

Untersuchungen zur Profilmessung von Hadronenstrahlen mittels Restgaslumineszenz und -ionisation

Dissertation

zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften der Fakultät Physik
der Technischen Universität Dortmund

vorgelegt von

Christian Gerhard Heinrich Böhme

aus Offenbach am Main

2010

Diese Dissertation ist im Buchhandel erhältlich unter ISBN 978-3-8423-4783-0.

1. Gutachter: Prof. Dr. T. Weis
 2. Gutachter: Prof. Dr. Dr. h. c. J. Dietrich
- Dekan: Prof. Dr. B. Spaan
Vertreter der wiss. Mitarbeiter: Dr. G. Schmidt
Tag der mündlichen Prüfung: 20. Jan. 2011

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Profilmonitore in der Beschleunigerphysik	5
2.1	Lumineszenz	9
2.2	Ionisation	11
3	Theoretische Betrachtungen	15
3.1	Wirkungsquerschnitt	15
3.2	Wechselwirkung geladener Teilchen mit Materie	16
3.2.1	Der inelastische Stoß	17
3.3	Abschätzung des Energieverlustes	19
3.4	Wirkungsquerschnitt der Photonenausbeute	20
3.4.1	Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von Photonen im sichtbaren Spektralbereich	21
3.5	Abschätzung des Ionisationswirkungsquerschnitts	23
4	Beschleunigeranlagen	27
4.1	COSY	27
4.2	iThemba LABS	29
4.3	Teststand	30
5	Experimenteller Aufbau	33
5.1	Spektralmessung am Teststand	33
5.2	Aufbau des Lumineszenzprofilmonitors	35
5.2.1	Photomultiplier	36
5.2.2	Optisches System	43
5.2.3	Datenerfassung bei Messungen des Lumineszenzprofilmonitors	45
5.2.4	Aufbau des Lumineszenzprofilmonitors an den Beschleunigeranlagen	48
5.3	Aufbau des Ionisationsprofilmonitors	51
5.3.1	Hochspannungssystem	54
5.3.2	Abbildungseigenschaften	56
5.3.3	Datenerfassung bei Messungen mit dem Ionisationsprofilmonitor	58
5.3.4	Korrektur der MCP- und Leuchtschirmnichtlinearitäten	59
6	Messungen und Ergebnisse	61
6.1	Lumineszenzprofilmonitor	61
6.1.1	Vorbereitende Messungen am Teststand	61

6.1.2	Höchste Strahlintensitäten am JESSICA-Strahlplatz	62
6.1.3	Transferbeamline des iThemba LABS	66
6.1.4	COSY-Synchrotron	68
6.1.5	Wirkungsquerschnitte der Messungen	74
6.1.6	Fehlerbetrachtung	76
6.2	Ionisationsprofilmonitor	77
6.2.1	Überprüfung der Abbildungsparameter	78
6.2.2	Transversale Strahlbreite	78
6.2.3	Messungen mit dem Ionisationsprofilmonitor	83
6.2.4	Vergleichsmessungen beider Profilmonitore	83
6.2.5	Fehlerbetrachtung	89
7	Zusammenfassung & Ausblick	91
	Literaturverzeichnis	96
	Abkürzungsverzeichnis	103
	Anhang	
A	Steuer- und Datenerfassungsprogramme	105
A.1	Datenerfassung mit der RABBIT-Strommesselektronik	105
A.2	Datenauswertung bei der RABBIT-Strommesselektronik	106
A.3	Ansteuerung des CAEN-Netzteils des IPMs	107
A.4	Datenauswertung bei Messungen des IPMs	108
	Danksagung	111

1 Einleitung

Seit den zwanziger Jahren des vergangenen Jahrhunderts stellen Teilchenbeschleuniger eines der wichtigsten Hilfsmittel der Experimentalphysik dar. Bis zu diesem Zeitpunkt war man auf Teilchen aus radioaktiven Zerfällen mit begrenzten Energien im Bereich MeV oder auf seltene hochenergetische Teilchen der Höhenstrahlung angewiesen. Die Entwicklung der Beschleuniger, die Erhöhung der Endenergie auf heute TeV, sowie der Teilchenstrahlintensität und -qualität verlief zunächst initiiert und stark verschränkt mit der Grundlagenforschung und der Entwicklung im Bereich der Kern- und Teilchenphysik. Mit zunehmender Teilchenenergie stand damit eine immer bessere Sonde zur Aufklärung des Aufbaus der Materie bis hin zu sehr kleinen Dimensionen zur Verfügung.

Auch auf anderen Gebieten von Forschung und Entwicklung, aber auch in der reinen Anwendung, kommen heute Beschleunigeranlagen in großer Typenvielfalt und in immer größer werdender Stückzahl zum Einsatz. Hierzu zählen etwa die Synchrotronstrahlungsquellen, die mit höchster Qualität elektromagnetische Strahlung bis in den harten Röntgenbereich erzeugen und so weltweit auf dem Gebiet der Forschung an und mit kondensierter Materie ohne Alternative sind. Dazu zählen auch die Anwendungen im Bereich der Medizin, etwa bei der Erzeugung von Radionukliden, bei der Tumortherapie und als Unterstützung bei bildgebenden Verfahren in der Diagnostik. Im Bereich der Energieversorgung werden beschleunigergestützte Konzepte zur Nutzung von Kernspaltung und Kernfusion bis hin zur Konditionierung von radioaktivem Abfall diskutiert. Hochintensive Neutronenquellen sind bereits installiert und in Betrieb.

Parallel zu den Beschleunigeranlagen sind auch die Anforderungen an die Teilchenstrahlendiagnostik kontinuierlich gestiegen. Mit möglichst hoher Zeitauflösung müssen heute sowohl der Ort des Strahls entlang des Beschleunigers (Strahl Lage) als auch die räumlichen Dimensionen bekannt sein. Insbesondere das transversale Strahlprofil muss kontinuierlich bestimmt und überwacht werden.

Bei Elektronenbeschleunigern hinreichend hoher Energie und Höchstenergie-Beschleunigern von Protonen bzw. Ionen wie dem TEVATRON am Fermi National Laboratory oder dem LHC am CERN ist es möglich, das Strahlprofil mit Hilfe von Synchrotronstrahlung zu bestimmen. Aber schon bei Hadronen-Beschleunigern mit mittlerer Energie ist dies nicht mehr möglich, da die abgestrahlte Leistung zu gering wird. Das Strahlprofil kann nur über Wechselwirkungsprozesse des Strahls mit der direkten Umgebung gewonnen werden.

Bei einer Vielzahl von Diagnosetechniken kann jedoch die Rückwirkung auf den Strahl nicht vernachlässigt werden. Dies führt im besten Fall zu einer Verminderung der Strahlqualität, im schlechtesten Fall zum Strahlverlust. Moderne Diagnoseme-

thoden nutzen deshalb vermehrt die Wechselwirkung des Strahls mit dem Restgas der Umgebung zu Zwecken der Diagnose.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit Diagnoseeinrichtungen auf der Basis der Restgas-Lumineszenz und der Restgas-Ionisation. Im ersten Fall führt die Wechselwirkung zu angeregten Atom- bzw. Ionenzuständen mit anschließender isotroper Abstrahlung von Photonen, die im sichtbaren Spektralbereich detektiert werden können. Im zweiten Fall entstehen durch Ionisation des Restgases Ionen und Elektronen, die direkt nachgewiesen werden können. Über geeignete optische Verfahren und mit geeigneten Strahlungs- bzw. Teilchendetektoren können die Lage und das Profil des Strahls so nahezu rückwirkungsfrei bestimmt werden.

Der Typ des Lumineszenzmonitors wird erst seit wenigen Jahren ernsthaft betrachtet. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde daher dieser Typus aus einer einfachen ersten Anordnung heraus weiterentwickelt und insbesondere hinsichtlich der Datenaufnahme optimiert. Zu Vergleichszwecken stand ein Ionisationsmonitor zur Verfügung, der in Zusammenarbeit mit der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) weiterentwickelt und getestet wurde.

Im Rahmen dieser Arbeit wird zunächst in Kapitel 2 ein Überblick über ausgewählte Methoden zur Vermessung von Strahlprofilen gegeben und deren Vor- und Nachteile diskutiert. Danach folgt in Kapitel 3 eine theoretische Einführung in die der Lumineszenz und der Ionisation zu Grunde liegenden physikalischen Prinzipien. Die hier bestimmten Wechselwirkungsquerschnitte als Funktion der Teilchenenergie legen die Effizienz der Strahlmonitore fest. Die Monitore wurden an verschiedenen Beschleunigeranlagen unterschiedlicher Energie am Forschungszentrum Jülich und an den iThemba LABS, Südafrika eingesetzt (Kapitel 4). Der experimentelle Aufbau der Apparaturen sowie die Datenaufnahme und -verarbeitung werden ausführlich in Kapitel 5 behandelt. Kapitel 6 dokumentiert die Messungen und Ergebnisse der durchgeführten Experimente mit beiden Profilmonitoren. Die Arbeit schließt mit einer Bewertung der Ergebnisse und einem Vergleich der beiden Monitortypen.

2 Profilmontore als Diagnoseinstrumente in der Beschleunigerphysik

Die Entwicklung der Beschleunigeranlagen über die Jahrzehnte war und ist verbunden mit immer besser werdenden Diagnoseeinrichtungen zur Charakterisierung des Teilchenstrahls. Der Betrieb moderner Beschleuniger verlangt heute eine leistungsfähige Strahldiagnose bei kleinsten und sehr großen Intensitäten und Energien. Außer zu Testzwecken wird eine Diagnose des Strahls angestrebt, die den Strahl durch den Messprozess möglichst wenig oder am besten überhaupt nicht beeinflusst (nichtstrahlstörende Diagnose). Dazu kommt die Forderung nach einer zeitlichen Auflösung bei der Messung von Lage, Abmessungen und Intensität. Abhängig von den Gegebenheiten kann die geforderte Auflösung im Bereich von μs (Umfang von Kreisbeschleunigern) bis zu ns (Teilchenpaketabstand) liegen. Im Bereich der Synchrotronstrahlungsquellen wird heute schon mit fs-Auflösung gearbeitet.

Die Bestimmung der Strahlbreite in beiden transversalen Richtungen ist von besonderer Bedeutung für den erfolgreichen und sicheren Betrieb der Anlagen. Bei Elektronenbeschleunigern und Höchstenergiespeicherringen wie etwa dem TEVATRON [45] oder dem LHC [16] ist die Vermessung von Lage und Strahlprofilen vergleichsweise einfach, da die Teilchen bei einer beschleunigten Bewegung, z. B. in einem Bogen des Speicherrings, Synchrotronstrahlung emittieren, die beobachtet werden kann und so Rückschlüsse auf das Strahlprofil zulässt. Dieses Prinzip wird bei Elektronenspeicherringen schon bei viel geringeren Teilchenenergien angewendet, da Elektronen bereits dann Synchrotronstrahlung hoher Intensität emittieren. Als Beispiel für eine solche Messeinrichtung, die auf der Emission von Synchrotronstrahlung beruht, ist der Aufbau an der 1,5 GeV Elektronenspeicherringanlage der Technischen Universität Dortmund in Abbildung 2.1 dargestellt. Bei Anlagen zur Beschleunigung und Speicherung von Ionenstrahlen mit geringen und mittleren Teilchenenergien ist eine solche Messung nicht möglich, da zu wenig Synchrotronstrahlung emittiert wird.

Die in dieser Arbeit untersuchten Profil- und Lagemonitore sind für Ionenstrahlen mit niedrigen Energien bis zu Energien von einigen GeV geeignet. Messungen fanden an Beschleunigeranlagen für Protonen und Deuteronen mit Teilchenimpulsen von einigen MeV/c bis zu einigen GeV/c statt. Der folgende historische Überblick beschränkt sich daher auf diesen Anwendungsbereich.

Historisch eine der ältesten Möglichkeiten ist die Belichtung einer Fotoplatte durch die Wechselwirkung mit dem Strahl. Diese wird in den Strahlengang gehalten und an den Stellen, an denen Ionen auftreffen, geschwärzt. Ursache ist die Reduktion eines

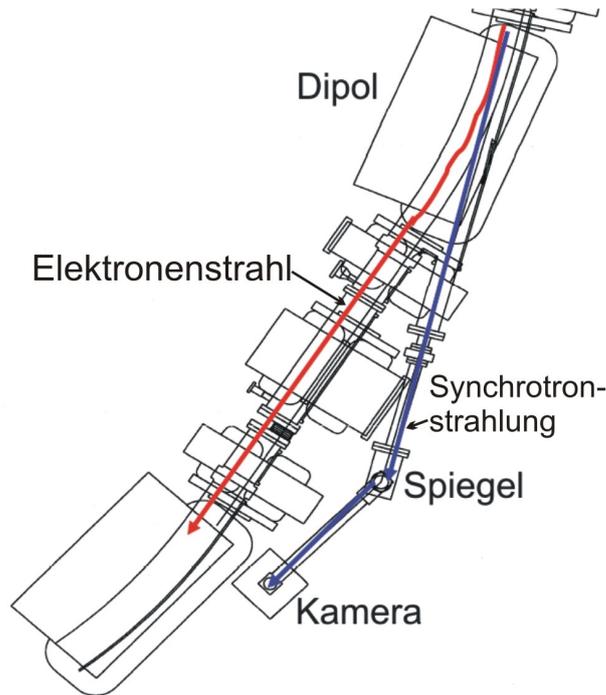


Abbildung 2.1: Messung des Strahlprofils am DELTA-Elektronenspeicherring der TU Dortmund: Die Elektronen emittieren im ablenkenden Dipol Synchrotronstrahlung, die über einen Cu-Spiegel (Abtrennung der höherenergetischen Photonen) und eine abbildende Optik mit einer CCD-Kamera direkt beobachtet werden kann (Zeichnung aus [95]).

Silberhalogenids, beispielsweise Silberbromid. Die notwendige Energie wird durch die Ionen des Strahls zugeführt. Das elementare Silber erscheint anschließend schwarz [94]. Dieses einfache System hat jedoch mehrere Nachteile. Um das Ergebnis sichtbar zu machen, muss die Fotoplatte entwickelt werden, was im günstigsten Fall einige Minuten dauert. Die Messung mit der Fotoplatte beeinflusst darüber hinaus den Ionenstrahl massiv (Winkelaufstreuung bis Vernichtung).

Anstelle einer Fotoplatte ist auch die Verwendung von selbstentwickelnden Filmen möglich, mit Polaroid als bekanntestem Hersteller. Damit wird die Entwicklung des Films erheblich vereinfacht, die anderen Nachteile bleiben jedoch bestehen. Da die Produktion dieser Filme von den Herstellern zukünftig eingestellt wird [38], ist die Durchführung der Methode wahrscheinlich nicht mehr lange möglich.

Weiterentwickelt wurde das System durch den Leuchtschirm, der mit einem Stoff beschichtet ist, bei dem die Energie der auftreffenden Ionen dazu verwendet wird, das Material zur Emission von Photonen (Lumineszenz) anzuregen. Damit ist eine sofortige Begutachtung des Strahlprofils, etwa über externe Kamerasysteme möglich. Dennoch wird auch hier der Strahl stark gestört.

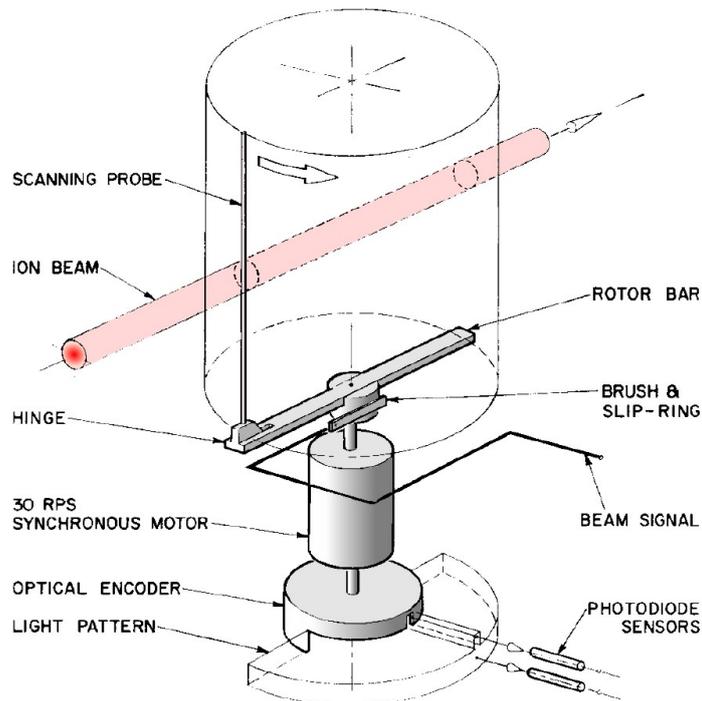


Abbildung 2.2: Beispiel für einen rotierenden Drahtscanner. Befestigt an einer Stange (Rotor Bar) rotiert ein Draht (Scanning Probe) auf einer kreisförmigen Bahn und durchquert dabei zweimal pro Umdrehung den Ionenstrahl. In diesem Beispiel wird die Position des Scanners mit Hilfe von Photodioden und eines optischen Encoders bestimmt (Zeichnung aus [15]).

Eine weitere, weit verbreitete Möglichkeit, das Strahlprofil zu vermessen, ist der Drahtscanner. Ein Draht, der üblicherweise aus einem Metall wie Wolfram oder Tantal, aber auch aus Kohlenstoff bestehen kann, wird durch den Strahlengang geführt und der Ableitungsstrom in Abhängigkeit von seiner Position gemessen. Unter Verwendung beider Informationen ist es so möglich, ein Strahlprofil zu erstellen. Es werden verschiedene Ausführungen eingesetzt, die sich in der Art und Weise unterscheiden, wie der Draht durch den Strahl geführt wird. In Abbildung 2.2 ist ein solcher einfacher Drahtscanner mit einem rotierenden Draht dargestellt. Der Draht selbst kann aber auch linear durch den Strahl geführt werden. Normalerweise werden zwei Drahtscanner benötigt, die um 90° gedreht sind, um beide Strahlebenen vermessen zu können. Es existieren auch Drahtscanner mit speziell geformten Drähten, die beide Ebenen des Strahls mit nur einer mechanischen Anordnung messen können. Der bei der Verwendung von Drahtscannern gemessene Strom korreliert üblicherweise nicht direkt mit der Ladung der auftreffenden Strahlteilchen des Stroms, sondern ist geprägt durch die Emission von Sekundärelektronen, was bei der Konstruktion und später bei der Auswertung der Messungen beachtet werden muss. Bei der Messung von kurzen Strahlpulsen mit dem Drahtscanner würde die erforderliche Drahtge-

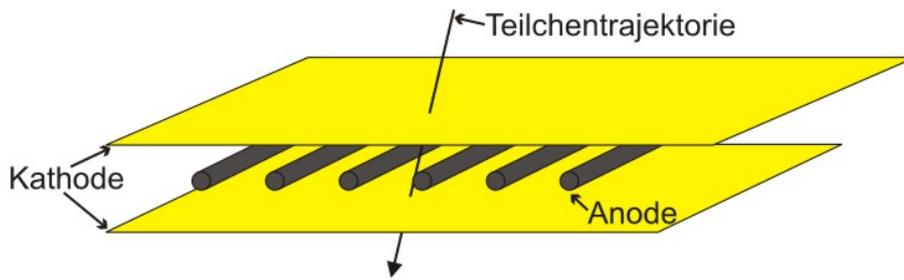


Abbildung 2.3: Schematische Zeichnung einer Vieldrahtkammer (MWPC). Zwischen zwei Kathoden befindet sich ein gasgefülltes Volumen, innerhalb dessen Anodendrähte angebracht sind. Ein Teilchen kann das Detektorgas ionisieren, die Elektronen werden zu den nächsten Anodendrähten hin beschleunigt und ionisieren auf ihrem Weg weitere Gasteilchen, so dass eine das Signal verstärkende Kaskade ausgelöst wird.

schwindigkeit zu hoch werden, um die mögliche Breite des Ionenstrahls einmal zu durchlaufen.

In diesem Fall behilft man sich mit Vieldrahtgittern. Hierbei werden viele Drähte parallel nebeneinander angeordnet, so dass das Strahlprofil gleichzeitig für eine Ebene vermessen werden kann. Um das transversale Profil vollständig zu bestimmen, sind auch hier, wie bei den Drahtscannern, zwei um 90° gedrehte Anordnungen hintereinander notwendig. Durch die Vieldrahtgitter wird der Strahl in einem viel größeren Umfang gestört als durch Drahtscanner, die nur einen Draht zur Messung verwenden. Zum Nachweis von Teilchenstrahlen mit geringen Intensitäten wurde die Vieldrahtkammer (Multi Wire Proportional Chamber, MWPC, Abbildung 2.3) entwickelt. Dabei wird das Prinzip des Vieldrahtgitters mit dem eines Proportionalzählers, z. B. eines Geiger-Müller-Zählrohres, kombiniert [25]. Zwischen zwei Kathoden, die in der Regel aus dünnen Folien oder Gittern bestehen, sind dünne, äquidistante Anodendrähte angebracht. Die Kathoden werden auf ein negatives Potential gelegt, die Anoden auf Erdpotential. Der Raum zwischen den Kathoden ist mit einem Gas, meist einem Gemisch mit speziellen Eigenschaften, gefüllt. Passiert ein Strahlteilchen das Volumen zwischen den Kathoden, kann es dort enthaltene Gasteilchen ionisieren. Die Elektronen werden auf Grund des angelegten Potentials zu den Anodendrähten hin beschleunigt, die Ionen zu den Kathoden. Durch die geometrischen Verhältnisse wird die Feldstärke bei Annäherung an eine Anode immer größer, so dass die Elektronen in zunehmendem Maß beschleunigt werden. Die Elektronen erhalten so genügend kinetische Energie, um weitere Gasteilchen zu ionisieren. Die so entstandenen Sekundärelektronen werden ebenfalls beschleunigt und können weitere Gasteilchen ionisieren. Dies führt zu einer Vervielfachung der Elektronen an der Anode, so dass auch bei geringen Strahlintensitäten ein messbares Signal zur Verfügung steht. Auch dieses Verfahren ist notwendigerweise strahlstörend.

Zusätzliche Probleme entstehen bei hohen Energien und Intensitäten, die bis zur Zerstörung des Scanners führen können [44]. Problematisch ist auch die Diagnose

in Speicherringen mit Umlauffrequenzen im Bereich von Kilo- bis Megahertz. Dabei passiert der Ionenstrahl bei jedem Umlauf die Messeinrichtung. Beeinflusst die Messeinrichtung den Ionenstrahl auch nur in geringem Umfang, erfolgt diese Beeinflussung bei jedem Umlauf erneut und summiert sich auf. Dadurch wird der Strahl in kurzer Zeit so stark beeinflusst, dass er für Messungen nicht mehr zur Verfügung steht.

Aus diesem Grund wird in einer Weiterentwicklung versucht, den Draht des Drahtscanners durch einen Laserstrahl (Laser Wire) zu ersetzen. Die Vorteile des Laserstrahls liegen im kleinen und wohl definierten Strahldurchmesser im Hinblick auf eine präzisere Ortsauflösung der Messung und in der im Vergleich zu Drahtscannern höheren Durchquerungsgeschwindigkeit. Bei negativ geladenen Ionen kann ein Elektron durch Photoionisation vom Ion abgetrennt und nachgewiesen werden [26]. Aus der Anzahl der Elektronen und der Position des Laserstrahls kann eine Aussage über die Intensität des Ionenstrahls an einem bestimmten Ort getroffen werden. Bei dem hier betrachteten Fall von Protonen als Strahlteilchen kann diese Methode jedoch nicht zur Messung des Strahlprofils angewendet werden.

Nicht-strahlstörende Diagnosemethoden basierend auf der Wechselwirkung des Ionenstrahls mit dem Restgas werden seit einigen Jahren als mögliche Methoden zur zerstörungsfreien Diagnose diskutiert, entwickelt und auch schon in Beschleunigern erfolgreich eingesetzt. Bei der Wechselwirkung entstehen u. a. Photonen im sichtbaren Bereich (Lumineszenz), sowie Elektronen und Restgasionen (Ionisation), die durch geeignete Methoden nachgewiesen werden können. Die beiden Methoden werden im Folgenden genauer beschrieben.

2.1 Lumineszenz

Bei der Wechselwirkung von Strahlteilchen mit Restgasatomen findet zunächst, neben der Anregung der Elektronenhülle des Gasatoms, mit großer Wahrscheinlichkeit auch eine Ionisation verbunden mit einer Anregung statt. Der angeregte und höherenergetische Zustand zerfällt nach kurzer Zeit. Die Elektronenhülle des Gasatoms kehrt in den Grundzustand zurück. Die Energiedifferenz wird in Form eines Photons ausgesandt. Abhängig vom Termschema des Restgasteilchens ergeben sich die Wellenlängen des ausgesendeten Lichtes. Da die technischen Möglichkeiten für die Beobachtung von Photonen im sichtbaren Bereich fortgeschrittener und kostengünstiger sind, werden im vorgestellten Experiment nur Photonen im sichtbaren Bereich detektiert. Man unterscheidet bei der Lumineszenz zwei Fälle: Besitzt das Elektron im angeregten Zustand eine Aufenthaltsdauer von weniger als einer Mikrosekunde, spricht man von Fluoreszenz, ist die Verweildauer größer, von Phosphoreszenz.

Das ausgesendete Licht wird zunächst durch Photomultiplier extrem verstärkt und aus der Intensität des ortsabhängig aufgefangenen Lichtes das Strahlprofil bestimmt. Das Prinzip ist in Abbildung 2.4 verdeutlicht. Dabei wird angenommen, dass die Restgasteilchen in der Vakuumkammer homogen verteilt sind und die Verweildauer der Elektronen im angeregten Zustand so klein ist, dass das Lichtprofil einer Projek-

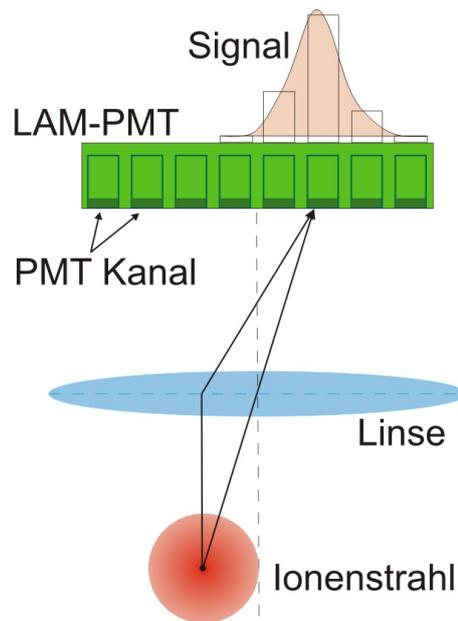


Abbildung 2.4: Prinzipdarstellung des Messverfahrens in Anlehnung an [5]. Das vom Ionenstrahl (unten) ausgesendete Licht wird durch eine Linse auf einen Mehrkanal-Photomultiplier (LAM-PMT, oben) abgebildet, der ortsabhängig die Intensität misst.

tion des Strahlprofils entspricht. Dies ist bei den hier betrachteten Wellenlängen und Restgassorten der Fall (siehe unten). Die Beobachtung des emittierten Lichtes zur Bestimmung der Strahlprofile wurde bereits in früheren Experimenten durchgeführt [6, 7, 19, 24, 58, 80, 83, 86]. Bei den in dieser Arbeit vorgestellten Untersuchungen wird erstmals ein neuartiger Mehrkanal-Photomultiplier (Linear Array Multianode Photomultiplier Tube, LAM-PMT) verwendet. Darin sind 32 Photomultiplier (PMT) mit einer Photokathode von jeweils $0,8 \text{ mm} \times 7 \text{ mm}$ mit einem Abstand von nur $0,2 \text{ mm}$ nebeneinander angeordnet. Mit dieser speziellen Anordnung der Photokathoden ist eine gute Ortsauflösung in einer Richtung möglich. Durch die Ausdehnung in der anderen Richtung ist es gleichzeitig möglich, eine größere Lichtmenge zu registrieren.

Bei der Diagnose mittels Lumineszenz werden im Vakuumbereich des Monitors keinerlei Einbauten benötigt, lediglich ein Vakuumfenster ist notwendig. Dies erlaubt eine schnelle Installation und Wartung des Systems. Die optische Linse sowie die Detektoren und sonstigen Zubehöreinrichtungen befinden sich außerhalb des Vakuums. Der Ionenstrahl wechselwirkt also nur mit dem Restgas. Es ist zudem möglich, das Lumineszenzlicht mit Hilfe eines optischen Transportsystems aus dem näheren Experimentierumfeld herauszuleiten und erst an einem weiter entfernten Ort zu detektieren. Dies erlaubt den Einsatz eines solchen Monitors auch an Stellen mit starker Hintergrundstrahlung bzw. an Orten mit starken elektromagnetischen Feldern und in Bereichen von Strahltargets mit hoher Sekundärelektronenbelastung.

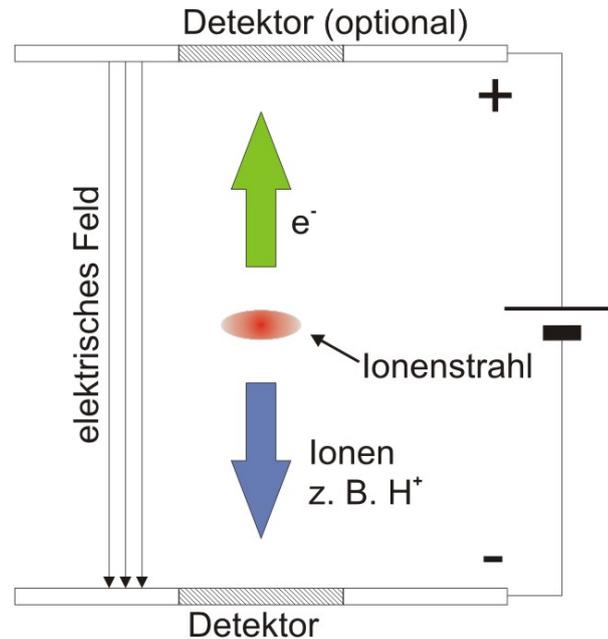


Abbildung 2.5: Schematische Zeichnung des Ionisationsprofilmonitors (IPM). Durch die Energie des Ionenstrahls wird das Restgas ionisiert. Die so entstandenen Ionen oder Elektronen werden mit Hilfe eines elektrischen Feldes auf einen Detektor beschleunigt.

2.2 Ionisation

Bei der Wechselwirkung von Strahlteilchen mit Restgasatomen findet neben der Anregung der Elektronenhülle des Gasatoms auch mit großer Wahrscheinlichkeit eine Ionisation des Gasatoms statt. Die Restgasionen entstehen dabei im Wesentlichen ruhend. Aufgrund der resultierenden Ladung der Ionen können sie mit Hilfe eines elektrischen Feldes unter Beibehaltung der transversalen Ablage und der longitudinalen Position auf einen Detektor außerhalb des Strahls geleitet werden. Dort kann aus der Position und der Anzahl der auftreffenden Restgasionen eine Projektion des Strahlprofils erstellt werden. Das Prinzip ist in Abbildung 2.5 verdeutlicht. Es ergeben sich typische Laufzeiten im Bereich von Mikrosekunden. Der Detektor des Monitors besteht zunächst aus einem oder mehreren hintereinander geschalteten MCPs. Teilchen treffen auf der Vorderseite des ersten MCPs auf und lösen Elektronen aus dessen Oberfläche heraus. In den MCPs wird das Signal durch Elektronenvervielfachung verstärkt, und an der Rückseite des MCP-Systems tritt eine große Anzahl von Elektronen aus. Diese Elektronenwolke wird anschließend detektiert. Bei bisherigen Experimenten kamen zur Detektion hauptsächlich zwei verschiedene Verfahren zur Anwendung: Das eine Verfahren benutzt ein System aus vielen parallelen Drähten [63]. Die Elektronen treffen auf diese Drähte auf und ihre Ladung kann registriert werden. Die örtliche Auflösung des Gerätes ist dabei durch den Abstand der Drähte bestimmt. Die andere Variante besteht aus einer Flächenanode, bei der die Position

der auftreffenden Elektronen durch Verhältnisbildung ermittelt wird. Als Beispiel sei die Wedge & Strip-Anode genannt, die mehrere Anoden mit einer besonderen Geometrie enthält [31, 91]. Durch das Verhältnis der Ladungen auf den Einzelanoden kann der Ort des Auftreffens errechnet werden. Durch eine hohe Anzahl an Ereignissen innerhalb kurzer Zeit an verschiedenen Orten der Anode können sich allerdings die einzelnen Signale überlagern und die Ortsbestimmung so verfälscht werden.

Im Rahmen der in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen wird allerdings ein anderer Aufbau gewählt, der ebenfalls in [98] verwendet wurde. Die an der Rückseite der MCPs entstandene Elektronenwolke wird auf einen Leuchtschirm beschleunigt und regt diesen zur Fluoreszenz an. Das Fluoreszenzlicht wird schließlich von einer Kamera erfasst. Es kommen dabei handelsübliche CCD- und CMOS-Kameras zum Einsatz. Sie besitzen eine Auflösung, die modellabhängig etwa 650 Pixel in der Breite beträgt. Dies erlaubt eine feinere Auflösung im Vergleich zur Verwendung von Drähten bei einer reduzierten mechanischen Komplexität. Der verwendete Leuchtschirm hat eine Abklingzeit von einer Millisekunde. Im Handel sind Modelle mit einer Abklingzeit von bis zu 100 ns erhältlich. Die verwendeten Kameras erreichen eine Bildrate, die bei bis zu 73 Vollbildern oder bei 150 Teilbildern pro Sekunde liegt. Auch hier sind im Handel Modelle mit höheren Bildraten erhältlich.

Es ist auch möglich, die entstehenden Elektronen zur Bestimmung des Profils zu verwenden. Wegen ihrer geringeren Masse ist die Laufzeit bei gleicher angelegter Saugspannung um Größenordnungen kleiner. Dadurch wird eine schnellere Messung der Strahlprofile möglich bis hin zu Bunch-by-Bunch-Messungen. Die Elektronen entstehen allerdings wegen des Ionisationsprozesses und eines Energieübertrags nicht ruhend. Aufgrund ihrer geringeren Masse besitzen die Elektronen im Vergleich zu den Ionen eine erhöhte Geschwindigkeit in allen drei Raumrichtungen, gerade auch in den beiden transversalen Richtungen. Insbesondere in der transversalen Richtung senkrecht zu der des elektrischen Feldes und longitudinal können sich die Elektronen frei bewegen und durch innere Raumladungsfelder des Strahls zusätzlich beeinflusst werden. Dies resultiert u. a. in einer Verbreiterung des gemessenen Profils und kann unter Umständen so weit führen, dass die Elektronen gar nicht mehr detektiert werden können. Dieser Effekt kann durch ein transversales Magnetfeld stark unterdrückt werden [85]. Die Elektronen werden ebenfalls auf einen Detektor geleitet. Die Konstruktion eines Monitors für die Detektion von Elektronen unterscheidet sich i. d. R. nicht von einer für die Detektion von Ionen. Lediglich das elektrische Feld muss bei fester Position des Detektors in die entgegengesetzte Richtung zeigen. Denkbar ist auch, in einer Apparatur sowohl Elektronen als auch Ionen mit zwei Detektoren nachzuweisen, wie in Abbildung 2.5 dargestellt.

Der IPM erfordert im Gegensatz zum LPM einen sehr komplexen Aufbau innerhalb des Vakuums. Sollen Elektronen zur Bestimmung des Strahlprofils verwendet werden, wird die mechanische Komplexität weiter gesteigert, da zusätzlich noch ein Magnetfeld erzeugt werden muss. Der IPM besitzt aber aufgrund des hohen Wir-

System	Strahl- erhaltung	Geschwin- digkeit	Nachweis- grenze	Aufwand	Auflö- sung	Refe- renz
Fotoplatte	gering	h	pA/mm ²	gering	5 μm	[39, 53]
Polaroid	gering	m	pA/mm ²	gering	40 μm	[40, 53]
Leuchtsch.	gering	ms	nA/mm ²	gering	5 μm †	[72, 82]
Drahtsc.	hoch	ms	nA	mittel	25 μm	[15]
Vieldrahtg.	mittel	μs	nA	mittel	100 μm	[72]
MWPC	mittel	μs	pA	hoch	60 μm	[25]
LPM	sehr hoch	ns	10 ⁻¹² A·mbar	gering	10 μm †	[48, 80]
Ionen-IPM	sehr hoch	μs	10 ⁻¹⁵ A·mbar	hoch	5 μm †	[97, 98]
e ⁻ -IPM	sehr hoch	ns	10 ⁻¹⁵ A·mbar	sehr hoch	5 μm †	[51, 82]

Tabelle 2.1: Vergleich ausgewählter Eigenschaften der vorgestellten Strahlprofilmonitore zur Vermessung von positiv geladenen Ionenstrahlen. Die Empfindlichkeiten können in Abhängigkeit von der Teilchenenergie variieren.

kungsquerschnitts eine deutlich höhere Empfindlichkeit (siehe unten), so dass der höhere Konstruktionsaufwand durchaus gerechtfertigt sein kann.

Eine Übersicht über die Eigenschaften der in diesem Kapitel vorgestellten klassischen und der im Rahmen dieser Arbeit untersuchten, nicht-strahlstörenden Diagnosemethoden wird in Tabelle 2.1 gegeben.

†Bei Beobachtung mit Hilfe einer Kamera sind deren Auflösung und Geschwindigkeit zu berücksichtigen. Als Richtwert für eine Standardkamera können 50 μm Ortsauflösung angenommen werden.

3 Theoretische Betrachtungen

Beide im Rahmen der vorliegenden Arbeit untersuchten Strahlprofilmonitore beruhen in ihrer Funktionsweise auf der Interaktion des Ionenstrahls mit vorhandenem Restgas. Dabei werden Photonen, Ionen und Elektronen erzeugt, mit deren Hilfe der Ionenstrahl vermessen wird. Um die Einsatzmöglichkeiten der Monitore abschätzen zu können und die Auslegung der Bauteile zu bestimmen, soll in den folgenden theoretischen Betrachtungen zunächst die Anzahl der zu erwartenden Wechselwirkungen abgeschätzt werden.

3.1 Wirkungsquerschnitt

Bei Streuexperimenten ist die Angabe eines Wirkungsquerschnitts σ_t gebräuchlich. Dieser beschreibt, welche effektive Fläche jedes einzelne Streuzentrum des Targets besitzt. Der Wirkungsquerschnitt kann durch die Beziehung

$$\begin{aligned}\frac{dN}{dt} &= n_t \cdot \sigma_t \cdot j_p \cdot A_t \\ &= n_t \cdot \sigma_t \cdot n_p \cdot v_p \cdot A_t\end{aligned}\tag{3.1}$$

ausgedrückt werden, mit:

N :	Anzahl der Reaktionen
A_t :	Fläche der Wechselwirkungszone
σ_t :	Effektive Fläche eines Streuzentrums
j_p :	Teilchenstromdichte der einfallenden Teilchen $= n_p \cdot v_p$
n_p :	Teilchendichte der einfallenden Teilchen
v_p :	Mittlere Geschwindigkeit der einfallenden Teilchen
n_t :	Flächendichte der Streuzentren

Die Gleichung 3.1 gilt nur für den Fall, dass die Projektile klein sind gegenüber dem Target und die Streuzentren eine so geringe Dichte bzw. Dicke aufweisen, dass sich diese nicht gegenseitig verdecken. Die typisch verwendete Größe bei atomphysikalischen Experimenten ist das Barn, das $10^{-28} \text{ m}^2 = 10^{-24} \text{ cm}^2$ entspricht.

Bei dem Übergang von der klassischen Mechanik zur Quantenmechanik ist der Wirkungsquerschnitt nicht länger als Flächenausdehnung eines Targetteilchens zu verstehen, sondern liefert eine Aussage über die Wahrscheinlichkeit einer Reaktion zwischen zwei Reaktionspartnern. Der Wirkungsquerschnitt wurde dabei allgemeiner definiert

als [81]:

$$\begin{aligned}\sigma &= \frac{\text{Zahl der Reaktionen pro Zeiteinheit}}{\text{Zahl der Strahlteilchen pro Zeiteinheit} \times \text{Zahl der Streuzentren pro Flächeneinheit}} \\ &= \frac{dN/dt}{n_p v_p A_t \cdot n_t}\end{aligned}\tag{3.2}$$

Der Wirkungsquerschnitt hat die Einheit einer Fläche beibehalten. Er wird häufig benutzt, weil er unabhängig von der spezifischen Experimentanordnung ist. So können Ergebnisse eines Vorgangs verglichen werden, der an unterschiedlichen Apparaturen durchgeführt wurde.

3.2 Wechselwirkung geladener Teilchen mit Materie

Bei der Durchquerung von geladenen Teilchen durch Materie unterscheidet man zwischen folgenden grundlegenden Wechselwirkungsprozessen [84]:

1. Inelastischer Stoß mit Hüllenelektronen der Materie: Hierbei wird das Targetatom ionisiert oder angeregt. Die kinetische Energie des Stoßpartners wird benutzt, um ein Elektron in einen höherenergetischen Zustand oder in das Kontinuum anzuheben.
2. Elastische Streuung an Kernen: Bei der elastischen Streuung wechselwirken zwei Teilchen miteinander, indem sie Impuls und die dazugehörige kinetische Energie austauschen. Die beiden Teilchen sind ansonsten vor und nach dem Stoß identisch.
3. Strahlungsemission: Es entsteht entweder Cerenkov-Strahlung oder Übergangsstrahlung (Transition-Radiation).

Cerenkov-Strahlung entsteht, wenn ein geladenes Teilchen ein Medium durchquert [9]. Das geladene Teilchen polarisiert die Moleküle des durchquerten Mediums durch elektromagnetische Wechselwirkung, so dass sie elektromagnetische Strahlung emittieren. Bei $v > \frac{c}{n}$ verstärkt sich diese Emission durch Interferenz in eine Richtung und kann beobachtet werden [52]. Dabei ist v die Geschwindigkeit des geladenen Teilchens und $c \cdot n$ die Lichtgeschwindigkeit im durchquerten Medium, bestehend aus der Vakuumlichtgeschwindigkeit c und dem Brechungsindex n . In der Wellenlängenregion des hier eingesetzten PMTs, also um 400 nm, liegt die Cerenkov-Strahlung in der Intensität etwa zwei bis drei Größenordnungen unter der beobachteten Anregungs-Lumineszenz und soll daher nicht weiter betrachtet werden.

