

Untersuchungen zur zerstörungsfreien Emittanzmessung an einem negativen Wasserstoffionenstrahl

Dissertation zur
Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften
vorgelegt beim Fachbereich Physik
der Johann-Wolfgang Goethe-Universität
in Frankfurt am Main

von
Christoph Gabor
aus Mühlheim am Main

Frankfurt am Main
2007

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|----------|--|-----------|
| 1 | Einleitung | 2 |
| 1.1 | Vorteile zerstörungsfreier Diagnostik | 4 |
| 1.2 | Gliederung der Arbeit | 7 |
| 2 | Photodetachment negativer Wasserstoffionen | 8 |
| 2.1 | Wirkungsquerschnitt der Photoneutralisation für H^- Ionen | 8 |
| 2.2 | Berechnung der Produktionsrate | 12 |
| 2.3 | H^- Photodetachment an Ionenstrahlen im historischen Überblick | 17 |
| 3 | Erzeugung und Extraktion negativer Wasserstoffionen | 20 |
| 3.1 | Erzeugung und Rekombination von H^- Ionen | 20 |
| 3.2 | Plasmagenerierung in einer Volumenquelle | 22 |
| 3.3 | Strahlformierung im Extraktionssystem | 24 |
| 3.3.1 | Simulation der H^- Extraktion | 25 |
| 3.3.2 | Trennung von Elektronen und negativen Ionen | 27 |
| 4 | Grundlagen zum Strahltransport eines Ionenstrahls | 29 |
| 4.1 | Beschreibung eines Ionenstrahls im Phasenraum | 29 |
| 4.2 | Perveanz und Emittanz eines Ionenstrahls | 32 |
| 4.2.1 | Generalisierte Perveanz des Ionenstrahls | 32 |
| 4.2.2 | Verschiedene Emittanzdefinitionen | 33 |
| 4.2.3 | Phasenraumprojektion | 35 |
| 4.3 | Messung der transversalen Emittanz | 36 |
| 5 | Experimenteller Aufbau der H^- Beamline | 40 |
| 5.1 | Konstruktion und Messungen zur Ionenquelle | 42 |
| 5.1.1 | Aufbau der H^- Ionenquelle | 42 |
| 5.1.2 | Experimentelle Untersuchungen zur Ionenquelle | 48 |
| 5.2 | Das elektrostatische Linsensystem | 53 |
| 5.2.1 | Numerische Simulation durch das Transportsystem | 54 |
| 5.2.2 | Bestimmung der Transmission | 58 |
| 6 | Das Detektorsystem für die Photodetachment Strahldiagnose | 61 |
| 6.1 | Prinzip der Photodetachment Emittanzmessung (PD-EMI) | 62 |
| 6.2 | Aufbau der Detektorkammer | 64 |
| 6.3 | Teilchendetektor | 67 |
| 6.3.1 | Szintillatormaterialien | 68 |
| 6.3.2 | Bestimmung der Parameter der Szintillatorschicht | 70 |
| 6.4 | Simulationen zur Photodetachment-Emittanzmessung | 73 |

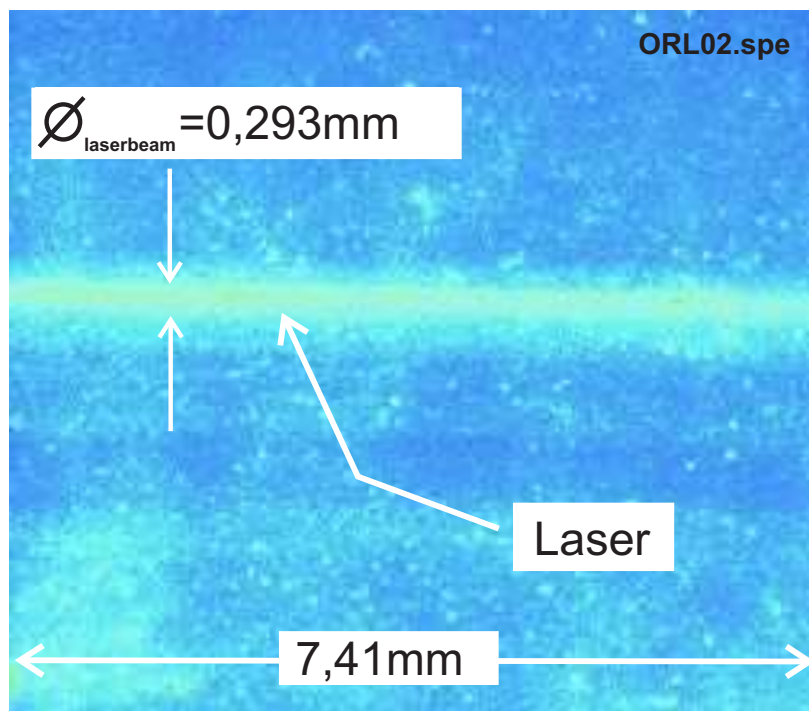
| | | |
|----------|---|------------|
| 6.4.1 | Vergleich konvergenter und divergenter Ionenstrahlen | 75 |
| 6.4.2 | Stark filamentierte Ionenstrahlen | 82 |
| 7 | Laser und Optik | 88 |
| 7.1 | Grundlagen zur Laserstrahlausbreitung | 88 |
| 7.2 | Konzept der Beugungsmaßzahl M^2 | 92 |
| 7.3 | Aufbau des Laser und optische Strahlführung | 95 |
| 7.4 | Messungen am Laserstrahl | 99 |
| 7.4.1 | Bestimmung der Strahlparameter | 102 |
| 8 | Untersuchungen zum Photo detachment an einem Ionenstrahl | 107 |
| 8.1 | Nachweis der photo neutralisierten H^- Ionen | 110 |
| 8.2 | Variation der Linsenparameter | 115 |
| 8.3 | Vergleich zwischen PD-Profilen und der Phasenraumprojektion | 116 |
| 8.3.1 | Vergleich des Divergenzwinkels | 117 |
| 8.3.2 | Vergleich im Phasenraum | 120 |
| 8.3.3 | Vergleich im Ortsraumraum | 122 |
| | Zusammenfassung | 124 |
| | Literaturverzeichnis | 126 |
| | Lebenslauf und Akademische Lehrer | 135 |
| | Danksagung | 136 |

Abbildungsverzeichnis

| | | |
|-----|---|----|
| 1.1 | Non-Liouvillesche Multiturn Injektion in einen Speicherring | 3 |
| 1.2 | Prinzip einer Schlitz-Gitter Emittanzmeßanlage (zerstörend) | 4 |
| 1.3 | Messungen zur Beeinflussung des Strahlpotentials durch einen Emittanzmeßkopf | 5 |
| 1.4 | Grundprinzip der Photodetachment-Strahldiagnose | 6 |
| 2.1 | Prinzipieller Verlauf der Photoabsorption von negativen Ionen. | 10 |
| 2.2 | Übersicht des Photodetachment-Wirkungsquerschnitts für H^- Ionen | 11 |
| 2.3 | Anordnung von Ionenstrahl und Laserstrahl beim Photodetachment | 13 |
| 2.4 | Produktionsrate für konstante und veränderliche H^- Teilchendichte | 15 |
| 2.5 | Vergleich der Produktionsraten zwischen DGL und linearer Näherung | 16 |
| 2.6 | Beispiele, bei denen zur Strahldiagnostik Photodetachment verwendet wird | 18 |
| 3.1 | Wirkungsquerschnitte der Produktion und Vernichtung für H^- Ionen | 20 |
| 3.2 | Schematische Darstellung des Plasmagenerators | 22 |
| 3.3 | Dioden-Extraktionssystem | 25 |
| 3.4 | Ionenextraction aus einem Plasma für unterschiedliche Plasmadichten | 26 |
| 3.5 | Verschiedene Möglichkeiten des Elektronendumpens | 27 |
| 4.1 | Orts- und Phasenraumbahn von Teilchen unterschiedlicher Eingangskoordinaten | 29 |
| 4.2 | Parameterdarstellung der Phasenraumellipse | 34 |
| 4.3 | Übergang vom zwei- in den eindimensionalen Phasenraum durch Projektion | 35 |
| 4.4 | Prinzip der Punkt-Punkt und Schlitz-Schlitz Abbildung | 37 |
| 4.5 | Übergang zwischen einer Phasenraumprojektion und einer Sektion | 38 |
| 4.6 | Charakteristische Parameter eines Schlitz-Gitter Systems | 39 |
| 5.1 | Schematische Übersicht des experimentellen Aufbaus | 40 |
| 5.2 | Schematische Darstellung der Ionenquelle | 41 |
| 5.3 | Schaltplan der Ionenquelle | 42 |
| 5.4 | Extraktionssystem, simuliert mit IGUN [®] | 44 |
| 5.5 | Detaillierte Darstellung der Transportstrecke vom Extraktionssystem bis zum Ende des Linsensystems. | 45 |
| 5.6 | Aufbau des Dumpingsystems mit magnetischem Ablenkkfeld | 46 |
| 5.7 | Schlitz-Schlitz Emittanzmessungen bei verschiedenen Dumpingfeldeinstellungen | 47 |
| 5.8 | Messung der Impulsspektren bei verschiedenen Bogenleistungen | 48 |
| 5.9 | Bestimmung des Strahlstroms in Abhängigkeit der Bogenleistung und des Gasdrucks | 49 |

| | | |
|------|---|-----|
| 5.10 | Einfluß der Screening auf die Strahlzusammensetzung | 50 |
| 5.11 | Beeinflussung des Ionenstroms durch die Screening-Elektrode | 51 |
| 5.12 | H ⁻ Strom und rms-Emittanz in Abhängigkeit der Extraktionsspannung . . | 52 |
| 5.13 | Darstellung des elektrischen Feldes der Einzellinsen | 53 |
| 5.14 | Beispiele verschiedener Linseneinstellungen | 54 |
| 5.15 | Numerische Simulationen zum Low Energy Beam Transport (LEBT), basie- rend auf einer gemessenen Schlitz-Schlitz Emittanz | 55 |
| 5.16 | Veränderung des Kompensationsgrad des driftenden H ⁻ Strahls. | 57 |
| 5.17 | Transmission in Abhängigkeit des Druckgradienten | 58 |
| 5.18 | Emittanzmessungen mit einem an der Dumpingblende anliegenden Gegenfeld | 59 |
| | | |
| 6.1 | Aufbau des gesamten Experiments zum Photodetachment an einem H ⁻ Strahl | 61 |
| 6.2 | Photodetachment-Emittanzmessung (PD-EMI) | 63 |
| 6.3 | Layout der Diagnosekammer für Photodetachment | 65 |
| 6.4 | Strahltransportsimulation durch die Diagnosekammer | 66 |
| 6.5 | (a)Emissionsspektren verschiedener Szintillatoren; (b) Absorptionsspektrum einiger Objektivfilter | 67 |
| 6.6 | (a) Test des Szintillatormaterials P43 mit Protonen; (b) Ausführung des Teil- chendetektors als Vakuumfenster | 69 |
| 6.7 | Simulationen mit SRIM zu Eigenschaften verschiedener Scintillatormaterialien | 71 |
| 6.8 | Darstellung einer Photodetachment-Emittanzmessung an hand einer Vielteilchen- Simulation | 74 |
| 6.9 | PD-Abbildungsfunktion eines konvergenten Ionenstrahls kleiner Aberration | 75 |
| 6.10 | PD-Abbildungsfunktion eines divergenten Ionenstrahls mit kleiner Aberration | 76 |
| 6.11 | xx' Emittanz bei einer Laserposition $y_0 = y_{\text{laser}}$ von 10 mm an einem konver- genten Ionenstrahl | 77 |
| 6.12 | Abbildungsfunktion des Detektorsignals vor und hinter einem Fokuspunkt | 78 |
| 6.13 | Vergleich der Neutralteilchen-Verteilung und der xx' Emittanz der ausge- schnittenen Verteilung für unterschiedliche Driftlängen | 79 |
| 6.14 | Profilvergleich einer Verteilung bei unterschiedlichen Driftlängen | 79 |
| 6.15 | PD-Abbildungsfunktion eines Ionenstrahls mit Anti-S förmiger Aberration | 80 |
| 6.16 | Abbildungseigenschaften eines nicht zylindersymmetrischen Ionenstrahls . | 81 |
| 6.17 | Geschlossene Teilchenverteilung mit verschiedenen Krümmungsradien . . | 83 |
| 6.18 | Veränderung des Strahlradius bei gleichbleibender Ionenverteilung | 84 |
| 6.19 | Teilchenverteilung mit verschiedenen Krümmungsradien an verschiedenen Positionen des Ionenstrahls | 86 |
| 6.20 | Entwicklung von x- und y-Winkel eines Testteilchens. | 87 |
| | | |
| 7.1 | Gaußsche Strahlausbreitung mit Strahltaile | 89 |
| 7.2 | Gaußsche Grundmode und höhere Ordnung (TEM_{73}) für Rechteck-Symetrie | 91 |
| 7.3 | Strahlen mit unterschiedlichem M^2 bei konstantem Radius/ Winkel | 93 |
| 7.4 | Prinzip der M^2 Messung | 95 |
| 7.5 | Prinzip des Scheibenlasers | 96 |
| 7.6 | Spiegelhalterung zum Durchfahren des Laser durch den H ⁻ Strahl | 98 |
| 7.7 | Messung des Laserstrahldurchmessers | 100 |
| 7.8 | Laserstrahlprofil, aufgenommen mit einem Schlitz und einer Kante | 100 |

| | | |
|------|--|-----|
| 7.9 | Symmetrie des Laserstrahls | 101 |
| 7.10 | Strahlenvelope des Lasers | 103 |
| 7.11 | Messung der Beugungsmaßzahl mit Hilfe eines künstlichen Waist | 104 |
| 7.12 | Laserstrahlausbreitung für die Photoneutralisation | 105 |
| 7.13 | Laserstrahlenvelope für die Photoneutralisation | 106 |
| 8.1 | Eigenschaften verschiedener Szintillatoren | 108 |
| 8.2 | Erstellung des Intensitäts-Winkelprofils $I'(y_0)$ am Beispiel einer gemessenen Neutralteilchenverteilung | 109 |
| 8.3 | Datenglättung einer Messung mit geringem Signal zu Rausch Verhältnis | 110 |
| 8.4 | Nachweis neutralisierter H^- Ionen | 111 |
| 8.5 | Integrierte Winkelprofilardarstellung $I_{y_0}(y)$ bei veränderlichem Magnetfeld | 112 |
| 8.6 | Überprüfung der Linearität des Szintillators | 113 |
| 8.7 | Veränderungen der inneren Dichteverteilung durch Variation der zweiten Einzellinse | 114 |
| 8.8 | Winkelprofile in Abhängigkeit des Linsenpotentials der zweiten Einzellinse | 115 |
| 8.9 | Gemessene Phasenraumprojektion und bis zum Ort des Lasers transportierte yy' Verteilung | 117 |
| 8.10 | Simulation der Photoneutralisation am Beispiel einer gemessenen Schlitz-Schlitz(Gitter) Emittanz | 118 |
| 8.11 | Vergleich des Divergenzwinkels zwischen einer Phasenraumprojektion und einer photoneutralisierten Winkelverteilung | 120 |
| 8.12 | Vergleich einer gemessenen Schlitz-Gitter Emittanz mit photoneutralisierten Winkelprofilen $I'(y_0)$ an verschiedenen y_0 Positionen | 121 |
| 8.13 | Vergleich einer mit dem Szintillator gemessenen H^- Verteilung und aufsummierten photo neutralisierten Winkelprofilen $I'(y_0)$ | 123 |



Ein fokussierter Laserstrahl ($\lambda = 1030 \text{ nm}$, $P = 4,5 \text{ W}$) wird durch Streuung im Wasser sichtbar gemacht. Dafür wurde das Wasser mit einer Fettemulsion versetzt. Der Laserstrahl tritt von links ins Bild und zeigt eine kleine vertikale Desjustierung. Die Messung ist mit einem CCD-Chip ($512 \times 512 \text{ Pixel}$) und einem zusätzlichen Graufilter zur Vermeidung von Überbelichtung (Dämpfungsfaktor ca. $10\times$) aufgenommen worden. Das infrarote Laserlicht wird durch Mie-Streuung an den Fetttropfchen sichtbar.

1 Einleitung

In den letzten Jahren ist das Interesse an Hochstrom-Beschleunigern stark angewachsen. Das Hauptinteresse richtet sich dabei auf hochenergetische Protonenstrahlen einiger GeV (die europäischen Aktivitäten hierzu sind im HIPPI¹ Projekt zusammengefasst), deren Anwendungen im Bereich der Neutronenproduktion (Spallationsquelle) für die Festkörperphysik, der Hochenergiephysik (FNAL², HERA³) oder einer „Neutrino-Facility“ liegen.

Spallationsquellen wie z.B. ISIS⁴ sind eine beschleunigergetriebene Alternative zu Kernreaktoren, um Neutronen z.B. für die Festkörper- und Biophysik zur Verfügung zu stellen. In diesem Bereich gibt es intensive Bemühungen des Neubaus (ESS⁵, SNS⁶) bzw. der Erweiterung (ISIS upgrade [1, 2]) bestehender Anlagen. Als relativ neues Gebiet der Anwendungen wird seit einigen Jahren sehr intensiv über die ebenfalls beschleunigergetriebene Neutrinoproduktion nachgedacht.

Die zur Zeit diskutierten Szenarien einer „Neutrino-Facility“ gehen von einem Hochstrom-Protonenbeschleuniger im Bereich zwischen 5. . .10 GeV als sog. Treiberstrahl aus, der in einem Target zunächst Pionen und Kaonen produziert, die zu Myonen weiter zerfallen. Nun können dabei entweder die entstehenden Myon-Neutrinos verwendet werden oder die Myonen für die weitere Neutrino Produktion auf höhere Energien beschleunigt werden. Das Potential von Protonenbeschleunigern für den Betrieb einer „Neutrino-Facility“ wird aktuell in der ISS⁷ Studie und der BENE⁸ Kollaboration untersucht. Ein weiterer wichtiger Partner der weltweiten Kollaborationen ist CERN⁹, das mit einer detaillierten Studie für den Superconducting Proton Linac SPL II [3] begonnen hat und für die verschiedenen Szenarien einer Neutrino-Facility sowie für das LHC-Upgrade¹⁰ verwendet werden kann.

All diesen Beschleuniger-Projekten ist gemeinsam, daß ein Ionenstrahl hoher Stromstärke erzeugt und möglichst ohne Verluste beschleunigt und transportiert werden muß, um die für die Anwendungen geforderte hohe Luminosität zu erreichen. Der Transport im niederenergetischen Bereich des Beschleunigers bestimmt nachhaltig die Strahlqualität

¹High Intensity Pulsed Proton Injectors; <http://mgt-hippi.web.cern.ch/mgt-hippi>

²Fermi National Accelerator Laboratory; <http://www-bd.fnal.gov>

³Hadron-Elektron-Ring-Anlage; <http://www.desy.de>

⁴Benannt nach dem Eigennamen der Themse bzw. einer ägyptischen Gottheit;
<http://www.isis.rl.ac.uk/>

⁵European Spallation Source; http://neutron.neutron-eu.net/n_ess

⁶Spallation Neutron Source; erster Strahlbetrieb im Frühjahr 2006; www.sns.org

⁷International Scoping Study of a Future Neutrino Factory and Super-beam Facility;
<http://www.hep.ph.ic.ac.uk/iss/>

⁸Beams for European neutrino experiments (Midterm scientific report 2006);
<http://cdsweb.cern.ch/record/955252>

⁹CERN European Organization for nuclear research

¹⁰Large Hadron Collider; Inbetriebnahme 2007/08

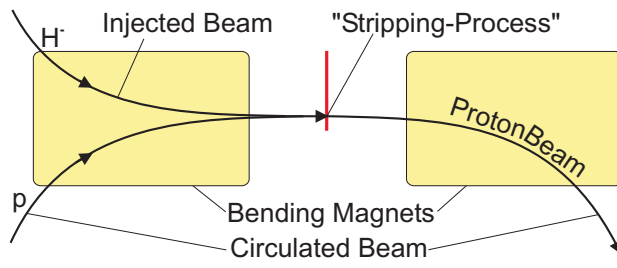


Abb. 1.1: Non-Liouvillesche Multiturn Injektion in einen Speicherring. Durch Umladung der H^- Ionen an einer dünnen Folie wird der Liouvillesche Satz „umgangen“. Durch mehrfache Wiederholung der Injektion kann in einem (Speicher)Ring oder Synchrotron eine sehr hohe Luminosität erreicht werden.

(Emittanz) für den gesamten weiteren Beschleuniger. Deshalb ist es zu Beginn eines Beschleunigers wichtig, auf eine niedrige Emittanz und kleines Emittanzwachstum zu achten, da sonst im hochenergetischen Teil des LINAC bzw. Synchrotrons mit hohen Strahlverlusten und evtl. daraus resultierender Aktivierung der Beschleunigerkavitäten zu rechnen ist. Ganz wesentlicher Bestandteil eines verbesserten Strahltransports sind leistungsfähige Diagnosemöglichkeiten. Durch die hohen Anforderungen an Strahlqualität und Leistungsdichte müssen allerdings neue Techniken und Methoden zur Strahldiagnose entwickelt werden.

In der hier vorliegenden Arbeit ist eine zerstörungsfreie Methode zur Emittanzmessung für H^- Ionen untersucht worden. Im folgenden soll zunächst die Notwendigkeit negativer Ionenstrahlen für (zukünftige) Protonenbeschleuniger erläutert werden, um dann auf die Vorteile zerstörungsfreier Diagnose einzugehen. Das Kapitel schließt mit einer Übersicht der experimentellen und theoretischen Arbeiten.

Injektion eines Ionenstrahls in einen Speicherring

Um bei hoher Energie –hier sind zwischen 500 MeV bis zu 10 GeV gemeint– eine hohe Luminosität zu erreichen, dient ein LINAC als (Vor)Beschleuniger für einen Speicherring oder Synchrotron. Um einen möglichst hohen Protonenstrom zu akkumulieren, verwendet man zunächst H^- Ionen, die bei der Injektion in den Ring durch eine dünne (Stripping)–Folie geschossen werden. Durch die Wechselwirkung mit der Folie werden *beide* Elektronen des negativen Wasserstoffions abgestreift und es entstehen positive Protonen.

Das grundlegende Problem der Injektion in einen Speicherring wird durch den sog. *Liouvilleschen Satz* bestimmt, der in Kapitel 4 noch ausführlich diskutiert wird. Dieser besagt, daß in ein bereits durch Teilchen besetztes Phasenraumvolumen keine weiteren Ionen injiziert werden können, ohne die schon darin enthaltenen Teilchen zu verlieren. Der Phasenraum¹¹ fasst Orte und Impulse zu einem 6-dimensionalen Raum zusammen und wird zur Beschreibung der Verteilungsfunktion des Ionenstrahls verwendet.

Um die problematische Injektion in einen Ring zu lösen, sind deshalb verschiedene Techniken entwickelt worden, die gegebenen Beschränkungen zu umgehen.

Hier soll lediglich das Prinzip der Injektion vorgestellt werden, für Details wird auf die Literatur wie z.B. [4] verwiesen. Die Injektion von positiven und negativen Ionen unterscheidet sich dabei grundlegend. Bei positiven Ionen bedient man sich normalerweise der sog. Multiturn Injektion. Dabei wird i.d.R. mit 2 Kickermagneten und einem sog. Septum–

¹¹Die bereits erwähnte Emittanz zur Beschreibung des Ionenstrahls gibt die von den Teilchen eingenommene Phasenraumfläche an, wobei die Angabe auch auf einen der Unterräume reduziert werden kann. Man spricht von umso besserer Strahlqualität, je kleiner die Emittanz ist.

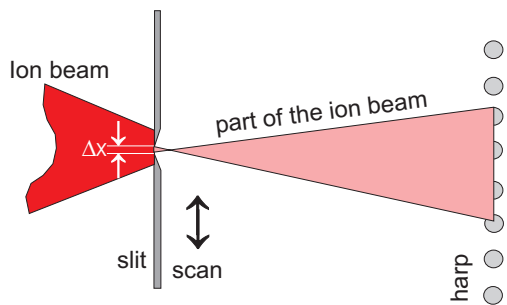


Abb. 1.2: Zerstörende Messung der Emittanz mit einer Schlitz-Gitter Anlage. Der Ort wird durch den Schlitz bestimmt, der Winkel dieses Teilstrahls wird mit einem Profilgitter durch die Verbreiterung des Teilstrahls bestimmt. Abhängig von der Art der Winkeldetektion gibt es auf diesem Meßprinzip beruhende unterschiedliche technische Ausführungen.

Magneten gearbeitet. Die Kickermagnete erzeugen eine „Beule“ (bump) im Orbit der bereits injizierten Ionen und führen den Bunch nahe an das Septum heran, so daß weitere Teilchen durch das Septum in den Orbit des Synchrotrons gelangen können, ohne daß allzu große Verluste auftreten. Bei mehrfacher Wiederholung kann eine „Stapelung“ der Teilchenbunche in longitudinaler wie auch in horizontaler und vertikaler Richtung stattfinden. Diese „stacking“ genannte Methode funktioniert allerdings nur, wenn die Emittanz des zu injizierenden Strahls deutlich kleiner als die Akzeptanz des Speicherrings ist.

Bei der Injektion negativer Teilchen findet ein Ladungsaustausch statt und wird auch Non-Liouvilian Stacking genannt. Dadurch ist es möglich, nahezu kontinuierlich zu injizieren und wiederholt in das gleiche Phasenraumvolumen zu injizieren. Diese Methode kann mit der bei Protonen geschilderten Methode des Stackings kombiniert werden. Weiterer Vorteil des Ladungsaustausch ist der Verzicht auf die technisch komplizierten Kicker-Magneten. Das Prinzip ist in Abb. 1.1 dargestellt. Die H^- Ionen werden mit einem Ablenkmagneten des Speicherrings auf den Orbit des bereits injizierten Strahls gebogen. Im feldfreien Raum zwischen zwei Dipolen laufen die H^- Ionen durch eine dünne Stripping-Folie (siehe Abb. 1.1). Dabei werden die H^- Ionen durch Coulomb-Wechselwirkung in Protonen umgeladen $H^- \rightarrow H^+ + 2e^-$. Wenn diese nach einem vollen Umlauf wieder den ersten Ablenkmagneten erreichen, werden sie wegen der Ladungsänderung bei gleichem Radius mit entgegengesetztem Vorzeichen abgelenkt. Nach einer Phase der Akkumulierung kann der Zyklus der Beschleunigung beginnen. Neben der Akzeptanz des Speicherrings sind weitere limitierende Faktoren wie die Raumladungskräfte bei Injektionsenergie und die Divergenzverbreiterung (Emittanzwachstum) durch Streuung an der Folie [5] zu nennen.

1.1 Vorteile zerstörungsfreier Diagnostik

Bei der Ionenstrahldiagnose möchte man einerseits den Ionenstrahl so wenig wie möglich beeinflussen¹² oder zerstören und auf der anderen Seite möglichst viel an Informationen über die (innere) Verteilung der Strahlionen gewinnen. Nur bei ausreichendem Wissen über Verhalten und Verteilungsfunktion des Teilchenstrahls kann die Strahldynamik kontrolliert

¹² Unter quantenmechanischem Aspekt muß der Ionenstrahl als makroskopisches Meßobjekt angesehen werden, der durch eine Messung *immer* beeinflusst wird und sich damit vom ungestörten System unterscheidet. Dementsprechend soll mit „zerstörungsfrei“ nicht eine Messung völlig ohne Strahlbeeinflussung gemeint sein, vielmehr soll damit betont werden, keine mechanischen Teile wie z.B. einen Profildraht, Schlitz oder Faradaytasche in den Strahl zu fahren. Dadurch wird die Strahlbeeinflussung i.d.R. auf ein Minimum reduziert.

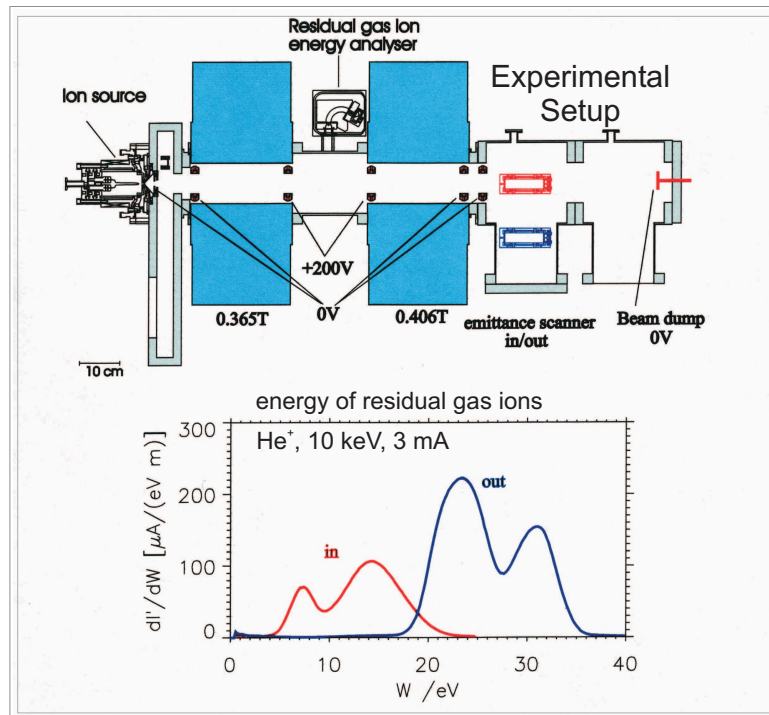


Abb. 1.3: Messungen zum Strahlpotential mit einem Restgasionenspektrometer (RGI) [6]. Das Strahlpotential ist zunächst ohne Emittanzmeßkopf bestimmt worden (blaue Kurve). Dann wurde mit eingefahrenem Emittanzmeßkopf gemessen (rote Kurve); dabei kann eine deutliche Veränderung zum ungestörten Fall festgestellt werden (Profilverschiebung nach links zu kleineren Strahlenergien). Durch das Strahlpotential wird der Kompensationsgrad beim Strahltransport bestimmt.

und z.B. Teilchenverluste während der Beschleunigung vermieden werden.

Da die Emittanz eine zusammengesetzte Größe aus Orten und Winkeln ist und der Phasenraum kein real existierender Raum wie z.B. der 3 dimensionale Ortsraum ist, muß in zwei Schritten gemessen werden. In Abb. 1.2 ist das Prinzip einer zweidimensionalen transversalen Emittanzmessung vereinfacht dargestellt: Der Ort der Messung wird durch den ersten Schlitz festgelegt. Dieser schneidet einen kleinen Teil des Strahls aus, der Rest geht an der Schlitzblende verloren. Versatz und Aufweitung werden mit einem Detektor bestimmt. Mit Hilfe des Abstands zwischen Schlitz und Detektor kann der Divergenzwinkel berechnet werden. In dem in Abb. 1.2 gezeigten Aufbau werden zur Winkelbestimmung parallel zum Schlitz verlaufende Profildrähte verwendet. Da das Drahtgitter die gleiche Anordnung wie der erste Schlitz hat, spricht man auch von einer Schlitz–Schlitz Emittanzmessung (für Details wird auf die Kapitel 4 und 6 verwiesen).

Bei einer solchen Meßanordnung wird der Ionenstrahl vollständig zerstört. Darüber hinaus lassen sich weitere Beeinflussungen durch den Emittanzmeßkopf nachweisen. Dies ist z.B. in früheren Experimenten am IAP [6, 7] gezeigt worden. Als Beispiel soll die Beeinflussung des Strahlpotentials durch Sekundärelektronen in Abb. 1.3 gezeigt werden.

Das Potential eines He⁺–Strahls ist zunächst ohne einen im Strahl weiter hinten befindlichen Emittanzmeßkopf (Allison–Scanners) gemessen worden (blau). Die rote Meßkurve ist mit eingefahrenem Allison-Scanner aufgenommen worden. Durch die Wechselwirkung des

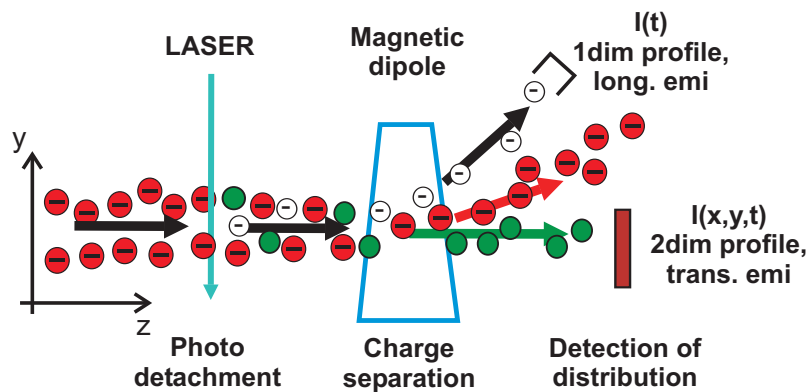


Abb. 1.4: Grundprinzip der Photodetachment-Strahldiagnose. Emittanzmessung an einem H^- Ionenstrahl durch Photodetachment. Der Ort wird hier durch die Neutralisation der negativen Ionen festgelegt und der Winkel wird optisch durch die Verbreiterung des Neutralstrahls mit Hilfe von Szintillator und CCD Kamera bestimmt.

Ionenstrahls mit dem Meßkopf läßt sich eine deutliche Verringerung des Strahlpotentials feststellen. Dadurch verändert sich der Kompensationsgrad und als Folge davon auch der Strahltransport.

Aber nicht nur aus physikalischer Sicht ist es sinnvoll, auf mechanische Bauteile im Strahl zu verzichten, sondern auch aus technischen Gründen. Trotz aufwendiger Wasserkühlung ist v.a. der vordere Schlitz einer Emittanzmeßanlage hohen Leistungs(dichten) ausgesetzt, was zur Zerstörung führen kann. Insbesondere Messungen nahe des Strahlfokus sind kritisch — hier reichen u.U. wenige Milliampere, um die Belastungsgrenze des Bauteils zu erreichen. Bei höheren Leistungsdichten von einigen Kilowatt ist es bei vollem Strahlstrom & Duty cycle nahezu unmöglich, mechanische Komponenten zur Strahldiagnose zu benutzen.

Eine besondere Möglichkeit der Emittanzmessung und allgemeiner der Strahldiagnose bieten *negative Wasserstoffionen*. Hier ist das zusätzliche Elektron nur durch eine geringe Bindungsenergie von $E_B = 0,749\text{eV}$ an das neutrale Wasserstoffatom gebunden. Mit einem Laser passender Wellenlänge kann eine Neutralisation der Strahlionen erreicht werden, indem das Photon seine Energie an das Ion abgibt und damit die Energie zum Ablösen (Photodetachment) des schwach gebundenen Elektrons zur Verfügung stellt.

Das Grundprinzip der zerstörungsfreien H^- Strahldiagnose ist in Abb. 1.4 gezeigt. Der Laser wird zur gezielten Photoneutralisation eingesetzt, dabei „entstehen“ Elektronen e^- , Neutralteilchen H^0 und die übrig gebliebenen H^- . In einem Magnetfeld können die verschiedenen Strahlanteile voneinander getrennt werden. Während die H^- Ionen weiter verwendet werden können, gibt es die Möglichkeit, entweder die Elektronen oder die Neutralteilchen zur Strahldiagnose zu verwenden. Ersteres bietet sich v.a. für Dichteprofil- oder longitudinale Emittanz-Messungen an. Die Neutralteilchen dagegen eignen sich eher für die Bestimmung der transversalen Emittanz, da die neutralisierten Ionen die Phasenrauminformation des Ionenstrahls tragen und sich nicht so leicht wie Elektronen beeinflussen lassen. Die Aufweitung und der Versatz können mit einem ortsauflösenden Detektor bestimmt werden. Aus dieser Verteilungsfunktion und der Driftlänge zwischen Laser- und Detektorposition die Emittanz berechnet werden.

1.2 Gliederung der Arbeit

Die für die vorliegende Arbeit durchgeführten Untersuchungen hatten das Ziel, die Grundlagen der Emittanzmessung mit Hilfe der Photoneutralisation an einem H^- Strahl theoretisch und experimentell zu erarbeiten.

Im zweiten Kapitel wird der Wechselwirkungsquerschnitt des Photodetachment diskutiert, um darauf aufbauend die Produktionsrate für die neutralisierten Ionen abzuschätzen. Diese Rechnungen werden zur Auslegung der Laserleistung und des Teilchendetektors verwendet. Abschluß des Kapitels bildet eine (historische) Übersicht der wichtigsten Experimenten, bei denen Photodetachment an einem Ionenstrahl zur Diagnose eingesetzt wurde.

Die folgenden drei Kapitel fassen die Arbeiten zum Aufbau der Beamline zusammen. Zunächst werden die Erzeugung von H^- Ionen und Extraktion aus einem Plasma besprochen. Dem schließt sich ein Kapitel zu den Grundlagen des Strahltransports an, um dann die einzelnen Komponenten der Beamline wie Ionenquelle, Dumpingsystem, differentieller Pumptank und elektrostatisches Linsensystem vorzustellen. Für den experimentellen Aufbau der Transportstrecke sind die wesentlichen Komponenten neu konstruiert bzw. stark weiterentwickelt worden. Der Abschluß bildet die Zusammenfassung der experimentellen Meßergebnisse im Zusammenhang mit der H^- Extraktion und dem Matching des Strahl in die Diagnosekammer.

Im 6. Kapitel wird die Photodetachment–Diagnose unter allgemeinen Gesichtspunkten diskutiert und mit Hilfe von Teilchensimulationen die Abbildungseigenschaften einer Schlitz–Punkt Emittanz untersucht. Des weiteren werden geeignete Materialien für den Teilchendetektor vorgestellt. Zum gesamten Meßaufbau gehören außerdem noch CCD–Kamera, Dipol und die Vakuumkammer, in der die Photoneutralisation stattfindet.

Im 7. Kapitel werden Laser, Strahlführung und Ausbreitung vorgestellt. Die Anforderungen an die „Qualität“ des Laserstrahls sind hoch, da bei der Wechselwirkung mit dem Ionenstrahl ein möglichst gut kollimierter Laserstrahl nahe dem beugungsbegrenzten Fall erforderlich ist. Deshalb werden die Grundlagen eines gaußförmigen Laserstrahls zusammengefasst und Messungen vorgestellt, auf deren Basis man den Verlauf des Lasers im Bereich des Ionenstrahls berechnen kann.

Die Messungen zur Photoneutralisation und die Diskussion der Ergebnisse sind im letzten Kapitel zusammengefasst. Wesentliche Punkte sind hier der prinzipielle Nachweis von Neutralteilchen, Test des Szintillators, Strahlparameter in Abhängigkeit der Linsenparameter und der Vergleich zwischen Photodetachment Profilen und Messungen einer Schlitz–Gitter Anlage.

2 Photodetachment negativer Wasserstoffionen

2.1 Wirkungsquerschnitt der Photoneutralisation für H^- Ionen

Bildung stabiler negative Ionen

Eine notwendige aber nicht hinreichende Bedingung für die Bildung eines stabilen negativen Ions ist eine positive Elektronennegativität. Die Energiedifferenz zwischen einem neutralen Molekül im Grundzustand und dem dazugehörigen positiven Kation im Grundzustand entspricht genau der Elektronenaffinität. Definitionsgemäß ist die Elektronenaffinität positiv, wenn der Grundzustand des negativen Ions energetisch unterhalb des neutralen Moleküls liegt.¹

Die Aufnahme eines Elektrons von einem neutralen Molekül ist mit einer positiven Elektronenaffinität verknüpft, die entsprechende Enthalpieänderung hat jedoch –wie für alle exothermen Reaktionen– ein negatives Vorzeichen. Diese zunächst merkwürdig erscheinende Situation läßt sich aber damit erklären, daß die Elektronenaffinität eines neutralen Teilchens X als Bindungsenergie eines freien Elektrons oder als Ionisierungsenergie eines entsprechenden negativen Anions angesehen wird.

Eine positive Elektronenaffinität entspricht in dieser Argumentationsweise einer endothermen Elektronenablösung. Dabei stehen verschiedene Methoden zur Verfügung, die Energie zur Ablösung (Detachment) des zusätzlichen Elektrons zur Verfügung zu stellen — eine Möglichkeit ist Photodetachment, bei der die Neutralisierung des negativen Anions durch ein Photon ausreichender Energie geschieht und im folgenden genauer erläutert werden soll.

Aktuelle Studien konzentrieren sich auf hoch angeregte Zustände beider Elektronen (einfach angeregte, stabile Zustände existieren bei Wasserstoff im Gegensatz zu anderen negativen Ionen nicht) und deren starke Elektron–Elektron Wechselwirkung. Ältere Untersuchungen beschäftigten sich dagegen eher mit dem Grundzustand des negativen (Wasserstoff)–Ions. Die Herausforderung bei der theoretischen Betrachtung des H^- –Ions ist die starke Wechselwirkung beider Elektronen untereinander, so daß der übliche quantenmechanische Ansatz aus der Störungsrechnung nicht angewendet werden kann. Dies steht im Gegensatz zu anderen Zwei–Elektronensystemen wie He , Li^- , bei denen die coulombsche Anziehungskraft zwischen Kern und beiden Elektronen dominierend ist und daher die Wechselwirkung beider Elektronen mittels Störungsrechnung behandelt werden kann.

¹ für die Erzeugung von H^- siehe auch Kapitel 3.1 auf Seite 20

H⁻ Photodetachment–Wechselwirkungsquerschnitt

Es gibt bereits seit langem ein Interesse am Photodetachment und kam historisch betrachtet aus der Astrophysik. Hier ging man Anfang des vergangenen Jahrhunderts der Frage nach, warum die Sonne im Vergleich zur Schwarzkörperstrahlung zwischen dem Infraroten und dem gesamten sichtbaren Wellenlängenbereich eine Abschwächung der Leuchtdichte zeigt. Dieser Bereich umfasst die Photonenenergien zwischen 0,75 eV bis etwa 4 eV mit einem Maximum der Abschwächung bei 1,5 eV. Das Verhalten der Leuchtdichte kann in diesem Bereich nur schwer durch Atome oder positive Ionen erklärt werden, da deren Photonenabsorption erst ab 4–5 eV beginnt.

Als Lösung schlug als erster *R. Wildt* 1939 [8, 9, 10] eine signifikante H⁻ Dichte in der äußeren Sonnenatmosphäre vor, die durch entsprechende Photonenabsorption bzw. Neutralisation der negativen Ionen



zu der beobachteten Abschwächung im Sonnenspektrum führen sollte. Zu diesem Zeitpunkt war zwar bekannt, daß es H⁻ mit einem stabilem Grundzustand geben mußte [11], aber der Verlauf bzw. die theoretische Berechnung des Wirkungsquerschnitts für H⁻ waren nicht bekannt. Die theoretische Beschreibung der Photoneutralisation ist zu Beginn der Studien v.a. von *S. Chandrasekhar* entwickelt worden — eine Übersicht seiner Arbeiten zum H⁻ Photodetachment ist in [12] zu finden. Dagegen waren experimentelle Laboruntersuchungen bis zur Mitte des vorigen Jahrhunderts wegen unzureichender Ionen- und Lichtquellen (Laser noch unbekannt) nur sehr eingeschränkt möglich.

