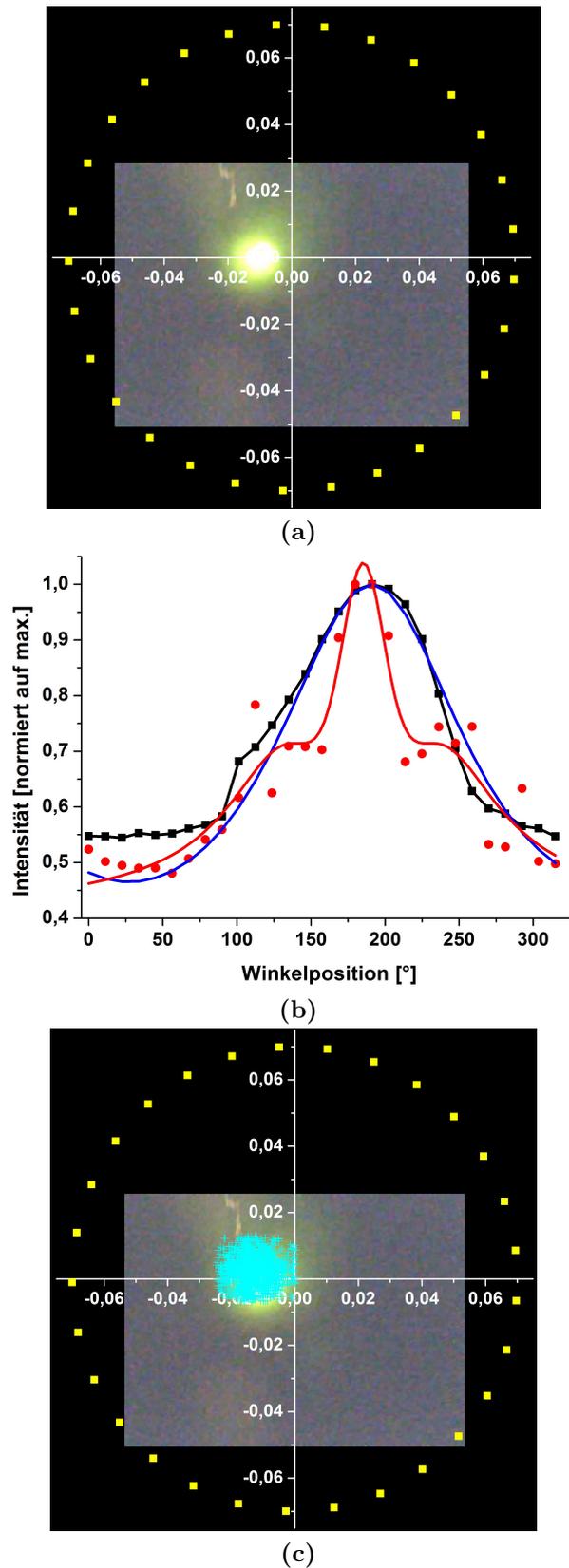


Abb. 8.3: a) Bild des Szintillatorschirms mit den Strahleigenschaften: $U_{ex} = 6,5\text{kV}$, $I_{FDT} = 1\text{mA}$, $I_{Sol} = 170\text{A}$, $P = 4 \cdot 10^{-6}\text{mbar}$ (b) poloidale Intensitätsverteilung **rot**: des Photodioden-Detektors mit der Pseudo-Voigt-Funktion angepasst, **schwarz**: des Szintillatorschirms und **blau**: angepasste Simulation. (c) In **Cyan** der simulierte Ionenstrahl.

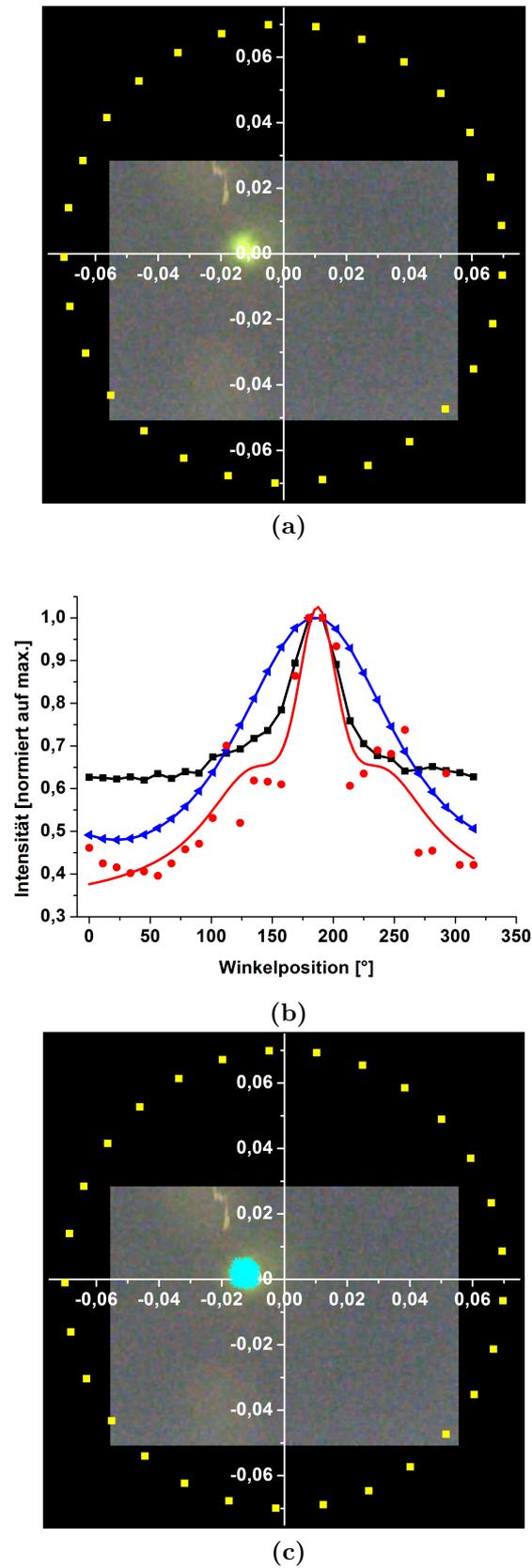


Abb. 8.4: a) Bild des Szintillatorschirms mit den Strahleigenschaften: $U_{ex} = 5,5\text{kV}$, $I_{FDT} = 0,7\text{mA}$, $I_{Sol} = 150\text{A}$, $P = 4 \cdot 10^{-6}\text{mbar}$ (b) poloidale Intensitätsverteilung **rot**: des Photodioden-Detektors mit der Pseudo-Voigt-Funktion angepasst, **schwarz**: des Szintillatorschirms und **blau**: angepasste Simulation. (c) In **Cyan** der simulierte Ionenstrahl.

9 Messung nur mit Photodioden-Detektor

Die gleichzeitige Messung der beiden Detektoren haben miteinander vergleichbare Ergebnisse hervorgebracht. Nun wird der Szintillator aus dem Strahlengang herausgenommen und der Ionenstrahl nur mit dem Photodioden-Detektor vermessen. Der in das Experiment eingebaute Photodioden-Detektor ist in Abbildung (9.1) zu sehen.

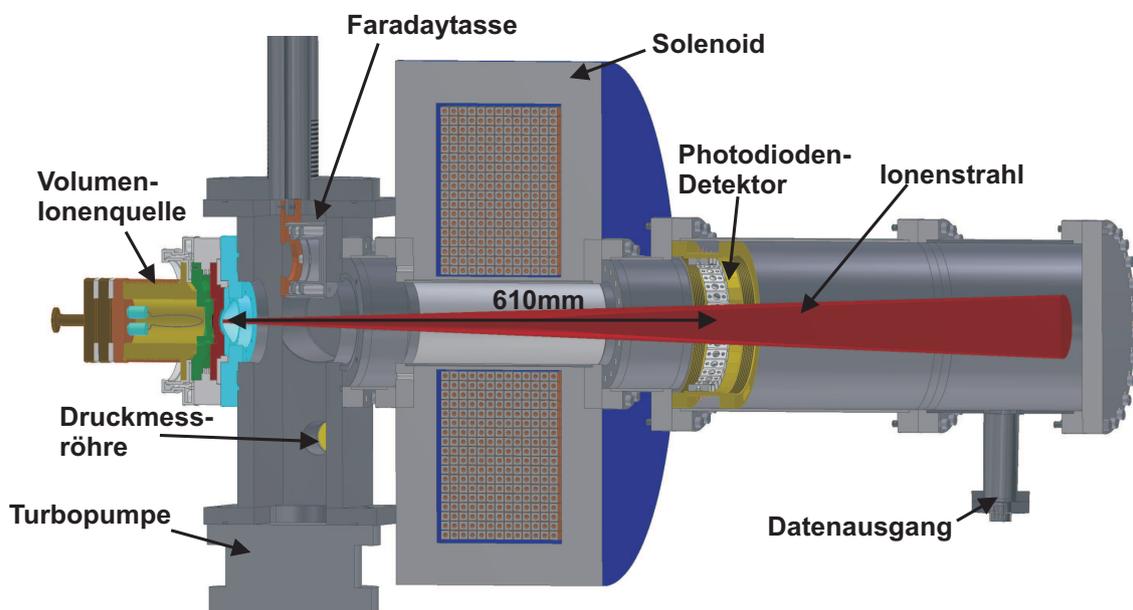


Abb. 9.1: *Aufbau des Experiments, in dem nur der Photodioden-Detektor eingebaut ist.*

Um die Funktionalität zu beweisen, werden die Messungen wieder mit den Bildern des Szintillatorschirms verglichen und zusätzlich wird wie in Abschnitt (7.5) eine Anpassung von simulierten an die experimentellen Daten durchgeführt. In Abbildung (9.2) sieht man eine gute Übereinstimmung der Szintillator-Messung mit der Photodioden-Detektor-Messung. Damit kann man sehr gute Rückschlüsse über die Position und dem Profil des Strahls ziehen. Jedoch wird das in dem Vergleich in Abbildung (9.3a) nicht mehr ganz möglich.