Übergangsstrahlung entsteht, wenn ein relativistisches Teilchen ein inhomogenes Medium oder einen Übergang zweier Medien mit verschiedenen dielektrischen Eigenschaften durchquert. Den resultierenden Effekt kann man mit Hilfe der Methode der Spiegelladung beschreiben, wobei der Übergang als die Äquipotentialfläche angesehen wird. Durch die Bewegung ergibt sich ein zeitlich veränderlicher Dipol, der Dipolstrahlung emittiert. Deren Intensität ist proportional zur Teilchenenergie.

4. Inelastische starke Kernprozesse: Diese haben eine Anregung oder ein Aufbrechen des Kernes mit Produktion von Sekundärteilchen zur Folge.
5. Bremsstrahlung: Sie entsteht, wenn ein geladenes Teilchen durch den Einfluss eines anderen Teilchens beschleunigt wird. Beide zusammen stellen einen zeitlich veränderlichen Dipol dar, der Dipolstrahlung abgibt. Während bei dem bekannten Fall eines Elektrons, das im Coulombfeld eines Atomkerns abgelenkt wird, nur die Coulombkraft berücksichtigt wird, wird die Ablenkung von Protonen im Bereich des Kerns hauptsächlich durch die starke Wechselwirkung hervorgerufen. Da Kernkräfte eine kurze Reichweite besitzen, ist das Auftreten der Ablenkung unwahrscheinlich.

Die Wirkungsquerschnitte der ersten beiden Prozesse sind viel größer verglichen mit denen der restlichen drei. Für die untersuchten Restgasmonitore wird die Ionisation und Anregung der Hüllenelektronen ausgenutzt, um Ionenstrahlprofile zu bestimmen. Da der Prozess des inelastischen Stoßes (1) sowohl für die Ionisation als auch die Anregung verantwortlich ist, wird im Folgenden nur auf diesen Prozess eingegangen.

3.2.1 Der inelastische Stoß

Ein schweres Teilchen der Ladung $z \cdot e$ und der Masse M stoße mit einem Hüllenelektron der Masse m und der Ladung $-e$. Dabei kann bei hochenergetischen Stößen die Bindungsenergie des Elektrons vernachlässigt werden und das Elektron als frei und im Laborsystem als ruhend angesehen werden. Die stoßenden schweren Teilchen haben eine viel größere Masse als die gestoßenen Elektronen. Man betrachtet daher den Stoß im Ruhesystem des Strahlteilchens, da in diesem Fall die Rutherford'sche Streuformel (Streuung an einer Punktladung) verwendet werden kann [57], die den Streuquerschnitt σ pro Raumwinkelement $d\Omega$ berechnet:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{ze^2}{2pv} \right)^2 \frac{1}{\sin^4(\theta/2)} \quad (3.3)$$

Dabei ist $p = \gamma\beta mc$ der Impuls und $v = \beta c$ die Geschwindigkeit des Elektrons im Ruhesystem des Teilchens. Wenn man den Streuwinkel θ durch den Impulsübertrag Q ausdrückt, so gilt $Q^2 = 4p^2 \sin^2(\theta/2)$ und man kann Formel 3.3 umformen zu:

$$\frac{d\sigma}{dQ^2} = 4\pi \left(\frac{ze^2}{\beta c Q^2} \right)^2 \quad (3.4)$$

Berechnet man den Impulsübertrag Q im Ruhesystem des Elektrons, so ist $Q^2 = 2mT$, wobei T der Energieverlust des einfallenden Teilchens ist, also die Energie, die an das Elektron abgegeben wird. Dies in 3.4 eingesetzt ergibt wiederum:

$$\frac{d\sigma}{dT} = \frac{2\pi z^2 e^4}{mc^2 \beta^2 T^2} \quad (3.5)$$

Diese Gleichung liefert den Wirkungsquerschnitt, bezogen auf ein Intervall des Energieverlusts T des Strahlteilchens bei der Coulombstreuung an einem ruhenden freien

Elektron. Aus Gleichung 4.5 kann nun der differentielle Energieverlust des Strahlteilchens dE/dx direkt berechnet werden (ohne Berücksichtigung des Elektronenspins) [57]. Ein Teilchen, das Materie durchquert, in der N Atome pro Volumeneinheit mit je Z Elektronen vorhanden sind, erfährt einen Energieverlust von

$$\begin{aligned}\frac{dE}{dx} &= NZ \int_{T_{min}}^{T_{max}} T \frac{d\sigma}{dT} dT \\ &= 2\pi NZ \frac{z^2 e^4}{mc^2 \beta^2} \ln \left(\frac{T_{max}}{T_{min}} \right)\end{aligned}\quad (3.6)$$

Die Grenzen für den maximalen und den minimalen Energieübertrag können klassisch erklärt werden. T_{max} kann dadurch abgeschätzt werden, dass der maximale Energieübertrag einer Einzelkollision beim zentralen Stoß stattfindet. Hat das einfallende Teilchen die Masse M , so ergibt sich mit $s = m/M$

$$T_{max} = \frac{2mc^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2s\sqrt{1 + (\beta^2 \gamma^2)} + s^2}\quad (3.7)$$

Wenn $M \gg m$ ist, vereinfacht sich Formel 3.7 zu

$$T_{max} \simeq 2mc^2 \beta^2 \gamma^2 = 2mv^2 \gamma^2\quad (3.8)$$

Um den minimalen Energieübertrag zu bestimmen, muss berücksichtigt werden, dass das Elektron nicht frei ist, sondern an einen Kern gebunden ist. Um die übertragene Energie abschätzen zu können, wird die gemittelte Anregungsenergie $T_{min} = I$ benutzt. Diese mittlere Anregungsenergie des Absorbermaterials ist eine atomphysikalische Größe, die quantenmechanisch bestimmt wird. Durch die Vielzahl der möglichen atomaren Anregungen ist sie im Allgemeinen sehr schwierig zu berechnen. Man greift daher auf empirische Zusammenhänge zurück [87]:

$$I[eV] = \begin{cases} 12Z + 7 & Z < 13 \\ 9,76Z + 58,8Z^{-0,19} & Z \geq 13 \end{cases}\quad (3.9)$$

Dies in Gleichung 3.6 eingesetzt ergibt:

$$\frac{dE}{dx} = 2\pi NZ \frac{z^2 e^4}{mc^2 \beta^2} \ln \left(\frac{2m_e v^2 \gamma^2}{I} \right)\quad (3.10)$$

Berücksichtigt man den relativistischen Spinbeitrag der Elektronen, so ergibt sich die klassische Bethe-Bloch-Gleichung:

$$\frac{dE}{dx} = 2\pi NZ \frac{z^2 e^4}{mc^2 \beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e v^2 \gamma^2}{I} \right) - \beta^2 \right]\quad (3.11)$$

3.3 Abschätzung des Energieverlustes

Es kann nun quantitativ abgeschätzt werden, wie viele Photonen bzw. Ionen beim Durchgang des Ionenstrahls durch das Restgas erzeugt werden. Dazu wird zuerst mit Hilfe der Bethe-Bloch-Gleichung [56, 66] der Energieverlust der Strahlteilchen beim Durchgang durch Materie abgeschätzt. Aufbauend auf diesem Energieverlust kann anschließend semi-empirisch der Anteil der Energie abgeschätzt werden, der zur Produktion für Photonen bzw. Ionen benötigt wird.

Die klassische Herleitung der Bethe-Bloch-Gleichung wurde im Abschnitt 3.2.1 durchgeführt. Eine vollständig quantenmechanische Berechnung führt zu [66]:

$$\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m\gamma^2 v^2 T_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (3.12)$$

mit:

N_a :	Avogadrozahl $6 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$
r_e :	Klassischer Elektronenradius $2,817 \cdot 10^{-15} \text{ m}$
m :	Elektronenmasse $9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$
c :	Lichtgeschwindigkeit $2,9979 \cdot 10^8 \text{ m/s}$
ρ :	Dichte des Absorbermaterials
Z :	Kernladungszahl des Absorbermaterials
A :	Atomare Masse des Absorbermaterials in g/mol
z :	Ladungszahl des einfallenden Teilchens, 1 für Protonen
β :	v/c des Projektils
γ :	$1/\sqrt{1-\beta^2}$
I :	Mittlere Anregungsenergie des Absorbermaterials
T_{max} :	Maximaler Energieübertrag einer Einzelkollision (vgl. Gleichung 3.7)
δ, C :	Korrekturterme

Dabei unterscheidet sich die quantenmechanische Herleitung von der klassischen im Wesentlichen durch den Faktor T_{max}/I innerhalb des Logarithmus. Die beiden Korrekturterme wurden zusätzlich eingeführt und ergeben sich nicht aus der quantenmechanischen Herleitung. Der Term $2\pi N_a r_e^2 m c^2$ ergibt sich zu $0,1535 \text{ MeV cm}^2/\text{mol}$. Für die weitere Betrachtung soll $z^2 = 1$ eingesetzt werden.

Bei kleinen Energien gilt die Annahme von Bethe-Bloch nicht mehr, dass die Hüllenelektronen im Vergleich zu den einlaufenden Partikeln als ungebunden angesehen werden können. Deshalb ist die Bethe-Bloch-Formel nur für Werte von $\beta\gamma \geq 0,1$ gültig.

In Gleichung 3.12 wurden zwei Korrekturterme eingeführt, die Ungenauigkeiten der Bethe-Bloch-Formel bei sehr kleinen und sehr großen Projektilenergien korrigieren sollen. Für kleine Energien, also $\beta\gamma \gtrsim 0,1$, wird der empirische Korrekturfaktor C angegeben, der jedoch nur klein ist. Er kann im Rahmen der hier betrachteten Genauigkeit vernachlässigt werden, da er sich zu $< 5 \cdot 10^{-4}$ ergibt.

Für Energien $\beta\gamma \gtrsim 55$ wird der Korrekturterm δ eingeführt, die Dichtekorrektur. Damit wird dem Effekt Rechnung getragen, dass das Targetmaterial beim Durchgang

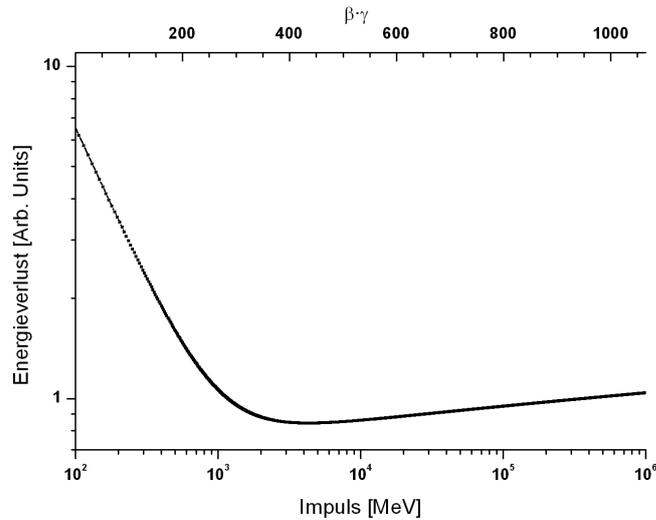


Abbildung 3.1: Berechneter Energieverlust (ohne Korrekturterme) von Protonen bei Durchquerung von Materie in Abhängigkeit von dem Teilchenimpuls.

schneller geladener Teilchen teilweise polarisiert wird. Dadurch wird das elektrische Feld weiter entfernter Teilchen teilweise abgeschirmt und die Wechselwirkung ist weniger wahrscheinlich. Resultierend wird der Energieverlust im relativistischen Bereich geringer ausfallen als das Ergebnis, das die Gleichung ohne die Korrektur liefert. Bei Gasen als Targetmaterial kann man allgemein abschätzen, dass das erhaltene Ergebnis ohne die Korrektur um den Faktor 1,5 zu groß ist [84]. Genauere Werte für δ sind abhängig vom spezifischen Targetmaterial. Da die Beschleunigeranlagen, an denen Experimente durchgeführt wurden, Teilchenenergien von $\beta\gamma \ll 55$ bereitstellen, kann dieser Korrekturfaktor im Folgenden ebenfalls vernachlässigt werden. In Abbildung 3.1 ist der so in Gleichung 3.12 erhaltene Energieverlust ohne die Korrekturen gezeigt.

3.4 Wirkungsquerschnitt der Photonenausbeute

Aus dem Energieverlust nach Bethe-Bloch (Gleichung 3.12) kann nicht unmittelbar auf die Anregungsraten von Restgasatomen bzw. -ionen im Hinblick auf den untersuchten Lumineszenzmonitor geschlossen werden. Die Restgaszusammensetzung hat entscheidenden Einfluss auf die Lumineszenzraten im untersuchten sichtbaren Spektralbereich. Insbesondere molekularer Stickstoff erweist sich hier als Restgas der Wahl. Hierzu existieren Ergebnisse von Untersuchungen am CERN [80]. Stickstoff besitzt als Targetgas die größte Lichtausbeute im interessierenden Spektralbereich und kann gleichzeitig auch unproblematisch in Vakuumanlagen verwendet werden. Wasserstoff, das normalerweise am häufigsten in Vakuumanlagen vorkommende Restgas,

besitzt dagegen nur eine vernachlässigbar kleine Lichtausbeute bei den beobachteten Wellenlängen. Deshalb kann in Gleichung 3.12 $z = 1$, $Z = 7$ und $A = 14$ gesetzt werden.

3.4.1 Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von Photonen im sichtbaren Spektralbereich

Mit Hilfe von Gleichung 3.12 kann der Energieverlust von Protonen für den Durchgang durch Stickstoff beschrieben werden. Um den Wirkungsquerschnitt nach Gleichung 3.2 zu berechnen, ist es aber notwendig, aus dem Energieverlust die Zahl der Reaktionen, also die Anzahl der erzeugten Photonen im detektierten Spektralbereich, abzuleiten.

Um eine Aussage über die Anzahl der erzeugten Photonen bezogen auf den Energieverlust treffen zu können, wird auf einen experimentell gewonnenen Wert zurückgegriffen. Eine Berechnung gestaltet sich schwierig, da es sich um ein quantenmechanisch zu lösendes Vielkörperproblem handelt. Lösungen dieses Problems sind nicht bekannt.

In [80] wurde ebenfalls die Erzeugung von Photonen durch Anregung von Restgas mittels eines Ionenstrahls aus Protonen untersucht. Dabei wurde ein Impulsbereich der Projektilprotonen von 320 MeV/c bis 26 GeV/c betrachtet. Damit bewegen sich die Messungen in einem Bereich, in dem auch die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen stattgefunden haben. In Abbildung 3.2 sind die experimentell gewonnenen Wirkungsquerschnitte gezeigt. Es wurden die Wirkungsquerschnitte für die Photonenerzeugung von Stickstoff und Xenon untersucht, da diese in vorherigen Experimenten einen relativ großen Wirkungsquerschnitt für die Photonenerzeugung zeigten. Eine einfache Handhabung im Vakuumsystem bei diesen Gasen spricht ebenfalls für ihre Verwendung als Szintillationsmaterial, zur Erzeugung von Photonen durch Interaktion mit dem Ionenstrahl. Es zeigt sich, dass der Verlauf des Wirkungsquerschnitts im Ansatz durch den skalierten Verlauf des Energieverlusts nach Bethe-Bloch beschrieben wird. Da die Skalierung mit einem konstanten Faktor über den gesamten betrachteten Bereich vorgenommen wird, kann angenommen werden, dass der Energieverlust pro erzeugtem Photon über einen konstanten Wert beschrieben werden kann. Dieser Wert wird zu 3,6 keV/Photon bei Stickstoff bestimmt. Pro 3,6 keV Energieverlust wird damit im Falle von Stickstoff ein detektierbares Photon im sichtbaren Spektralbereich erwartet. Wie in Abbildung 3.2 gezeigt, stimmt diese Annahme in dem betrachteten Energiebereich von 320 MeV/c bis 26 GeV/c. In Abbildung 3.2 ist auch der Vergleich zu einem Literaturwert gezeigt, der bei geringerer Projektilenergie gemessen wurde. Es ergibt sich in diesem Fall allerdings ein deutlicher Versatz gegenüber dem erwarteten Wert nach Bethe-Bloch. Bei 200 keV liegt aber die Primärenergie der Protonen unter der angenommenen Gültigkeitsgrenze von $\beta\gamma = 0,1$.

Für die Berechnung des Wirkungsquerschnittes für die Erzeugung von Photonen im sichtbaren Spektralbereich für $\beta\gamma \geq 0,1$ kann der auf die o. a. Weise ermittelte Wert

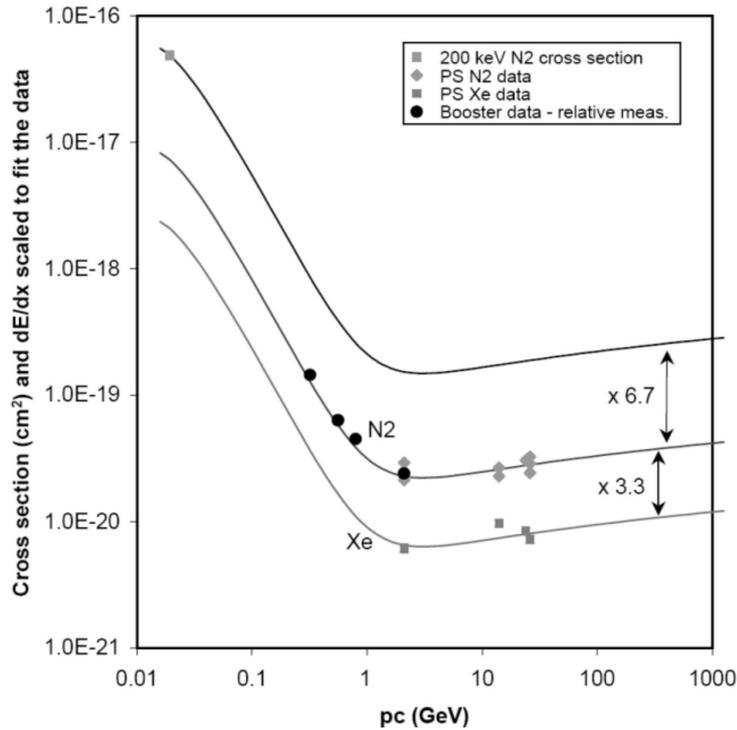


Abbildung 3.2: Verlauf des Wirkungsquerschnittes für die Spektrallinien von 390 nm bis 470 nm. Die durchgezogenen Linien geben den an die Messwerte angepassten Verlauf des Energieverlusts nach Bethe-Bloch (Gleichung 3.12) wieder. Es wurden Ergebnisse für Restgaslumineszenz von Stickstoff und Xenon vermessen und mit einem Referenzwert nach [79], der bei niedrigerer Projektilenergie für Stickstoff gemessen wurde, verglichen. Die Experimente wurden dabei am CERN Proton Synchrotron (PS) und am Booster Synchrotron durchgeführt, wobei bei letzterem lediglich relative Messungen mit nur einer Gassorte durchgeführt werden konnten. Dabei zeigte sich, dass die Wirkungsquerschnitte von Xenon um den Faktor 3,3 niedriger als die von Stickstoff liegen. Der Referenzwert hätte einen um den Faktor 6,7 höheren Wirkungsquerschnitt für Stickstoff erwarten lassen (Zeichnung aus [80]).

für die Photonenausbeute in Gleichung 3.2 eingesetzt werden und es ergibt sich:

$$\sigma = 9,948 \cdot 10^{-22} \frac{1}{\beta^2} (\ln(1,2586 \cdot 10^8 \beta^4 \gamma^4) - 2\beta^2) [cm^2] \quad (3.13)$$

Das Resultat von Gleichung 3.13 ist in Abbildung 3.3 dargestellt. Dabei wird der minimale Impuls mit $\beta\gamma = 0,1$ gewählt, die Gültigkeitsgrenze der Bethe-Bloch-Gleichung.

Zu einer besseren Beschreibung kommt man, indem man experimentelle Ergebnisse von Anderson-Ziegler [4] im Energiebereich 1 MeV - 200 MeV berücksichtigt. Diese

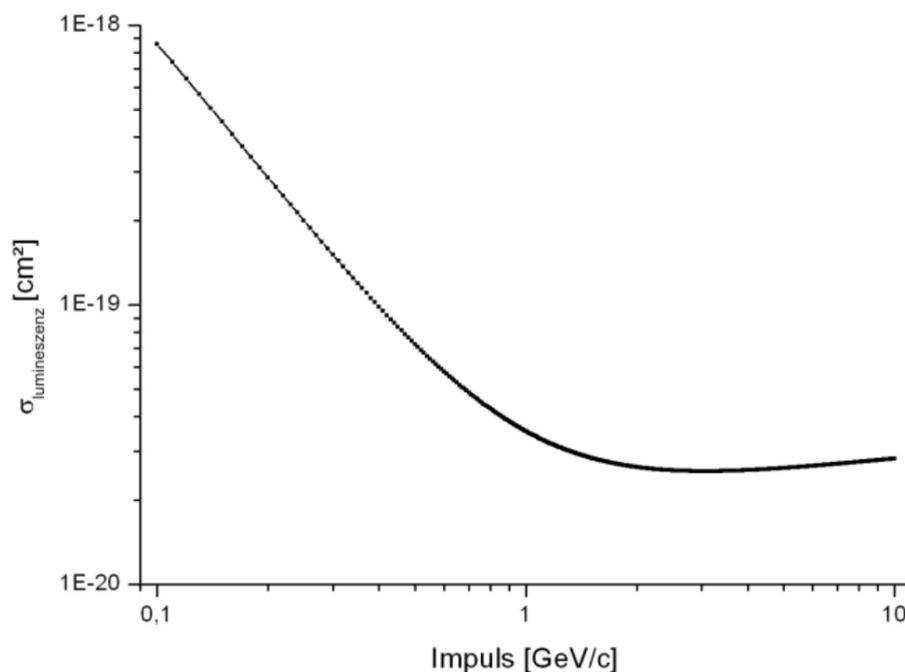


Abbildung 3.3: Berechneter Wirkungsquerschnitt für die Photonproduktion von Protonen in N_2 nach Gleichung 3.13.

sind als Energieverlust pro durchlaufene Atomdichte angegeben. Dieser Energieverlust wurde an die Ergebnisse nach Gleichung 3.3 angeglichen. Der erhaltene Verlauf des Wirkungsquerschnitts ist in Abbildung 3.4 gezeigt.

3.5 Abschätzung des Ionisationswirkungsquerschnitts

Die prinzipiellen Vorgänge bei der hier zu betrachtenden Restgasionisation sind die gleichen wie bei der Anregung, die in Kapitel 3.4 betrachtet wurde.

Bei der Berechnung der Ionisation handelt es sich im einfachsten Fall um ein Dreikörperproblem, das nicht exakt gelöst werden kann. Um dennoch eine Abschätzung des Wirkungsquerschnittes treffen zu können, werden in [67] verschiedene Näherungsverfahren entwickelt.

Die klassische Binary Encounter Approximation (BEA) vereinfacht das System so weit, dass ein klassischer Stoß zwischen dem einlaufenden Proton und dem Elektron berechnet wird. Dabei wird das Elektron in Ruhe angenommen und der Einfluss des Kerns vernachlässigt. Diese Methode wird weiter verfeinert, indem die Energie des Elektrons durch dessen Bahnbewegung berücksichtigt wird. Jedoch können auch weitere Verfeinerungen der Theorie nicht die Abweichungen in der Vorhersage des Wirkungsquerschnittes bei großen Energien beseitigen. Die BEA sagt hier einen Verlauf des Wirkungsquerschnittes in Abhängigkeit zur kinetischen Energie T des Pro-

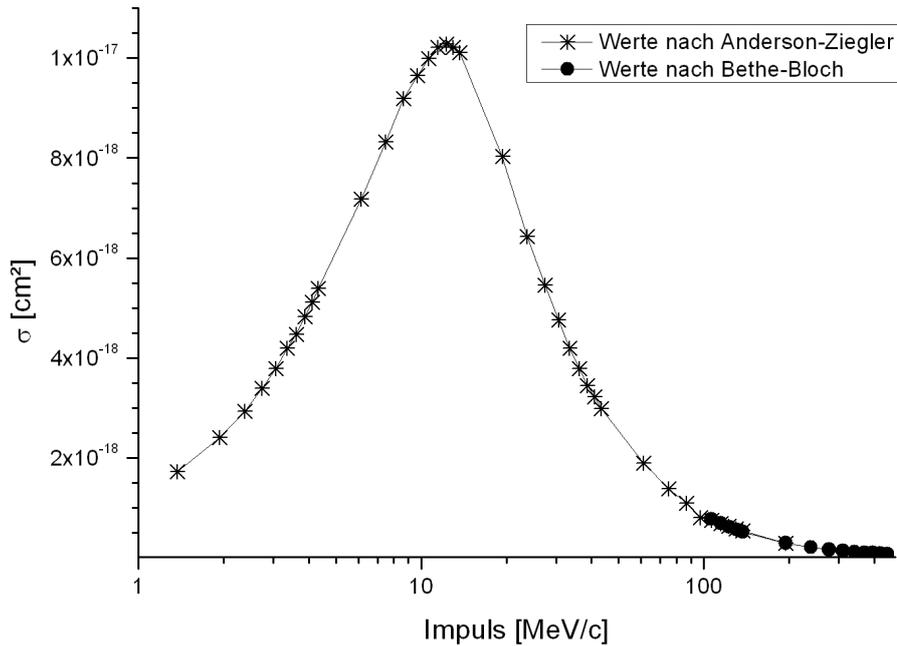


Abbildung 3.4: Wirkungsquerschnitte für Impulse von 1 MeV/c bis 400 MeV/c. Der experimentell in [4] bestimmte Energieverlust von Protonen in Stickstoff wurde an die Ergebnisse aus Gleichung 3.13 angepasst, um so den Wirkungsquerschnitt zu bestimmen.

jektilteilchens mit $1/T$ voraus, was im Gegensatz zu dem experimentell bestimmten Verlauf von $1/T \cdot \ln T$ steht. Auch quantenmechanische Modelle erreichen gerade bei Targetatomen mit vielen Elektronen eine Komplexität, die die Anwendung von Näherungsverfahren erforderlich macht. Dies führt dazu, dass es keine *ab-initio*-Rechnung gibt, die das Verhalten über einen größeren Energiebereich vorhersagt.

Im Laufe der Zeit wurden verschiedene semi-empirische Modelle entwickelt [67]. Dabei wird bei einer Rechnung das Ergebnis mit Hilfe von Parametern, die experimentell gewonnen werden, angepasst. Eines dieser Modelle basiert auf der in Kapitel 3.3 dargestellten Bethe-Bloch-Gleichung 3.12 und soll hier näher erläutert werden. In dem Modell wird der Anteil des Energieverlustes nach Bethe-Bloch bestimmt, der für die Ionisation benötigt wird, vergleichbar zu dem in Kapitel 3.4 berechneten Anteil für die Photonenproduktion.

Zur Bestimmung wird auf eine umformulierte Bethe-Bloch-Gleichung zurückgegriffen, die als Ergebnis nicht den Energieverlust beschreibt, sondern direkt den Ionisationsquerschnitt durch die Wahl geeigneter Parameter [61]

$$\sigma_i(\beta) = 4\pi a_0^2 \frac{\alpha^2}{\beta^2} \left\{ M_{ion}^2 \left[\ln \left(\frac{\beta^2}{1 - \beta^2} \right) - \beta^2 \right] + C_{ion} + \gamma_{ion} \frac{\alpha^2}{\beta^2} \right\} \quad (3.14)$$

Die Parameter können aus den Eigenschaften des Targetatoms bestimmt werden. Die Parameter M_{ion} und γ_{ion} werden aus der Grundzustands-Wellenfunktion abgeleitet,

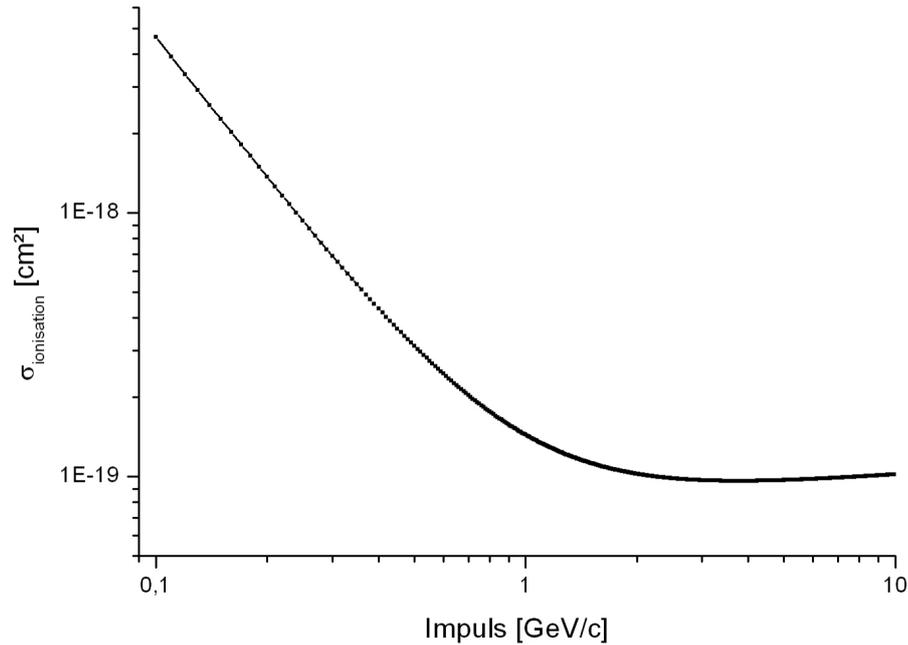


Abbildung 3.5: Berechneter Wirkungsquerschnitt der Ionisation von atomarem Wasserstoff nach Gleichung 3.16.

in C_{ion} fließen zusätzlich noch die Oszillatorstärken ein.

Experimentell wurden die Parameter für den Fall von Protonen als Projektil und Wasserstoffatomen als Target zu $M_{ion}^2 = 0,283$, $C_{ion} = 4,04$ und $\gamma_{ion} = -0,662$ bestimmt. Der Faktor a_0 ist dabei der Bohr'sche Radius, α die Feinstrukturkonstante und β die Geschwindigkeit des Protons in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit c .

Im Vergleich von Gleichung 3.14 zu Experimenten wurde festgestellt, dass die errechneten Wirkungsquerschnitte zu groß sind. Deshalb wird der Skalierungsfaktor $f\left(\frac{\alpha}{\beta}\right)$ hinzugefügt [43]:

$$\sigma_i = f\left(\frac{\alpha}{\beta}\right) \sigma(\beta) \quad (3.15)$$

Der Skalierungsfaktor wird an die Messergebnisse angepasst und zu

$$f\left(\frac{\alpha}{\beta}\right) = e^{-\lambda\left(\frac{\alpha}{\beta}\right)^2} \quad (3.16)$$

mit $\lambda = 0,76$ bestimmt. Der Verlauf des Ionisationsquerschnittes für atomarem Wasserstoff als Restgas ist in Abbildung 3.5 gezeigt.

Im Unterschied zu Kapitel 3.4 wird hier nicht das Stickstoffmolekül als Stoßpartner bei der Ionisation betrachtet, sondern Wasserstoff. Stickstoff wurde bei der Lumineszenz gewählt, weil damit die beste Lichtausbeute bei der Wellenlänge erreicht werden kann, bei der der PMT seine höchste Empfindlichkeit besitzt. Bei der Ionisation werden alle Ionen, die im Bereich des Detektors erzeugt werden, zur Bestimmung des

Strahlprofils verwendet. Bei Beschleunigeranlagen muss davon ausgegangen werden, dass das am häufigsten anzutreffende Gas im Vakuumsystem Wasserstoff ist. Weiterhin werden im Vakuumsystem häufig auch andere Stoffe angetroffen, wie beispielsweise Helium, Kohlenstoff und Kohlenwasserstoffe, Stickstoff, Sauerstoff und Wasser. Diese werden ebenfalls als Targetteilchen benutzt, wenn auch in geringerem Umfang. Deshalb beschränkt sich die Betrachtung auf Wasserstoff als Targetmaterial.

Um die Gültigkeit des berechneten Ionisationswirkungsquerschnitts in Gleichung 3.15 zu überprüfen, wurden Vergleichsrechnungen ausgeführt. In Ermangelung einer experimentell bestimmten Referenz im Energiebereich der hier vorgestellten Experimente wurden die Vergleichsrechnungen zu experimentell bestimmten Werten bei geringeren Teilchenenergien in [89] durchgeführt. In diesem Fall konnte eine Übereinstimmung mit nur wenigen Prozent Abweichung erreicht werden. Da der Verlauf des berechneten Wirkungsquerschnitts in Gleichung 3.15 dem Verlauf des Energieverlustes der Bethe-Bloch-Gleichung folgt, kann angenommen werden, dass die Rechnungen auch bei größeren Teilchenenergien eine gute Übereinstimmung mit experimentellen Ergebnissen zeigen werden.

4 Beschleunigeranlagen

Die im Rahmen dieser Arbeit vorgestellten Experimente mit dem LPM wurden an der Beschleunigeranlage COSY des Forschungszentrums Jülich und dem iThemba Laboratory for Accelerator Based Sciences (iThemba LABS), Somerset West, Südafrika durchgeführt. Am Protonen- und Deuteronen-Synchrotron COSY wurde der LPM an unterschiedlichen Stellen eingesetzt, um horizontale und vertikale Profile messen zu können. Außerdem wurden Experimente an einem externen Strahlplatz bei COSY durchgeführt. Weitere Charakterisierungen wurden zusätzlich an einem Niederenergie-Teststand in Jülich durchgeführt. Der IPM wurde nur an einer festen Position innerhalb des Synchrotrons COSY betrieben. Die Anlagen sollen kurz vorgestellt werden.

4.1 COSY

In Abbildung 4.1 ist der Aufbau des COSY-Synchrotrons des Forschungszentrums Jülich mit seinem Injektorzyklotron und den externen Strahlplätzen gezeigt. Die Ionenquelle erzeugt $^1\text{H}^-$ - und $^2\text{H}^-$ -Ionen in polarisierter und unpolarisierter Form. Die Teilchen werden im Zyklotron auf bis zu 275 MeV/c vorbeschleunigt und über die Injektionsbeamline an das COSY-Synchrotron geführt. Die Injektion erfolgt über eine Strippingfolie, in der die Elektronen abgestreift werden und so H^+ erzeugt wird. COSY besitzt einen Umfang von 184 m und besteht aus zwei geraden Sektionen von jeweils 40 m und zwei 180° -Bogensektionen, die jeweils 52 m lang sind. Nach der Injektion können Protonen auf einen Impuls von bis zu 3650 MeV/c beschleunigt werden. Nach der Beschleunigung kann COSY als Speicherring verwendet werden. Dabei besteht die Möglichkeit, den Strahl mit Hilfe stochastischer Kühlung oder Elektronenkühlung zu kühlen. Momentan besteht noch die Einschränkung, dass der Elektronenkühler nur relativ geringe Elektronenenergien bereitstellen kann, so dass er nur bei geringen Ionenstrahlenergien nahe der Injektionsenergie eingesetzt werden kann. Durch die Installation eines höherenergetischen Elektronenkühlers, der Elektronenenergien bis 2 MeV zur Verfügung stellen kann, wird diese Einschränkung jedoch voraussichtlich Mitte 2011 aufgehoben [33].

Der Ionenstrahl kann für interne Experimente am umlaufenden Strahl benutzt oder zu einem externen Experimentierplatz geführt werden. Dies kann langsam durch das stochastische Extraktionssystem erfolgen oder schnell mit Hilfe eines Kickers. Der typische Restgasdruck liegt in der Injektionsbeamline bei 10^{-7} mbar bis 10^{-8} mbar, im Synchrotron bei 10^{-9} mbar bis 10^{-10} mbar.

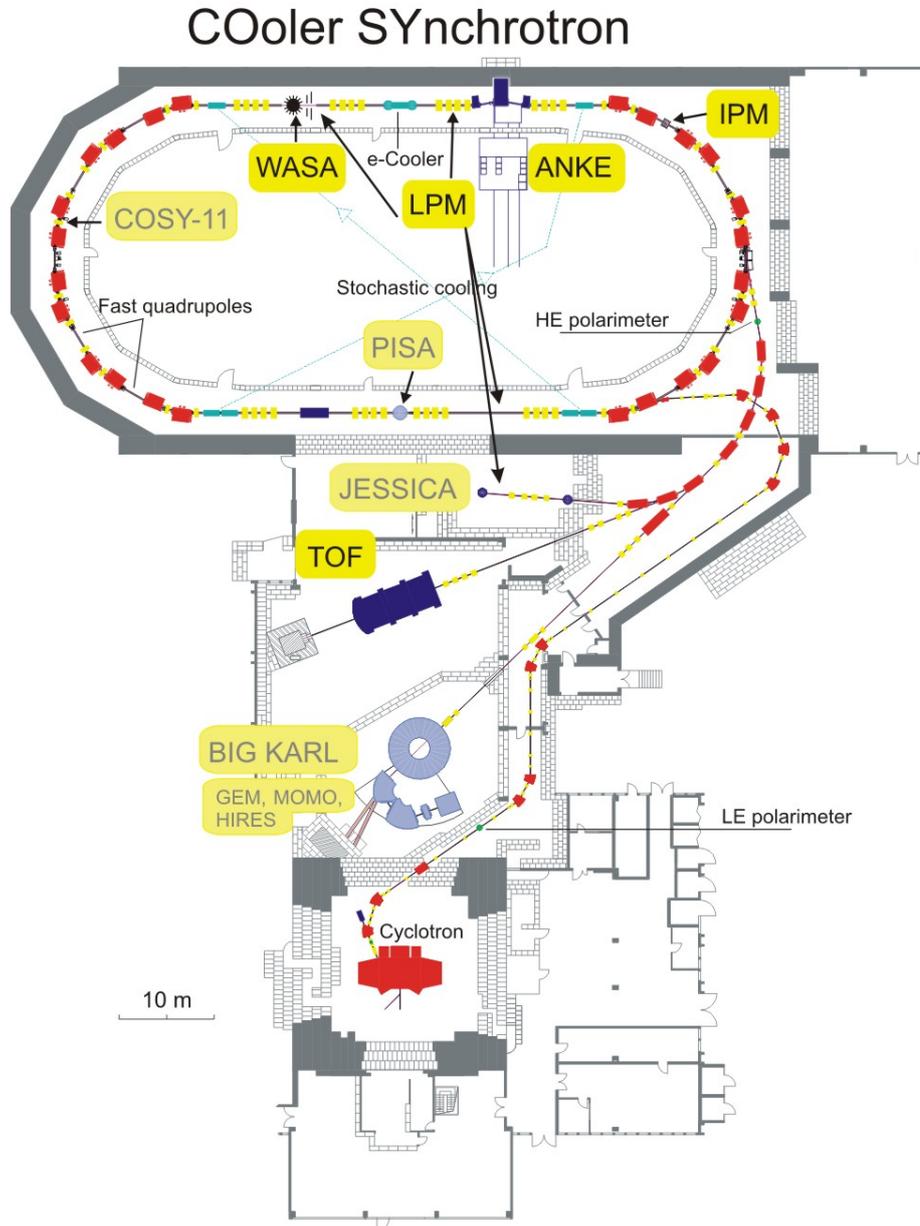


Abbildung 4.1: Überblick über das COSY-Synchrotron mit Position des IPMs und den Messplätzen für den LPM. Ehemalige, nicht mehr betriebene Experimente sind grau beschriftet (Zeichnung aus [30]).

An der Anlage sind verschiedene Strahldiagnosesysteme installiert [30]. In der Injektionsbeamline befinden sich mehrere Vieldrahtgitter, in der Extraktionsbeamline mehrere MWPCs. Innerhalb des Synchrotrons wird mit Hilfe eines Beam Current Transformers (BCT) der Strahlstrom vermessen [92]. Der BCT kann sowohl den Gleichstromanteil als auch den Wechselstromanteil des Ionenstrahls messen. Außerdem sind einige Leuchtschirme vorhanden, die in den Weg des Ionenstrahls hineingefahren werden können. Zusätzlich sind im Synchrotron mehrere Beam Position Monitore (BPM) installiert, mit deren Hilfe man die Position des Ladungsschwerpunktes des Ionenstrahls vermessen kann.

4.2 iThemba LABS

In Abbildung 4.2 ist eine Übersicht über die Experimentieranlage des iThemba LABS gezeigt. Eine Penning-Ionenquelle erzeugt Protonen, Deuteronen und Heliumionen. Diese werden in dem SPC 1-Zyklotron beschleunigt und erreichen einen Impuls von bis zu 123 MeV/c. Vor dem SPC2-Zyklotron werden zwei Ionenquellen betrieben. Mit einer Atomstrahl-Ionenquelle können polarisierte Protonen, mit einer EZR-Ionenquelle schwere Ionen erzeugt werden. Als schwerstes Element wird Xenon ionisiert und dabei ein Ladungszustand von bis zu 22+ erreicht. Im SPC2-Zyklotron

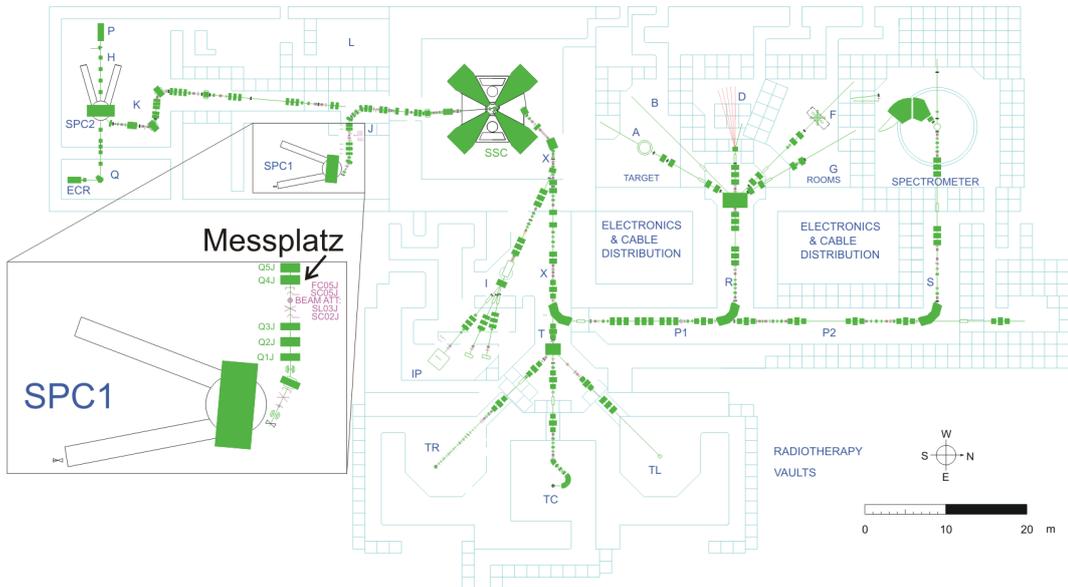


Abbildung 4.2: Überblick über die Anlage des iThemba LABS [18]. Die vorgestellten Experimente wurden unmittelbar hinter dem SPC 1-Zyklotron durchgeführt (siehe Markierung). In diesem können Protonenstrahlen mit bis zu 123 MeV/c erzeugt werden. Im SPC2-Zyklotron werden schwerere Ionen oder polarisierte Protonen beschleunigt. Im SSC-Zyklotron können diese dann auf bis zu 680 MeV/c nachbeschleunigt und an verschiedene Strahlplätze geleitet werden (Zeichnung aus [17]).

erreichen die polarisierten Protonen einen Impuls von 77 MeV/c. Die Ionen werden bei Bedarf in einem nachgeschalteten Sektorzyklotron (SSC) weiterbeschleunigt und an verschiedene Strahlplätze geleitet. Dabei erreichen Protonen einen Impuls von bis zu 680 MeV/c. Der typische Restgasdruck liegt in der SPC 1-Beamline bei 10^{-5} mbar, in der restlichen Anlage im Bereich von 10^{-7} mbar. An den Experimentierplätzen werden neben physikalischen Experimenten auch Isotopenproduktion und Tumorbestrahlungen vorgenommen.