Einer der ersten Hinweise für den experimentellen Nachweis im Labor stammt von *L.M. Branscomb et al.* 1953 [13]. Etwas später wird vom selben Autor in [14] die erste integrale Messung des Wirkungsquerschnitts $\sigma_{PD}(\lambda)$ mit einer Bogenentladungslampe und entsprechenden optischen Filtern beschrieben. Diese frühen experimentellen Untersuchungen zwischen $\lambda = 400 \dots 1300\text{nm}$ zeigen im Vergleich nur geringe Abweichung zu aktuellen Messungen von [15] und stimmen auch sehr gut mit theoretischen Berechnungen überein.

Der für die Abschwächung der Strahlungsdichte der Sonne wichtige Wellenlängenbereich zwischen 400...1300nm mit Photonenenergien $\leq 10\text{eV}$ wird dem sog. „elastischen“ Bereich des Photodetachment zugerechnet.² Da der Verlauf des Wirkungsquerschnitts im Maximum glatt und ohne ausgeprägte Resonanzen verläuft, spricht man auch von kontinuierlicher Photonenabsorption bzw. dem kontinuierlichen Photodetachment [16]. Dieser elastische Teilbereich ist für alle negativen Ionen prinzipiell ähnlich und läßt sich nach [17] als partieller Wirkungsquerschnitt durch

$$\sigma(\omega) = \frac{16\pi}{3c} \sqrt{E_D} \frac{\sqrt{(\omega - E_D)^3}}{\omega^3} \quad (2.1)$$

in Atomic units mit 1 a.u. $\approx 27,211\text{ eV}$ annähern. Dabei entspricht E_D der „Detachment- bzw. Schwellenenergie“, die wie im Fall von Wasserstoff in Abb. 2.1 mit $E = 0,754\text{eV}$ angenommen werden kann. Voraussetzung für eine sinnvolle Anwendung diese Modell sind folgende Vereinfachungen:

- gebundenes äußerste Elektron besitzt ein wasserstoffähnliches Orbital

² In diesem Energiebereich kann mit sehr langsamen Elektronen in elastischen Elektronen–Ionen Streuversuchen $E_{kin}(e^-) < 10\text{eV}$ der gleiche Wirkungsquerschnitt wie der von Photonen erzielt werden.

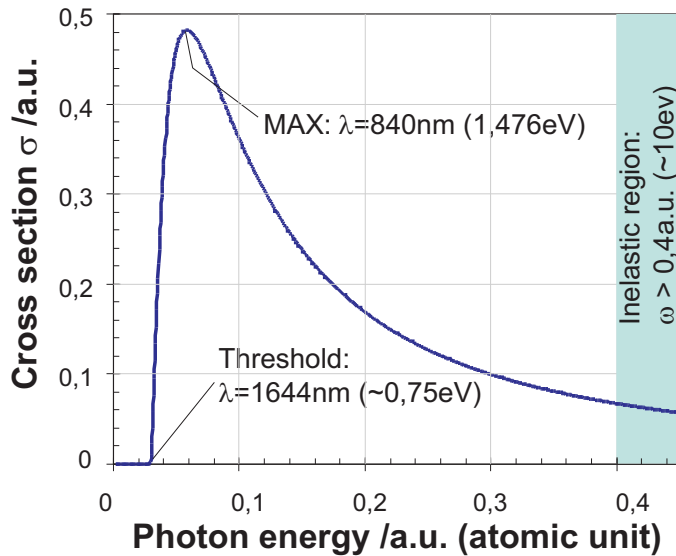


Abb. 2.1: Analytische Näherung des Photodetachment Wirkungsquerschnitts. Der Verlauf ist im Prinzip für alle negativen Ionen ähnlich: Von einer Schwellenenergie E_D oberhalb des Grundzustands ausgehend wird ein Maximum bei $\omega_{\max} = 2E_D$ durchlaufen und nähert sich bei noch größer werdender Photonenenergie asymptotisch einem Grenzwert, der bei H^- Ionen bei $\omega^{-3/2}$ liegt (für andere Ionensorten ergeben sich andere Koeffizienten).

- abgelöstes Elektron kann durch eine planare Welle beschrieben werden
- Anziehung wird durch ein Delta-Potential der Form $V = -A\delta(r)$ beschrieben.

Typischerweise verläuft ein Photodetachment-Wirkungsquerschnitt von seiner Schwellenenergie steil ansteigend bis zum Maximum $\omega = 2E_D$, um dann mit kleiner werdendem Gradienten wieder abzufallen und sich einem Grenzwert anzunähern (dieser Verlauf läßt sich bei allen bekannten negativen Ionen wiederfinden), der bei H^- Ionen bei $\propto \omega^{-3/2}$ liegt. Das asymptotische Verhalten für andere negative Ionen wie z.B. Li^- liegt im Bereich zwischen $\omega^{-1/2}$ und $\omega^{-7/2}$. Bei hohen Photonenenergien, die im Bereich der Ionisierungsenergie des atomaren Wasserstoffs liegen, gelten die oben genannten Voraussetzungen nur noch mit Einschränkungen und Gl. 2.1 kann das Photodetachment nicht mehr korrekt beschreiben. Zur Berechnung der Resonanzstruktur zwischen 10. . . 15 eV müssen über Gl. 2.1 hinausgehende Annahmen gemacht werden.

Gesamter Photodetachment-Wirkungsquerschnitt

Im Gegensatz zum bisher betrachteten Wirkungsquerschnitt bei großen Wellenlängen existiert bei großen Photonenenergien eine Vielzahl von Resonanzen, die zu einem wesentlich komplizierteren Verlauf führt. In Abb. 2.2 ist der Wirkungsquerschnitt von 0,2 eV Photonenenergie bis 70 eV nach [18] dargestellt.

Der wesentliche Unterschied des Gesamt-Wirkungsquerschnitts im Vergleich zum analytisch beschriebenen Teil liegt im Bereich zwischen 10,8 und 14,35 eV Photonenenergie. Für kleine Energien ändert sich der Verlauf auch bei einer detaillierten quantenmechanischen Rechnung nur sehr wenig.³ An der Schwellenenergie bei $E_{\text{bind}} = 0,75(42) \text{ eV}$ steigt der Wirkungsquerschnitt steil bis zu einem Maximum von $\sigma_{PD} = 4.0 * 10^{-17} \text{ cm}^2$ bei einer Wellenlänge von $\lambda \approx 830 \text{ nm}$ ($\sim 1,5 \text{ eV}$) an und wird in Abb. 2.2 als Bereich A bezeichnet. Dieser elastische Bereich ist dadurch gekennzeichnet, daß keine angeregten Zustände möglich sind, mittlerweile konnte dies sowohl theoretisch [19] wie auch experimentell [20] bewiesen

³ Allerdings wird bei einer detaillierteren Rechnung eine absolute Normierung der Intensität möglich.

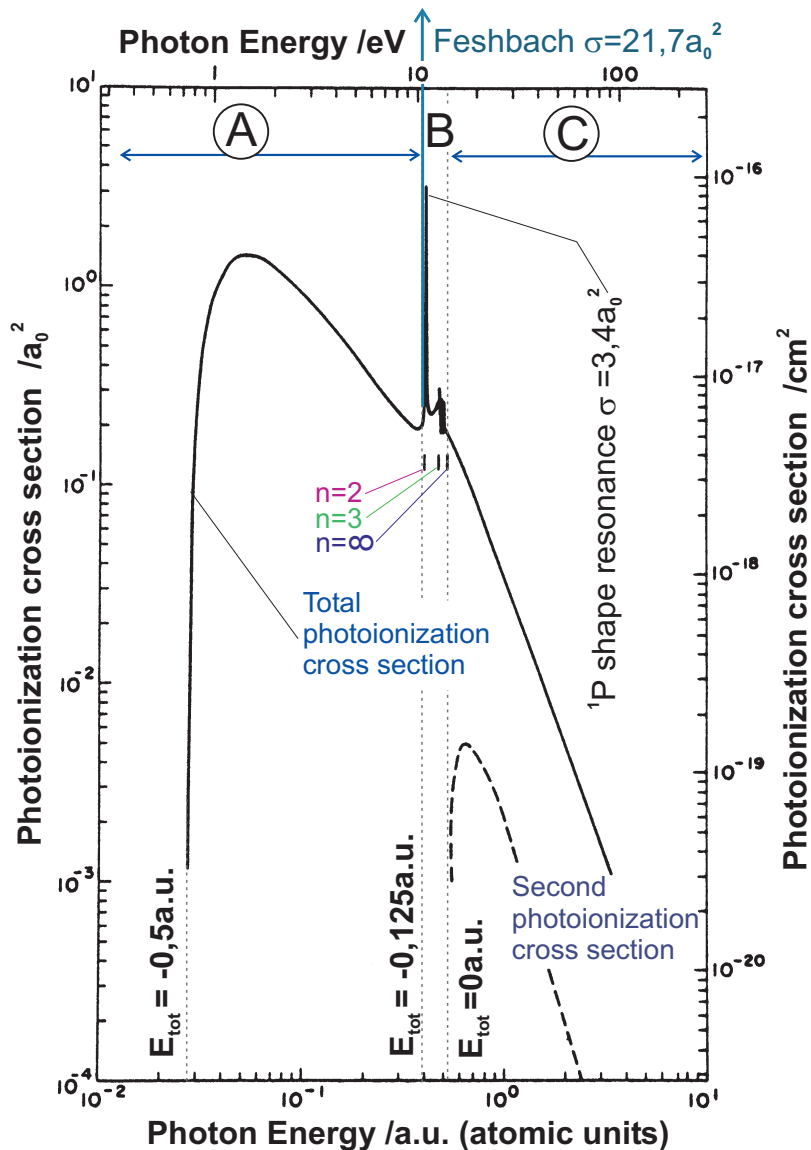


Abb. 2.2: Übersicht des gesamten Photodetachment Wirkungsquerschnitts $\sigma_{\text{PD}}(\lambda)$ für negative Wasserstoffionen nach [18]. Dabei ist der Wirkungsquerschnitt in cm^2 und normiert mit dem Bohrschen Radius in a_0^2 angegeben. Die Photonenenergie wird in eV und in atomic unit-Maßsystem angegeben ($1 \text{ a.u.} = 27,21138 \text{ eV}$). Der Wirkungsbereich kann nach [16, 18] in drei Energiebereiche unterteilt werden: Bereich A geht vom Grundzustand über das gesamte sichtbare und nahe ultraviolette Spektrum bis $10,95 \text{ eV}$ Photonenenergie und ist mit dem analytischen Verlauf aus Gl. 2.1 weitgehend identisch. Elektronen gleicher Energie zeigen den gleichen Verlauf der Neutralisation, dabei bleiben die Impulse erhalten, weshalb man auch vom elastischen Bereich spricht. Dem schließt sich in Bereich B der inelastische Bereich (zweifache und höhere Elektronenanregung) mit zahlreichen Resonanzen (zweifache Elektronenanregung) an und liegt zwischen $10,95$ – $14,35 \text{ eV}$. Bei noch größeren Photonenenergien in Bereich C werden Anregungstufen mit $N \geq 6$ und zweifacher Elektronenablösung möglich.

werden. Erst oberhalb von 10,95 eV sind zweifach angeregte Zustände mit $n \geq 2$ möglich. In diesen Bereich liegen zahlreiche weitere Resonanzen und wird deshalb auch inelastischer Bereich B genannt.

Bis zur einer Photonenenergie von 14,35 eV, die die Schwellenenergie für die zweifache Ionisation (Bereich C) darstellt, zeigt sich eine sehr vielfältige Struktur des Wirkungsquerschnitts mit einer großen Anzahl von Zuständen, in denen beide Elektronen angeregt sind. Die angeregten Zwei-Elektronenzustände ab $N=6$ liegen energetisch so hoch, daß bisher nur wenige experimentelle Daten vorliegen und sind aktueller Stand der Forschung [16]. Zusammenfassend kann der gesamte Wechselwirkungsquerschnitt je nach Photonenenergie durch die folgenden Prozesse beschrieben werden

$$\hbar\omega + H^- \begin{cases} \longrightarrow H(1s) + e^- & \text{A : kontinuierliche Absorption} \\ \longrightarrow H(n \geq 2) + e^- & \text{B : Resonanzen} \\ \longrightarrow H^+ + 2e^- & \text{C : Zweifach - Ionisation .} \end{cases} \quad (2.2)$$

Bei $n = 2$ liegen zwei der wichtigsten Resonanzen, die kurz erwähnt werden sollen. Knapp unterhalb des $H^0(n = 2) + e^-$ Anregungszustands liegt die „Feshbach-Resonanz“, die zu kleineren Wellenlängen hin in die wesentlich breitere „Shape Resonanz“ übergeht. Erstere ist mit $\sigma = 21,7a_0^2$ (etwa $100\times$ oberhalb des elastischen Wirkungsquerschnitts) nicht nur wesentlich höher sondern mit $\omega_{FWHM} = 30 \mu eV$ im Vergleich zur Shape-Resonanz ($\omega_{FWHM} = 21 meV$ mit $\sigma = 3,4a_0^2$) auch deutlich schmaler.

Um die energetisch hoch liegenden Resonanzen vermessen zu können, benutzt man i.d.R. einen relativistischen Ionenstrahl, um Lorentz-Transformation und Dopplereffekt auszunutzen. Untersuchungen der Resonanzen sind v.a. von *H.C. Bryant* seit 1971 [21] in Los Alamos am LAMPF durchgeführt worden. Ein umfassender Überblick findet sich in [22]. Dabei ist ein 800 MeV H^- Strahl mit einem (teilweise mehrfach) frequenzverdoppeltem Nd:YAG Laser unter veränderlichem Winkel gekreuzt worden. Der „Lorentz-Boost“ ist dabei so groß, daß im H^- Bezugssystem Photonenenergien bis 15 eV erreicht werden (siehe dazu auch Seite 16). Damit werden bei nahezu 1 GeV Gesamtenergie Resonanzbreiten von weniger als 30 meV(!) gemessen. Für die weitere Diskussion zum Wirkungsquerschnitts wird auf die Literatur wie z.B. [12, 18, 23, 24, 25] verwiesen.

2.2 Berechnung der Produktionsrate

Wenn Photodetachment zur Strahldiagnose benutzt wird, muß für die Auslegung des Lasersystems und des Teilchendetektors die Produktionsrate, also die absolute Zahl an erzeugten Neutralteilchen, vorher abgeschätzt werden. Für die folgende Berechnung werden alle atomphysikalischen Aspekte vernachlässigt.

Um von der Erzeugungsdichte $n_o(P)$ mit $[m^{-3}s^{-1}]$ auf die Produktionsrate $N_o(P)$ (gesamte Neutralteilchenanzahl) zu schließen, muß die Geometrie von Laser- und Ionenstrahl und die „gesamte Belichtungsdauer“

$$T = t \cdot \nu \cdot \tau \quad \text{mit} \quad \begin{cases} t & = \text{Meßzeit (Integrationszeit)} \\ \nu & = \text{Pulsfrequenz des Ionenstrahls/ Lasers} \\ \tau & = \text{Pulsdauer des Ionenstrahls/ Lasers} \end{cases} \quad (2.3)$$

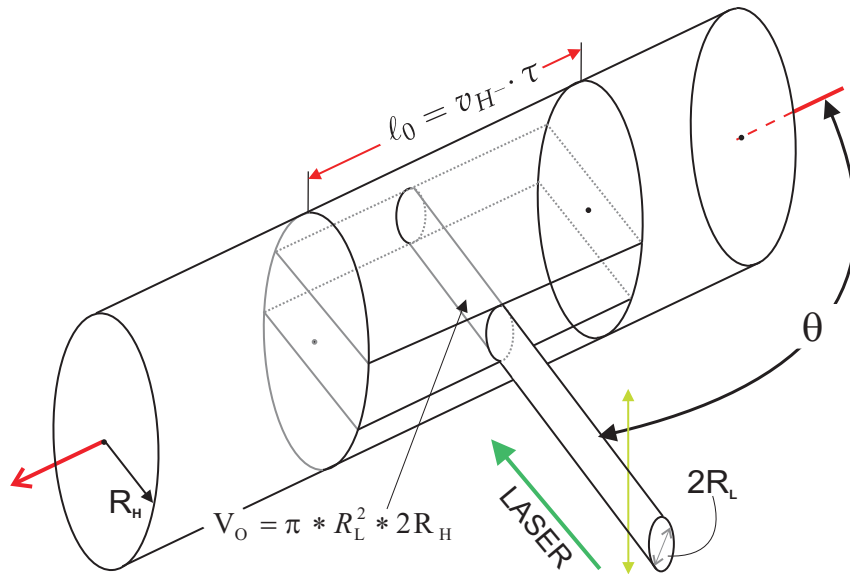


Abb. 2.3: Anordnung von Ionenstrahl und Laserstrahl beim Photodetachment. Der Laserstrahl neutralisiert entsprechend Ionenenergie, der Pulsdauer des Laser & seiner Leistungsdichte nur einen kleinen Teilbereich des Ionenstrahls. Zur Vereinfachung sind homogene Teilchendichten angenommen worden; bzgl. des (Reaktions)volumens fürs Photodetachment sind Randeffekte des Lasers vernachlässigt worden und durch einen entsprechenden zylindrischen Querschnitt angenähert worden.

berücksichtigt werden.⁴ Das Volumen, das der Laserstrahl „belichtet“, hängt, wie in Abb. 2.3 dargestellt, sowohl vom Ionen- wie vom Laserstrahl ab. Als Vereinfachung werden jegliche Randeffekte vernachlässigt und ein zylindrischer Laserstrahl angenommen und es gilt

$$V_o = 2R_H \cdot \pi R_L^2 \quad \text{„Reaktionsvolumen“} \quad (2.4)$$

Außerdem soll $R_L < R_H$ gelten und die Aufenthaltszeit $t_i = 2R_L/v_H \ll \tau$ eines Ions im Laserstrahl ist sehr viel kleiner als die Pulsdauer. Die Ionen- wie auch die Laserstrahldichte ρ_H und ρ_L werden als homogen angenommen. Zunächst soll auch der Fall eines relativistischen H^- Strahls ausgeklammert werden und beide Strahlen kreuzen sich in einem Winkel von $\theta = 90^\circ$. Andernfalls muß bei t_i der Winkel $\theta \neq 90^\circ$ mit berücksichtigt werden. Die gesamte Anzahl der am Photodetachment beteiligten Ionen ist durch $\rho_H \cdot V_o = N_{H^-}^{initial}$ vorgegeben. Während der Neutralisation „dünn“ bei größer werdender Laserleistung der Ionenstrahl in gleichem Maße aus wie die Anzahl der Neutralteilchen $N_o(P)$ zunimmt. Die bereits neutralisierten Ionen $N_o(P)$ bilden mit den restlichen H^- Ionen $N_{H^-}(P)$ die ursprüngliche „Eingangszahl“ $N_{H^-}^{initial}$ an negativen Ionen

$$N_{H^-}^{initial} = N_{H^-}(P) + N_o(P) = \text{konstant}. \quad (2.5)$$

Je länger die Reaktion andauert oder je höher die Laserleistung ist, umso geringer wird die Anzahl der übrig gebliebenen H^- Ionen $N_{H^-}(P)$ sein, bis schließlich die Neutralisationsrate in eine Sättigung geht und für die Neutralteilchen $N_o(P) = N_{H^-}^{initial} = \text{const.}$ gilt, das bedeutet,

⁴Der duty-cycle d wird in Prozent angegeben und setzt sich aus Frequenz $\nu \times$ Pulsdauer τ zusammen.

daß alle vorhandenen Ionen neutralisiert wurden. Für die die Neutralteilchenzahl $N_o(P)$ kann mit $\lambda = const.$ auch geschrieben werden

$$dN_o(P) = dP \sigma \underbrace{\frac{\lambda}{hc \pi R_L^2}}_{=\Phi} t_i N_{H^-}(P) , \quad (2.6)$$

wobei Φ die Flußdichte der Photonen angibt. Mit Gl.(2.5) läßt sich eine einfache Differentialgleichung aufstellen,

$$N_{H^-}^{initial} = \frac{1}{\sigma \Phi t_i} \frac{dN_o(P)}{dP} + N_o(P) = const. \quad (2.7)$$

die den Verlauf der Ionen- und Neutralteilchen bei zunehmender Laserleistung beschreibt. Für die Lösung von Gl. 2.7 wird zur Integration $x = N_{H^-}^{initial} - N_o(P)$ substituiert

$$\begin{aligned} \sigma \Phi t_i dP &= \frac{1}{N_{H^-}^{initial} - N_o(P)} dN_o \\ \sigma \Phi t_i \int_0^P dP' &= - \int_{x_0}^x \frac{dx'}{x} \end{aligned} \quad (2.8)$$

mit den Grenzen $x_0 = N_{H^-}^{initial}$ und $x = N_{H^-}^{initial} - N_o(P)$. Die Lösung der DGL unter Berücksichtigung der gesamten Belichtungszeit T aus Gl. 2.3 ergibt sich als

$$N_o(P) = N_{H^-}^{initial} T \left(1 - e^{-\sigma \Phi t_i P} \right) = \frac{IR_L \tau}{R_H e^-} \left(1 - e^{-\frac{2\sigma \lambda}{hc \pi R_L v_H} \cdot P} \right) \quad (2.9)$$

wobei die Anzahl der $N_{H^-}^{initial}$ sich aus der H^- Teilchendichte und dem Reaktionsvolumen ergibt

$$N_{H^-}^{initial} = \underbrace{\frac{I}{R_H^2 \pi v_{He^-}}}_{\text{Strahlionen}} \cdot \underbrace{\pi R_L^2 2R_H}_{\text{Volumen } V_o} . \quad (2.10)$$

Näherung der Produktionsrate bei kleinen Laserleistungen

Für Emittanz- oder Strahlprofilmessungen ist es nicht unbedingt notwendig, die Laserleistung so hoch zu wählen, daß alle H^- Ionen im Reaktionsvolumen V_o auch neutralisiert werden, da die Ausbeute bei steigender Laserleistung zusehends ineffektiver wird.⁵ Durch eine geringere Neutralisationsrate kann der Einfluß auf den Ionenstrahl weiter reduziert werden und durch eine Linearisierung beschrieben werden können. Eine lineare Produktionsrate setzt eine praktisch konstante Anzahl H^- Ionen voraus.

Prinzipiell müßte dafür die Produktion an Neutralteilchen durch Volumenintegration $N_o(P) = \sigma \Delta v \int \rho_H \rho_L dV$ berechnet werden, in dem hier vorliegenden Fall sollen Ionen- und Laserstrahl aber wieder als homogen gefüllte Zylinder angesehen werden. Für die absolute Neutralteilchenzahl $N_o(P)$ ergibt sich dann

$$\begin{aligned} N_o(P) &= \rho_H \cdot \rho_L \cdot \sigma_{PD} \cdot \Delta v \cdot V_o \cdot \tau \\ &= \rho_H \cdot \rho_L \cdot \sigma \cdot c(1 - \beta \cos \Theta) \cdot V_o \cdot \tau . \end{aligned} \quad (2.11)$$

⁵Ein hoher Neutralisationsgrad macht v.a. Sinn, wenn sehr hohe Zeitaufösungen $\leq 1 ns$ gewünscht sind, um (absolut betrachtet) noch eine ausreichende Anzahl Neutralteilchen zu erzeugen.

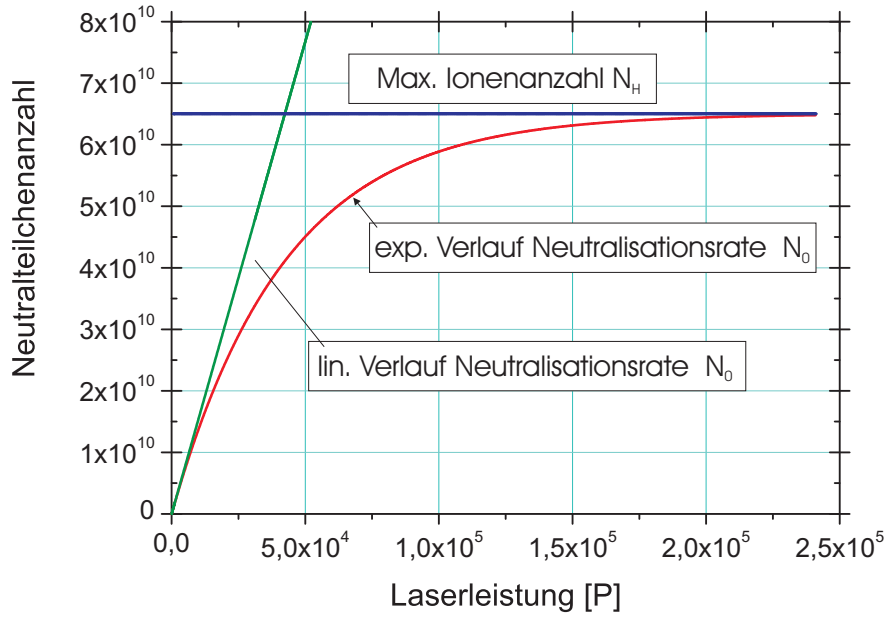


Abb. 2.4: Produktionsrate, berechnet mit veränderlicher (rote Kurve) und mit konstanter H^- Teilchendichte (grün). Ersteres ergibt einen Verlauf, der sich exponentiell dem Maximum (blau) nähert, wohingegen letzteres einen linearen Verlauf zeigt und nur für kleine Laserleistungen gültig ist. Das Maximum der Produktionsrate ist die Gesamtheit aller Wasserstoffionen $N_{H^-}^{initial}$, die sich im Reaktionsvolumen $V_o = 2R_H \cdot \pi R_L^2$ befinden. Für die absolute Neutralteilchen-Anzahl wird die gesamte Belichtungszeit T mit berücksichtigt. Für die experimentellen Daten siehe Tab. 2.1.

Ganz ähnlich der Aufenthaltsdauer $t_i = 2R_L/v_H$ bestimmt bei der Linearisierung in Gl. 2.11 die Relativgeschwindigkeit Δv die Dauer der Wechselwirkung. Mit dem Winkel Θ aus Abb. 2.3 gilt für die Relativgeschwindigkeit

$$\Delta v = |\vec{v}_c| - |\vec{v}_H| \cdot \cos \Theta = c(1 - \beta \cos \Theta), \quad (2.12)$$

mit dem relativistischen Faktor β . Für $\Theta = 90^\circ$ gilt $\Delta v = c(1 - \beta \cos \Theta) = c$. In Gl. 2.11 können ρ_H , ρ_L , Δv und V_o ersetzt werden und man erhält

$$N_o(P) = \sigma \cdot c \cdot \underbrace{\frac{I}{\pi R_H^2 v_{He^-}}}_{\text{Iondichte}} \cdot \underbrace{\frac{P\lambda}{h4R_L^2 c^2}}_{\text{Photonendichte}} \cdot \underbrace{2R_H 4R_L^2}_{\text{Volumen } V_o} \cdot \tau$$

$$N_o(P) = \frac{2I\sigma\lambda\tau}{R_H v_H h c e^- \pi} \cdot P \quad (2.13)$$

Durch die Linearisierung ist die Anzahl der entstehenden Neutralteilchen nicht mehr wie in 2.9 vom Laserradius abhängig, sondern nur noch von der Anzahl der Photonen. Für die Berechnung der Produktionsrate in Abb. 2.4 und Abb. 2.5 sind die Daten für die späteren Photodetachment-Experimente am H^- Strahl zugrunde gelegt worden und in Tab. 2.1 zusammengefasst. Ein Vergleich zwischen der Produktionsrate aus Gl. 2.9 und der Näherung 2.13 ist in Abb. 2.5 zu sehen. Erst wenn der Ionenstrahl durch die Neutralisation bereits stark ausgedünnt ist, kommt es zu signifikanten Abweichungen. Bei den

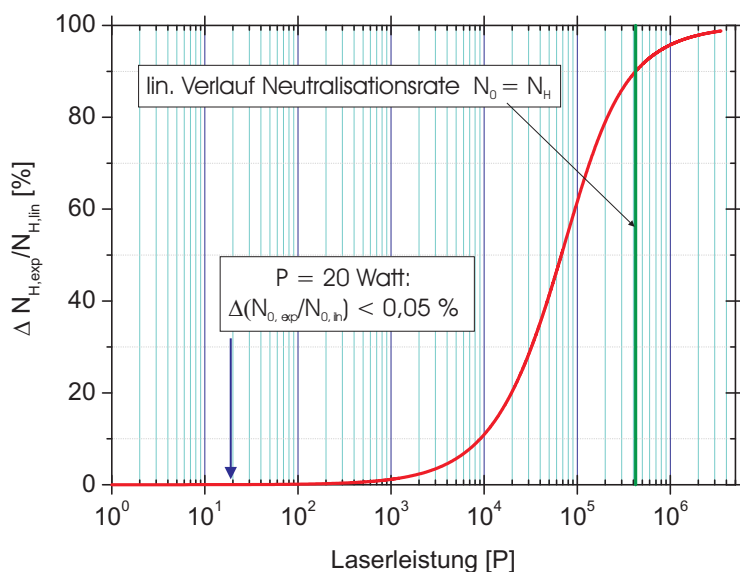


Abb. 2.5: Prozentuale Abweichung zwischen „exponentiellem Verlauf“ (veränderliche H^- Dichte; DGL) und linearer Näherung. Signifikante Abweichungen zwischen beiden Methoden treten erst bei großen Laserleistungen auf, wie sie für diese Arbeit nicht verwendet wurden. Für die experimentellen Daten siehe Tab. 2.1.

hier verwendeten Strahlleistungen von 10–30 W ist es also durchaus gerechtfertigt, von einer konstanten Ionenanzahl für die Neutralisation auszugehen und die Linearisierung zu verwenden.

Relativistische Korrektur

Bei den bisher angestellten Überlegungen ist von einem niederenergetischen Ionenstrahl ausgegangen worden. Bei relativistischer Bewegung der H^- Ionen muß eine Änderung des Wechselwirkungsquerschnitts berücksichtigt werden. Durch den Übergang vom Laborsystem K in das bewegte System des Ionenstrahls K' ändert sich die Photonenenergie. Der relativistische Doppler-Effekt [26] folgt aus der Lorentz-Transformation des Wellenzahlvektors einer monochromatischen ebenen Welle $A(x) = A_0 \cdot e^{i \cdot (\omega t - \vec{k} \cdot \vec{x})}$ im ladungsfreien Raum und man erhält für die Energie bzw. der Frequenz der elektromagnetischen Welle im gestrichenen System des Ionenstrahl folgende Formel für den Doppler-Effekt

$$\omega' = \omega \frac{1 - \beta \cos \theta}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \gamma \cdot \omega \cdot (1 - \beta \cos \theta) \quad . \quad (2.14)$$

Die Orientierung des Winkels θ im Laborsystem ist wie in Abb. 2.3, so daß bei entsprechender Wahl eine Frequenzverschiebung zu kleineren Wellenlängen hin erfolgt („Lorentz-Boost“).

| | |
|---|---|
| $R_{H^-} = 12\text{mm}$ | $I = 0.5\text{mA}$ |
| $v_{H^-} = 9,78 \cdot 10^5 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ | ($\equiv 5.0\text{keV}$) |
| $\nu = 40\text{Hz} @ \tau_{\text{Quelle}} = 500\mu\text{s}$ | $t = 15\text{s}$ (Belichtungszeit) |
| $R_L \approx 0,5\text{mm}$ | $\sigma = 3,5 \cdot 10^{-21}\text{m}^2$ |

Tab. 2.1: Typische Zahlenwerte für eine Photoneutralisations Messung an der hier aufgebauten H^- Beamline. Als Pulsdauer mußte nur die der Ionenquelle berücksichtigt werden, da die Messungen mit einem cw-Laser durchgeführt wurden.

Im Gegensatz zum akustischen Dopplereffekt führt hier der relativistische Faktor γ auch dann zu einer Frequenzverschiebung, wenn sich beide Strahlen unter $\theta = \pi/2$ kreuzen.

Die Energieverschiebung des Doppler-Effekts kann auch in begrenztem Umfang in der Strahldiagnose eingesetzt werden. Hauptanwendungsgebiet sind aber wie bereits erwähnt die Untersuchungen zu atomphysikalische Fragen (siehe Veröffentlichungen von *H.C. Bryant*).

So kann z.B. die Photonenenergie eines Nd:YAG Lasers von 1,17 eV bei 200 MeV Strahlenergie unter einem Winkel $\theta = 170^\circ$ so weit erhöht werden, daß man den maximalen Wirkungsquerschnitt bei 830 nm erreicht, was einen Zuwachs von etwa 25% bedeutet.

Neben der Ionen- und Photonenergie ist es bei dieser Art von Messungen üblich, für die Feinabstimmung auch noch den Winkel beider Strahlen zu verändern, um exakt die verschiedenen Resonanzen zu treffen. Dazu kann Gl. 2.14 umgeschrieben werden in

$$E'(E_L, |\vec{p}|, \theta) = \frac{E_L}{E_0} \left(\sqrt{p^2 c^2 + E_0^2} - \cos \theta \right).$$

mit E_L der Photonenenergie im Labor, θ dem Laborwinkel beider Strahlen. Durch Veränderung des Winkels läßt sich auf den Impuls $|\vec{p}|$ des H^- Ions schließen. Da die Feshbach-Resonanz nur $\Delta E = 30 \mu eV$ ist und sich die anderen Größen sehr genau bestimmen lassen, ist eine Genauigkeit von $\delta p / p = 7 meV$ bei 800 MeV erreicht worden. Um die Resonanzen energetisch zu erreichen, ist von *Bryant* ein Nd:YAG Laser mit einer harmonischen Oberwelle ($\lambda = 266 nm$) verwendet worden; ein Elektronenspektrometer hat dann die Photodetachment-Elektronen aus dem Strahlweg abgelenkt und eingesammelt [27].

2.3 H^- Photodetachment an Ionenstrahlen im historischen Überblick

Erste Experimente zur Photoneutralisation an einem H^- Ionenstrahl sind in Los Alamos (u.a. LAMPF) durchgeführt worden und reichen bis in die siebziger Jahre zurück [21]. Dabei stand allerdings nicht die Strahldiagnostik im Vordergrund, sondern –wie bereits erwähnt– Atom- und Molekülphysik an einem relativistischen H^- Strahl (800 MeV Strahlenergie).

Außer an Ionenstrahlen wird Photodetachment auch schon sehr lange zur Bestimmung der Plasmadichte und verschiedener weiterer Plasmaparameter [28, 29, 30]. Hier soll sich aber nur auf die *Strahldiagnostik* im engeren Sinn konzentriert werden.

Mit dem Einsatz von Photodetachment lassen sich wie in Abb. 1.4 gezeigt, im wesentlichen Strahlprofile, transversale und longitudinale Emittanzen bestimmen, wobei unterschieden werden muß, ob die emittierten Elektronen oder Neutralteilchen und/ oder die Absorption der Photonen gemessen wird.

Die Erfahrungen von *H.C. Bryant* aus Los Alamos National Laboratory (LANL), Meson-Facility (LAMPF) konnten dabei verwendet werden, Mitte der Achtziger Jahre Photodetachment auch zur longitudinalen Emittanzmessung am sog. Accelerator Test Stand ATS einzusetzen [33]. Der ATS besteht aus einer 100 keV H^- Ionenquelle mit 100 mA und einer Emittanz $\varepsilon = 0,02 \pi cm mrad$, einer kurzen Matching-Sektion und einem 413 MHz RFQ.

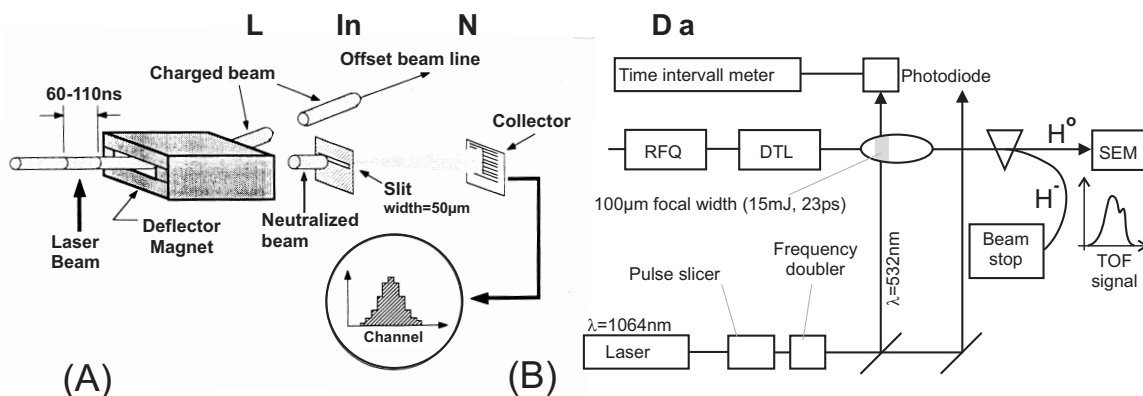


Abb. 2.6: Strahldiagnostik durch Photodetachment in Los Alamos. (a) zeigt eine transversale Emittanzmessung an einem hochenergetischen H^- Ionenstrahl: Der Strahl wird vollständig zerstört, in den Neutralstrahl wird dann die Emittanzmeßanlage gefahren. (b) zeigt das Schemata einer longitudinalen Emittanzmessung ebenfalls an den Neutralteilchen [31, 32].

Die Experimente umfassten neben der longitudinalen Emittanzmessung auch transversale Untersuchungen zur Phasenraumdicke (sowohl hinter einem RFQ wie auch einem DTL) und sind unter Laser-Induced Neutralization Diagnostic Approach LINDA zusammengefasst (siehe Abb. 2.6). Dazu ist ein Laserpuls $\leq 10 \text{ mJ}$, 32 ps mit $\lambda = 1,06 \text{ }\mu\text{m}$ verwendet worden. Als Laseroptik kam eine zylindrischen Linse zum Einsatz, die den Laser in longitudinaler Ionenstrahlrichtung auf nur $30 \text{ }\mu\text{m}$ fokussiert, was $200 \text{ }\mu\text{m}$ H^- Strahl entspricht. Dieser Aspekt entspricht der bereits eingeführten Aufenthaltsdauer $t_i = 2R_L/v_H$ der Ionen im Laser und ist besonders bei longitudinalen Emittanzmessungen zu beachten, da hier die Bunchbreite gegen die (Soll)Phase des RFQs gemessen wird und damit die geometrische Ausdehnung des Laserstrahls mit einght.

Für die longitudinale Emittanzmessung war hinter einem Dipolmagnet in Strahlrichtung ein Detektor (Drahtgitter) montiert, der die Neutralteilchen über Sekundäremissionen registrierte, während die Strahlionen in einen Beamdump gelenkt wurden. Die Zeitaufösung ist die Mikrobunch Struktur mit $t \approx 30 \text{ ps}$ angegeben. Durch die hohe Leistung pro Laserpuls sind nach

$$P(z) = \int \left(1 - e^{-\sigma(v)\chi(z,t)}\right) \tau(z,t) dz dt$$

mit dem in der Zeit t und im Ort z homogenen Photonenfluß $\chi(z,t)$ bereits bei 1 ms nahezu 100% neutralisiert gewesen. Kritisch ist bei dieser Versuchsanordnung zu bewerten, daß keine Trennung zwischen Neutralteilchen durch Restgaswechselwirkung und durch Photodetachment stattfindet. Dies kann zu einem ungünstigen Signal zu Rausch Verhältnis führen.

Durch Erweiterungsarbeiten am ATS durch einen DTL wurde für weitere Experimente ein H^- Strahl mit 35 mA bei 5 MeV zur Verfügung gestellt. Daran sind weitere Experimente zur transversalen Emittanz [32] und zur longitudinalen Emittanz [31] gemacht worden. In Abb. 2.6 sind beide Aufbauten schematisch dargestellt. Die Anordnung für die transversale Emittanzmessung $\varepsilon_{x,x'} y,y'$ unterscheidet sich von dem in dieser Arbeit untersuchten Prinzip durch die vollständige Neutralisation des Ionenstrahls. Erst nach der Trennung durch ein Magnetfeld wird ein mechanischer Schlitz in den Neutralteilchenstrahl gefahren, um die

Positionsbestimmung der Emittanzmessung durchzuführen. Dadurch werden die Probleme der Leistungsdeposition zwar umgangen, aber es können immer noch Sekundärelektronen vom Schlitz aus in den H^- Strahl gelangen und den Strahltransport beeinflussen. Auch bietet das gesamte Meßkonzept im Gegensatz zu dem in der vorliegenden Arbeit untersuchten Abbildungsverfahren keine über das „Schlitz-Gitter“ Prinzip hinausgehenden Informationen, sondern es wird sich auf zweidimensionale Phasenraumprojektion beschränkt.

In weiteren Veröffentlichungen wurde diskutiert, LINDA abzuwandeln und Strahlprofilmessungen [34] und/ oder mit Hilfe der emittierten Elektronen transversale Emittanzmessungen [35] auszuführen. Das hat den Vorteil, daß nur ein sehr kleines Magnetfeld zur Trennung der Elektronen gebraucht wird und der Ionenstrahl kaum beeinflusst wird. Dem Vorschlag, die Photodetachment-Elektronen orts aufgelöst zu messen, kommt die hohe Strahlenergie von 800 MeV zugute, da sich sonst die Elektronen durch Störungen zu leicht ablenken lassen [36].

Im Rahmen der bereits zitierten Spallationsquelle in Oakridge, TN, USA werden entlang des LINACs an ausgewählten Stellen mit Hilfe von Photodetachment Strahlprofile gemessen. Dafür ist von Brookhaven (BNL) ein kompakter Meßaufbau für Strahlprofilmessungen in beiden transversalen Richtungen konstruiert und getestet worden [37, 38]. Das Meßverfahren entspricht exakt dem des klassischen Wire-Scanners.

Das ursprüngliche Design sah vor, über einen Fast Current Transformer (FCT) den Stromeinbruch in Abhängigkeit der Position des Lasers zu messen. Mittlerweile [39] ist man dazu übergegangen, die emittierten Elektronen mit einem kleinen Steerer-Magneten aus dem H^- Strahl auszulenken und direkt in einer Faradaytasse und einem ADC zu messen.

Außerdem wird berichtet, daß KEK und JAERI (beide Japan) in einer Kollaboration einen Strahlprofilmonitor entwickeln, der dem SNS-Prinzip gleicht [40]. Im Rahmen dieser Zusammenarbeit wird außerdem Entwicklungen einer Strahlpotentialmessung [41] diskutiert, bei der die Energie der abgelösten Elektronen bestimmt wird und daraus auf das Strahlpotential geschlossen werden kann.

3 Erzeugung und Extraktion negativer Wasserstoffionen

3.1 Erzeugung und Rekombination von H^- Ionen

Die niedrige Elektronenaffinität negativer Ionen erschwert nicht nur deren Herstellung, sondern auch die anschließende Beschleunigung und Transport des Ionenstrahls durch Verluste (Stöße mit dem H_2 -Hintergrundgas). Die Erzeugung von H^- Ionen geschieht hauptsächlich über Volumen- und Oberflächenprozesse.