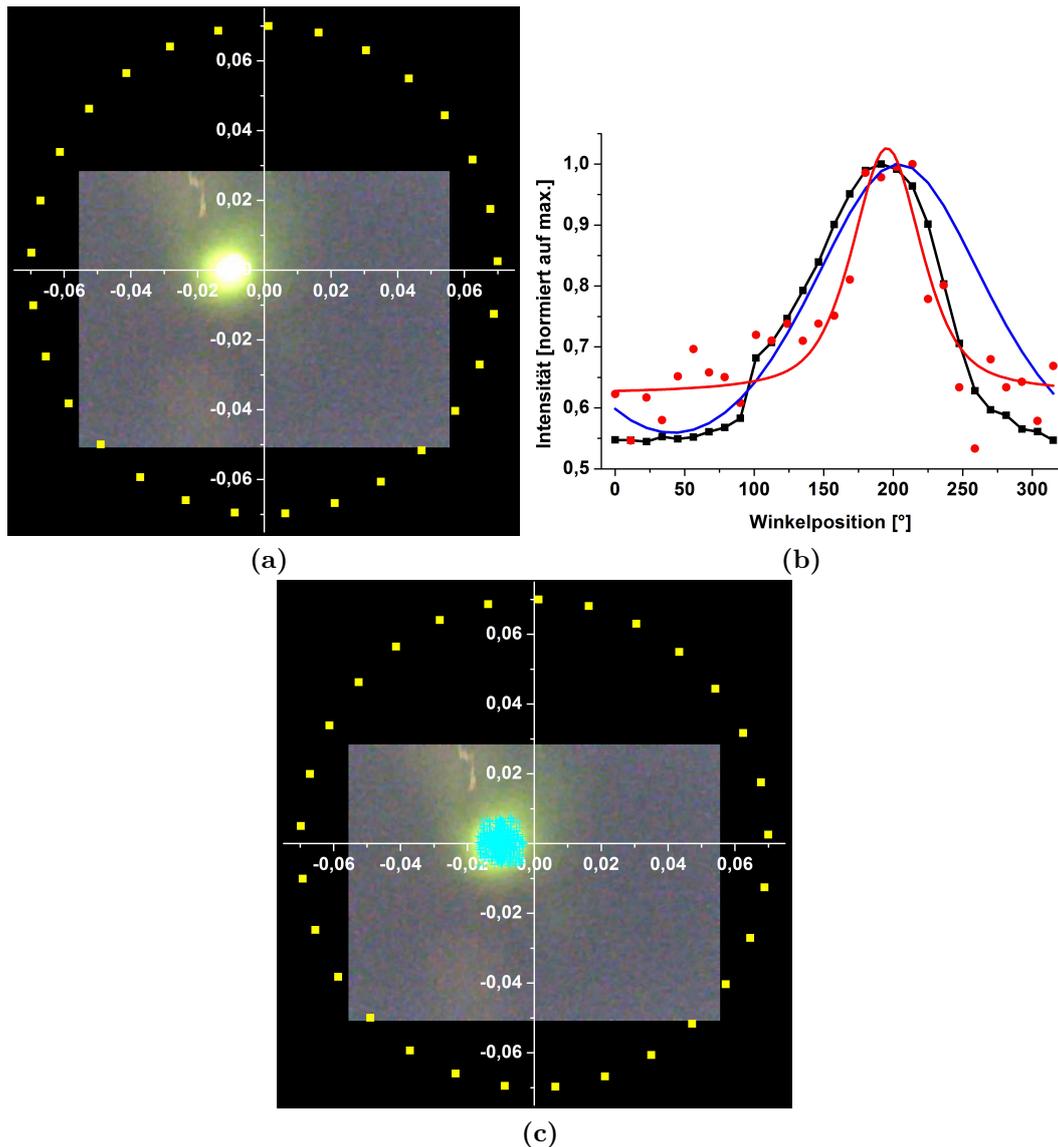


Abb. 9.2: a) Bild des Szintillatorschirms mit den Strahleigenschaften: $U_{ex} = 6,5\text{kV}$, $I_{FDT} = 1\text{mA}$, $I_{Sol} = 180\text{A}$, $P = 5 \cdot 10^{-5}\text{mbar}$ (b) poloidale Intensitätsverteilung **rot:** des Photodioden-Detektors mit der Pseudo-Voigt-Funktion angepasst, **schwarz:** des Szintillatorschirms und **blau:** angepasste Simulation. (c) In **Cyan** der simulierte Ionenstrahl.

Jedoch kann man mit Hilfe der Simulation die ungefähre Position und das Profil des Strahls rekonstruieren, was der Vergleich in Abbildung (9.3) zeigt. In Abbildung (9.3a) sieht man das Problem. Denn die schwarze Kurve, die die Auswertung des Szintillatorschirms darstellt, ergibt eine angenähert horizontale Gerade, was auf eine homogene Ausleuchtung des Schirms hindeutet. Die Anpassung der Simulation an die Werte der Photodioden ergibt eine anschaulichere Darstellung des Strahls, beim Vergleich des resultierenden simulierten Strahls mit dem Bild des Strahls auf dem Szintillatorschirm.

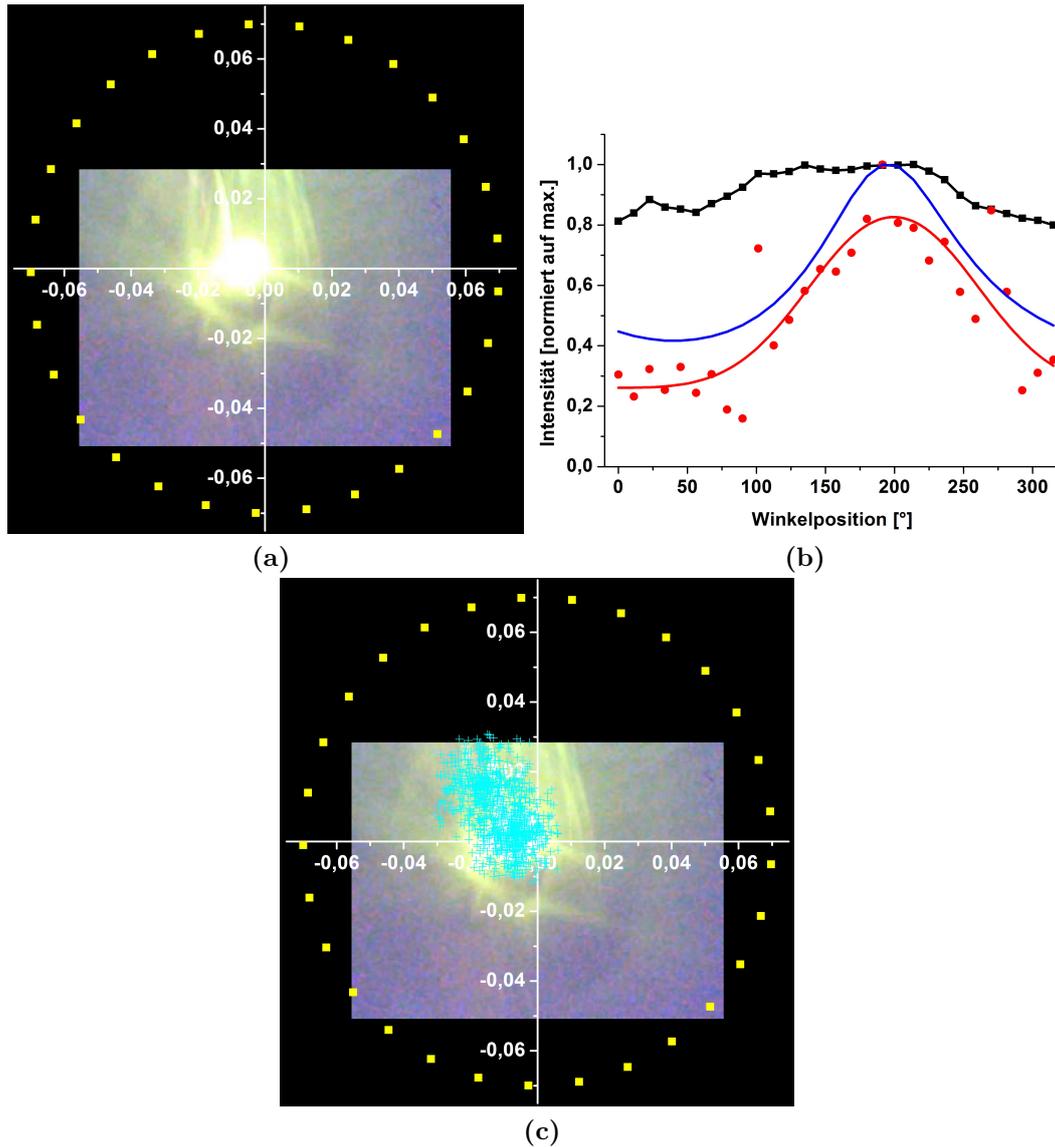


Abb. 9.3: a) Bild des Szintillatorschirms mit den Strahleigenschaften: $U_{ex} = 6,5kV$, $I_{FDT} = 1mA$, $I_{Sol} = 200A$, $P = 5 \cdot 10^{-5}mbar$ (b) poloidale Intensitätsverteilung **rot:** des Photodioden-Detektors mit der Pseudo-Voigt-Funktion angepasst, **schwarz:** des Szintillatorschirms und **blau:** angepasste Simulation. (c) In **Cyan** der simulierte Ionenstrahl.