Die hier vorgestellten Experimente wurden an der Beamline unmittelbar hinter dem SPC 1-Zyklotron durchgeführt, wie in Abbildung 4.2 gezeigt.

4.3 Teststand

Zur Untersuchung der Wechselwirkung zwischen Ionenstrahlen sehr kleiner Energie und dem Restgas bei unterschiedlichen Drücken und Zusammensetzungen wurde ein bestehender Teststand erweitert [11]. Ursprünglich wurde dieser zum Testen einer Emittanzmessanlage (EMA) errichtet.

Wie in Abbildung 4.3 verdeutlicht, besteht der Teststand aus einer Ionenquelle, die am Institut für Angewandte Physik der Universität Frankfurt entwickelt wurde [59]. In dieser werden Ionen erzeugt und auf bis zu 20 keV/u beschleunigt. Als Arbeitsgas wird Helium gewählt, da bei diesem, im Vergleich zu Wasserstoff, weniger Sicherheitsauflagen erfüllt werden müssen und für die ursprüngliche Anwendung der Emittanzmessung keine besonderen Anforderungen an die Ionen gestellt wurden. Die zur Ionisation notwendigen Elektronen werden mit Hilfe eines geheizten Filaments, das aus einem Wolframdraht mit 0,5 mm Durchmesser besteht, erzeugt und in einer geschlossenen Magnetfeldkonfiguration gehalten.

Hinter der Ionenquelle ist ein Strahlkollimator installiert, der aus einer Blende mit einer Öffnung von 2,5 mm besteht. Dahinter befindet sich die EMA, die für jede Ebene aus einem Schlitz und einem Gitter besteht. Damit können Strahlemittanzen gemessen werden, bei alleiniger Verwendung der Gitter auch direkt Strahlprofile. Zwischen Schlitz und Gitter der EMA ist am Strahlrohr ein Ablenkmagnet zur Strahlagekorrektur installiert.

Auf die Komponenten der EMA folgt eine Experimentierkammer für den LPM. An dieser Kammer befindet sich ein Vakuumfenster und ein Dosierventil. Durch das Vakuumfenster kann die Restgaslumineszenz beobachtet werden. Mit Hilfe des Dosierventils können die Restgaszusammensetzung beeinflusst und der Gasdruck verändert werden. Außerdem ist eine Kaltkathoden-Messröhre an der Experimentierkammer angebracht, die den Restgasdruck misst. Um eine Aussage über die Restgaszusammensetzung treffen zu können, wird ein Massenspektrometer an der Kammer betrieben.

Hinter der Experimentierkammer für den LPM befindet sich ein Faraday-Cup, mit dessen Hilfe der Ionenstrahl aufgefangen wird und eine Aussage über den Strahlstrom getroffen werden kann.

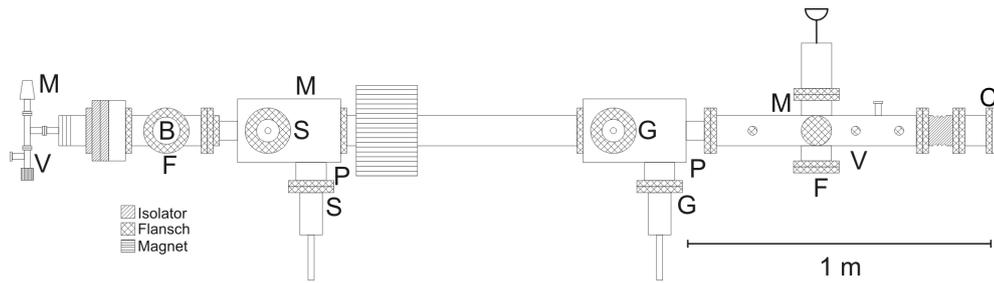


Abbildung 4.3: Überblick über den Teststand. Links die Ionenquelle. Anschließend wird der Ionenstrahl durch eine Blende (B) kollimiert. Mit Hilfe eines Magneten kann die Strahlrichtung beeinflusst werden. Die Emittanzmessanlage besteht aus fahrbaren Schlitz (S) und Gittern (G) zur Bestimmung der Emittanz. Dahinter ist ein Fenster (F) zur Beobachtung der Restgaslumineszenz angebracht. Mit Hilfe eines Ventils (V) kann der Gasdruck variiert und mit Vakuummessröhren (M) beobachtet werden. Rechts befindet sich ein Faraday-Cup (C) zur Bestimmung des Strahlstroms. Mehrere Turbopumpen (P) halten das Vakuum aufrecht.

In der Anlage herrscht typischerweise ein Restgasdruck von 10^{-7} mbar. Wird die Ionenquelle betrieben, so wird in der Plasmakammer der Ionenquelle der Druck auf $5 \cdot 10^{-2}$ mbar erhöht. Dies hat einen erhöhten Druck in der restlichen Anlage zur Folge, der in der Experimentierkammer für den LPM auf 10^{-6} mbar ansteigt. Je nach Betriebsbedingungen kann ein Strahlstrom von bis zu $25 \mu\text{A}$ im Faraday-Cup bei installierter Blende aufgefangen werden. Dabei hat die Erhöhung des Strahlstroms aus der Quelle eine geringere Lebensdauer des Filaments zur Folge. Deshalb wird die Quelle in der Regel bei etwa $5 \mu\text{A}$ Strahlstrom betrieben. Bei diesen Werten liegt die durchschnittliche Lebensdauer des Filaments bei 25 Betriebsstunden. Der Strahldurchmesser am Ort des EMA-Gitters beträgt typischerweise 20 mm, am Ort des LPMs 30 mm.

5 Experimenteller Aufbau

In diesem Kapitel wird der experimentelle Aufbau zunächst des Lumineszenzprofilmonitors (LPM) und im Anschluss daran der des Ionisationsprofilmonitors (IPM) einschließlich der benötigten Betriebseinrichtungen und der Datennahme beschrieben. Diesen Betrachtungen vorangestellt ist die Beschreibung des experimentellen Aufbaus zur Bestimmung der spektralen Verteilung des Lumineszenzlichts bei Variation der Restgaszusammensetzung.

5.1 Spektralmessung am Teststand

Um eine Aussage über die zu erwartende Wellenlängenverteilung des entstehenden Lichtes zu erhalten, wurden am Teststand optische Spektren aufgenommen. Der Versuchsaufbau ist in Abbildung 5.1 gezeigt. Dazu wird ein Spektrometer verwendet, das

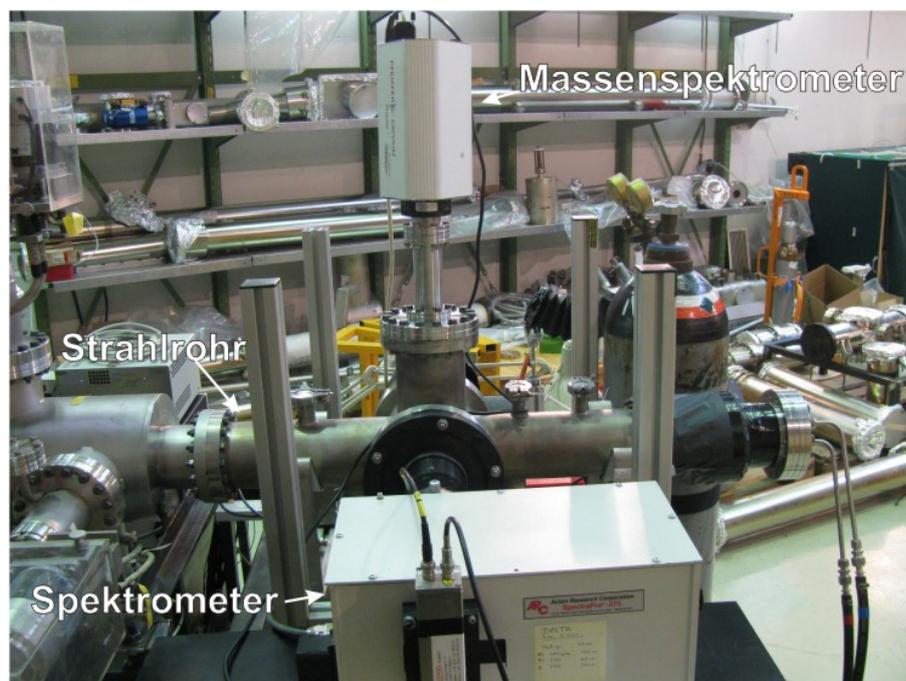


Abbildung 5.1: Foto des Spektrometers (im Vordergrund) an der Testanlage. Nach oben abgehend ein Massenspektrometer zur Bestimmung der Restgaszusammensetzung.

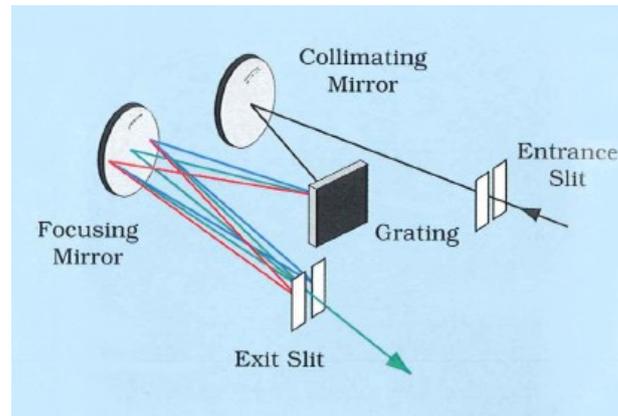


Abbildung 5.2: Prinzip des Monochromators: Das Licht fällt durch einen Eingangsschlitz über Spiegel auf ein Gitter, das das Licht in seine spektralen Bestandteile zerlegt. In der verwendeten Anordnung wurde das Licht am Ausgang mit einem PMT registriert (Zeichnung aus [1]).

aus einem SpectraPro 275 Monochromator der Firma Acton Research Corporation [1] in Kombination mit einem Hamamatsu R3788 PMT [46] besteht. Die Funktionsweise des Monochromators ist in Abbildung 5.2 dargestellt. Der verwendete PMT ist einkanalig und besitzt eine vergleichbare Wellenlängenempfindlichkeit wie der LAMPMT, der bei den Profilmessungen verwendet wird. Bei den gewählten Breiten des Eingangs- und Ausgangsschlitzes von 1 mm ist ein Auflösungsvermögen um 3 nm zu erwarten. Die Schlitzes müssen sehr groß gewählt werden, da die zur Verfügung stehende Lichtstärke sehr gering ist. Um die Lichtausbeute zu erhöhen, wird die Testanlage ohne Kollimatorblende betrieben, was Ströme am Faraday-Cup von 200 μA ermöglicht. Zusätzlich wird der Gasdruck stark erhöht, die Messungen wurden bei Drücken um 10^{-3} mbar durchgeführt.

Datenerfassung der optischen Spektren am Teststand

Der Acton Research Monochromator kann sowohl manuell als auch über eine RS-232-Schnittstelle gesteuert werden. Er besitzt verschiedene Messmodi, in denen er betrieben werden kann. So ist es möglich, ihn auf eine bestimmte Wellenlänge einzustellen oder ihn mit vorgegebener Geschwindigkeit einen Wellenlängenbereich durchfahren zu lassen. Bei letzterem Verfahren gibt der Monochromator jedoch keine Rückmeldung über seine aktuelle Position an der seriellen Schnittstelle aus. Diese müsste mit Hilfe der eingestellten Geschwindigkeit und der vergangenen Zeit berechnet werden. Aus diesem Grund wird der Monochromator schrittweise gesteuert. Ihm wird eine Position vorgegeben und gewartet, bis diese Position erreicht ist.

Die Signale des PMTs, mit deren Hilfe die Lichtintensität ausgewertet wird, werden mit einem ORTEC 583 [74] Discriminator diskriminiert und digitalisiert. Anschließend werden sie mit einem ORTEC 974 [75] Counter gezählt. Dabei ist es

möglich, ein Zeitintervall einzustellen, nach dem der Zähler die Signalerfassung automatisch stoppt. Die Bedienung und Datenauslese des Zählers sind ebenfalls über eine RS-232-Schnittstelle möglich. Als weitere Parameter werden während jeder Messung der Strom am Faraday-Cup und der Restgasdruck erfasst. Der Ionenstrom wird mit Hilfe eines Keithly 6485 Picoamperemeters [60] gemessen, das ebenfalls über eine RS-232-Schnittstelle ausgelesen werden kann. Der Druck wird mit einer Kaltkathodenmessröhre und einem Pfeiffer TPG 300 [77] Steuergerät bestimmt. Dieses liefert einen Analogwert im Bereich von 0 V bis 10 V, der proportional zu dem gemessenen Druck ist. Dieser Analogwert wird mit einem NI USB-6009 [71] ADC digitalisiert und aus dem digitalisierten Wert der Druck zurückgerechnet.

Mit Hilfe eines LabView-Steuerprogramms [70] werden die Geräte angesteuert und die Daten erfasst. Dabei werden die Start- und Stopwellenlänge, die Schrittweite und die Messzeit pro Messpunkt vorgegeben. Anschließend wird von dem Programm der Messbereich durchfahren und die Zählrate pro Datenmesspunkt, zusammen mit den oben beschriebenen Parametern, in einer Datei abgelegt. Diese ist im Format CSV (ASCII-Text mit definierter Trennung der Einzelwerte) gespeichert und kann mit Hilfe von Tabellenkalkulationsprogrammen am PC weiterverarbeitet werden.

5.2 Aufbau des Lumineszenzprofilmonitors

In Abbildung 5.3 ist der grundlegende experimentelle Aufbau des Lumineszenzprofilmonitors dargestellt.

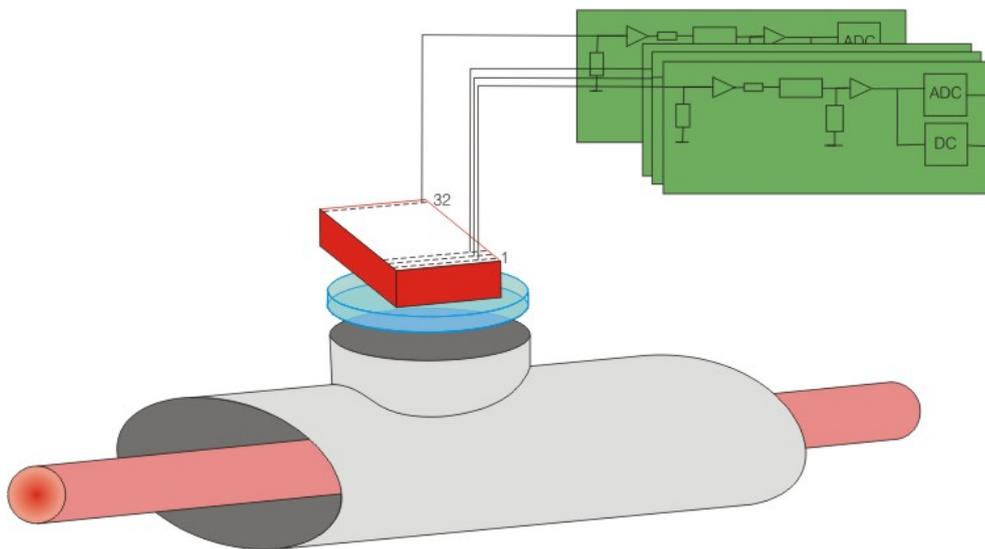


Abbildung 5.3: Schematische Darstellung des LPMs in Anlehnung an [5]. Der Ionenstrahl durchquert die Vakuumkammer und regt das Restgas zum Leuchten an. Die entstehenden Photonen im sichtbaren Spektralbereich werden mit Hilfe eines LAM-PMTs registriert und die Signale ausgewertet.

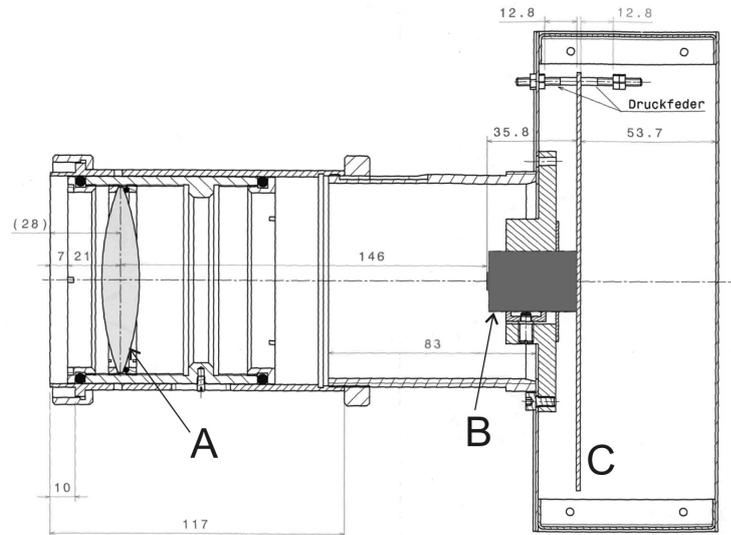


Abbildung 5.4: Schnittbild des Experimentaufbaus, Längenangaben in mm. Durch die Linse (A), die in einen beweglichen Schlitten montiert ist, wird eine Abbildung auf dem LAM-PMT (B) erzeugt. Der LAM-PMT ist elektrisch mit einer Platine (C) verbunden, die ihn auch mechanisch an seiner Position hält (Zeichnung aus [32]).

Dabei wird das vorhandene Restgas durch den Ionenstrahl zum Leuchten angeregt. Das Licht wird mit Hilfe eines Linsensystems auf einen LAM-PMT abgebildet. Der LAM-PMT wandelt die Photonen in elektrische Signale um und verstärkt diese. Anschließend werden mit Hilfe einer Elektronik die Signale ausgewertet und ein Profil dargestellt. Der mechanische Aufbau der Komponenten ist in Abbildung 5.4 genauer dargelegt. Die beteiligten Bauteile werden im Einzelnen vorgestellt.

5.2.1 Photomultiplier

In Abbildung 5.5 ist die prinzipielle Funktionsweise eines Photomultipliers gezeigt. Photonen treffen auf der Photokathode auf. Diese können mit einer wellenlängenabhängigen Wahrscheinlichkeit durch den photoelektrischen Effekt Elektronen aus der Photokathode auslösen. An der Photokathode wird ein hohes negatives Potential angelegt. Dadurch werden die Elektronen zur Anode hin beschleunigt, die auf Erdpotential liegt. Zwischen der Photokathode und der Anode sind so genannte Dynoden angebracht. An diese werden durch einen Spannungsteiler abgestufte Potentiale angelegt. Die Elektronen werden durch den Potentialunterschied zu einer Dynode hin beschleunigt und treffen auf dieser auf. Durch die erfahrene Beschleunigung besitzen die Elektronen genügend Energie, um Sekundärelektronen aus dem Dynodenmaterial auszuschlagen. Auf diese Weise wird eine größere Anzahl von Elektronen zur nächsten Dynode beschleunigt. Dort geschieht der Vorgang erneut, so dass nach jeder Dynode eine größere Anzahl von Elektronen zur Verfügung steht. Beim Auftreffen auf der Anode stehen nun so viele Elektronen bereit, dass ein Stromimpuls messbar

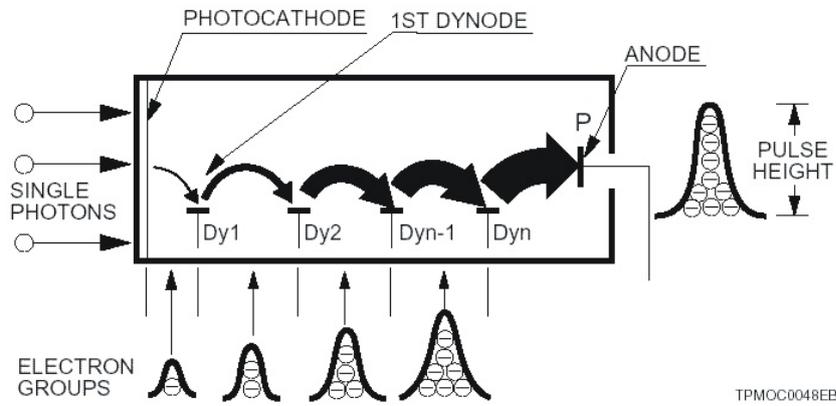


Abbildung 5.5: Funktionsprinzip eines Photomultipliers. Einfallendes Licht löst aus der Photokathode Elektronen, deren Signal durch Sekundärelektronenvervielfachung verstärkt wird und an der Anode registriert werden kann (Zeichnung aus [49]).

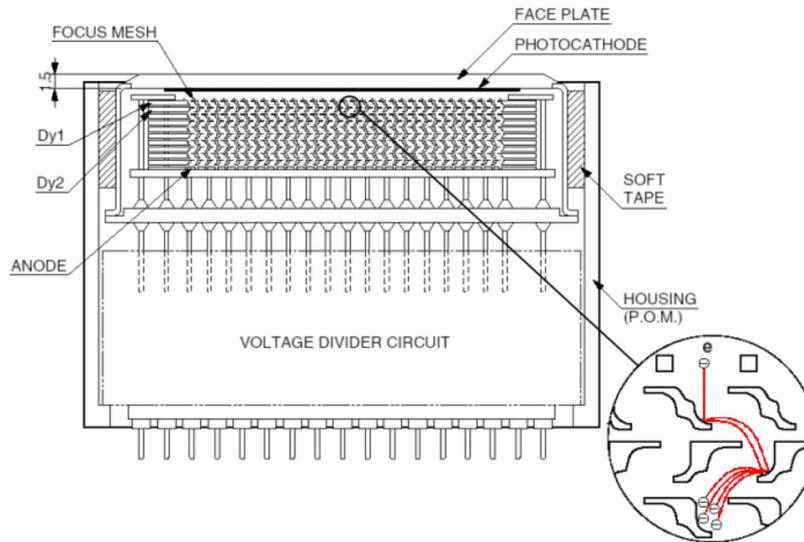


Abbildung 5.6: Schnittzeichnung des verwendeten Hamamatsu Linear Array Multi-anode Photomultipliers (LAM-PMT). An der Oberseite die Photokathode, darunter die Dynoden für alle 32 Kanäle. In der Ausschnittsvergrößerung ist die geometrische Anordnung der Dynoden erkennbar, die ineinander verschachtelt sind (Zeichnung aus [48]).

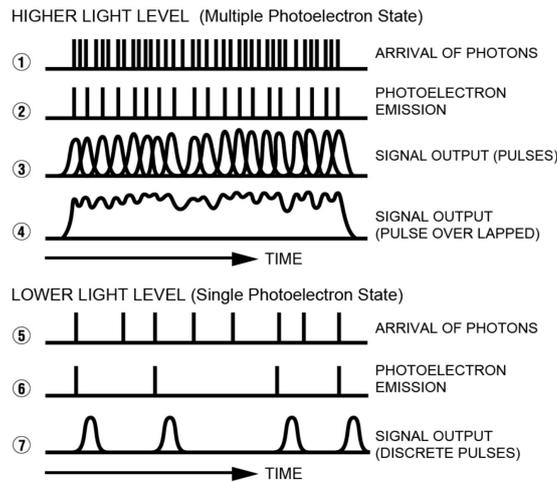


Abbildung 5.7: Darstellung der beiden Betriebsmodi von Photomultipliern. Bei Einfall einer hohen Anzahl von Photonen überlappen die einzelnen Signale und ein zum Signal proportionaler Strom wird registriert (1 bis 4). Bei Einfall einer geringen Anzahl von Photonen können einzelne Pulse registriert werden, die Signalamplitude kann dabei variieren (Zeichnung aus [47]).

ist. Die Gesamtverstärkung hängt von der Anzahl der Dynoden und der angelegten Beschleunigungsspannung ab.

Bei der Elektronenvervielfachung innerhalb des PMTs nehmen die Elektronen auf ihrem Weg von Dynode zu Dynode leicht unterschiedliche Bahnen. Dies ist in Abbildung 5.6 in der Ausschnittsvergrößerung unten rechts erkennbar. Die unterschiedliche Länge der Bahnen führt dazu, dass die Elektronen zu unterschiedlichen Zeiten auf der Anode auftreffen. Das hat zur Folge, dass das Signal, welches an der Anode registriert wird, eine zeitliche Länge besitzt, also nicht einer δ -Funktion gleicht. Bei dem hier verwendeten PMT liegt die Halbwertsbreite bei 180 ps [48].

Betriebsmodi von Photomultipliern

Je nachdem wie viele Photonen pro Zeiteinheit von dem PMT registriert werden, unterscheidet man zwei Betriebsmodi [49]: Beim ersten, dem so genannten Linear Mode (Abbildung 5.7 oben), werden so viele Photonen pro Zeiteinheit registriert, dass die Signale der einzelnen Photonen zeitlich überlappen. Dadurch wird am Ausgang ein Stromsignal erzeugt, dessen Stärke proportional zu der Anzahl der einfallenden Photonen ist.

Beim zweiten Betriebsmodus, dem so genannten Counting Mode (Abbildung 5.7 unten), werden die einzelnen Photonen in so großen Abständen registriert, dass die Impulse unabhängig voneinander sind. In diesem Betriebsmodus können einzelne Photonen gezählt werden.

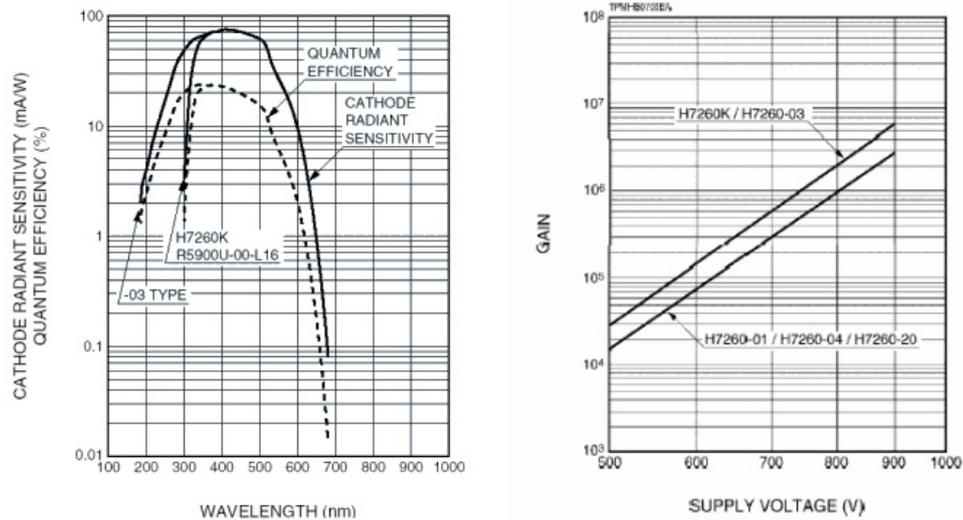


Abbildung 5.8: Daten des verwendeten LAM-PMTs (-03 Type). Links die Quantum Efficiency in Abhängigkeit von der Wellenlänge der einfallenden Photonen. Diese gibt die Wahrscheinlichkeit dafür an, dass das einfallende Photon ein Elektron auslösen kann. Rechts die Verstärkung in Abhängigkeit von der Spannung, die an den LAM-PMT angelegt wird (Zeichnung aus [48]).

Während der PMT selbst keine Unterscheidung beider Betriebsmodi verlangt, muss die Auswertung der Signale unterschiedlich erfolgen. Im Fall des Linear Modes wird die Anzahl der einfallenden Photonen mit dem mittleren Strom in Verbindung gebracht, im Fall des Counting Modes mit der Anzahl der Ladungspulse. Dabei ist im letzteren Fall die Pulshöhe nicht aussagekräftig, da die Anzahl der Sekundärelektronen auf der Anode von vielen Faktoren beeinflusst wird, u. a. dem Ort des Auftreffens des Photons auf der Photokathode. Im Gegensatz dazu wird im Linear Mode ausschließlich die Pulshöhe gemessen. Dabei wird angenommen, dass sich durch die Vielzahl der Ereignisse ein Mittelwert in der Elektronenvervielfachung einstellt.

Eigenschaften des verwendeten Photomultipliers

Die wichtigsten Herstellerangaben für den verwendeten LAM-PMT sind in Abbildung 5.8 dargestellt. Weitere Eigenschaften sind das Übersprechen der Kanäle untereinander und die Gleichförmigkeit der Photokathodenempfindlichkeit. In Abbildung 5.6 ist ein Schnittbild des verwendeten LAM-PMTs gezeigt. Es ist zu erkennen, dass die Dynoden nebeneinanderliegender Kanäle ineinander verschachtelt sind. Dadurch ist die Möglichkeit gegeben, dass ein Elektron in das Dynodensystem des benachbarten Kanals gelangt und dort eine Kaskade auslöst. Die Wahrscheinlichkeit für diesen Vorgang wird vom Hersteller mit 3 % angegeben.

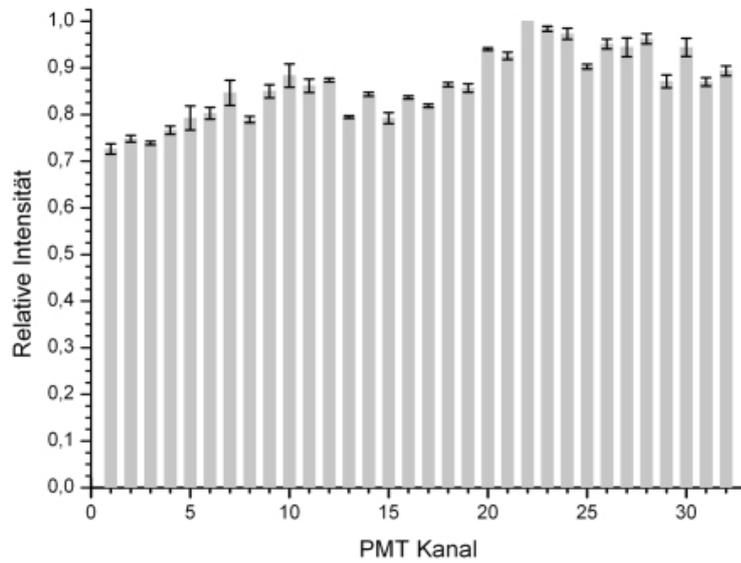


Abbildung 5.9: Gemessene relative Empfindlichkeiten des verwendeten PMTs. Die Messung wurde bei unterschiedlichen Hochspannungen durchgeführt und normiert. Der statistische Fehler der Einzelmessungen ist dargestellt, außer für den empfindlichsten Kanal (Nr. 22), der nach der Normierung immer den gleichen Wert besaß.

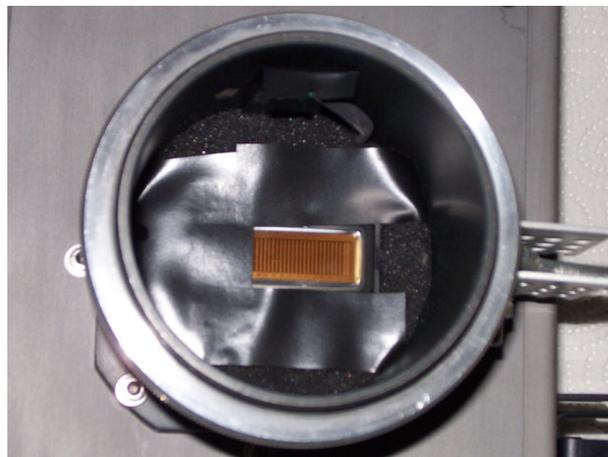


Abbildung 5.10: Bild des benutzten Photomultipliers. Die einzelnen Kanäle der Photokathode sind zu erkennen. Einige Kanäle (links im Bild) sind mit schwarzem Klebeband abgeklebt, um Untergrundereignisse zu erfassen. Dies sind alle Ereignisse, die nicht durch sichtbares Licht hervorgerufen werden, sondern z. B. durch ionisierende Strahlung.

Die Gleichförmigkeit der Empfindlichkeit ist ein Maß dafür, wie sich die Signale an der Anode unterscheiden, wenn auf allen Photokathoden des LAM-PMTs die gleiche Lichtintensität auftrifft. Sie zeigt die Bauteildifferenzen der einzelnen Kanäle auf.

In Abbildung 5.9 ist die Verteilung der Empfindlichkeiten des verwendeten LAM-PMTs dargestellt. Diese wird mit Hilfe einer lichtemittierenden Diode (LED) bestimmt. Die LED wird mehrfach an allen Kanälen des LAM-PMTs vorbeigeführt und das maximale Signal jedes einzelnen Kanals festgehalten. Die Messung wird mehrmals bei verschiedenen Hochspannungen durchgeführt und normiert. Aus den Abweichungen der Einzelmessungen ist der statistische Fehler errechnet. Da der empfindlichste Kanal (Nr. 22) nach der Normierung immer den gleichen Wert besaß, ist für diesen kein Fehler dargestellt.

Die Kathoden des LAM-PMTs sind in Abbildung 5.10 gezeigt. Im Bild sind einige Photokathoden abgeklebt. Dies ermöglicht die Bestimmung des Untergrundes, der nicht aus Licht besteht, wie beispielsweise Röntgenstrahlung. In dieser Konfiguration wurde der Untergrund am JESSICA-Experiment und am iThemba LABS bestimmt.

Alternative zu Photomultipliern: Avalanche-Photodioden

Als mögliche Alternative zur Benutzung von Photomultipliern kommen so genannte Avalanche-Photodioden, auch Silicon Photomultiplier genannt, in Betracht. Sie erreichen eine besonders hohe Verstärkung.

Eine Diode ist ein Halbleiter, der mit 3- oder 5-wertigen Materialien dotiert wird [68]. Dabei entsteht entweder ein Elektronenüberschuss (n-Dotierung) oder ein Elektronenmangel (p-Dotierung). Die Diode besteht aus Halbleitern unterschiedlicher Dotierung, die in Kontakt gebracht wurden. Beim Anlegen einer Spannung an die Diode wird das Verhalten der beiden Seiten zueinander beeinflusst. Legt man auf der n-dotierten Seite eine negative Spannung an, so wird auf dieser Seite der Elektronenüberschuss vergrößert, die Elektronen wandern auf die p-dotierte Seite und der Stromkreis wird geschlossen. Legt man jedoch die positive Spannung an die n-dotierte Seite an, so werden die Elektronen auf dieser Seite vermindert, während auf der anderen Seite der Elektronenmangel verringert wird. In der Mitte des Übergangs kommt es zu einer Zone, in der die Ladungen ausgeglichen sind, weshalb keine freien Ladungen zum Ladungsträgertransport verfügbar sind. Zwischen den beiden Seiten entsteht ein elektrisches Feld, das

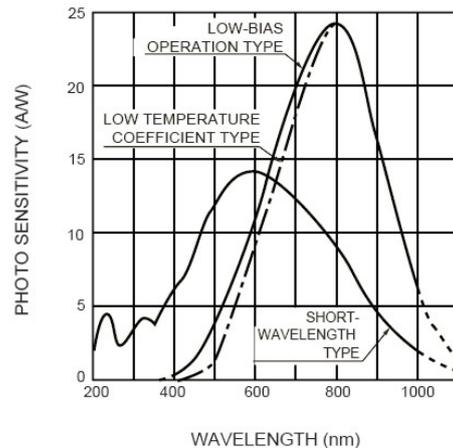


Abbildung 5.11: Spektrale Empfindlichkeit von Avalanche-Photodioden. Der Photo Sensitivity im Maximum bei 800 nm entspricht eine Quantum Efficiency von rund 40 % (Zeichnung aus [50]).

es weiteren Ladungsträgern erschwert, die Mitte zu durchqueren. Deshalb sperrt die Diode in diesem Fall und der Stromkreis ist nicht geschlossen.

Bei einer Photodiode ist es nun möglich, dass in die neutrale Zone in der Mitte Licht einfällt [29]. Dieses Licht kann mit Hilfe des photoelektrischen Effektes ein Elektron auslösen, das durch das elektrische Feld zur n-dotierten Seite wandert. Das entstehende positive Atom wird durch ein Elektron aus dem negativen Pol wieder neutralisiert. Bei kontinuierlichem Lichteinfall werden so viele freie Elektronen erzeugt, dass ein Stromfluss entsteht.

Wenn man die von außen angelegte Spannung verstärkt, wird das Elektron stärker zur n-dotierten Seite gezogen. Weiterhin ist davon auszugehen, dass beim Durchqueren des Materials das Elektron mit Atomen des Kristalls zusammenstößt. Ist die Geschwindigkeit des Elektrons groß genug, kann es durch Stoßionisation weitere Elektronen aus den Gitteratomen herausschlagen und so eine Verstärkung des Stromes erreichen. Dieses Phänomen tritt ab einer elektrischen Feldstärke von $2 \cdot 10^5$ V/cm auf [50]. Die so erreichbaren Verstärkungen liegen im Bereich von 100 bis 1000. Wird die Diode mit einer noch höheren Spannung betrieben, gelangt sie in den so genannten Geiger-Modus. Aufgrund des hohen Verstärkungsfaktors von 10^6 kann die Diode in dieser Betriebsart jedoch schnell zerstört werden. Technische Methoden, eine Zerstörung zu verhindern, wurden erst vor kurzer Zeit entwickelt. Aus diesem Grund ist erst eine geringe Auswahl an unterschiedlichen Modellen kommerziell verfügbar.

Bei herkömmlichen Avalanche-Photodioden ist der Ausstoß an Sekundärelektronen proportional zum Lichteinfall. Dies ist im Betrieb im Geiger-Modus nicht mehr der Fall, dort wird für ein einfallendes Teilchen ein kurzer Impuls erzeugt, so dass bei geringen Lichtstärken Einzelphotonen gezählt werden können. Avalanche-Photodioden erreichen eine Quantum Efficiency von bis zu 40 %. Bei herkömmlichen PMTs, wie auch dem verwendeten, liegt die Quantum Efficiency bei bis zu 25 %. Neueste Entwicklungen bei Photokathoden, den so genannten Ultra-Bialkali-Photokathoden, erreichen eine Steigerung der Quantum Efficiency, die laut Datenblatt bei 45 % liegt. Es scheint jedoch noch einige fertigungstechnische Toleranzen zu geben, die den Wert starken Schwankungen unterwerfen [88].

Bei PMTs ist die Wellenlängenempfindlichkeit durch das Material der Photokathode beeinflussbar und die Materialien decken mittlerweile einen großen Wellenlängenbereich ab. Bei den Avalanche-Photodioden ist die Wellenlängenempfindlichkeit von der Bandlücke zwischen dem Valenz- und dem Leitungsband abhängig. Bei den momentan angebotenen Avalanche-Photodioden kann nur zwischen zwei unterschiedlichen Materialien gewählt werden. Eines dieser Materialien registriert bei den untersuchten Wellenlängen um 400 nm jedoch überhaupt keine Photonen mehr, das zweite Material besitzt bei 400 nm eine Quantum Efficiency von nur etwa 10 %. Dies ist in Abbildung 5.11 dargestellt. Als Einheit wurde in der Abbildung die Photo Sensitivity angegeben, die in die Quantum Efficiency umgerechnet werden kann.

Noch ist keine geeignete Alternative für den verwendeten LAM-PMT im Handel verfügbar. Dabei besitzen die ersten kommerziell erhältlichen Exemplare der Avalanche-Photodioden durchaus gute Eigenschaften. Mit ihnen ist es nicht mehr notwendig, eine Hochspannung anzulegen. Die benötigten Spannungen liegen typi-

scherweise unter 100 V. Weiterhin sind die Photodioden, im Gegensatz zu PMTs, unempfindlich gegen Magnetfelder, was weitere Einsatzmöglichkeiten eröffnet. Als Nachteil muss aber auch die relativ kleine fotoempfindliche Fläche angeführt werden, bei der sich die Hersteller damit behelfen, dass sie viele Dioden parallel schalten. Zudem lassen sich die Avalanche-Photodioden nur im Counting Mode betreiben, was das Anwendungsgebiet eingrenzt. Da die Entwicklung dieser Photodioden momentan sehr große Fortschritte macht, ist aber damit zu rechnen, dass der verwendete LAM-PMT bald durch ein System aus Avalanche-Photodioden ersetzt werden kann.

5.2.2 Optisches System

Mit Hilfe eines optischen Systems wird eine optische Abbildung des vom Ionenstrahl erzeugten Lichtes auf dem LAM-PMT erreicht. Bei der Entwicklung sind zwei Punkte besonders zu beachten:

- Der so genannte geometrische Faktor beschreibt den Anteil des Lichtes, der auf den LAM-PMT fokussiert wird. Die von den angeregten Restgasteilchen emittierten Photonen werden isotrop abgestrahlt. Nur die Photonen, die in den Teil des Raumwinkels abgestrahlt werden, in dem das optische System sie auf den Detektor fokussiert, können für die Messung verwendet werden. Der geometrische Faktor beschreibt also das Verhältnis des Raumwinkels des optischen Systems zum gesamten Raumwinkel.
- Die Schärfentiefe beschreibt die Entfernung vom Brennpunkt, aus der die Abbildung scharf ist. Das optische System muss so ausgelegt werden, dass Photonen, die aus unterschiedlichen Bereichen des Strahls kommen, ohne Verlust an räumlicher Auflösung detektiert werden können.