Typischerweise versucht man durch Cäsium-Injektion die Oberflächenprozesse zu verstärken — ohne Cs dagegen dominieren i.d.R. eher die sog. Volumenprozesse. Hier soll hauptsächlich auf die Effekte *ohne* Cäsium eingegangen werden, da die Quelle im wesentlichen ohne Cs betrieben wurde. Die wichtigsten Wirkungsquerschnitte für Produktion wie auch für Verlustprozesse sind in Abb. 3.1 und Tab. 3.1 zusammengefasst und stammen aus [42, 43, 44, 45, 46, 47].

Wie zu erkennen ist, wird unter dem Begriff der Volumenproduktion eine Vielzahl von Reaktionen zusammengefasst. Von der Erzeugung negativer Wasserstoffionen durch hoch angeregte Wasserstoffmoleküle ist erstmals von *M. Bacal* [48] 1977 berichtet (Nr. 4 in Abb. 3.1a) worden. Die dafür notwendigen hoch angeregten Moleküle entstehen über Sekundärreaktionen wie Nr. 7 („e-V Prozess“). Weitere Prozesse für hoch angeregte

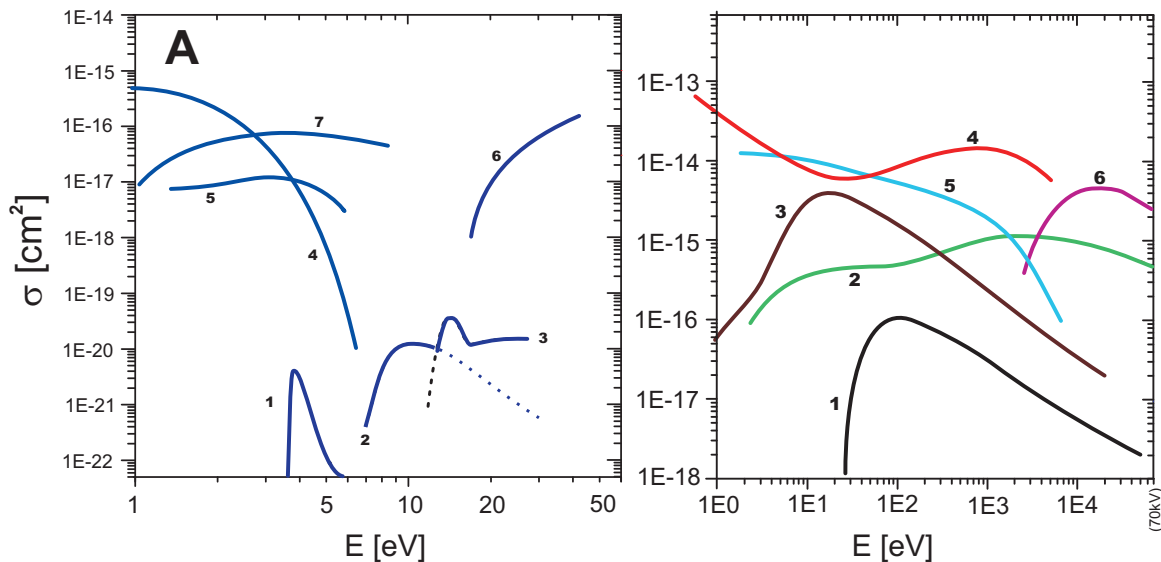


Abb. 3.1: (A) Wirkungsquerschnitte für die Erzeugung negativer Wasserstoffionen durch Elektronenstöße für typische Energien in einer Ionenquelle. (B) Rekombination und Neutralisation negativer Wasserstoffionen. Der Energiebereich umfasst sowohl den Plasmagenerator mit Energien ≤ 10 eV wie auch die den typischen Energiebereich des niederenergetischen Strahltransport bis zu einigen 10 keV.

| Nummer | Reaktion | Prozeß |
|--------|---|---|
| 1.A | (P) $e^- + H_2 \longrightarrow H^- + H$ | Dissoziative Elektronenanlagerung |
| 2.A | (P) $e^- + H_2 \longrightarrow H^- + H^*$ | Polare Dissoziation |
| 3.A | (P) $e^- + H_2 \longrightarrow H^- + H^+ + e^-$ | Polare Dissoziation |
| 4.A | (P) $e^- + H_{2(vib \geq 5)}^* \longrightarrow H^- + H$ | Produktion über vib. hoch angeregte H_2^* |
| 5.A | (P) $e^- + H_2^+ \longrightarrow H^- + H^+$ | Dissoziative Rekombination |
| 6.A | (S) $e^- + H_2 \longrightarrow H^+ + 2e^-$ | Dissoziative Rekombination |
| 7.A | (S) $e_{therm}^- + H_2 \longrightarrow H_{2(vib)}^* + e^-$ | Dissoziative Elektronenanlagerung |
| 1.B | (V) $e^- + H^- \longrightarrow e^- + H^+ + 2e^-$ | Elektronenstoß |
| 2.B | (V) $H^- + H_2 \longrightarrow H^0 + H_2 + e^-$ | Stoßneutralisation |
| 3.B | (V) $e^- + H^- \longrightarrow e^- + H^0(1s) + e^-$ | Elektronenstoß |
| 4.B | (V) $H_{fast}^- + H_{slow}^0 \longrightarrow H_{slow}^- + H_{fast}^0$ | Ion–Ion Rekombination |
| 5.B | (U) $H_{fast}^- + H_{slow}^0 \longrightarrow H_{fast}^0 + H_{slow}^-$ | Umladung |
| 6.B | (V) $H^- + H^+ \longrightarrow H^0 + H^+ + 2e^-$ | Dissoziative Rekombination |

Tab. 3.1: Reaktionsgleichungen zu den Wechselwirkungsquerschnitten aus Abb. 3.1. Die einzelnen Reaktionen unterteilen sich in Produktions- (P), Vernichtung- (V) und Umladungsmechanismen (U).

Wasserstoffmoleküle laufen über Wandstöße oder durch die Rekombination von Wasserstoffatomen an den Wänden ab (recombinative desorption).

Die dissoziative Rekombination (Nr. 5 in Abb. 3.1a) hat einen der höchsten Wirkungsquerschnitte und läuft nicht über einen der Sekundärprozesse ab und gilt als einer der wichtigsten Prozesse zur Bildung von H^- . Entscheidend ist hier eine geringe Elektronenenergie. Weitere mögliche Reaktionen in der Gasphase sind die Dissoziative Anlagerung (Nr. 1 in Abb. 3.1a) und die Polare Dissoziation (Nr. 2, 3 in Abb. 3.1a).

Rekombination negativer Wasserstoffionen

Durch die geringe Bindungsenergie des zusätzlichen Elektrons sind die Verlusten durch Stöße mit anderen Teilchen entsprechend hoch. In Abb. 3.1b sind einige Wechselwirkungsquerschnitte für die unterschiedlichen Rekombinationsprozesse gezeigt, dazu sind in Tab. 3.1 die einzelnen Reaktionen aufgelistet. Da mit Verlusten nicht nur bei der Generierung im Plasmagenerator zu rechnen ist, sondern auch im Extraktionssystem und dem sich anschließenden Transportkanal, ist bei den Verlusten der Energiebereich bis 70 keV gezeigt. Bei den durchgeführten Experimenten sind Strahlenergien von max. 5...10 keV zum Einsatz gekommen.

Die größten Verluste von H^- Ionen werden durch die Ionen–Ionen Rekombination ($H^- + H^+$, Nr. 4 über einen weiten Energiebereich verursacht. Auch der Ladungstausch von H^- und H^0 trägt in einem größeren Bereich zu Verlusten bei; dabei gibt ein schnelles H^- Ion seine Energie und Elektron auf ein langsames Wasserstoffatom ab. Desweiteren verringern Stöße der H^- Ionen mit Elektronen und anderen Teilchen (Restgas, H_2 Gas,

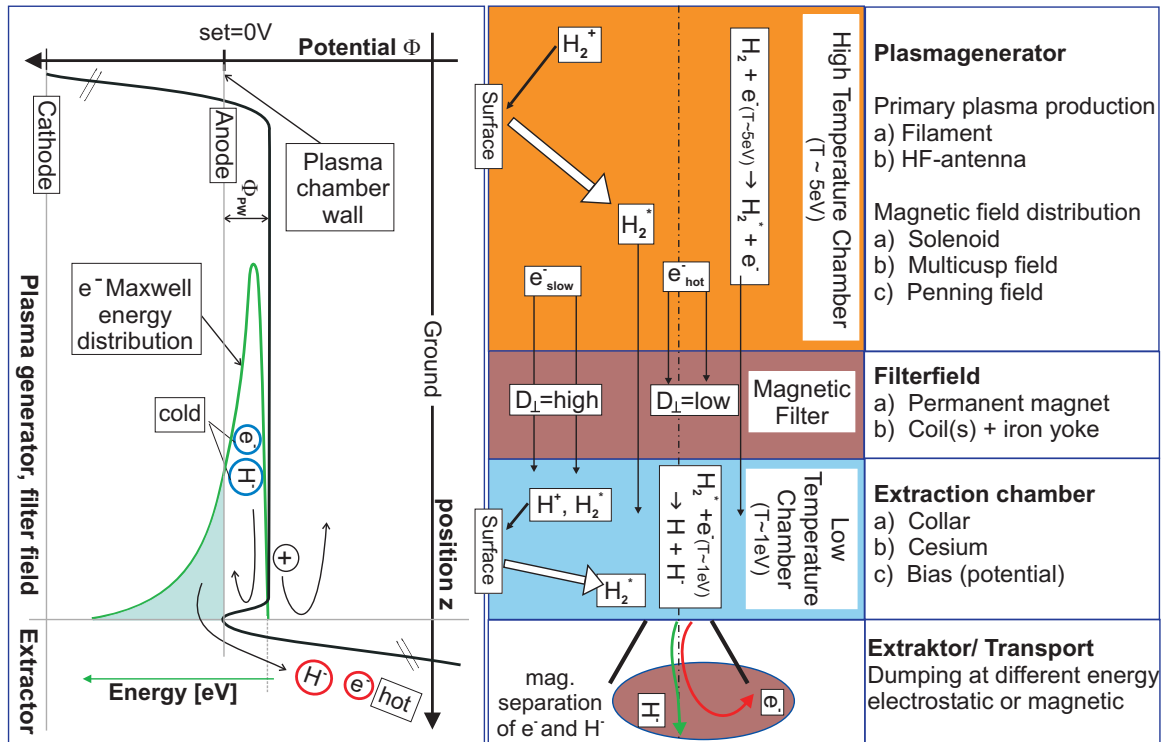


Abb. 3.2: Schematische Darstellung einer Bogenentladungs- Volumenquelle mit geteiltem Plasmagenerators (teilweise nach [50]). Ein transversales Magnetfeld, das Filterfeld, teilt den Plasmagenerator in Treiber- (hohe bis mittlere Elektronenenergien) und Extraktionsgebiet (reduzierte mittlere Elektronenenergien). In der Abbildung ist links der schematische Potentialverlauf in achsialer Richtung zu sehen. Der wesentliche Unterschied zur Extraktion positiver Ionen liegt in der Potentialdepression vor der Extraktionsöffnung, die dazu führt, daß von den verschiedenen Teilchen nur der entsprechende hochenergetische Anteil der Maxwell-Verteilung auch extrahiert werden kann.

Wassermoleküle) [49] die Anzahl der negativen Ionen.

3.2 Plasmagenerierung in einer Volumenquelle

In Anlehnung an die verwendete Ionenquelle wird ein Modell zur Plasmagenerierung vorgestellt. In Abb. 3.2 sind die verschiedenen Bereiche einer Ionenquelle schematisch dargestellt. Links ist der Potentialverlauf im Plasmagenerator und Extraktionssystem für negative Teilchen wiedergegeben, rechts werden Beispiele verschiedener technischer Ausführungen für die einzelnen Bereiche genannt. Der Gaseinlaß und die Kathode sind in Abb. 3.2 oben, nach unten hin werden die Ionen extrahiert. Der Entladungsraum wird durch einen Zylinder begrenzt, der auf positivem Potential (Anodenspannung U_A) gegenüber der Kathode liegt. Elektronen treten beim Heizen der Kathode aus. Nach einem zunächst starken Anstieg des Potentials in unmittelbaren Umgebung der Kathode (Kathodenfall) werden die Elektronen in Richtung Anode beschleunigt.

Die von der Kathode emittierten, heißen Primärelektronen stoßen mit den Wasserstoffato-

men und ionisieren das Arbeitsgas bei ausreichender Energie. Die Wirkungsquerschnitte der Stoßprozesse im Plasmagenerator können mit dem sog. Binary–Encounter–Bethe (BEB) Modell [51, 52] beschrieben und berechnet werden. Danach werden die höchsten Ionisierungsgrade für Wasserstoff zwischen 80–150 V erreicht.

Durch die Ionisation und die angelegte Anodenspannung beginnt eine unselbstständige Gasentladung [53, 45] zu brennen. Der den Plasmagenerator umgebende Solenoid erzeugt ein Magnetfeld mit einer Komponente in z -Richtung. Dadurch werden die Elektronen auf Kreisbahnen gezwungen und gehindert, auf direktem Weg die Berandung der Anodenkammer in radialer Richtung zu erreichen. Auf diese Weise läßt sich eine höhere Plasmadichte erzielen. Gegenüber der Anode stellt sich in der Ionenquelle wegen der größeren Beweglichkeit der Elektronen ein positives Plasmawandpotential Φ_{PW} von einigen eV ein und hat eine Ausdehnung weniger Debye–Längen.

Dadurch schirmt das Plasma das durch die Elektronen entstandene Ladungs–Ungleichgewicht ab und die Quasineutralität bleibt nach außen hin erhalten. Dieser Potentialwall hat bei der Extraktion negativer Ionen weitreichende Konsequenzen, denn nur Teilchen, die eine ausreichend hohe Energie haben, um das Plasmapotential zu überwinden, können auch extrahiert werden. Für sehr niederenergetische Teilchen ist das wie in Abb. 3.2 gezeigt, nur der hochenergetische Anteil einer Maxwell–Verteilung. Für eine detaillierte Diskussion des theoretischen Verlaufs des Plasmapotentials im Bereich des Extraktionssystems wird auf die Literatur wie z.B. von R. Becker [54, 55] verwiesen.

Die Reaktionensquerschnitte zur Produktion von H^- zeigen, daß niedrige Elektronenenergien vorteilhaft sind. Um dies zu erreichen, ist der Plasmagenerator mit einem Dipolfeld, das quer zur Entladung anliegt, vom Extraktionsbereich getrennt. Die von der Kathode kommenden heißen Elektronen kühlen sich durch Stöße auf dem Weg zur Anode von etwa $5 eV$ auf die Hälfte ab. Für die H^- Generierung muß die Energie der Elektronen noch weiter reduziert werden. Dazu kann der Dipol als Filter verwendet werden. Die Elektronen können dadurch die Auslaßöffnung nicht geradlinig erreichen und die Stoßrate steigt durch die Gyrationbewegung an, was im Mittel zu einer Reduzierung der Energie führt:

Durch die vielen Stöße der Elektronen mit dem Restgas folgen diese nicht mehr den Feldlinien, sondern diffundieren durch das Magnetfeld. Im Gegensatz dazu werden heißere Elektronen stärker abgelenkt und folgen wegen einer kleineren Stoßrate eher dem Magnetfeld und können so den Extraktionsbereich nicht erreichen.

Die Einführung eines magnetischen Filterfeldes zur Reduzierung der Elektronenenergie ist vor etwa 25 Jahren von K. Leung und K.W. Ehlers [56, 57] vom LBL vorgeschlagen worden. Dies führte in Anspielung auf den „geteilten“ Plasmagenerator zur Entwicklung der Tandem–Volumequellen, zu der auch die hier verwendete Quelle zählt (Beispiele zu dieser Entwicklung sind in [58, 59, 60, 61, 62, 28, 63, 64] zu finden).

3.3 Strahlformierung im Extraktionssystem

Ionenextraktion aus einem Plasma

Um aus einem Plasma Ionen extrahieren zu können, muß an den Plasmagenerator eine Hochspannung U_{ex} angelegt werden. Im allereinfachsten Fall besteht das Extraktionssystem aus einer Extraktionsöffnung und nur noch einer weiteren, auf Erdpotential liegenden Elektrode (Ground). Die Ionen gewinnen entsprechend ihrem Ladungszustand q die Energie qU_{ex} . Die extrahierte Stromdichte nach dem Child–Langmuir Gesetz [65, 66] berechnet werden und ist von der angelegten Extraktionsspannung U_{ex} abhängig

$$j_{CL} = \frac{4}{9} \epsilon_0 \sqrt{\frac{2q}{m}} \cdot \frac{U_{ex}^{3/2}}{d^2} \quad (3.1)$$

angegeben werden. Dabei gibt d den Abstand an, über den die Extraktionsspannung anliegt (siehe Abb. 3.3). Voraussetzung dafür ist, daß der Plasmagenerator in der Lage sein, immer eine ausreichende Anzahl an Ladungsträger zur Verfügung zu stellen.

Der extrahierbare Strom läßt sich aus der Stromdichte nach Child–Langmuir unter Berücksichtigung der Emissionsöffnung $F = \pi R^2$ und dem Aspektverhältnis $S = R/d$ wie folgt angeben

$$I_{ex} = \underbrace{\frac{4\pi}{9} \epsilon_0 \sqrt{\frac{2q}{m}}}_{\text{Perveanz } P_{cl}} \cdot S^2 \cdot U_{ex}^{3/2} \quad (3.2)$$

Für ein gegebenes Extraktionssystem mit festem Aspekt- und Masse zu Ladungsverhältnis ist der extrahierbare Strom proportional zu $U^{3/2}$. Der Proportionalitätsfaktor P_{cl} ist die nach Child–Langmuir bezeichnete Perveanz.

Die obigen Beziehungen für eine Ionenquelle gelten allerdings nur mit Einschränkungen, da Gl. 3.1 theoretisch nur für eine unendlich ausgedehnte, planare Fläche hergeleitet wurde.

Plasmameniskus

Die sog. Plasmagrenzschicht ist die Emissionsfläche, aus der die Extraktionsspannung die Ionen absaugt. In dieser schmalen Schicht ist das Plasma nicht mehr quasineutral; das von außen angelegte elektrische Feld fällt innerhalb weniger DebyeLängen bis auf Null ab. Die Stromdichte j_{cl} in Gl. 3.1 wird durch die Plasmadichte der Ionenquelle am Ort der Strahlextraktion vorgegeben, da alle Ionen –nachdem sie das Plasmapotential Φ_{PW} überwunden haben– in der Grenzschicht mit einer Geschwindigkeitskomponente in z -Richtung auch das Plasma verlassen. Die Form des Plasmameniskus stellt sich so ein, daß die raumladungsbegrenzte Stromdichte j_{cl} gleich der Ionenstromdichte aus dem Plasma ist.

Für die Strahlformierung ist es wichtig, daß der Plasmameniskus eine konkave Krümmung aufweist, damit der Ionenstrahl konvergent aus der Plasmablende austritt. Dann kann im Idealfall der Ionenstrahl durch einen Waist laufen und verläßt das Extraktionssystem annähernd parallel bzw. mit kleinstmöglichem Winkel bei kleinem Radius (Angepaßter Fall). Ein einfaches Extraktionssystem zeigt Abb. 3.3 mit dem in die Ionenquelle gewölbten konkaven Plasmameniskus.

Um eine ideale Krümmung des Plasmameniskus zu erreichen, müssen die Ränder der Extraktionsöffnung abgeschrägt werden. Damit sollen Randeffekte der endlichen

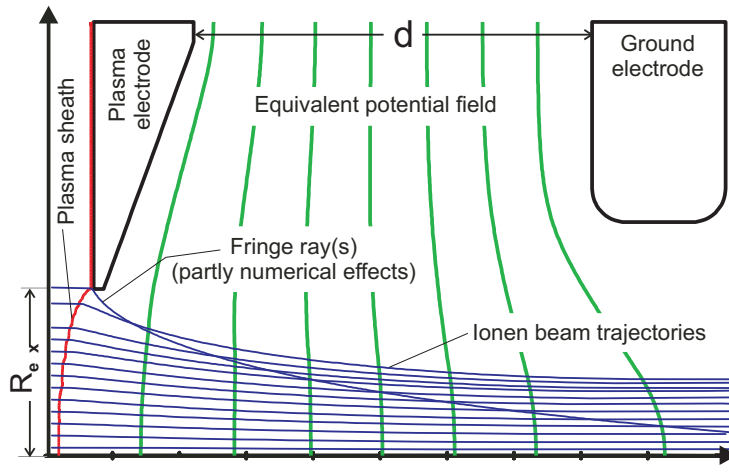


Abb. 3.3: Ein Diodenextraktionssystem. Über dem Abstand d liegt die Beschleunigungsspannung an und R_{ex} ist der Radius der Extraktionsöffnung. Außerdem sind Äquipotentiallinien und Trajektorien des Ionenstrahls zu sehen. Randstrahlen zeigen einen deutlich anderen Winkel als der Rest des Ionenstrahls und entstehen am Übergang zw. Plasmameniskus und Apertur.

Emissionsfläche ausgeglichen werden: Nach der Theorie von Pierce [67] verlaufen die äußeren Strahltrajektorien durch den Wegfall der Raumladung außerhalb des Extraktionsöffnungsdivergent. Durch eine konische Form der Plasmaelektrode im Bereich der Auslaßöffnung wölben sich die Äquipotentiallinien zur Emissionsfläche hin und wirken fokussierend auf den extrahierten Strahl. In der Praxis wählt man bei positiven Teilchen meist eine Abschrägung von $\approx 60 \dots 70^\circ$). Genauere Untersuchungen zur Beeinflussung des Strahls durch die Plasmablende lassen sich in [68, 69] finden.

3.3.1 Simulation der H^- Extraktion

Um ein Extraktionssystem zu berechnen, werden normalerweise Simulationsprogramme wie IGUN [70, 68] und PBGUN [71] (zweidimensional) oder KOBRA3-INP [72] (dreidimensional) verwendet.

Für die Auslegung des hier verwendeten Extraktionssystems ist das Programm IGUN[®] gewählt worden. Dieses Programm rechnet für positive Teilchen sehr verlässlich, kann aber nicht die Extraktion negativer Ionen simulieren. Bei dieser Vorgehensweise können zwar *keine* für negative Ionen typischen Plasmamparameter berücksichtigt werden, aber damit sind in der Vergangenheit trotz allem sehr gute Ergebnisse erzielt worden [73, 74]. Deshalb ist für die hier entwickelte Ionenquelle das gleiche vorgehen gewählt worden.

Für die Simulationen werden die zwangsläufig mitextrahierten Elektronen entsprechend ihrer Raumladung mitberücksichtigt. Dabei muß die raumladungsbegrenzte (Ionen) Stromdichte j_{cl} aus Gl. 3.1 durch die Gesamtstromdichte

$$j_{ges} = j_{H^-} + j_e$$

ersetzt werden. Die Stromdichte setzt sich aus dem Produkt von Teilchendichte, Ladung und Geschwindigkeit zusammen und gilt sowohl für die Elektronen wie H^- Ionen

$$j_e = n_e \cdot v_e \cdot e^- \quad \text{und} \quad j_{H^-} = n_{H^-} \cdot v_{H^-} \cdot e^- \quad .$$

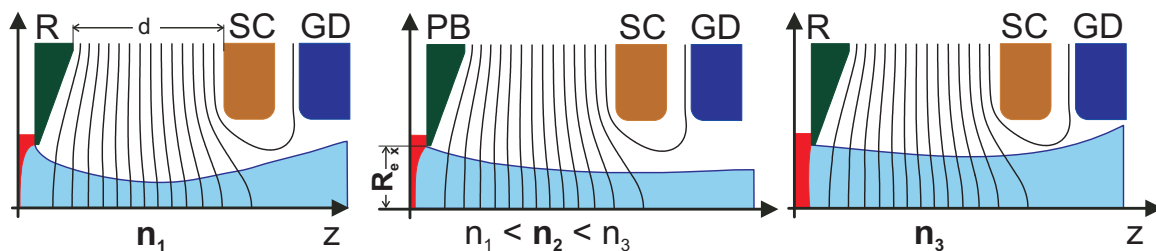


Abb. 3.4: Ionenextraktion aus einem Plasma. Im Fall 1 ist die Plasmadichte für die angelegte Extraktionsspannung zu niedrig. Fall 2 entspricht dem sog. angepaßten Fall, bei dem der Ionenstrahl mit kleinstmöglichem Winkel und Radius das Extraktionssystem verläßt. Ganz rechts dagegen (Fall 3) ist die Plasmadichte für die Extraktionsspannung zu hoch. Gezeigt ist ein Triodensystem mit Plasmaelektrode, Screening und Ground-Elektrode. Im Gegensatz dazu fehlt einem Diodesystem die Screeningelektrode.

Da sowohl die Elektronen als auch die H^- Ionen im gleichen elektrischen Feld beschleunigt werden, gilt

$$\frac{j_e}{j_{H^-}} = \frac{n_e v_e}{n_{H^-} v_{H^-}} = \frac{n_e}{n_{H^-}} \cdot \sqrt{\frac{m_{H^-}}{m_e}} \approx 42 \frac{n_e}{n_{H^-}}.$$

Folglich skaliert das Verhältnis beider Stromdichten entsprechend ihrer Teilchendichte und mit der Wurzel der Massen. Für ein bestimmtes e/H^- -Verhältnis kann also ein für die Elektronen entsprechender H^- Strom gemäß

$$j_{H^-}^{\text{äquivalent}} = \frac{j_e}{42,7} \quad (3.3)$$

angegeben werden. Für den nach Child Langmuir verwendeten Strom gilt $j_{cl} = j_{H^-} + j_{H^-}^{\text{äquivalent}}$.

Nachdem Stromdichte und e/H^- -Verhältnis bestimmt sind, können Geometrie und Extraktionsspannung numerisch optimiert werden. Um eine gegebene Geometrie eines Extraktionssystems zu untersuchen, wird bei konstanter Masse und Ladung die Extraktionsspannung solange verändert, bis bei kleinem Strahlradius ein Minimum für den Divergenzwinkel des Teilchenstrahls gefunden wurde (angepaßte Fall). Dabei wird angenommen, daß der Plasmagenerator unter allen Umständen in der Lage ist, die erforderliche Stromdichte auch zur Verfügung zu stellen.

Im Fall I aus Abb. 3.4 ist die Plasmadichte im Vergleich zum angepaßten Fall kleiner, deshalb wölbt sich als Ausgleich der Plasmameniskus weiter in den Plasmagenerator hinein und vergrößert den Abstand d . Im mittleren Bild von 3.4 stehen Plasmadichte und Extraktionsspannung in passendem Verhältnis zueinander, so daß die konkave Krümmung der Plasmarandschicht einen konvergenten Strahl erzeugt, der unter kleinstmöglichem Winkel das Extraktionssystem verläßt. Im Fall III ist die eingestellte Plasmadichte zu groß und die Plasmarandschicht wölbt sich zur Screeningelektrode hin und verkleinert den Abstand. Sowohl in Fall I. wie auch in II. verläßt der Strahl unter einem größeren Divergenzwinkel als im angepaßten Fall das Extraktionssystem.

In Abb. 3.4 wird der Strahlverlauf für verschiedene Perveanzen P_{cl} gezeigt. Das verwendete Extraktionssystem aus besteht aus drei Blenden, der Plasmaelektrode, der Zwischenelektrode (auch Schirm- oder Screeningelektrode genannt) und der Erd- bzw.

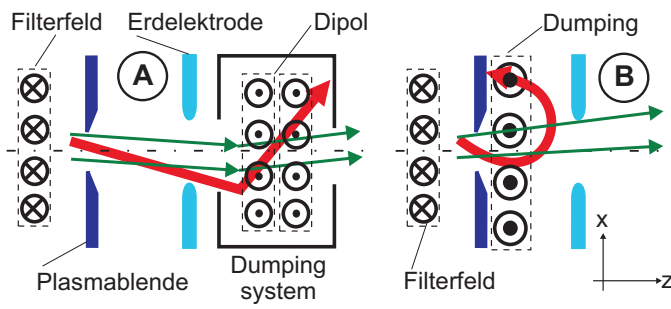


Abb. 3.5: Verschiedene Möglichkeiten zum Elektronendumpen. Das notwendige Magnetfeld kann entweder durch Permanentmagnete oder einen elektrisch regelbaren Dipol erzeugt werden. In (A) werden die Elektronen bei voller Strahlenergie erst nach dem Extraktionssystem aus dem Ionenstrahl ausgelenkt, im Fall (B) werden die Elektronen vollständig auf die Plasmablende zurückgebogen.

Groundelektrode. Ein solches Triodenextraktionssystem hat bzgl. der sog. Raumladungskompensation Vorteile gegenüber einem Diodensystem wie in Abb.3.3.

Ein Diodensystem hat den grundsätzlichen Nachteil, daß im Strahlkanal durch Wechselwirkung mit den Restgasteilchen entstandene Elektronen (beim Betrieb mit positiven Ionen) ungehindert in das Plasma der Ionenquelle gelangen können. Deshalb befindet sich die Screeningelektrode eines Triodensystems normalerweise auf negativem Potential (typischerweise auf etwa 5-10% des Extraktionspotentials), um so für die Elektronen eine Barriere darzustellen. Dadurch kann der (positive) Ionenstrahl ab der Screeningelektrode kompensiert transportiert werden. Bei der Extraktion negativer Teilchen werden auch Kompensationsteilchen gebildet, hier sind es die positiven Restgasionen, die die Schirmelektrode durch ein positives Potential im Ionenstrahl zurückhält.

3.3.2 Trennung von Elektronen und negativen Ionen

Im folgenden werden verschiedene Konzepte für die Trennung von Elektronen und negativen Ionen diskutiert (Elektronendumping). Wesentliche Unterscheidungsmerkmale der verschiedenen Methoden sind Ort sowie Energie, mit der die Elektronen abgeführt werden. Für die Trennung wird i.d.R. ein magnetische Dipol verwendet.

Es gibt eine Reihe von Aspekten, die das Elektronendumpen erschweren:

- Vom theoretischen Standpunkt aus betrachtet ist es schwierig, die Elektronenbahnen vorher zu bestimmen, weil man nur ungenügend Kenntnis über die Startbedingungen hat, was es in der Praxis schwierig macht, die $\vec{E} \times \vec{B}$ Drift numerisch zu lösen.
- Je nach e/H^- Verhältnis, Tastverhältnis und Strahlenergie haben die zu dumpenden Elektronen eine erhebliche Leistungsdichte, die im Vakuum sicher abgeführt werden muß. Daraus folgt, daß möglichst alle Elektronen am vorher bestimmten Ort gedumpt werden sollten. Dies hat außerdem den Vorteil, daß bei entsprechender Sekundärelektronenunterdrückung am Dumpingsystems diese den Ionenstrahl nicht mehr beeinflussen können.
- Aufgrund der Massenverhältnisse ist der Elektronen- „Strahl“ nur bei einem e/H^- Verhältnis von 42...43 wie der Ionenstrahl ebenfalls im „angepassten“ Fall mit entsprechend kleinem Winkel und Radius. In allen anderen Fällen muß von einem

divergenten Elektronenstrahl ausgegangen werden, was zwar die Leistungsdichte reduziert, aber große Anforderungen an die Akzeptanz des Dumpingsystems stellt.

- Je nach Stärke (Weglänge $\times \vec{B}$ -Feld) des magnetischen Dipols wird der Ionenstrahl mit beeinflusst. Dieser kann durch zusätzliche Steering-Magnete oder entsprechende Montage der Quelle auf die Strahlachse zurückgebogen werden. Auch kann der Versatzwinkel des H^- Strahls durch unterschiedliche Ausrichtung von Filter- und Dumpingfeld minimiert werden. Was nur schwer abzuschätzen ist, ist die mögliche Deformation des Plasmameniskus durch das Dumpingfeld.

In Abb.3.5 sind zwei Möglichkeiten zur Anordnung eines Dumpingsystems skizziert und stellen gewissermaßen die beiden möglichen Extreme dar:

Im Fall (A) wird der Elektronenstrahl bei voller Strahlenergie *nach* dem Extraktionssystem vom Ionenstrahl getrennt und gedummt. Der Vorteil ist hier, daß in das Extraktionssystem kein Dumpingsystem integriert werden muß, d.h. der Abstand zwischen Plasmablende und Erdelektrode bzw. Screening ist frei optimierbar. Nachteil ist, daß der Elektronenstrahl bei voller Beschleunigungsenergie abgeleitet werden muß. Trotzdem wird diese Prinzip wegen seiner Einfachheit sehr oft eingesetzt [75, 76, 77, 78, 79].

Im Fall (B) von Abb.3.5 werden die Elektronen direkt auf die Plasmablende zurückgeführt, d.h. sie erfahren keine zusätzliche Beschleunigungsspannung. Diese Idee geht auf K.Leung [80] zurück und bietet sich insbesondere bei großen Elektronenströmen an. Weiterer Vorteil ist, daß durch die frühzeitige Abtrennung der Elektronen die Raumladungskräfte auf den Ionenstrahl reduziert werden. Problematisch sind bei dieser Methode die hohen zusätzlichen Magnetfelder in Nähe der Plasmablende.

Je nach Ausführung sind auch Zwischenformen möglich, wie z.B. bei SNS realisiert: Hier ist eine Dumpingelektrode als Zwischenblende [81] eingeführt worden, so daß das Magnetfeld in seiner Stärke reduziert werden kann, und die Elektronen einen gewissen Anteil der Beschleunigungsspannung durchlaufen.

Abschließend kann festgestellt werden, daß es zwar physikalisch sinnvoller erscheinen mag, die Elektronen nicht die (ganze) Beschleunigungsspannung durchfallen zu lassen, allerdings hat man mit diesem Verfahren auch deutlich größere technische Schwierigkeiten zu lösen und ist u.U. beim Design des Extraktionssystems eingeschränkt.

4 Grundlagen zum Strahltransport eines Ionenstrahls

4.1 Beschreibung eines Ionenstrahls im Phasenraum

Ein Ionenstrahl besteht aus einer großen Anzahl geladener Teilchen, die durch elektromagnetische Felder geführt und beschleunigt werden. Dabei bewegt sich die Anzahl der Ionen pro Weg- und Zeiteinheit in etwa zwischen 10^8 (typische Teilchenzahl in Speicherringen) bis 10^{-12} (im Injektorbereich; abhängig von Strahlstrom und Energie). Geeigneterweise werden solche Vielteilchensysteme mit den Mitteln der Statistischen Physik beschrieben.

Zunächst wird angenommen, daß die Teilchen näherungsweise durch Massepunkte beschrieben werden. Alle auf die Teilchen wirkenden Kräfte sollen mit den generalisierten Koordinaten q_i und generalisierten Impulse p_i durch die Hamiltonfunktion $H(q_i, p_i, t)$ beschrieben werden. Bei N Teilchen entsteht ein $6N$ -dimensionaler Phasenraum Γ_{6N} , in dem ein Punkt durch

$$(q_1, q_2, \dots, q_{3N}, p_1, p_2, \dots, p_{3N}) = (Q, P)$$

beschrieben wird. Anschaulich gesprochen wird jedes Teilchen durch 3 Orts- und 3 Impulskordinaten vollständig bestimmt und zu jedem Zeitpunkt t kann bei entsprechender Kenntnis der Anfangsbedingungen zum Zeitpunkt t_0 die Änderung des (mikroskopischen) Zustands bestimmt werden. Die sich ergebende Phasenbahn ist durch die Hamiltonfunktion eindeutig bestimmt.

In Abb. 4.1 sind vier Teilchen mit unterschiedlichen Anfangsbedingungen dargestellt. Entlang der Strahlachse ist eine lineare, fokussierende Kraft angenommen worden. Obwohl sich die Trajektorien der Teilchen im Ortsraum schneiden können, ist die Bewegung doch

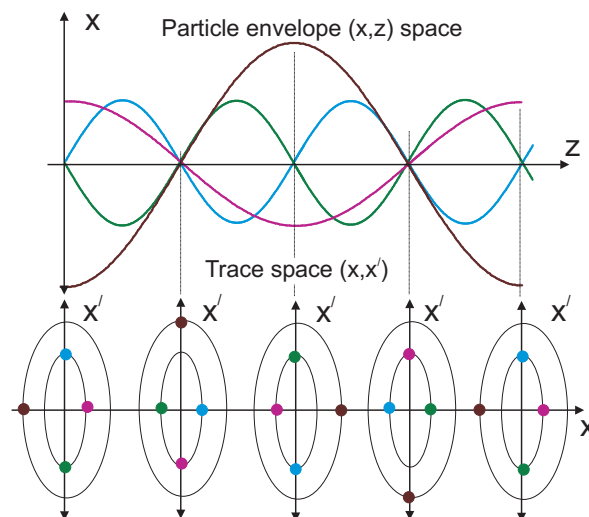


Abb. 4.1: Orts- und Phasenraumbahnen von vier Teilchen mit verschiedenen Anfangsbedingungen. Oben ist der Ortsraum (x, z) in einem äußeren, konstant fokussierenden Kraftfeld entlang der Ausbreitungsrichtung gezeigt. Unten sind die einzelnen Punkte der vier Ionen im Phasenraum für die entsprechend gekennzeichneten Stellen gezeigt. Bahnen (im xx' Raum) verschiedener Anfangskoordinaten können sich wegen der Eindeutigkeit der Hamiltonfunktion nicht überschneiden.

immer eindeutig bestimmt und verläuft determiniert, denn zwei *Phasenbahnen* können sich *nicht* schneiden.

Durch das lineare Kraftgesetz $F_x = -a \cdot x$ ähnelt die Bewegung der eines harmonischen Oszillators. Des weiteren ist $p_z = \text{const.}$ angenommen worden und es ist die sog. paraxiale Näherung benutzt worden, indem die transversalen Impulse durch die entsprechenden Bahnwinkel, bezogen auf den Gesamtimpuls, ersetzt werden:

$$x' = \tan x' = \frac{dx}{dz} = \frac{p_x}{p_z} \approx \frac{p_x}{p} \quad \text{und} \quad y' = \tan y' = \frac{dy}{dz} = \frac{p_y}{p_z} \approx \frac{p_y}{p}. \quad (4.1)$$

Nun ist zwar der *Mikrozustand* wohl bestimmt, aber in der Praxis ist es nicht möglich, die genauen Anfangsbedingungen von 10^8 oder mehr Teilchen zu bestimmen. Dies führt wie in der Thermodynamik [82] auf ein nicht mehr determiniertem Verhalten des Systems.

In der makroskopischen Thermodynamik wird nicht das genaue Verhalten auf mikroskopischer Ebene untersucht, sondern statt der Phasenbahn $(Q(t), P(t))$ mit den kanonischen Bewegungsgleichungen $\dot{q}_i = \frac{\partial H}{\partial p_i}$ und $\dot{p}_i = -\frac{\partial H}{\partial q_i}$ nach passenden Observablen $A(t) = A(Q(t), P(t))$ gesucht, die den *Makrozustand* eines Systems beschreiben.

Für den Fall eines Ionenstrahls wird dazu die Phasenraumdichte $\rho_{6N}(q_i, p_i)$ benutzt. Dafür wird nicht mehr jeder einzelne Phasenpunkt betrachtet, sondern ein Gibbs–Ensemble für ein $(2f = 6N)$ dimensionales Phasenraumvolumen $d\Gamma = dq_1, \dots, dq_f; dp_1, \dots, dp_f$ eingeführt. In einem Gibbschen Ensemble betrachtet man nicht mehr ein einzelnes System, sondern untersucht stattdessen eine statistische Gesamtheit (Gibbs–Ensemble) gleichartiger Systeme, d.h. eine große Anzahl gedachter „Kopien“ des tatsächlichen Systems. Mit „Kopien“ ist Nichtunterscheidbarkeit im makroskopischem Sinn gemeint (\Rightarrow Systeme mit gleicher Hamiltonfunktion aber unterschiedlichen Anfangsbedingungen). Wird in dieser Weise ein System mit N Teilchen betrachtet, das sich mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit in einem Zustand mit dem Koordinatenpunkt im Phasenraum Γ_{6N} befindet, so läßt sich eine Wahrscheinlichkeitsfunktion $f_{6N} = (q_1, \dots, q_i, p_1, \dots, p_i, t)$ mit $i = 1, \dots, 3N$ definieren, die als Phasenraumdichte $\rho_{6N}(q_i, p_i)$ im Γ_{6N} –Raum interpretiert werden kann. Prinzipiell sind alle dynamisch erlaubten Zustände, unabhängig von den Anfangsbedingungen, möglich, doch nur wo sich das System tatsächlich aufhält (Phasenbahn), ist die Intensität der Wahrscheinlichkeitsdichte entsprechend hoch, während in den anderen Bereichen die Wahrscheinlichkeiten verschwindend gering werden.

Im Gleichgewichtszustand soll ρ *explizit* nicht von der Zeit abhängen (stationäre Verteilung)¹ und es gilt

$$\frac{d}{dt}\rho(q_i(t), p_i(t), t) = \frac{\partial \rho}{\partial q_i}\dot{q}_i + \frac{\partial \rho}{\partial p_i}\dot{p}_i + \underbrace{\frac{\partial \rho}{\partial t}}_{t \equiv 0(!)} = 0 \quad (4.2)$$

(Liouvillescher Satz)

In Worten lautet der für die Beschreibung eines Ionenstrahls wichtige Liouvillesche Satz nach [83]:

Unter dem Einfluß von Kräften, die sich durch eine Hamiltonfunktion beschreiben lassen, bewegt sich eine Gruppe von Teilchen derart, daß die Dichte der Teilchen in einem mitbewegtem Volumen des zugehörigen Phasenraums konstant bleibt.

¹ allgemein ist die Phasenraumdichte nicht stationär und es gilt $\rho(q_i, P_i, t)$

und sagt aus, daß alle Systempunkte erhalten bleiben [84, 85, 86]: Die Phasenraumdichte kann zwar ihre Gestalt im Laufe der Zeit verändern, es können aber keine Phasenraumpunkte und damit Teilchen des Ionenstrahls neu entstehen oder vergehen.

Ein Teilchen kann ein entsprechendes Volumenelement $d\Gamma_{6N}$ nicht verlassen, da sich sonst, wie in Abb. 4.1 erläutert, zwei Phasenbahnen schneiden würden.²

Formal bedeutet dieses Theorem, daß der Übergang von $\pi(q(t_1), p(t_1)) \longrightarrow \Pi(Q(t_2), P(t_2))$ einer kanonischen Transformation entspricht und sich dabei das Phasenraumvolumen vom Betrag her nicht ändert.