Die Detektierbarkeit des Ionenstrahls wurde bewiesen, das heißt die poloidale Intensitätsverteilung am Photodioden-Detektor ist mit den Ergebnissen am Szintillatorschirm vergleichbar. Damit wird zumindest möglich die Position des Strahls zu ermitteln. Als nächstes werden verschiedene Parameter am Experiment variiert, um die Wechselwirkung des Detektors mit dem Ionenstrahl zu untersuchen.

10 Untersuchungen zum Rauschverhalten

10.1 Einfluss des Filamentleuchtens

Durch das Filament wird ein relativ großer Strom bis 68A durchgeschickt und aufgrund des ohmschen Widerstandes thermisch angeregt, wobei es zur Glühemission kommt. In der Abbildung (10.1b) ist die Abhängigkeit der von den Photodioden detektierten Leuchtintensität von dem Filamentstrom aufgetragen.

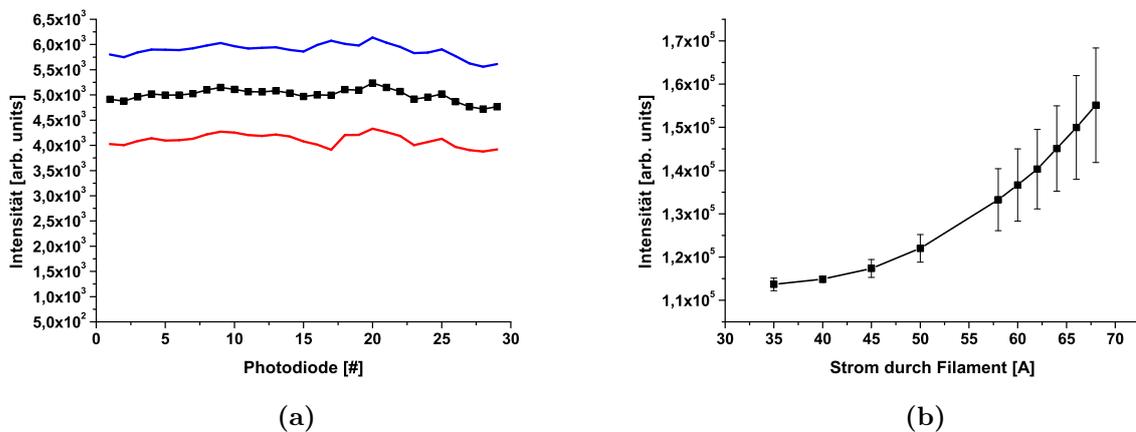


Abb. 10.1: (a) An dem Filament liegt der maximale Strom von 68A an. Gemessen wurde die jeweilige Intensität an den Photodioden. Die detektierten Ströme sind sehr gering und die untere (rot) sowie die obere (blau) Fehlergrenze ist relativ hoch, welche bei etwa 18% liegt. (b) Trotz des hohen Fehlers und dem damit verbundenen Rauschens, kann eine Abhängigkeit der Intensität der Glühemission von dem Filamentstrom detektiert werden.

Dabei ist diese in Abbildung (10.1b) aufgetragene Intensität der Integralwert über alle Photodiodenintensitäten, im weiteren Verlauf Intensitätsintegral genannt. Die Fehlergrenzen ergeben sich aus mehreren Testmessungen an verschiedenen Tagen, um die Reproduzierbarkeit des Experiments zu untersuchen. In Abbildung (10.1a) ist die jeweilige Intensität bei einem eingestellten Filamentstrom aufgetragen. Man sieht, dass die Werte der Standardabweichung sehr groß sind. Der prozentuale Fehler liegt bei 18%. Dies ist damit zu begründen, dass die Ströme mit einigen Nanoampere sehr gering sind. Der Photostrom, über alle Photodioden gemittelt, liegt etwa bei 2,2nA mit einem prozentualen Fehler von 2,4%. Damit werden alle Photodioden relativ homogen von dem Filament beleuchtet. Dies ist neben thermischen Effekten die einzige Rauschquelle, da das Experiment ansonsten hermetisch dicht ist und kein Licht von außen eindringen kann.

10.2 Signal zu Rauschverhältnis

Das Signal zu Rauschverhältnis (SNR) gibt das Verhältnis zwischen Nutz- und Stör-signal an. Mit der Formel (10.1) wurde das SNR in Dezibel (db) berechnet, wobei das Stör-signal S die Intensität bei Dunkelheit ist, also das thermische Rauschen der Photodioden und der Elektronik. Das Nutz-signal N ist die Intensität bei Strahlbe-trieb.

$$SNR = 10 \cdot \lg \frac{\sum_i N_i}{\sum_i S_i} \quad (10.1)$$

Dabei wurde die jeweilige Summe der Intensitäten aller Photodioden je Einstellung benutzt. Das SNR wird logarithmisch berechnet. Sobald das Stör-signal größer als das Nutz-signal ist, wird das SNR negativ. Es gibt zwei Parameter, die es ermöglichen das Nutz-signal zu variieren ohne einen zu großen Einfluss auf die Strahlparameter wie die Strahlintensität zu nehmen. Zum Einen ist es die Integrationszeit der Elektronik und zum Anderen der Restgasdruck in dem Rezipienten.

Um das Verhalten des SNR zu untersuchen, werden aufgrund dessen die Integrati-onszeit und der Restgasdruck variiert. In dieser Arbeit wird Stickstoff als Restgas eingesetzt, wobei diese Messung auch mit anderen Gasen wie Wasserstoff, Helium, Argon oder Luft wiederholt werden sollte. Zu erwarten ist ein, sowohl bei der In-tegrationszeit als auch bei dem Restgasdruck, lineares Verhalten [16]. Die Abbil-dung (10.2a) zeigt das lineare Verhalten der Intensität von der Integrationszeit bei verschiedenen Restgasdruckeinstellungen. Die Abbildung (10.2b) zeigt die Abhän-gigkeit der Intensität von dem Restgasdruck im Rezipienten. Man beobachtet bis $1 \cdot 10^{-5} \text{ mbar}$ starke Schwankungen der Intensität. Ab $1 \cdot 10^{-5} \text{ mbar}$ bis $1 \cdot 10^{-4} \text{ mbar}$ bleibt es auf einem Niveau und fällt dann nahezu exponentiell ab. Betrachtet man den idealisierten Verlauf der roten Kurve in Abbildung (10.2b), steigt diese zunächst linear, bleibt dann auf einem Niveau und sinkt anschließend exponentiell. Dieses Verhalten wurde schon in der Arbeit von [15] beobachtet.

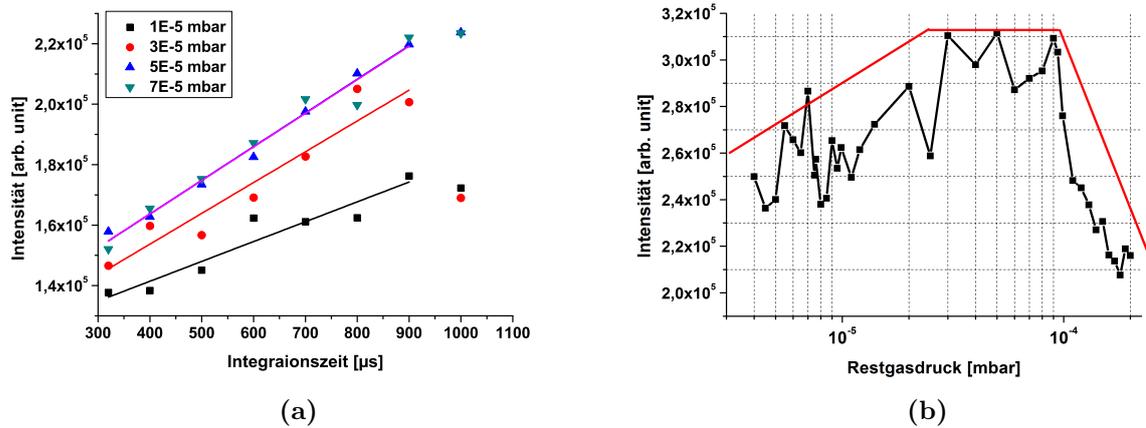


Abb. 10.2: Die Intensitäten aller Photodioden wurden aufintegriert. Das Intensitätsintegral wird als Gesamtintensität des Detektors gegen die Integrationszeit der Ausleseelektronik aufgetragen (Punkte). Um den linearen Verlauf besser zu veranschaulichen, wurde jeweils eine lineare Regression durchgeführt (durchgezogene Linien). b) Das Intensitätsintegral in Abhängigkeit von dem Restgasdruck im einfach logarithmischen Diagramm.