Es wurden verschiedene Lösungen für den Aufbau des optischen Systems in Betracht gezogen:

- Die einfachste Lösung besteht aus einer einzelnen sphärischen Linse. Dazu werden je nach den Abmessungen der verwendeten Vakuumkammer Sammellinsen mit einer Brennweite zwischen 86 mm und 167 mm verwendet. Um eine möglichst große Lichtmenge auf den PMT zu fokussieren, wird die Linse ohne Einsatz einer Blende verwendet. Die verwendeten Linsen haben einen Durchmesser von 7,5 cm.
- Um eine größere Lichtausbeute zu erreichen, wurde die Verwendung von Zylinderlinsen in Betracht gezogen. Zylinderlinsen sind Linsen, die einen Ausschnitt aus einer Zylinderoberfläche darstellen. Dies hat zur Folge, dass eine Abbildung durch die Linse nur in einer Ebene stattfindet, in der anderen Ebene findet praktisch keine Beeinflussung des Lichtes statt. Um die notwendigen Eigenschaften der zu verwendenden Linsen besser zu spezifizieren, wurden Simulationen mit Hilfe der Software OSLO der Firma Lambda Research Corporation [64] durchgeführt. Als problematisch stellt sich dabei heraus, dass neben der Zylinderlinse noch eine weitere Linse nötig ist, um eine scharfe Abbildung in beiden Ebenen zu erreichen. Diese muss eine andere Brennweite als die Zylinderlinse besitzen,

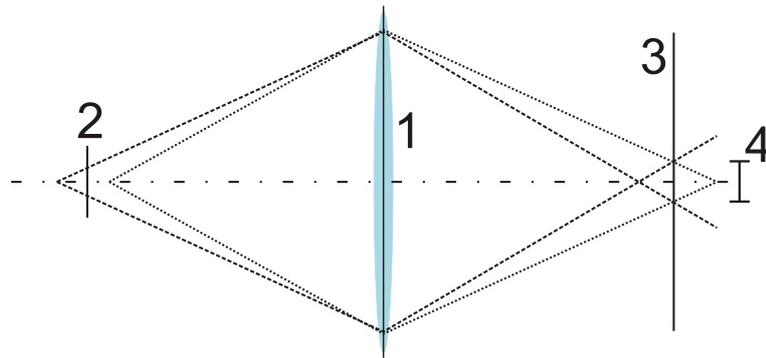


Abbildung 5.12: Abbildung durch eine Linse (1). Ein Objekt, das nicht genau auf der Gegenstandsebene (2) liegt, erzeugt ein unscharfes Bild auf der Bildebene (3). Liegt die Aufweitung (4) unterhalb eines gewissen Wertes, wird das Bild als scharf erachtet.

da ansonsten der Vorteil der Zylinderlinse verloren geht. Dadurch ergeben sich für beide Ebenen unterschiedliche Brennpunkte und es kann keine scharfe Abbildung für beide Ebenen gleichzeitig gefunden werden. Ein weiterer Punkt, der gegen die Verwendung von Zylinderlinsen spricht, ist, dass die im Handel erhältlichen Zylinderlinsen verglichen mit den verwendeten Sammellinsen relativ kleine Ausmaße besitzen. Dies führt dazu, dass bei einem Einsatz einer Zylinderlinse keine größere Lichtausbeute zu erwarten ist.

- Als dritte Möglichkeit kann die Verwendung von handelsüblichen Objektiven aus der Fotografie, speziell Kleinbild- und Mittelformatfotografie in Betracht gezogen werden. Diese vereinen gute optische Eigenschaften mit geringem Preis. Verglichen mit der einfachen Linse besitzen die verfügbaren Objektive jedoch zumeist eine relativ kleine Anfangsöffnung verbunden mit einer größeren Blendenzahl. Dies würde zu einer Verminderung der Lichtausbeute am PMT führen. Spezialobjektive mit großer Anfangsöffnung und kleiner Blendenzahl sind ebenfalls erhältlich. Aufgrund ihres hohen Preises wurde aber von einer Verwendung abgesehen.

Der Schärfebereich der Abbildung kann bestimmt werden, indem die Aufweitung der Abbildung auf der Gegenstandsebene berechnet wird. Liegt die Aufweitung unter einer bestimmten Grenze, wird die Abbildung als scharf betrachtet. Die Aufweitungsgrenze wurde mit 0,2 mm festgelegt, da dies dem Abstand zweier benachbarter Kanäle des PMTs entspricht und durch diese Wahl ein Gegenstand nicht gleichzeitig auf zwei Kanälen abgebildet wird. Der Zusammenhang ist in Abbildung 5.12 verdeutlicht.

In Abbildung 5.13 ist der Schärfebereich in Abhängigkeit von der Entfernung des Objekts zur Linse dargestellt. Die Abszisse zeigt die Blendenzahl an, die Ordinate sowohl die Gegenstandsweite als auch den Schärfebereich. Die Blendenzahl ist dabei definiert als das Verhältnis von Brennweite zu Blendenöffnung. Bei einer Linse mit einer Brennweite von 100 mm und einem Durchmesser von 75 mm ergibt sich

die Blendenzahl zu 1,33. Die Blendenzahl kann vergrößert werden, indem die Blendenöffnung verkleinert wird. Dies hat einen größeren Schärfbereich, aber auch eine geringere Lichtintensität am PMT zur Folge.

Eine weitere zu beachtende Größe für den Aufbau des LPMs ist die wellenlängenabhängige Lichtdurchlässigkeit des Vakuumfensters. In Abbildung 5.14 ist diese für die an COSY verwendeten Fenster gezeigt. Wie bereits in Kapitel 3 angesprochen, wird die größte Lichtausbeute bei Beobachtung von Stickstoff als Szintillationsgas erwartet. Dessen dominante Emissionslinien liegen nach [28] im Bereich 390 nm bis 425 nm. Die Durchlässigkeit des Fensters steigt bei 350 nm stark an und erreicht einen Transmissionsgrad im beobachteten Wellenlängenbereich von etwa 94 %.

5.2.3 Datenerfassung bei Messungen des Lumineszenzprofilmonitors

Zu Beginn der Entwicklung des LPMs wurden direkt an den Ausgängen des LAM-PMTs Transimpedanzverstärker installiert [32]. Diese verstärken die Stromsignale des LAM-PMTs und wandeln sie gleichzeitig in Spannungssignale um. Der Nullpunkt der Verstärker ist auf +1 V verschoben, um deren Arbeitsbereich von ± 2 V möglichst gut auszunutzen. Weiterhin haben die Verstärker eine automatische Offsetkorrektur, um Bauteilabweichungen auszugleichen. Die Verstärker integrieren die Signale, so dass diese von den bereits erwähnten 180 ps am Ausgang des LAM-PMTs auf eine FWHM-Zeit von 5 ns gestreckt werden. Die so erzeugten Spannungswerte können über relativ lange Leitungen geführt werden, bevor sie erfasst werden. Die Leitungen können dabei im Bereich bis 100 m liegen, ohne dass Leitungsverluste berücksichtigt werden müssen. Bei einer direkten Übermittlung der Ausgangssignale des LAM-PMTs über solche Längen kann die Kapazität des Kabels die Signale soweit abschwächen, dass eine Erfassung am anderen Ende nicht mehr möglich ist. Die Datenaufnahme geschieht mit Hilfe von zwei Oszilloskopen, die jeweils vier Eingangskanäle bereitstellen und per Netzwerk ausgelesen werden können. Auf diese Weise können acht unabhängige Kanäle erfasst werden. Um dennoch alle 32 Kanäle des LAM-PMTs auszunutzen, wurden jeweils vier benachbarte PMTs zu einem Kanal zusammengeschaltet.

Um die Datenaufnahme so zu verbessern, dass alle 32 Kanäle einzeln erfasst werden können, wurden verschiedene Möglichkeiten betrachtet. Wenn Einzelphotonen gezählt werden, hat das Ausgangssignal eine Länge von rund 5 ns am Verstärkerausgang. Um die Signale digital sicher zu erfassen, müsste eine Digitalisierungsrate von mindestens 400 MHz angewendet werden. Eine Digitalisierung aller Kanäle mit dieser Rate wurde betrachtet, jedoch aus Kostengründen verworfen. Außerdem wurde versucht, speziell für Silicon Strip Detektoren (SSD) entwickelte Mikroelektronik auch für den LAM-PMT zu verwenden. Diese besitzen i. d. R. pro Kanal einen Eingangsverstärker, einen Diskriminator und einen Zähler. Je nach Ausführung sind im Mittel 50 Kanäle separat auswertbar in einer anwendungsspezifischen integrierten Schaltung (ASIC) zusammengefasst. Diese befindet sich auf einem Microchip mit einer Fläche von lediglich einigen Quadratmillimetern. Aufgrund der Unterschiedlichkeit der Ausgangssignale von PMT und SSD kann diese Methode nicht erfolgreich angewendet

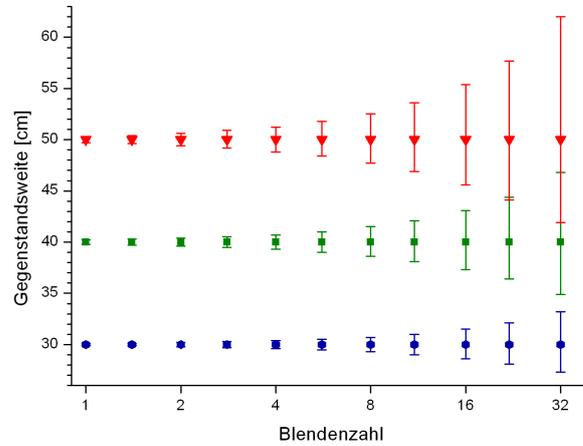


Abbildung 5.13: Berechnung des Schärfebereichs für eine Linse mit 100 mm Brennweite für verschiedene Abstände der Linse zum Objekt und bei verschiedenen Blendöffnungen. Die Ordinate zeigt die Gegenstandsweite und den Schärfebereich (senkrechte Linien).

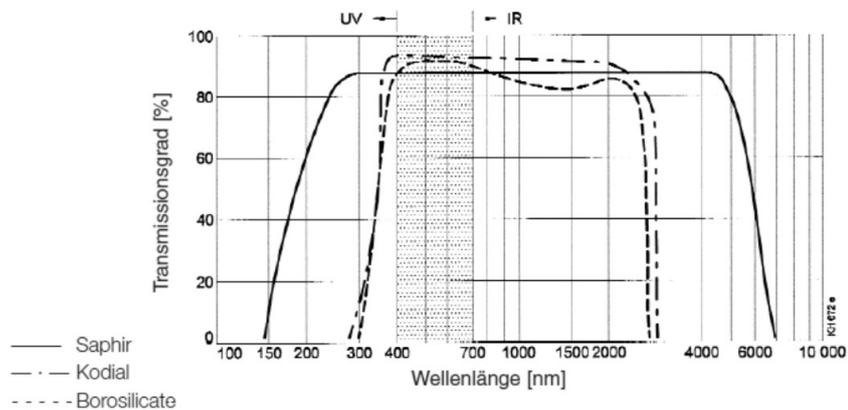


Abbildung 5.14: Wellenlängenabhängige Transmission von Vakuumfenstern. Bei den installierten Fenstern handelte es sich um Fenster aus dem Werkstoff Kodial. Bei den beobachteten Wellenlängen von 390 nm bis 425 nm ist ein Transmissionsgrad von 94 % vorhanden (Zeichnung aus [73]).

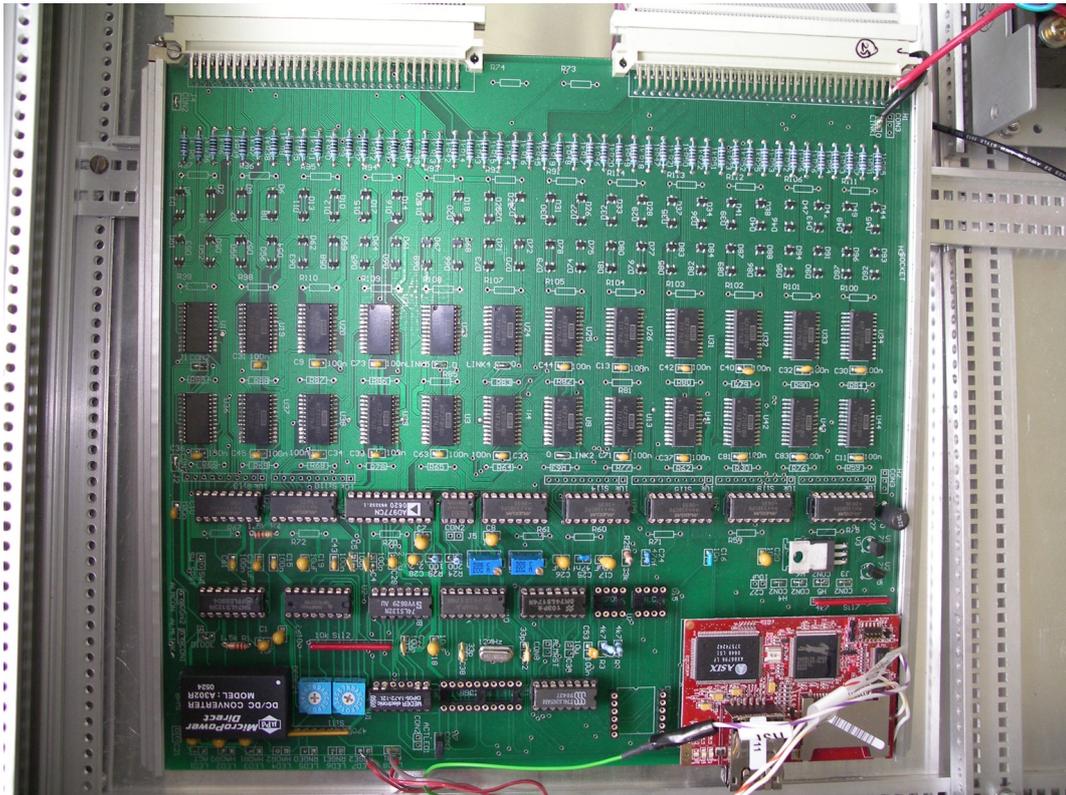


Abbildung 5.15: Abbildung der Strommesselektronik. Es können 48 Kanäle bis in den μA -Bereich gemessen werden. Der Messbereich wird über die Integrationszeit festgelegt und die Kanäle seriell digitalisiert. Unten rechts der RABBIT-Microcontroller, der die Netzwerkkommunikation übernimmt [55].

werden. Die Polarität beider Signale unterscheidet sich, so dass die Diskriminatoren des ASICs keine Signale für die Zähler erzeugen, da das Signal nie die Diskriminatorschwelle überschreitet.

RABBIT-Strommesselektronik

Für die Experimente mit den in der Injektionsbeamline von COSY eingebauten Profilgittern wurde eine Strommesselektronik getestet, die an dem iThemba LABS entwickelt und gefertigt wurde. Sie ist in Abbildung 5.15 gezeigt [55]. Diese Elektronik kann für 48 Kanäle gleichzeitig Ströme bis zu μA im empfindlichsten Bereich messen. Aufgrund der Empfindlichkeit der Elektronik und der großen Anzahl an gleichzeitigen Messkanälen wurde zudem versucht, diese zur gleichzeitigen Erfassung aller Kanäle des LAM-PMTs zu benutzen, was erfolgreich durchgeführt wurde. Die Eingangsströme werden mit einem Burr-Brown ACF2101 [20], einem schaltbaren Integrator-Baustein, integriert. Die Empfindlichkeit wird über die Länge der Integrationszeit gesteuert. Im empfindlichsten Messbereich ist die Integrationszeit vom Hersteller auf

200 ms festgelegt. Die Integration des Eingangsstroms wird mit Hilfe eines Kondensators durchgeführt. Dabei kann zwischen der Verwendung einer internen Kapazität von $C = 100 \text{ pF}$ oder einer externen Kapazität gewählt werden. Anschließend wird ein Spannungssignal, dessen Höhe sich nach der Gleichung

$$V_{out} = \frac{I_{in} \cdot \Delta t}{C} \quad (5.1)$$

berechnen lässt, ausgegeben. Dabei darf das Signal nicht größer als 10 V werden, da ansonsten der Integratorbaustein beschädigt werden kann. Das Ausgangssignal wird anschließend durch ein 16 Bit AD977 ADC [3] digitalisiert.

Die Anordnung ist in der Lage, auch einzelne Photonen nachzuweisen. Die Ladung, die notwendig ist, um den Ausgabewert des 16-Bit ADC um ein Bit zu erhöhen, kann mit Hilfe der entsprechenden Spannung, die im ADC einem Bit entspricht, berechnet werden:

$$V_{bit} = \frac{10V}{2^{16}} = 1,526 \cdot 10^{-4}V \quad (5.2)$$

Daraus kann mit Hilfe der Gleichung 5.1 die Ladung pro Bit errechnet werden:

$$1,526 \cdot 10^{-4}V \times 100pF \cong 1,526 \cdot 10^{-14}C = Q_{bit} \quad (5.3)$$

Rechnet man das Ergebnis aus Gleichung 5.3 in die Anzahl an Elementarladungen um, die dieser Ladung entsprechen, so ergibt sich ein Wert von 10^5 . Der Verstärkungsfaktor des PMTs liegt nach Abbildung 5.8 im Bereich von 10^6 . Ein einzelnes Photon führt demnach zu einem Signal, das im ADC einem Wert von 10 entspricht. Damit ist selbst bei ungünstigen Bedingungen eine Registrierung des Signals sichergestellt. Die Messungen des ADCs werden durch einen RABBIT 3365 Microcontroller zwischengespeichert und für den Netzwerktransport vorbereitet. Die Verbindung erfolgt über eine Standard-Ethernet-Netzwerkverbindung. Die Messungen werden mit Hilfe eines PCs erfasst. Dabei übernimmt eine .net Dynamic Link Library (DLL) unter dem Betriebssystem Microsoft Windows die Datenkommunikation, die in eigene Programme eingebunden werden kann. Die Einbindung der DLL in das LabView-System ist detailliert in Anhang A beschrieben.

5.2.4 Aufbau des Lumineszenzprofilmonitors an den Beschleunigeranlagen

In Kapitel 4 sind die unterschiedlichen Beschleunigeranlagen vorgestellt worden, an denen Experimente durchgeführt wurden. Dabei wurde die Eigenschaft des LPMS ausgenutzt, dass der Aufbau sich außerhalb des Vakuums befindet und so einfach an unterschiedlichen Messplätzen betrieben werden kann. Dazu muss das optische System jedoch an die Bedingungen des jeweiligen Experimentierplatzes angepasst werden. Aus dieser Anpassung ergibt sich ein veränderter geometrischer Faktor, also der Raumwinkel, in dem die abgestrahlten Photonen auf den Detektor treffen. Weiterhin variieren die Verhältnisse wie beispielsweise die Strahlintensität oder der

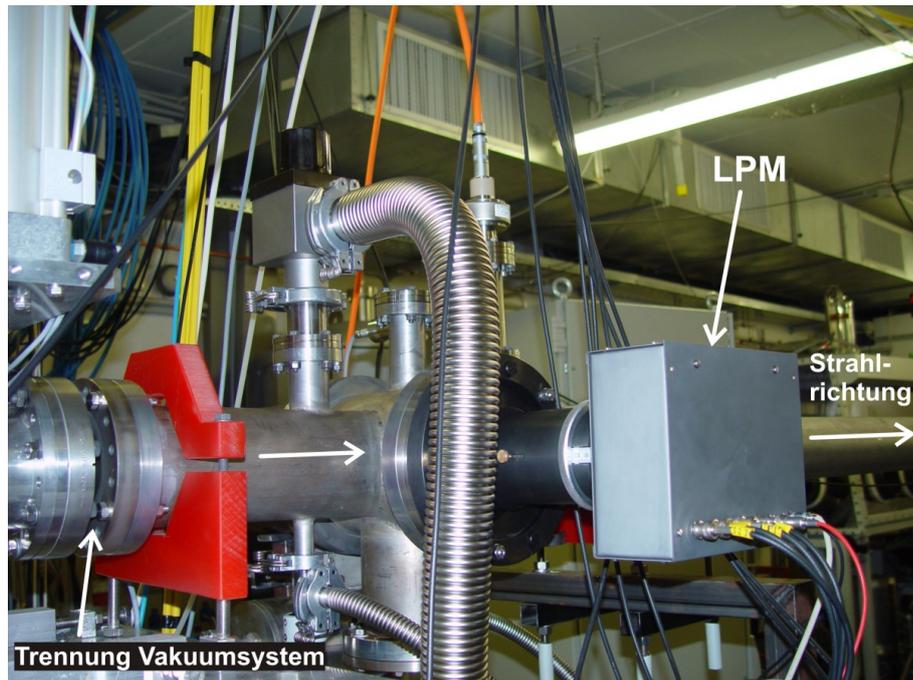


Abbildung 5.16: Versuchsaufbau am JESSICA-Strahlplatz. Die Vakuumentrennung der Experimentierkammer ermöglicht eine unabhängige Einstellung der Gasart und des Druckes.

Restgasdruck an unterschiedlichen Anlagen, was zu einer unterschiedlichen Anzahl an erzeugten Photonen führt.

Versuchsaufbau am JESSICA-Strahlplatz

Am JESSICA-Strahlplatz [90] werden 10^{10} Protonen mit einem Impuls von 2,085 GeV/c mit Hilfe eines schnellen Kickers extrahiert. Der dadurch entstehende Puls besitzt eine Länge von 100 ns. Die Vergrößerung am LPM durch das optische System liegt bei den Experimenten bei 0,25. Die Experimente werden an einer Experimentierkammer durchgeführt, die durch dünne Folien vom Vakuumsystem der restlichen Anlage getrennt ist. Diese ist in Abbildung 5.16 gezeigt. Da das dahinterliegende JESSICA-Experiment eine möglichst große transversale Ausdehnung des Strahls benötigt, wird eine Emittanzvergrößerung durch die installierte Experimentierkammer nicht als störend empfunden. Durch diese Gegebenheiten ergibt sich die Möglichkeit, den Gasdruck und die Gasart frei wählen zu können [5]. Die verwendeten Drücke lagen im Bereich von Atmosphärendruck bis etwa 0,4 mbar.

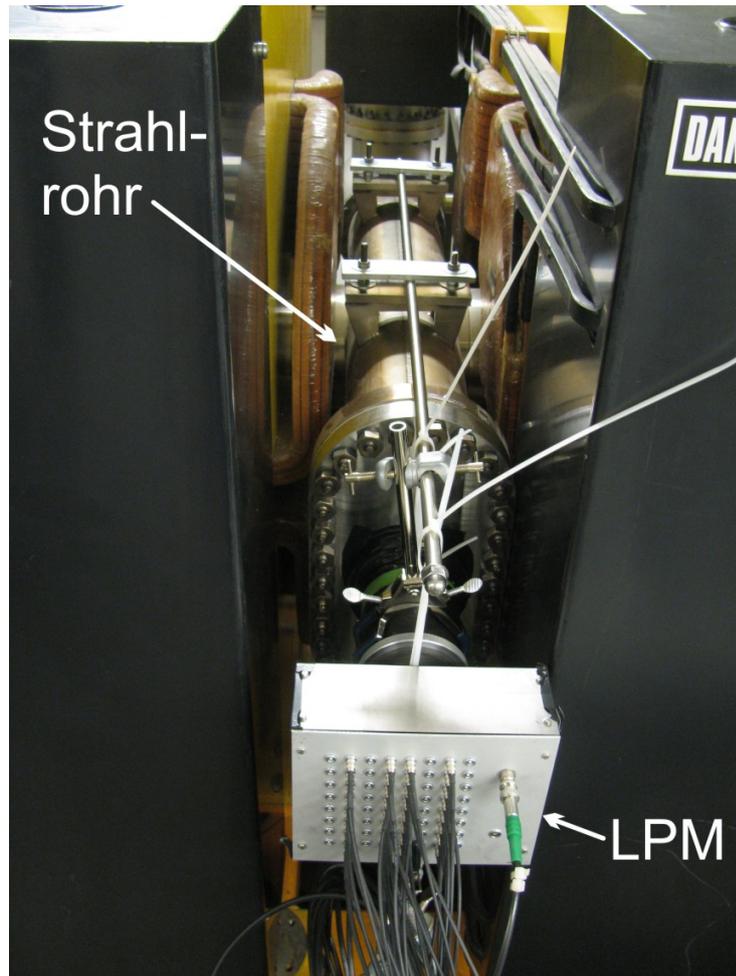


Abbildung 5.17: Anbringung des LPMs zwischen zwei Quadrupolmagneten am COSY-Synchrotron. Es handelte sich um die Quadrupole 26 und 27 zwischen Elektronenkühler und dem ANKE-Experiment (siehe Abbildung 4.1).

Versuchsaufbau am COSY-Ring

Es wurde mit einer Reihe von verschiedenen Versuchsaufbauten am COSY-Ring experimentiert. So wurde versucht, an unterschiedlichen Stellen sowohl das horizontale als auch das vertikale Profil zu messen. Je nach Standort kamen verschiedene Linsen zum Einsatz, hauptsächlich eine Linse mit 100 mm Brennweite und einem Durchmesser von 75 mm. Außerdem wurden Linsen mit 83 mm, 125 mm und 167 mm Brennweite verwendet. Bedingt durch unterschiedliche Geometrien der Vakuumkammern variiert der Abstand Strahlmitte - Linse im Bereich von 25 cm bis 60 cm. In Abbildung 5.17 ist die Versuchsanordnung an dem Messplatz gezeigt, an dem die vorgestellten Ergebnisse für Experimente am COSY-Synchrotron aufgenommen wurden.

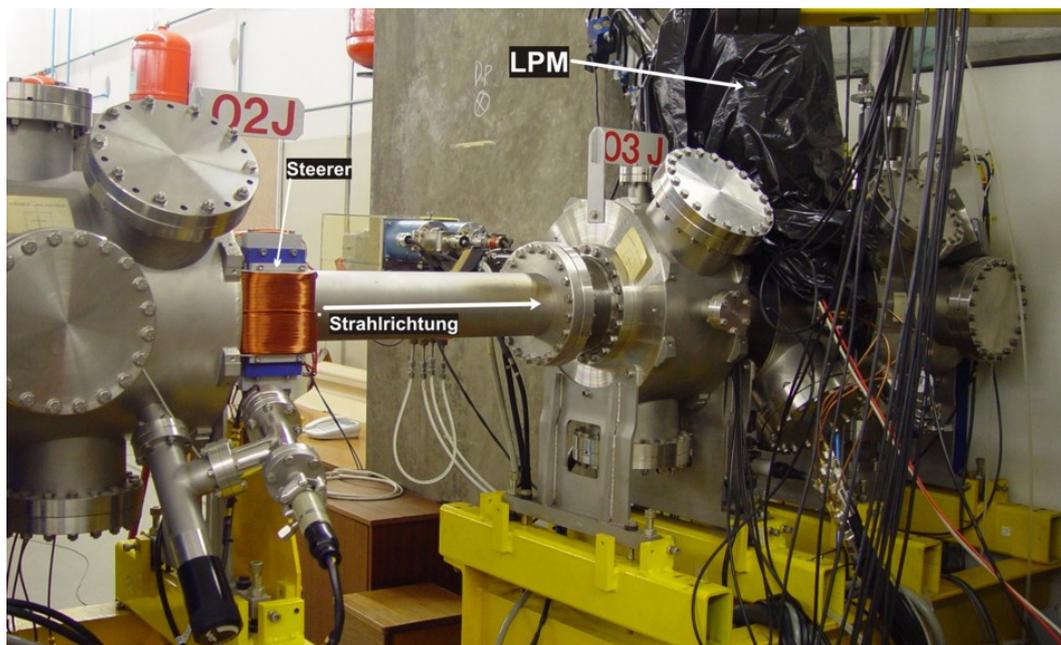


Abbildung 5.18: Bild der Versuchsanordnung am iThemba LABS. In der Kammer 02J (links) befindet sich ein BPM, unmittelbar dahinter ein Steerer. In der Kammer 03J befindet sich ein fahrbarer Schlitz. Im Bild mit schwarzer Folie abgedeckt, befindet sich in der Kammer 04J der LPM und ein weiterer BPM.

Versuchsaufbau am iThemba LABS

Der LPM wurde an der Transferbeamline des Injektor-Zyklotrons (SPC 1) des iThemba LABS betrieben. In Abbildung 5.18 ist der Versuchsaufbau gezeigt. Der Restgasdruck beträgt typischerweise 10^{-5} mbar und die Strahlintensität lag bei den durchgeführten Messungen im Bereich von 300 - 350 μA . Da in der Nähe des LPMs ein Dosierventil angebracht ist, ist es ebenfalls möglich, den Druck bei Messungen bis auf $5 \cdot 10^{-4}$ mbar zu erhöhen. Bei den durchgeführten Messungen wurde dies mit Umgebungsluft ausgeführt. Die Vakuumkammer, an der der PMT angebracht ist, besteht aus Edelstahl. Um die Auswirkungen von Lichtreflexionen an der Kammerwand zu bestimmen, wurde teilweise ein nicht reflektierendes, geschwärztes Papier in die Vakuumkammer eingebracht. Es kam ausschließlich eine Linse mit 100 mm Brennweite zum Einsatz.

5.3 Aufbau des Ionisationsprofilmonitors

Im Rahmen des FAIR-Zukunftsprojektes wurde der Prototyp eines Restgasionisationsprofilmonitors in Zusammenarbeit mit der GSI [37, 41] entwickelt. Das mechanische Design wurde dabei an der GSI erstellt, die Fertigung erfolgte teilweise an der GSI und teilweise am Forschungszentrum Jülich. Anschließend wurde der Monitor

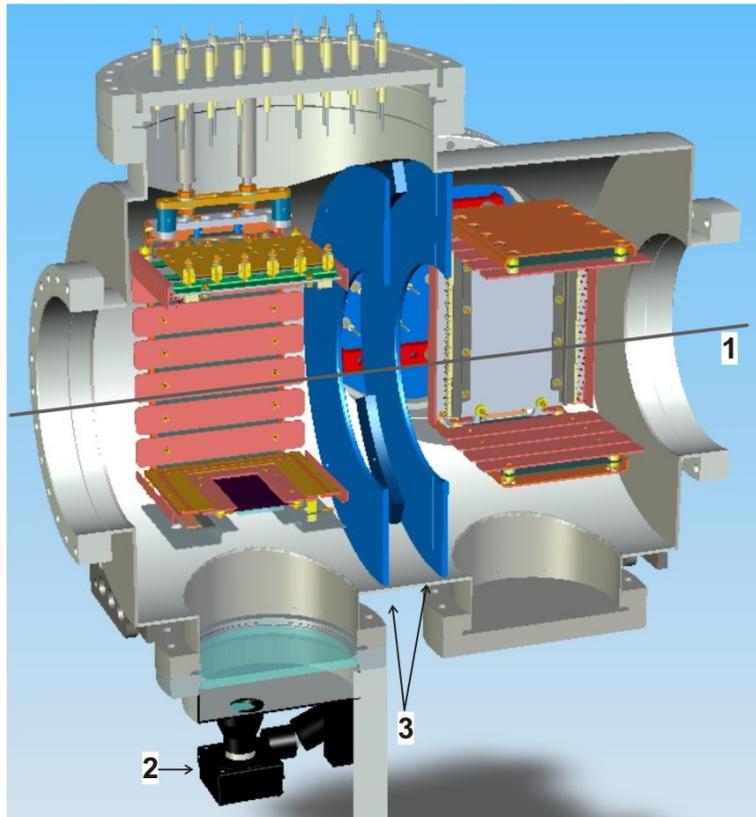


Abbildung 5.19: Schematische Darstellung des IPM-Gesamtsystems mit den Monitoren für beide Strahlebenen, um 90° gedreht in der Vakuumkammer. Der Ionenstrahl (1) durchquert nacheinander beide Monitore. Die Abbildung des Ionenstrahls auf den Leuchtschirmen wird mit Hilfe von Kameras (2) beobachtet. Damit sich die elektrischen Felder möglichst wenig gegenseitig beeinflussen, ist zwischen beiden Systemen eine Abschirmung angebracht (3) (Zeichnung aus [42]).

am Forschungszentrum Jülich getestet und die gewonnen Erkenntnisse zur Weiterentwicklung genutzt. Eine dem CAD-Modell entnommene Zeichnung des Monitors ist in Abbildung 5.19 gezeigt. Durch den Ionenstrahl wird das im Volumen vorhandene Restgas ionisiert. Mit Hilfe eines angelegten elektrischen Feldes werden die Restgasionen zu einer Seite hin beschleunigt, in Abbildung 5.20 nach oben. Dort treffen sie auf zwei elektronenvervielfachende MCPs in Chevronanordnung [62] auf und lösen ein Ereignis aus. Die in den MCPs erzeugte Elektronenwolke wird nach Austritt auf einen Leuchtschirm beschleunigt. Dort regen die Elektronen eine Photonenemission an, die mit Hilfe einer Kamera beobachtet und ausgewertet wird.

Die erzeugten Restgasionen müssen möglichst parallel auf den Detektor beschleunigt werden, damit die Projektion des Ionenstrahls die gleichen Abmessungen besitzt wie der Strahl selber. Um Randeffekte beim elektrischen Feld und damit Inhomogenitäten zu minimieren, sind an zwei Seiten des Reaktionsvolumens Elektroden angebracht,

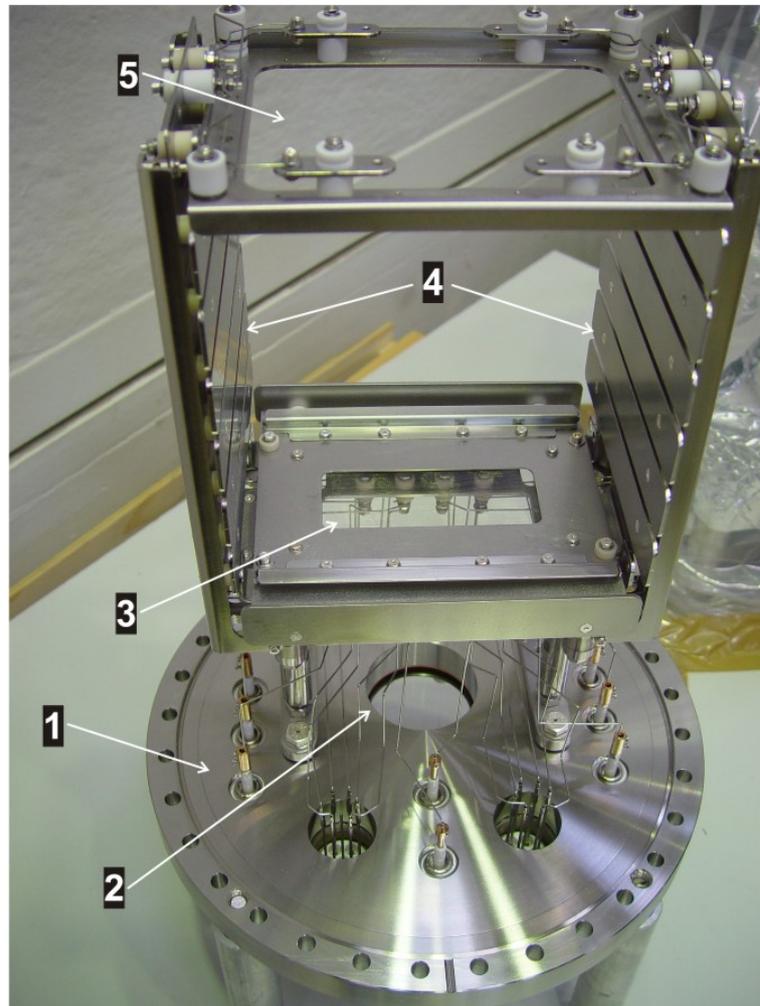


Abbildung 5.20: Abbildung des IPMs. Durch einen Vakuumflansch (1) werden die benötigten Spannungen geführt. Ein Fenster (2) und ein Gitter (3) erlauben die Bestrahlung der MCPs mit einer UV-Lampe zur Kalibrierung. Das elektrische Feld wird zwischen der unteren Seite (3) und der oberen Seite (5) angelegt. Korrektur Elektroden (4) sorgen für ein möglichst homogenes Feld. An Position (5) wird ein Detektorsystem bestehend aus zwei MCPs in Chevronanordnung und einem Leuchtschirm angebracht. Dieses Modul ist in Abbildung 5.21 dargestellt (Abbildung aus [42]).

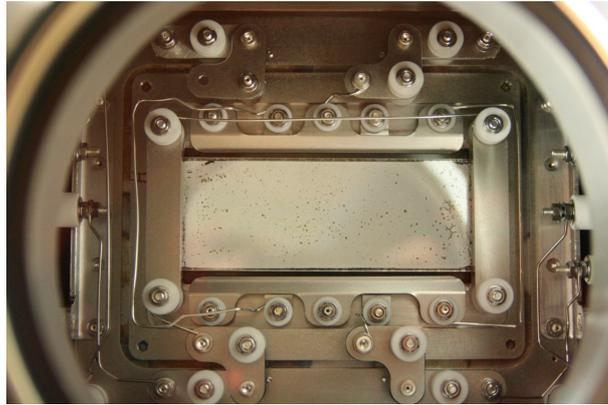


Abbildung 5.21: Blickwinkel der datenaufnehmenden Kamera durch das Vakuumfenster auf das Modul mit Leuchtschirm.

die auf unterschiedliche elektrische Potentiale gelegt werden. An den verbleibenden zwei Seiten ist dies nur bedingt möglich, da der Strahl das Volumen durchqueren muss, aber auch hier sind an der Seite des Detektors und gegenüberliegend jeweils zwei Elektroden angebracht.

5.3.1 Hochspannungssystem

Für den Betrieb des IPMs müssen mehrere Spannungen an dem Gerät angelegt werden, bestehend aus der Beschleunigungsspannung für die erzeugten Restgasionen, der Beschleunigungsspannung zwischen Vorder- und Rückseite der MCPs sowie der Beschleunigungsspannung zwischen MCP und Leuchtschirm, schematisch dargestellt in Abbildung 5.22. Die Beschleunigungsspannung für die Restgasionen wird durch ein positives und ein negatives Potential ($\pm B$) erzeugt. Dabei muss der Betrag der Span-

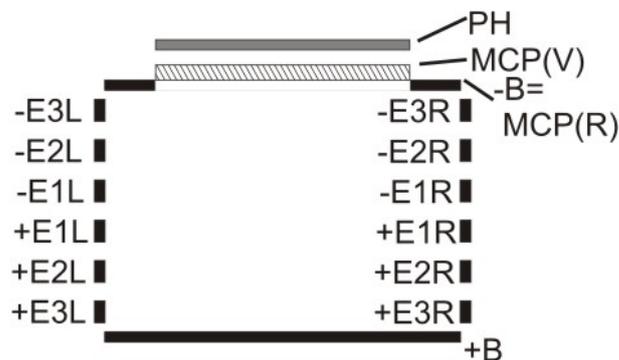


Abbildung 5.22: Darstellung der verschiedenen Potentiale, die zum Betrieb des IPMs angelegt werden. Nicht dargestellt sind je zwei Korrektorelektroden an der Ober- und Unterseite.

nungen nicht gleich groß gewählt werden. Die Vorderseite des MCPs befindet sich auf dem gleichen Potential wie die negative Restgasionen-Beschleunigungsspannung. Diese Abhängigkeit ist nicht zwingend, denn die Teile sind elektrisch nicht verbunden. Durch sehr kleine Abstände im mechanischen Design besteht jedoch die Gefahr von elektrischen Überschlügen, sollten die Spannungen mit einer zu großen Differenz gewählt werden. Das Potential der Vorderseite des MCPs wird negativ gewählt, damit Ionen dorthin beschleunigt werden. Die Verstärkung im MCP geschieht mit Elektronen, deshalb wird für die Rückseite des MCPs ein positiveres Potential im Vergleich zur Vorderseite gewählt. Damit die Elektronen von der Rückseite des MCPs zum Leuchtschirm beschleunigt werden, wird dessen Potential wiederum positiver im Vergleich zur Rückseite des MCPs gewählt.

Wie in Abbildung 5.22 dargestellt, sind an zwei Seiten jedes IPMs je sechs Elektroden angebracht, um ein möglichst homogenes elektrisches Feld zu erhalten. Jede Elektrode wird durch eine eigene Vakuumdurchführung angesteuert, wodurch 12 Spannungen bereitgestellt werden müssen. Um die Ansteuerung zu vereinfachen, werden die notwendigen Spannungen über ein Widerstandsnetzwerk, das sich außerhalb der Vakuumkammer befindet, bereitgestellt. Die Beschaltung des verwendeten Widerstandsnetzwerkes ist so ausgeführt, dass die Netzteile der Unterseite (+B) und der Oberseite (-B) gleichzeitig die Ausgangsspannungen für das Widerstandsnetzwerk bereitstellen. Ein unabhängiger Betrieb ist somit nicht möglich.

Die Spannungen werden durch ein CAEN SY2527LC [22] Netzteil bereitgestellt. Dabei handelt es sich um ein modulares Netzteil, das bis zu 16 Einschübe aufnehmen kann. Die Ansteuerung erfolgt bei diesem Modell ausschließlich per RS-232 oder Ethernet-Netzwerk von einem entfernten PC aus. Das Netzteil ist mit je zwei Einschüben A1526 [21] und A1732 [23] bestückt. Beide Modelle sind unipolar, je ein Einschub ist mit negativer und einer mit positiver Polarität gewählt. Der A1526-Einschub besitzt sechs Ausgänge, die jeweils bis zu 15 kV bei 1 mA bereitstellen. Der A1732-Einschub besitzt zwölf Ausgänge, die jeweils 6 kV bei ebenfalls 1 mA bereitstellen. Jeder Ausgang ist individuell steuerbar.

Netzteilsteuerung

Zur Steuerung des Experimentes müssen insgesamt 12 unabhängige Spannungen zur Beobachtung beider Strahlebenen eingestellt werden. Um diesen Aufwand zu verringern, wurde ein LabView-basiertes Programm erzeugt, das die Einstellungen übernimmt und gleichzeitig die korrekte Funktion der Netzteile überwacht. Der Benutzer stellt die physikalisch wichtigen Größen der Stärke der Restgasionen-Beschleunigungsspannung, der Beschleunigungsspannung des MCPs und der Spannungsdifferenz des MCPs zum Leuchtschirm ein. Das Programm rechnet diese relativen Größen in absolute Spannungen um und stellt die Netzteile entsprechend ein. Die Einzelheiten der Ansteuerung und die genaue Funktion des Ansteuerungsprogramms sind in Anhang A beschrieben.