In differentieller Form wird ein Erhaltungssatz durch die Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\vec{j}) = \vec{0} \quad .$$

widergegeben, wobei $\vec{\pi}$ die Geschwindigkeit im Phasenraum ist und $\vec{j}(\vec{\pi}) = \rho(q_i, p_i) \cdot \frac{d}{dt}\pi(q_i, p_i)$ die Systemstromdichte ist. Die Erhaltungsgröße des Systems ist die Hamiltonfunktion $H(q_i(t), p_i(t))$ selbst, die die Gesamtenergie des Systems darstellt. Der Liouvillesche Satz läßt sich mit kanonischen Bewegungsgleichungen und der Poisson-Klammer auch umschreiben in

$$\begin{aligned} 0 &= \frac{\partial \rho}{\partial t} + \{\rho, H\} \\ \frac{\partial \rho_{6N}}{\partial t} &= \sum_{i=1}^N \left(\frac{\partial \rho}{\partial p_i} \cdot \frac{\partial H}{\partial q_i} - \frac{\partial \rho}{\partial q_i} \cdot \frac{\partial H}{\partial p_i} \right) \quad , \end{aligned} \quad (4.3)$$

wobei Gl. 4.3 die Bewegungsgleichung für die Phasenraumdichte ρ_{6N} darstellt (Liouvillesche Gleichung [84, 82]).

Zusammenfassend bedeutet die hier vorgestellte Beschreibung des Ionenstrahl, daß dieser *nicht* stoßbestimmt ist und deshalb keine thermische Verteilung einnehmen kann und weiter, daß der Strahltransport reversibel abläuft. Im Fall eines realen Strahls sind allerdings auch Einschränkungen zu machen, unter denen die hier gemachten Voraussetzungen nicht gelten:

- Die auf die einzelnen Ionen wirkenden Kräfte müssen konservativ sein, d.h. sich von einem verallgemeinerten Potential ableiten lassen, das nur von Ort, Geschwindigkeit und Zeit abhängt. Das bedeutet insbesondere, daß die von außen wirkenden elektromagnetischen Felder zur Strahlführung und Beschleunigung konservativ sein müssen und auf die einzelnen Unterräume entkoppelt wirken müssen, was bei realen Strahlführungselementen v.a. im Randfeld nicht der Fall ist.
- Die Ionen müssen von einer Sorte gleicher Masse sein und sich als Massenpunkt beschreiben lassen. Damit sind alle inneren Freiheitsgrade wie angeregte Rotations- und Schwingungszustände ausgeschlossen. Dies umfaßt auch die für den Strahltransport wichtigen inelastische Stöße, deren Wechselwirkung mikroskopisch gesehen auf einem konservativen Coulomb-Potential beruht, aber makroskopisch dissipativ sind.

²Schnittpunkte von Bahnen im Phasenraum sind nicht möglich, Schnittpunkte von Trajektorien im Ortsraum dagegen sehr wohl!

- Der Übergang vom Γ_{6N} zum Γ_6 Raum ist nur dann möglich, wenn keine Kopplung zwischen den $3N$ Bewegungsgleichungen besteht. Nur unter diesen Voraussetzungen kann eine zeitunabhängige Hamiltonfunktion aufgestellt werden.
- \implies (i) Der Liouvillesche Satz gilt bei Raumladungseffekten nur eingeschränkt, da deren Ursprung auf Teilchen–Teichen Wechselwirkung beruht und nichtlineare Kräfte wirken können.
 \implies (ii) Obwohl der Liouvillesche Satz gilt und die Emittanz des Ionenstrahls eine Erhaltungsgröße ist, kann sich die rms–Emittanz trotzdem ändern (siehe auch Kap. 4.2.2).
 \implies (iii) Liouville gilt nicht bei Quanteneffekten wie der Synchrotronstrahlung, Restgas Wechselwirkung & Intra Beam Scattering (beides beruht auf Stößen) und Dämpfungseffekten in Ringbeschleunigern.

Falls Stöße der Strahlionen mit dem Restgas nicht mehr zu vernachlässigen sind, kann der Strahl auch nicht mehr auf der Grundlage einer Hamiltonfunktion beschrieben werden. Dann koppeln die N Bewegungsgleichungen und V ist nicht mehr verallgemeinertes Potential, aus dem sich ein konservatives Kraftgesetz ableiten läßt — als Folge davon kann sich die Phasenraumdicke ändern.

4.2 Perveanz und Emittanz eines Ionenstrahls

4.2.1 Generalisierte Perveanz des Ionenstrahls

Neben der Emittanz ist die Perveanz eine der entscheidenden Größen zur Beschreibung eines Ionenstrahls und seines Transports. Während die Emittanz eine Aussage über die Größe des Ionenstrahls (im Phasenraum) macht, beschreibt die Perveanz die sog. Raumladung. Die generalisierte Perveanz k wurde von *Lawson* 1958 [87] eingeführt und ist ein Maß für die Aufweitung eines ursprünglich parallelen Ionenstrahls mit homogener Ladungsdichteverteilung allein durch die ihm eigene Raumladung. Im nichtrelativistischen Fall erhält man mit der von den Strahlionen durchlaufenen Beschleunigungsspannung U , der Massenzahl A , der Ladungszahl ζ und der Ionenmasse m_{ion}

$$k = \frac{I}{U^{3/2}} \cdot \sqrt{\frac{A}{\zeta}} \left(\frac{1}{4\sqrt{2}\pi\epsilon_0} \sqrt{\frac{m_{ion}}{e}} \right) . \quad (4.4)$$

Anschaulich beschreibt die verallgemeinerte Perveanz das Verhältnis der Potentialdifferenz aufgrund der Raumladung im Inneren eines Ionenstrahls zu dessen Beschleunigungsspannung $k = \Delta_{KV} / U$. Die Potentialdifferenz $k = \Delta_{KV}$ wird zwischen dem Achspotential und dem Strahlrandpotential gebildet. Ebenfalls nach *Lawson* läßt sich für kleine Änderungen des Strahlradius der Verlauf der Enveloppe $a(z)$ durch

$$\frac{a}{a_0} = e^{kz^2/(2a^2)} \cong 1 + \frac{kz^2}{2a^2} \quad (4.5)$$

approximieren (in normierter Darstellung mit Strahlradius a , Anfangsradius a_0 und longitudinaler Drift z). Die Näherung zeigt im Vergleich zum theoretischen Verlauf bis zu

einer Verdopplung des Strahlradius Abweichungen $< 10\%$.

Die Perveanz bedeutet auch, daß nicht unbedingt ein hoher Ionenstrom raumladungsdominierten Strahltransport ausmacht, sondern vielmehr die Strahlenergie bestimmend ist. So ist z.B. bei dem ESS-Projekt (70 mA H^- , 55 keV) eine Perveanz von $k=0.0035$ zu erwarten, bei IFMIF (140 mA D^- , 100 keV) beträgt die Perveanz $k=0.0041$. Im Vergleich dazu wurde mit den hier durchgeführten Strahlraten (0,8 mA H^- , 5 keV) eine Perveanz von $k=0,0021$ erreicht. Damit ist das aus Einzellinsen bestehende Transportsystem bereits an der Grenze des Sinnvollen betrieben worden.

4.2.2 Verschiedene Emittanzdefinitionen

Effektive Emittanz und Randemittanz

Die Angabe der Berandung der Phasenraumfläche kann auf unterschiedliche Weise geschehen, was zu verschiedenen Emittanzdefinitionen führt. Unabhängig von den unterschiedlichen Definitionen geschieht die Angabe immer auf eine bestimmte Höhenlinie der Intensität. So bedeutet z.B. die Angabe der 90% Emittanz, daß 90% der Teilchen gleicher oder größerer Intensität zur Emittanz beitragen (fraktionelle Emittanz) und die restlichen 10% mit geringer Intensität nicht berücksichtigt werden. Wenn man die in den entsprechenden Unterräumen eingenommene minimale Phasenraumfläche durch eine einhüllende Ellipse beschreibt, gelangt man zur effektiven Emittanz ε_{eff}

$$\varepsilon_{x,eff} = \frac{1}{\pi} \cdot \iint_F dx dx' \quad \text{und} \quad \varepsilon_{y,eff} = \frac{1}{\pi} \cdot \iint_F dy dy' \quad . \quad (4.6)$$

Dabei kann die effektive Emittanz (siehe Abb. 4.2), die auch zur Beschreibung der Akzeptanz eines Beschleunigers verwendet wird, auch größer sein als die Randemittanz des Ionenstrahls.

Die in Abb. 4.2 angegebenen Parameter α , β [mm/mrad] und γ [mrad/mm] werden „Twiss-Parameter“ genannt, mit deren Hilfe sich eine Ellipsengleichung der Form

$$\varepsilon_{x,eff} = \gamma x^2 + 2\alpha x x' + \beta x'^2 \quad (4.7)$$

aufstellen läßt. Gemäß der Abb. 4.2 ist die maximale Ortsauslenkung –d.h. max. Radius des Ionenstrahls– gegeben durch $x_{max} = \sqrt{\varepsilon \cdot \beta}$ mit dem dazugehörigen maximalen Winkel des Strahls von $x' = -\alpha \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon}{\beta}}$.

Normierung der Emittanz

Unter einer Normierung der Emittanz versteht man eine geschwindigkeitsunabhängige Angabe der Phasenraumverteilung. Da die Winkel x' , y' auf den longitudinalen Impuls $x' = \frac{p_x}{p_z} \approx \frac{p_x}{p}$ bezogen werden, verkleinert sich der Wert der Emittanz bei Beschleunigung. Deshalb wird für die Beurteilung von Emittanzen verschiedener Ionenstrahlen und Energien die Emittanz mit den relativistischen Faktoren $\beta = \frac{v}{c}$ und $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$

$$\varepsilon_{norm} = \beta_{nd} \cdot \gamma_{nd} \cdot \varepsilon \quad (4.8)$$

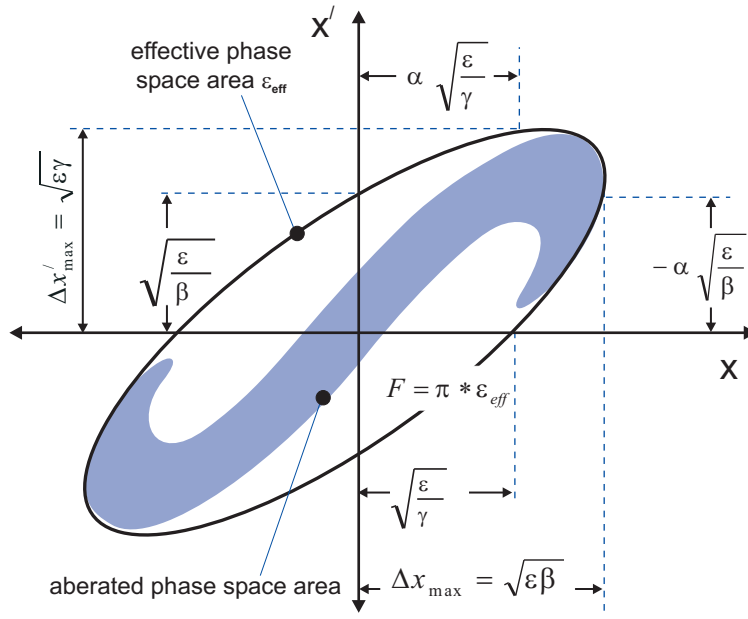


Abb. 4.2: Parameterdarstellung der Phasenraumellipse ϵ und geometrische Bedeutung der Ellipsenparameter, auch Twissparameter genannt. Die sog. Randemittanz zeigt deutliche S-förmige Aberrationen, wobei die einhüllende Ellipse als effektive Emittanz bezeichnet wird.

gewichtet. In 4.8 sind die relativistischen Faktoren zur besseren Unterscheidung der gleichlautenden Twiss-Parametern zusätzlich gekennzeichnet.

Die Brillianz ist ein weiterer Begriff, der ähnlich wie die Emittanz etwas über die „Qualität“ des Ionenstrahls aussagt. Für die normierte Brillianz B_{norm} wird das Verhältnis aus Strahlstrom und Phasenraumbelegung gebildet

$$B_{norm, 4dim} = \frac{I_{strahl}}{\epsilon_4(x, x', y, y')} \quad (4.9)$$

$$B_{norm, 2dim} = \frac{I_{strahl}}{\epsilon_2(x, x') \cdot \epsilon_2(y, y')} \quad (4.10)$$

Beim Übergang von (4.9) zu (4.10) ist zu beachten, daß durch die Projektionen zur Bildung der 2-dimensionalen Emittanzen Informationen über den Ionenstrahl verloren gehen, d.h. es gilt immer $\epsilon_4 \leq \epsilon_2(x, x') \cdot \epsilon_2(y, y')$. Die meßbare Brillianz $B_{norm, 2dim}$ in (4.10) ist dadurch zu klein und hängt vom genauen Verlauf des 4dim Phasenraumvolumens ab.

Die RMS-Emittanz

Eine weitere Möglichkeit, die Emittanz eines Ionenstrahl anzugeben ist die von von *Chasman* und *Lapostolle* 1969 eingeführte Root Mean Square rms-Emittanz [88, 89]. Diese Emittanzdefinition beruht auf den 2. Momenten der Dichteverteilung $\rho(x, x')$ und eignet sich besonders gut zur Beurteilung von 2dim Emittanzen verschiedener Ionenstrahlen. In Gl. 4.11 ist die rms-Emittanz für die x, x' und die y, y' Ebene angegeben.

$$\epsilon_{x, rms} = \sqrt{\langle x^2 \rangle \langle x'^2 \rangle - \langle xx'^2 \rangle} \quad \text{und} \quad \epsilon_{y, rms} = \sqrt{\langle y^2 \rangle \langle y'^2 \rangle - \langle yy'^2 \rangle} \quad (4.11)$$

Für die zweiten Momente gilt $\langle x^2 \rangle = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i^2 - \langle x \rangle^2$ und erfolgt über alle in der x, x' Ebene befindlichen Phasenraumpunkte. Die Summation kann bei Betrachtung einer kontinuierli-

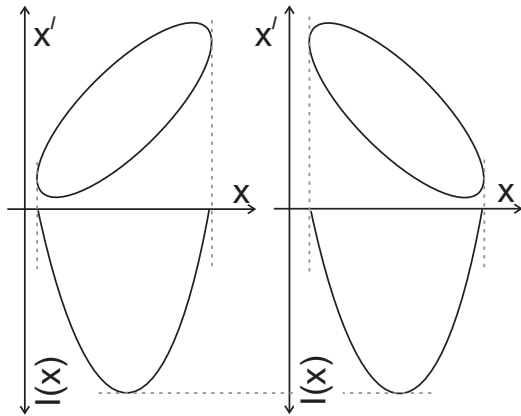


Abb. 4.3: Übergang vom zwei- in den eindimensionalen Phasenraum durch eine Projektion. Dargestellt ist der Ionenstrahl im zweidimensionalen Phasenraum xx' . Links oben ist eine divergente und rechts oben eine konvergente Verteilung zu sehen. Beide Emittanzen ergeben bei Integration über den Winkel dx' ein identisches Intensitätsprofil $I(x)$ (Projektion im Phasenraum), so daß durch den Informationsverlust nicht mehr auf die Ausgangsemittanz zurück geschlossen werden kann.

chen Verteilungsfunktionen durch eine Integration über x und x' ersetzt werden. Allgemein ist jede Verteilungsfunktion $f(x, y, x', y', s)$ durch die Gesamtheit ihrer Momente $\langle x_i^n \rangle$ charakterisiert³ und ist definiert durch

$$\langle x_i^n \rangle = \iiint x_i^n \cdot f \, dx \, dx' \, dy \, dy' \quad . \quad (4.12)$$

Im Vergleich zur Randemittanz, die sich auch bei Filamentierung der Phasenraumverteilung nicht verändert, stellt die RMS-Emittanz als ein Maß für die Unordnung im Strahl dar und vergrößert sich insb. bei raumladungsdominierten Ionenstrahlen. Eine Zusammenstellung der wichtigsten Modellverteilungen und ihrer für den Strahltransport relevanten Momente ist ausführlich in [90] diskutiert.

4.2.3 Phasenraumprojektion

Trotz der im vorherigen Abschnitt erläuterten Einschränkungen der Emittanz als Erhaltungsgröße und der Verwendung einer Hamiltonfunktion wird der Ionenstrahl normalerweise durch eine zeitabhängige Dichtefunktion

$$\rho_6(t) = \rho(x, y, z, p_x, p_y, p_z, t) \leftrightarrow \rho(x, y, z, x', y', z', t) \quad (4.13)$$

im 6-dimensionalen Phasenraum Γ_6 analytisch beschrieben [90, 91, 92]. Der Puls eines Ionenstrahls wird im Ortsraum als 3-dimensionales Ellipsoid in Form von $r^2 = c_1 \dot{x}^2 + c_2 \dot{y}^2 + c_3 \dot{z}^2$ dargestellt. Analog dazu wird das Phasenraumvolumen auch als (Hyper)ellipsoid mit den Halbachsen c_i im Phasenraum wie folgt beschrieben,

$$r^2 = \sum_{i=1}^6 c_i k_i^2, \quad k_i = (x, p_x, y, p_y, z, p_z) \quad (4.14)$$

wobei es in der Beschleunigertechnik üblich ist, daß die z -Achse mit der Strahlachse identisch ist und sich der Schwerpunkt des Strahlpulses mit dem Koordinatenursprung

³ In einem Abschnitt ohne Beschleunigung ist es üblich, die Zeit t durch den axialen Ort s als unabhängige Variable zu ersetzen.

mitbewegt. Die Ladungsdichte innerhalb des 6-dimensionalen Hyperellipsoids läßt sich durch Integration der Ladungsdichte-Funktion 4.13 berechnen. Eine Integration im N -dimensionalen Phasenraum entspricht einer Projektion auf eine Ebene in den entsprechenden $N - 1$ dimensionalen Unterraum und man erhält so z.B. durch entsprechende Integrationen im y -Raum aus der 4dim Phasenraumverteilung die 2dim xx' Emittanz, die durch die Art der Darstellung & Integration auch Phasenraumprojektion genannt wird.

Vorraussetzung für eine Phasenraumprojektionen ist, daß die Bewegung der Teilchen in x - und y -Richtung voneinander entkoppelt sind. Aus jedem höherdimensionalen Unterraum des vollständigen Γ_6 Raumes lassen sich die um eine Dimension kleineren Unterräume durch entsprechende Integration bilden. Allerdings gehen dabei Information über die ursprüngliche Verteilung endgültig verloren, was mit Hilfe von Abb. 4.3 erläutert werden soll:

Durch die Integration wird der in der Abbildung oben zu sehende xx' Phasenraum auf den x -Raum projiziert, dabei entsteht das unten gezeigte 1dim Intensitätsprofil. Nur durch das Profil $I(x)$ läßt sich in dem gezeigten Beispiel nicht mehr entscheiden, ob es sich um einen divergenten oder konvergenten Ionenstrahl handelt.

Andererseits ist die Reduzierung auf einen 2dim Unterraum allein aus praktischen Gründen notwendig, da es weder geeignete 6-dimensionale analytische Verfahren zur Berechnung des Ionenstrahltransports gibt noch Meßverfahren existieren, bei denen in allen 6 Dimension gleichzeitig gemessen werden kann. Oft ist es aber auch gar nicht notwendig, einen Ionenstrahl im 6-dimensionalen Phasenraum zu beschreiben, denn im Gleichstromfall oder bei hinreichend langen Pulsen genügt beispielsweise die 4dim Dichteverteilung $\rho(x, y, x', y')$.

Für Emittanzmessungen sind die folgenden Projektionen in den jeweiligen Unterraum von besonderem Interesse, wobei in üblicher Näherung die transversalen Impulse durch ihre Bahnwinkel $x' = \frac{p_x}{p_z}$ ersetzt worden sind:

$$\rho_4(x, x', y, y') = \iint_{-\infty}^{+\infty} \rho_6 dz dz' \quad (4.15)$$

$$\rho_3(x, y, z) = \iint_{-\infty}^{+\infty} \rho_6 dx' dy' dz' \quad \text{und} \quad \rho_3(y, x', y') = \iint_{-\infty}^{+\infty} \rho_6 dx dz dz' \quad (4.16)$$

$$\rho_2(x, x') = \iint_{-\infty}^{+\infty} \rho_4 dy dy' \quad \text{und} \quad \rho_2(y, y') = \iint_{-\infty}^{+\infty} \rho_4 dx dx' \quad (4.17)$$

4.3 Messung der transversalen Emittanz

Bei der praktischen Durchführung einer Emittanzmessung beschränkt man sich wegen der deutlich einfacheren Messungen sehr häufig auf 2 Dimensionen. Dies kann eine der beiden transversalen Phasenraumverteilungen $\rho_2(x, x')$ oder $\rho_2(y, y')$ (Gl. 4.17) sein oder aber die longitudinale Φ, Φ' -Emittanz. Da letztere bei der vorliegenden Arbeit keine Rolle spielt, soll hier auch nicht weiter darauf eingegangen werden. Bei den verschiedenen

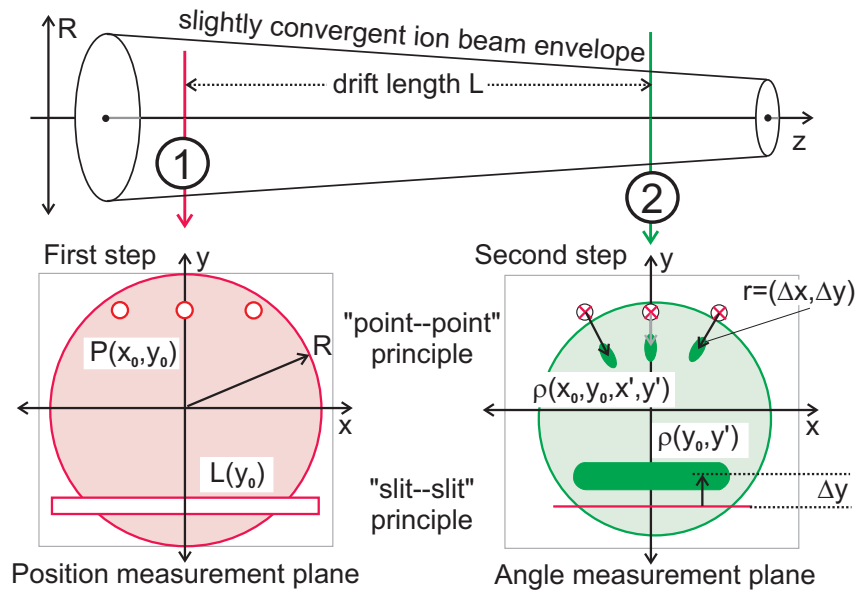


Abb. 4.4: Prinzip der Punkt–Punkt und Schlitz–Schlitz Abbildung. Oben ist die Envelope eines leicht konvergenten Ionenstrahls dargestellt. Eine transversale Emittanzmessung muß immer in zwei Schritten geschehen: Zunächst wird an Position 1 der Ort im Phasenraum festgelegt, der Winkel wird an Position 2 bestimmt. An beiden Positionen ist der xy -Querschnitt des Strahls zu sehen, wobei im positiven Bereich das Prinzip der Punkt–Punkt Abbildung gezeigt wird und unterhalb der Strahlachse das Schlitz–Schlitz Prinzip demonstriert wird.

Methoden zur Emittanzmessung kann grundlegend zwischen der sog. Schlitz–Schlitz und Punkt–Punkt Abbildung unterschieden werden. Technisch existieren diverse Ausführungen der Schlitz–Schlitz Emittanzmessung, z.B. Schlitz–Gitter Anlage [93] und Allison–Scannern (auch Electrostatic sweep scanner genannt) [94]. Im Gegensatz zur 2dim Schlitz–Schlitz Abbildung erfasst die sog. Pepperpotmessung nach der Punkt–Punkt Abbildung den vollständigen 4dim Phasenraum $\rho_4(x, x', y, y')$ (Gl. 4.16).

Vergleich von Punkt–Punkt und Schlitz–Schlitz Emittanzmessung

Im folgenden wird an hand von Abb. 4.4 das Prinzip beider Meßmethoden erläutert werden. Da die Emittanz sich aus zwei unterschiedlichen real zu messenden Größen zusammensetzt, ist es leicht einsichtig, daß eine Emittanzmessung in zwei Schritten geschieht und Orte und Winkel in verschiedenen Meßebenen bestimmt werden. Die zwei Meßebenen sind in Abb. 4.4 oben an der Envelope eingezeichnet. An Position 1 wird der Ort der Emittanzmessung festgelegt und bei Position 2 wird die Winkelverteilung unter Berücksichtigung des Abstands (Driftlänge L) gemessen.

Unterhalb der konvergenten Envelope sind in Abb. 4.4 schematisch die Strahlquerschnitte an der jeweiligen Meßposition gezeigt. Im positiven Bereich schneidet eine Punktblende kleine Teilbereiche des Ionenstrahls aus. Diese driften bis zur zweiten Meßebene, in der Position und Dichteverteilung analysiert werden. Der Versatz r zwischen Schwerpunkt der Dichteverteilung und Position der Lochblende setzt sich aus $(\Delta x, \Delta y)$ zusammen und ist bei Kenntnis des Abstands L äquivalent zum Winkel. Damit ergibt sich bei entsprechend großer Anzahl an Löchern der 4dim Phasenraum $\rho_4(x, x', y, y')$.

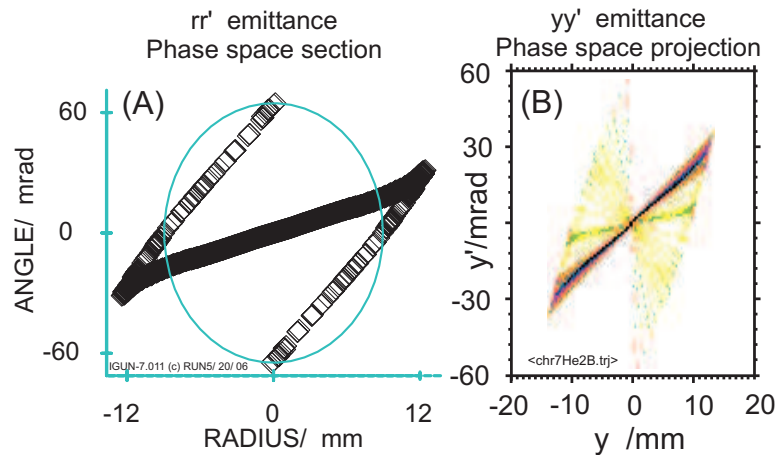


Abb. 4.5: Übergang zwischen einer Phasenraumprojektion und einer Sektion am Beispiel eines zylindersymmetrischen, divergenten Strahls am Ausgang eines Extraktionssystems. Eine Phasenraumsektion (r, r') entsteht aus einer Punkt–Punkt Abbildung, bei der zur Ortsbestimmung die Lochblende nur entlang des Strahldurchmessers bewegt wird. Bei einer Schlitz–Schlitz Messung verbinden sich die Phasenraumpunkte der Sektion zu Phasenraumlinien, rechts in der Emittanzfigur als (y, y') Phasenraumprojektion zu sehen.

Im Strahlquerschnitt unterhalb der Strahlachse ist in Abb. 4.4 die Schlitz–Schlitz Emittanzmessung gezeigt. Dabei schneidet ein parallel zur x –Achse angeordneter Schlitz an der Position y_0 einen Teilbereich aus. Dieser driftet wieder bis zur 2. Meße Ebene. Hier wird aber lediglich die Verbreiterung des Schlitzes bzw. die Verteilungsfunktion entlang der y –Achse und der Versatz $\Delta y \rightarrow \Delta y/L = y'$ bestimmt. Im Gegensatz zum vorherigen Fall wird in beiden Meßebenen nicht orts aufgelöst sondern nur in einer der beiden transversalen Richtungen gemessen. Der Informationsverlust der anderen transversalen Achse entspricht dessen Integration — im gezeigten Fall wird über $\int dx$ integriert. Die yy' Emittanz ergibt sich aus dem Verschieben der Schlitzblende in y –Richtung und der Summe aller gemessenen Winkelprofile an jeder einzelnen Position. Ein Beispiel einer solchen Phasenraumprojektion ist in Abb. 4.5B dargestellt.

Beschränkt man sich bei Orts– und Winkelbestimmung einer Punkt–Punkt Abbildung auf eine feste Ortskoordinate y_0 und feste Winkelkoordinate y'_0 , so erhält man eine sog. Phasenraumsektion, und im Fall von $y_0 = y'_0 = 0$ eine rr' Emittanz wie sie in Abb. 4.5A dargestellt ist. Diese Vereinfachung ist nur im Fall eines zylindersymmetrischen Strahls ohne Informationsverlust möglich.

Sowohl der Phasenraumsektion wie auch der Projektion liegt in Abb. 4.5 der gleiche zylindersymmetrische, divergente Ionenstrahl zugrunde. Da in radialer Darstellung bei einer zylindersymmetrischen Verteilung nur jeweils ein Phasenraumpunkt entlang der Abszisse liegen kann, weist eine rr' Emittanz nur eine gekrümmte Linie aus Punkten auf. Dadurch entsteht eine S–förmige Kurve, die Aberrationen leicht erkennen läßt. Durch die zweifache Integration bei einer Schlitz–Schlitz Abbildung wird bei einer Messung eine zusätzliche Intensitätsverteilung zwischen jeweils zwei Punkten einer rr' Emittanz registriert: Punkte einer rr' Emittanz verbinden sich zu Linien in einer Phasenraumprojektion (4.5B). Eine ausführliche Diskussion der Vor– und Nachteile der Darstellungen bei Phasenraumprojektion

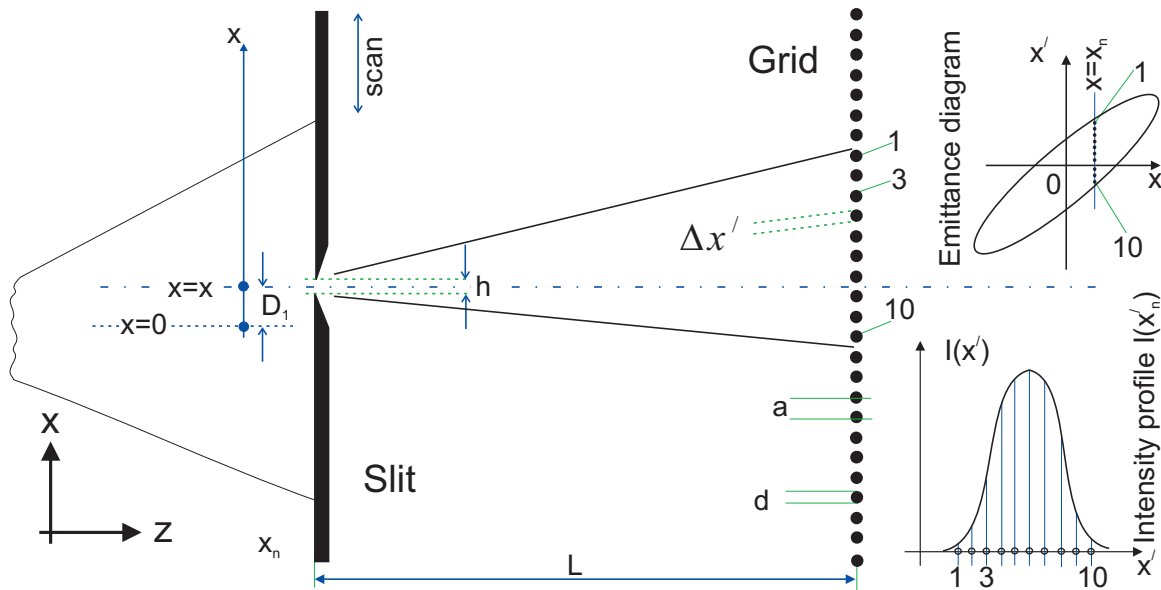


Abb. 4.6: Charakteristische Parameter einer Schlitz–Schlitz Abbildung, hier als Schlitz–Gitter Emittanzmessung gezeigt. Sowohl der Schlitz wie auch das Profildrahtgitter werden unabhängig voneinander in den Strahl gefahren werden; damit kann die Auflösung durch Zwischenschritte des Gitters für jede Ortsposition verbessert werden. Als Beispiel wird an einem positivem Ort gemessen, der Teilstrahl wird von 10 Meßdrähten registriert und zeigt in der rechten Emittanzellipse sowohl positive wie negative Winkelwerte. Darunter ist das dazugehörige Winkelprofil am Ort x_n (x') zu sehen. Die Schlitzhöhe h bestimmt die Ortsauflösung, die minimale Meßauflösung im Phasenraum ist durch $h \cdot d / L$ gegeben.

und Sektion ist in [95] zu finden.

Schlitz–Schlitz Emittanz Messung

Da der Schlitz–Schlitz Emittanzmessung eine besondere Bedeutung zukommt und in der vorliegenden Arbeit auch für Messungen verwendet wurde, soll dieses Verfahren am Beispiel einer Schlitz–Gitter Anlage genauer erläutert werden.

In Abb. 4.6 sind ein Schlitz zur Bestimmung des Ortes und parallel dazu ein Profildrahtgitter gezeigt, mit dem Versatz und Verbreiterung des Schlitzes gemessen werden. An der Stelle x_n detektiert nur ein kleiner Teil der Profildrähte ein Signal. Da x_n oberhalb der Strahlachse liegt und divergenter Strahl angenommen ist, detektieren die Drähte 1–7 einen positiven Winkel und die Drähte 8–10 einen negativen Winkel. Dieses Winkelprofil entspricht auch der schematisch gezeigten Emittanzfigur am Ort $x = x_n$. Durch die Profildrähte wird die eigentlich 2dim ausgeschnittene Verteilung bei der Winkeldetektion in der zweiten Meßebe durch

$$\int dx \rho(x, y) = I_{x_0}(x) \leftrightarrow I_{x_0}(\Delta x) \leftrightarrow I_{x_0}(x')$$

nur in einer Dimension erfasst (siehe dazu auch Kapitel 6.4 auf Seite 73).

5 Experimenteller Aufbau der H^- Beamline

Bei Beginn der Arbeit zeigte sich, daß die vorhandenen Ionenquellen des Instituts, eine cäsiumfreie „low level“ Quelle [96] und „Hochleistungs“-Ionenquelle mit Cs-Injektion [97] entweder einen zu geringen Strom lieferte oder wegen des Cs-Verbrauchs ungeeignet waren.

Deshalb wurde die „kleine“ cäsiumfreie Ionenquelle umgebaut und weiterentwickelt, um den H^- Strom von $\leq 70\mu A$ auf 2-2,5 mA zu erhöhen.¹ Bei einem Strom im Milliampere Bereich weist die Produktionsrate eine ausreichende Anzahl an neutralisieren H^- Ionen auf, so daß das in Frage kommende Lasersystem ($P_{\max}=20\text{ W}$) für das Experiment sinnvoll verwendet werden kann.

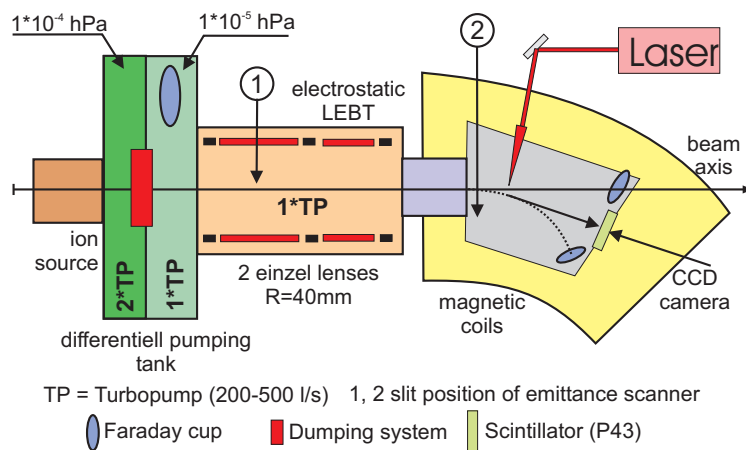


Abb. 5.1: Schematische Übersicht des experimentellen Aufbaus. Unter dem als Beamline bezeichneten Teil sind Ionenquelle, differentieller Pumptank mit integriertem Dumpingsystem und die beiden elektrostatischen Einzellinsen zu verstehen. An den Stellen 1 und 2 ist die Emission des H^- Strahl nach dem Schlitz-Prinzip bestimmt worden.

Der gesamte experimentelle Aufbau ist in Abb. 5.1 als schematische Übersicht dargestellt und zeigt die Ionenquelle, den differentiellen Pumptank und das elektrostatische Linsensystem. Dem schließt sich der Diagnoseagent an, in dem der Laser den Ionenstrahl kreuzt. Der differentielle Pumptank dient der raschen Druckverminderung, um den Gaseinfall von der Quelle in das Transportsystem in Grenzen zu halten. In die Mittelwand des Tanks ist außerdem noch das Dumpingsystem integriert.

Die Transportstrecke hat die Aufgabe, den Ionenstrahl an den Diagnosedipol anzupassen. Dazu war ursprünglich eine LEBT aus zwei Solenoiden vorgesehen und insbesondere der differentielle Pumptank mit seinen Abmessungen an die Solenoide angepasst worden. Allerdings mußte der geplante Aufbau geändert werden, da beide Solenoide nicht mehr

¹Ein Teil der Quellenentwicklung ist unter der tatkräftigen Mithilfe von Dr. R. Thomae und der Oberaufsicht von Herrn Dr. K. Volk durchgeführt worden.

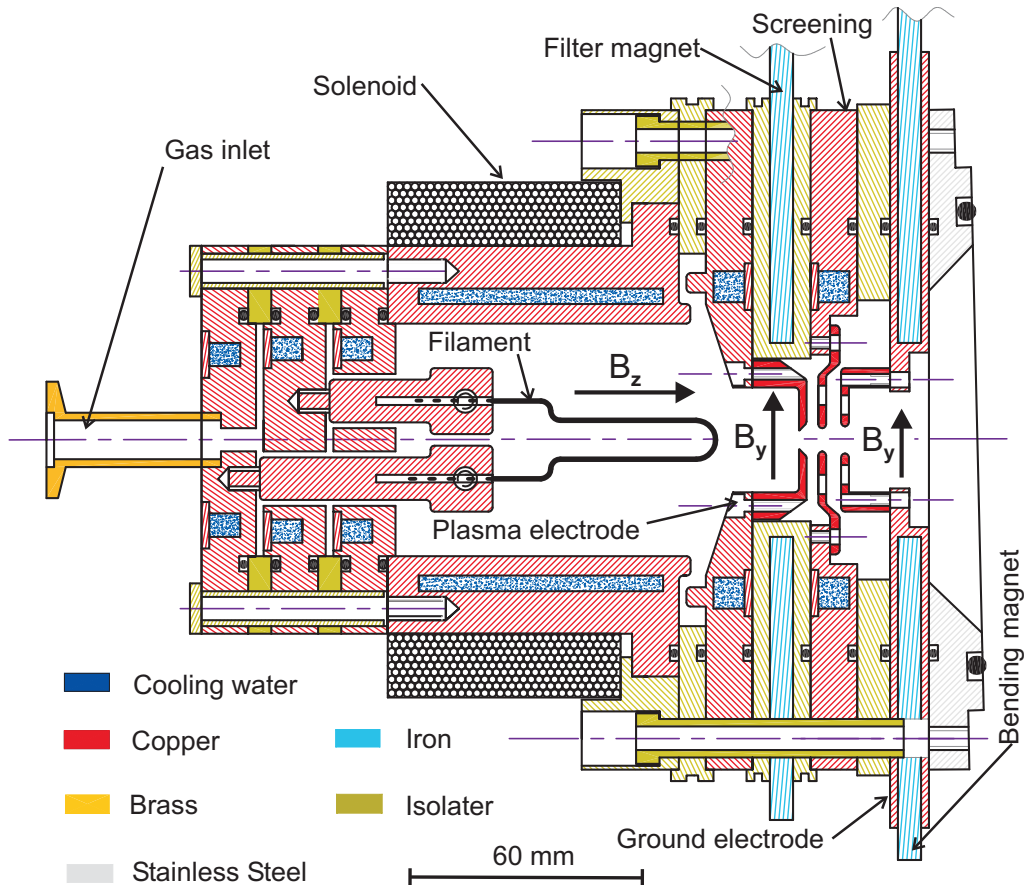


Abb. 5.2: Schematische Darstellung der Ionenquelle. Von links nach rechts befinden sich Gaseinlaß, Plasmagenerator, Extraktionsbereich mit Filterfeld und Trioden-Extraktionssystem für die Strahlformierung.

zur Verfügung standen.

Deshalb wurde auf eine bereits vorhandene Konstruktion aus zwei elektrostatischen Einzellinsen von R. Dölling zurückgegriffen. Die LEBT besteht aus zwei zylindrischen Einzellinsen, jeweils durch eine Erdblende begrenzt sind. Lediglich die Durchmesser der Erdblenden wurden den Strahlsimulationen zufolge an die hier vorliegenden Aufgaben angepasst. Problematisch für die Strahlanpassung war im Vergleich zu den Solenoiden der wesentlich kleinere Innendurchmesser der Einzellinsen, was zu erheblichen Problemen bei der Anpassung an den Diagnosemagneten führte und einen verlustfreien Strahltransport unmöglich machte.

Neben Messungen zur Ionenquelle wie zum Strahlstrom & Strahlzusammensetzung sind v.a. auch die Emittanzmessungen mit der institutseigenen Schlitz-Gitter Anlage der Firma PET von G. Strehl zu erwähnen, die hinter dem Dumpingsystem und Linsensystem durchgeführt worden sind. Beide Meßorte sind in Abb. 5.1 gekennzeichnet.

| Plasmagenerator | |
|--------------------------------------|--|
| Kathodenmaterial | Wolframlegierungen, Ta |
| Kathodenlänge | 40–60 mm |
| Kathodendurchmesser | \varnothing 0,6... 1,8 mm |
| Kathodenstrom | bis 140 A |
| Maximale Bogenleistung | Pulsbetrieb: $P_{\text{peak}} = 10 \text{ kW}$ Dauerbetrieb: $P_{\text{dc}} = 1000 \text{ W}$ |
| Pulslänge | $\tau = 100 \mu\text{s} \dots 1 \text{ ms}$ |
| Frequenz | $\nu = 10 \text{ Hz} \dots 70 \text{ Hz}$ |
| Solenoidfeldstärke | $B = 26,1 \text{ mT}$ bei $I = 4 \text{ A}$ |
| Filterfeldstärke | $B = 9,25 \text{ mT}$ bei $I = 5 \text{ A}$ |
| Arbeitsgas | He, H_2 , (Ar) |
| Gasfluß | max. $10 \text{ cm}^2 / \text{min}$ |
| Neutralgasdruck am Gaseinlaß | max. $0,2 \text{ hPa}$ |
| Extraktionssystem | |
| Radius der Extraktionsöffnung | 1,5 ... 3 mm |
| Radius der Screeningelektrode | 1,5 ... 3,5 mm |
| Radius der Erdelektrode | 2 ... 3,5 mm |
| Max. Extraktionsspannung | 10 keV |
| Max. Spannung der Screeningelektrode | 1000 V |
| Abstand Extr.–Screening | 3 ... 7,2 mm |
| Abstand Scr.–Erdelektrode | 2,7 ... 4,5 mm |

Tab. 5.1: Typische Betriebsparameter der Ionenquelle und technische Daten des Extraktionssystems.