Trägt man nun das SNR gegen die Integrationszeit und dem Restgasdruck auf, erhält man den in Abbildung (10.3) gezeigten Konturplot [16].

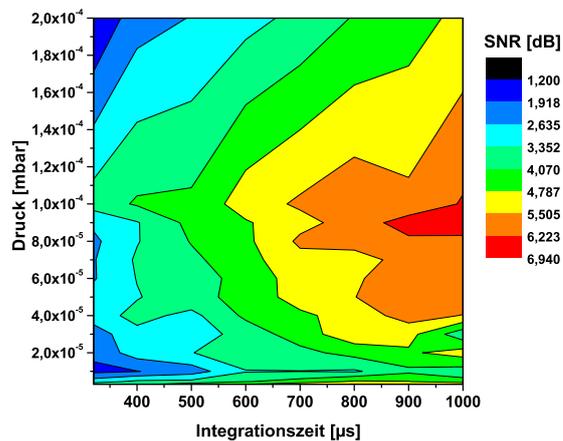


Abb. 10.3: Konturplot bei dem das Intensitätsintegral in Abhängigkeit des Restgasdruckes und der Integrationszeit aufgetragen ist.

An dem Konturplot in Abbildung (10.3) kann man ablesen, dass das SNR bei dieser Messung nicht negativ wird. Das heißt, der Detektor arbeitet im gesamten Wertebereich optimal. Um die Transmission des Strahls möglichst bei hundert Prozent zu

halten [11], und dennoch eine angemessene Lichtausbeute zu erzielen wird der Druck erfahrungsgemäß bei $2 \cdot 10^{-5} \text{ mbar}$ gehalten. Um die im Abschnitt (6.1) ermittelten starken Schwankungen und die daraus resultierenden Fehler klein zu halten, wird eine Integrationszeit von $500 \mu\text{s}$ eingestellt. Dabei wird zugleich eine Datenauslesezeit von einigen Sekunden erreicht.

11 Variation der Fokussierstärke

In diesem Abschnitt wird das Verhalten der jeweiligen Detektoren bei der Variation der Fokussierstärke am Solenoiden beobachtet. Dabei wird der Solenoid von 0A bis 360A, was einem Magnetfeld von ungefähr 0,7T entspricht, variiert und zwar jeweils in 10A Schritten.

Die Abbildung (11.1) zeigt einen Konturplot, bei dem auf der y-Achse die Winkelposition bzw. die 29 Photodioden gegen das Magnetfeld auf der x-Achse aufgetragen sind und in Farbe ist die poloidale Intensität der jeweiligen Photodioden dargestellt.

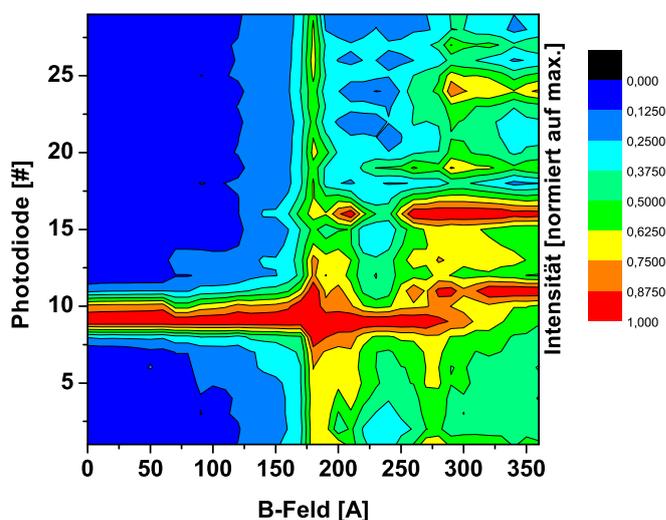


Abb. 11.1: Konturplot der poloidalen Intensitätsverteilung in Abhängigkeit von dem Magnetfeld am Photodioden-Detektor. Strahlenergie: $6,5 \text{ keV}$, Strahlstrom: 1 mA , Restgasdruck: $5 \cdot 10^{-5} \text{ mbar}$.

Man sieht in der Abbildung (11.1), dass bis zu einem Magnetfeld von $0,3 \text{ T}$ ($\hat{=} 150 \text{ A}$) nur wenige Photodioden sehr viel Intensität ausgeben. Ab einem Strom am Solenoiden von 170 A sieht man eine deutliche Struktur, was eine gleichmäßige Belichtung der Photodioden bedeutet. Die Abbildung (11.2) zeigt zum direkten Vergleich einen

Konturplot, bei dem die poloidale Intensitätsverteilung auf dem Szintilatorschirm in Abhängigkeit von dem Magnetfeld aufgetragen ist.

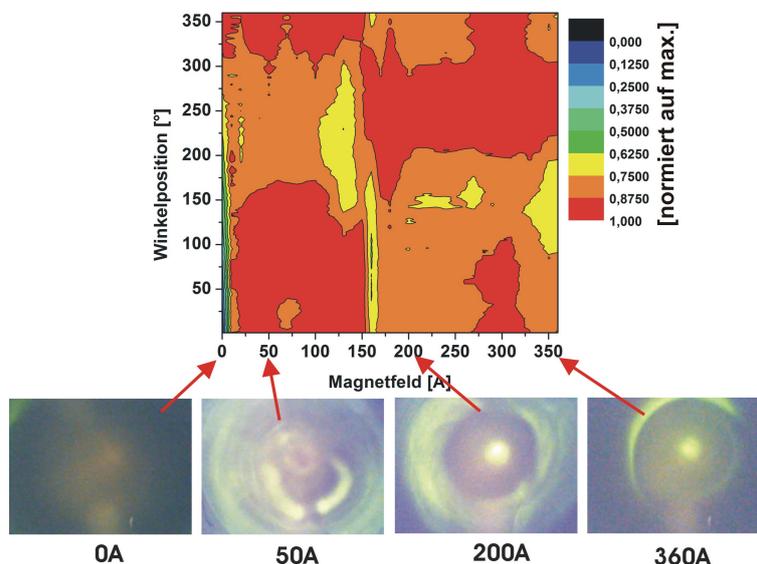


Abb. 11.2: Messung des Strahls mit dem Szintillator. Bei der Variation der Solenoideinstellung wurde das jeweilige Profilbild aufgenommen und in einem Konturplot aufgetragen. Die auf das Maximum normierte Intensität in Farbe ist gegen die Winkelposition des jeweiligen Integrationspunktes und dem Magnetfeld aufgetragen.

Die Abbildung (11.2) zeigt einen Konturplot, bei dem die auf das Maximum normierte Intensität in Farbe gegen die Winkelposition des jeweiligen Integrationspunktes und dem Magnetfeld aufgetragen. Man sieht, dass ab 20A bis 150A bei den Winkelpositionen von 150° bis 300° eine geringere Intensität ergibt, als von 0° bis 150° und 300° bis 360°. Dies ist ebenfalls auf den Bildern des Szintilatorschirms zu sehen. Erst ab einem Magnetfeld von 150A erkennt man den fokussierten Ionenstrahl innerhalb der Ringstruktur, der bei 200A komplett fokussiert ist und dann bei 300A defokussiert und ab 340A wieder fokussiert ist. Ferner kann beobachtet werden, dass der Strahl nicht perfekt zentriert ist. Dieser erfährt einen gewissen Drift. Wenn der Strahl perfekt mittig wäre, sollte der Konturplot ab dem Fokuspunkt des Strahls eine gleichmäßige Intensitätsverteilung aufweisen. Dieser Drift führt dazu, dass sich keine radialsymmetrischen Abbildungen auf den Bildern des Szintilatorschirms ergeben. Die Wahrscheinlichkeit, dass der Strahl an die Wand des Rezipienten trifft und dort Sekundärelektronen produziert, ist sehr hoch. Aufgrund des Drifts sind an

den Rändern des Szintillatorschirms immer wieder erhöhte Intensitäten zu sehen, wie in Abbildung (7.3b) zu beobachten ist.

Interessant ist das Verhalten des Photodioden-Detektors bei nicht oder sehr schwach fokussiertem Magnetfeld. Vergleicht man die Intensitäten bei schwachem Magnetfeld mit dem fokussierten Fall, sieht man, dass bei schwacher Fokussierung die absolute Intensität der einigen wenigen Photodioden bis zur Sättigungsgrenze der Elektronik um das hundertfache ansteigt. Die Abbildung (11.3) zeigt die jeweilige Intensitätsverteilung bei schwachem Magnetfeld und fokussiertem Strahl.