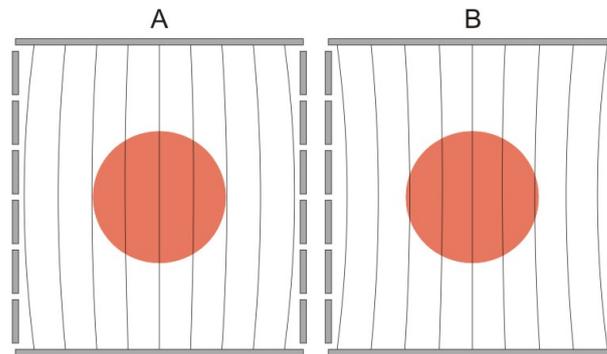


Abbildung 5.23: Auswirkungen einer falsch angepassten Korrektur des elektrischen Feldes in der Wechselwirkungszone. Dargestellt ist der Verlauf der elektrischen Feldlinien. Die Fehlanpassung führt zu einer zu kleinen (Fall A) oder zu großen (Fall B) Darstellung der Abbildung.

5.3.2 Abbildungseigenschaften

Um von der beobachteten Abbildung des Ionenstrahls durch den IPM eine Aussage über das tatsächliche Strahlprofil treffen zu können, müssen die Abbildungseigenschaften bekannt sein. Dabei wird auf die Erfahrung mit Ionisationsprofilmonitoren in [97] zurückgegriffen.

Ionenoptik

Um eine möglichst gute Abbildung der entstandenen Restgasionen zu erhalten, sollten diese möglichst senkrecht auf das Detektorsystem beschleunigt werden. Drei verschiedene Effekte beeinflussen die Flugbahn der Restgasionen:

1. Die Ionen bewegen sich entlang der Feldlinien des elektrischen Feldes. Deshalb sollten die Potentialverhältnisse mit Hilfe der Korrektorelektroden so gewählt werden, dass diese möglichst gradlinig verlaufen. In Abbildung 5.23 sind zwei fehlangepasste Felder gezeigt. Im Fall A sind die Korrekturen zu gering gewählt. Dadurch verbreitert sich der Abstand der Feldlinien in der Mitte. Ein abgebildeter Strahl wird so zu schmal dargestellt. B zeigt den umgekehrten Fall: Die Korrektur ist zu groß, der Strahl wird zu breit dargestellt. Um diesen Effekt zu minimieren, wurden zur Festlegung der Potentialverhältnisse Simulationen durchgeführt. Das Ergebnis der Simulation ist in Abbildung 5.24 dargestellt [42]. Dabei sind die Äquipotentialflächen, die senkrecht zu den Feldlinien verlaufen, gezeigt.
2. Ein weiterer Effekt, der die Abbildungseigenschaften beeinflusst, ist ein transversaler Impuls der Restgasionen. Diesen können die Restgasionen entweder durch einen Impulsübertrag bei der Wechselwirkung mit den Strahlteilchen erhalten oder durch elektromagnetische Wechselwirkung mit dem Potential des Ionenstrahls. Dieser Effekt kann abgeschätzt werden, indem die Beschleu-

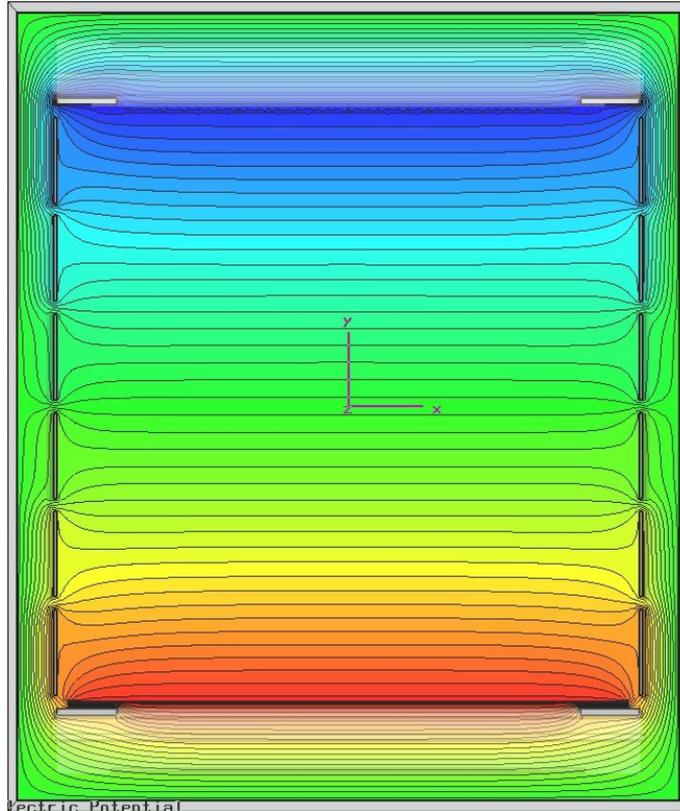


Abbildung 5.24: Simulation der Äquipotentialflächen des elektrischen Feldes innerhalb des Ionisationsprofilmonitors. Der Aufbau der Abbildung entspricht der in Abbildung 5.22. Dabei sind auf der linken und rechten Seite die 2×6 feldglättenden Elektroden angeordnet. Der Ionenstrahl verläuft senkrecht zur Bildebene (Zeichnung aus [42]).

nigungsspannung für die Restgasionen variiert wird, die Strahlbreite in Abhängigkeit zur Beschleunigungsspannung vermessen wird und anschließend die Messpunkte auf ein unendlich großes Potential extrapoliert werden.

3. Ein ähnlicher Effekt kann auch zwischen dem Ausgang des MCPs und dem Leuchtschirm auftreten. Dabei können die Elektronen einerseits mit einem Winkel das MCP verlassen und andererseits durch das Feld der entstandenen Elektronenwolke beeinflusst werden. Auf diese Weise kann das Strahlprofil ebenfalls verbreitert dargestellt werden. Dieser Effekt kann auch dadurch abgeschätzt werden, dass das Potential zwischen MCP und Leuchtschirm verändert wird und die Strahlbreite für ein unendliches Potential extrapoliert wird.

MCP- und Leuchtschirmnichtlinearitäten

Ein weiterer Abbildungsfehler kann sich durch Unterschiede in der Verstärkung der MCPs und der Leuchtstärke des Leuchtschirms ergeben. Dies wird durch den Umstand begünstigt, dass MCPs mit zunehmender Betriebsdauer stetig abnehmende Verstärkungen bereitstellen. Dieser Effekt tritt dabei lokal auf, was bedeutet, dass die Verstärkung innerhalb des MCPs stark variieren kann. Deshalb ist bei der Konstruktion ein System implementiert, mit dessen Hilfe sich diese Unterschiede ermitteln lassen. Eine UV-Lampe bestrahlt das MCP gleichmäßig und ruft eine Elektronenemission hervor. Die Leuchtintensität am Leuchtschirm wird ortsabhängig gemessen und daraus eine Korrekturfunktion ermittelt, die bei Messungen die Unterschiede ausgleicht.

Optische Abbildung und Kameraeffekte

Mit zunehmendem Betrieb werden einzelne Pixel der Kamera geschädigt, die anschließend hell erscheinen. Dabei können verschiedene Stufen der Schädigung festgestellt werden. Bei geringer Schädigung besitzt der Pixel eine höhere Grundhelligkeit, reagiert aber noch auf Lichteinfall. Bei einer starken Schädigung erscheint der Pixel bereits ohne Lichteinfall sehr hell und ändert seine Helligkeit bei Lichteinfall nicht. Diese Pixel sind zufällig verteilt und können so das Profil verändert erscheinen lassen. Durch eine geeignete Berücksichtigung bei der Auswertung der Kamerabilder kann dieser Effekt reduziert werden.

Außerdem ist die Abbildung des Leuchtschirms in der Kamera zu überprüfen. Durch Effekte des Objektivs wie beispielsweise Kissen- oder Trapezbildung kann die Strahlabbildung positionsabhängig verändert werden. Dies ist bisher nicht systematisch untersucht, der Effekt wird allerdings nur als geringe Störung angesehen.

5.3.3 Datenerfassung bei Messungen mit dem Ionisationsprofilmonitor

Beim IPM wird die Datenaufnahme mit Hilfe zweier handelsüblicher CCD-Kameras der Firma Allied Vision/Prosilica [2] durchgeführt. Diese sind jeweils mit einem FireWire-Anschluss (IEEE 1394a) versehen, über den die Bildinformation übertragen wird. Die Länge, die ein FireWire-Kabel für eine Übertragung messen darf, ist begrenzt. In der langsamsten Übertragungsart darf sie 14 m betragen, bei Ausnutzung der höchsten Übertragungsgeschwindigkeit reduziert sie sich auf 4,5 m. Dadurch ist die Verwendung eines Reichweitenextenders notwendig, der die Informationen über ein Glasfaserkabel überträgt. Trotz des verwendeten Extenders auf IEEE 1394b-Basis kann nicht die Strecke bis zum Messrechner des Benutzers überbrückt werden, da auch der Extender eine Längenbeschränkung aufweist. Weitere Überlegungen bezüglich der vorhandenen Infrastruktur an der GSI führten zum Einsatz eines Client-Server-Systems. Dazu wird ein Server nahe am Messpunkt betrieben, der mit den Kameras und einem Datennetzwerk verbunden ist. Eine von der GSI zum Betrieb des Systems entwickelte Software zeichnet Messdaten mit hoher Geschwindigkeit auf

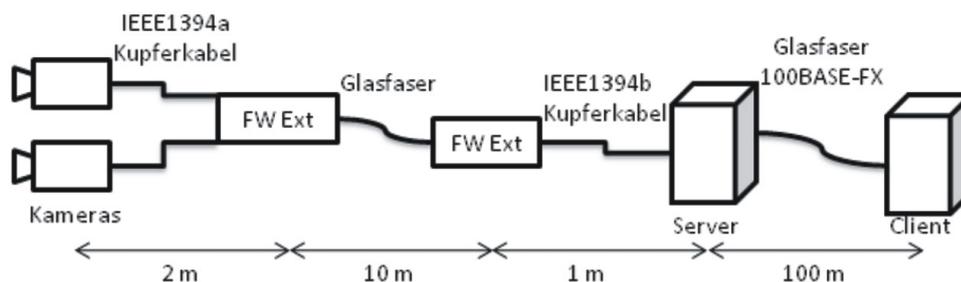


Abbildung 5.25: Schematische Darstellung des Datentransports von den Kameras bis zum Messrechner. Die Entfernungsangaben sind ungefähre Werte, um die Abstände zu verdeutlichen.

dem Server auf. Diese Daten können zu einem späteren Zeitpunkt über das Datenetzwerk gelesen und ausgewertet werden. Es wird jedoch immer nur ein Datensatz gespeichert, eine erneute Datenaufnahme überschreibt die vorherige Messung. Eine Kontrolle des Systems, z. B. das Einstellen der Spannungen an den verschiedenen Teilen der Messapparatur, erfolgt getrennt. Der gesamte Aufbau ist in Abbildung 5.25 verdeutlicht.

Dieses von der GSI entwickelte Programm erfüllt jedoch die Anforderungen, die am COSY-Beschleuniger an das System gestellt werden, nur teilweise. Um einen sofortigen Eindruck vom Strahlverhalten zu bekommen, soll das System dem Benutzer die Strahlprofile in Echtzeit darstellen können. In Echtzeit ist in dem Fall so zu verstehen, dass die Verzögerung für einen menschlichen Betrachter nicht wahrnehmbar ist. Außerdem besteht gerade in der Entwicklungsphase die Anforderung, die Daten aufzeichnen zu können, um diese einer späteren Auswertung zuzuführen. Deshalb sollten die Daten dauerhaft vorgehalten und nicht bei der nächsten Datenaufnahme überschrieben werden. Aus diesem Grund wurde im Rahmen dieser Arbeit für die abweichenden Anforderungen am COSY-Beschleuniger eine zusätzliche Messdatenerfassung auf LabView-Basis entwickelt. Die Längenbegrenzung des FireWire-Systems erfordert es, die Client-Server-Architektur der ursprünglichen Lösung beizubehalten. Um die Entwicklung zu beschleunigen, wird bei der angepassten Lösung auf dem Server lediglich das Kamerabild von den FireWire-Kameras erfasst und per Netzwerk zum Client gesendet. Aufgrund der begrenzten Übertragungsgeschwindigkeit wird das Bild JPEG-komprimiert übermittelt, um eine Bildrate von 20 bis 25 Bildern pro Sekunde zu erreichen. Die Interaktion mit dem Benutzer und die Speicherung der Daten wird durch eine Benutzeroberfläche auf LabView-Basis realisiert. Diese ist detailliert in Anhang A beschrieben.

5.3.4 Korrektur der MCP- und Leuchtschirmnichtlinearitäten

Wie in Kapitel 5.3.2 beschrieben, kann durch Alterung sowohl der MCPs als auch des Leuchtschirms ein Fehler bei der Datenaufnahme entstehen. Es wird versucht, diesen bereits bei der Datenaufnahme zu minimieren. Dazu kann eine ortsabhängige

Korrekturfunktion ermittelt werden. Das MCP wird mit einer UV-Lampe bestrahlt. Dabei wird angenommen, dass die Bestrahlung homogen erfolgt. Die UV-Strahlung löst Elektronen aus der Oberfläche des MCPs aus. Diese erzeugen ein Signal, das dann durch das MCP verstärkt wird und den Leuchtschirm zum Leuchten anregt. Anschließend wird die Leuchtstärke auf dem Leuchtschirm gemessen und zeilenweise addiert. Daraus wird eine normierte, ortsabhängige Korrekturfunktion berechnet, die beispielhaft in Abbildung 5.26 gezeigt ist. Die Korrekturfunktion kann auf die Messung angewendet und so der Effekt der unterschiedlichen Verstärkungen ausgeglichen werden.

Um die Alterung der MCPs und der Kameras zu dokumentieren, wird die Korrekturfunktion bei jeder Aufnahme zusätzlich dauerhaft gespeichert, so dass diese später mit Aufnahmedatum abgerufen werden kann. Obwohl die Korrekturfunktionen nur relative Werte enthalten, besteht Grund zu der Annahme, dass mit den Daten Voraussagen über die Haltbarkeit der MCPs getroffen werden können. Weiterhin wird bei jedem Beenden des Datenvisualisierungsprogramms die Summe aller Farbwerte einer Kamera mit Datum gespeichert. Je mehr geschädigte Pixel vorhanden sind, umso größer ist die Summe aller Farbwerte. Auf diese Weise können die Entwicklung der Alterung der MCPs und des Leuchtschirms sowie der geschädigten Pixel der Kameras nachverfolgt und Abschätzungen für die Zukunft getroffen werden. Aufgrund der geringen Menge an Daten, die bisher gesammelt wurde, ist eine Vorstellung der Alterungseffekte hier noch nicht möglich.

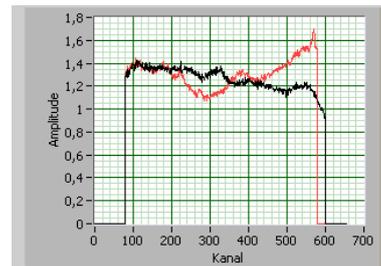


Abbildung 5.26: Beispiel der Korrekturfunktionen beider Ebenen zum Ausgleich der Alterungseffekte des MCP-Leuchtschirm-Aufbaus.

6 Messungen und Ergebnisse

In diesem Abschnitt der Arbeit werden die an den in Kapitel 4 vorgestellten Beschleunigeranlagen durchgeführten Untersuchungen mit den beiden Strahlprofilmonitoren und die entsprechenden Messergebnisse vorgestellt und bewertet.

6.1 Lumineszenzprofilmonitor

Zu Beginn der Untersuchungen war die Datenerfassung des LAM-PMTs auf 8 auslesbare Kanäle begrenzt. Die Daten wurden zunächst mit Hilfe zweier Oszilloskope mit jeweils vier Kanälen über eine bildliche Darstellung ermittelt, später dann direkt digital aufgezeichnet. Mit dieser Anordnung wurden die im folgenden vorgestellten Messungen am JESSICA-Strahlplatz und dem iThemba LABS durchgeführt. Erst nach Einführung der RABBIT-Strommesselektronik standen 48 Kanäle bei pA-Empfindlichkeit zur Verfügung. Mit diesem Aufbau wurden die Messungen am COSY und Messungen zur Berechnung der Wirkungsquerschnittes am iThemba LABS durchgeführt. Nicht alle Messungen, die zu Beginn der Untersuchungen durchgeführt wurden, konnten mit den präziseren Messmethoden wiederholt werden. Deshalb werden auch diese Messungen hier vorgestellt.

6.1.1 Vorbereitende Messungen am Teststand

Eine Unsicherheit in den Messungen besteht in der Wellenlänge des emittierten Lichtes. Speziell im Fall von Stickstoff kann auf eine Referenz in [28] zurückgegriffen werden. In Abbildung 6.1 ist das Spektrum von molekularem Stickstoff abgebildet. Um diese Referenzdaten zu bestätigen und das Spektrum für andere Szintillationsgase zu ermitteln, wurde mit Hilfe des beschriebenen Spektrometers das Lichtspektrum für verschiedene Gase gemessen.

Als Eingangs- und Ausgangsöffnung des Monochromators wurden Spaltbreiten von 1 mm gewählt. Daraus ergibt sich eine Auflösung von 2 nm bis 3 nm. Die Messungen wurden in Schrittweiten von 0,3 nm bis 0,4 nm aufgenommen. Die Anordnung wurde zuvor mit Hilfe einer Quecksilberdampfampe kalibriert. Aufgrund der Ergebnisse von [80] wurden Stickstoff und Xenon als Szintillationsmaterialien ausgewählt, da sie eine große Lichtausbeute versprechen. Außerdem wurden Experimente mit Wasserstoff und Helium durchgeführt. Wasserstoff wurde gewählt, weil im COSY-Synchrotron der höchste Anteil an Restgas aus Wasserstoff besteht, wenn nicht zusätzliches Gas zugeführt wird. An der Testanlage wird die Ionenquelle mit Helium betrieben, so dass ein hoher Untergrund an Helium vorhanden ist. Um den Einfluss des Heliums auf die gemessenen Spektren zu ermitteln, wurde es ebenfalls untersucht.

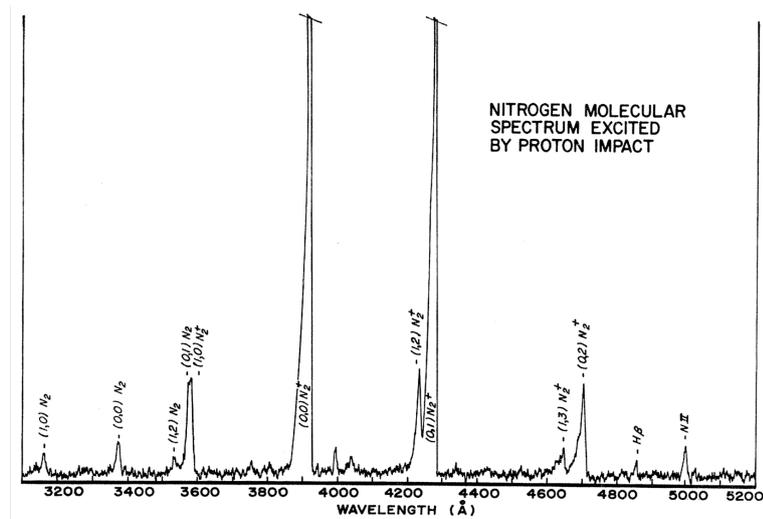


Abbildung 6.1: Erwartetes Spektrum des Lumineszenzlichtes. Gemessen wurde bei einem $7 \mu\text{A}$ Protonenstrahl mit 55 MeV Ionenenergie bei $0,076 \text{ mbar}$ Druck. Auf der Ordinate ist die relative Intensität aufgetragen (Zeichnung aus [28]).

In Abbildung 6.2 sind die gemessenen Spektren dargestellt. Bei Stickstoff werden wie erwartet die beiden Hauptlinien bei 391 nm und 428 nm beobachtet. Die absolute Lichtintensität der Linien von Xenon ist unerwartet gering. Da die Anregung jedoch mit Heliumionen bei 12 keV durchgeführt wurde, können die relativen Wirkungsquerschnitte von denen bei hohen Energien abweichen. Bei Wasserstoff kann keine Linie gemessen werden. Obwohl Linien der Balmer-Serie innerhalb des gemessenen Wellenlängenbereiches liegen, ist deren relative Intensität sehr gering [76]. Die Lichtausbeute von Helium, welches auch im Synchrotron noch vorhanden ist, hat bei 388 nm ein relatives Maximum. Dies liegt sehr nahe an dem Maximum von Stickstoff bei 391 nm . Im Rahmen der verwendeten Auflösung sind die beiden Linien nicht zu unterscheiden.

Die dargestellten Ergebnisse der Restgasspektren zeigen, dass Stickstoff als Szintillationsmaterial gute Eigenschaften aufweist. Für Wasserstoff kann keine messbare Lichtausbeute festgestellt werden. Obwohl bei Helium ebenfalls eine große Lichtausbeute registriert werden kann, ist es als Szintillationsgas weniger geeignet. Relativ lange Lebenszeiten der angeregten Zustände führen durch die Bewegung des angeregten Restgasatoms zu einer Verbreiterung des gemessenen Strahlprofils [7, 8]. In Anlagen mit sehr niedrigem Restgasdruck (Synchrotron, Speicherring) kann es daher angezeigt sein, den Restgasdruck lokal zu erhöhen, am besten selektiv mit trockenem Stickstoff.

6.1.2 Höchste Strahlintensitäten am JESSICA-Strahlplatz

Bei dem JESSICA-Experiment wurde der Ionenstrahl mit Hilfe eines schnellen Kickers aus dem COSY-Speicherring extrahiert. Dadurch wurde ein sehr kurzer

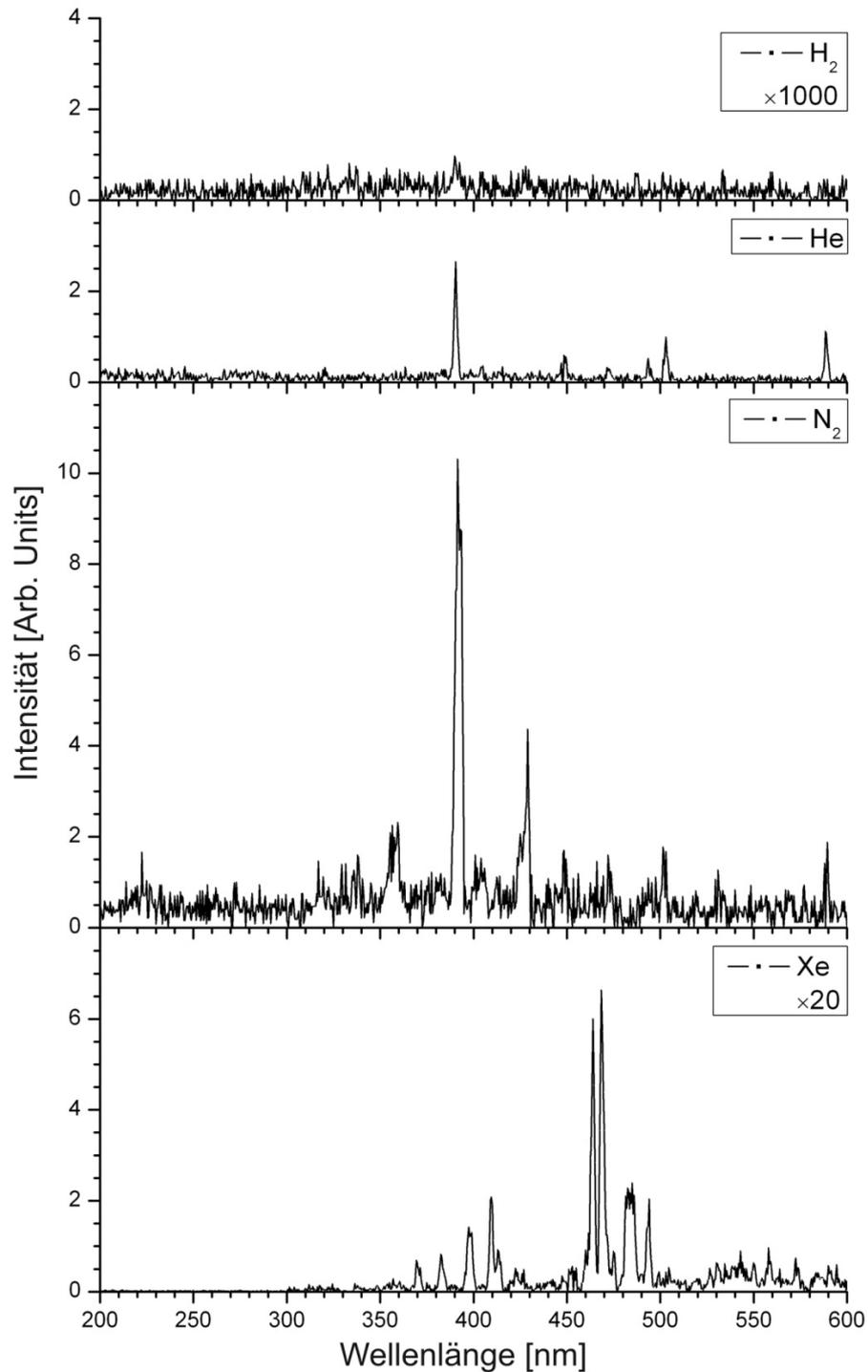


Abbildung 6.2: Gemessene Spektren für Wasserstoff, Helium, Stickstoff und Xenon als Szintillationsgase. An der Ordinate ist die relative Intensität aufgetragen. Um die Intensitäten vergleichen zu können, wurde die Intensität für Xenon um den Faktor 20 vergrößert, für Wasserstoff um den Faktor 1000.

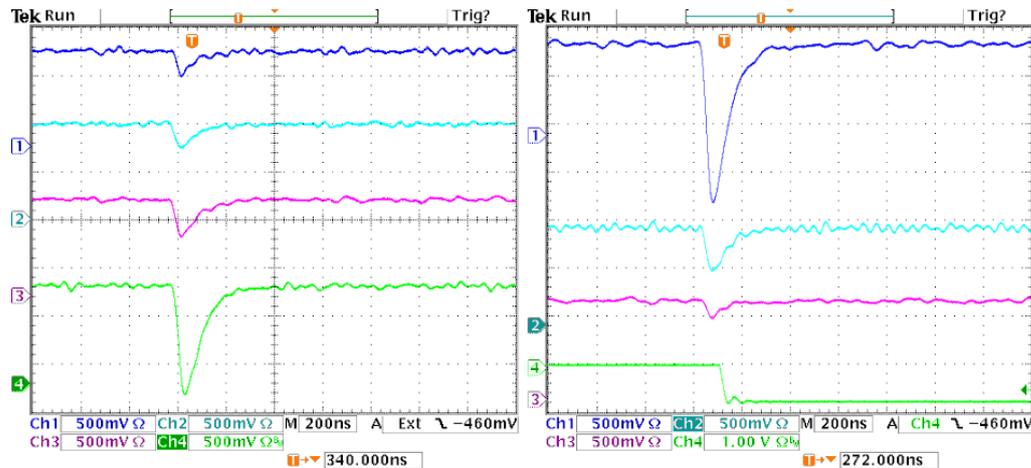


Abbildung 6.3: Bild einer beispielhaften Datenaufnahme mit Hilfe von zwei Oszilloskopen. Diese zeigen den zeitlichen Verlauf der Signale von jeweils vier kombinierten LAM-PMT-Kanälen. Aus der Intensitätsverteilung der Kanäle kann ein Profil erstellt werden. Der achte Kanal (rechts unten) wurde im gezeigten Fall zur Darstellung des Triggers benutzt, der siebte Kanal (darüber) zur Aufnahme des Untergrunds.

Strahlpuls erzeugt, der die Experimentierkammer des LPM-Versuchsaufbaus passierte. Der Strahlpuls besaß typischerweise eine Länge von 100 ns und enthielt 10^{10} Protonen, die auf einen Impuls von 2085 MeV/c beschleunigt wurden.

Die Experimente wurden bei frei wählbaren Drücken durchgeführt. Als ein durchschnittlicher Wert soll für die Berechnung 50 mbar verwendet werden. Die Werte in Gleichung 3.2 eingesetzt ergibt für die Anzahl der erzeugten Photonen $8,963 \cdot 10^{15}/s$. Bei der Berechnung des geometrischen Faktors wird davon ausgegangen, dass die Linse mit 7,5 cm Durchmesser 30 cm von der Strahlmitte entfernt war. Daraus ergibt sich der geometrische Faktor, also der Anteil der Photonen, der in den Raumwinkel der Linse abgestrahlt wird, zu $2,934 \cdot 10^{-3}$. Den Faktor auf die Anzahl der erzeugten Photonen angewendet und die Quantum Efficiency des LAM-PMTs von 20 % berücksichtigt, ergibt eine registrierte Anzahl an Ereignissen von $5,26 \cdot 10^{12}/s$.

Die Anzahl der Photonen pro Sekunde ist mit 10^{12} relativ hoch. Schätzt man ab, welche Rate an Photonen noch im Counting Mode erfasst werden kann, so erhält man rund 10^9 pro Sekunde. Der PMT muss daher im Linear Mode betrieben werden. Bei dem experimentellen Aufbau von JESSICA wird der Strahl, nachdem er die separate Kammer für den LPM passiert hat, auf ein Quecksilbertarget geleitet. Beim Auftreffen auf das Target entsteht eine große Anzahl an Reaktionsprodukten. Diese Reaktionsprodukte treffen mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit den LAM-PMT und lösen dort Ereignisse aus, die als Signaluntergrund die Profilmessung mit dem Photomultiplier beeinflussen. Um ein Maß für die Intensität dieser Untergrundereignisse zu haben, wurden einige Kanäle des LAM-PMTs mit schwarzem Papier abgeklebt.

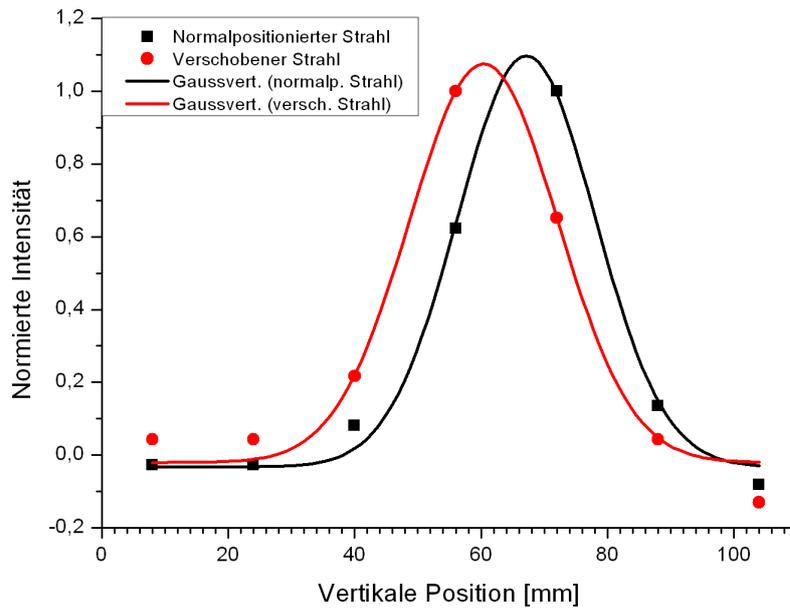


Abbildung 6.4: Auswertung eines Strahlprofils nach der Messdatenaufnahme in Abbildung 6.3. Zur besseren Ansicht wurde durch die Messdaten eine angepasste Gaussverteilung eingezeichnet. Der Untergrund aus den abgeklebten Kanälen ist von allen Kanälen abgezogen.

Die Intensität des erzeugten Lichtes wurde mit zwei Oszilloskopen erfasst. Eine beispielhafte Messung ist in Abbildung 6.3 gezeigt [10]. Die aus der zeitlichen Intensitätsverteilung der Kanäle entnommenen Maximalwerte für die Lichtintensität und die Untergrundereignisse können zu einem Strahlprofil zusammengefasst werden (siehe Abbildung 6.4). Um die Profilmessungen zu überprüfen, wurde der Ionenstrahl mit Hilfe eines Ablenkmagneten um einige Zentimeter verschoben. Das so gewonnene Profil des verschobenen Ionenstrahls ist ebenfalls in Abbildung 6.4 gezeigt.

Da die gemessene Verschiebung des Ionenstrahls in Abbildung 6.4 in guter Übereinstimmung mit den Messungen des Kontrollsystems steht, kann davon ausgegangen werden, dass diese Messungen tatsächlich den Ionenstrahl beobachtet haben. Durch Art und Lage des JESSICA-Experiments wird ein hoher Signaluntergrund erzeugt. Die Experimente wurden daher auch mit unterschiedlichen Restgasdrücken innerhalb der Experimentierkammer durchgeführt. Bei fallendem Druck wird das Leuchten schwächer, das Untergrundsignal behält seine absolute Stärke. Die Messungen wurden bei Atmosphärendruck begonnen und der Druck schrittweise abgesenkt. Bei etwa 4 mbar Druck erreicht das Untergrundsignal etwa 60 % des Maximums des Messsignals. Wegen der auftretenden hohen Lichtintensitäten wird der LAM-PMT mit Spannungen von nur 200 V - 250 V betrieben und einer resultierenden Verstärkung von $2 \cdot 10^3$ - $4 \cdot 10^3$. Es wurde versucht, den Einfluss des Untergrunds mit Hilfe einer Bleiabschirmung zu vermindern. Dadurch konnte dessen Signalarate um einen Faktor 10 reduziert werden.

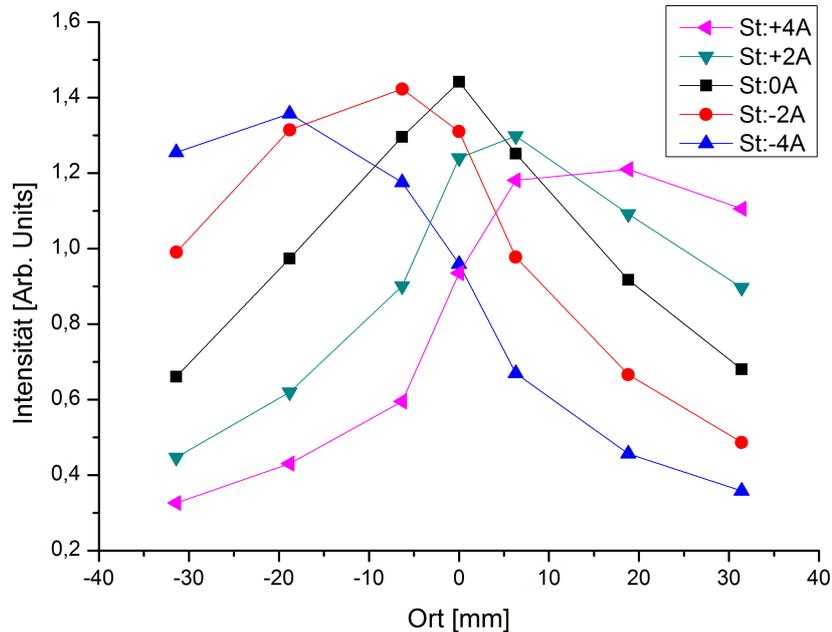


Abbildung 6.5: Beispiel für gemessene Profile an dem iThemba LABS. Dargestellt sind die Profile bei veränderter Einstellung der Korrektorstärke von -4 A bis $+4$ A. Dabei kann beobachtet werden, wie sich die Lage des Strahlmaximums verändert.

6.1.3 Transferbeamline des iThemba LABS

Die Experimente an dem iThemba LABS werden bei 77 MeV/c und 123 MeV/c durchgeführt. Bei einem Teilchenimpuls von 123 MeV/c kann der Wirkungsquerschnitt mit Hilfe von [4] zu $6,3 \cdot 10^{-19}$ cm² bestimmt werden.

Die Linse besitzt einen Durchmesser von $7,5$ cm und befindet sich $46,2$ cm von der Strahlmitte entfernt. Das Abbildungsverhältnis bestimmt sich daraus zu $1,3,14$ und der geometrische Faktor zu $1,647 \cdot 10^{-3}$. Der durchschnittliche Ionenstrom lag bei 300 μ A, der Restgasdruck bei $1 \cdot 10^{-5}$ mbar. Dies ergibt eine Reaktionsrate von $6,96 \cdot 10^8$ /s. Zusammen mit dem geometrischen Faktor und der Registrierungswahrscheinlichkeit des LAM-PMTs resultiert daraus eine Anzahl von $2,29 \cdot 10^5$ registrierten Ereignissen pro Sekunde.

Es konnte eine Vielzahl von Strahlprofilen erfolgreich aufgenommen werden, einige sind in Abbildung 6.5 beispielhaft gezeigt. Aus den Profilen wurde mit Hilfe einer angepassten Gaussverteilung die Strahlbreite und -position ermittelt. Die Anpassung wurde dabei mit Hilfe der PC-Software Origin [69] vorgenommen.

In einer ersten Serie von weiteren Messungen wurde der Strahl mit Hilfe eines Korrektors (in Abbildung 5.18 rechts von der Kammer 02J zu sehen) verschoben. Die Verschiebung wurde gleichzeitig mit einem BPM gemessen und die dadurch gewonnenen Referenzpunkte mit den Messungen des LPMs verglichen. Der verwendete BPM befindet sich in derselben Kammer, an der auch der LPM die Messung durchführte.

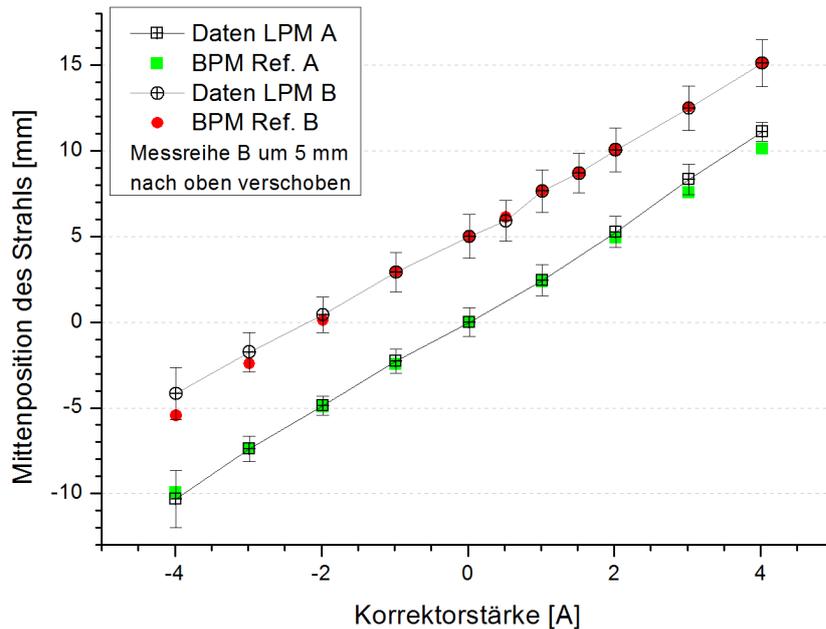


Abbildung 6.6: Messungen der Strahlposition als Funktion der Korrektorstärke. Die Mittenposition des Ionenstrahls ist gleichzeitig mit einem BPM aufgenommen und beide Messungen auf den Ursprung abgeglichen. Die Messung wurde mehrfach durchgeführt und es konnte so gezeigt werden, dass die Messung des LPMs eine gute Übereinstimmung mit dem BPM aufweist.

Durch die örtliche Nähe beider Messeinrichtungen ist der Versatz beider Messungen zueinander klein.

Die Messungen wurden mehrfach durchgeführt, die Ergebnisse sind in Abbildung 6.6 gezeigt. Es zeigt sich, dass die Messungen reproduzierbar durchgeführt werden konnten und eine gute Übereinstimmung aufweisen.

Als nächstes wurde mit Hilfe eines Quadrupols die Strahlfokussierung geändert. Mit bisherigen Messmethoden ist es nicht möglich, strahlerhaltend die Ausdehnung des Strahls zu messen, so dass für diese Messung keine Referenzwerte mit einem anderen System zur Verfügung stehen.

In Abbildung 6.7 sind die Ergebnisse dargestellt. Es wurden zwei verschiedene Messreihen aufgenommen, in denen die Strahlbreite in Abhängigkeit der Quadrupoleinstellung aufgezeichnet wurde.

Da die Kammerwand des Vakuumsystems aus Edelstahl besteht, wird von dieser das entstandene Licht stark reflektiert. Diese Reflexionen können die eigentliche Messung verfälschen, da auch die reflektierten Photonen registriert werden. Um diesen Effekt zu überprüfen, wurde in einer zweiten Messung die Kammerwand in Blickrichtung des PMTs mit geschwärztem Papier verdunkelt und die Abhängigkeit erneut gemessen. Bei der Messung mit Schwärzung musste bei $\geq 46,5$ A Quadrupolstrom der Strahl neu justiert werden, da dieser instabil zu werden begann. Dies ist eine Erklärung für

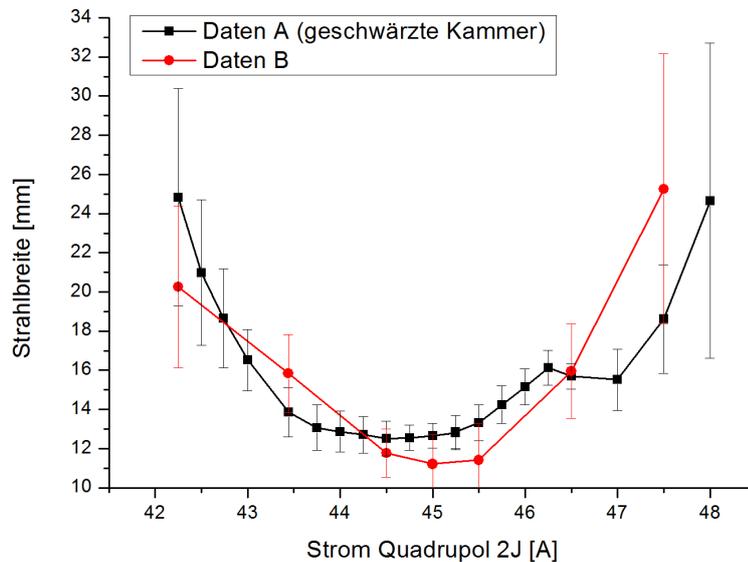


Abbildung 6.7: Strahlbreite in Abhängigkeit der Quadrupoleinstellung. Um die Auswirkungen von Reflexionen zu testen, wurde die Kammerwand innen geschwärzt. Aus der guten Übereinstimmung der Messergebnisse kann geschlossen werden, dass Reflexionen an der Kammerwand einen geringen Einfluss auf die Messung besitzen.

die Stufe, die in Abbildung 6.7 bei hohen Quadrupolströmen zu sehen ist. In beiden Fällen konnte die Strahlbreite verlässlich gemessen werden. Die Unterschiede sind nur klein und liegen weitestgehend innerhalb der Fehlergrenzen. Daraus kann gefolgert werden, dass Reflexionen an der Kammerwand einen sehr geringen Einfluss auf die Messungen haben. Änderungen der Strahlbreite aufgrund geänderter Raumladungsverhältnisse im Strahl durch den Einfluss des nichtleitenden, geschwärzten Papiers könnten eine Erklärung für die Abweichungen sein. Dieser Ansatz wurde aber nicht weiterverfolgt.