Ein wesentlicher Schritt bei der Erhöhung des Strahlstrom war der komplette Neuaufbau des Hochspannungsterminals für die Versorgungsnetzteile der Ionenquelle. Dies schließt die Erweiterung der Ionenquelle zum Pulsbetrieb und die Anpassung an höhere (Bogen) Leistungen ein. Die vollständige Verschaltung der Ionenquelle und des Hochspannungsterminals ist in Abb. 5.3 dargestellt. Der Pulsgenerator für die Bogenentladung liefert eine max. Leistung $P=20 \text{ kW}$ bei Pulsängen bis zu $\tau = 2 \text{ ms}$ und einer Wiederholfrequenz bis $\nu=100\text{Hz}$. Der Pulsgenerator für die Bogenentladung besteht aus einer Kondensatorbank mit einer Kapazität von 180 mF und wird von einem Netzteil aufgeladen. Ein externer Triggerpuls steuert einen Halbleiterschalter mit einer Anstiegszeit $\leq 10\mu\text{s}$ und legt damit den „duty-cycle“ der H^- Quelle fest. Der Widerstand $R_1=100\text{m}\Omega$ in Abb. 5.3 diente zur Bestimmung des Bogenstroms.

Aufgrund der mit extrahierten Elektronen war es notwendig, zwischen Extraktionsnetzteil und Ionenquelle einen Hochspannungskondensator mit einer Kapazität von $1 \mu\text{F}$ zu installieren, um bei der Extraktion auch über das Stromlimit des Netzteils hinaus arbeiten zu können. Die wichtigsten Daten der Ionenquelle sind in Tab. 5.1 zusammengefasst.

Das Extraktionssystem

Das Trioden–Extraktionssystem besteht aus der Öffnung in der Plasmablende (Extraktionselektrode), der Screening– und Erdelektrode. Die Auslaßöffnung betrug für die

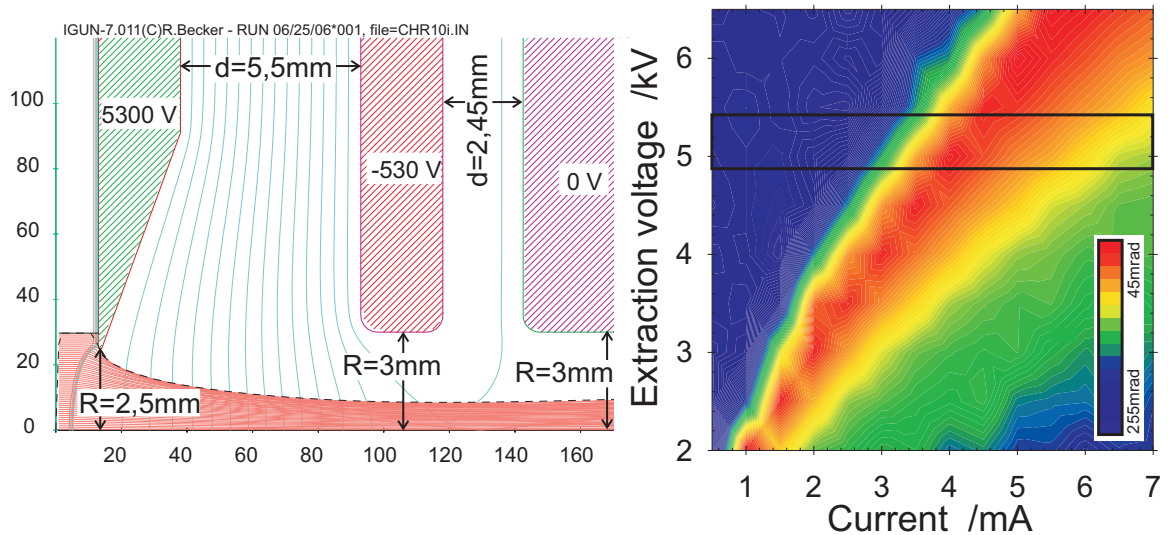


Abb. 5.4: Numerische Simulation des Extraktionssystems mit IGUN[®]. Links ist die Geometrie des Extraktionssystems mit Berechnung der Trajektorien im angepassten Fall $I_{ges} = I_{H^-} + I_{e^-}$ dargestellt, was einem e^-/H^- Verhältnis von 90 entspricht. Rechts sind Stromdichte und Extraktionsspannung um den angepassten Fall herum variiert worden und gegen den Strahldivergenzwinkel –bestimmt im Bereich der Erdblende– dargestellt. Der Arbeitsbereich der Ionenquelle ist schwarz gekennzeichnet.

Strahldiagnose-Experimente $\varnothing 5$ mm, Screening und Erdelektrode waren im Durchmesser 1 mm größer. Während der Quellenoptimierung ist das gesamte Extraktionssystem mehrfach geändert worden, um einen Kompromiß zwischen Ionenstrom, Strahlrauschen und Beschleunigungsspannung zu finden.

Die Auslegung des Extraktionssystems ist mit IGUN[®] berechnet worden.² Um die Wahrscheinlichkeit für Überschlüge klein zu halten, ist dabei auf ein geringes elektrisches Feld geachtet worden, da es bei der H^- Extraktion aufgrund der mit extrahierten Elektronen sehr viel häufiger als bei positiven Ionen zu Überschlügen kommt.³

Bei den numerischen Simulationen für die Extraktion der H^- Ionen ist die zusätzliche Raumladung der Elektronen durch ein entsprechendes Äquivalent an Protonen berücksichtigt worden. Die zu erwartende Stromdichte und das e^-/H^- Verhältnis sind auf der Basis vorheriger Messungen bestimmt worden. Da dieses Verhältnis durch das transversale Magnetfeld starker Veränderungen unterworfen ist, ist die gesamte, *resultierende* Stromdichte $I_{H^-} + I_{e^-}$ über einen weiten Bereich variiert worden. Als Beispiel einer IGUN-Rechnung ist rechts in Abb. 5.4 der angepasste Fall bei $U_{EX} = 5300V$ mit einem Gesamtstrom von $I_{ges} = 3,5mA$ zu sehen und entspricht damit im wesentlichen der Standardeinstellung für die Photodetachment Experimente. In der Simulation ist ein H^- Strom von 1.2 mA und ein e^-/H^- Verhältnis von 90:1 zu Grunde gelegt. Aus den Angaben für das Extraktionssystem ergibt sich ein Aspektverhältnis von $S = R/d = 0,45$.

²siehe auch Kapitel 3.3.1

³ Meist wird dies durch Verluste der mit extrahierten Elektronen im Extraktionssystem hervorgerufen.

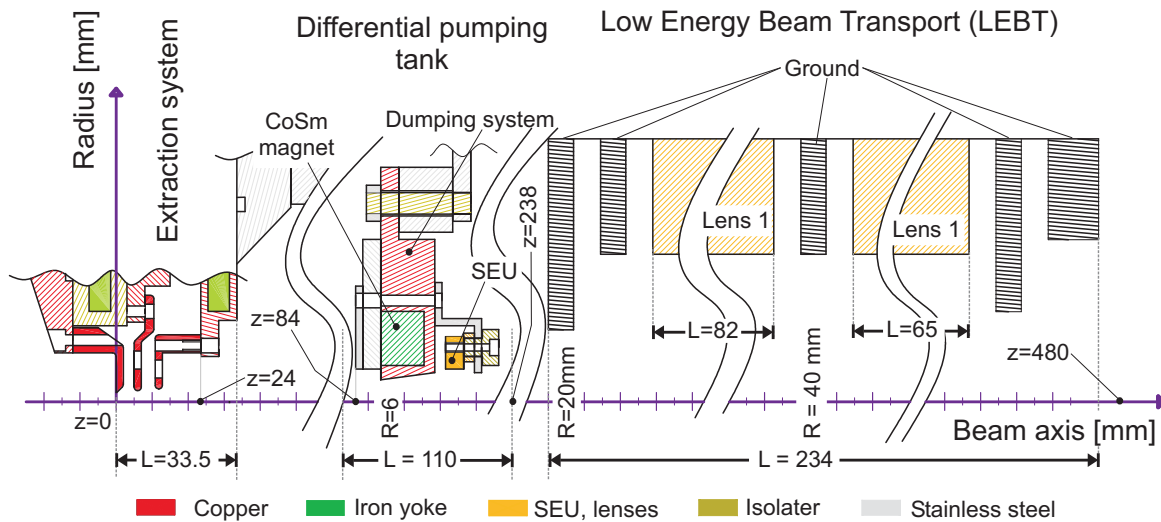


Abb. 5.5: Detaillierte Darstellung der Transportstrecke vom Extraktionssystem bis zum Ende des Linsensystems. Die Farblegende gilt für das Extraktionssystem und den Flansch mit dem Dumpingsystem, das Linsensystem ist vollständig aus Edelstahl, wobei die auf Erdpotential liegenden Elektroden schwarz gekennzeichnet sind, die auf Potential liegenden Elektroden dagegen braun. Die erste Diagnosemöglichkeit befindet sich hinter dem Dumpingsystem in Form einer Faradaytasse (FDC).

Das Dumpingsystem

Die hier zu Einsatz gekommene Methode zur Auslenkung der Elektronen verwendete ein magnetisches Dipolfeld und lenkte die Elektronen auf einen dafür vorgesehenen Vakuumsflansch. Dies hat den Vorteil, daß die Konstruktion in der Mittelblende des differentiellen Pump tanks untergebracht werden konnte und eine größtmögliche Akzeptanz für die Elektronen bietet. Für den Aufbau des Dumpingsystems wird auf Abb. 5.5 und 5.6 (A) verwiesen.

Mit Hilfe vakuumtauglicher Permanentmagnete konnte das Magnetfeld im Dumpingsystem zwischen 30...150 mT durch Veränderung des Abstands und der Anzahl der Magnete variiert werden. In Abb. 5.6(B) sind das kleinste und größte mögliche magnetische Feld gezeigt; bei einer weiteren Verringerung des magnetischen Felds konnten die Elektronen nicht mehr vollständig aus dem Strahl entfernt werden.

Durch diese Konstruktion ist sichergestellt worden, daß sich *nach* der Dumping„blende“ keine Elektronen mehr im Strahl befinden. Andererseits kann aber nicht behauptet werden, daß *alle* Elektronen erst im Dumpingsystem ausgelenkt werden.⁴ Durch das notwendige transversale Filterfeld im Extraktionsbereich wird der Strahl mit einem Versatz extrahiert und hat auf die Elektronen einen deutlich größeren Einfluß als auf die Ionen. Deshalb wird ein Teil der Elektronen bereits an den Elektroden gedumpt.

Durch die Kopplung von Filter- und Bendingmagnet konnten beide Magnete nur im additiven Modus betrieben werden, bei gegenläufigen Feldern verringerte sich zwar der Offset, aber auch die H^- Stromdichte. Deshalb wurde die Strahlage mit dem Dumpingsystem korrigiert. Dafür ist die Orientierung des Dumpingfeldes entgegengesetzt

⁴Dies ist aber auch ein prinzipielles Problem von Dumpingsystemen — insbesondere, wenn die Elektronen erst nach dem Extraktionssystem aus dem Strahl gelenkt werden.

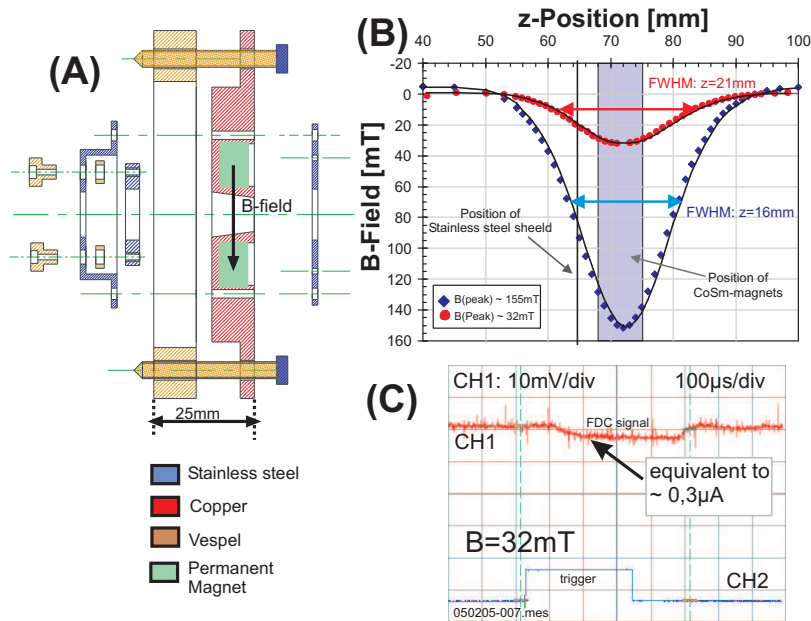


Abb. 5.6: (A) zeigt die einzelnen Komponenten des Dumpingsystems. Außer dem magnetischen Ablenkkfeld zum Dumpen der Elektronen ist strahlabwärts noch eine zusätzliche Sekundärelektronenunterdrückung eingebaut. (B) zeigt den Achsverlauf des magnetischen Felds, das zwischen 30...150mT variiert werden konnte. (C) zeigt den sog. „Helium-Tests“.

der des Filterfeldes gewählt worden.

Um zu überprüfen, ob auch alle Elektronen aus dem Ionenstrahl entfernt wurden, ist die Quelle mit Helium betrieben worden. Bei ansonsten gleichen Parametern der Ionenquelle (Bogenleistung ($P_{\text{ARC}} = 4\text{kW}$) und Strahlenergie $U_{\text{EX}} = -10\text{kV}$) und Helium als Arbeitsgas werden nur Elektronen extrahiert, mit denen die Effektivität des Dumpingsystems überprüft werden kann. Bei diesen Tests war die Extraktionsspannung bis zu $\approx 40\%$ über höher sonst üblich. Aufgrund der wesentlich kleineren Elektronenaffinität bildet sich nur sehr schwer He^- , so daß der extrahierbare Strom nur aus Elektronen besteht. In Abb. 5.6(C) ist eine Strommessung hinter dem Dumpingsystem gezeigt, wobei der magnetische Repeller der Faradaytasse entfernt war. Der gemessene Strom von $0,3\mu\text{A}$ ist im Bereich der Nachweisempfindlichkeit.

Standardmäßig wurde das Dumpingsystem mit einem maximalem Achsfeld von $B_{\text{max}} = 32\text{mT}$ betrieben, was sich bei der in Abb. 5.6 (C) gezeigten nahezu 100% Dumpingeffizienz als akzeptabler Kompromiß bezüglich der Strahljustage erwies. Die Strahlage ist mit der Schlitz-Gitter Emittanzmeßanlage kontrolliert worden und soll im folgenden an Hand von Abb. 5.7 erläutert werden.

In Abb. 5.7(A) ist eine Emittanzmessung ohne Dumpingsystem gezeigt. Für die Strommessung ist wie gewöhnlich eine Faradaytasse mit magnetischem Repeller verwendet worden. Der Ionenstrahl weist –wie zu erwarten war– sowohl in y wie auch in y' einen Offset auf, der durch das quer zur Extraktionsrichtung anliegende Magnetfeld verursacht wird. Die Abbildungen 5.7(B, D, E) zeigen alle eine Aufspaltung der Emittanz in 2 Figuren:

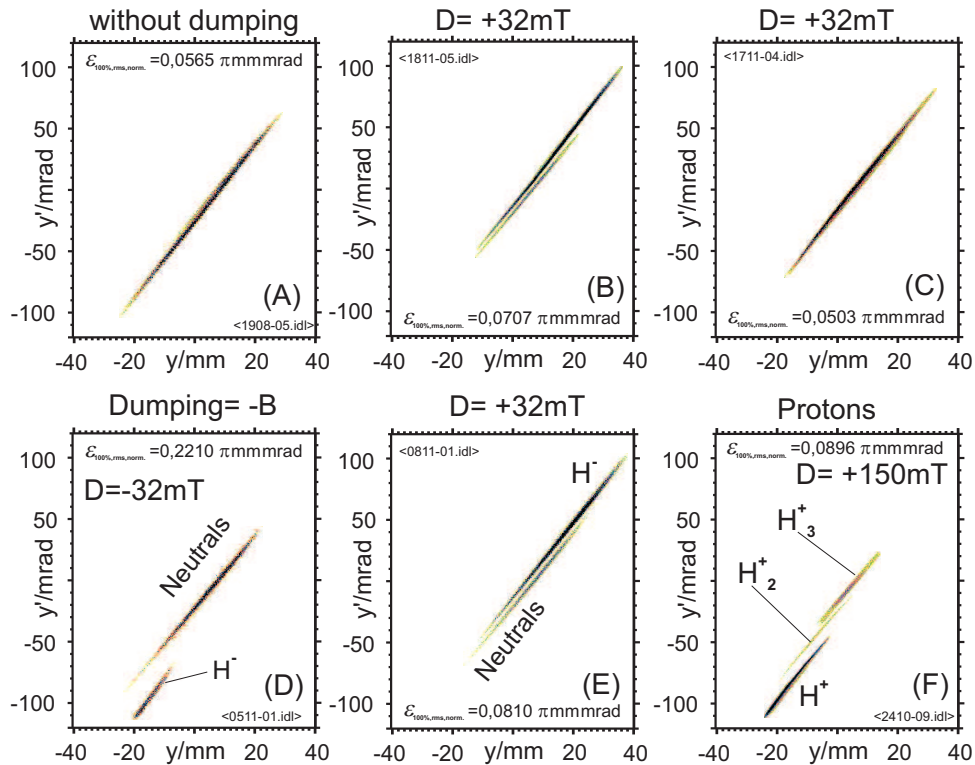


Abb. 5.7: Schlitz–Schlitz Emittanzmessungen bei versch. Dumpingfeldern. Dabei steht D für Dumping, F für Filter und B für Bending. Für Filter und Bending sind die Stromstärken angegeben, wobei die Feldrichtung $-F/ +B$ parallel zu einem negativem Dumpingfeld liegt.

(A): $U_{ex} = -6,4 \text{ keV}$; $I_{H^-} = 1,410 \text{ mA}$; $F = -1,8 \text{ A}$; $B = +1,98 \text{ A}$; Kein Dumping, kein Strahlkollimator

(B): $U_{ex} = -5,5 \text{ keV}$; $I_{H^-} = 0,470 \text{ mA}$; $F = -2,0 \text{ A}$; $B = +2,0 \text{ A}$; $D = +32 \text{ mT}$

(C): $U_{ex} = -5,1 \text{ keV}$; $I_{H^-} = 0,668 \text{ mA}$; $F = -4,0 \text{ A}$; $B = +3,0 \text{ A}$; $D = +32 \text{ mT}$

(D): $U_{ex} = -4,2 \text{ keV}$; $I_{H^-} = 0,596 \text{ mA}$; $F = -2,2 \text{ A}$; $B = +2,3 \text{ A}$; $D = -32 \text{ mT}$; Dumping parallel F, B

(E): $U_{ex} = -4,8 \text{ keV}$; $I_{H^-} = 0,524 \text{ mA}$; $F = -2,52 \text{ A}$; $B = +1,5 \text{ A}$; $D = +32 \text{ mT}$; Vergleich mit "D"

(F): $U_{ex} = +7,1 \text{ keV}$; $I_{H^+} = 3,040 \text{ mA}$; $F = -2,18 \text{ A}$; $B = +1,3 \text{ A}$; $D = +150 \text{ mT}$; Protonen

Neutralteilchen durch Strahlverluste und H^- Ionen. Da die höchsten Verluste der gesamten Beamline im Extraktionssystem zu finden sind (siehe dazu Abb. 5.2.2, Seite 58), läßt sich bei den Messungen prinzipiell immer eine Neutralteilchenverteilung finden. Der Nachweis der Neutralteilchen wird bei dieser Emittanzmeßanlage überhaupt erst möglich durch die fehlende Sekundärelektronen–Unterdrückung. Ohne Dumpingfeld (A) oder im Ausgleichsmodus zwischen Dumping und Quellenfeldern wie in Abb. 5.7(C) überlagern sich beide Verteilungen.

In den Abb. 5.7(B) und 5.7(C) zeigt sich der Einfluß von Filter– und Bendingfeld auf die Strahlage im Winkelraum. Eine vollständige Korrektur ist mit nur einem zusätzlichen Freiheitsgrad, nämlich dem Magnetfeld des Dumpingsystems, nicht möglich. Die Unsymmetrie liegt bereits bei der Extraktion sowohl im Ort wie auch im Winkel (Deformation des Plasmameniskus durch Filter– bzw. Bendingfeld) vor, so daß eine vollständige Korrektur der Strahlage noch mindestens eines weiteren Freiheitsgrades bedarf. Dies war aber aus

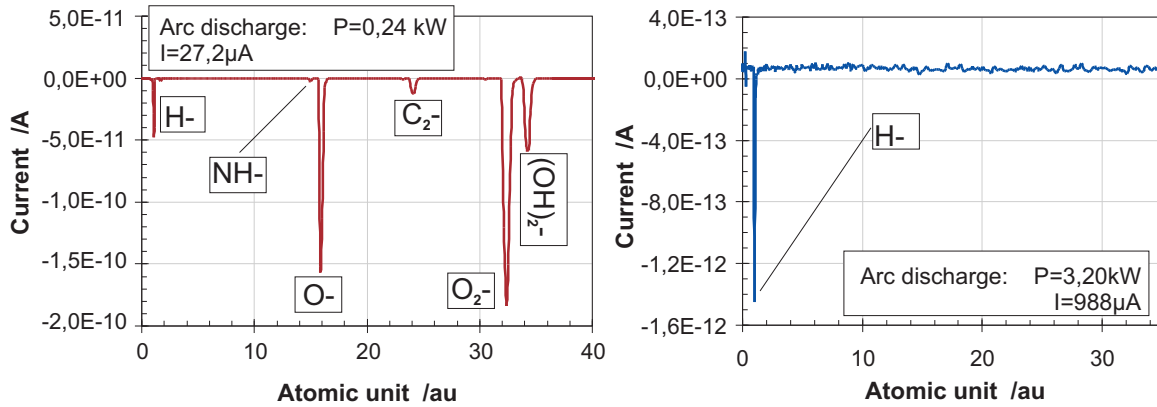


Abb. 5.8: Messung der Impulsspektren bei verschiedenen Bogenleistungen. Bei zu kleinen Bogenleistungen sinkt nicht nur dramatisch der negative Gesamtstrom, sondern auch der fraktionelle Anteil des H^- Stroms. Erst ab Bogenleistungen ab etwa $P=4\text{ kW}$ werden zu 100% H^- Ionen extrahiert. Neben der Bogenleistung als wichtigstem Parameter beeinflussen auch Gasdruck und (transversale) Magnetfelder die Strahlzusammensetzung.

technischen Gründen nicht zu realisieren.

In den Abb. (D) und (E) wird der Einfluß des Dumpingfelds auf die gesamte Strahl- lage gezeigt. Im additiven Modus, also negativem B-Feld des Dumpingsystems, ist die Ablenkung der H^- Ionen so groß, daß nur noch ein Teil von der Emittanzmeßanlage er- fasst werden kann. In der letzten Abbildung (F) ist zum Vergleich ein Protonenstrahl bei 150 mT Magnetfeld aufgenommen worden. Wie zu sehen ist, wird der Strahl durch das B-Feld in seine Bestandteile H^+ , H_2^+ , H_3^+ separiert — die größte Ablenkung haben die Protonen erfahren und sind wie die H^- Ionen in Abb. 5.7(D) nicht mehr vollständig vom Emittanzscanner erfasst worden.

5.1.2 Experimentelle Untersuchungen zur Ionenquelle

Die folgenden experimentellen Ergebnisse stellen eine Zusammenfassung der Quellenop- timierung dar und können in die Bereiche Plasmagenerierung (Strahlzusammensetzung, Strahlstromdichte), Extraktion und Transport unterteilt werden. Dabei sind ein Massenspek- trometer und eine Schlitz-Gitter Emittanzmeßanlage (Schlitz-Schlitz Prinzip) verwendet worden.⁵ Der Vollständigkeit halber muß erwähnt werden, daß für die Impulsspektren zwei verschiedene Magnetsysteme mit unterschiedlichem Biegeradius, Ablenkwinkel und Stromverstärker verwendet wurden. Dies hat zur Folge, daß sich die Meßfehler der Mas- senspektren leicht unterscheiden, aber für die Messungen an sich nicht wesentlich sind. Der H^- Strom ist mit einer selbst entwickelten Faradaytasse gemessen worden, die mit einem magnetischem und elektrostatischem Repeller versehen ist. Letzteres wird zur Unter- drückung der Sekundärelektronen verwendet, das magnetische Feld ist unter den gleichen Gesichtspunkten wie das Dumpingsystem ausgelegt und getestet worden, um sicherzustel- len, daß die mit extrahierten Elektronen nicht ebenfalls zur Strommessung beitragen.

⁵Wenn nicht anders vermerkt, sind alle hier gezeigten Emittanzfiguren mit einer Schlitz-Gitter Meßanlage der Firma PET von P.Strehl erstellt worden.

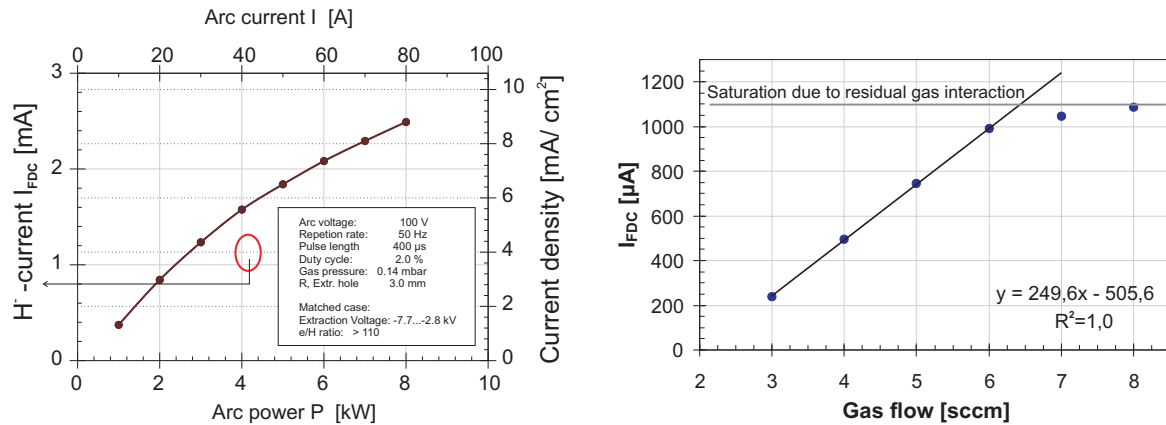


Abb. 5.9: Bestimmung des Strahlstroms in Abhängigkeit von Bogenleistung und Neutralgasdruck. Links ist die Abhängigkeit des Strahlstroms von der Bogenleistung bei einer Extraktionsöffnung von 6 mm zu sehen. Um den Gasfluß zu verringern, ist für die nachfolgenden Strahlexperimente die Extraktionsöffnung auf 5 mm verkleinert worden. Bei 4 kW Bogenleistung sind dabei 1,1 mA mit einem allerdings etwas besserem (ca. 30% kleiner) e^- / H^- Verhältnis. Links ist die Abhängigkeit vom Gasfluß bei 4 kW Bogenleistung und einem \varnothing 5 mm Extraktionsloch untersucht worden, 7 sccm entsprechen einem Druck am Gaseinlaß von 0,14 mbar.

Strahlzusammensetzung in Abhängigkeit der Bogenleistung

Verschiedene Parameter der Ionenquelle wie Neutralgasdruck, Bogenleistung, Solenoid- und Filterfeld beeinflussen die Strahlzusammensetzung. Absolut betrachtet hatte bei den Messungen allerdings die Bogenleistung die größte Auswirkung auf die Strahlzusammensetzung — zum Teil hängt dies auch damit zusammen, daß andere Quellenparameter wie z.B. das Filterfeld nicht beliebig verändert werden können, ohne anders geartete Nachteile in Kauf nehmen zu müssen. In Abb. 5.8 sind zwei Messungen bei sonst gleichen Queneinstellungen zu sehen.

Bei $P=240$ W betrug der Gesamtstrom $I_{FDC} = 27,2 \mu A$ mit einem H^- Anteil von lediglich 10%. Dies ist im hauptsächlichen auf die nur ungenügende Dissoziation des primären Wasserstoffplasmas („Treiber“ Plasma) im hinteren Teil des Plasmagenerators zurückzuführen. Dort sorgen heiße Kathoden-Elektronen für die Ionisierung des Wasserstoffs. Die Stöße mit dem Arbeitsgas sind allerdings erst im Kilowatt-Bereich ausreichend, um einen genügend hohen Ionisierungsgrad des Plasmas zu erreichen. Bei zu kleiner Bogenleistung dominieren im Bereich des Filterfeldes anstatt der angeregten Wasserstoffmoleküle Sauerstoff- und Stickstoffverbindungen, so daß durch die geringe Bogenleistung nicht nur der Gesamtstrom gesunken ist, sondern auch der H^- Anteil bei weniger als 12% liegt. Im Gegensatz dazu konnte bei 3 kW außer H^- keine weitere Spezies nachgewiesen werden. Dieses Verhalten entspricht damit dem einer vergleichbaren Protonenquelle [98].

Messung der H^- Stromdichte

Für die Verbesserung des Strahlstroms war es entscheidend, daß im Pulsbetrieb die Bogenleistung bis 10 kW erhöht werden konnte. In Abb. 5.9 ist rechts der maximal erzielte Strom bei einer Extraktionsöffnung von \varnothing 6 mm gezeigt. Hierbei wurde auf maximalen H^- Strom

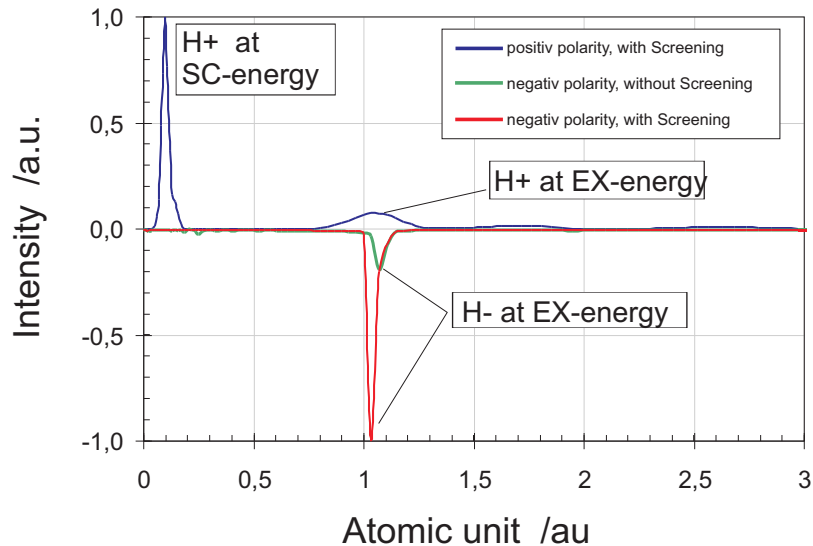


Abb. 5.10: Einfluß der Screening auf die Strahlzusammensetzung (-6.5 keV Extraktionsspannung; $+600$ V Screeningpotential). Bei negativer Extraktionsspannung ist mit dem Impulsspektrometer sowohl nach positiven (oberer Teil) wie auch nach negativen (unterer Teil) Teilchen gesucht worden. Dabei sind Protonen bei einer Energie von 600 eV (Screeningpotential) und bei Sollenergie von $6,5$ keV festgestellt worden. An negativen Teilchen konnte nur H^- bei Sollenergie nachgewiesen werden. Außerdem kann ein Einfluß der Screening auf die Intensität bemerkbar.

optimiert. Dabei war das e^- / H^- Verhältnis sehr hoch gewesen und lag bei etwa 120:1. Auch die Strahlage war mit den vorhandenen Möglichkeiten des Dumpingsystems nur ungenügend zu korrigieren gewesen; zusätzlich mußte durch die große Extraktionsöffnung ein enormer Gaseinfall bewältigt werden. Deshalb ist für die Photodetachment Messungen das Extraktionssystem auf eine Öffnung von $\varnothing 5$ mm verkleinert worden (siehe Seite 44). Bei ansonsten gleichen Quellenparametern sind Filter- und Bendingfeld verdoppelt worden, was die Stromdichte etwas absinken ließ, aber auch das e^- / H^- Verhältnis um 25% verbessert hat, so daß die Diagnoseexperimente bei einem Quellenstrom von rund 1 mA durchgeführt wurden (siehe markierter Bereich). Im rechten Graph von Abb. 5.9 ist der Einfluß des Gasdrucks auf den H^- Strom bei einer Extraktionsöffnung von $\varnothing 5$ mm zu sehen. Es ist eine Sättigung des Stromanstiegs zwischen $6 \dots 7$ cm^3 / min zu erkennen, was einem Quelldruck am Gaseinlaß von $0,13 \dots 0,14$ hPa entspricht.

Einfluß der Screening-Elektrode

Der Einfluß der Screening-Elektrode auf den Ionenstrahl soll an zweierlei Beispielen erläutert werden, nämlich der Strahlzusammensetzung und dem Gesamtstrom.

In Abb. 5.10 ist die Strahlzusammensetzung bei negativer Extraktion von -5 keV bei $U_{SC} = +600$ V Schirmspannung untersucht worden. In der Abbildung sind nach oben hin positive Ionen aufgetragen und nach unten hin negativ geladene Teilchen. Die Eichung des Graphen erfolgte auf die Sollenergie der Extraktion. Im negativen Bereich können nur H^- Ionen gefunden werden. Eine Schirmspannung von 10% des Extraktionspotentials wirkt

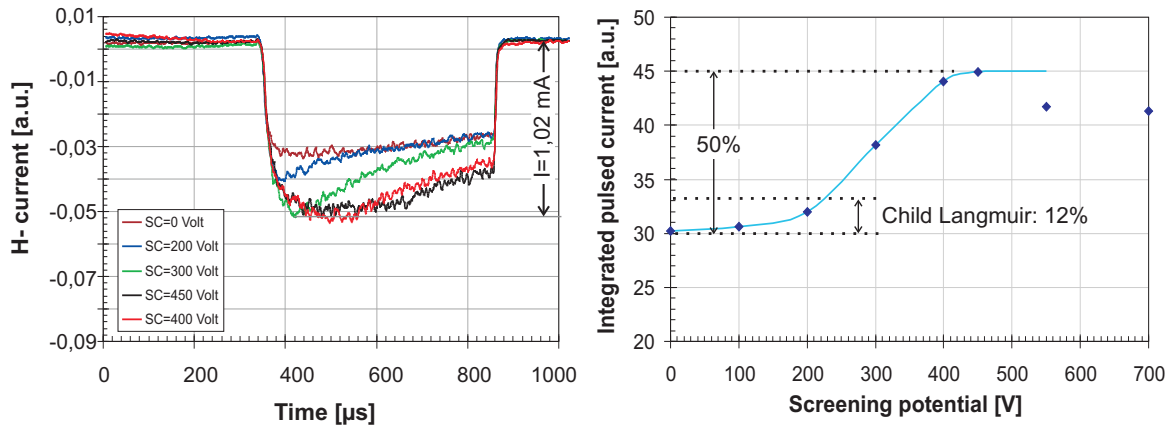


Abb. 5.11: Erhöhung des Pulsstroms durch die Beeinflussung Screening-Elektrode bei 5 kV Extraktionsspannung. Im linken Graph ist zwischen 0 V und 400 V ein Stromanstieg von 0,603 mA auf 1,02 V zu erkennen, rechts ist die integrierte Ladung des Pulses dargestellt. Ab einem Screeningpotential von 400–500 V erreicht man eine Sättigung — darüber hinaus scheint der H^- Strom wieder zu sinken. Mit Hilfe der Massenspektren läßt sich dieser Rückgang des registrierten Stroms durch Protonen erklären, die auf Screeningpotential „geboren“ werden und ab 500 eV den magnetischen Repeller der FDC überwinden können.

sich positiv auf den registrierten Strom aus und wird in Abb. 5.11 weiter untersucht.⁶

Ohne Screening konnte bei positiven Teilchen kein nennenswertes Meßsignal nachgewiesen werden. Mit Screening dagegen wurde ein Peak bei 0,1 au registriert, bei dem es sich zwar um Protonen handelt, deren Impuls aber nicht dem der Sollenergie entspricht. Die Protonen sind durch Stöße der Strahlionen mit dem Restgas entstanden. Dabei sind diese durch das positive Potential der Screening beschleunigt worden. Als Ort der Entstehung kommt demzufolge nur das Gap ($d=2,45 \text{ mm}$) zwischen Mittelelektrode und Erdblende in Frage. Verluste des H^- Strahls in unmittelbarer Nähe der Extraktionsöffnung werden dagegen noch in etwa auf Sollenergie beschleunigt, was das positive Signal bei 1 au zeigt. Die Breite, d.h. siw Energieverschmierung dieses Peaks ist ein eindeutiges Zeichen für die Entstehung durch Sekundärreaktionen mit dem Restgas entlang der Driftstrecke des Beschleunigungsgaps.

Die Beeinflussung der Screening auf den Strahlstrom ist außer mit dem Magnetspektrometer auch an Hand von Abb. 5.11 untersucht worden. Hier wird der Pulsstrom in Abhängigkeit des Screeningpotentials dargestellt. Dabei konnte bei einer Erhöhung auf +400 V Screening-Potential ein Stromanstieg von 0,603 mA auf 1,02 mA beobachtet werden. Im rechten Graph von Abb. 5.11 ist die Ladung des Pulses dargestellt. Oberhalb von 400–500 V zeigt sich eine scheinbare Sättigung, die sich allerdings mit Hilfe der Massenspektren erklären läßt:

Bei steigendem Potential nimmt auch die Energie der Protonen zu, die durch die Schirmblende entstehen. Ab 450 V ist der Impuls so hoch, daß von den Protonen der magnetische Repeller der Faraday-Tasse überwunden werden kann. Der positive Effekt der Screening sollte sich auf einen verbesserten Kompensationsgrad und damit einem besseren Strahl-

⁶Bei der verwendeten Normierung ist darauf geachtet worden, daß das Verhältnis beider Kurven beibehalten wurde.

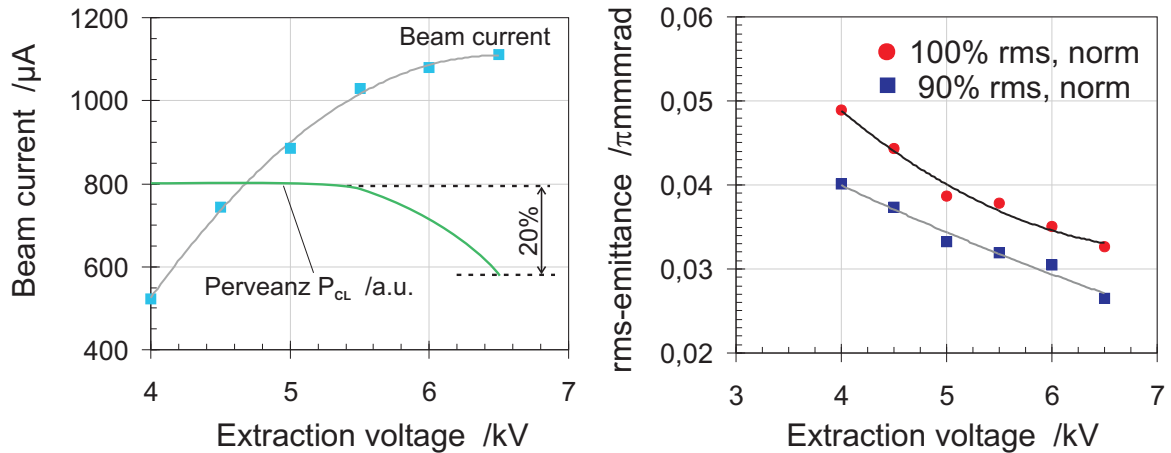


Abb. 5.12: Im linken Graph ist die Abhängigkeit des H^- Stroms von der Extraktionsspannung zu sehen. Mit eingetragen ist die Perveanz nach Child–Langmuir P_{CL} . Rechts ist die Emittanz ebenfalls als Funktion der Extraktionsspannung dargestellt. Dabei deutet der unterschiedliche Verlauf der Intensitäten auf eine inhomogene Verteilung hin.

transport durch das Extraktionssystem zurückführen lassen. Davon zu trennen ist, daß die Screening auch die Feldstärke im Extraktionsgap erhöht und damit nach Child–Langmuir der Strom $I_{ex} \propto U_{ex}^{3/2}$ steigt, was bei 400 V Schirmspannung allerdings nur 12,3% des beobachteten Stromanstiegs ausmacht.

H^- Stroms in Abhängigkeit der Extraktionsspannung

Vorraussetzung für die Gültigkeit der Extraktion nach *Child* und *Langmuir* ist, daß der Plasmagenerator zu jeder Zeit die erforderliche Stromdichte

$$\frac{I_{CL}}{U_{ex}^{3/2}} = \frac{4}{9} \pi \epsilon_0 \sqrt{\frac{2e\zeta}{m}} S^2 = P_{CL}$$

zur Verfügung stellen kann. Dabei wird der bereits in Kapitel 3 eingeführte Proportionalitätsfaktor der Perveanz nach Child–Langmuir verwendet. Abweichungen von diesem Proportionalitätsfaktor wie in Abb. 5.12 weisen auf eine ungenügende Stromdichte hin. Auf diese Weise läßt sich für ein gegebenes Extraktionssystem & Plasmadichte der maximale Strom bestimmen. Dieser liegt bei der verwendeten Extraktionsöffnung von $\varnothing=5$ mm und einem Aspektverhältnis von $S=0,45$ bei $U_{ex}=5,2$ keV und etwa $I_{H^-} \approx 1$ mA.

Der angepaßte Fall ist durch einen minimalen Divergenzwinkel bei kleinem Strahlradius ausgezeichnet (nach *R.Keller*, [99]). Die rms–Emittanz muß dagegen *minimal* sein [100]. Im rechten Graph in Abb. 5.12 ist die rms–Emittanz für zwei unterschiedliche Intensitäten in Abhängigkeit der Extraktionsspannung aufgetragen.

Für geringere Stromdichten steigt wie erwartet die rms–Emittanz an, wobei der Unterschied zwischen minimaler und maximaler gemessener Emittanz $\Delta = 32,7\%$ beträgt. Dabei ist zu berücksichtigen, daß die Stromdichte aus praktischen Gründen nur in einem relativ schmalen Bereich von 2,697...5,602 mA/cm² untersucht werden konnte. Ein deutlich höherer Anstieg ist bei entsprechend größerem Intervall zu erwarten.