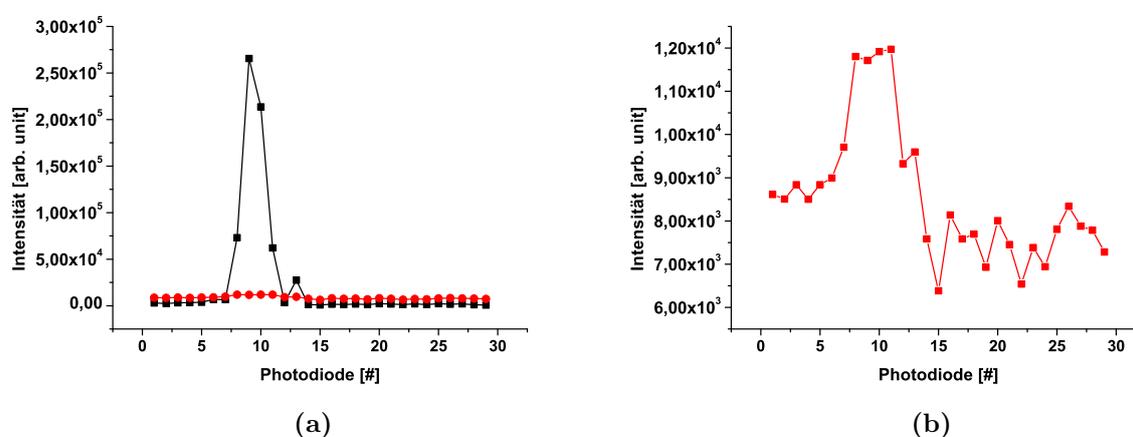


Abb. 11.3: In (a) ist der direkte Vergleich gezeigt bei 10A Solenoidstrom in schwarz und bei 180A Solenoidstrom in rot. (b) zeigt nochmal den fokussierten Fall bei 180A, mit vergrößerter Skalierung. Die Intensität der wenigen Photodioden in (a) sind zwei Größenordnungen größer als beim fokussierten Fall.

Man sieht an Abbildung (11.3) auch, dass in dem selben Winkelbereich die Photodioden eine erhöhte Intensität aufweisen. Dies weist, wie auch in den vorherigen Kapiteln gezeigt, auf einen verschobenen nicht mittigen Strahl hin.

12 Untersuchungen zu Sekundärelektronenproduktion

Im weiteren Verlauf wird die Vermutung untersucht, dass die erhöhte Produktion von SE, durch Strahl-Wand-Wechselwirkungen zu einer hundertfachen Erhöhung des Restgasleuchtens führt. Dazu wurde zunächst ein Dipolpermanentmagnet von außen an den Rezipienten gehalten. Die SE haben eine Energie von $10 - 50\text{eV}$ und sollten deshalb durch den Permanentmagneten abgelenkt werden.

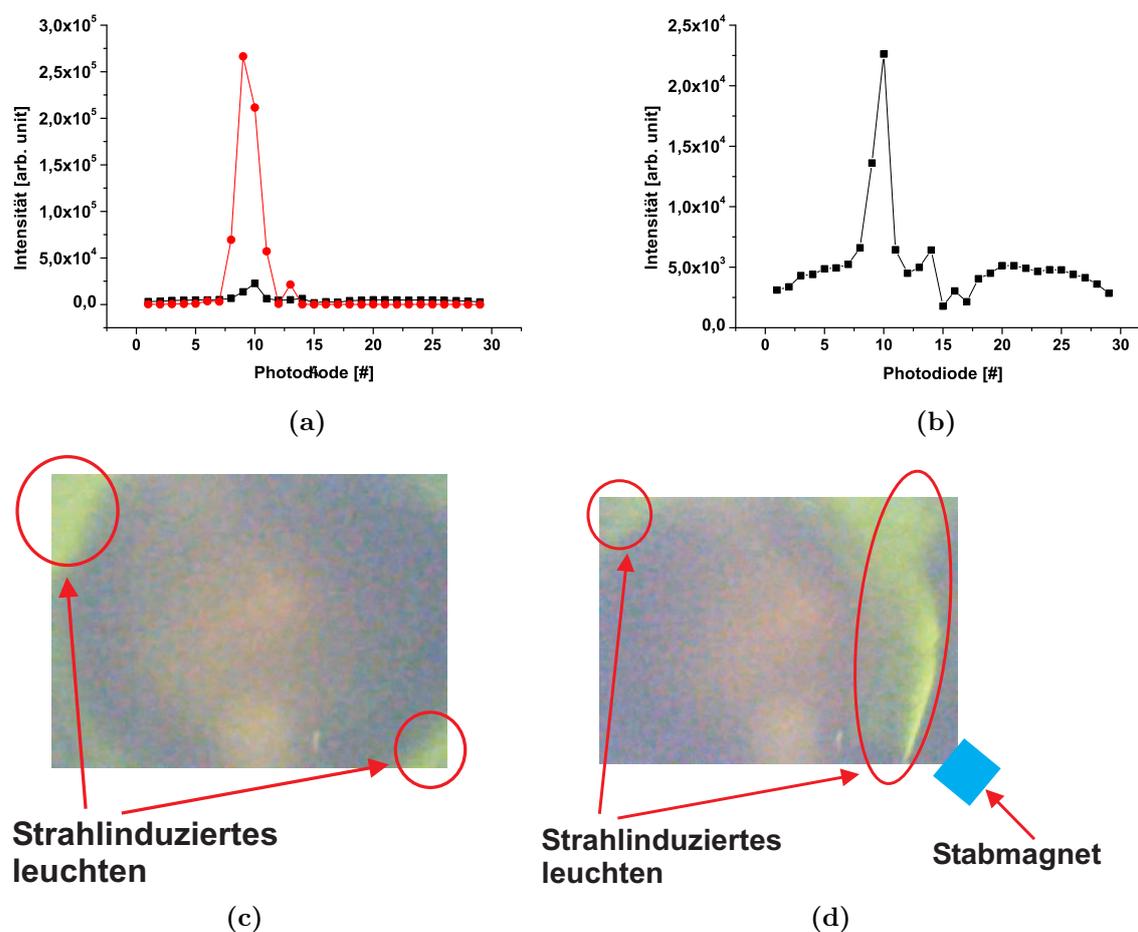


Abb. 12.1: (a) Intensität, mit ausgeschaltetem Solenoid in rot, dabei wird der Strahl. In schwarz mit Samarium-Cobalt Magneten an dem Rezipienten. (b) Nur die Intensität bei dem der Samarium-Cobalt-Stabmagnet eingesetzt wird, mit kleinerer Skalierung dargestellt. (c) Bild des Szintillatorschirms ohne Magnetfeld und (d) mit Permanentstabmagnet.

Der Vergleich der Abbildungen (12.1a) und (12.1b) weist darauf hin, dass sich das Maximum an den Photodioden um das zehnfache verringert, wenn ein Stabmagnet von außen an den Rezipienten gehalten wird. Die Elektronen folgen dem Dipolfeld des Stabmagneten und dies führt dazu, dass sich ihre Verteilungsfunktion ändert. Deutlich wird dies am Einfluss des Dipolfeldes an dem Vergleich der Abbildungen (12.1c) und (12.1d), bei dem jeweils ein Bild des Szintillatorschirms gezeigt ist. Die Leuchterscheinungen am Schirm an der Seite, wo sich der Stabmagnet befindet, wird in die Mitte des Detektors geschoben und auf der anderen Seite aus dem Bild heraus. Es wurden weitere Bilder von dem Szintillatorschirm gemacht, bei dem das Magnetfeld am Solenoiden weiter erhöht wurde. Die Abbildung (12.2) verdeutlicht deutlich, wie sich die Elektronen an die Magnetfeldlinien des Dipolfeldes koppeln und diesen

dann folgen. Die Elektronen gyrieren in (12.2a) um die Solenoidmagnetfeldlinien im Kreis, wobei die Elektronen in (12.2b) keine Kreisgeometrie mehr aufweisen. Es entsteht ein Bild, bei dem sich Solenoid und Stabmagnetfeld überlagern.

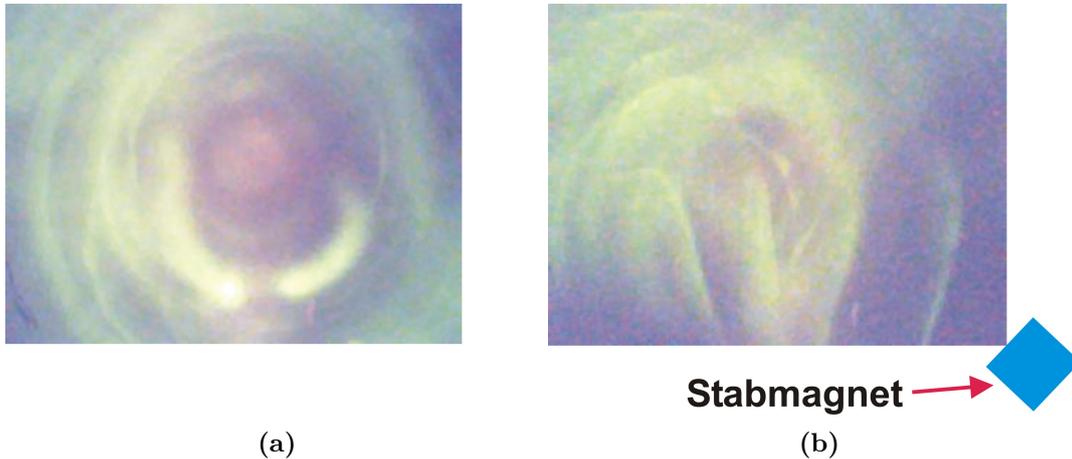


Abb. 12.2: *Strahlparameter: $U_{ex} = 6,5\text{keV}$, $I_{FDT} = 0,7\text{mA}$, $P = 5 \cdot 10^{-5}\text{mbar}$, (a) 10A Solenoidstrom bzw. 19mT Solenoidmagnetfeld ohne Stabmagnet (b) 10A Solenoidstrom bzw. 19mT Solenoidmagnetfeld mit Stabmagnet.*

Das bedeutet, dass die Detektion von Elektronen, die aufgrund von Strahl-Wand-Wechselwirkungen auftreten, möglich ist. Die Intensitäten, die der Photodioden-Detektor ausgibt werden so groß, dass diese nicht von dem Restgasleuchten induziert wird. Dadurch wird es zu einem Indiz für Elektronen. Um diesen Elektronenstrom messen zu können, kann man eine Repellerelektrode an den Detektor anbringen.