Nach Abschluss der vorgestellten Experimente wurde die Messapparatur vor Ort belassen. Im Weiteren wurden dort die Verwendung der RABBIT-Strommesselektronik getestet und weiterführende Experimente durchgeführt [12, 34].

6.1.4 COSY-Synchrotron

Am COSY-Synchrotron ist der Impuls der Teilchen zwischen 275 MeV/c und 3650 MeV/c wählbar. Dem Verlauf des Wirkungsquerschnittes in Abbildung 3.3 ist zu entnehmen, dass bei minimal wählbarem Teilchenimpuls der größte Wirkungsquerschnitt existiert, bei 3 GeV/c der kleinste. In Tabelle 6.1 sind die zu erwartenden Ereignisraten für diese beiden Impulse berechnet. Dabei wird ein typischer Wert von 10^{10} gespeicherten Teilchen im Synchrotron angenommen. Da im Restgas, wie in Abbildung 6.8 gezeigt, nur ein Teil Stickstoff enthalten ist, wird für die Berechnung des

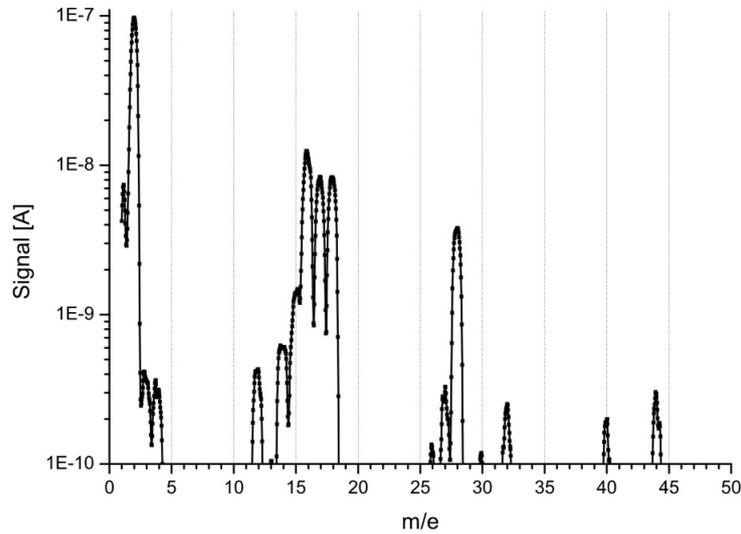


Abbildung 6.8: Massenspektrum einer typischen Restgaszusammensetzung im COSY-Vakuumsystem. Die Abszisse zeigt das Verhältnis von Masse zu Ladung, wobei der größte Teil der Restgasatome und -moleküle einfach geladen vorliegt. Das für den LPM interessante N_2 ist bei dem Wert 28 zu finden [65]. Der Volumenanteil von N_2 am gesamten Restgas berechnet sich zu 3 %.

Impuls [GeV/c]	0,275	3
Umlauffrq. [Hz]	$4,58 \cdot 10^5$	$1,56 \cdot 10^6$
σ [cm ²]	$1,708 \cdot 10^{-19}$	$2,346 \cdot 10^{-20}$
Streuzentren	$2,26 \cdot 10^7$	
Anz. Reakt. [sec ⁻¹]	$1,84 \cdot 10^4$	$8,27 \cdot 10^3$
Geom. Faktor	$1,41 \cdot 10^{-3}$	
Photonen am PMT [sec ⁻¹]	26	12
Ereignisse [sec ⁻¹]	5,2	2,4

Tabelle 6.1: Berechnung verschiedener Größen des LPMs am COSY-Synchrotron. Die Teilchenimpulse wurden für minimalen und maximalen Wirkungsquerschnitt gewählt. In der letzten Spalte ist die zu erwartende Ereignisrate bei typischen Bedingungen am Synchrotron dargelegt. Diese Raten sind jedoch so gering, dass zur Bestimmung der Strahlprofile eine lokale Erhöhung des Restgasdrucks erforderlich ist.

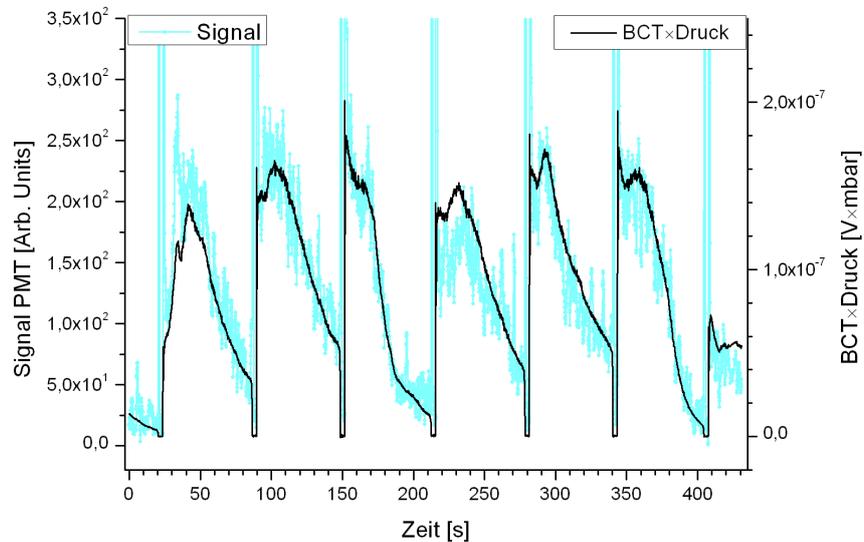


Abbildung 6.9: Summe der Intensitäten aller PMT-Kanäle als Funktion der Zeit. Gezeigt sind mehrere Zyklen von Injektion bis Extraktion des Zyklotrons. Im Vergleich dazu ist das Produkt des Ionenstroms, gemessen mit einem Beam Current Transformer (BCT), und dem lokalen Restgasdruck als Funktion der Zeit aufgetragen. Beide zeitlichen Verläufe sind durch eine geeignete Amplitudenwahl der Leuchtintensität überlagert dargestellt.

Restgasdrucks für den LPM der Partialdruck des Stickstoffes mit $3 \cdot 10^{-10}$ mbar als Grundlage genommen. Zur Berechnung des geometrischen Faktors wird das Abbildungsverhältnis mit einem mittleren Wert von 1:4 angenommen. Bedingt durch die Vakuumkammergeometrie beträgt der Abstand Strahlmitte - Linse 50 cm. Daraus ergibt sich die beobachtete Strahllänge zu 28 mm.

Die zu erwartende Lichtausbeute ist unter den Bedingungen des COSY-Synchrotrons sehr gering. Zum einen besitzt der Wirkungsquerschnitt bei typischen COSY-Teilchenenergien ein Minimum. Zum anderen ist auch der Restgasdruck sehr gering. Dies wird durch den Umstand verstärkt, dass der Anteil an Gasen, die Licht im Bereich der Empfindlichkeit des PMTs emittieren, ebenfalls gering ist. Trotzdem ist es mit langen Integrationszeiten im Bereich von mehreren Sekunden möglich, ein Strahlprofil zu messen. Dies zeigt jedoch auch dann ein schlechtes Signal-zu-Rausch-Verhältnis. Qualitativ bessere Ergebnisse erhält man durch eine lokale Erhöhung des Restgasdrucks in der Umgebung des Monitors. Dies wurde durch vorsichtiges Ausheizen einer Titansublimationspumpe erreicht. Dadurch verdampfen an den Filamenten angelagerte Gasteilchen. Schon bei einer geringen Erhöhung des Restgasdrucks erhöht sich das Signal, so dass Messungen des Strahlprofils mit geringen Integrationszeiten im Bereich von einer Sekunde möglich sind. Jedoch kann der Restgasdruck

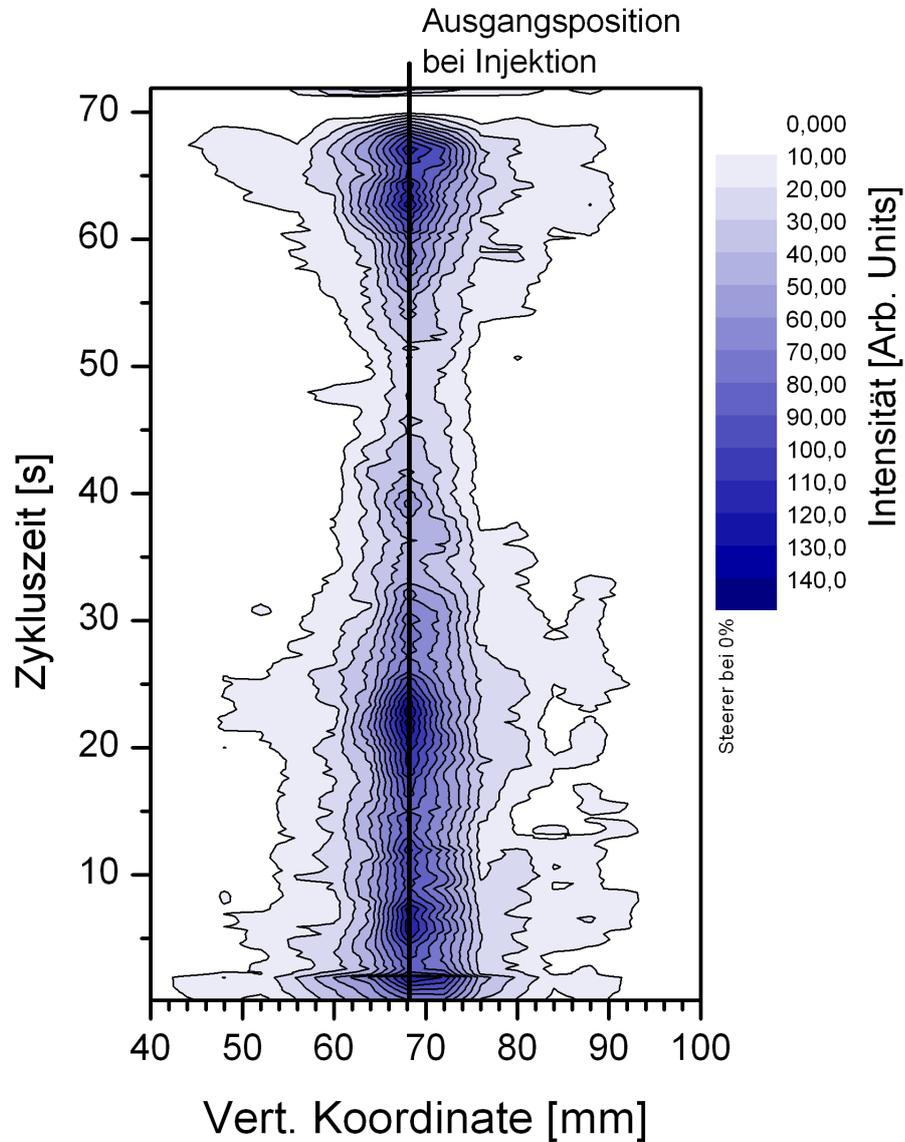


Abbildung 6.10: Mit Hilfe des LPMs bestimmte Intensitätsverteilung des Strahls in vertikaler Richtung als Funktion der Zeit in Falschfarbendarstellung. Orte höchster Intensität entsprechen hier der Strahlposition. Die dargestellte zeitlich konstante Strahlage entspricht einer BPM-Referenzposition von $-0,5$ mm. Variationen in der Intensität sind bedingt durch Variationen im Restgasdruck.

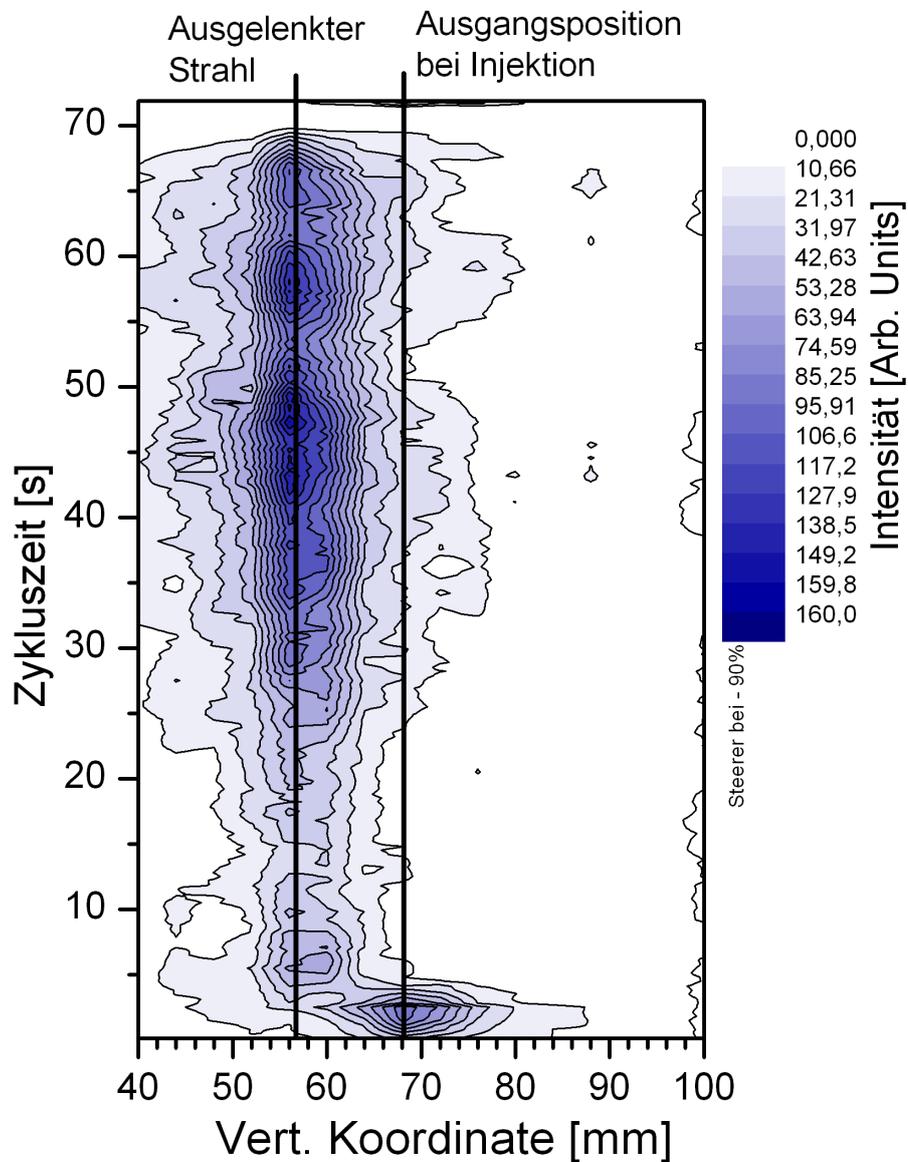


Abbildung 6.11: Erneute Aufnahme der Intensitätsverteilung mit Hilfe des LPMs. Im Gegensatz zu Abbildung 6.10 wurde der Ionenstrahl nach dessen Beschleunigung zu einer Seite des Strahlrohrs ausgelenkt. Die Strahllage mit Auslenkung entspricht einer BPM-Referenzposition von -13,5 mm. Die gemessene Auslenkung betrug demnach bei der BPM-Referenzmessung -13 mm, die Messung des LPMs ergab eine Verschiebung von -12 mm.

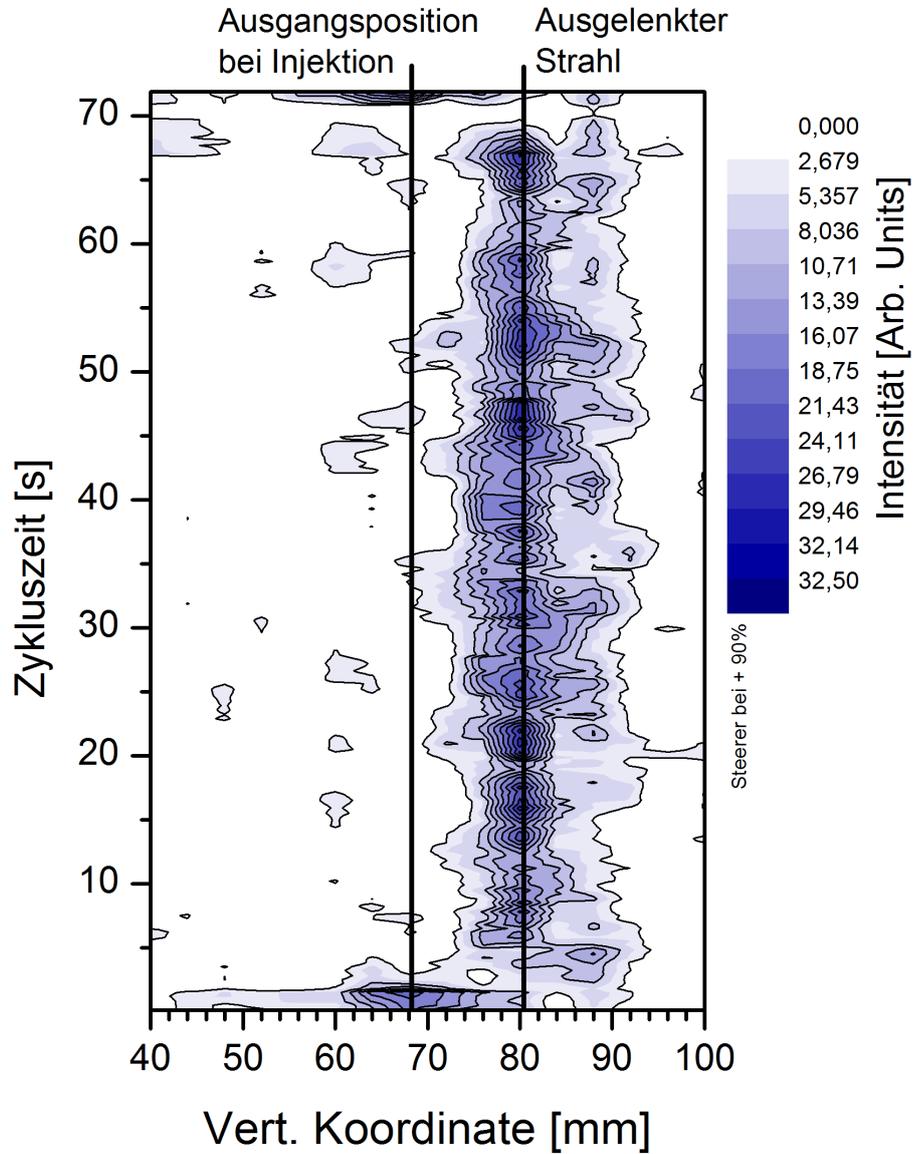


Abbildung 6.12: Weitere Aufnahme der Intensitätsverteilung mit Hilfe des LPMs. Erneut wurde der Strahl verschoben, jedoch zur anderen Seite des Strahlrohrs. Die Strahllage mit Auslenkung entspricht einer BPM-Referenzposition von 12,8 mm. Die gemessene Auslenkung betrug demnach bei der BPM-Referenzmessung 13,3 mm, die Messung des LPMs ergab 12 mm.

mit dieser Methode nicht über einen längeren Zeitraum stabil gehalten werden, und die genaue Zusammensetzung des Restgases ist nicht bekannt. In Abbildung 6.9 ist ein Vergleich der Intensität der Restgaslumineszenz als Funktion von Druck und Ionenstrom aufgetragen. Der Vergleichsgraph ist das Produkt aus beiden Parametern, da diese proportional zu der Anzahl der Streuzentren und der Strahlteilchen sind. Diese werden bei der Berechnung des Wirkungsquerschnittes ebenfalls multipliziert. Wie in der Abbildung gezeigt wird, stimmt der relative Verlauf des Produktes gut mit der registrierten Restgaslumineszenz überein. Durch Variationen in der Restgaszusammensetzung kann es zu den geringen Abweichungen in der Übereinstimmung beider Kurven kommen. In Abbildung 6.9 kann bei der Injektion der Teilchen in den Speicherring eine starke Erhöhung der Zählrate des LAM-PMTs beobachtet werden. Diese entsteht, da durch die angewandte Methode der Injektion in COSY die Emittanz des Strahls aufgeweitet wird [14]. Dadurch können Teilchen die Akzeptanz überschreiten und an den Wänden der Vakuumkammer Sekundärteilchenemission auslösen, die vom LAM-PMT registriert wird.

Um die Funktionsfähigkeit des LPMs zu überprüfen, wurde der Strahl mit Hilfe dreier Ablenkmagnete am Ort des PMTs verschoben. Dabei wurden die Teilchen in das Synchrotron injiziert und beschleunigt, erst danach wurde die Verschiebung durchgeführt. Eine Vergleichsmessung wurde mit Hilfe eines BPMs durchgeführt. Die Messung wurde über jeweils den ganzen Zyklus aufgezeichnet. In Abbildung 6.10 ist der Zyklus ohne Auslenkung als Referenz gezeigt. In Abbildung 6.11 und 6.12 sind zwei Zyklen mit Auslenkung gezeigt, bei denen die Auslenkung jeweils in die entgegengesetzte Richtung erfolgte. Die mit dem LPM gemessenen Verschiebungen stimmen dabei gut mit den BPM-Referenzwerten überein. Die geringe Abweichung der Messungen voneinander kann durch einen Unterschied in dem Ort der Messung von LPM und BPM erklärt werden, wodurch die Auslenkung dort unterschiedlich groß ausfiel.

6.1.5 Wirkungsquerschnitte der Messungen

Um die gezeigten Messungen einzuordnen, sollen die errechneten, die gemessenen und die Wirkungsquerschnitte aus [8], [80] und [93] verglichen werden. Die Ergebnisse sind in Abbildung 6.13 gezeigt. Wie dargestellt stimmen die aus den Messungen abgeleiteten Wirkungsquerschnitte gut mit den erwarteten Werten nach [80] und dem Verlauf der Bethe-Bloch-Gleichung überein.

Bei dem Wirkungsquerschnitt für das COSY-Synchrotron wird eine Annahme für die in der Berechnung des Wirkungsquerschnittes notwendige Anzahl der Streuzentren auf Basis der gemessenen Restgaszusammensetzung nach Abbildung 6.8 getroffen. Da das Vakuum während der Messung jedoch beeinflusst wurde, ist die genaue Zusammensetzung nicht bekannt und kann zu einem Fehler des Ergebnisses führen.

Das vorgestellte Ergebnis aus den Messdaten am JESSICA-Strahlplatz besitzt eine starke Abweichung zu dem erwarteten Wert. Eine Erklärung liegt möglicherweise in dem verwendeten Versuchsaufbau. Durch die selbstregulierenden Verstärker ist eine

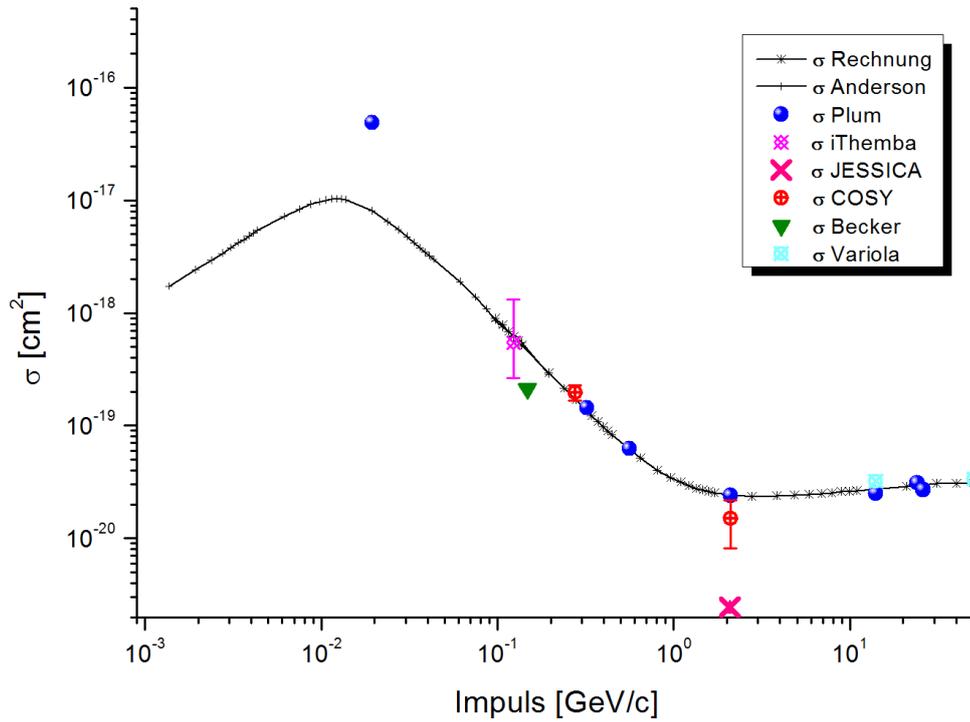


Abbildung 6.13: Überblick über die Wirkungsquerschnitte. Die Linie stellt die errechneten Wirkungsquerschnitte nach Bethe-Bloch sowie die skalierten Literaturwerte nach [4] dar. Dazu die Messergebnisse und Referenzwerte nach [8] (Becker), [80] (Plum) und [93] (Variola). Dabei weist der Wert von Becker einen großen systematischen Fehler auf, der nicht dargestellt ist. Zusätzlich eingezeichnet sind die gemessenen Wirkungsquerschnitte an den vorgestellten Experimenten. Die Fehlerbalken geben den statistischen Fehler an. Bei dem Ergebnis des iThemba LABS ist die Unsicherheit bezüglich der Restgaszusammensetzung zusätzlich berücksichtigt.

genaue Korrelation der Messwerte mit der Ausgangslage nicht möglich, da die exakte Regulierung des Verstärkers zum Zeitpunkt der Datenaufnahme nicht bekannt ist.

Bei den Messungen am iThemba LABS wurde der gleiche Messaufbau wie am JESSICA-Strahlplatz verwendet, die Messungen wurden in Kapitel 6.1.3 vorgestellt. Bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte wurde eine ähnliche Abweichung des Ergebnisses festgestellt. Aus diesem Grund wurde der Aufbau zu einem System mit der vorgestellten RABBIT-Strommesselektronik geändert. Das hier dargestellte Ergebnis basiert auf diesen Messungen.

Eine Unsicherheit bei den Messungen am iThemba LABS besteht in der Restgaszusammensetzung, die nicht durch Messungen bestimmt werden konnte. Deshalb wurde für die Berechnung des Wirkungsquerschnittes auf eine Abschätzung zurückgegriffen. Je nach Dichte der Vakuumanlage können verschiedene Gassorten in das Vakuumsystem eindringen [78]. So kann beispielsweise selbst durch Metaldichtun-

gen Wasserstoff diffundieren, während durch größere Lecks die in der Erdatmosphäre hauptsächlich vorkommenden Gase Stickstoff und Sauerstoff in die Vakuumanlage eindringen. Da der Druck am Messpunkt des iThemba LABS und der des Teststandes nahe beieinander liegen, soll angenommen werden, dass das Restgasspektrum ähnlich ist. Für den Teststand wurden entsprechende Messungen durchgeführt, die einen mittleren Stickstoffanteil von 7 % ergaben. Der eingezeichnete Fehlerbereich setzt sich aus dem statistischen Fehler der Einzelmessungen sowohl des Wirkungsquerschnittes als auch der Vakuummessung zusammen.

6.1.6 Fehlerbetrachtung

In Abbildung 6.13 sind lediglich die statistischen Fehler eingezeichnet. Zusätzlich ist eine Abschätzung der systematischen Fehler notwendig. Deshalb wird im Folgenden eine Abschätzung der Einzelfehler der beteiligten Komponenten einer Messung durchgeführt. Wenn vom Hersteller einer Komponente keine Genauigkeit angegeben wurde, wurden die Fehler mit Hilfe von [80] abgeschätzt.

Bei der Messung von Strahlprofilen mit dem LPM wird das von den Restgasatomen ausgesendete Licht beobachtet, wegen der hohen Wirkungsquerschnitte wird Stickstoff betrachtet. Dieses Licht wird durch Anregung und anschließende Abregung eines Restgasmoleküls erzeugt. Dabei kann zwischen An- und Abregung eine gewisse Zeitspanne vergehen. Sie ist eine Eigenschaft des angeregten Energieniveaus. In dieser Zeit kann das Restgasmolekül eine Strecke zurücklegen, die die Messung verfälscht. Für den Fall von Stickstoff wurde bei den beobachteten Linien die maximale Zeit in [35] mit 60 ns bestimmt. Die thermische Geschwindigkeit eines Gasteilchens kann durch die Beziehung berechnet werden [68]:

$$v_{th} = \sqrt{\frac{3kT}{m}} \quad (6.1)$$

Dabei ist k die Boltzmannkonstante, T die Temperatur und m die Masse des Moleküls. Berechnet man diese Beziehung für Stickstoff bei 20° C, so ergibt sich eine Geschwindigkeit von 510 m/s. Bei einer Lebensdauer von 60 ns legt das Restgasteilchen eine Strecke von 0,03 mm zurück. Als weitere Effekte müssen die durch die Interaktion mit dem Strahlteilchen übertragene kinetische Energie und der Einfluss des elektrischen Feldes des Ionenstrahls auf das Restgasmolekül berücksichtigt werden, da der hauptsächlichste Beitrag des Leuchtens durch N_2^+ erzeugt wird. Beide Punkte können mit Hilfe von Überlegungen in [80] mit dem gleichen Wert wie für die thermische Geschwindigkeit abgeschätzt werden, so dass sich eine maximale Ortsabweichung von 0,1 mm ergibt. Bei kleinen Strahlbreiten, wie sie bei elektronengekühltem Strahl auftreten, ergibt sich der Fehler zu 2 %. Bei dem iThemba LABS wird die absolute Abweichung größer ausfallen, da durch eine höhere Strahlintensität ein größeres elektrisches Feld das Stickstoffmolekül beeinflusst. Allerdings sind auch die Strahlbreiten größer, so dass der relative Fehler ebenfalls mit 2 % abgeschätzt werden kann.

Für andere Szintillationsgase wurde die Strahlaufweitung in [8] bestimmt, mit dem Ergebnis, dass lediglich bei Helium eine messbare Aufweitung des beobachteten Profils erfolgte.

Der gesamte Messfehler des LPMs kann durch folgende Einzelfehler abgeschätzt werden:

Messgenauigkeit RABBIT incl. Kabelverluste:	15 %
PMT Verstärkung:	10 %
PMT Quantum Efficiency & Glastransmission:	30 %
Geometrischer Faktor:	2,5 %
Anzahl Strahlteilchen:	2,5 %
Anzahl Streuzentren:	5 %
Aufweitung Molekülbewegung:	2 %

Daraus ergibt sich ein mittlerer quadratischer Fehler von 36 %. Zusammen mit dem statistischen Fehler bei 2,1 GeV/c, dem größten der Einzelmessungen, von 45 % ergibt sich das Maximum des mittleren quadratischen Fehlers zu 58 %.

6.2 Ionisationsprofilmonitor

Um eine experimentelle Aussage über den in Kapitel 3 berechneten Wirkungsquerschnitt treffen zu können, müsste die Anzahl der eintreffenden Ionen auf der Vorderseite des MCPs mit Hilfe des erfassten Signals zurückgerechnet werden. Eine Berechnung ist jedoch mit dem verwendeten Aufbau schwer möglich. Die auftreffenden Ionen werden durch die MCPs in eine Elektronenwolke umgewandelt, diese am Leuchtschirm in ein Lichtsignal und in der Kamera wieder zurück in ein elektrisches. Die Parameter dieser Umwandlungen sind teilweise nicht dokumentiert. Um jedoch eine Aussage über die Leistungsfähigkeit treffen zu können, wird die Anzahl der Signale abgeschätzt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 6.2 dargestellt. Die Ergebnisse der Tabelle lassen erwarten, dass der IPM eine rund 10^4 größere Signalrate als der LPM besitzt. Durch die Art der Erfassung der Signale über eine Fläche muss eine gewisse Signalrate pro Fläche erzeugt werden, um ein genügend großes Signal-

	LPM		IPM	
	0,275	3	0,275	3
Impuls [GeV/c]	0,275	3	0,275	3
Umlauffrq. [Hz]	$4,58 \cdot 10^5$	$1,56 \cdot 10^6$	$4,58 \cdot 10^5$	$1,56 \cdot 10^6$
σ [cm ²]	$1,708 \cdot 10^{-19}$	$2,346 \cdot 10^{-20}$	$7,896 \cdot 10^{-19}$	$9,163 \cdot 10^{-20}$
Streuzentren	$2,26 \cdot 10^7$		$1,33 \cdot 10^8$	
Anz. Reakt. [sec ⁻¹]	$1,84 \cdot 10^4$	$8,27 \cdot 10^3$	$4,8 \cdot 10^5$	$1,9 \cdot 10^5$
Geom. Faktor	$1,41 \cdot 10^{-3}$		1	
Sign. Detektor [sec ⁻¹]	26	12	$4,8 \cdot 10^5$	$1,9 \cdot 10^5$
Sign. Elekt. [sec ⁻¹]	5,2	2,4	$7,2 \cdot 10^4$	$2,85 \cdot 10^4$

Tabelle 6.2: Berechnung verschiedener Größen für den IPM am COSY-Synchrotron, mit den Daten des LPMs aus Kapitel 6.1.4 als Referenz. Die Teilchenimpulse wurden für minimalen und maximalen Wirkungsquerschnitt gewählt.

Rausch-Verhältnis zu erhalten. Aus diesem Grund ist der Unterschied der Signalrate geringer.

6.2.1 Überprüfung der Abbildungsparameter

Die Messungen mit der in Kapitel 5.3.3 vorgestellten angepassten Datenerfassung gestalteten sich problemlos und verschiedene Parameter des Monitors konnten überprüft werden. Die überprüften Punkte sind, wie in Kapitel 5.3.2 dargelegt:

1. Linearität des elektrischen Feldes.
2. MCP- und Leuchtschirmnichtlinearitäten.
3. Optische Abbildung und Kameraeffekte.
4. Transversaler Impuls der Restgasionen.
5. Transversaler Impuls der am MCP erzeugten Elektronenwolke.

Die Punkte 1 und 2 wurden bereits in der Konstruktion berücksichtigt und die Auswirkungen werden durch die vorgestellten Normierungsfunktionen minimiert. Punkt 3 wurde bisher nicht systematisch untersucht, es wird aber davon ausgegangen, dass diese Effekte nur kleine Fehler verursachen. Die Fehler, die durch die transversalen Impulse der Punkte 4 und 5 verursacht werden, können durch die im Folgenden vorgestellten Messungen abgeschätzt werden.

6.2.2 Transversale Strahlbreite

Durch die Ionisation und das elektrische Potential des Ionenstrahls kann das Restgasion einen transversalen Impuls bzw. eine transversale kinetische Energie erhalten. Transversal bedeutet in diesem Zusammenhang senkrecht zu der Ebene, die durch den Ionenstrahl und die Richtung des elektrischen Feldes des Restgasmonitors aufgespannt wird. Um von der Abbildung auf dem Leuchtschirm des IPMs auf die tatsächliche Strahlbreite schließen zu können, muss die Aufweitung durch diese transversale kinetische Energie bekannt sein. Dann kann sie aus den erhaltenen Ergebnissen herausgerechnet werden. Der Einfluss der transversalen kinetischen Energie der Ionen lässt sich mit folgendem Zusammenhang beschreiben [98]:

$$B_m = B_0 + 4 \cdot \sqrt{\frac{d \cdot E_x}{V_{ext} \cdot q}} \quad (6.2)$$

Dabei ist B_m die gemessene Strahlbreite, B_0 die tatsächliche Strahlbreite, d der Abstand des Ionenstrahls vom Detektor, E_x die transversale Energie der Ionen, V_{ext} die Beschleunigungsspannung und q die Ladung der Ionen. Die tatsächliche Strahlbreite kann bestimmt werden, wenn das Verhalten der gemessenen Strahlbreite bei steigender Beschleunigungsspannung betrachtet wird. In Abbildung 6.14 sind Messungen der Strahlbreite bei veränderten Beschleunigungsspannungen und unter verschiedenen Betriebsbedingungen des Synchrotrons gezeigt. In Abbildung 6.15 sind dieselben Messpunkte gegen $\sqrt{1/V_{ext}}$ aufgetragen. Aus dieser Darstellung kann die tatsächliche Strahlbreite bestimmt werden, wenn die Spannung gegen unendlich extrapoliert wird.

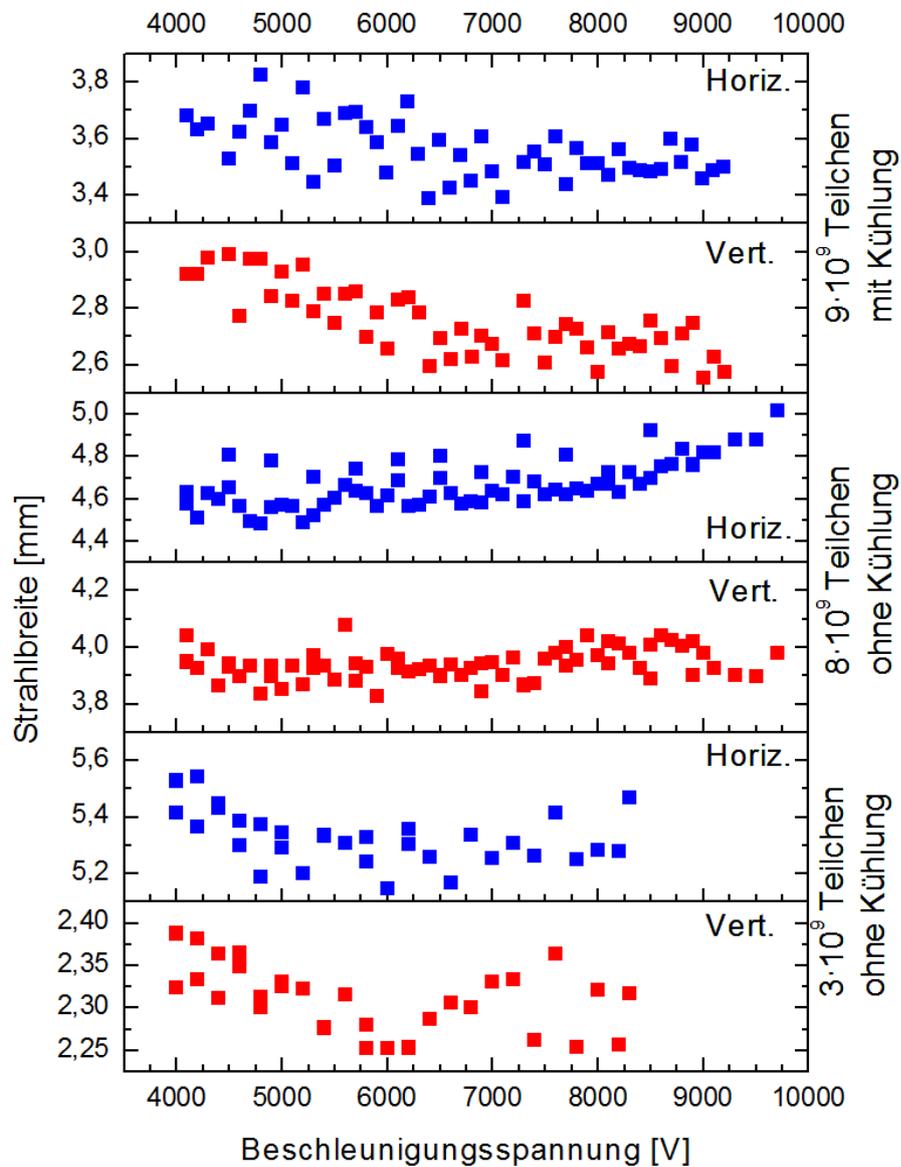


Abbildung 6.14: Übersicht über die Strahlbreite in Abhängigkeit von der Beschleunigungsspannung der Restgasionen. Dargestellt sind die horizontalen und vertikalen Breiten bei unterschiedlicher Anzahl gespeicherter Teilchen.

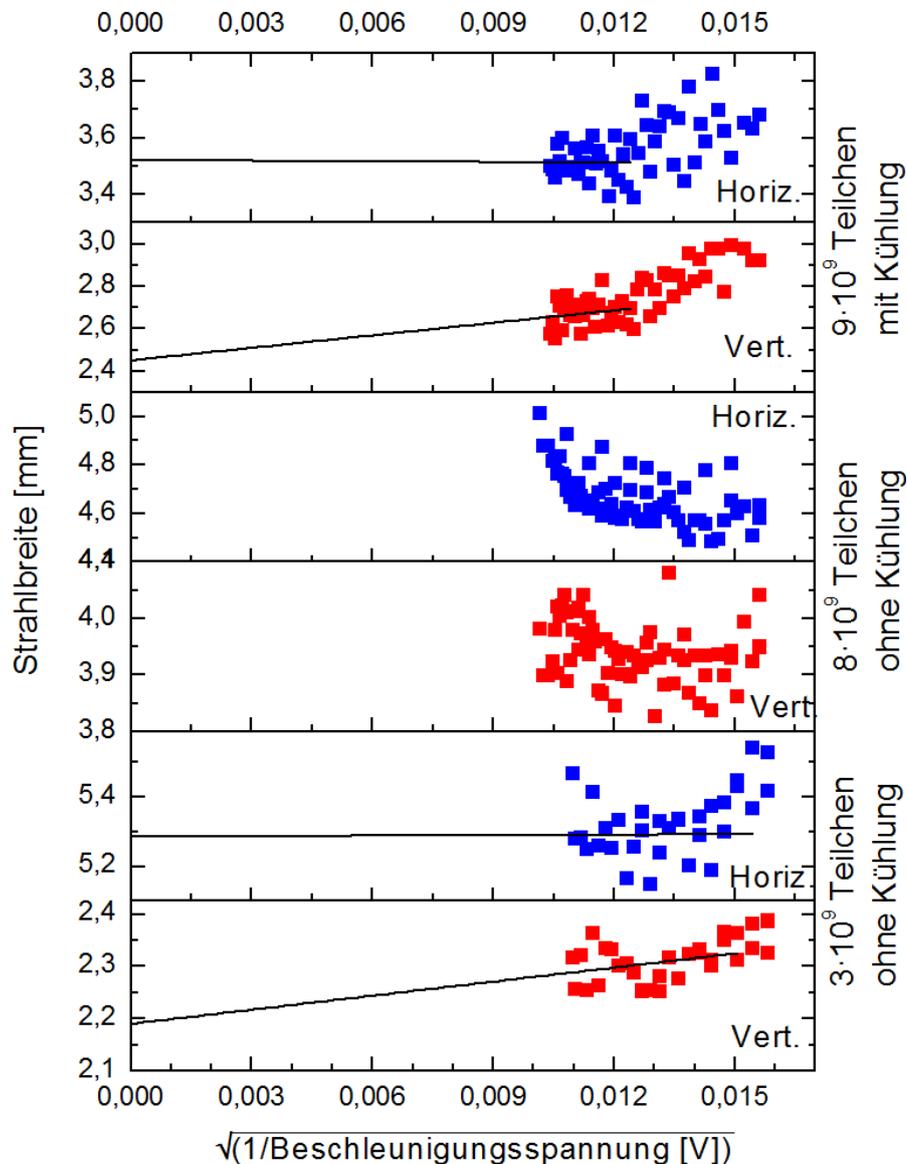


Abbildung 6.15: Extrapolation der Strahlbreite auf eine unendliche Beschleunigungsspannung zur Bestimmung der ursprünglichen Breite. Die Daten sind identisch mit den Daten in Abbildung 6.14. Bei Überschreiten einer gewissen Spannung stellt sich ein linearer Zusammenhang ein, der für beide Strahlebenen unterschiedlich ist. Bei den beiden mittleren Graphen wird die Extrapolation durch Störstellen des Leuchtschirms verfälscht, so dass die Strahlbreiten zu höheren Spannungen hin stark ansteigen scheinen. Aus diesem Grund wurde keine Extrapolation durchgeführt.