Auffallend dagegen ist der unterschiedliche Gradient zwischen den beiden Intensitäten

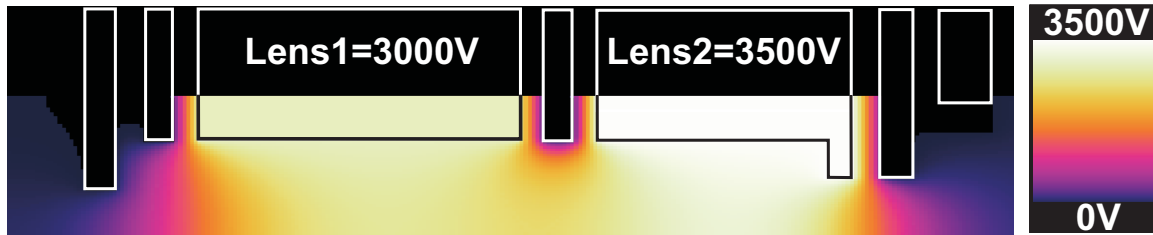


Abb. 5.13: Darstellung des elektrischen Feldes der Einzellinsen, basierend auf einer numerischen Simulation der Potentialverteilungen. Die gezeigten Potentiale erzeugen bei einer Strahlenergie von $U_{EX} = 5\text{ keV}$ am Eingang des Diagnosemagneten einen leicht konvergenten Ionenstrahl.

$\varepsilon_{rms,100\%,norm}$ und $\varepsilon_{rms,90\%,norm}$. Dies weist auf eine nichtlineare Verteilungsfunktion hin. Die Annahme einer inhomogenen Verteilungsfunktion ist bei den Untersuchungen zur Photoneutralisations bestätigt worden und ist höchstwahrscheinlich die Folge des quer zur Extraktionsrichtung anliegenden Magnetfeldes.⁷

5.2 Das elektrostatische Linsensystem

Der schematische Aufbau der gesamten Beamline wie auch der beiden Einzellinsen ist bereits in Abb. 5.5 dargestellt. Das eigentliche Linsensystem besteht aus zwei Ringblenden mit einem Potential bis zu 10 keV, die jeweils von einer geerdeten Elektroden berandet sind. Aufgrund des großen Strahldurchmessers und Divergenzwinkels wurde neben der Blende des Dumpingsystems mußte in Kauf genommen werden, daß aus die geerdete Eingangselektrode des Transportsystems zur Strahlkollimierung benutzt werden mußte. Eine typische Feldverteilung der Linsen ist in Abb. 5.13 gezeigt (Standardeinstellung, um den Strahl in den Diagnosemagneten zu matchen). Die Aufgabe des Linsensystems war es, den H^- Strahl an die Diagnosekammer des Dipols anzupassen.

Beispiele der Fokussierung sind in Abb. 5.14 zu sehen. Die Emittanzfigur A zeigt den unfokussierte Strahl. Rechts daneben ist die Emittanzfigur parallel gestellt. Hier wie in den anderen Bildern ist wieder die divergente Verteilung durch Neutralteilchen mit einer festen Lage im Phasenraum zu erkennen. In 5.14 C ist der Ionenstrahl in den Fokus gestellt und in der letzten Linseneinstellung D lag der Fokus bereits vor dem Emittanzscanner.

Die Neutralteilchen Verteilung wirkt sich bei der Bestimmung der Emittanz allerdings auch störend aus, denn ohne Fokussierung lassen sich Neutralteilchen- und H^- Emittanz nicht voneinander trennen. Erst nach dem Fokussieren kann die H^- Emittanz annähernd korrekt angegeben werden, denn im Schnittpunkt beider Verteilungen können die Teilchen nach wie vor nicht voneinander unterschieden werden. So kann es vorkommen, daß sich dem konvergenten Ionenstrahl eine divergente Neutralteilchenverteilung überlagert. Insbesondere bei der Simulation der Photodetachment-Emittanzmessung mit gemessenen H^- Emittanzen spielt dieser Punkt noch eine entscheidende Rolle.

⁷ Alle hier gezeigten (Emittanz)-Messungen sind in der Richtung erfolgt, in der auch die Ablenkung von Filter- und Dumpingfeld erfolgen (yy' Emittanz).

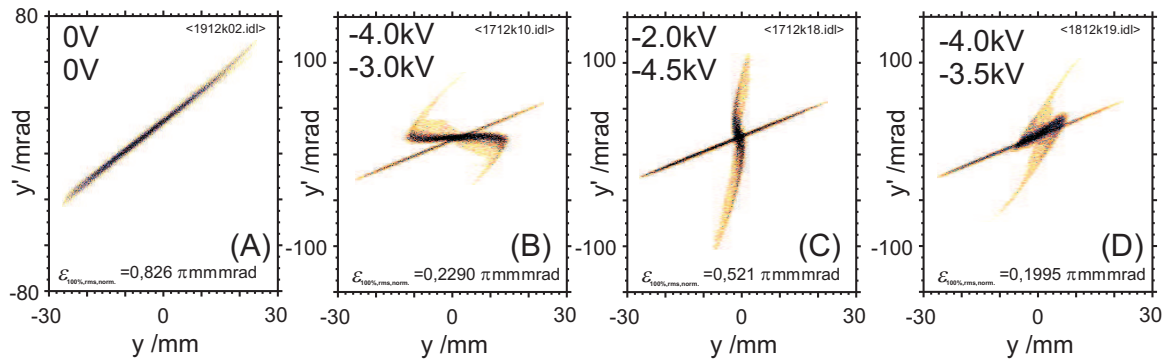


Abb. 5.14: Beispiele verschiedener Linseneinstellungen. Zu jeder Emittanz sind die Linseneinstellungen mit angegeben. von A nach D nimmt die Brechkraft zu so daß die Emittanzfigur von einem nahezu parallelem Strahl durch den Fokus gedreht wird. In der letzten Einstellung D lag der Fokuspunkt bereits vor dem Emittanzscanner. Der unterschiedliche Füllgrad und die damit verbundene Kollimierung an den Erdblenden muß beim Emittanzwachstum mit berücksichtigt werden. Die sich nicht verändernde, divergente Verteilung sind Neutralteilchen, die durch Wechselwirkung mit dem Restgas entstehen.

5.2.1 Numerische Simulation durch das Transportsystem

Zur Überprüfung des gesamten Transportsystems sind numerische Simulationen auf Grundlage von Schlitz-Schlitz Emittanzmessungen durchgeführt worden. Dabei ist die gemessene Emittanz der Ionenquelle hinter dem Dumpingsystem mit der Emittanz hinter dem Linsensystem verglichen worden. Die Simulation ist mit den Messungen in Abb. 5.15 dargestellt.

Ausgangspunkt der Simulationen ist Punkt „Emittance measurement 1“, hinter dem Dumpingsystem (siehe gekennzeichnete Position im oberen Graph von Abb. 5.15). Da sich diese Position bereits innerhalb der ersten Einzellinse befindet, ist die gemessene Verteilung vor die erste Erdelektrode zurück transportiert worden ($z=0$ mm, siehe Eingangsverteilung). Dabei ist im Gegensatz für den Vorwärts-Transport durch die Linsen und die anschließende Drift eine Raumladungskompensation von 80% angenommen worden. Die mittlere Emittanz in der unteren Reihe zeigt das Ergebnis der Simulation und rechts ist die Messung an der mit „Emittance measurement 2“ bezeichneten Stelle zu sehen.

Da bei dem verwendeten Simulationsprogramm LINTRA [101] von J. Pozimski und O. Meusel der Raumladungssolver Zylindersymmetrie voraussetzt, aber die Emittanz wie auch deren Phasenraumlage unsymmetrisch sind, ist der Transport in mehreren Schritten simuliert worden:

Zunächst ist eine zentrierte Verteilung angenommen und mit einem Kompensationsgrad von 20% bis zur Eingangsblende des Linsensystems transportiert worden. Hier ist die Strahlposition korrigiert und im Ortsraum entsprechen kollimiert worden. Da der Strahl einen Versatz aufweist, wird die Eingangsblende des Transportsystems nicht homogen ausgeleuchtet und es entsteht eine Unsymmetrie, die sich im weiteren Verlauf des Transports durch einen Unterschied der positiven und negativen Winkelverteilung v.a. in den Enden der Emittanzflügel auswirkt.

Diese Verteilung ist nun wieder zentriert und bei voller Raumladung durch die beiden Linsen transportiert worden. Dabei muß beachtet werden, daß trotz des kleinen

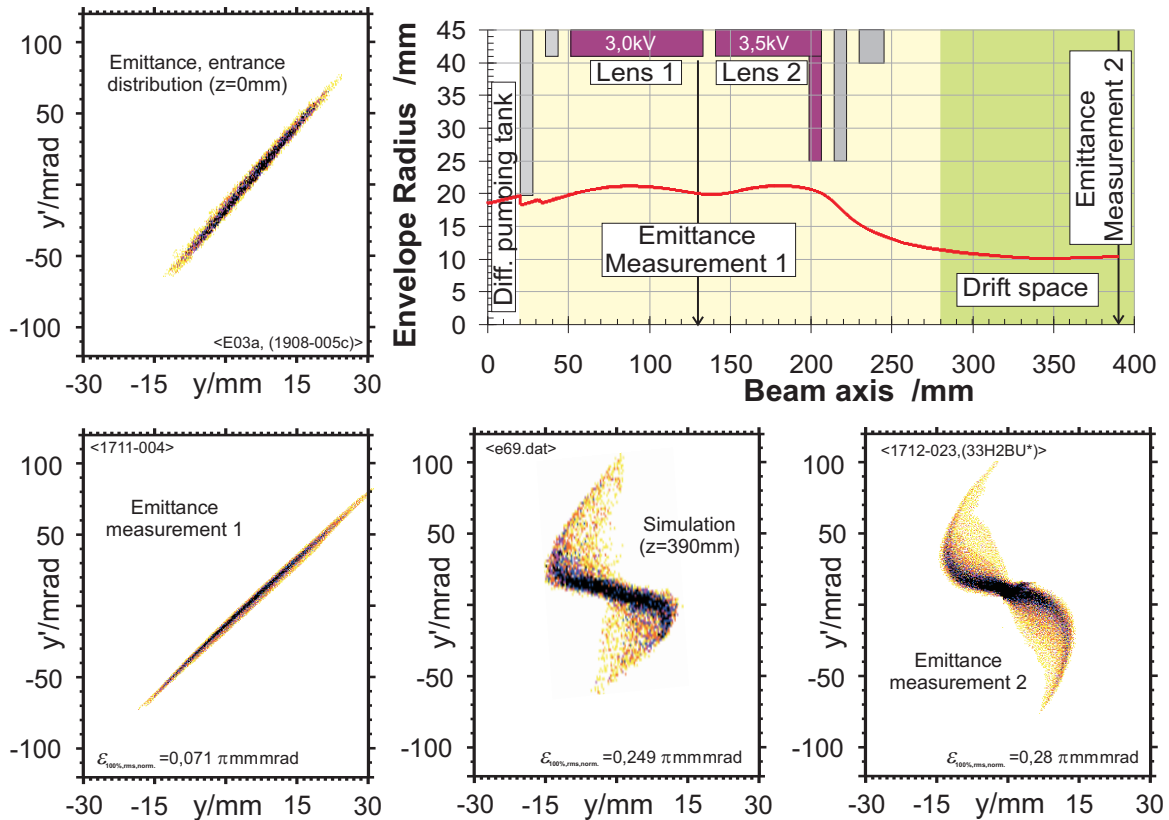


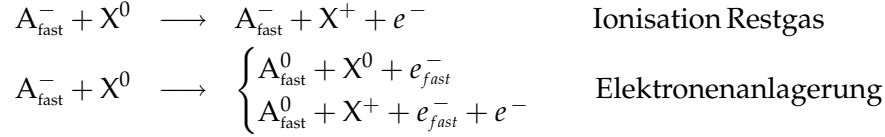
Abb. 5.15: Numerische Simulationen zum Low Energy Beam Transport (LEBT), basierend auf den gemessenen Schlitz-Schlitz Emittanzen an den Stellen „Nr.01“ und „Nr.02“. Im oberen Graph ist die geometrische Anordnung der Linsen wie auch die Beam-Envelope gezeigt. Am Eingang wird eine Blende gezielt zur Strahlkollimierung eingesetzt, um Verluste in den Linsen zu verhindern. Der Vergleich zwischen simulierter und gemessener Emittanz zeigt die ähnliche Lage des Beamcore,

Ausgangsstroms von 1 mA durch die geringe Strahlenergie von 5 keV eine sehr hohe Perveanz $k=0,0021$ (siehe Kap. 4.2.1 auf Seite 32) vorliegt, die ganz erheblich dazu beiträgt, den Strahlradius in den beiden Linsen zu vergrößern. Die Raumladung ist deshalb auf keinen Fall zu vernachlässigen. An der Ausgangsverteilung ist der Ortsversatz nachträglich korrigiert worden. Trotz der Schwierigkeiten bei der numerischen Simulation stimmen die charakteristischen Merkmale zwischen Simulation und Messung überein.

Durch die unsymmetrische Kollimierung am Eingang der Linsen besitzt der Strahl bei positiven Winkeln eine größere Aberration als bei negativen Werten. Der Schwerpunkt des Strahls hat am Ort der Messung einen Offset Δy von ± 0 mm und einen Winkelversatz $\Delta y'$ von $+(15..20)$ mrad. Besonders die Hauptachsenlage beider Verteilungen stimmt zwischen ± 20 mrad gut überein, was die Annahme zur Raumladung bzw. deren geringen Kompensationsgrad am Eingang des Linsensystems indirekt bestätigt.

Untersuchungen zur partiellen Dekompensation des H^- Strahls

Eine Theorie zur systematischen Beschreibung der Kompensation negativer Ionen existiert noch nicht bzw. nur für stark vereinfachende Annahmen. Die folgende Darstellung entspricht der von *A.J.T.Holmes* [99], andere Erklärungsansätze liegen allerdings auch vor [102, 103]. Durch Ionisation der Restgasatome oder Elektronendetachment



werden positive Restgasionen und Elektronen in Abhängigkeit des Restgasdrucks erzeugt, wobei positive Teilchen in der Lage sind, das negative Strahlpotential zu verringern, d.h. zu kompensieren. Im Gegensatz zu positiven Ionen überwiegt hier die Produktion von Elektronen; Beispiele für mögliche Reaktionen sind in Kapitel 3.1 auf Seite 20 zu finden.

Der Kompensationsgrad setzt sich aus der radialen Dichteverteilung der Restgasionen und der entstandenen Elektronen sowie der radialen Potentialverteilung des Ionenstrahls zusammen⁸

$$\rho_{\text{netto}}(r) = \rho_{\text{SI}}(r) \cdot \rho_{\text{RGI}}(r) \cdot \rho_{\text{KE}}(r) \quad (\text{radiale Dichteverteilung})$$

und wird durch die Nettoladungsdichte $\rho_{\text{netto}}(r)$ bestimmt. Die Produktionsrate ist wie bei der Berechnung der Photoneutralisation eine Funktion der Dichten von Ionenstrahl und Restgas, der Geschwindigkeit und des Wechselwirkungsquerschnitt

$$\frac{d}{dt} \rho_{\text{RGI}}(r) = \dot{\rho}_{\text{RGI}}(r) = \rho_{\text{SI}} \cdot v_{\text{RGI}} \cdot n_{\text{RGA}} \cdot \sigma_{\text{RGI}} \quad (\text{Produktionsrate})$$

Die Geschwindigkeit der erzeugten Restgasionen ist vom Strahlpotential $\Delta\Phi_{KV}$ und dem Ort der Ionisierung $\Phi(r_{\text{erzeugung}})$

$$v_{\text{RGI}}(r) = \sqrt{\frac{2 e^- \zeta_{\text{RGI}} (\Phi(r) - \Phi(r_{\text{erzeugung}}))}{m_{\text{RGI}}}} \quad (\text{Geschwindigkeit Restgasionen})$$

(mit ζ_{RGI} = Ladungszustand der Restgasionen) abhängig. Aufgrund der Massenabhängigkeit ist die Mobilität der Kompensationsteilchen (Restgasionen) bei negativen Ionenstrahlen sehr viel kleiner als bei positiven Ionen.

Die Restgasionendichte hängt von der Produktion, der Startgeschwindigkeit und dem Strahlradius ab, die Elektronen können vernachlässigt werden. Die dabei möglichen Zustände (teil)kompensierter H^- Strahlen gliedern sich in zwei Regime, in einen instabilen Bereich und in einen Zustand, der der Kompensation positiver Ionen sehr ähnlich ist.

Im ersten Fall ist die Restgasionendichte geringer als die der Strahlionen, so daß netto ein negatives Raumladungspotential bestehen bleibt und tritt bei niedrigem Restgasdruck auf. Oberhalb eines kritischen Drucks kann die Dichte über die der negativen Strahlionen ansteigen, so daß sich Netto ein positives Potential ausbildet. In diesem Zustand werden die Restgasionen aus dem Strahl heraus getrieben und "Kompensations"elektronen

⁸Unter Berücksichtigung der Kompensationsteilchen, d.h. Restgasionen bei negativen Ionenstrahlen und Kompensationselektronen bei positiven Ionen, ist dies allgemein gültig.

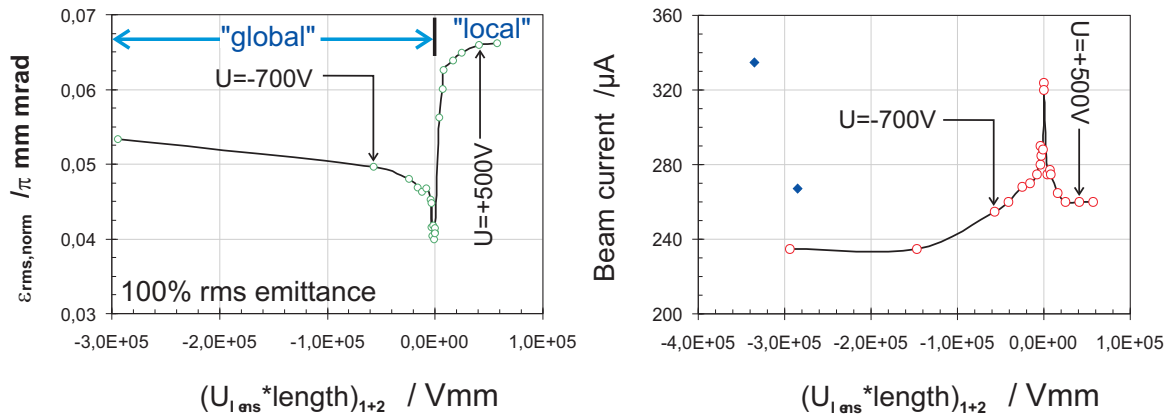


Abb. 5.16: Veränderung der rms-Emittanz des H^- Strahls durch Variation des Potentials der beiden Einzellinsen. Dadurch wird der Kompensationsgrad in Abhängigkeit der Polarität entweder global oder lokal beeinflusst. Neben der rms-Emittanz kann der gleiche Effekt spiegelbildlich beim H^- Strom festgestellt werden. An der Abszisse ist die relative Einheit aus Länge der Einzellinse \times Potential, für beide Linsen aufaddiert, angegeben.

stärker gebunden. Dieser Gleichgewichtszustand entspricht dem positiver Ionenstrahlen — allerdings mit dem entscheidenden Unterschied, daß die eigentliche Raumladung des H^- Strahls überkompensiert ist.

Mit den hier vorgestellten Messungen wird die partielle Dekompensation qualitativ durch das Emittanzwachstum untersucht. Dazu sind die beiden Einzellinsen nur mit einem sehr geringen Potential beaufschlagt worden, so daß fokussierende Effekte vernachlässigt werden können. Im Gegensatz zum Strahltransport ist die Spannung sowohl für positive wie auch negative Werte verändert worden.

In Abb. 5.16 ist die Veränderung der rms-Emittanz und des Strahlstroms in Abhängigkeit der Linsenspannung dargestellt. Da beide Linsen mit teilweise unterschiedlichem Potential betrieben wurden, ist auf der Abszisse von beiden Linsen das Produkt aus Länge \times Spannung aufaddiert worden. Rechts im Graph ist an Hand zweier Beispiele, die sich deutlich vom sonstigen Verlauf unterscheiden, die nicht zu vernachlässigende fokussierende Wirkung dargestellt. Die Schwelle lag bei etwa $900 \dots 1000 \text{ V}$. In Anlehnung an positive Ionenstrahlen wird als globale Dekompensation der Bereich bezeichnet, in dem entlang der gesamten Transportstrecke die positiven Kompensationspartikel „abgesaugt“ werden können. Bei positivem äußerem Potential wird die Dekompensation auf die Ausdehnung der Linsen lokal beschränkt. Auffallend bei globaler und lokaler Dekompensation sind der unterschiedliche Gradient und die unterschiedliche Sättigung des Emittanzwachstums. Auch die Tatsache, daß sich ein annähernd spiegelbildlicher Verlauf für die H^- Strom ergibt, war so nicht zu erwarten.

Nach ähnlichen Messungen an einem positiven He-Strahl [6] würde man den steileren Anstieg wie auch größeres Emittanzwachstum bei globaler Dekompensation erwarten. Zumindest der flache Anstieg der globalen Dekompensation bei H^- in Abb. 5.16 läßt sich durch die geringere Beweglichkeit der Restgasionen im Vergleich zu den Kompensations-elektronen erklären. Da man bei großen Strahldurchmessern eine stärkere Wirkung der lokalen Dekompensation erwartet [6], könnte dies eine mögliche Erklärung für das unter-

schiedliche Emittanzwachstum sein, für eine abschließende Beurteilung sind aber weitere Untersuchungen notwendig.

Abschließend kann festgestellt werden, daß man zwar sehr gut den Verlauf des Kompensationsgrads erkennen konnte und im Vergleich zu Protonen auch die deutlich geringere Mobilität der Kompensationspartikel erkennen kann, man aber mit dieser Methode *nicht* das Strahlachspotential bestimmen kann; um quantitative Aussagen machen zu können. Dazu müßte die Energie der Elektronen mit einem Energiespektrometer bestimmt werden.

5.2.2 Bestimmung der Transmission

Für die Verluste von Strahlionen lassen sich zwei wesentliche Gründe angeben: Zum einen Verluste im transversalen Phasenraum aufgrund der Raumladung oder anderer z.B. äußerer nichtlinearer Felder (*genauer*: die Aberrationen werden so groß, daß dieser Teil bei der Beschleunigung verloren geht oder weggeschnitten werden muß) und zum anderen durch Wechselwirkungen von Atomen und Molekülen des Restgases mit den Strahlionen.

Ein Teil der Verluste führt zur Bildung von Kompensationsteilchen und wirkt sich durch Reduzierung der Raumladung positiv auf den Strahltransport — allerdings nur unwesentlich bei elektrostatischen Linsen, da deren Potentiale die Kompensationsteilchen aus dem Ionenstrahl „absaugen“. Die hohen Strahlverluste durch Wechselwirkung von Restgas und H^- Ionen sind die Folge der kleinen Bindungsenergie des zusätzlichen Elektrons. Eine Übersicht der wichtigsten Wirkungsquerschnitte ist in Kap. 3.1 auf Seite 20 gegeben worden. Für die Berechnung der Transmission werden die wesentlichen Reaktionen zu einem Gesamt-Wirkungsquerschnitte zusammengefasst. Die dominierende Reaktion im interessanten Energiebereich bis 10 keV ist (Nr. 06.B, Dissoziative Rekombination aus Abb. 3.1)



Die Transmission ist das Verhältnis der Verluste zur Anzahl der Strahlionen und verläuft Exponentiell, dabei geht neben dem Wirkungsquerschnitt auch die Driftlänge und die

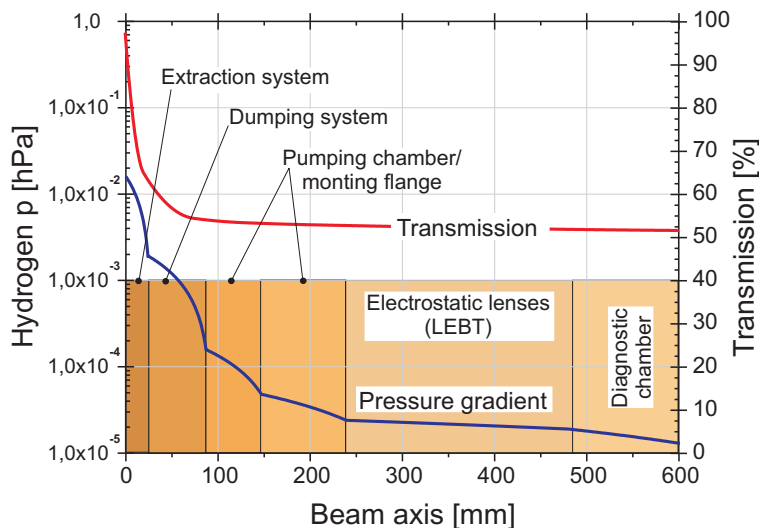


Abb. 5.17: Darstellung des Druckgradienten mit der sich daraus ergebenden Transmission entlang der Beamline. Der Druck ist mit 5 Penning-Röhren über die Beamline verteilt kontrolliert worden, für die Transmissionskurve ist ein Gesamtwirkungsquerschnitt von $\sigma_{tot} = 4,0 \cdot 10^{-19} m^2$ bei einer Strahlenergie von 6 keV angenommen worden.

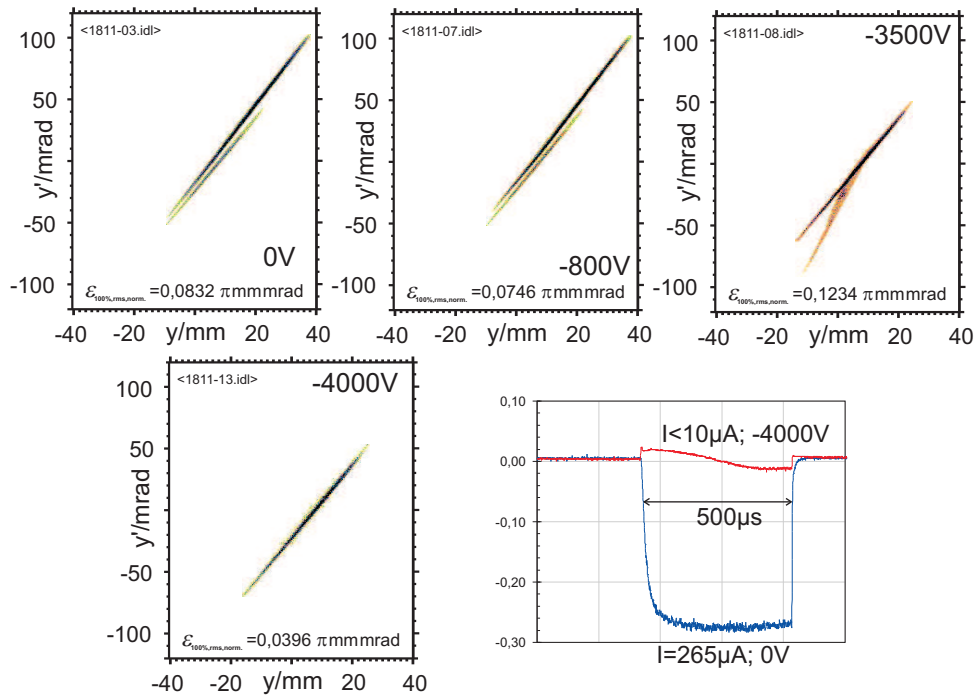


Abb. 5.18: Emittanzmessungen mit einem an der Dumpingblende anliegenden Gegenfeld bei 3,6 keV Extraktionsenergie und 1 kW Bogenleistung. Da das gesamte Dumpingsystem isoliert montiert ist, kann an die Blende auch leicht eine Gegenspannung angelegt werden. Von anfänglich 265 μA sinkt der Strom bei einem Gegenfeld von -4000 V auf annähernd Null. Die Verteilung in der Phasenraumprojektion lassen sich damit als Neutralteilchen identifizieren, die zwischen Dumpingsystem und Extraktionsöffnung entstanden sind.

Teilchendichte der Restgasatome ein

$$T = \frac{N_{\text{loss}}}{N_{\text{ion}}} = e^{-n_{\text{RGA}} \cdot \sigma_{\text{tot}} \cdot l} \quad \text{mit} \quad \sigma_{\text{tot}} = 4,0 \cdot 10^{-19} \text{ m}^2 \quad . \quad (5.2)$$

Für den Druckgradient zwischen den einzelnen Meßpunkten ist ein linearer Verlauf angenommen worden. Der Druckgradient ist mit der Transmissionkurve in Abb. 5.17 gezeigt. Im besonders entscheidenden Bereich während der Extraktion und im Extraktionssystem selbst kann der Druck nicht gemessen werden, sondern mußte aus Gasfluß und Druck im Plasmagenerator und den unmittelbar folgenden Meßstellen differentiellen Pumpstank abgeschätzt werden. Obwohl der Extraktionsbereich nur wenigen Zentimetern beträgt, wird der Gesamtverlust der Beamline durch dieses kurze Stück dominiert. Hier geht über Hälfte der Strahlionen auf weniger als 10% der gesamten Driftlänge verloren. Insgesamt wurde bis zum Ende der Einzellinsen eine Transmission von 50-55% der H^- Ionen erreicht.

Die Berechnung zur Transmission konnte auch an Emittanzmessungen nachvollzogen werden. In den Emittanzfiguren sind die Intensitäten von Neutralteilchen Verteilung und H^- Ionen etwa gleich groß gewesen. Die divergente Emittanz der Verluste ließ sich kaum beeinflussen und ist im wesentlichen durch den Öffnungswinkel von Extraktionssystem und Dumpingblende bestimmt worden.

Um dies zu überprüfen, ist an die Blende des Dumpingsystems ein elektrisches Gegenfeld angelegt und sukzessiv erhöht worden. In Abb. 5.18 sind bei 0 V Gegenspannung noch zwei Verteilungen zu erkennen, die H^- Verteilung mit größerem Divergenzwinkel und die Neutralteilchenverteilung. Dazu sind 3,6 keV Extraktionsspannung 265 μA H^- Strom (bei einer Bogenleistung von 1000 W) extrahiert worden. Bei 800 V Gegenspannung sieht man noch keine besondere Beeinflussung des Strahls, wohingegen man sich bei -3500 V Gegenspannung am Übergang zur vollständigen Abbremsung des Strahls befindet. Erst bei 4000 V werden alle H^- abgebremst und mit dem Emittanzscanner nur noch Neutralteilchen detektiert. Der Strom ist auf unter 10 μA zurück gegangen, wobei der detektierte Strom hauptsächlich auf Sekundärelektronen zurückzuführen ist, die an der Dumpingblende entstehen.

Der gesamte Ionenstrahl wird durch das Gegenfeld beeinflusst. Als wichtigstes ist hier das äußere, auf den H^- Strahl wirkende elektrische Feld zu nennen, desweiteren verändert sich dadurch auch die Perveanz. Letzeres beeinflusst das von Strahl selbst erzeugte, innere elektrische Feld (Raumladungskräfte) und vergrößert den Strahlradius weiter. Diese Beeinflussung des Strahls ist auch an der gemessenen Neutralteilchenverteilung zu erkennen, die im Vergleich ohne äußeres Feld bei vollständiger Abbremsung der Ionen um $\Delta y' = \pm 15$ mrad und um $\Delta y = \pm 3$ mm größer geworden ist.

6 Das Detektorsystem für die Photodetachment Strahldiagnose

Unter dem „Detektorsystem“ werden Diagnosemagnet, Magnetkammer und der Teilchendetektor und die CCD-Kamera verstanden. Die Eigenschaften der Strahldiagnose werden durch alle Komponenten *zusammen* mit dem Laser bestimmt und sollen in den folgenden Abschnitten charakterisiert werden. Zunächst wird das Meßprinzip ausführlich vorgestellt und wichtige Eigenschaften und auch Vor- und Nachteile zusammengefasst. Zum Vergleich wird dabei auf die häufig verwendete Schlitz-Schlitz Emittanzmessung (siehe dazu Seite 39 in Kap. 4.3) Bezug genommen, deren bekanntesten Ausführungen Allisonscanner und Schlitz-Gitter Meßanlage sind und hier als Synonym für diese Meßprinzip verwendet werden.

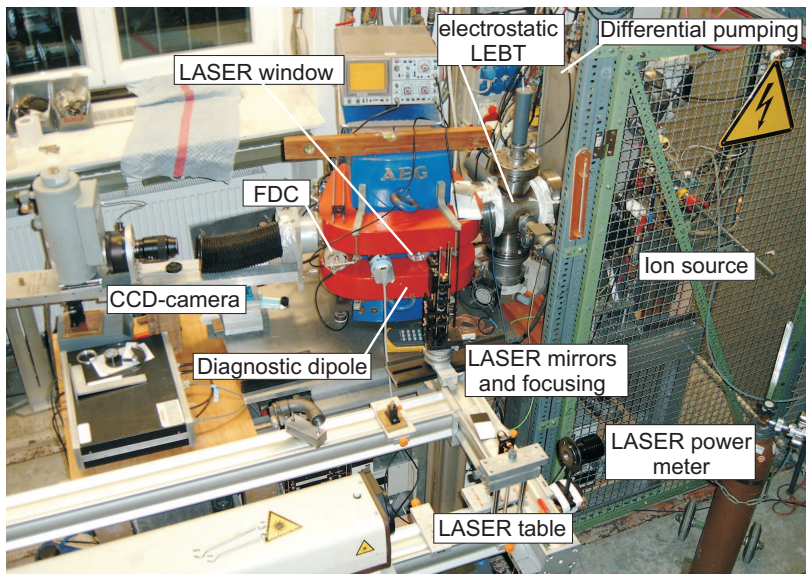


Abb. 6.1: Aufbau des Experiments zum Photodetachment. Rechts „beginnt“ die Beamline mit der Ionenquelle (verdeckt), daran schließen sich der Differentielle Pumpstank und das elektrostatische Linsensystem an. Das Linsensystem hat die Aufgabe, den Ionenstrahl in die Diagnosekammer zu matchen. Im Vordergrund ist der optische Tisch zu sehen, auf dem der Laser montiert war.

Eine Übersicht des gesamten experimentellen Aufbaus ist in Abb. 6.1 dargestellt. Der Lasertisch ist im Vordergrund des Bildes zu sehen, dahinter befindet sich die Beamline mit Ionenquelle (durch eine Schutztür verdeckt), differentiellen Pumpstank, Linsensystem und Diagnosedipol. Der Laser wird durch ein geeignet beschichtetes Fenster ins Vakuum eingekoppelt, so daß die Neutralisation der H^- Ionen in der Vakuumkammer des Dipols stattfindet. Desweiteren werden Simulationen gezeigt, mit denen die gegenüber einer Schlitz-Schlitz Emittanzmessung veränderten Abbildungseigenschaften der Photodetachment Emittance Measurement Instrument PD-EMI untersucht worden sind.

6.1 Prinzip der Photodetachment Emittanzmessung (PD-EMI)

In der Einleitung ist auf einige Vorteile zerstörungsfreier Strahldiagnose eingegangen und auf Seite 6 ist bereits das grundlegende Prinzip der Photodetachment-Diagnose diskutiert worden. Ziel des neuen Meßprinzips ist die zerstörungsfreie Messung einer transversalen Emittanz. Dabei sollte vollständig *ohne* mechanische Bauteile ausgekommen werden. Wie in Abb. 6.2 zu erkennen, wird der Laser in einem Magnetfeld senkrecht durch den Ionenstrahl gefahren. Das Magnetfeld übernimmt die Aufgabe, die neutralisierten Teilchen von den negativen Ionen zu trennen. Die Verteilung der Neutralteilchen wird in einem Szintillator mit einer außerhalb des Vakuums angebrachten CCD-Kamera detektiert. Verglichen mit einer Schlitz-Gitter Anlage agiert der Laser zur Ortsbestimmung als Schlitz und zur Winkeldetektion wird anstatt eines Profiltgitters der Szintillator verwendet. Das Signal zu Rausch Verhältnis im Teilchendetektor kann erheblich verbessert werden, wenn die Geometrie und die Anordnung des Laser so berechnet sind, daß nur Neutralteilchen in den Detektor gelangen können, die durch den Laserstrahl neutralisiert wurden und nicht durch Restgas-Wechselwirkung entstanden sind, was insbesondere unter der Berücksichtigung der Transmission, die in Kapitel 5 diskutiert wurde, ein nicht zu vernachlässigender Aspekt ist, da der Photodetachment Wirkungsquerschnitt σ_{PD} etwa 2 Größenordnungen kleiner ist als σ_{tot} der Restgaswechselwirkung.

Wie bereits in der Einleitung erwähnt, wird auf das neutralisierte Ion beim Photodetachment für die hier vorliegenden Messungen ein zu vernachlässigender Impuls übertragen, deshalb besitzen die Neutralteilchen die gleiche Phasenraumverteilung wie der Ionenstrahl. Die transversale Emittanz läßt sich dann aus der Kenntnis des y -Orts des Lasers und dem Versatz Δy zwischen Laserposition und Verteilung auf dem Detektor errechnen $y' / mrad = \frac{\Delta y / mm}{l / m}$ und man erhält für jeden Ort y_n durch Integration der Teilchenverteilung eine Winkelverteilung $I(y')$ (siehe auch Photodetachment Simulationen auf Seite 73 ff).

Im Vergleich zu der in Los Alamos entwickelten transversalen Emittanzmessung (vgl. Kap. 2.3 auf Seite 18) wird *hier* der Ort allein durch den Laser bestimmt und die Winkeldetektion erfolgt zweidimensional. Insbesondere die orts aufgelöste Detektion der Verteilungsfunktion bietet im Vergleich zu einer Schlitz-Schlitz Emittanzmessung zusätzliche Informationen über den Phasenraum.

Durch den Verzicht auf mechanische Bauteile ist das Konzept aus Abb. 6.2 besonders für Ionenstrahlen mit hoher Leistungsdichte geeignet. Aufgrund der Wechselwirkung mit dem Laser kann die Anzahl der Neutralteilchen so gewählt werden, daß der Detektor einerseits nicht zerstört wird, andererseits aber ein ausreichend hohes Signal nachgewiesen werden kann. Umgekehrt ist es für einen geringen Ionenstrom, großen Strahldurchmesser und kleine Teilchenenergie (≤ 10 keV) schwieriger, Photodetachment-Strahldiagnose einzusetzen.

Strahlstrom und Laserleistung sind durch die Produktionsrate miteinander verbunden. Neben der geometrischen Anordnung (siehe Kapitel 2.2) ist v.a. die Laserleistung auf den gewünschten Ionenstrom abzustimmen, d.h. bei sehr kleinen Strahlströmen (einige Milliampere) wird PD-EMI zunehmend ineffektiver. Untere Grenze ist die Nachweisempfindlichkeit des Szintillators.

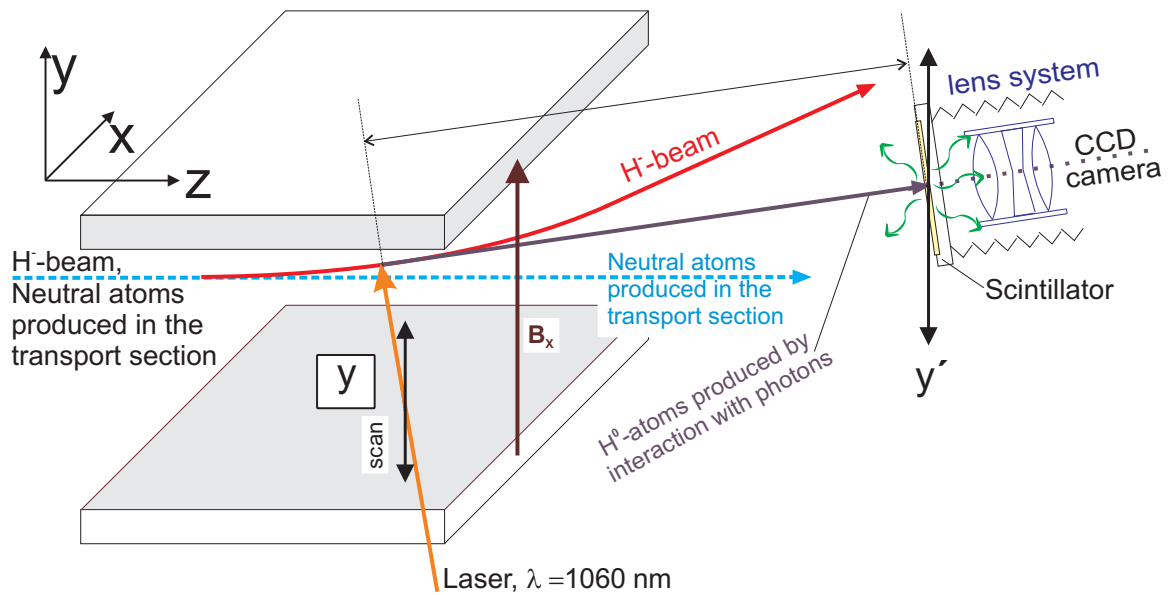


Abb. 6.2: Prinzip der Emittanzmessung durch Photodetachment. Der Laser neutralisiert nur einen kleinen Teil des Strahls, dieser wird mit einem Szintillator und einer CCD-Kamera detektiert. Aus Versatz und Aufweitung läßt sich bei Kenntnis des Orts der Neutralisation und dem Abstand L zwischen Laser und Detektor der Winkel des Teilstrahls (transversaler Impuls) bestimmen. Die Trennung von Ionen und Neutralteilchen erfolgt in einem magnetischen Dipol.

Ein großer Ionen-Strahldurchmesser reduziert bei gleichem Strom die H^- Dichte und damit auch die Produktionsrate. Außerdem muß die Fokussierung des Lasers reduziert werden, um einen annähernd gleichmäßigen Verlauf im Bereich der Photoneutralisation zu erzielen. Je besser die Strahlqualität des Lasers ist, umso eher kann ein annähernd homogener Laserstrahl bei kleinem Durchmesser erzielt werden.

Bei kleinen Strahlenergien ist auch die pro Neutralteilchen deponierte Energie im Detektor klein. Dadurch kann sich das Signal zu Rausch Verhältnis verschlechtern. Die experimentellen Erfahrungen legen nahe, daß das untere Limit im Bereich von etwa 5 keV liegt. Dieses Problem kann nur mit einer höheren Produktionsrate umgangen werden.

Die Winkelauflösung ist genau wie bei einer Schlitz-Gitter Anlage durch den Abstand L von Laser und Teilchendetektor gegeben (siehe Abb. 6.2). Durch entsprechende Zwischenschritte kann die Meßauflösung einer Schlitz-Gitter Anlage bis zum theoretischen Limit $\Delta x', y'$ der Drahtdicke d gesteigert werden. Typische Drahtdicken liegen bei 0,1 mm. Dagegen sind durch die feste Montierung Zwischenschritte des Teilchendetektors nicht möglich. Hier wird die Winkelauflösung durch die Körnigkeit und die Schichtdicke des Szintillators festgelegt. Es sind Szintillatoren mit einer Korngröße von $1 \mu m$ und einer Schichtdicke von $5 \mu m$ verwendet worden. Für die Winkelauflösung würde dies bei einer Driftlänge von $L = 0,32$ m eine theoretische Genauigkeit von $\approx 3 \cdot 10^{-4}$ mrad bedeuten. Allerdings muß die Schichtdicke noch berücksichtigt werden, die die Auflösung noch reduziert (siehe auch Seite 70). Nach [104] wird mit einem Szintillator der Schichtdicke D ein Linienpaar R_L noch

getrennt, wenn gilt

$$R_L \approx \frac{500}{D} \quad \text{mit } R_L \text{ in } \frac{lp}{mm} \quad (\text{Linepairs/mm}). \quad (6.1)$$

Für die verwendete Schichtdicke wird also noch eine Winkelauflösung von rund 0,03 mrad erreicht und ist für die Ortsauflösung (aus der sich auch die Winkelauflösung ableitet) entscheidend. Die maximal erreichbare Auflösung setzt voraus, daß weder das Kameraobjektiv noch der CCD-Chip die Auflösung limitieren, z.B. durch eine begrenzte Anzahl der Pixel.