Bisher verwendete Repellerelektroden, die auf ein Potential gelegt werden können, um damit die Elektronen von dem Detektor fern zu halten, bestehen aus einem ringförmigen leitenden Material. Die Überlegung beim Photodioden-Detektor war es nicht nur einen durchgehenden Ring anzubringen, um die Elektronen abzuschirmen, sondern einzelne Metallpins. Diese sollen benutzt werden einen Elektronenstrom zu detektieren. Um dann evtl. eine Intensitätsverteilung auf den Metallpins zu detektieren und damit herauszufinden, ob es lokal einen Elektronenüberschuss gibt. Dazu wurden Stahlpins an den Photodioden-Detektor angebracht und nur der Strom auf den Pins gemessen. Als nächster Schritt wurden alle Pins auf Potential gelegt und der Strom gemessen.

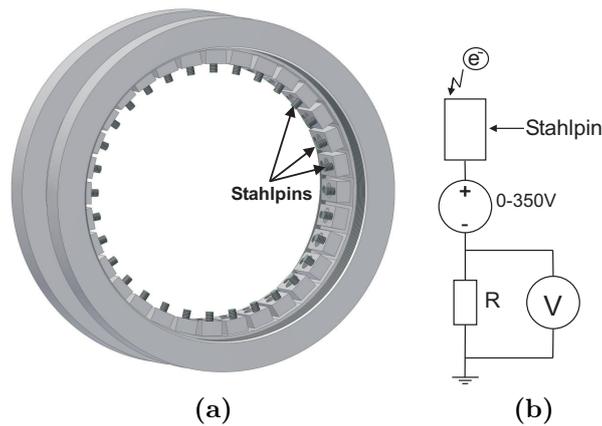


Abb. 12.3: An den Photodioden-Detektor wurden Stahlpins angebracht wie in (a) zu sehen ist. Jeder Pin konnte parallel geschaltet werden und der Strom durch die Pins mit der Schaltung in (b) gemessen werden. Gemessen wird über einen $1M\Omega$ Widerstand und einer Spannungsquelle mit maximal $350V$.

Die Abbildung (12.3a) zeigt ein Bild des Detektors mit dem Stahlpin. Direkt daneben in Abbildung (12.3b) ist die Schaltung skizziert, mit der der Strom auf den Pins gemessen wird. Zunächst wird nur der Strom bzw. die Spannung über einen $1M\Omega$ gemessen, ohne dass eine Spannung auf den Pins angelegt wird. Die Abbildung (12.4a) zeigt die Verteilung des Stroms auf den Stahlpins und die Abbildung (12.4b) den Vergleich mit dem Photostrom der Photodioden, der auch gleichzeitig gemessen werden kann.

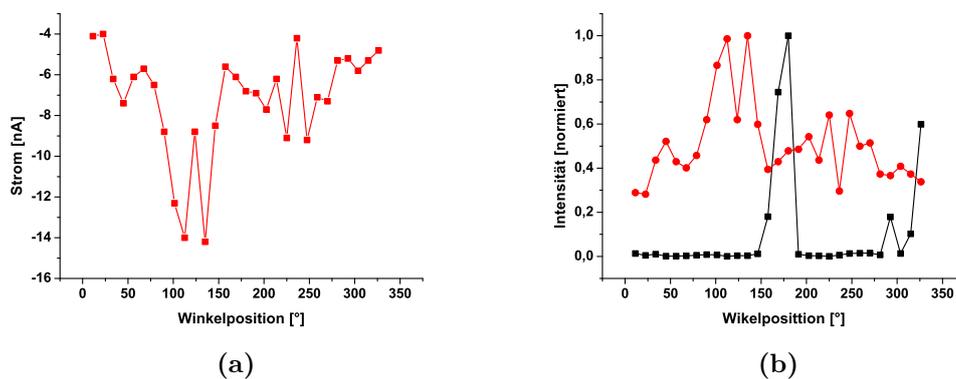


Abb. 12.4: (a) Der jeweilige Strom durch den jeweiligen Pin. Der Strom ist dabei negativ und der Strom ist nicht auf allen Pins gleich. Der Vergleich in (b) zwischen dem Strom durch die Pins in rot und dem Photostrom der Photodioden zeigt, dass das jeweilige Maximum verschoben ist. Dabei wurde der Betrag genommen und auf das Maximum normiert.

Als nächstes wurde der Strom auf einen ausgewählten Pin mit der in Abbildung (12.3b) gezeigten Schaltung, in Abhängigkeit von der angelegten Spannung gemessen. Abbildung (12.5) zeigt das Ergebnis einmal bei nicht fokussiertem und einmal bei fokussiertem Strahl.

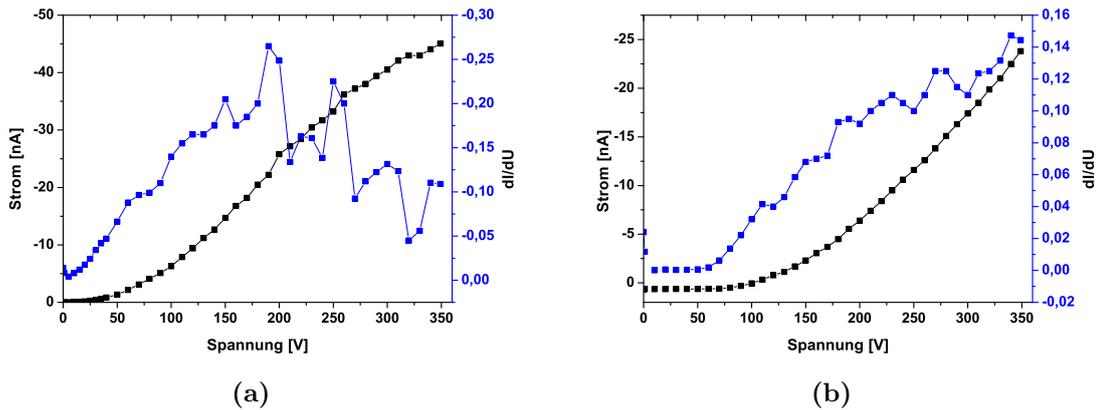


Abb. 12.5: Durch Sekundärelektronen produzierter Strom bei (a) einem nicht fokussiertem und bei (b) einem fokussiertem Strahl. Dargestellt ist jeweils der Vergleich mit der Ableitung der schwarzen Kurve in blau.

Beim nicht fokussierten Fall in Abbildung (12.5a) ist bei etwa 180V die Kurve abgeflacht. Hier wird angenommen, dass ab dieser Spannung es zu einer Elektronensättigungsspannung kommt, das heißt es können nicht mehr Elektronen aus der Umgebung entnommen werden. Der Elektronenstrom liegt dabei bei ca. 22nA und steigt nur noch langsamer an bis zu 45nA bei 350V, was auch an der blauen Kurve zu sehen ist, die die Ableitung der schwarzen Kurve darstellt. Die Ableitung und damit die Änderung des Stromes nach der Spannung wurde deshalb mit einbezogen, weil durch ein Abknicken der Ableitungskurve eine eventuelle Sättigung des Elektronenstromes interpretiert werden kann. Dieses Verfahren ist dem experimentellen Ermitteln des Plasmapotentials während einer Messung mit einer Langmuirsonde nachempfunden [7]. Zum Vergleich in Abbildung (12.5b), bei dem der Strahl fokussiert ist, wird eine doppelt so hohe Spannung benötigt, um einen Strom von 20nA zu erreichen. Die Steigung der schwarzen Kurve in Abbildung (12.5b) ist demnach halb so groß. Es wird dabei angenommen, dass beim fokussierten Strahl weniger Elektronen mit der Wand wechselwirken und die Elektronen mehr an das positive Strahlpotential gebunden sind.

13 Wichtige Aspekte bei der Detektorentwicklung

Während der Entwicklung des Detektors und dessen Einsatz am Teststand konnten viele interessante Details untersucht werden, die bei der Weiterentwicklung des Detektors beachtet werden sollten. Die Schwierigkeit liegt darin einen zerstörungsfreien Detektor in den Strahlengang einzusetzen. Dabei werden sowohl die Photodioden als auch die Verkabelungen und die Halterung der Photodioden selbst von eventuellen Sekundärelektronen aber auch von Ionen getroffen. Der Detektorkörper ist aus Vinidur und damit nur bis zu einem bestimmten Grad hitzebeständig. An dem Körper konnten Verfärbungen beobachtet werden, die auf eine Strahl-Detektor-Wechselwirkung zurückzuführen sind. Wenn der Detektor bei Hochstromexperimenten eingesetzt werden sollte, muss ein beständigeres Material wie Keramik eingesetzt werden.

Für die Photodioden und die Verkabelungen sind ein besonderer Schutz erforderlich. Denn treffen Elektronen oder Ionen auf Photodioden, Verkabelungen oder Lötunkte, so kommt es zu Verfälschungen der Messwerte. In der Abbildung (13.1a) zu sehen ist der Vergleich zwischen den Messwerten bei Dunkelheit, mit dem Filamentleuchten ohne Ionenstrahl und mit Ionenstrahl, Abbildung (13.1b) nach einem besseren Schutz der Kontaktierung.