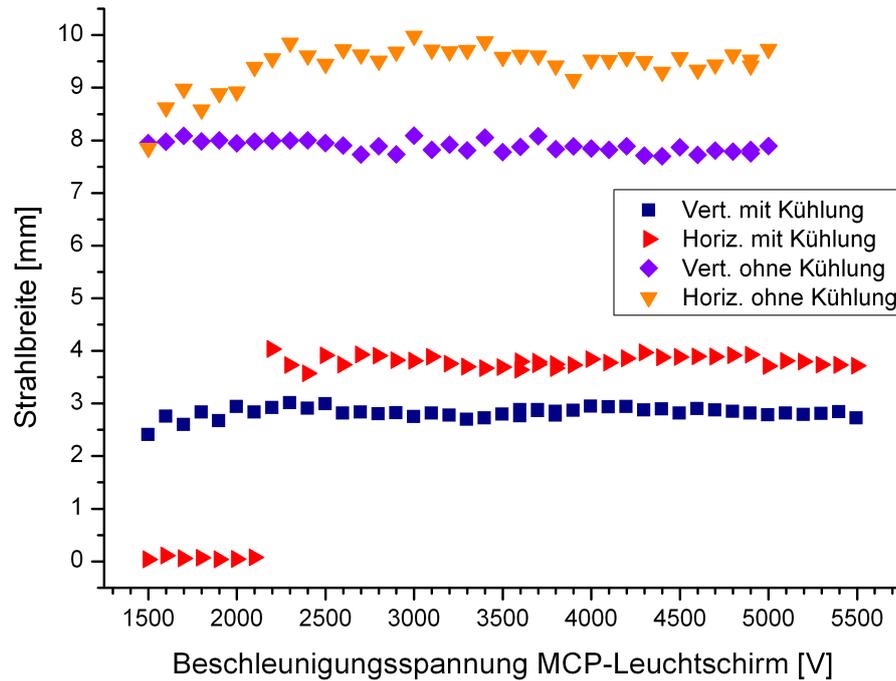


Abbildung 6.16: Darstellung der Strahlbreiten in Abhängigkeit von der Beschleunigungsspannung zwischen MCP und Leuchtschirm des IPMs. Nachdem eine gewisse Mindestspannung bei etwa 2200 V überschritten ist, können die gemessenen Strahlbreiten als konstant angesehen werden.

Dies ist der Fall, wenn $\sqrt{1/V_{ext}} = 0$ gesetzt wird. Wie in Abbildung 6.15 ersichtlich, ist bei den beiden Messungen in der Bildmitte keine Extrapolation vorgenommen. In diesen Fällen kann in Abbildung 6.14 bemerkt werden, dass die Strahlbreiten mit zunehmender Beschleunigungsspannung größer werden. Dieser Effekt tritt auf dem horizontalen Profilmonitor stärker auf als auf dem vertikalen. Auf beiden Monitoren befinden sich auf dem Leuchtschirm einige Störstellen, die gegenüber dem restlichen Leuchtschirm abweichende Leuchteigenschaften besitzen. Sie zeichnen sich dadurch aus, dass die Störstellen schneller leuchten, dann aber ihre Leuchtkraft nicht mehr steigern. Da sich die Störstellen bei den in der Mitte dargestellten Experimenten im Einflussbereich der Ionenabbildung befanden, ist es wahrscheinlich, dass sie für das Ansteigen verantwortlich sind. Weil der Ionenstrahl bei Veränderung der Strahlparameter auch an einer anderen Position zum Liegen kommt, trat dieser Effekt bei anderen Messreihen nicht auf. Vergleicht man die gemessenen Profile mit denen, bei denen die transversale Geschwindigkeit korrigiert ist, so stellt sich die Verbreiterung des Profils als ein Fehler $< 5\%$ dar, der außerdem in der vertikalen Ebene stärker auftritt als in der horizontalen.

Neben den Ionen können auch die Elektronen, die die Profilinformaton zwischen dem Ausgang des MCPs und dem Leuchtschirm transportieren, eine transversale Geschwindigkeitskomponente besitzen. Um diese zu überprüfen, wird analog zu dem

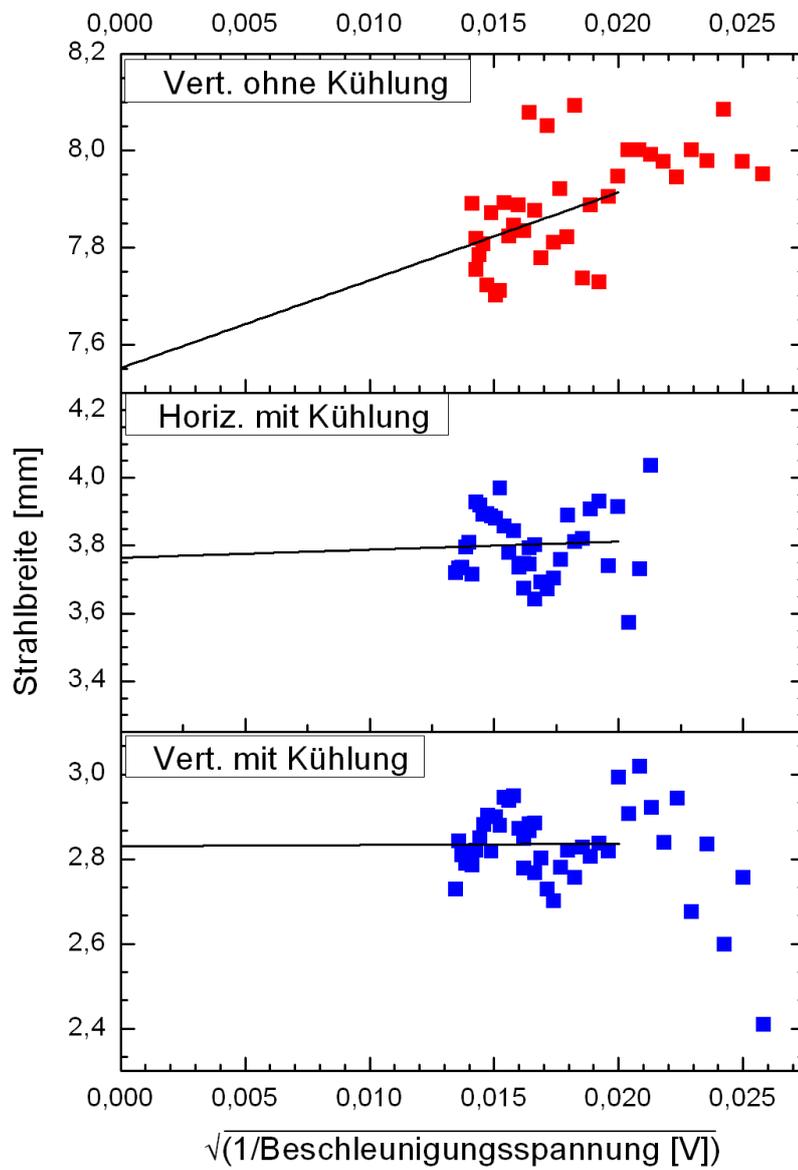


Abbildung 6.17: Extrapolation der Strahlbreite auf eine unendliche Beschleunigungsspannung zwischen MCP und Leuchtschirm des IPMs zur Bestimmung der ursprünglichen Breite. Die Strahlbreite wird auch in ungünstigen Fällen nur um 3 % aufgeweitet.

vorherigen Experiment die Spannung zwischen MCP und Leuchtschirm verändert. Das Ergebnis dieser Messungen ist in Abbildung 6.16 dargestellt. Wie in der Abbildung zu erkennen ist, erfolgt bei Unterschreiten einer Spannung von 2200 V ein sprunghafter Abfall der angezeigten Breite. Dieser geht auf eine zu geringe Leuchtstärke am Leuchtschirm zurück, die eine Bestimmung der Breite verhindert. Deshalb sollte die Spannung stets über diesem Wert betrieben werden. Typischerweise lag die eingestellte Spannung bei 3600 V. Auch für diese Messung wurde versucht, die ursprüngliche Strahlbreite durch Extrapolation auf eine unendliche Beschleunigungsspannung zu ermitteln. Dies ist in Abbildung 6.17 gezeigt. Leider verhinderten die bereits erwähnten Störstellen auf dem Leuchtschirm der horizontalen Ebene eine aussagekräftige Messung in einem Fall. Deswegen sind in der Abbildung die Ergebnisse für den vertikalen Leuchtschirm für zwei Messreihen, für den horizontalen Leuchtschirm nur für eine Messreihe dargestellt. Als Ergebnis lässt sich festhalten, dass auch hier der Fehler des angezeigten Wertes im Vergleich zu dem tatsächlichen Wert $< 3\%$ ist, wenn die Spannung über 2200 V gewählt wird.

6.2.3 Messungen mit dem Ionisationsprofilmonitor

Beispielhaft sollen Messungen mit dem IPM präsentiert werden [13]. Abbildung 6.18 zeigt einen Maschinenzklus mit aktivierter Elektronenkühlung. Die Strahlbreite ist im zeitlichen Verlauf dargestellt, die Intensität wird durch einen Farbwert repräsentiert. Zur Verdeutlichung der Strahlprofile sind einige aus dem Verlauf entnommene Einzelprofile in Abbildung 6.19 gezeigt. Die Breite des Ionenstrahls verringert sich stetig, bis ein Gleichgewichtswert erreicht wird.

In Abbildung 6.20 ist der zeitliche Verlauf des Strahlprofils während eines Beschleunigungsvorganges dargestellt. Auch hier sind einige aus dem Verlauf entnommene Strahlprofile zur Verdeutlichung in Abbildung 6.21 gezeigt. Dabei ist zu erkennen, dass der Ionenstrahl während der Beschleunigung mehrmals seine Position verändert.

Es wurden weitere Experimente durchgeführt, um die maximale Empfindlichkeit des IPMs zu bestimmen. Dazu wurde der Strahlstrom im COSY-Synchrotron stetig verringert. Der Restgasdruck betrug $5 \cdot 10^{-9}$ mbar. Dabei konnte bei Injektionsimpuls von 275 MeV/c und einem Strahlstrom von $3 \mu\text{A}$, was einer gespeicherten Teilchenzahl von $4 \cdot 10^7$ entspricht, noch ein Strahlprofil gemessen werden. Dazu wurden alle Spannungen mit sinkendem Strahlstrom stetig so erhöht, dass die gemessene Amplitude des Profils auf dem Leuchtschirm konstant blieb. Bei dem Versuch, Profile bei noch geringeren Strahlintensitäten zu messen, traten bei der notwendigen weiteren Erhöhung der Spannungen Überschlüsse an den MCPs auf. Deshalb wurde die Versuchsreihe an diesem Punkt abgebrochen.

6.2.4 Vergleichsmessungen beider Profilmonitore

Es wurden Vergleichsmessungen mit beiden Profilmonitoren durchgeführt, um zu überprüfen, ob die Messungen zu den gleichen Ergebnissen führen. Dazu wurde die Strahlbreite gleichzeitig mit IPM und LPM gemessen. Beim direkten Vergleich ergibt

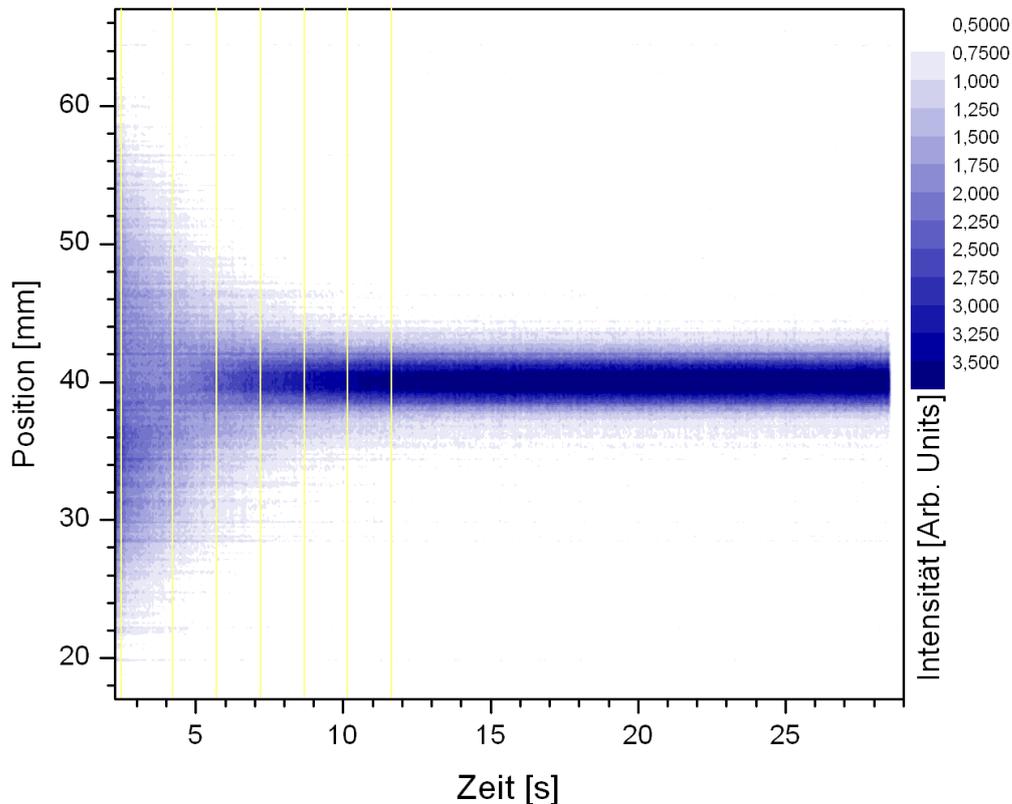


Abbildung 6.18: Darstellung der horizontalen Strahlbreite bei Elektronenkühlung in Abhängigkeit von der Zeit, gemessen mit dem IPM. Die Strahlintensität ist durch die Farbintensität dargestellt. Die Strahlbreite wird bei fortschreitender Kühlung geringer, bis ein Gleichgewichtszustand erreicht ist. Die senkrechten Linien verdeutlichen die Positionen der Einzelprofile, die in Abbildung 6.19 dargestellt sind.

sich jedoch die Schwierigkeit, dass die Monitore an unterschiedlichen Positionen im COSY-Synchrotron installiert sind. Ein Vergleich der Strahlbreiten ist deshalb nur nach folgender Überlegung möglich:

Die Strahlbreite in dem Synchrotron ist mit der so genannten Betafunktion verknüpft. Diese hängt wiederum von der verwendeten Strahloptik ab, z. B. von der Einstellung der verwendeten Magnete. Da die Einstellungen dieser Komponenten bei verschiedenen Strahlenergien unterschiedlich sind, hängt die Betafunktion von der konkreten Einstellung ab und kann nicht allgemein dargestellt werden. Mit Hilfe eines Simulationsprogramms, das die verwendeten Parameter der Strahloptik aus den Einstellungen des Kontrollsystems übernimmt, ist eine Berechnung der Betafunktion in Abhängigkeit von der Position möglich.

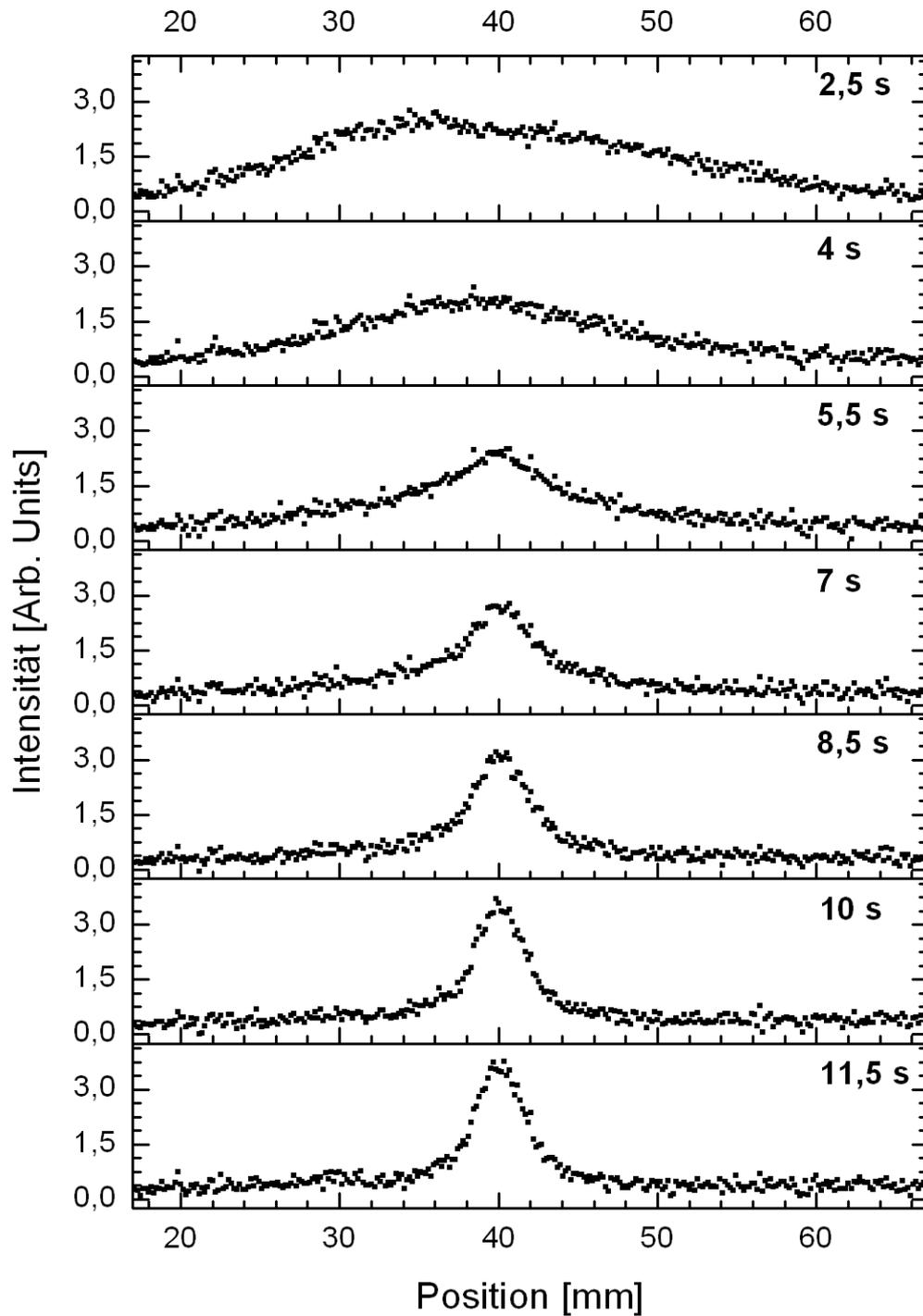


Abbildung 6.19: Darstellung von Einzelprofilen, dem zeitlichen Verlauf der Strahlbreite bei Elektronenkühlung in Abbildung 6.18 entnommen. Bei fortschreitender Kühlung wird die Strahlbreite geringer.

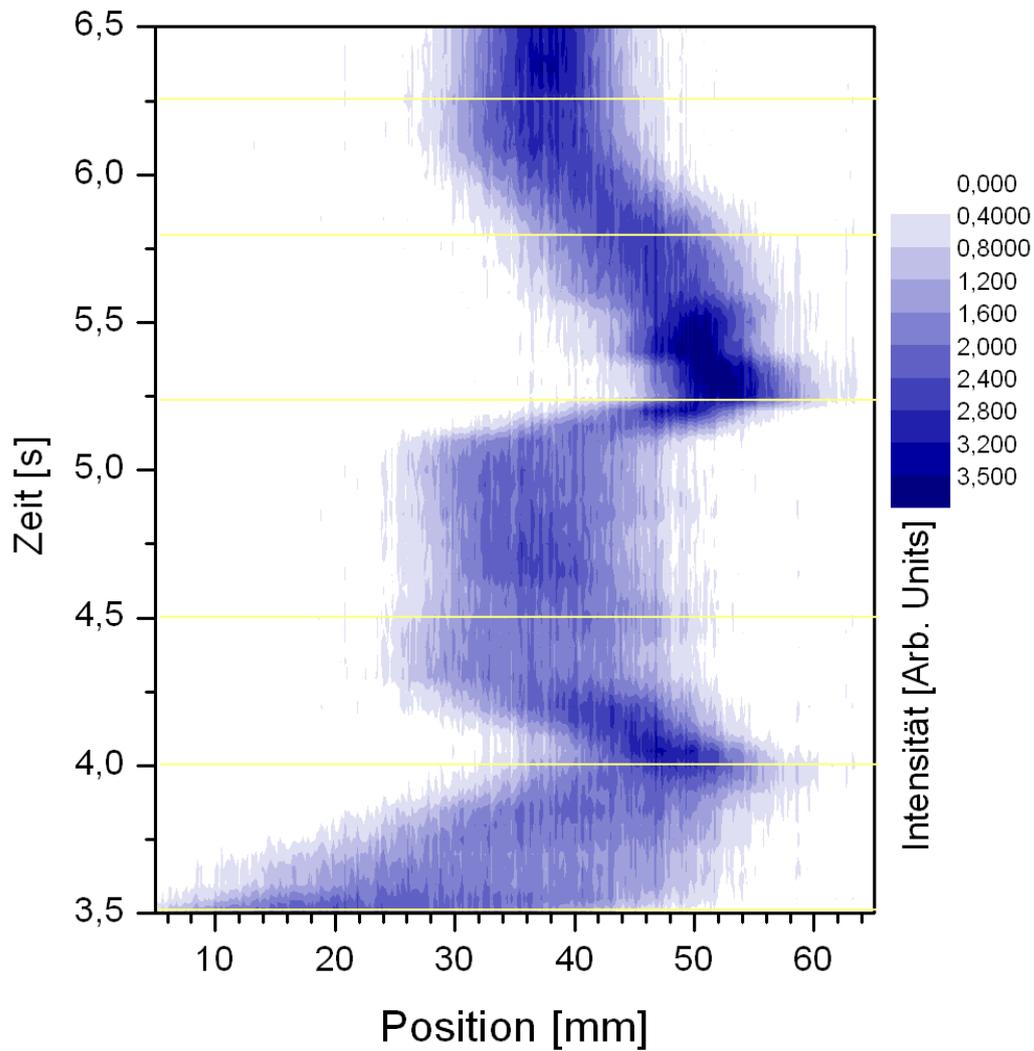


Abbildung 6.20: Darstellung des Strahlprofils während der Beschleunigung, gemessen mit dem IPM. Die Strahlintensität ist durch die Farbintensität dargestellt. Zu erkennen ist, dass der Ionenstrahl während der Beschleunigung mehrmals seine Position verändert. Die waagerechten Linien verdeutlichen die Positionen von Einzelprofilen, die in Abbildung 6.21 dargestellt sind.

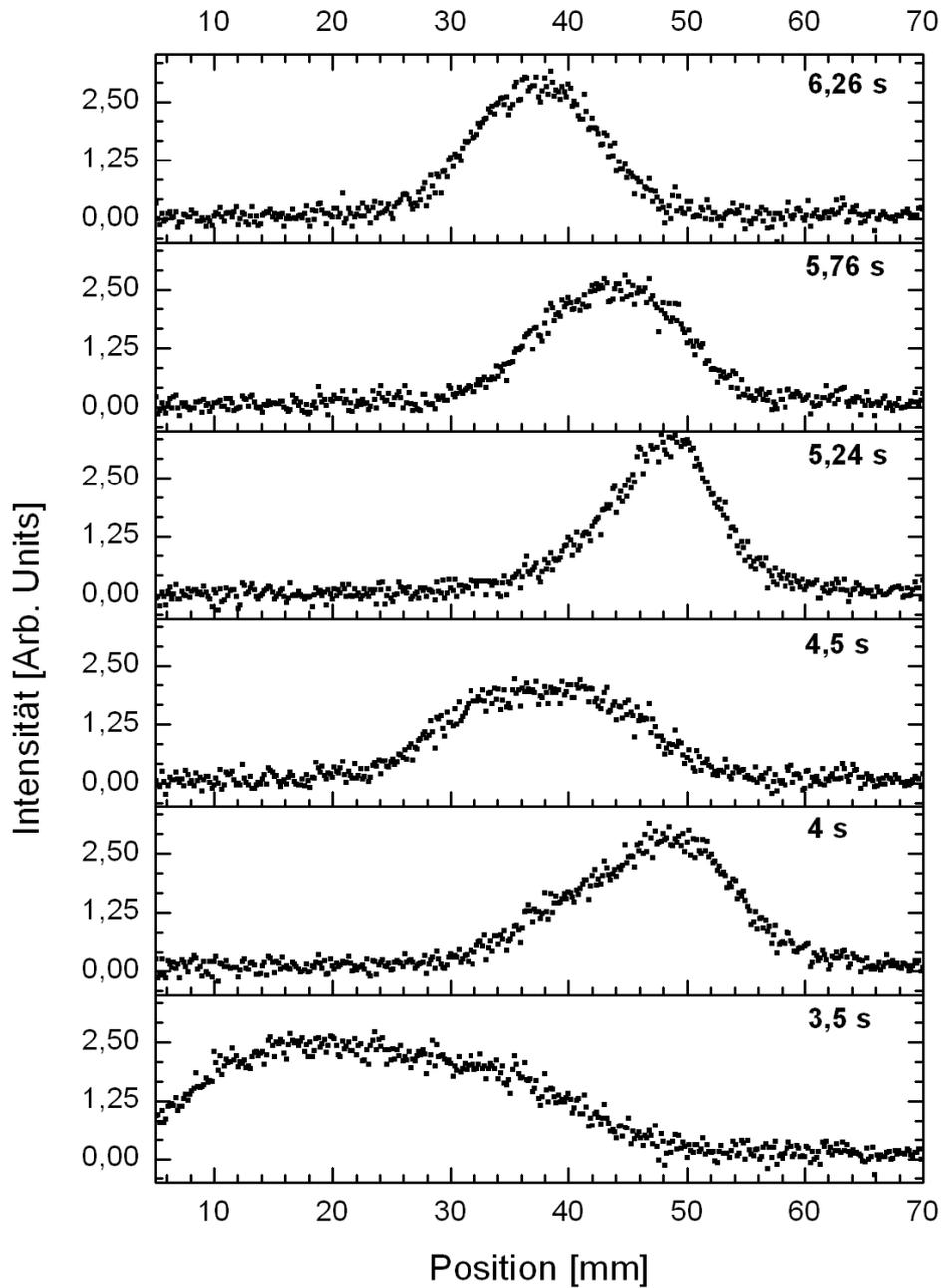


Abbildung 6.21: Darstellung von Einzelprofilen, dem zeitlichen Verlauf der Strahlposition bei der Beschleunigung in Abbildung 6.20 entnommen. Lage und Breite des Ionenstrahls ändern sich mehrmals während des Beschleunigungsvorganges. Zu beachten ist, dass die Zeitachse von unten nach oben verläuft.

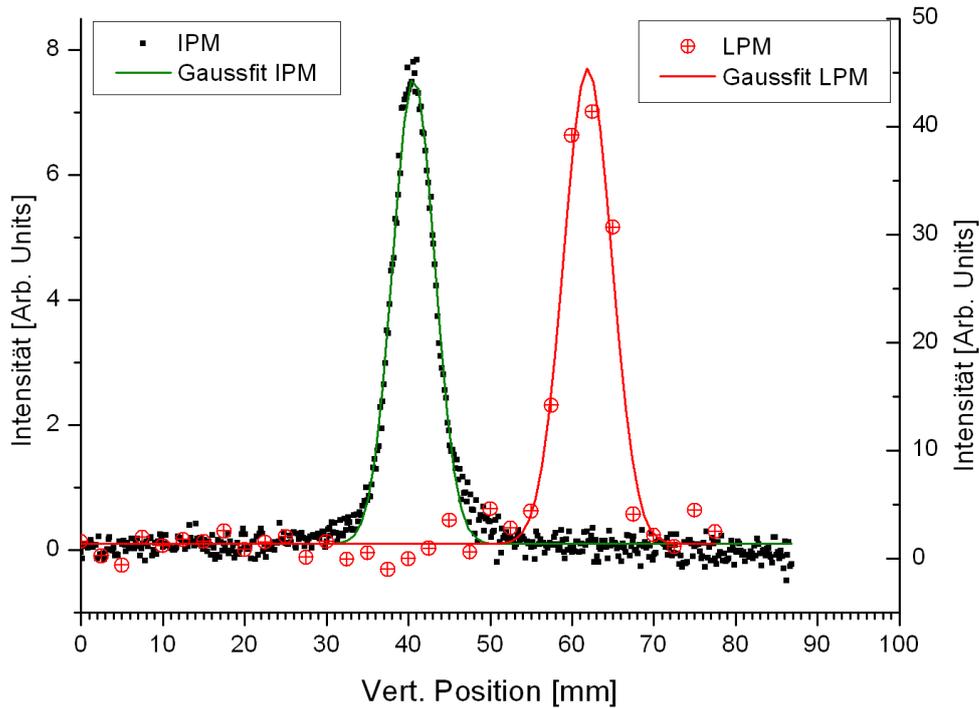


Abbildung 6.22: Darstellung gleichzeitig aufgenommener Strahlprofile beider Profilmontore. Die Mittenpositionen beider Monitore sind nicht aufeinander abgeglichen. Mit Hilfe der Betafunktion kann man von der Strahlbreite an der Position des einen Profilmontors Rückschlüsse auf die zu erwartende Breite an der Position des anderen Monitors ziehen. Bei der gezeigten Messung wurde berechnet, dass die Strahlbreite am LPM um den Faktor 1,2 breiter ist als am IPM, der experimentell bestimmte Wert lag bei 1,3.

Der Zusammenhang der Strahlbreite (σ), der Betafunktion (β) und der Emittanz (ε) ist gegeben durch [96]:

$$\varepsilon = \frac{\sigma^2(s)}{\beta(s)} \quad (6.3)$$

Bei der Emittanz handelt es sich um eine Erhaltungsgröße. Deshalb kann Formel 6.3 umgeformt werden zu:

$$\frac{\sigma^2(s_1)}{\beta(s_1)} = \frac{\sigma^2(s_2)}{\beta(s_2)} \Rightarrow \sigma(s_1) = \sqrt{\frac{\beta(s_1)}{\beta(s_2)}} \cdot \sigma(s_2) \quad (6.4)$$

In Abbildung 6.22 ist eine beispielhafte Messung beider Profilmontore gezeigt. Die zugehörigen Betafunktionen sind mit Hilfe des Simulationsprogramms zu 12,3 m am Ort des LPMs und zu 8,58 m am Ort des IPMs bestimmt. Daraus ergibt sich nach Formel 6.4 ein Faktor 1,2, um den die Strahlbreite am LPM größer bestimmt werden müsste als am IPM.

Experimentell wurden die Profile gemessen und die Strahlbreite erneut mit Hilfe der PC-Software Origin [69] bestimmt. Dies ergab einen Wert für σ von $(6,4 \pm 0,3)$ mm am LPM und $(5,16 \pm 0,04)$ mm am IPM. Bei den Messungen des LPMs ist die Verbreiterung der Ionenstrahlabbildung zu berücksichtigen, die in Kapitel 6.2.1 bestimmt ist. Dies verkleinert den tatsächlichen Messwert des IPMs. Es soll eine Verbreiterung von 5 % angenommen werden, da der IPM bei vergleichsweise hohen Spannungen betrieben wurde. Diese Verbreiterung berücksichtigt, ergibt sich das tatsächliche σ zu 4,9 mm.

Vergleicht man die gemessenen σ beider Monitore miteinander, so ergibt sich ein Faktor für die Strahlbreiten von 1,3. Die Abweichung des Verbreiterungsfaktors zwischen dem erwarteten Wert von 1,2 und dem gemessenen Wert von 1,3 liegt bei 8 % und somit im Bereich der zu erwartenden Fehlergrenzen.

6.2.5 Fehlerbetrachtung

Aus den Messungen für die Aufweitung des Ionenstrahls bei der Abbildung lässt sich ein maximaler Fehler von 8 % abschätzen. Die gemessene Nichtlinearität des Aufbaus aus MCP/Leuchtschirm/Kamera betrug bei den durchgeführten Korrekturmessungen maximal 15 %. Da Herstellerangaben zu den Variationen bei allen diesen Bauteilen fehlen, soll dieser Wert als Fehler angenommen werden. Daraus ergibt sich ein mittlerer quadratischer Fehler von 17 % für den Aufbau des IPMs.

7 Zusammenfassung & Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die nicht-strahlstörende Bestimmung von Profilen an mittlereenergetischen Hadronenstrahlen durch Ausnutzen der Ionenstrahl-Restgas-Wechselwirkung untersucht. Zur Vermessung der Profile von Protonenstrahlen wurde sowohl die Lumineszenz als auch die Ionisation des Restgases als Grundlage verwendet. Dabei wurden Messungen unter unterschiedlichen Bedingungen am Cooler Synchrotron (COSY) des Forschungszentrums Jülich, dem Vorabexperiment der European Spallation Source [36] JESSICA an einem externen Strahlplatz von COSY sowie an der SPC 1-Zyklotron-Transferbeamline des iThemba LABS durchgeführt. Die untersuchten Protonenstrahlen deckten dabei einen Impulsbereich von 77 MeV/c bis 2,1 GeV/c ab. Die zeitliche Struktur der untersuchten Ionenstrahlen reichte von kurzen Strahlpulsen von 100 ns bis zu DC-Strahlen.

Die Bestimmung von Strahlprofilen mittels Restgaslumineszenz und eines neuartigen Linear Array Multianode Photomultipliers konnte erfolgreich an den verschiedenen Beschleunigeranlagen durchgeführt werden. Dabei zeigten die Messungen mit diesem Lumineszenzprofilmonitor (LPM) gute Übereinstimmungen mit den Ergebnissen herkömmlicher, strahlstörender Messeinrichtungen. Bei den Experimenten konnten zudem die von Plum et al. [80] vorgestellten Wirkungsquerschnitte für die Lumineszenz von Stickstoff im sichtbaren Spektrum bestätigt und zu geringeren Strahlenergien hin erweitert werden (vgl. Abbildung 6.13).

Bei den Experimenten am JESSICA-Strahlplatz konnte gezeigt werden, dass sich die vorgestellte Methode auch für Experimente eignet, die mit kurzzeitigen und hochintensiven Ionenstrahlen arbeiten, die klassische Messeinrichtungen beschädigen können. Ebenfalls erwies sich der vorgestellte Profilmonitor als robust gegenüber hoher Sekundärteilchenerzeugung (JESSICA) oder ionisierender Strahlung (iThemba LABS). Bei den Messungen am COSY (Kapitel 6.1.4) zeigte sich, dass die Reaktionsrate für Messungen einen gewissen kritischen Wert übersteigen muss, der von der Anzahl und dem Impuls der Strahlteilchen sowie dem Druck und der Zusammensetzung des Restgases abhängig ist. Dieser Wert wurde bei den Experimenten um etwa eine Größenordnung unterschritten, was eine Messung mit langen Integrationszeiten oder gezielter, lokaler Erhöhung des Vakuums notwendig machte.

Um dennoch nicht-strahlstörend Strahlprofile am COSY bestimmen zu können, wurde auf ein System auf Grundlage der Restgasionisation zurückgegriffen, das in Zusammenarbeit mit der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) entwickelt wurde. Dabei erwies sich die Signalrate dieses Ionisationsprofilmonitors (IPM) auch bei geringen Strahlintensitäten als ausreichend zur Bestimmung der Strahlprofile. Daraufhin wurden verschiedene Parameter der Strahlabbildung überprüft und es konnte gezeigt werden, dass der Abbildungsfehler des Profilmonitors gering ist (Kapitel 6.2).

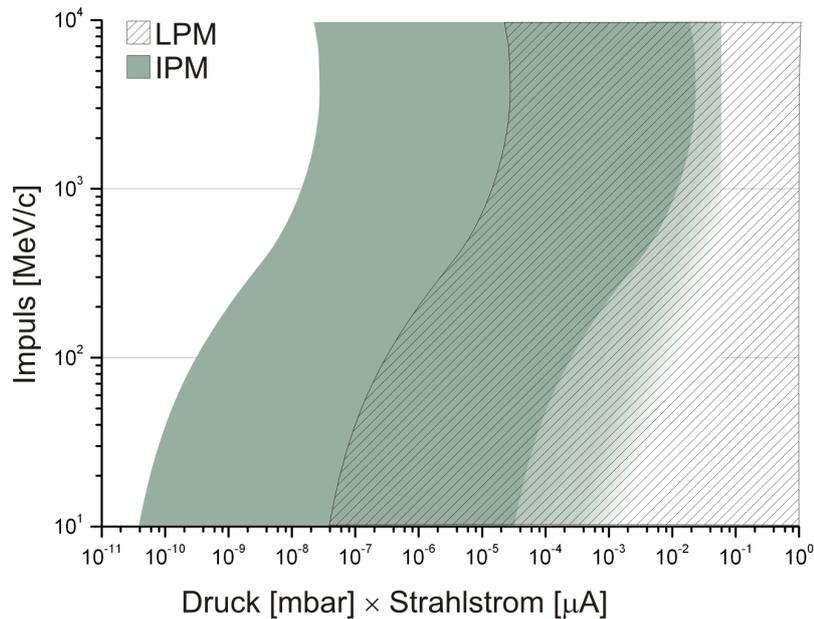


Abbildung 7.1: Schematische Darstellung der Anwendungsbereiche des Lumineszenzprofilmonitors (LPM) und des Ionisationsprofilmonitors (IPM). Der Anwendungsbereich des Ionisationsprofilmonitors ist durch einen notwendigen Mindestdruck begrenzt, nicht durch einen maximalen Strahlstrom. Deshalb ist die rechte Grenze als Richtwert zu verstehen.

Mit beiden Systemen kann zuverlässig das Strahlprofil gemessen werden. Dabei ist die Auswahl des idealen Systems vom Einsatzbereich abhängig. Einige Parameter für die Auswahl sind in Abbildung 7.1 skizziert. Obwohl der LPM im Vergleich zu dem IPM eine um den Faktor 1000 geringere Signalrate aufweist, ist mit ihm eine sehr schnelle Messung möglich. Er kann durch seinen einfachen und kostengünstigen Aufbau schnell angebracht und flexibel eingesetzt werden. Demgegenüber kann der IPM bei geringeren Vakuumdrücken oder Strahlintensitäten eingesetzt werden. Der Nachteil ist dabei die längere Messverzögerung und der komplizierte mechanische Aufbau, der größtenteils innerhalb des Vakuumsystems liegt. Dies macht die Konstruktion und die Wartung aufwändig. Zudem sind die zur Detektion notwendigen MCPs kostspielig und haben eine geringe Lebensdauer.

Mit dem Ionisationsprofilmonitor wurde ein funktionierendes, einsatzfähiges System präsentiert, das sich bereits kurz nach seiner Inbetriebnahme als wichtiges Instrument der Strahlprofilmessung am COSY-Synchrotron etablierte. Lediglich bei der Benutzerinteraktion besteht noch Raum für Verbesserungen.

Der Lumineszenzprofilmonitor weist, neben der Benutzerinteraktion, auch bezüglich des Aufbaus noch Verbesserungspotenzial auf. An dem iThemba LABS, wo er mittlerweile im Regelbetrieb ist, wurde aufgrund der großen Lichtausbeute das Problem der geringen Schärfentiefe durch eine Verkleinerung der Blendenöffnung gelöst. Bei

Experimenten mit geringerer Lichtausbeute, bei der die Installation einer Blende nicht in Betracht kommt, könnte man sich ein selbstregelndes System vorstellen: Unter der Voraussetzung, dass Systeme für beide Strahlebenen verwendet werden, kann mit der Ortsinformation der einen Ebene die Schärfenebene für die andere Strahlebene bestimmt und das optische System entsprechend nachgeregelt werden.

Um die Empfindlichkeit des LPMs weiter zu erhöhen, kann auf Photomultiplier mit verbesserten Photokathoden zurückgegriffen werden, die seit kurzem erhältlich sind. Diese versprechen eine doppelte Nachweisempfindlichkeit für Photonen. Mittelfristig könnte die Verwendung von Avalanche-Photodioden interessant werden, die bei vergleichbarer Nachweisempfindlichkeit eine feinere Ortsauflösung und einfachere Handhabung versprechen.