6.2 Aufbau der Detektorkammer

Die Detektorkammer wurde aus Kostengründen an einen vorhandenen Dipolmagneten (Bauweise in C-Form) angepasst. Dabei ist beim Design ein Kompromiß zwischen den Anforderungen der Diagnose und den gegebenen äußeren Randbedingungen gesucht worden. In Abb. 6.3 ist das Layout der Magnetkammer mit der jeweiligen maximalen Envelope der drei Teilstrahlen zu sehen. In Tab. 6.1 sind die wichtigsten relevanten Daten zum Strahltransport zusammengefasst.

Der Gapabstand der Polschuhe wurde auf 42mm vergrößert, so daß die Diagnosekammer mit einer lichten Höhe von $h_{ges} = 33mm$ gebaut werden konnte. Für den Strahltransport ist diese Gaphöhe im Verhältnis zur Sollbahnlänge des Magneten (120 mm) einschließlich den überstehenden Spulenwicklungen von 120mm auf jeder Seite entscheidend (siehe Abb. 6.1). Das hat zur Folge, daß das Linsensystem aufgrund der langen Drift im gesamten Magneten den Ionenstrahl nicht stark fokussieren kann, sondern einen schwachen Waist erzeugen muß, um zu große Verluste in der Magnetkammer zu vermeiden (siehe Transportsimulationen auf Seite 66). In der Detektorkammer muß es die Möglichkeit geben, den Laserstrahl

| Betriebsdaten | Bezeichnung | [mm] |
|---|-----------------------------|------------|
| Magnet | | |
| Radius | R_{Magnet} | 400 |
| Sollbahnlänge | l_{Magnet} | 209 |
| Gapabstand | g | 42 |
| Ablenkwinkel H^- | α_{Magnet} | 30° |
| Kantenfokussierung | | nein |
| Gradient | | nein |
| Diagnosekammer | | |
| Weglänge H_{RGI}^0 -Wechselwirkung | L_{RGI} | 339 |
| Drift bis zur Neutralisation | $D_{\text{neutralisation}}$ | 86 |
| Ablenkwinkel Photoneutralisierte Teilchen | α_{PD} | 10° |
| Weglänge H_{PD}^0 -Laserneutralisation | $L_{(\text{PD})}$ | 320 |
| Weglänge H^- Ionen bis FDC | L_{H^-} | 302 |

Tab. 6.1: Technische Daten des Dipolmagneten und der Diagnosekammer, die für den Strahltransport von Bedeutung sind.

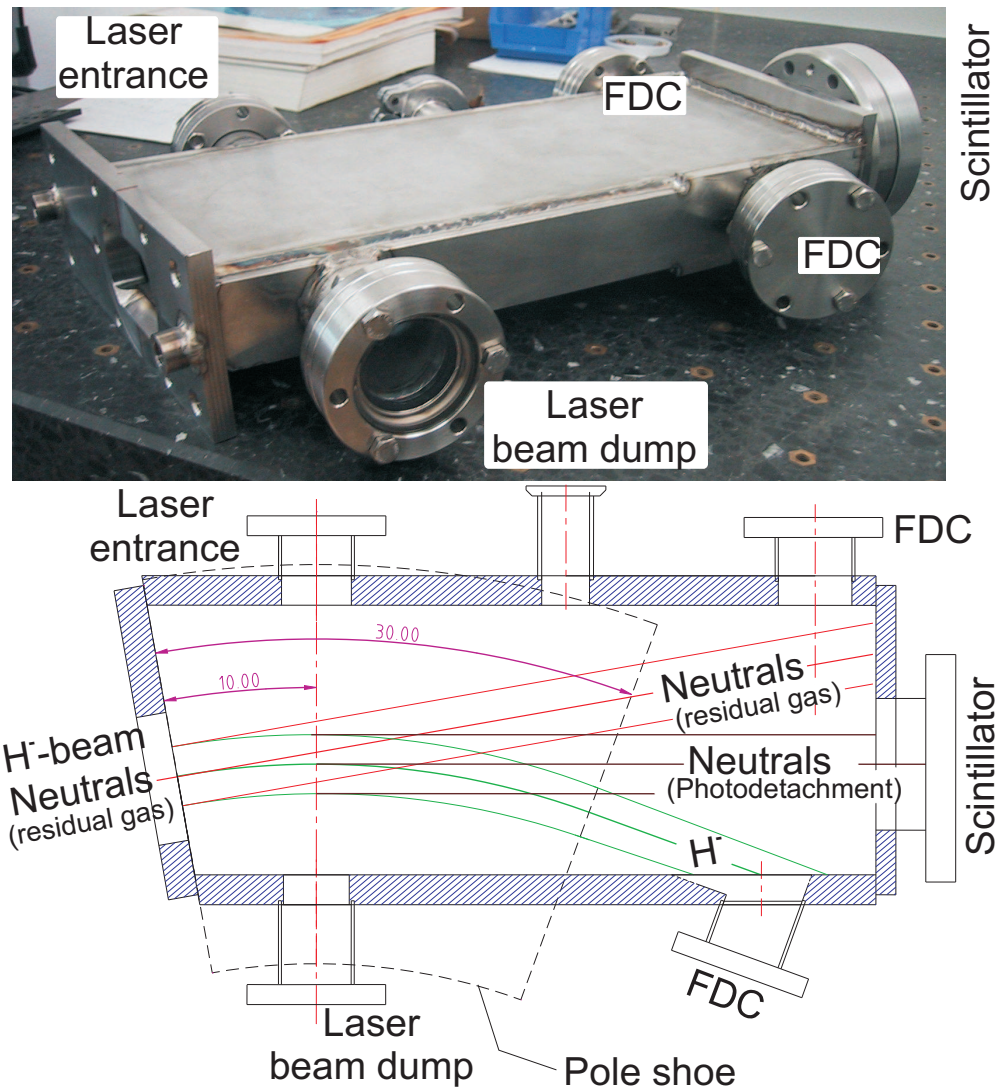


Abb. 6.3: Layout der Diagnosekammer für Photodetachment. In der Diagnosekammer für PD-EMI werden insg. drei Teilstrahlen voneinander getrennt: Neutralteilchen durch Verluste und Umladungen in der LEBT, Neutralteilchen, produziert durch Photoneutralisation und der Ionenstrahl. Der Strahlstrom wurde sowohl in geradeaus Richtung wie auch in abgelenkter Richtung gemessen.

sowohl in das Vakuum ein- wie auch auszukoppeln. Dies erleichtert das „einfangen“ des Laserstrahls mit einem Beamdump deutlich und vermeidet, daß störende Reflexe auf den Szintillator fallen.

Der gesamte Ablenkwinkel teilt sich auf die Neutralteilchen und die H^- Ionen auf. Je nach Gesamt-Ablenkwinkel sollte der Unterschied zwischen 50–70% liegen. Idealerweise ist der Ablenkwinkel aber größer zu wählen, als zur Trennung der Teilstrahlen unbedingt notwendig ist. Andernfalls erfasst der Blickwinkel der CCD-Kamera noch einen Teil des Hintergrundleuchtens aus der H^- Strahlrichtung. Auch wenn keine Ionen auf den Detektor kommen können, so kann sich durch das Hintergrundleuchten das Signal zu Rausch

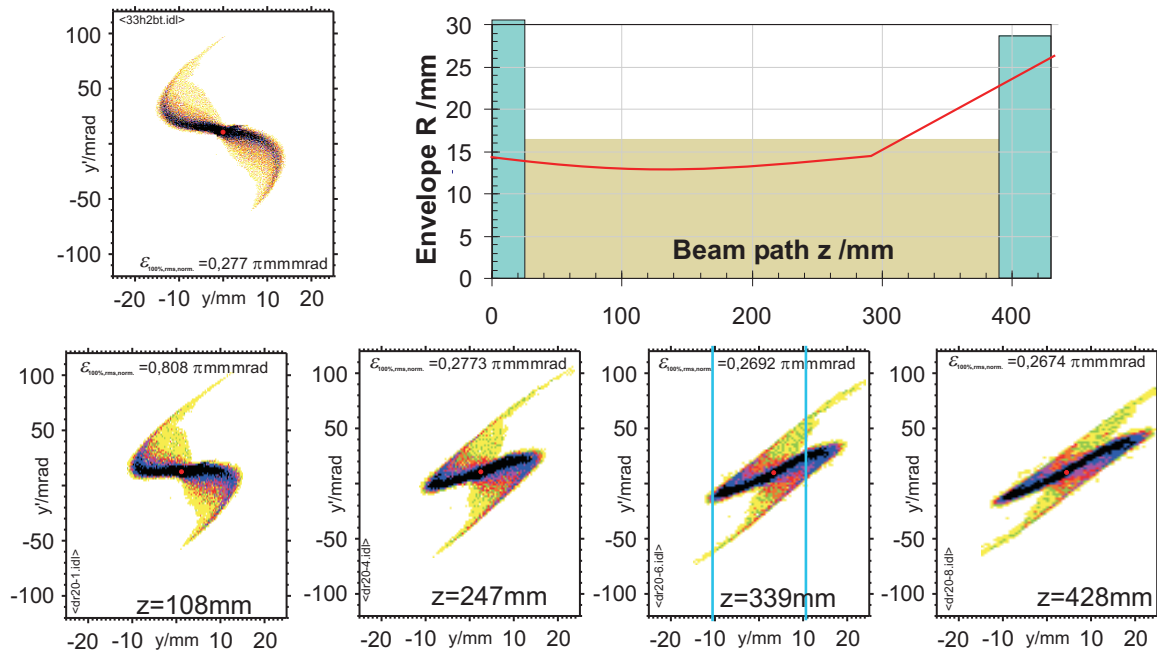


Abb. 6.4: Strahltransportsimulation durch den Diagnosedipol, basierend auf einer gemessenen Emittanz. Die eigentliche Ablenkung des Dipols ist separat berechnet worden. Bei den Simulationen kam es auf die Überprüfung der Verluste an, weshalb eine Drift angenommen wurde. Die großen Aberrationen sind typisch für ein stark ausgeleuchtetes Linsensystem. Aufgrund der langen Drift und geringen Bauhöhe der Detektorkammer konnte nur bei einem schwachen Waist der Gesamtverlust in Grenzen gehalten werden. Bei $z = 339 \text{ mm}$ ist die Akzeptanz der FDC in die yy' Emittanz eingezeichnet, in der oben dargestellten Envelope sind die Bauhöhe der Vakuumkammer und der Übergangsflansche schraffiert.

Verhältnis deutlich verschlechtern. Im Versuchsaufbau sind die neutralisierten Ionen 10° abgelenkt worden und der Winkel für die H^- Ionen betrug 30° . Damit sind die Teilstrahlen zwar getrennt worden, aber durch den kleinen Ablenkwinkel der Neutralteilchen hat der Detektor z.T. noch das Plasmaleuchten der Ionenquelle eingefangen.

Strahltransport durch den Dipol

Der Strahltransport durch den Dipol ist mit gemessenen H^- Emittanzen untersucht worden. Für die Vielteilchen-Simulationen ist LINTRA [101] verwendet worden. Dabei ist aus der gemessenen y, y' Verteilung mit Hilfe von PC-PARMTRA [6] ein zylindersymmetrischer Ionenstrahl generiert worden. Für die Berechnungen ist die Beeinflussung des Dipols auf den Strahltransport vernachlässigt und das Koordinatensystem entsprechend der Ablenkung mitgedreht worden. Für die hier durchgeführten Simulationen stand die Entwicklung des Strahlradius und der Winkelversatz im Vordergrund, um eventuelle Verluste an den Vakuumwänden zu bestimmen.

Da der Ionenstrahl aufgrund des Filterfelds im Bereich der Extraktion einen Winkelversatz aufweist, der zwischen $10 \dots 20 \text{ mrad}$ liegt, wurden für die Simulationen zentrierte Verteilungen angenommen und im Anschluß der Offset entsprechend korrigiert.

Bei den Simulationen zeigte sich, daß aufgrund der langen Drift im Dipol Strahlverluste nicht zu vermeiden sind. Diese konnten nur minimiert werden, wenn der H^- Strahl am

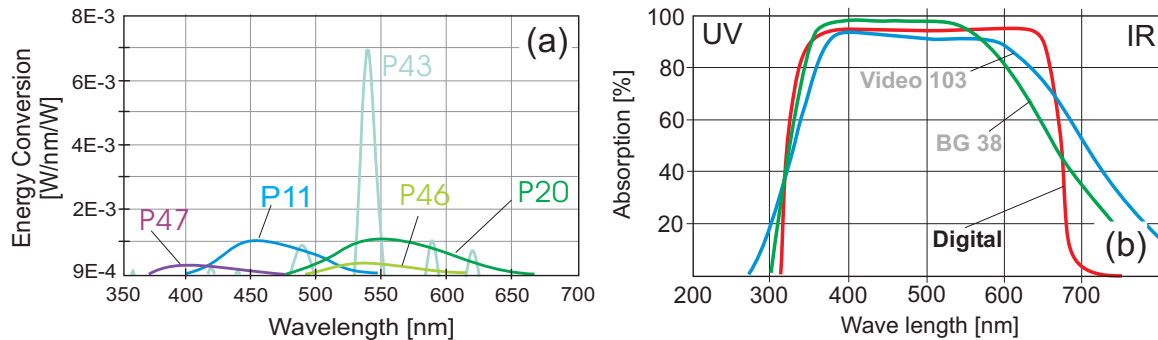


Abb. 6.5: Im Graph links (a) sind die Emissionsspektren als wellenlängenabhängiger Energie-Konversionsfaktor $EC(\lambda)$ einiger typischer Szintillatoren gezeigt. Er beschreibt das Verhältnis der vom Leuchtschirm absorbierten Energie P_e (in Form der kinetischen Energie der Sekundärelektronen) zu der Energie der abgestrahlten Photonen pro Wellenlänge. In der rechten Abbildung (b) sind Filter unterschiedlicher Spektren gezeigt. Solche Filter werden normalerweise in der Digitalfotographie benutzt, um die Signalqualität zu verbessern. Bei den Experimenten wurde aufgrund des Laserlichts ein Digitalfilter zur Reduzierung des Signaluntergrunds des CCD-Chips verwendet.

Eingang des Magneten leicht konvergent war und *kein* scharfer Fokus ausgebildet wurde.

Der Strahlstrom betrug bei einer Strahlenergie von 5 keV in dem gezeigten Fall in Abb. 6.4 einer konvergenten Emittanz $I=0,74$ mA, die Linsenspannungen sind $U_1=3,0$ kV und $U_2=3,5$ kV. Nach 110 mm kreuzt der Laser den bereits leicht konvergenten Ionenstrahl, der Magnet endet nach ≈ 250 mm, nach ≈ 340 mm befindet sich die Faradaytasse zur H^- Strommessung (die Akzeptanz der FDC ist kleiner als die Höhe der Vakuumkammer und ist eingezeichnet) und nach einer Gesamtdrift von ≈ 480 mm ist der Szintillator montiert. Nach etwa 310 mm Strahlweg ist mit ersten Verlusten zu rechnen, wobei die Transmission im Bereich von 75–85% liegt. Experimentell kann aufgrund der um 37% kleineren FDC als die Vakuumkammer nur ein Strom von $I_{H^-} = 490 \mu\text{A}$ gemessen werden, was einer Transmission von 65% entspricht.

6.3 Teilchendetektor

Als Anforderungen an einen Szintillator für die Teilchendetektion lassen sich folgende Punkte zusammenfassen:

- Ortsauflösung $\Delta x, y \leq 100 \mu\text{m}$
- Eignung für kleine Teilchenenergien $E_{kin} \leq 10 \text{keV}$
- Ausreichend großer Durchmesser: mind. ca. $\varnothing 50 \text{mm}$
- Widerstandsfähigkeit gegenüber Ionen (Lebensdauer!)
- Vakuumtauglichkeit
- Emissionsmaximum sollte im sichtbaren Wellenlängenbereich liegen.

Mit diesen Anforderungen scheidet sog. Multichannel Plates. Diese bieten zwar eine gute Verstärkung, sind aber zu empfindlich, da beim Experimentieren nicht verhindert werden kann, daß der gesamten H^- Strahl auf den Wesentlich einfacher und robuster sind Szintillator-Materialien, die auf ein Vakuumfenster aufgebracht werden können. Diese

| Typ | chemische Zusammensetzung | maximale Emission [nm] | Decay Time | | Effizienz E_{ph}/e_{15keV} |
|-----------|---|------------------------|------------|--------|------------------------------|
| | | | 90%–10% | 10%–1% | |
| P 43 | Gd ₂ O ₂ S : Tb | 545 | 1 ms | 1,6 ms | 550 |
| P 46 | Y ₃ Al ₅ O ₁₂ : Ce | 530 | 300 ns | 90 μs | 256 |
| P47 | Y ₂ SiO ₅ : Ce | 400 | 55 ns | 2,9 μs | 630 |
| P20 | (Zn, Cd)S : Ag | 550 | 4 ms | 55 ms | 715 |
| P11 | ZnS : Ag | 450 | 3 ms | 37 ms | 600 |
| Chromolux | Al ₂ O ₃ | 700 | | >1 s | |

Tab. 6.2: Übersicht gebräuchlicher Phosphor-Materialien (Szintillatoren). Die Lichtausbeute η bezieht sich auf einen Elektronenstrahl mit einer Energie von 15 keV; angegeben für einen 4 μm dicken Schirm.

Materialien werden typischerweise in industriellen Anwendungen zum Nachweis von Elektronen z.B. in Bildröhren verwendet. Die aus der Hochenergiephysik bekannten organischen Materialien haben zwar sehr schnelle Ansprechzeiten, bieten aber nur eine geringe Energiekonversion zwischen der kinetischen Energie des Projektils und der Anzahl der erzeugten Photonen bei einer bestimmten Wellenlänge.

6.3.1 Szintillatormaterialien

Eine Übersicht der wichtigsten Szintillatoren ist in Tab. 6.2 gegeben, wobei nur solche Materialien berücksichtigt wurden, deren Maximum des Emissionsspektrums im sichtbaren Bereich (Abb. 6.5a) liegt, was bei der Verwendung einer CCD-Kameras wichtig ist, da die Empfindlichkeit der C-MOS Chips normalerweise im ebenfalls im sichtbaren Wellenlängenbereich liegt.

Der Energie-Konversionsfaktor $EC(\lambda)$ mit der Einheit $(W_{ph}/nm)/W_{ion}$ beschreibt das Verhältnis der vom Leuchtschirm absorbierten Energie P_{ion} in Form der kinetischen Energie der absorbierten Teilchen zu der Energie der abgestrahlten Photonen pro Wellenlänge. Die abgestrahlte Energie P_{ph} bzw. die Anzahl der Photonen N_{ph} für eine bestimmte Wellenlänge des Spektrums kann mit $P_{ph}(\lambda) = P_{ion} \cdot EC(\lambda) \Leftrightarrow N_{ph}(\lambda) = \frac{\lambda}{hc} P_{ion} \cdot EC(\lambda)$ angegeben werden. Die Effizienz E des Leuchtschirms erhält man, wenn über das gesamte Emissionsspektrum S integriert wird

$$E = \frac{N_{ph}}{N_{ion}} = \frac{1}{N_{ion}} \int_S N_{ph}(\lambda) d\lambda \quad .$$

Wie in Tab. 6.2 zu sehen, liefern die Materialien pro einfallendem Elektron (mit $E_{kin} = 15keV$) zwischen 250 und 700 Photonen. Die Angabe der Effizienz erlaubt in erster Näherung einen relativen Vergleich der Materialien untereinander — auch dann, wenn nicht Elektronen sondern Protonen verwendet werden.

Da sich die Daten in Tab. 6.2 auf Elektronen mit einer höheren Energie als der hier verwendeten Extraktionsenergie beziehen, ist eine Abschätzung der absoluten Photonen- ausbeute für langsamere Ionen (dabei spielt es für die hier vorliegende Anwendung keine Rolle, ob es sich um H^- , Protonen oder Neutralteilchen handelt) nicht ohne weiteres möglich. Außer den Materialeigenschaften gehen noch weitere Faktoren wie die Körnung und Schichtdicke) oder Einfallswinkel der Ionen mit ein.

Deshalb wurde in einem Vorexperiment die Eignung von P43, P20, Cäsiumjodid und P46 überprüft. Bei allen Materialien wurde keine zusätzliche Aluminiumbeschichtung verwendet. Die Experimente sind an der H^- Quelle im Protonenbetrieb bei Strahlenergie zwischen 4 bis 8kV Extraktionsspannung und einem Gesamtstrom zwischen $I_{ges} = 60 \dots 100 \mu A$ durchgeführt worden. Der Detektor wurde in einem Winkel von 45° in den Ionenstrahl gefahren, so daß die CCD-Kamera den Schirm von der Seite aus beobachten konnte. Der Ionenstrahl ist nicht fokussiert worden und traf den Schirm nach einer Drift von ca. 345mm, so daß eine etwa vergleichbare Teilchendichte wie bei der Photoneutralisation vorlag. Dabei zeigte lediglich P43 ein ausreichend hohes Signal, das $50 - 80 \times$ über dem Untergrund lag. Ein Beispiel für P43 ist in Abb. 6.6a mit einem Profil $I(y) = \int y dx$ zu sehen. Desweiteren ist bei der Messung zu erkennen, daß der Protonenstrahl stark divergent war und den ganzen Szintillator mit seinem Halo ausgeleuchtet hat.

Desweiteren zeigte sich für die anderen Materialien, daß P46 für die zu erwartenden Teilchendichten eine zu geringe Quanteneffizienz aufweist und P20 zu empfindlich auf den Untergrund reagierte und deshalb das Signal zu stark verrauscht war. Bei Cäsiumjodid konnte kein auswertbares Signal nachgewiesen werden.

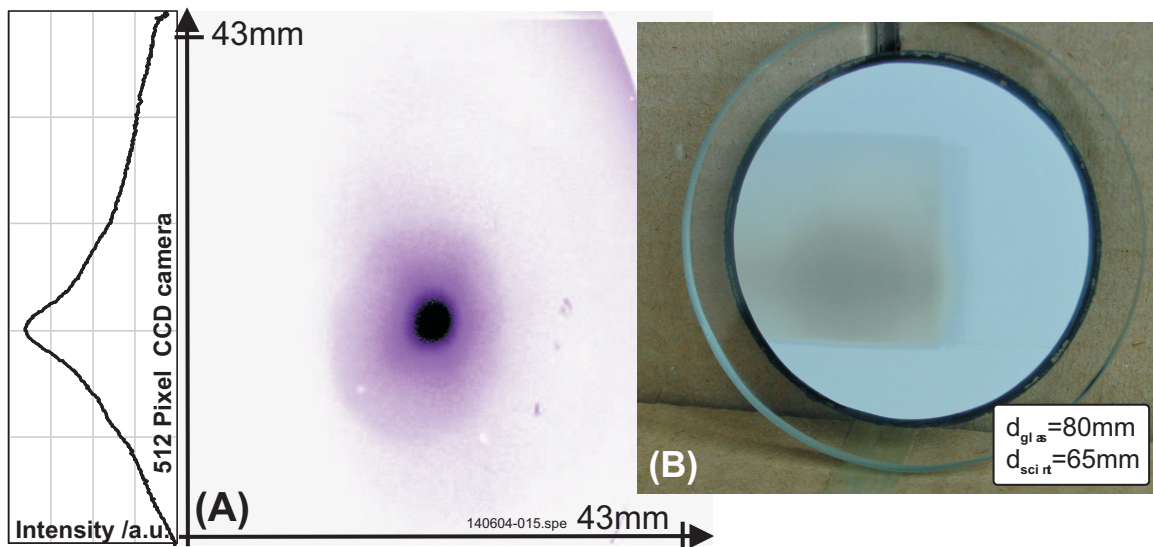


Abb. 6.6: (A) zeigt einen Test an P43 an einem 5keV Protonenstrahl mit $I_{ges} = 60 \mu A$. (B) zeigt das Vakuumfenster mit P43 beschichtet. Die Abschattungen sind durch den Einsatz als Detektor beim Photodetachment entstanden. Die Beschichtung des Glases ist von der Firma Proxitronik ausgeführt worden.

6.3.2 Bestimmung der Parameter der Szintillatorschicht

Nachdem ein geeignetes Detektormaterial durch Experimente mit einem Protonenstrahl gefunden wurde, mußte der Detektor so konstruiert werden, daß dieser zur Detektorkammer paßt. Dies führte zu einer Sedimentation des Szintillators auf ein Glas mit möglichst hohem Transmissionsgrad im sichtbaren Bereich (Optiwhite[®], $T_{d=3\text{mm}} = 91,7\%$). Dieses Glas wurde zwischen Vitondichtringen in einem Flansch eingebaut, so daß der Detektor auch als Vakuumfenster diente. Die Sedimentation auf den Glasträger führte die Firma Proxitronik¹ durch und ist in Abb. 6.6b zu sehen. In der Abbildung ist an hand der Abschattungen deutlich zu sehen, wo der H^- Strahl beim Einstellen des Magnetfeldes auf den Szintillator getroffen ist. Es konnte aber über die gesamte Benutzungsdauer weder eine Nichtlinearität noch ein „Erblinden“ des Materials beobachtet werden.

Eigenschaften einer Szintillatorschicht

Die Eigenschaften einer Szintillatorschicht werden neben dem Material selbst wie bereits erwähnt auch durch die Dicke und die Korngröße beeinflusst. Anorganische szintillierende Stoffe können als polykristalline Pulverschicht auf eine Substratoberfläche wie z.B. Glas aufgebracht werden. Dabei bewegt sich die Korngröße im Bereich von $1\text{--}40\mu\text{m}$, je nach Werkstoff und Produktionsmethode. Die Korngröße ist für eine polykristalline Schicht ein wichtiger Unterschied zum Einkristall, denn durch die Körnung ist Schicht für das emittierte Licht nur noch teilweise transparent. Bei der Umwandlung der Teilchenenergie in Photonen können also nur die Photonen aus der Szintillatorschicht austreten, deren zurückgelegte Wegstrecke nicht zu groß ist, d.h. Schichtdicke und Korngröße müssen auf die zu erwartende Eindringtiefe der Teilchen optimiert sein.

Größere Körner erlauben bei konstanter Schichtdicke durch Reduzierung der Grenzflächen eine höhere Lichtausbeute — allerdings bei reduzierter Ortsauflösung. Aus der Absorption des emittierten Lichts folgt, daß die Schichtdicke so zu wählen ist, daß die Teilchen einerseits vollständig abgebremst werden, andererseits die Photonenausbeute aber nicht durch Absorption reduziert wird. Die Schichtdicke beeinflusst aufgrund der Brechung auch die Ortsauflösung. In Gl. 6.1 ist eine Abschätzung zur Limitierung der Ortsauflösung gemacht. Typische Schichtdicken reichen von etwa $100\mu\text{m}$ bis zu etwa 4–5 Kornlagen hinunter, was bei kleinster Korngröße von etwa $1\mu\text{m}$ zu einer minimalen Schichtdicke von $5\mu\text{m}$ führt.

Eine vakuumseitig auf den Szintillator aufgebrachte Alu-Schicht wird verwendet, um zum einen den Untergrund zu verringern und zum anderen die Photonen, die von der CCD-Kamera weg emittiert werden, noch zu reflektieren und detektieren. Damit kann, solange die Alu-Schicht nicht zu dick ist, die Photonenausbeute erhöht werden.

Die Energie der H^- Ionen bestimmt die deponierte Leistung und die Eindringtiefe. In dem hier untersuchten Fall ist die Teilchenenergie relativ gering, so daß die Neutralteilchen vollständig im Szintillator gestoppt werden. Da die gesamte deponierte Leistung ebenfalls gering und die Sicht aus oben genannten Gründen nicht zu dick sein sollte, sind numerische Simulationen für Energieverlust und Eindringtiefe durchgeführt worden. Von der Schichtdicke und der gewünschten Ortsauflösung hängt dann die Korngröße ab.

¹<http://www.proxitronik.de>

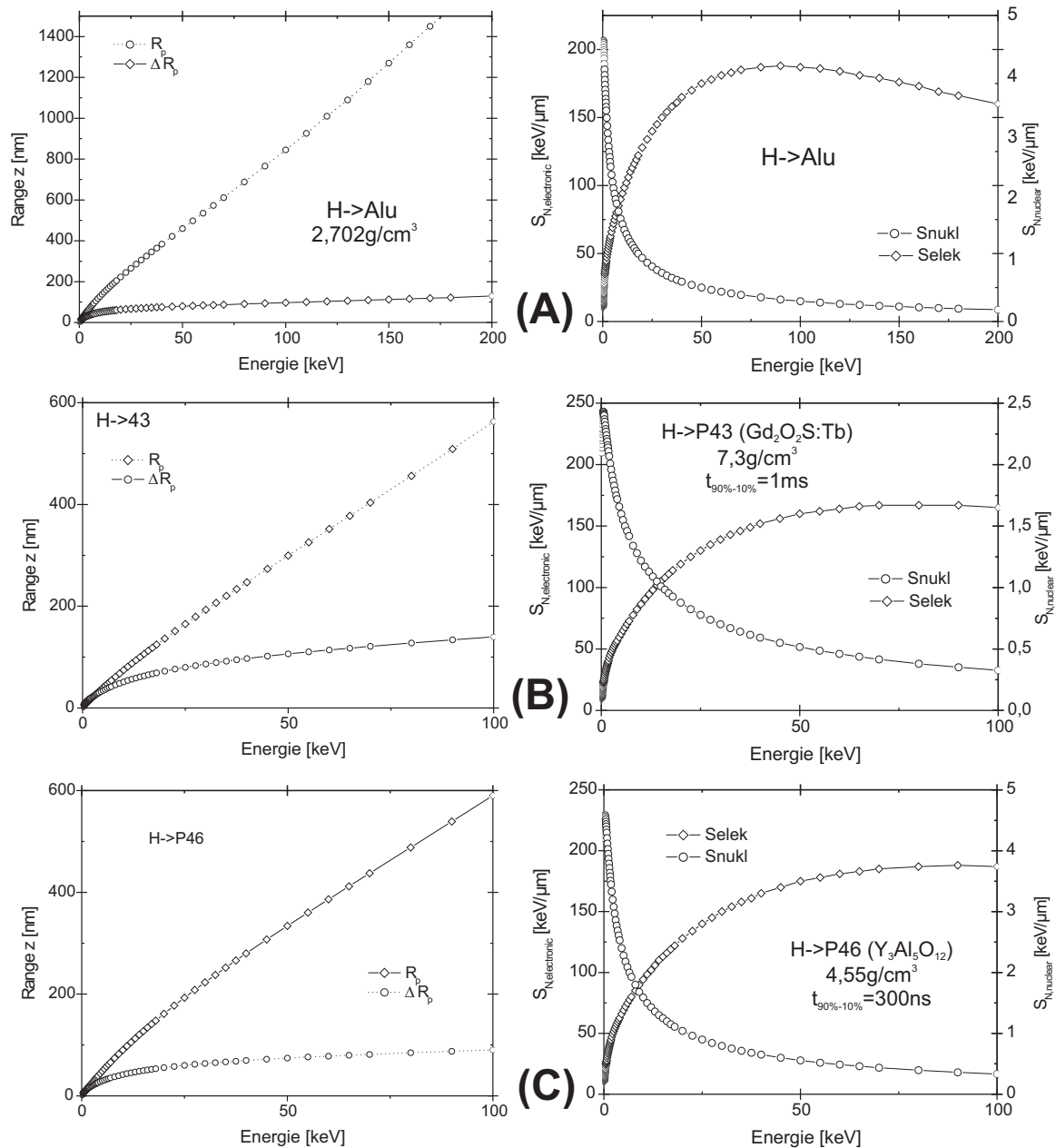


Abb. 6.7: Simulationen mit SRIM zu Eigenschaften verschiedener Scintillatormaterialien. Die Materialien Alu (A), P43 ($4,6\text{g/cm}^3$) (B) und P46 ($7,3\text{g/cm}^3$) (C) sind mit SRIM von J.F.Ziegler, IBM, auf ihre Eindringtiefe und die Stoppingpower dE/dx untersucht worden. P43 und P46 sind übliche Szintillatoren, Alu wird oft als zusätzliche dünne Schicht auf die Teilchendetektoren aufgebracht, um die Photonenausbeute zu erhöhen bzw. den Untergrund zu reduzieren.

Das Bremsvermögen eines Targets

$$-\frac{dE}{dx} \equiv - \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{\Delta E}{\Delta x} \quad \text{mit} \quad \left[\frac{eV}{nm} \right]$$

ist für ein Projektil als Energieverlust pro zurückgelegter Wegstrecke definiert, wobei den verschiedenen Energiebereichen unterschiedliche physikalische Wechselwirkungen zugrunde liegen. Für hohe Energien muß für den Energieverlust v.a. die Streuung an den Elektronen des Targetmaterials mit Anregungs- und Ionisationsprozesse berücksichtigt werden (sog. elektronischer Anteil S_e des Energieverlusts) und kann im wesentlichen nach der Bethe-Bloch Formel angegeben werden.

Für kleine Energien ($v_{\text{Projektil}} \approx v_{\text{Hüllenelektron}}$) kommt es durch Umladung (Einfang/ Verlust von Elektronen des Projektils) zu Veränderungen des Ionisationspotentials und damit zu Abweichungen von der Bethe-Bloch Formel.

Bei langsamen Projektilen kommt noch der sog. nuklearer Anteil S_n durch Stoß- und Streuprozesse an den Atomkernen hinzu, so daß der *gesamte* Abbremsquerschnitt S_{ges} sich additiv aus S_e und S_n zusammensetzt aus $S_{ges} = S_e + S_n$. Um die Schichtdicke zu bestimmen, muß aus dem Energieverlust die (mittlere) Eindringtiefe ΔR_p durch Integration

$$R_p = \frac{1}{\rho_{atom}} \int_0^E \frac{1}{S_n(E) + S_e(E)} dE$$

mit der atomaren Dichte ρ_{atom} bestimmt werden. Da die Stöße statistisch verteilt sind, wird mit R_p keine scharfe Eindringtiefe bestimmt, sondern nur ein mittlerer Wert. Dieses sog. longitudinale Stragglings wird mit ΔR_p ausgedrückt und muß bei der Bestimmung der maximalen Eindringtiefe mit berücksichtigt werden. Es entsteht ein gaußförmiges Tiefenprofil der Projektilen mit einem Maximum bei R_p , solange Sputter- und andere Oberflächeneffekte vernachlässigt werden können.

Für die genaue Wechselwirkung zwischen eindringendem Teilchen und Target spielt es durchaus eine Rolle, ob es sich um atomaren Wasserstoff, Protonen oder H^- Ionen handelt, muß aber *hier* in sehr guter Näherung nicht weiter betrachtet werden — es sind durchgängig Protonen angenommen worden.

Die Simulationen sind mit dem Programm SRIM von *J.F. Ziegler & J.P. Biersack* [105, 106] durchgeführt worden, um den Energieverlust und die Eindringtiefe von Protonen für die in Frage kommenden Szintillatoren P43, P46 und Alu zu berechnen. Die Ergebnisse sind in in Abb. 6.7 zusammengefasst.

Die Rechnungen zeigen, daß bei 10 keV Protonenenergie die Eindringtiefe in jedem Fall unterhalb von 100 nm liegt. Damit muß also die dünnste mögliche Schicht gewählt werden. Die kleinste am Markt gefundene Körnung ist $1 \mu m$, von denen für eine homogene Schicht etwa 5 Lagen übereinander angeordnet werden müssen, so daß man eine minimale Schichtdicke von 4 bis $5 \mu m$ erreicht.

Wenn eine zusätzliche Aluminiumschicht verwendet werden soll, dann muß die Schicht einerseits dick genug sein, um auch optisch „dicht“ (und produzierbar) zu sein, andererseits darf das Alu nicht so dick sein, daß die Projektilen in dem Alu-Layer zuviel Energie verlieren. Mit SRIM konnte gezeigt werden, daß bei 10 keV Protonenenergie und einer Schichtdicke von 25 nm die Teilchen etwa 20 % ihrer Energie verlieren.

Ähnlich der statistisch aufgeweiteten Eindringtiefe $R_p \pm \Delta R_p$ existiert auch „laterales

straggling“, womit die Auffächerung eines Teilchenstrahls ohne transversale Winkelverteilung bei senkrechtem Einfall auf ein Target bezeichnet wird. Das Straggling liegt bei 20 keV Teilchenenergie für P43 bei 63 nm, für P46 bei 54 nm und für Alu bei 64 nm, so daß die Aufweitung der Neutralteilchen bzgl. der Orts- und Winkelauflösung vernachlässigbar klein ist.

6.4 Simulationen zur Photodetachment–Emittanzmessung

Das hier vorgestellte Prinzip der PD–EMI bedeutet, daß der Phasenraum mit einer Schlitz–Punkt Abbildungsfunktion abgetastet wird. Für transversale Emittanzmessungen sind in Kap. 4.3 auf Seite 36 als weitere Möglichkeiten Punkt–Punkt (z.B. Pepperpot Messung) und Schlitz–Schlitz (z.B. Allison Meßkopf, Schlitz–Gitter) Abbildungen diskutiert worden. Andere Möglichkeiten der transversalen Emittanzmessung bewegen sich bzgl. ihrer Abbildungsfunktion zwischen diesen beiden Extremen. So ist z.B. die Variante der Punkt–Schlitz Methode in unserem Institut von G. Riehl für Strahluntersuchungen hinter einer Plasmalinse und einem Solenoid [107] bzw. von M. Sarstedt an einem Stickstoff–Ionenstrahl mit elektrostatischem Injektionssystem erprobt worden [108].

Im Vergleich zu einer zweidimensionalen Emittanzmessung sind bei einer Schlitz–Punkt Abbildung zusätzliche Informationen über den Phasenraum zu erwarten. Die im folgenden vorgestellten Ergebnisse von Transportsimulationen hatten zum Ziel, die zu erwartende Teilchenverteilung auf dem Szintillator in Abhängigkeit verschiedener Strahlparameter bzw. Aberrationen zu untersuchen.

Aufgrund der bei den numerischen Simulationen begrenzten Teilchenanzahl wird der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{PD}(\lambda)$ nicht berücksichtigt. Auch die Photonendichteverteilung des Laserstrahls und alle weiteren Randeffekte sind vernachlässigt worden.

In Abb. 6.8 sind die einzelnen Schritte einer Simulation für eine divergente Teilchenverteilung gezeigt. Um die einzelnen Schritte zu deutlich zu machen, ist eine homogene Verteilung ohne Strahlaberrationen gewählt worden:

Zunächst wird im Ortsraum bestimmt, welche Teilchen mit dem Laser wechselwirken können und stellen für die Simulation die photoneutralisierten Ionen dar. Diese Verteilung driftet über die Strecke l bis zum Szintillator. An dieser Stelle wird die Verteilung wieder im Ortsraum (x, y) dargestellt und entspricht einer Messung bei der Photoneutralisation. Mit dieser Methode lassen sich Aussagen über die Form & relative Intensität der Verteilung auf dem Szintillator machen — es ist aber nicht möglich, über die absolute Intensität eine Aussage zu treffen. Für die Erstellung des Intensitätsprofils $I_{PD}(y)$ muß die Verteilung des Szintillator $\rho_{szint}(x, y)$ integriert werden

$$I_{PD}(y) = \int_{x_{min}}^{x_{max}} \rho_{szint}(x, y) dx \quad . \quad (6.2)$$

Das Intensitätsprofil in Gl. 6.2 ist proportional zum Winkelprofil $I_{PD}(y')$ und kann aus dem Versatz zwischen Laserposition y_{laser} und der Position $I_{scint}(y)$ bestimmt werden

$$\begin{aligned} \Delta y &= y_{laser} \pm y_{szint} \\ y' [mrad] &= \frac{y \pm y_{laser} [mm]}{\text{Drift } l [m]} \end{aligned} \quad (6.3)$$

$$\underbrace{\rho_{szint}(x, y)} \implies I_{szint}(y) \iff I_{scint}(\Delta y) \iff I_{scint}(y'). \quad (6.4)$$

gemessene Verteilungsfkt. auf dem Scintillator

Der Unterschied Δy ist in Abb. 6.8 im Bild des Teilchendetektors die Differenz zwischen der y -Position der Eingangs- und Endverteilung und im Fall des dargestellten divergenten Strahls positiv. In Gl. 6.3 ist die Umrechnung in mrad angegeben und in 6.4 sind die einzelnen Schritte zusammengefasst. Die gleiche Betrachtung ist prinzipiell Die Aneinanderreihung der Winkelprofile $I_{PD}(y')$ verschiedener Laserpositionen y_0 ergibt eine (yy') _{PD} Emittanz, die prinzipiell mit einer Schlitz-Schlitz Emittanz (yy') _{slit} identisch ist, was ein Ver-

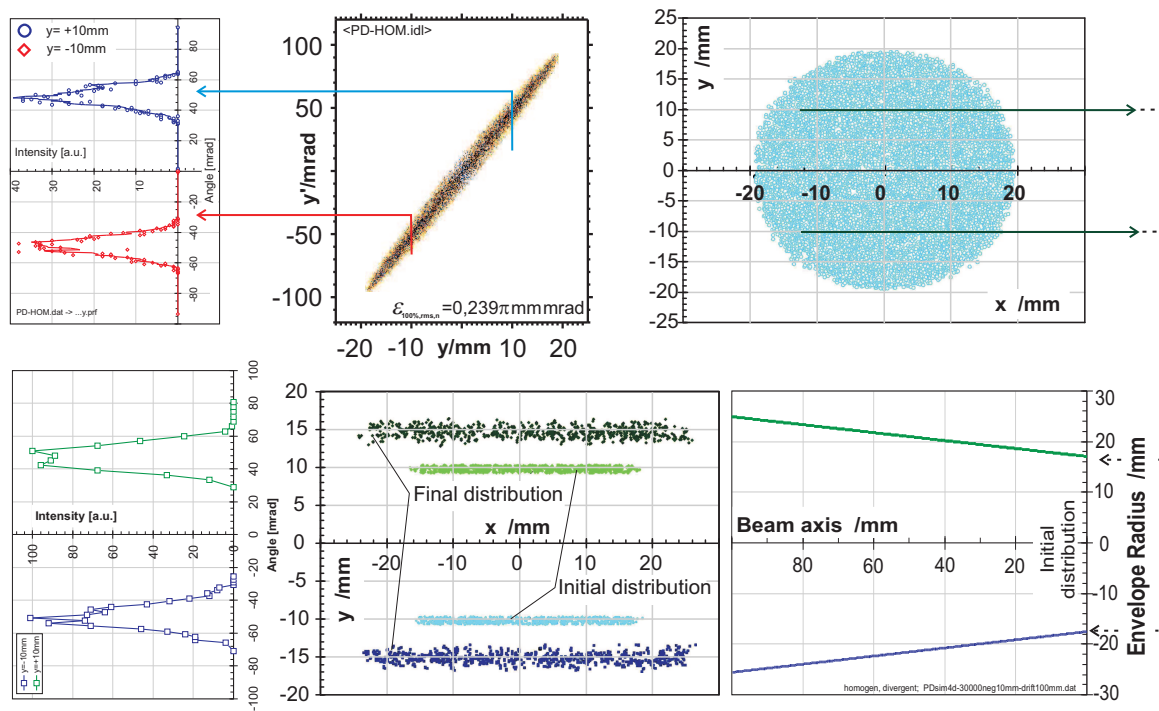


Abb. 6.8: Darstellung einer Photodetachment-Emittanzmessung an hand einer Vielteilchen-Simulation (Idealfall eines homogenen, zylindersymmetrischen Strahls). In der oberen Reihe ist eine homogene Verteilung als Emittanz im yy' und im Ortsraum xy zu sehen. Die Photoneutralisation wird durch Ausschneiden der Teilchen im Ortsraum simuliert (ausgeführt für $y_0 = \pm 10$ mm; Schlitzhöhe 1 mm). Die Drift dieser Verteilung ist als Envelope (r, z) (dazu wird auch auf Abb. 6.11 verwiesen) dargestellt, der Graph zeigt sowohl die positive wie negative ausgeschnittenen Eingangsverteilungen („Initial distribution“) wie auch die bis zum Teilchendetektor gedrifteten Verteilungen („Final distribution“). Versatz & Verbreiterung zwischen beiden Verteilungen liefert die Winkelinformation; Integration $\int dx \rho(x, y)_{scint}$ ergibt das Winkelprofil $I(y')$ und entspricht einer Schlitz-Schlitz Messung am Ort y_0 (Vergleich der Winkelprofile siehe linke Graphen).