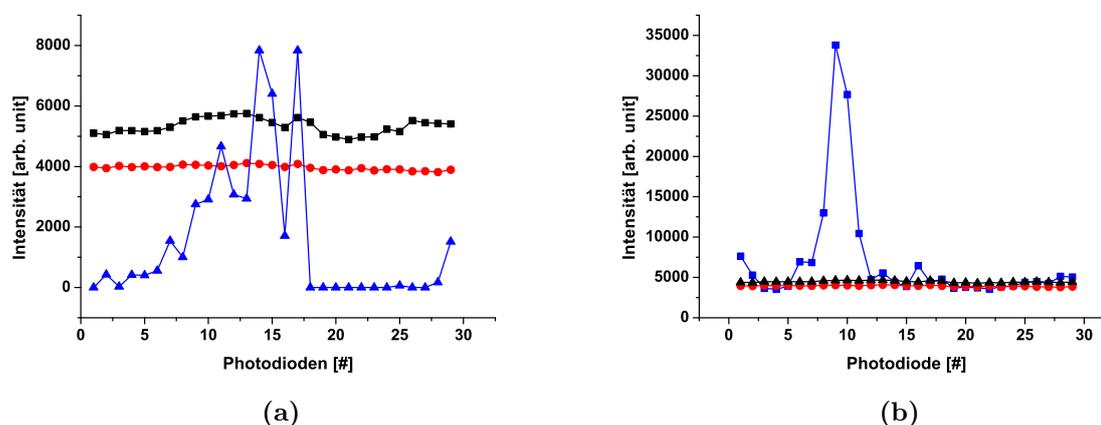


Abb. 13.1: Es ist jeweils der Vergleich bei Dunkelheit (rot), bei nur Filamentleuchten (schwarz) und bei Strahlbetrieb (blau) dargestellt. In (a) waren die Lötstellen noch nicht isoliert bei (b) wurden die Lötstellen isoliert.

Die Werte bei Strahlbetrieb liegen unter den Werten bei Dunkelheit. Bei diesen Messungen waren die Lötstellen an den jeweiligen Anschlüssen nicht isoliert. Nach der Isolation der Lötstellen wurde die Messung wiederholt. In Abbildung (13.1b) ist

erneut der Vergleich zu sehen, wobei diesmal die Werte bei Strahlbetrieb höher sind als in Dunkelheit und höher als das Filamentleuchten ohne Ionenstrahl. Trotzdem sind einige Photoströme bei Strahlbetrieb sehr klein und nahe der Dunkelströme. Dazu gibt es die Idee, dass die Photodioden selbst mit Hilfe einzelner Screeningelektroden direkt vor den Öffnungen der Photodiodenhalterungen vor Elektronen geschützt werden können. Denn wie es in dem vorangegangenen Kapitel bewiesen wurde, treffen Elektronen an den Rand des Detektors.

14 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde ein zerstörungsfreier Detektor weiterentwickelt. Damit wurde der Weg frei gemacht für weitere Entwicklungen von Detektoren, die mit direkt in den Strahlengang eingesetzten Photodioden arbeiten. Es wurden Silizium-Photodioden untersucht, die magnetfeldbeständig sind. Weiterhin wurden die Photodioden an ein Datenerfassungssystem angeschlossen und es war dabei möglich kleinste Ströme in der Größenordnung von einigen Nanoampere in einigen Sekunden zu messen und an einen Computer zu übergeben, wo diese dann weiter verarbeitet werden konnten.

Mit Hilfe eines Szintillatorschirms konnten unter bestimmten linearen Annahmen, ein zweidimensionales Profil sowie die Position des Strahls relativ zum Rezipienten ermittelt werden. Aus dem zweidimensionalen kartesischen Profil konnte ein poloidales Profil erstellt werden. Dieses poloidale Profil wurde mit dem poloidalen Profil des Photodioden-Detektors direkt verglichen. Ferner wurde ein poloidales Profil simuliert und an die experimentellen Daten angepasst. Durch den direkten Vergleich folgte ein simuliertes kartesisches Profil, um den Durchmesser und die Position des Strahls wiederzugeben. Durch die Implementierung der Simulation in MATLAB konnte die Vektorisierung der Berechnungen sehr effizient durchgeführt werden und die anschließende, sehr schnelle Visualisierung der Daten gibt dem Experimentator einen einfachen, aber effizienten Einblick auf die Strahllage und -ausdehnung. Da das Detektorsystem in relativ kurzer Zeit Ergebnisse liefert, ohne Einfluss auf den Ionenstrahl zu nehmen, kann der Einsatz in Bereichen wie direkt hinter dem ersten fokussierenden Element in einer Niederenergiesektion von Vorteil sein.

Weiterhin wurde das Verhalten beim direkten Einfall des Ionenstrahls bzw. die Wechselwirkung von Sekundärelektronen direkt mit den Photodioden untersucht. Ein wichtiges Ergebnis ist, dass der direkte Einsatz eines eigentlich zerstörungsfreien Detektors in dem Strahlengang wohl eine Wechselwirkung mit dem Strahl und mit den Sekundärelektronen erfährt. Das Messen, welchen Einfluss diese Wechselwirkung hat und in welchem Maße sekundäre Teilchen, wie Sekundärelektronen den Detektor umgeben, führt zu neuen Ansätzen zum Studium dieser Prozesse.

15 Ausblick

Die Kreisgeometrie des Detektors setzt eine Transformation der poloidalen Intensitätsverteilungen voraus. Alternative Geometrien wie die einer Rechteckgeometrie, die zu einer kartesischen Intensitätsverteilung führt wäre denkbar und mit den Erfahrungen die nun gesammelt werden konnten, auch einsetzbar. Eine polygonförmige Anordnung der Photodioden, wie in Abbildung (15.1a) zu sehen, würde dazu führen, dass man an einer Winkelposition nicht nur eine Photodiode einsetzt sondern mehrerer nebeneinander.

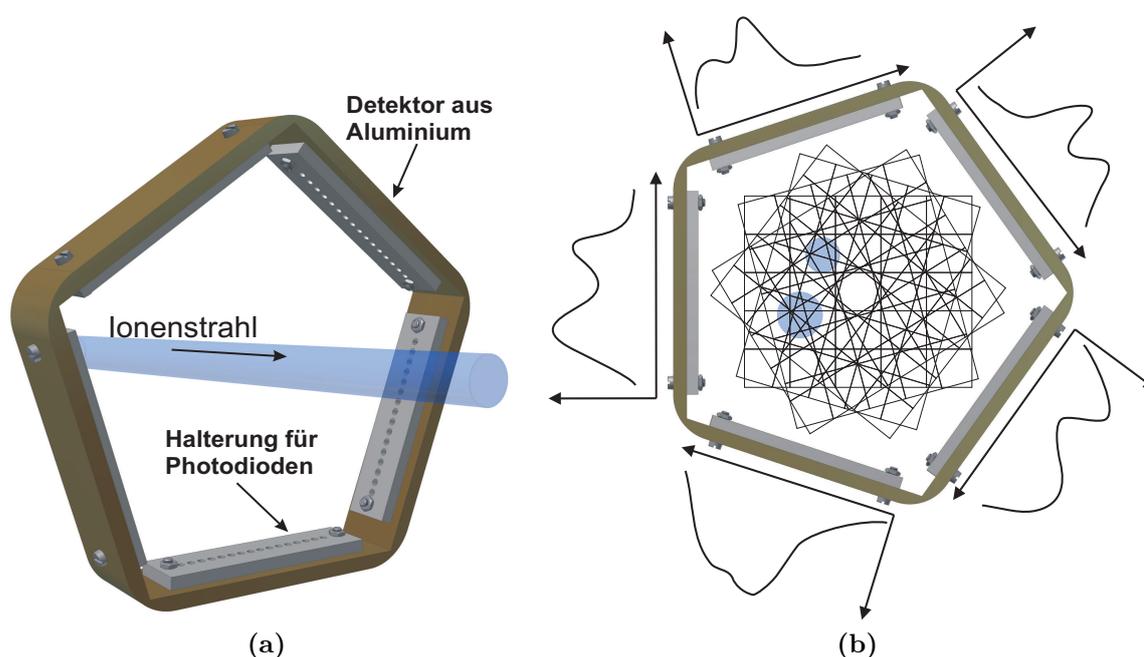


Abb. 15.1: a) Erste Zeichnung für eine polygonförmige Halterung der Photodioden
 b) Angedeutet sind die fünf Intensitätsverteilungen an jeder Seite des Polygon, mit deren Hilfe eine Rücktransformation der Strahlendichteverteilung möglich wird.

Pro Winkelposition wird ein Profilbild des Strahls aufgenommen, wie in Abbildung (15.1b). Diese Profilbilder von Körpern kommen auch in der Tomographie zum Einsatz [17]. Mit Hilfe von schon erprobten Algorithmen wie der Maximum-Entropie Algorithmus oder der Radon-Transformation ist es möglich aus den Profilbildern eine Rücktransformation durchzuführen und damit den Strahl zweidimensional zu reproduzieren um Position und Strahldichteverteilung zu ermitteln. Bei diesem Detektor mit einer ungeraden Anzahl an Seiten ist die Analogie zu den tomographischen Methoden gegeben, da damit die Mindestanzahl an Winkelposition bei der die Transformation zuverlässig arbeitet, gegeben ist. Der in Abbildung (15.1a) ge-

zeigte Detektor hat fünf Seiten und damit fünf verschiedene Winkel aus denen der Ionenstrahl betrachtet wird. Dadurch wird der Informationsgehalt maximiert, da sich keine Intensitätsverteilungen entsprechen.