Literaturverzeichnis

- [1] **Acton Research Corporation**, Acton, MA, 01720, USA,
SpectraPro Series Product Catalog, SPCAT.10.96.V1, 1996
- [2] **Allied Vision Technologies GmbH**, D-07646 Stadtroda,
MARLIN Technical Manual V2.4.0, 2008,
[http://www.alliedvisiontec.com/fileadmin/content/PDF/Products/
Technical_Manual/Marlin/Marlin_TechMan_V2.4.0_en.pdf](http://www.alliedvisiontec.com/fileadmin/content/PDF/Products/Technical_Manual/Marlin/Marlin_TechMan_V2.4.0_en.pdf)
- [3] **Analog Devices**, Norwood, MA 02062, USA,
AD977: 16-Bit, 100 kSPS/200 kSPS BiCMOS A/D Converter, Data Sheet Rev.
D, 10/2000
- [4] **Andersen, H.** and Ziegler J.,
Hydrogen: Stopping Powers and Ranges in All Elements, Vol. 3, Pergamon
Press, 1977
- [5] **Balalykin, N. I.** et al.,
*Development of beam position and profile monitor based on light radiation of
atoms excited by beam particles*, XIX Russian Particle Accelerator Conference
2004, Dubna, Russia
- [6] **Bank, A.**,
Profilmessung durch Restgasleuchten am GSI-Unilac-Ionenstrahl, Diplomarbeit,
Fachhochschule Wiesbaden, 2001
- [7] **Becker, F.** et al.,
*Beam Induced Fluorescence Monitor & Imaging Spectrography of Different
Working Gases*, TUPCH010, Proceedings of EPAC 2006, Edinburgh, Scotland
- [8] **Becker, F.**,
Zerstörungsfreie Profilmessung intensiver Schwerionenstrahlen, Dissertation,
Technische Universität Darmstadt, 2010
- [9] **Bock, R. K.**,
The Particle Detector BriefBook, Springer Verlag, 1998,
Internet version: <http://rkb.home.cern.ch/rkb/titleD.html>
- [10] **Böhme, C.** et al.,
Beam profile measurements by light radiation of excited gas atoms, 26. Arbeits-
bericht der Arbeitsgruppe Energiereiche Atomare Stöße, edited by J. M. Rost
and J. Ullrich, MPI für Physik komplexer Systeme, Dresden, 2005
- [11] **Böhme, C.** et al.,
Beam Instrumentation Test Facility, IKP Annual Report 2009, Forschungszent-
rum Jülich

- [12] **Böhme, C.** et al.,
Beam Profile Monitoring at COSY via Light Emitted by Residual Gas, TUPB10, Proceedings of DIPAC 2009, Basel, Switzerland
- [13] **Böhme, C.** et al.,
Beam Test of the FAIR IPM Prototype in COSY, TUPB12, Proceedings of DIPAC 2009, Basel, Switzerland
- [14] **Böhme, C.** et al.,
Results of Electron Cooling Beam Studies at COSY, Proceedings of RuPAC 2010
- [15] **Bond, C. D.** and Gordon, S. E.,
A Wide Aperture High Gain Beam Profile Scanner, Nucl. Instrum. Methods **98** (1972), 513
- [16] **Bosser, J.** et al.,
LHC Beam Instrumentation Conceptual Design Report, LHC-Project-Report-370, CERN, 2000
- [17] **Botha, A. H.** et al.,
A New Multidisciplinary Separated-Sector Cyclotron Facility, Proceedings of PAC 1977, Chicago, USA
- [18] **Botha, A. H.**,
iThemba LABS, private Mitteilung
- [19] **Brovko, O. I.** et al.,
Non Disturbing Beam Profile-Position Monitor, Proceedings of the 6th International Workshop „Relativistic Nuclear Physics: From Hundreds of MeV to TeV“, Varna, Bulgaria, 2001
- [20] **Burr-Brown Corporation**, a subsidiary of Texas Instruments, Dallas, TX 75266, USA,
ACF2101 Datasheet, PDS-1078D, 1994
- [21] **CAEN S.p.A.** 55049 Viareggio, Italy,
A 1526, 6 Channel HV Board Manual Rev. 3, 2004
- [22] **CAEN S.p.A.** 55049 Viareggio, Italy,
SY2527 - SY2527LC, Universal Multichannel Power Supply System User's Manual Rev. 13, 2009
- [23] **CAEN S.p.A.** 55049 Viareggio, Italy,
A 1732 - A 1832, High Voltage Boards Manual Rev. 7, 2010
- [24] **Chamberlin, D. D.** et al.,
Noninterceptive Transverse Beam Diagnostics, IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. NS-28, No. 3 (1981), 2347
- [25] **Charpak, G.** et al.,
The Use of Multiwire Proportional Counters to Select and Localize Charged Particles, Nucl. Instrum. Methods **62** (1968), 262

-
- [26] **Connolly, P.** et al.,
Laser Beam-Profile Monitor Development an BNL for SNS, Proceedings of LINAC 2002, Gyeongju, Korea
- [27] **Crombie, M. A.**,
iThemba LABS, private Mitteilung
- [28] **Dahlberg, D. A.** et al.,
Optical Emission Produced by Proton and Hydrogen-Atom Impact on Nitrogen, Phys. Rev. **164** (1967), 20
- [29] **Demtröder, W.**,
Experimentalphysik, Springer Verlag, 2005
- [30] **Dietrich, J.** and Mohos, I.,
Beam diagnostic developments at the cooler synchrotron COSY-Jülich, PRAMANA - journal of physics **59** (2002), 1007
- [31] **Dietrich, J.** et al.,
An Ionization Beam-Profile Monitor for the Cooler Proton Synchrotron COSY, Instruments and Experimental Techniques (Pribory i tekhnika eksperimenta) **46** (2003), Vol. 5, 5
- [32] **Dietrich, J.** et al.,
First Beam Profile Measurements Based on Light Radiation of Atoms Excited by a Particle Beam, 33rd ICFA Advanced Beam Dynamics Workshop on High Intensity and High Brightness Hadron Beams, AIP Conf. Proc. **773** (2004), 184
- [33] **Dietrich, J.** et al.,
Prototype of the High Voltage Section for the 2 MeV Electron Cooler at Cosy-Juelich, THPP047, Proceedings of EPAC 2008, Genoa, Italy
- [34] **Dietrich, J.** et al.,
Non-Destructive Beam Position and Profile Measurements Using Light Emitted By Residual Gas in a Cyclotron Beam Line, TUPC022, Proceedings of EPAC 2008, Genoa, Italy
- [35] **Dotchin, L. W.** and Chupp, E. L.,
*Radiative lifetimes and pressure dependence of the relaxation rates of some vibronic levels in N_2^+ , N_2 , CO^+ , and CO^** , Journal of Chemical Physics **59** (1973), 1960
- [36] **European Neutron Portal:** European Spallation Source,
http://neutron.neutron-eu.net/n_ess
- [37] **Forck, P.** et al.,
Profile Monitor Based on Residual Gas Interaction, ITTA01, Proceedings of DIPAC 2005, Lyon, France

- [38] **Frankfurter Rundschau**, Druck- und Verlagshaus Frankfurt am Main GmbH, 60594 Frankfurt am Main,
60 Jahre Polaroid: Shake it like a polaroid-picture!, Artikel vom 26.11.2008
http://www.fr-online.de/in_und_ausland/kultur_und_medien/feuilleton/1636081_Shake-it-like-a-polaroid-picture.html
- [39] **Fujifilm Europe GmbH**, D-40549 Düsseldorf,
Datenblatt des Fujifilm Neopan 100 Acros,
http://www.fujifilm.de/prod/filme/katalog/AcrosAF3-095E_14-04-2003.pdf
- [40] **Fujifilm Europe GmbH**, D-40549 Düsseldorf,
Datenblatt des Fuji Instant Schwarzweißfilm FP-100B Super, AF3-788G,
http://www.fujifilm.de/prod/filme/katalog/FP_100B.pdf
- [41] **Giacomini, T.** et al.,
The Improved IPM Design for GSI under Test Conditions, Presented at DIPAC 2007, Venice, Italy
- [42] **Giacomini, T.**,
Gesellschaft für Schwerionenforschung, Darmstadt, private Mitteilung
- [43] **Gillespie, G. H.**,
A scaling cross section for the ionisation of atomic hydrogen by fast, highly-stripped ions, J. Phys. B **15** (1982), L729
- [44] **Gilpatrick, J. D.**,
Techniques for Intense-Proton-Beam Profile Measurements, Proceedings of BIW 1998, Stanford, USA
- [45] **Hahn, A. A.** and Hurh, P.,
Results from a Prototype Beam Monitor in the Tevatron Using Synchrotron Light, PAC1991_1177, Proceedings of PAC 1991, San Francisco, USA
- [46] **Hamamatsu Photonics Deutschland GmbH**, D-82211 Herrsching,
Datenblatt des H3788 Photomultipliers, TPMS1021E01, 1994
http://sales.hamamatsu.com/assets/pdf/parts_R/R3788.pdf
- [47] **Hamamatsu Photonics Deutschland GmbH**, D-82211 Herrsching,
Photon Counting Using Photomultiplier Tubes, 2001
http://sales.hamamatsu.com/assets/applications/ETD/PhotonCounting_TPHO9001E04.pdf
- [48] **Hamamatsu Photonics Deutschland GmbH**, D-82211 Herrsching,
Datenblatt des H7260 Photomultipliers, TPMH1285E01, 2003
http://sales.hamamatsu.com/assets/pdf/parts_H/H7260_series.pdf
- [49] **Hamamatsu Photonics Deutschland GmbH**, D-82211 Herrsching,
PMT Handbook, 2004
http://sales.hamamatsu.com/assets/applications/ETD/pmt_handbook_complete.pdf

-
- [50] **Hamamatsu Photonics Deutschland GmbH**, D-82211 Herrsching,
Characteristics and use of Si APD (Avalanche Photodiode) SD-28,
KAPD9001E03, 2004
[http://sales.hamamatsu.com/assets/applications/SSD/
Characteristics_and_use_of_SI_APD.pdf](http://sales.hamamatsu.com/assets/applications/SSD/Characteristics_and_use_of_SI_APD.pdf)
- [51] **Hamamatsu Photonics Deutschland GmbH**, D-82211 Herrsching,
MCP & MCP Assembly Selection Guide, TMCP0001E08, 2009
[http://sales.hamamatsu.com/assets/pdf/catsandguides/MCPassy_ TMCP0001E08.pdf](http://sales.hamamatsu.com/assets/pdf/catsandguides/MCPassy_TMCP0001E08.pdf)
- [52] **Hänsel, H.** und Neumann, W.,
Physik, Band 3: Atome, Atomkerne, Elementarteilchen, Spektrum Akademi-
scher Verlag, 1995
- [53] **Hayes, J. M.**,
Resolution and Sensitivity in Organic Chemical Mass Spectrography, Anal.
Chem. **41** (1969), 1966
- [54] **Hinterberger, F.**,
Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik, 2. Auflage, Springer Verlag,
2008
- [55] **iThemba LABS**,
Annual Report 2008, p. 50
- [56] **Jackson, J.**,
Klassische Elektrodynamik, 2. verb. Auflage, DeGruyter, 1983
- [57] **Jackson, J.**,
Klassische Elektrodynamik, 4. überarbeitete Auflage, DeGruyter, 2006
- [58] **Jones, E.** et al.,
Optical determination of ISR luminosity, CERN report CERN-ISR-VA-73-57
- [59] **Joshi, N.** et al.,
Characterization of volume type ion source for p , H_2^+ and H_3^+ beams, Nucl.
Instrum. Methods in Phys. Research A **606** (2009), Issue 3, 310
- [60] **Keithley Instruments GmbH**, 82110 Germering,
Datenblatt *6485 Picoammeter*,
<http://www.keithley.de/data?asset=6199>
- [61] **Kim, Y.**, and Inokuti, M.,
*Total Cross Sections for Inelastic Scattering of Charged Particles by Atoms and
Molecules. V. Evaluation to the Next Order beyond the Bethe Asymptote*, Phys.
Rev. A **3** (1971), 665
- [62] **Kamerdzhev, V.** and Dietrich J.,
Ionisation Beam Profile Monitor at the Cooler Synchrotron Cosy-Jülich, PM19,
Proceedings of DIPAC 2003, Mainz, Germany
- [63] **Krider, J.**,
Residual Gas Beam Profile Monitor, Nucl. Instrum. Methods A **278** (1989) 660

- [64] **Lambda Research Corporation**, Littleton, MA 01460, USA,
OSLO Leading Lens Design Software,
http://www.lambdaresearch.com/software_products/oslo/
- [65] **Langenberg, G.**,
Forschungszentrum Jülich, private Mitteilung
- [66] **Leo, W. R.**,
Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Second Revised Edition, Springer Verlag, 1994
- [67] **McDaniel, E. W.**, Mitchell, J. B. A., Rudd, M. E.,
Atomic Collisions; Heavy Particle Projectiles, John Wiley & Sons, Inc., 1993
- [68] **Meschede, D.**,
Gerthsen Physik, 23., überarbeitete Auflage, Springer Verlag, 2006
- [69] **Microcal Software Inc.**, Northhampton, MA, 01060, USA,
Origin Professional 6.1, 1999
- [70] **National Instruments Germany GmbH**, 80339 München,
LabVIEW Fundamentals, 374029A-01, 2005,
<http://www.ni.com/pdf/manuals/374029a.pdf>
- [71] **National Instruments Germany GmbH**, 80339 München,
NI USB-6008/6009 User Guide and Specifications, 371303L-01, 2008,
<http://www.ni.com/pdf/manuals/371303l.pdf>
- [72] **Neet, D. A. G.**,
Beam Profile Monitors for Fast and Slow Extracted Proton Beams, IEEE Transactions on Nuclear Science, **16** (1969), 914
- [73] **Oerlikon Leybold Vacuum GmbH**, D-50968 Köln,
Oerlikon Leybold Vacuum Gesamtkatalog, 2009
- [74] **ORTEC - AMETEK GmbH**, D-40670 Meerbusch,
Datenblatt *583B Constant-Fraction Differential Discriminator/SCA*
<http://www.ortec-online.com/download.aspx?AttributeFileId=fb22879c-8eac-4965-91b6-716e5581a77f>
- [75] **ORTEC - AMETEK GmbH**, D-40670 Meerbusch,
Datenblatt *974A CCNIM Quad 100-MHz Counter/Timer*
<http://www.ortec-online.com/download.aspx?AttributeFileId=7f7a86be-3e31-4ccb-8f4d-d7b9e4d0694d>
- [76] **Ralchenko, Yu.**, Kramida, A. E., Reader, J. and NIST ASD Team (2008),
NIST Atomic Spectra Database (version 3.1.5). National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD, [2010, March 1]
<http://physics.nist.gov/asd3>
- [77] **Pfeiffer Vakuum GmbH**, D-35614 Asslar,
Vacuum Technology Komponenten, PI 0116 PD, 2005
- [78] **Pfeiffer Vakuum GmbH**, D-35614 Asslar,
Vacuum Technology Know How, PI 0249 PD, März 2009

- [79] **Philpot, J. L.** and Hughes, R.H.
Spectroscopic Study of Controlled Proton Impact on Molecular Nitrogen, Phys. Rev. **133** (1964), A107
- [80] **Plum, M. A.** et al.,
N₂ and Xe gas scintillation cross-section, spectrum, and lifetime measurements from 50 MeV to 25 GeV at the CERN PS and Booster, Nucl. Instrum. Methods A **492** (2002), 74
- [81] **Povh, B.**, Rith, K., Scholz C., Zetsche, F.,
Teilchen und Kerne, 4. Auflage, Springer Verlag, 1996
- [82] **Proxitronic Detector Systems**,
Phosphor Screens
http://www.proxitronic.de/datasheets/PR-0053E-02-Phosphor_Screens.pdf
- [83] **Rezzonico, L.**,
Beam Diagnostics at SIN, Presented at Int. Conf. on Cyclotrons and their Applications, Tokyo, Japan, Oct 13-17, 1986
- [84] **Rubbia, A.**,
Teilchenphysik II&III, WS 01/02-SS02, Kap. 16: Wechselwirkung von Teilchen mit Materie, Eidgenössische Technische Hochschule Zürich
- [85] **Skachkov, V.** et al.,
Magnetic System for Residual Gas Monitor, MODP17, Proceedings of RuPAC 2006, Novosibirsk, Russia
- [86] **Sandoval, D.** et al.,
Fluorescence-Based Video Profile Beam Diagnostics: Theory and Experience, AIP Conferences Proceedings **319** (1993), 273
- [87] **Schippers, S.**,
Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene: Absorption von Alphateilchen in Materie, Institut für Atom- und Molekülphysik der Justus-Liebig-Universität Gießen, 2009
- [88] **Schmidt, A.**,
R&D for a DIRC at WASA, 27th CANU and 4th FFE Workshop 2009, Bad Honnef
http://www.fz-juelich.de/ikp/ffe/FFE_Workshop_4_2009/Tuesday/CANU2009_Schmidt.pdf
- [89] **Shah, M. B.** and Gilbody, H. B.,
Experimental study of the ionisation of atomic hydrogen by fast H⁺ and He²⁺ ions, J. Phys. B: At. Mol. Phys. **14** (1981), 2361
- [90] **Stelzer, H.** et al.,
Jessica, the Test Facility for an Advanced Cold Moderator System for ESS, ICONE11-36422, 11th International Conference on Nuclear Engineering 2003, Tokyo, Japan
- [91] **Strehl, P.**,
Beam Instrumentation and Diagnostics, Springer Verlag, 2006

- [92] **Unser, K.**,
A Toroidal DC Beam Current Transformer with High Resolution, IEEE Transactions on Nuclear Science, **28** (1981), No. 3, p. 2344
- [93] **Variola, A.**, et al.,
Characterization of a nondestructive beam profile monitor using luminescent emission, Phys. Rev. ST Accel. Beams **10** (2007), 122801
- [94] **Walter, T.**,
MediaFotografie - analog und digital, Springer Verlag, 2005
- [95] **Weis, T.**,
Technische Universität Dortmund, private Mitteilung
- [96] **Wille, K.**,
Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen, Teubner Studienbücher, 1992
- [97] **Wittenburg, K.**,
Zum Auflösungsvermögen der Restgasionisations-Strahlprofilmonitore, PKTR Note No. 70, DESY, Hamburg, 1991
- [98] **Wittenburg, K.**,
Experience with the Residual Gas Ionisation Beam Profile Monitors at the DESY Proton Accelerators, EPAC1992_1133, Proceedings of EPAC 1992

Abkürzungsverzeichnis

ADC	Analog to Digital Converter
ASCII	American Standard Code for Information Interchange
ASIC	Anwendungsspezifische Integrierte Schaltung
BEA	Binary Encounter Approximation
BCT	Beam Current Transformer
BPM	Beam Position Monitor
CCD	Charged Coupled Device
CMOS	Complementary Metal Oxide Semiconductor
COSY	Cooler Synchrotron
CSV	Comma Separated Values
DC	Direct Current
DLL	Dynamic Link Library
EMA	Emittanzmessanlage
EZR	Elektron-Zyklotron-Resonanz
FAIR	Facility for Antiproton and Ion Research
FWHM	Full Width Half Maximum
GSI	Gesellschaft für Schwerionenforschung
IP	Internet Protocol
IPM	Ionisationsprofilmonitor
JINR	Joint Institute for Nuclear Research
JPEG	Joint Photographic Experts Group
LABS	Laboratory for Accelerator-Based Sciences
LAM-PMT	Linear Array Multianode Photomultiplier Tube
LHC	Large Hadron Collider
LPM	Lumineszenzprofilmonitor
MCP	Multichannel Plate
MWPC	Multi Wire Proportional Chamber
OSLO	Optics Software for Layout and Optimization
PC	Personal Computer
PMT	Photomultiplier Tube
SSD	Silicon Strip Detektor
TTL	Transistor-Transistor-Logik
UDP	User Datagram Protocol

Anhang A

Steuer- und Datenerfassungsprogramme

A.1 Datenerfassung mit der RABBIT-Strommesselektronik

Vom Hersteller der RABBIT-Strommesselektronik wird eine Microsoft Windows .net-DLL bereitgestellt, mit deren Hilfe man über eine IP-Verbindung mit der Elektronik kommunizieren kann. Dabei muss das .net-Framework der Version 2.0 oder neuer installiert sein. Innerhalb der DLL werden verschiedene Funktionen bereitgestellt, die aufgerufen werden können. Bei einer .net-DLL erkennt LabView automatisch die vorhandenen Routinen und deren definierte Ein- und Ausgangsdatentypen, ohne dass diese vom Benutzer spezifiziert werden müssen. Die Auswahl wird über Listen getroffen. Eine Auswahl der vorhandenen Routinen ist in Abbildung A.1 gezeigt.

In Abbildung A.2 ist ein beispielhaftes LabView-Ablaufschema zum Auslesen der Strommesselektronik dargestellt. Als erstes muss die IP-Adresse des RABBIT-Controllers in dem Programm angegeben werden. Bei der Erstellung der DLL wurde angenommen, dass die Controller immer paarweise für beide Ebenen des Beschleunigers eingesetzt werden. Deshalb ist vorgesehen, dass immer zwei Controller initialisiert werden. Hierbei ignoriert die DLL, wenn unter einer der übergebenen IP-Adressen kein Controller angesprochen werden kann, so dass auch ein Betrieb mit nur einem Controller möglich ist. Sollte unter beiden IP-Adressen kein Controller angesprochen werden können, wird eine Fehlermeldung generiert. Außerdem muss zwingend ein Actuator angegeben werden. Dabei handelt es sich um ein Bauteil, das bei Gitterprofilmessungen am iThemba LABS verwendet wird, jedoch im hier beschriebenen Fall der Messungen mit dem LAMPMT nicht vorhanden ist. Es ist ausreichend, ihn zu konfigurieren, er muss nicht tatsächlich vorhanden sein.

```
ActivateHarp()  
CalculateStatsHoriz()  
CalculateStatsVert()  
Calibrate()  
CalibrateCurrent()  
Calbstatus(Int32 x)  
ClearAllRangeOffsets()  
ClearRangeOffsets(Int32 Range)  
CreateDefaultWirePositions()  
DeActivateHarp()  
Equals(Object obj)  
ForceHarpRead()  
GetHashCode()  
GetIntegrationUSHoriz()  
GetIntegrationUSVert()  
GetRange()  
GetScale()  
GetType()  
MaxHoriz()  
MaxVert()  
RawValuesHoriz()  
RawValuesHorizChan(Int32 ch)  
RawValuesVert()  
RawValuesVertChan(Int32 ch)  
SetChannelMap(Int32 hwchann, Int32 swchann)  
SetIntegrationFactorH(Int32 fc)  
SetIntegrationFactorV(Int32 fc)  
setMappedValues(Single[] fx)  
SetRange(Int32 Range)  
✓ SetScale(Int32 scale)  
ShiftWiresLeft1()  
ShiftWiresRight1()  
StopHorizontal()  
StopVertical()  
ToString()  
TRIGGER_INTERVAL(Int32 mseconds)  
TRIGGER_OFF()  
TRIGGER_ON()  
ValueHoriz(Int32 chan)  
ValueHorizArray()  
ValueVert(Int32 chan)  
ValueVertArray()
```

Abbildung A.1: Übersicht über die Methodenaufrufe der DLL zur Kommunikation mit dem RABBIT-Controller [27].

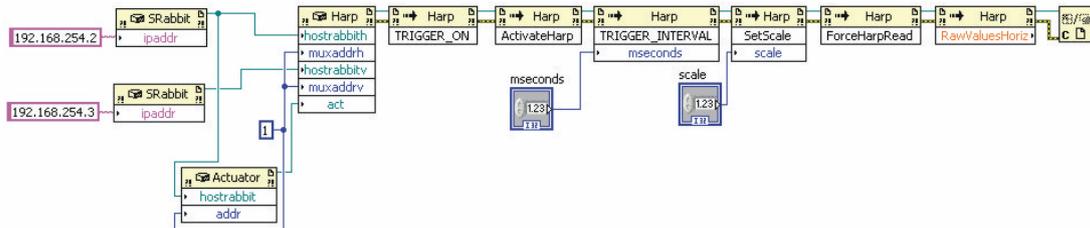


Abbildung A.2: Grundfunktion, um Werte des RABBIT-Controllers mit Hilfe von LabView und der bereitgestellten .net-DLL auszulesen.

Die beiden initialisierten RABBIT-Controller und der Actuator werden nun zu einer gemeinsamen Session verbunden. Diese Information wird anschließend bei jedem Aufruf eines Programmteils weitergegeben. Danach wird festgelegt, ob mit oder ohne Trigger gemessen werden soll. Bei Messungen mit Trigger wird nur eine Messung ausgeführt, wenn ein TTL-Triggersignal die Messung beim Übergang von "Low" nach "High" startet. Im Ablauf wird anschließend die Messung mit dem Befehl "ActivateHarp" gestartet. Die beiden nächsten Schritte sind optional. Werden sie nicht durchgeführt, werden vom RABBIT Standardwerte angenommen. Die voraussichtliche Zeit zwischen zwei Triggern kann dem RABBIT in ms mitgeteilt werden. Dadurch wird um den Zeitpunkt des erwarteten Triggers das Signal mit höherer Genauigkeit abgefragt. Außerdem kann der Messbereich festgelegt werden. Die Zahlen, die übermittelt werden, müssen im Bereich 1 - 110 liegen. Dieser Wert steuert die Länge der Integrationszeit. Nun wird mit dem Befehl "ForceHarpRead" vom PC eine Messung angefordert. Zurückgeliefert wird ein Array mit 48 Werten in Fließkommadarstellung. Anschließend wird die Ressource geschlossen. Es ist möglich, die letzten Programmteile in eine Schleife zu fassen und so die Werte schnell hintereinander auszulesen.

A.2 Datenauswertung bei der RABBIT-Strommesselektronik

Von den 48 Kanälen, die die Strommesselektronik bereitstellt, werden im vorliegenden Fall nur 32 benutzt, da der LAM-PMT lediglich 32 Kanäle besitzt. Da einzelne Kanäle nicht abgeschaltet werden können, wird von der Elektronik stets ein Array mit 48 Werten übermittelt. Dabei ist zu beachten, dass die Nummerierung der Eingänge am Gerät nicht zwingend mit der Position im Array übereinstimmt.

Um einen Überblick über die gemessenen Werte zu bekommen, wurde ebenfalls mit Hilfe von LabView eine Bedienoberfläche erstellt. Diese ist in Abbildung A.3 gezeigt. Über diese Oberfläche kann unter anderem der Messbereich der Strommesselektronik eingestellt und eine Nullpunktverschiebung durchgeführt werden. Außerdem kann über mehrere Messintervalle gemittelt werden. Um Parameter wie die Breite und die Höhe des Signals zu ermitteln, wird mit Hilfe einer LabView-eigenen Funktion eine Gaussverteilung durch die Messpunkte angepasst. Außerdem wird das digitalisier-

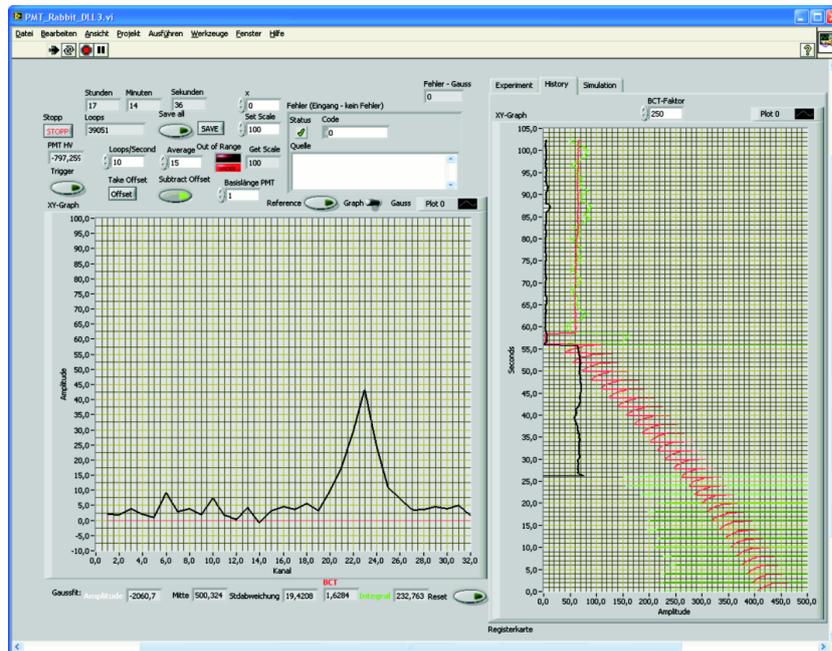


Abbildung A.3: Oberfläche zur Visualisierung der LPM-Daten. Im Hauptfenster werden die aktuellen Messwerte angezeigt. Rechts im Bild eine Darstellung einiger Messwerte im zeitlichen Verlauf, wobei die Zeit von unten nach oben verläuft. Im Bild sind das BCT-Signal, die Fläche unter der Messkurve sowie der Maximalwert der Kurve angezeigt. Die Aufnahme entstand, während im COSY-Ring Stacking der Teilchen durchgeführt wurde.

te BCT-Signal angezeigt. Es ist auch möglich, die Messwerte mit der angepassten Gaussverteilung und dem BCT-Signal als CSV-Datei (ASCII-Text mit definierter Trennung der Einzelwerte) mitzuschreiben, um eine spätere, genauere Analyse durchzuführen. Im rechten Bildteil ist der zeitliche Verlauf einiger Messgrößen dargestellt. Die Zeitachse verläuft von unten nach oben und die Messgrößen von links nach rechts. Im Beispiel ist der Verlauf des BCT-Signals, der Summe der Messwerte und der Amplitude der Gaussverteilung dargestellt.

A.3 Ansteuerung des CAEN-Netzteils des IPMs

Wie beschrieben, benötigt der IPM die Einstellung von 12 Netzteilen. Die Ansteuerung erfolgt üblicherweise über eine Textkonsole, die in Abbildung A.4 gezeigt ist. Um die Steuerung zu vereinfachen, wurde ein automatisiertes Programm auf der Basis von LabView erzeugt. Über dessen Oberfläche, gezeigt in Abbildung A.5, kann der Benutzer die physikalisch bedeutsamen, relativen Spannungswerte einstellen. Diese sind die Beschleunigungsspannung für die erzeugten Restgasionen, die Verstärkungsspannung des MCPs und die Beschleunigungsspannung zum Leuchtschirm hin. Auf

The screenshot shows a PuTTY terminal window titled '192.168.254.101 - PuTTY'. The window displays a table of settings for 'Group 01'. The table has columns for Channel Name, VOSet, IOSet, VMon, IMon, Pr, Status, and Ch#. The settings are as follows:

Channel Name	VOSet	IOSet	VMon	IMon	Pr	Status	Ch#
Corr_neg	20 V	300.0 uA	2 V	0.0 uA	Off		00.0001
TopBaseNet	20 V	900.0 uA	3 V	0.0 uA	Off		00.0004
Corr_pos	20 V	900.0 uA	3 V	0.0 uA	Off		02.0001
Wire2	20 V	900.0 uA	0 V	0.0 uA	Off		02.0002
BotH	20 V	900.0 uA	3 V	0.0 uA	Off		02.0003
HMCFFront	20.0 V	500.0 uA	0.0 V	0.1 uA	Off		04.0004
HMCFFBack	10.0 V	500.0 uA	0.0 V	0.0 uA	Off		04.0005
VMCFFront	20.0 V	500.0 uA	1.0 V	0.1 uA	Off		04.0006
VMCFBack	10.0 V	500.0 uA	0.0 V	0.0 uA	Off		04.0007
HPhos	20.0 V	900.0 uA	0.0 V	0.0 uA	Off		05.0002
VPhos	20.0 V	300.0 uA	0.5 V	0.0 uA	Off		05.0003
BotV	20.0 V	900.0 uA	0.0 V	0.0 uA	Off		05.0004

Abbildung A.4: Einstellung der Spannungen am IPM mit Hilfe der textbasierten Oberfläche des Netzteils.

der Oberfläche werden diese Spannungen für beide Ebenen zusammen eingestellt, jedoch kann eine Spannungsdifferenz zwischen beiden Ebenen eingestellt werden. Diese Werte werden in absolute Spannungswerte umgerechnet. Der Wertebereich der Einstellungen wurde so gewählt, dass keine zu hohen Spannungen eingestellt werden können. Dabei war zu beachten, dass alle Netzgeräte unipolar arbeiten. Das Programm überprüft die eingestellten Werte darauf, ob die gewünschte Spannungs-konstellation eingestellt werden kann, also kein Wert die falsche Polarität erhalten würde, und korrigiert die Werte gegebenenfalls. Sollte eine Korrektur notwendig sein, werden Spannungswerte eingestellt, die realisierbar sind und dennoch möglichst nahe am Wunsch des Benutzers liegen. Dabei werden einzelne Spannungen verringert, aber niemals erhöht, um eine Übersteuerung der MCPs zu verhindern.

Die Ansteuerung des CAEN-Netzgerätes erfolgt über eine Standard-Ethernet-Netzwerkverbindung. Dabei wurden vom Hersteller mehrere Methoden für die Ansteuerung des Netzteils von einem PC aus vorgesehen. Die Möglichkeit, eine Steuerung über andere Übertragungsmedien als Ethernet durchzuführen, z. B. RS-232, wurde nicht in Betracht gezogen, weil eine entsprechende Netzwerktopologie auf Ethernetbasis bereits vorhanden war. Verwendet wird eine Windows DLL, die die Kommunikation zwischen dem ansteuernden Programm und dem Netzteil übernimmt. Diese lässt sich, wie bereits beim RABBIT-Controller im Anhang A.1 dargestellt, leicht unter LabView ansteuern. Andere Arten der Ansteuerung, die der Hersteller anbietet, erwiesen sich als unzuverlässig.

A.4 Datenauswertung bei Messungen des IPMs

Die Interaktion mit dem Benutzer wird mit Hilfe einer Oberfläche realisiert, die in Abbildung A.6 dargestellt ist. Es besteht die Möglichkeit, sich alternativ verschiedene Informationen anzeigen zu lassen. Zur Kontrolle der Vorgänge kann das Kamerabild

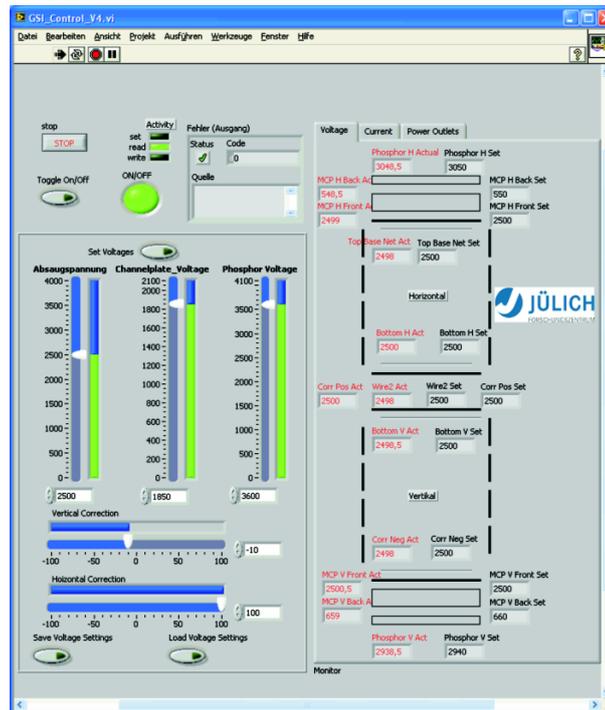


Abbildung A.5: Oberfläche des entwickelten Spannungskontrollprogramms. Die Beschleunigungsspannung für die Ionen, die Verstärkungsspannung der MCPs und die Beschleunigungsspannung des Leuchtschirms werden eingestellt, überprüft und in Einzelspannungen für die Netzteile umgerechnet.

einer der Kameras betrachtet werden. Damit ist eine direkte Begutachtung der Vorgänge möglich, beispielsweise eine Kontrolle, ob im Sichtbereich eine defekte Stelle des Leuchtschirms liegt. In Abbildung A.6 werden neben den beiden Profilen, die immer sichtbar sind, noch der zeitliche Verlauf des BCT-Signals sowie der Breite und Mittenposition dargestellt. Die Breite und die Mittenposition werden dabei einer angepassten Gaussverteilung entnommen, die mit Hilfe einer LabView-eigenen Funktion erstellt wird, denn es wird angenommen, dass die Projektion des Ionenstrahls eine gaussförmige Verteilung aufweist [54]. Diese Anpassung kann jedoch, falls das Profil von dieser Form abweicht, ungenaue Werte liefern.

Auf einer weiteren Oberfläche können verschiedene Korrekturen vorgenommen werden. Im Laufe der Zeit können einzelne Pixel der Kameras durch Strahlung geschädigt werden. Die Software bietet die Möglichkeit, diese Pixel als Versatz zu definieren und vom eigentlichen Profil abzuziehen. Dazu wird ein möglichst schwarzes Bild aufgenommen und die Helligkeitswerte spaltenweise aufaddiert und gespeichert. Schwarz entspricht dabei dem Zahlenwert 0, Weiß dem Wert 255. Später werden die Profile in der Weise erzeugt, dass ebenfalls die Helligkeitswerte spaltenweise aufaddiert werden. Von dem erzeugten Profil werden die Werte des Schwarzbildes als Versatz abgezogen.

Wie bereits dargelegt, kann das Verhalten der geschädigten Pixel stark voneinander abweichen. Dennoch hat sich dieses Vorgehen als ausreichend effektiv erwiesen.

Um bei der Auswertung zu einem späteren Zeitpunkt die Daten zuordnen zu können, werden nicht nur die eigentlichen Messdaten aufgezeichnet, sondern auch eine Zuordnung relativ zum Maschinenzyklus durchgeführt. Dazu wird etwa alle zwei Sekunden ein UDP-Paket empfangen, das u. a. die relative Zeit im Maschinenzyklus enthält. Das Paket wird nicht zu einem exakt definierten Zeitpunkt gesendet, enthält aber die auf Millisekunden genaue Zykluszeit. Außerdem wird das BCT-Signal mitgeschrieben, das die Information über den momentanen Strahlstrom liefert. Dazu wird ein Analogsignal mit Hilfe eines National Instruments USB-6009 [71] Datenerfassungsmoduls digitalisiert.

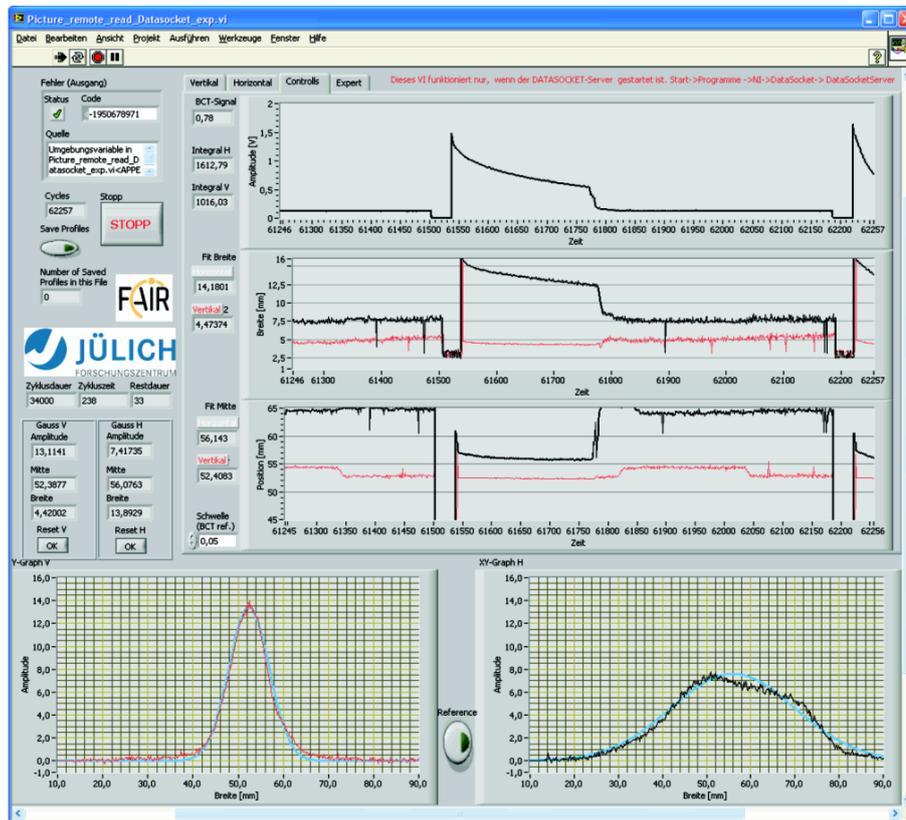


Abbildung A.6: Oberfläche des IPM-Datenvisualisierungsprogramms. Dargestellt werden (von oben nach unten) das BCT-Signal und die aus einem Gaussfit ermittelte Breite und Mittenposition des Ionenstrahls für beide Ebenen. Unten sind das horizontale und vertikale Strahlprofil dargestellt sowie eine angepasste Gaussverteilung für jedes Profil.

Danksagung

Ich möchte mich herzlich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Professor T. Weis und Herrn Professor J. Dietrich für das Ermöglichen dieser Arbeit am COSY-Beschleuniger des Forschungszentrums Jülich und ihre Unterstützung und Förderung bei der Durchführung.

Ich danke den Mitgliedern der COSY-Diagnosegruppe, Dr. V. Kamerdzhev, E. Matveyev, I. Mohos und K. Reimers, für die Unterstützung während der Durchführung der Experimente.

Herrn H. Pütz sowie allen weiteren Mitgliedern der COSY-Betriebsmannschaft, der Elektronikwerkstatt und der mechanischen Werkstatt sowie allen anderen Mitgliedern des IKP danke ich für die Unterstützung, ohne die der Bau und Betrieb der Experimente nicht möglich gewesen wären. Dieser Dank gilt auch allen weiteren Mitarbeitern des Forschungszentrums Jülich, speziell dem ZAT mit Herrn F. Klehr als unserem Ansprechpartner.

Professor I. N. Meshkov, A. N. Parfenov und den weiteren Mitgliedern des JINR Dubna, Russland, danke ich für die Idee des Lumineszenzprofilmonitors und die Hilfe bei der Durchführung der ersten Experimente.

Dr. J. L. Conradie, Dr. A. H. Botha, A. M. Crombie und allen weiteren Mitgliedern des iThemba LABS in Somerset West, Südafrika, danke ich für die Möglichkeit, Experimente an dem Beschleuniger durchführen zu können, und die gute Zusammenarbeit bei der Weiterentwicklung des Lumineszenzprofilmonitors.

Herrn T. Giacomini von der Gesellschaft für Schwerionenforschung möchte ich für die gute Zusammenarbeit im Zusammenhang mit dem FAIR-Ionisationsprofilmonitor danken.

Professor A. Schempp und Dr. O. Meusel danke ich dafür, dass sie die Ionenquelle des Teststandes zur Verfügung gestellt haben.

Weiterhin danke ich den Mitgliedern des DELTA-Beschleunigers in Dortmund für ihre Unterstützung.

Zum Schluss danke ich noch meiner Frau und meiner Mutter, die mich jederzeit tatkräftig unterstützt haben und ohne deren Hilfe das Gelingen dieser Arbeit nicht möglich gewesen wäre. Weiterhin danke ich noch allen weiteren Personen, die mir bei der Korrektur behilflich waren.