Ein weiteres Detektorkonzept wäre eine polygonförmige Anordnung mit gerader Anzahl an Seiten. Damit wird die Transformation vereinfacht, da immer zwei Seiten sich gegenüberstehen und diese sich entsprechen. Abbildung (15.2) zeigt den Detektor mit sechs Seiten. Es stehen sich jeweils drei Seiten gegenüber und der Strahl wird aus drei verschiedenen Winkeln betrachtet.

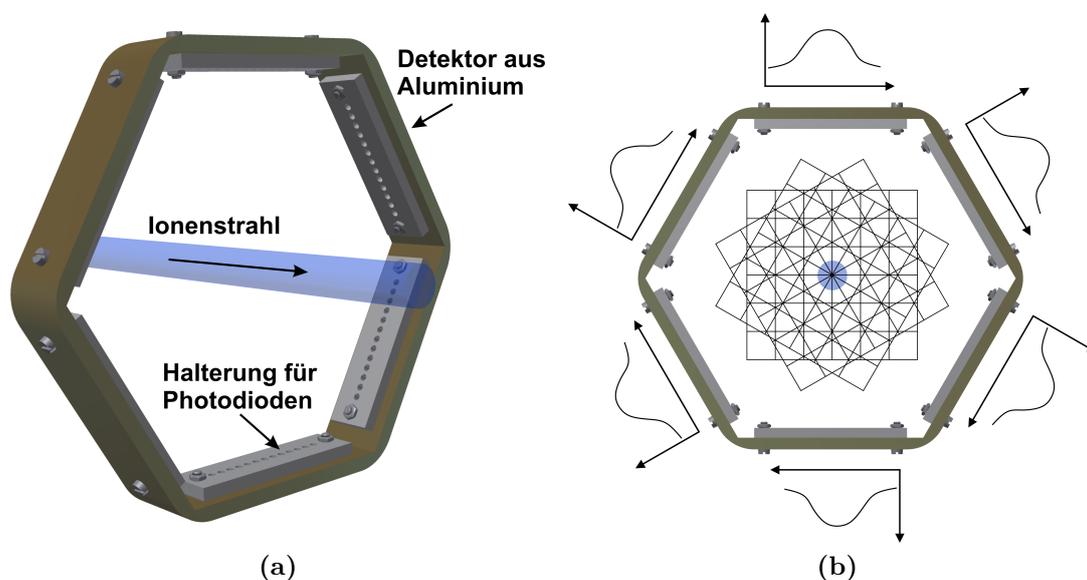


Abb. 15.2: a) Erste Zeichnung für eine polygonförmige Halterung der Photodioden mit gerader Seitenzahl b) Angedeutet sind die sechs Intensitätsverteilungen an jeder Seite des Polygons, jeweils zwei Intensitäten entsprechen sich.

Weiterhin sollte nochmal auf die Wahl der Photodioden eingegangen werden. Alternativen wären PIN-Photodioden oder Avalanche-Photodioden, die eine höhere Quanteneffizienz besitzen und damit einzelne Photonen detektieren können. Dabei muss beachtet werden, dass dadurch die Elektronik sehr viel aufwändiger wird, da eine zusätzliche Spannungsquelle an den PIN- bzw. Avalanche-Photodioden benötigt wird. Ferner sollte die Abhängigkeit der Temperatur der Photodioden untersucht werden, inwieweit sich die Temperatur der Photodiode bei einem Beschuss von geladenen Teilchen erhöht und welchen Einfluss dann die erhöhte Temperatur auf das Ausgangssignal hat.

Bei der Wahl einer geeigneten Photodiode sollte auch der Einsatz in Resonatoren geprüft werden. Inwiefern können Photodioden direkt in Hohlraumresonatoren ein-

gesetzt werden? Eine Unempfindlichkeit könnte es ermöglichen, den Strahl innerhalb einer Beschleunigerstruktur zu detektieren.

Ferner soll ein Zugsystem entwickelt werden, das es ermöglicht den Detektor longitudinal entlang des Strahls zu verschieben. Der sehr kompakte und flexible Detektor wurde so entwickelt, dass er ohne Probleme durch einen Rezipienten mit 200mm Durchmesser passt. Dabei wäre es möglich, mit Hilfe von an den Detektor angebrachten einfachen Hall-Sonden gleichzeitig das umgebende Magnetfeld zu detektieren. Wichtig ist dabei, dass alle Komponenten keinen direkten Kontakt mit dem Strahl bzw. mit den Sekundärelektronen erfahren.

Literatur

- [1] ATES, A.: *Zerstörungsfreie Strahldiagnosemethode in starken Magnetfeldern*, Goethe-Universität, Frankfurt, Bachelorarbeit, 2012
- [2] DROBA, M. ; JOSHI, N. ; MEUSEL, O. ; NONN, P. ; RATZINGER, U.: Design studies on a novel stellarator type high current ion storage ring. EPAC'06, Edinburgh, 2006
- [3] DROBA, M. ; MEUSEL, O. ; RATZINGER, U. ; VOLK, K.: High current ion beams at frankfurt university. EPAC'04, Lucerne, 2004
- [4] HAGSTRUM, H. D.: Theory of Auger Ejection of Electrons from Metals by Ions. In: *Physical Review* 96 (1954), Oct, Nr. 2, S. 336–365
- [5] INSTRUMENTS, Texas: *64-Channel, Current-Input Analog-to-Digital Converter DDC264*. SBAS368C, May 2006
- [6] INSTRUMENTS, Texas: *DDC264EVM User's Guide*. SBAU186, March 2011
- [7] JAKOB, A. ; POZIMSKI, J. ; GROSS, P. ; REIDELBACH, K. ; DÖLLING, R. ; KLEIN, H.: Plasma Potential and Temperature Measurements of a Thin Plasma by use of Langmuir-Probes. EPAC'94, London, 1994
- [8] JOSHI, N.: *Investigations on Transport and Storage of High Ion Beam Intensities*, Goethe-Universität, Dissertation, 2009
- [9] JOSHI, N. ; DROBA, M. ; MEUSEL, O. ; NIEBUHR, H. ; RATZINGER, U.: Scaled down experiments for a stellarator type magnetostatic storage ring. IPAC'10, Kyoto, 2010
- [10] MEUSEL, O.: *CCDScan*. Version 12
- [11] NIEBUHR, H.: *Untersuchung der transversalen Strahldynamik beim Transport eines Ionenstrahls durch zwei toroidale Magneten*, Goethe-Universität, Frankfurt, Bachelorarbeit, 2012
- [12] NIEBUHR, H.: *Experimente und Simulationen zur Filterung und Injektion in einen toroidalen Ionenspeicherring*, Goethe-Universität, Frankfurt, Masterarbeit, 2014
- [13] NONN, P.: *Entwicklung einer Strahldiagnose in toroidalen, magnetischen Führungsfeldern*, Goethe-Universität, Frankfurt, Diplomarbeit, 2009
- [14] SIEMENS: *Silizium-Fotodiode für den sichtbaren Spektralbereich BPW 21*

-
- [15] SITTINGER, F.: *Untersuchung zu optischen Profil- und Emittanzmessungen an niederenergetischen intensiven Ionenstrahlen*, Goethe-Universität, Frankfurt, Dissertation, 1995
- [16] WAGNER, C.: *Entwicklung eines Teststandes für die Optische Strahltomographie*, Goethe-Universität, Frankfurt, Bachelorarbeit, 2011
- [17] WAGNER, C.: *Optische tomographische Strahldiagnose*, Goethe-Universität, Frankfurt, Masterarbeit, 2013

Danksagung

Vielen Dank an Herrn Prof. Dr. U. Ratzinger für die Aufnahme in die Arbeitsgruppe.

Besonders danke ich Herrn Dr. Martin Droba und Herrn Dr. Oliver Meusel für die so motivierende und professionelle Betreuung.

Ich danke Herrn Dr. Ninad Joshi, der mir während der Bachelorarbeit alle nötigen technischen Grundlagen nahegelegt hat.

Ich danke meinen Zimmergenossen Heiko Niebuhr, Joschka Wagner und Behrooz Fathinejad für eine angenehme, lustige Zeit und für eine so großartige Teamarbeit.

Vielen Dank an Herrn Christopher Wagner für all die Ideen und Anregungen bei technischen und physikalischen Problemen.

Ich danke den technischen Mitarbeitern Herrn Daniel Bänsch, Herrn Thomas Metz und Herrn Joachim Jaitner bei allen Hilfestellungen beim Aufbau des Experiments.

Ich danke allen NNPlern, Oliver, Martin, Kathrin, Christoph, Christopher, Daniel, Hannes, Heiko, Joschka, Stephan, Fips, Onur, Kristina, Stefan und Sabrina für die so angenehme Arbeitsatmosphäre am Institut.

Besonders danke ich meinen Eltern, Nihal und Nizamettin Ateş, für die finanzielle Unterstützung und dafür, dass sie bei allem was ich mache immer hinter mir stehen.

Besonderer Dank geht an meine Frau Süreyya Ateş, die mich tagtäglich inspiriert, motiviert und mir die Welt der Physik bunt gemalt hat.