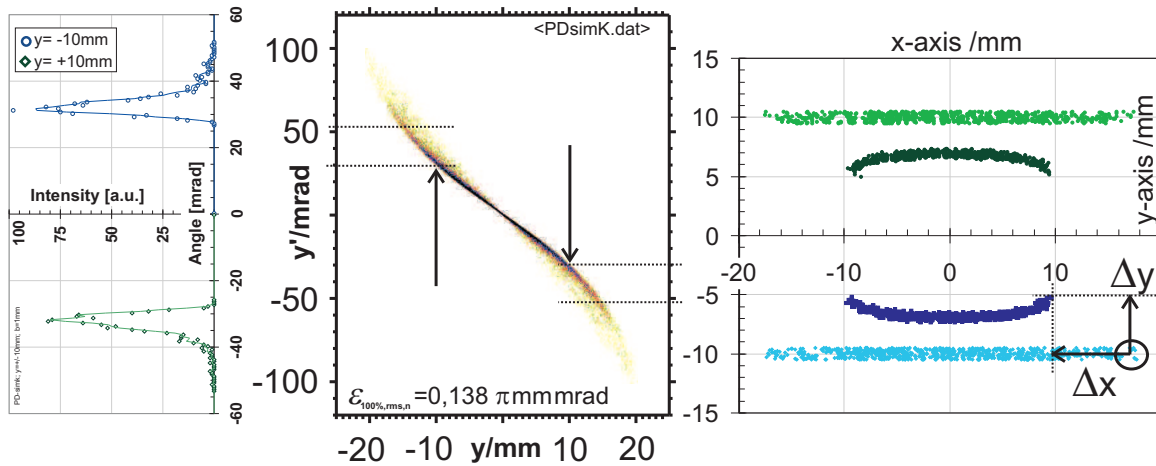


Abb. 6.9: PD-Abbildungsfunktion eines konvergenten, zylindersymmetrischen Ionenstrahls mit einer kleinen Aberration. Bei ± 10 mm ist eine 1 mm hohe Verteilung aus dem Ortsraum ausgeschnitten worden und 100 mm gedriftet. Die bis zum Teilchendetektor gedriftete Verteilung liegt näher zum Ursprung und ist die Folge des konvergenten Ionenstrahls — gleiches gilt auch in der horizontalen x -Richtung. Durch die Aberrationen sind die Enden der Verteilung zusätzlich noch zum Ursprung hin gebogen und entsprechen den kleinen Intensitäten in den gezeigten Winkelprofilen $I(y')$. Die Orientierung der Krümmung ist charakteristisch für eine S-förmige Filamentation.

gleich der Winkelprofile zeigt (siehe Abb. 6.8). Wichtig ist, daß die numerische Integration der Dichteverteilung $\rho_{szint}(x, y)$ über x für das Profil $I(y)$ nicht *eindeutig* umkehrbar ist und mit dem gleichen physikalischen Informationsverlust verbunden ist wie eine Schlitz-Schlitz Messung: Dort wird durch die Anordnung der Gitterdrähte bzw. des zweiten Schlitzes die Integration durch die Bauweise des Detektors vorgegeben und liefert durch die Schlitzintegration die Phasenraumprojektion x, x' bzw. y, y' .

Den Einfluß der anderen transversalen Achse ist in Abb. 6.8 ebenfalls zu erkennen und entspricht, da es sich um einen divergenten Ionenstrahl handelt, einer Vergrößerung Δx zwischen neutralisierter Verteilung und zum Detektor gedrifteten Teilchen entlang der horizontalen x -Achse.

6.4.1 Vergleich konvergenter und divergenter Ionenstrahlen

Beim Übergang zu einem (zylindersymmetrischen) Strahl mit einer realen Verteilungsfunktion² und eine „leichte“ Filamentation im Phasenraum machen sich im Detektorsignal Aberrationen sowie Einfluß der anderen transversalen Ebene deutlich bemerkbar. In Abb. 6.9 ist eine konvergente Emittanzfigur mit klassischer, S-förmiger Aberration zu sehen. Im rechten Graph ist die neutralisierte Ionenverteilung bei $y_0 = \pm 10$ mm gezeigt. Die Profile weisen Winkel zwischen 25 und 50 mrad auf, was bei einer Drift von 100 mm einem Versatz Δy von 2,5 bis 5 mm entspricht. Da es sich um einen konvergenten Strahl handelt und der

² Außer der gezeigten homogenen Emittanz beruhen alle anderen Verteilung auf einer yy' Messung an einem Helium Ionenstrahl, der keine Filamentation hatte. Die untersuchten Aberrationen sind entweder durch raumladungsdominierten Strahltransport oder durch hohen Füllgrad einer fokussierenden Linse erzeugt worden.

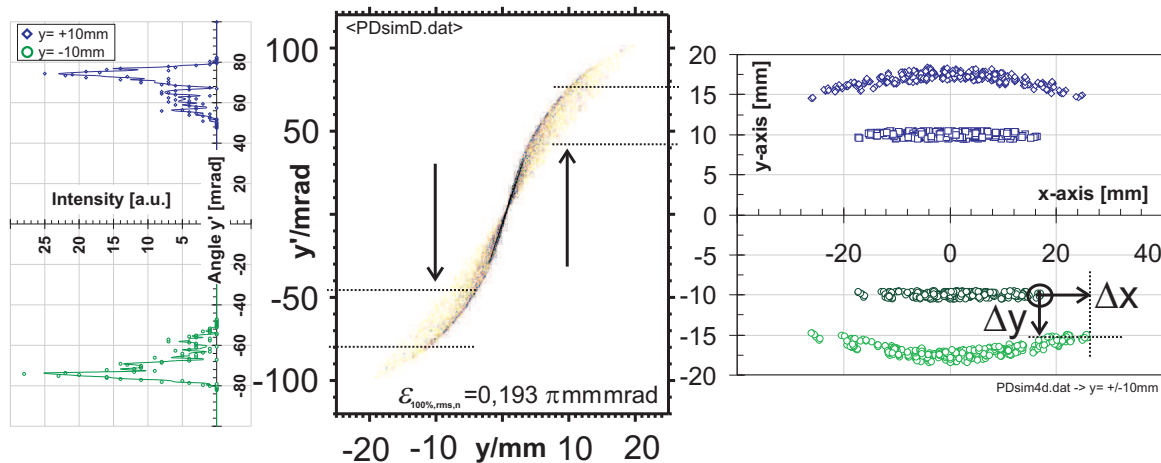


Abb. 6.10: PD-Abbildungsfunktion eines divergenten Ionenstrahls kleiner Aberration (vgl. auch Abb. 6.9) Für eine S-förmige Aberration ist es charakteristisch, daß die Öffnung des neutralisierten, bis zum Szintillator gedrifteten Verteilung immer zum Ursprung hin zeigt. Im Gegensatz zum konvergenten Fall ist hier die gedriftete Teilchenverteilung in x -Richtung größer als an der Stelle der Photoneutralisation.

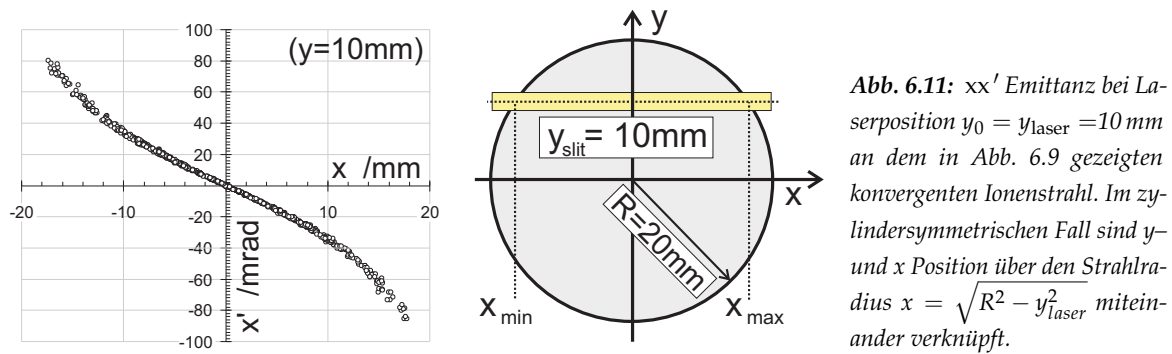
Szintillator vor dem Fokus ist, liegt das Detektorsignal im Vergleich zur Neutralisation näher zum Ursprung. In x -Richtung läßt sich wie in Abb. 6.8 auch die entsprechende Verkleinerung um Δx feststellen.

Im Unterschied zum homogenen Ionenstrahl aus Abb. 6.8 sind allerdings die Enden der Verteilung auf dem Detektor zum Ursprung hin gebogen, was durch die Strahlaberration hervorgerufen wird. Durch diese Krümmung der Verteilung vergrößert sich die Fläche, auf der die Teilchen abgebildet werden. Dies führt zu einer Abnahme in der Intensität der Profilkurve aus Abb. 6.9(links). Dabei entsprechen die durchgezogenen Linien der Profilkurve $I(y')$ der Integration der Emittanz im Phasenraum und die Punkte der integrierten Intensitätsverteilung des Szintillators.

Die Öffnung der Verteilungsfunktion $\rho_{szint}(x, y)$ ist charakteristisch für eine S-förmige Filamentation und ändert sich auch im Fall einer divergenten Emittanz wie in Abb. 6.10 zu sehen, nicht. Die Krümmung ist immer zum Ursprung hin geöffnet.

In den bisher betrachteten Fällen ist den Simulationen ein zylindersymmetrischer Strahl zugrunde gelegt worden, der in xx' wie auch in yy' die gleiche Filamentation aufweist. Es soll darauf hingewiesen werden, daß nicht nur die Detektorverteilung in x -Richtung bzw. Δx durch die xx' Emittanz bestimmt wird, sondern auch die charakteristische Krümmung durch die Aberrationen der xx' Emittanz verursacht werden. Diese Tatsache wird bei der Diskussion *nicht* zylindersymmetrischer Ionenstrahlen auf Seite 80 in Abb. 6.16 besonders deutlich werden.

Zusammenfassend bleibt festzuhalten, daß mit dem hier untersuchten Abbildungsverfahren keine *eindeutige Zuordnung* der x Positionen der photoneutralisierten Teilchen und der Verteilungsfunktion auf dem Detektor wie in der y -Ebene existiert.



Unterschiede der xx' und yy' Emittanz der photoneutralisierten Teilchen

Für die yy' Messung ist der Ort durch die Schlitz- bzw. Laserposition y_{slit} wohl definiert, dagegen sind in x -Richtung alle Werte entsprechend $\pm x = \sqrt{R^2 - y_{\text{laser}}^2}$ möglich. Bei der gezeigten Schlitzposition ergibt sich neben der Verkleinerung des Radius von 20 mm auf $\approx 17 \text{ mm}$ auch eine Verringerung des Divergenzwinkels von 100 mrad auf 80 mrad, da die Randbereiche der x -Ebene mit den größten Winkeln nicht mehr erfasst werden (vgl. auch Emittanz in Abb. 6.9). Beides ist in Abb. 6.11 der xx'_{y_0} Emittanz der neutralisierten Teilchen gut zu erkennen. Auf diese bei einer Photodetachment Messung a priori nicht bekannte Phasenraumverteilung muß Δx bei der Winkelauswertung bezogen werden. Dabei ist die gezeigte xx'_{y_0} Emittanz nicht bekannt, da die Ortsverteilung entlang des Schlitzes bzw. Lasers durch deren Schlitzintegration verloren geht.

In Abb. 6.8 ist die (r, z) -Envelope der Neutralteilchen dargestellt. Diese stimmt im Vergleich mit den y -Positionen der bis zum Szintillator gedrifteten Verteilungen nicht überein. Der Grund liegt in dem hier erläuterten Zusammenhang zwischen dem Radius R und den transversalen x, y -Werten.

Im folgenden werden einige weitergehende Aspekte vorgestellt, die für die Interpretation der gekrümmten Verteilungen eine wichtige Rolle spielen. Ziel der Diskussion ist ein qualitatives Verständnis der gedrifteten xy -Verteilung auch im Hinblick auf die durchgeführten Messungen, bei denen die Schlitz-Schlitz Emittanzmessungen und Simulationen große Aberrationen erwarten lassen.

I.) Konvergenter Ionenstrahl vor und hinter einem Fokuspunkt

Zunächst ist das Verhalten eines zylindersymmetrischen Ionenstrahls mit einem Fokuspunkt zwischen dem Ort der Neutralisation und dem Szintillator untersucht worden. Prinzipiell könnte es hierbei denkbar sein, daß die Orientierung der Krümmung vom Ort des Detektors abhängig ist.

Die Simulationen zur Abbildungsfunktion sind in Abb. 6.12 zusammengefasst. Es sind die beiden yy' Phasenraumprojektionen bei $z=0 \text{ mm}$ und $z=500 \text{ mm}$ mit der Envelope des gesamten Ionenstrahls zu sehen. An der Eingangsemittanz ist wieder ein kleiner Teil des Ionenstrahls neutralisiert worden und die Verteilungsfunktionen auf dem Szintillator zwischen einer Driftlänge von 100...500 mm dargestellt.

Interessanterweise zeigt sich ein besonderes Verhalten der Verteilung beim Durchgang durch den Fokuspunkt, was genauer in Abb. 6.13 dargestellt ist. Dort sind 4 Verteilungen

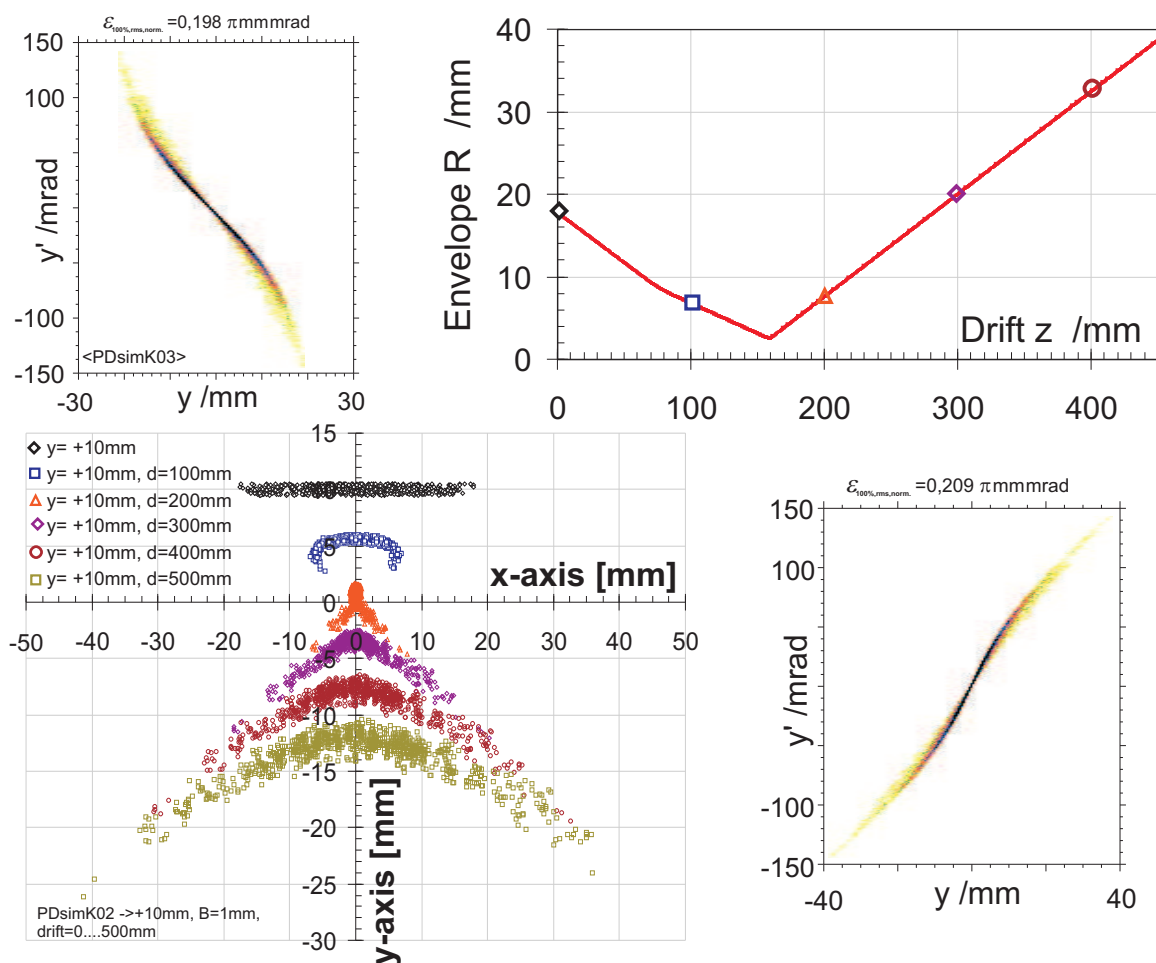


Abb. 6.12: Abbildungsfunktion des Detektorsignals vor und hinter einem Fokuspunkt. Oben ist die Eingangsemittanz zu sehen und deren Envelope. Bei der Eingangsemittanz ist bei +10 mm ein 1 mm hoher Streifen neutralisiert worden, der zwischen 100 und 500 mm weit gedriftet ist. Die Veränderung der Verteilung ist im unteren Graph zu sehen, rechts ist die Ausgangsemittanz nach 500 mm gezeigt. Entscheidend ist, daß die Orientierung der gekrümmten Verteilung sich entlang der Envelope nicht ändert. Vielmehr deuten alle Muster zusammen die Envelope als Einhüllende an. Interessant ist auch das Verhalten der Verteilung nahe dem Fokus, dazu siehe Abb. 6.13.

von Neutralteilchen gezeigt, die zwischen 140 bis 200 mm bis zum Szintillator gedriftet sind. Die dazugehörigen xx' Emittanzen sind ebenfalls am Ort des Detektors gezeigt. Der große Winkel in x -Richtung bewirkt, daß sich die Teilchen von der ursprünglich linken Seite des Detektors vor dem Fokus (noch konvergenter Ionenstrahl) nach dem Fokus auf die rechte Seite bewegen und vice versa. Durch den Nulldurchgang an der y -Achse bilden die Detektor-Verteilungen eine „Schleife“. Diese Tatsache geht mit der Phasenraumscherung der xx' Emittanz und deren „Durchgang“ an der x' Achse einher. In der vertikalen y -Ebene äußert sich dieses Verhalten durch die Verschiebung der gesamten Verteilung in den negativen Bereich der y -Achse (siehe xy -Verteilung in Abb. 6.12).

In Abb. 6.14 wird außerdem gezeigt, daß sich die Profile $I(y')$ durch die verschiedenen langen Driften *nicht* ändern. Dabei spielt es keine Rolle, ob die „Messung“ vor oder hinter dem

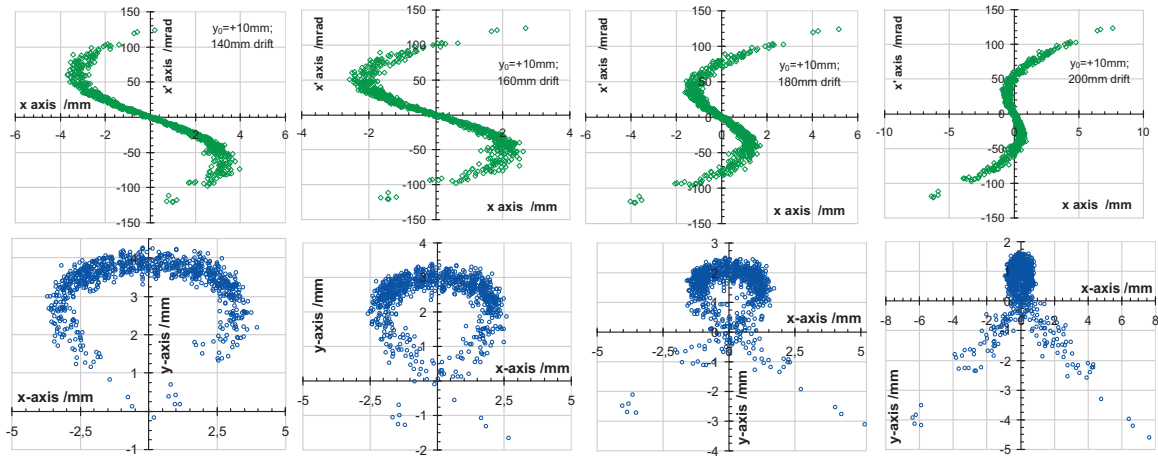


Abb. 6.13: Vergleich der Neutralteilchen-Verteilung und der xx' Emittanz der ausgeschnittenen Verteilung für unterschiedliche Driftlängen am Beispiel der Emittanz aus Abb. 6.12. Der Ionenstrahl hat einen Fokuspunkt zwischen dem Ort der Neutralisation und dem Szintillator. Trotz der Veränderung der detektierten Verteilung ändern sich die Winkelprofile $I(y')$ nicht. Das Neutralteilchen-Verteilung ist konform mit der Änderung der gezeigten xx' Emittanz der ausgeschnittenen Teilchen bei $y_0 = 10$ mm.

Fokus liegt. Bei Berücksichtigung der unterschiedlich langen Driften von 140 und 200 mm ist kein nennenswerter Unterschied festzustellen, obwohl sich die xy -Verteilungsfunktionen erheblich verändern. In Abb. 6.13 ist als Beispiel ein Winkelprofil vor dem Fokus und $I(y')$ nach dem Fokus bei $l=100$ mm und $l=200$ mm. Die durchgezogene Linie stellt die Ausgleichskurve dar, und die Abweichungen liegen im Bereich der numerischen Auflösung bzw. in der limitierten Anzahl von Teilchen. Der Vergleich macht außerdem deutlich, daß bei einer längeren Drift l die gleiche Anzahl von Neutralteilchen auf eine größere Fläche verteilt wird. Durch die geringere Neutralteilchendichte führt dies zu einer kleineren Intensität des Winkelprofils, weshalb in Abb. 6.14 eine normierte Darstellung verwendet wurde. Andererseits aber verbessert sich durch die längere Drift die Winkelauflösung mit Δl^{-1} .

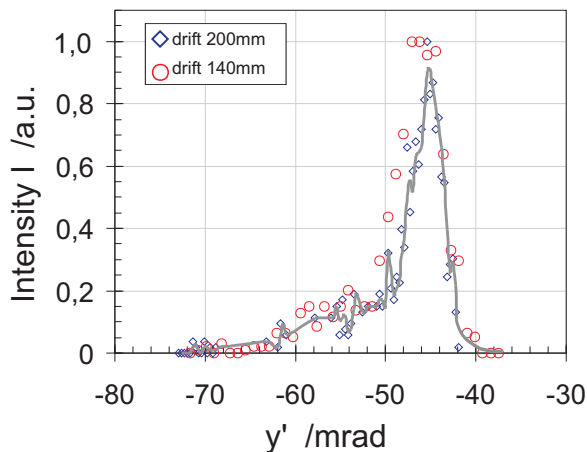


Abb. 6.14: Profilvergleich einer Verteilung bei unterschiedlichen Driftlängen. Integrierte Winkelprofile der Abb. 6.12 bei 140 mm und 200 mm. Trotz der Veränderungen im xy -Ortsraum in Abb. 6.13 sind die Winkelprofile $I(y')$ identisch.

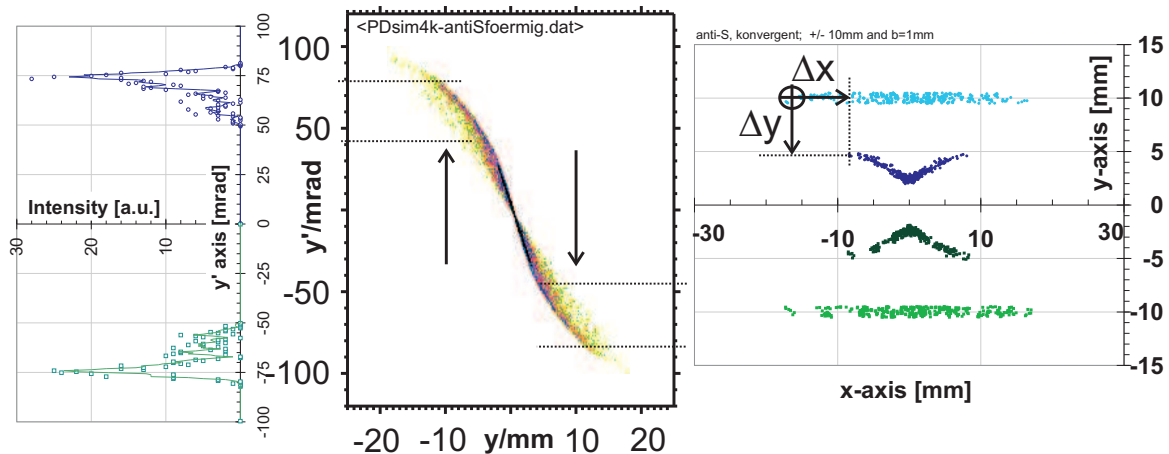


Abb. 6.15: Zur Überprüfung der Orientierung der Krümmung ist eine Emittanz mit einer Anti-S förmigen Filamentation untersucht worden. Die Öffnung ist hier im Gegensatz zu S-förmiger Aberration nach außen gerichtet.

II.) Anti S-förmige Phasenraum-Verteilung

Mit den bisher erzielten Ergebnissen stellte sich die Frage, ob es auch einen Fall gibt, bei dem sich im Detektorsignal die Orientierung der Verteilung ändert. In Abb. 6.15 ist eine Anti S-förmige Emittanz angenommen worden. Dieser Typ von Aberrationen ist bei „gewöhnlichem“ Strahltransport mit Solenoiden und Einzellinsen nicht zu erwarten, da dies eine zum Strahlrand hin abnehmende Fokussierstärke bedeuten würde³. Bei dieser Emittanz liegen z.B. bei +10 mm die kleineren Intensitäten der Filamentation bei kleineren Winkeln zwischen 65–50 mrad. Es wurde bereits erwähnt, daß die Enden der Verteilungsfunktion eine geringere Dichte aufweisen und in der Phasenraumprojektion Filamentationen mit geringererer Intensität verursachen, was im linken Graph von Abb. 6.15 zu sehen ist: Die Teilchen mit kleinstem Δy und demzufolge auch mit kleinem Winkel sind die Enden und liegen am nächsten zu der neutralisierten Verteilung am Ort des Lasers.

III.) Nicht zylindersymmetrischer Ionenstrahl

Um den Einfluß der beiden transversalen Ebenen genauer zu untersuchen, sind 3 verschiedene Fälle angenommen worden, die in Abb. 6.16 dargestellt sind. In allen drei Fällen ist in der yy' Ebene die Emittanz (C) angenommen worden. Unterschiede in den drei Fällen sind nur in der xx' Ebene vorhanden. In den ersten beiden Fällen sind ein divergenter, filamentierter Ionenstrahl (A) und eine divergente, homogene Emittanz (B) angenommen worden. Im letzten Fall (C) ist ein zylindersymmetrischer Strahl mit $xx' = yy'$ zgrunde gelegt.

Für die Generierung der Emittanzen wird angenommen, daß die Phasenräume xx' und yy' unabhängig voneinander und entkoppelt sind.

Die xy -Darstellung der Neutralteilchen nach einer Drift von 100 mm ist im unteren Graph von Abb. 6.16 zu sehen. Es ist im negativen Bereich bei $y = -10 \text{ mm}$ ein 1 mm hoher Streifen neutralisiert worden. Als Bezugspunkt im Graph ist die Neutralteilchen Verteilung des

³Trotzdem können diese Aberrationen z.B. durch die Verwendung einer Plasmalinsse oder Raumladung auftreten.

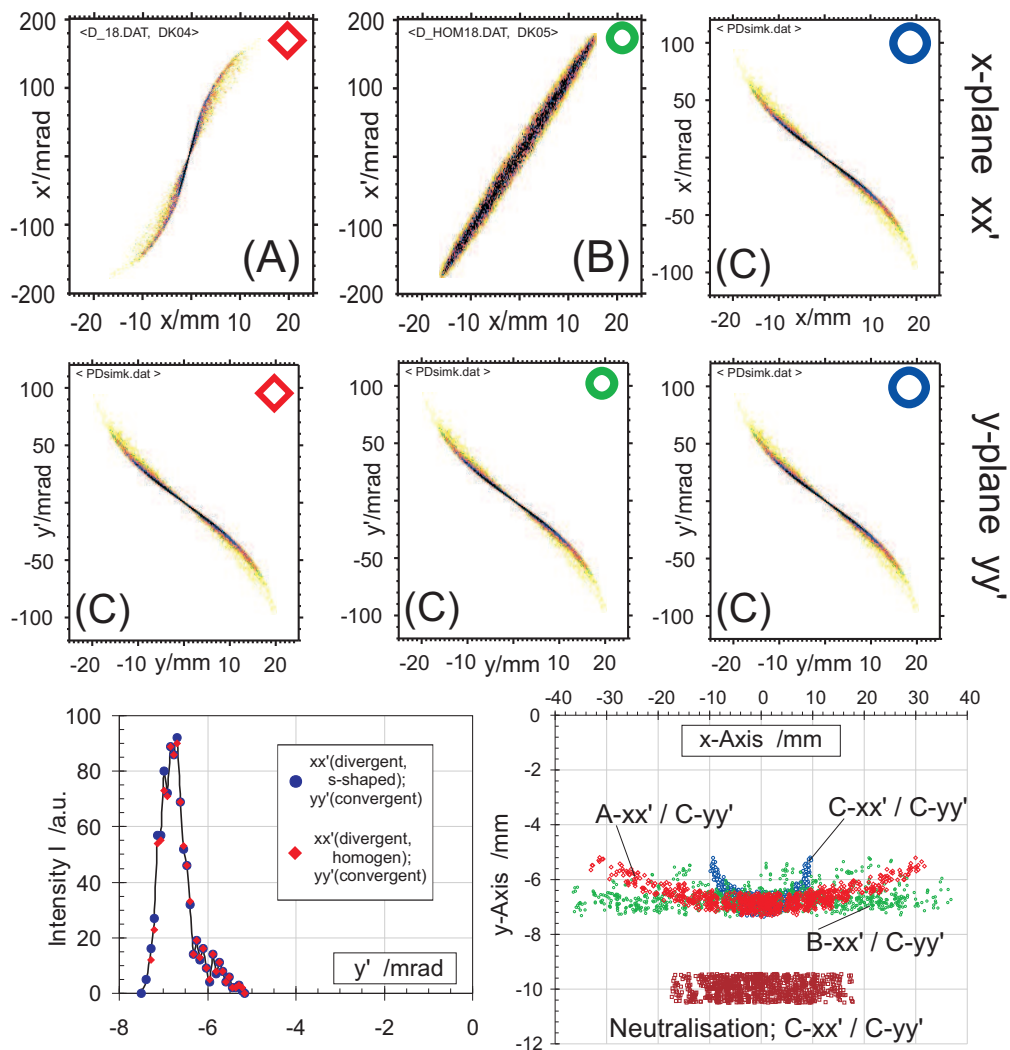


Abb. 6.16: Abbildungseigenschaften eines nicht zylindersymmetrischen Ionenstrahls. Drei Fälle mit verschiedenen transversalen Emittanzen sind unterschieden, wobei die Emittanz in yy' konstant gehalten wurde (C). Für xx' sind die Fälle (A) und (B) angenommen worden, zum Vergleich gilt für (C) $xx' = yy'$. Die neutralisierten Teilchen sind 100 mm weit bis zum Detektor gedriftet und mit der ausgeschnittenen Verteilungen des Falls (C) dargestellt. Trotz der großen Unterschiede in der xy -Verteilung zeigt sich bei Integration $I(y') = \int y \, dx$ kein Unterschied.

Falls (C) mit dargestellt. Alle drei Fälle weisen deutliche Unterschiede in ihren Verteilungen auf. Die Gesamthöhe der Verteilung in y -Richtung ändert sich *nicht*, da diese durch die yy' Emittanz festgelegt ist.

Ob sich allerdings die Enden wie im Fall (C) nach oben krümmen oder die Verteilung wie in (B) eher gleichmäßig entlang der y -Achse erfolgt, wird durch die ursprüngliche Phasenraumbelegung in xx' bestimmt. Der Fall (A) liegt zwischen diesen beiden Extremen und weist noch die nach oben zeigende Krümmung auf, aber durch die divergente Emittanz in xx' ist der Krümmungsradius größer geworden. Die gebogenen Enden einer gedrifteten xy -Verteilung lassen sich also auf die Filamentation in der x -Ebene zurückführen.

In der gewohnten Darstellung der yy' Phasenraumprojektion geht dieser Zusammenhang durch die Integration $I(y) = \int dx \rho(x, y)_{szint}$ verloren, was die beiden numerisch integrierten Profile über die Verteilungen (A) und (B) zeigen.

6.4.2 Stark filamentierte Ionenstrahlen

Bisher sind die Abbildungseigenschaften nur bei Emittanzen mit kleineren Filamentationen untersucht worden. Die Messungen (siehe Kap. 05) mit der herkömmlichen Schlitz-Gitter Emittanzmeßanlage lassen aber deutlich größere Aberrationen erwarten. Beim Simulieren der Photodetachment-Emittanzmessung zeigten sich dabei einige unerwartete Aspekte, die im folgenden zusammengefasst werden sollen.

In Abb. 6.17 ist rechts oben als Ausgangspunkt eine yy' Emittanz eines schwach divergenten Ionenstrahls mit großen Aberration gezeigt.⁴ Die beiden Positionen der Neutralisation sind bei $y_0 = \pm 5$ mm markiert. Hier ist wieder ein Teilstrahl mit einer Höhe von 1 mm ausgeschnitten worden. Dazu passend sind die beiden xx' Emittanzen für $y_0 = \pm 5$ mm angegeben und die xy -Verteilungen für verschieden lange Driften. Eine dieser Verteilungen, die Drift $l=0,5$ m bei $y_0 = -5$ mm, ist mit Hilfe von $\Delta y[mm] / l[m]$ in eine Winkelverteilung $x = I(y')[mrad]$ umgerechnet worden. Die Integration $\int \rho(xy') dx$ dieser Verteilung ist in der obersten Reihe von Abb. 6.17 mit der entsprechenden Winkelverteilung, direkt aus der Phasenraumprojektion gewonnen, verglichen.

Offensichtlich entsteht durch die große Filamentation für die xx' Emittanz bei y_0 eine geschlossene Kurve, die einer liegenden Acht gleicht. Diese geschlossenen Kurven mit zwei unterschiedlichen Krümmungsradien findet sich, abhängig von der Driftlänge, auch in den xy -Verteilungen wieder. Dabei verhalten sich die an der positiven und negativen y -Achse ausgeschnittenen Verteilungen symmetrisch zueinander und zeigen eine Art „stehende Acht“.

Außer dieser (Haupt)Verteilung wird beim Ausschneiden der Ionen noch ein Teil der sehr weit außen liegenden Aberrationen mit großem Winkel erfasst, die sowohl in der yy' Emittanz wie auch in der xy -Verteilung räumlich voneinander getrennt sind. Diese separate Verteilung ist im Vergleich des Winkelprofils zwischen 60. . .70 mrad ebenfalls zu erkennen.

In den einzelnen Detektorverteilungen ist jeweils die y -Position des Laser gekennzeichnet. Dabei können Hauptverteilung und Aberrationen klar voneinander getrennt werden: Der Strahlkern weist insg. nur kleine Winkel auf und ist schwach divergent und bewegt sich im Verhältnis zur Laserposition nur wenig. Die Filamentationen dagegen weisen deutlich größere Winkel auf und bewegen sich deshalb im xy -Raum wesentlich schneller von der Ausgangsposition weg. Ein weiterer Unterschied im Vergleich zum Strahlkern ist die entgegengesetzte Bewegungsrichtung, was einem konvergenten Ionenstrahl entspricht. Eine ähnliche Diskussion ist für die Teilchenverteilung, dargestellt im xx' Raum möglich — auch hier läßt sich leicht der Strahlkern mit kleinem Divergenzwinkel von den Aberrationen mit großem Divergenzwinkel trennen.

Im Vergleich zu den bisherigen Simulationen mit nur kleiner Filamentation kann

⁴Die Phasenraumbelegung der gezeigten Emittanz ist mit denen der Photodetachment Messungen aus Kapitel 8 vergleichbar.

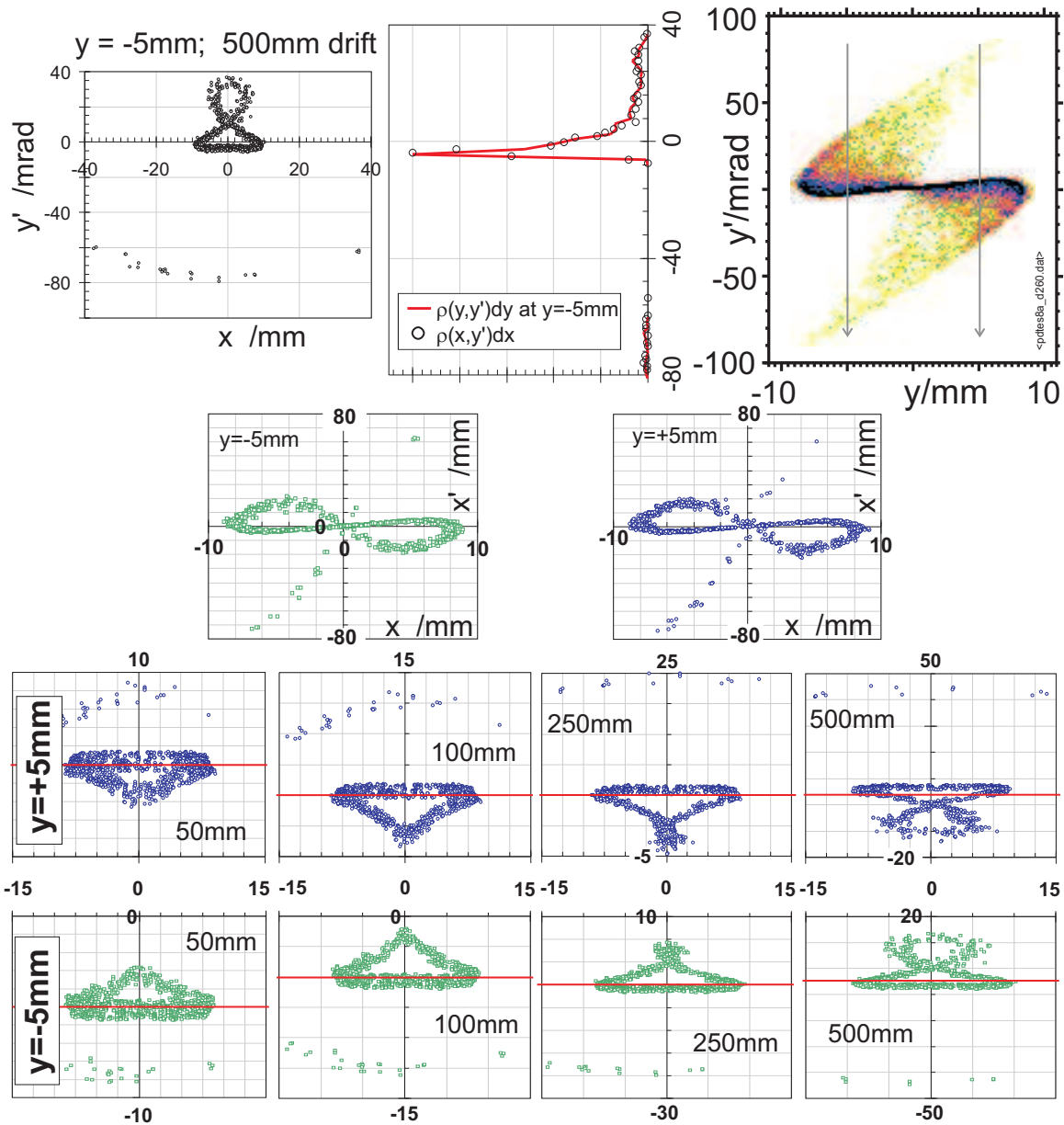


Abb. 6.17: Geschlossene Teilchenverteilung mit verschiedenen Krümmungsradien. In der obersten Reihe ist rechts die Ausgangsemittanz zu sehen. Ausserdem ist im mittleren Graphen ein Vergleich $I(y')$ bei $y_0 = -5\text{ mm}$ gezeigt: Die durchgehende rote Linie ist das Profil, direkt aus der yy' Phasenraumprojektion, die Punkte stellen die Integration der links zu sehenden Winkelverteilung nach 500 mm dar. In der mittleren Reihe sind für $y_0 = \pm 5\text{ mm}$ die xx' Emittanzen der ausgeschnittenen Verteilung mit einer angenommenen Schlitzhöhe von 1 mm gezeigt. Die xy -Verteilungen sind für verschiedene Driften in den beiden unteren Reihen dargestellt. Die Position des Schlitzes bzw. Lasers ist zur besseren Orientierung zusätzlich mit eingezeichnet.

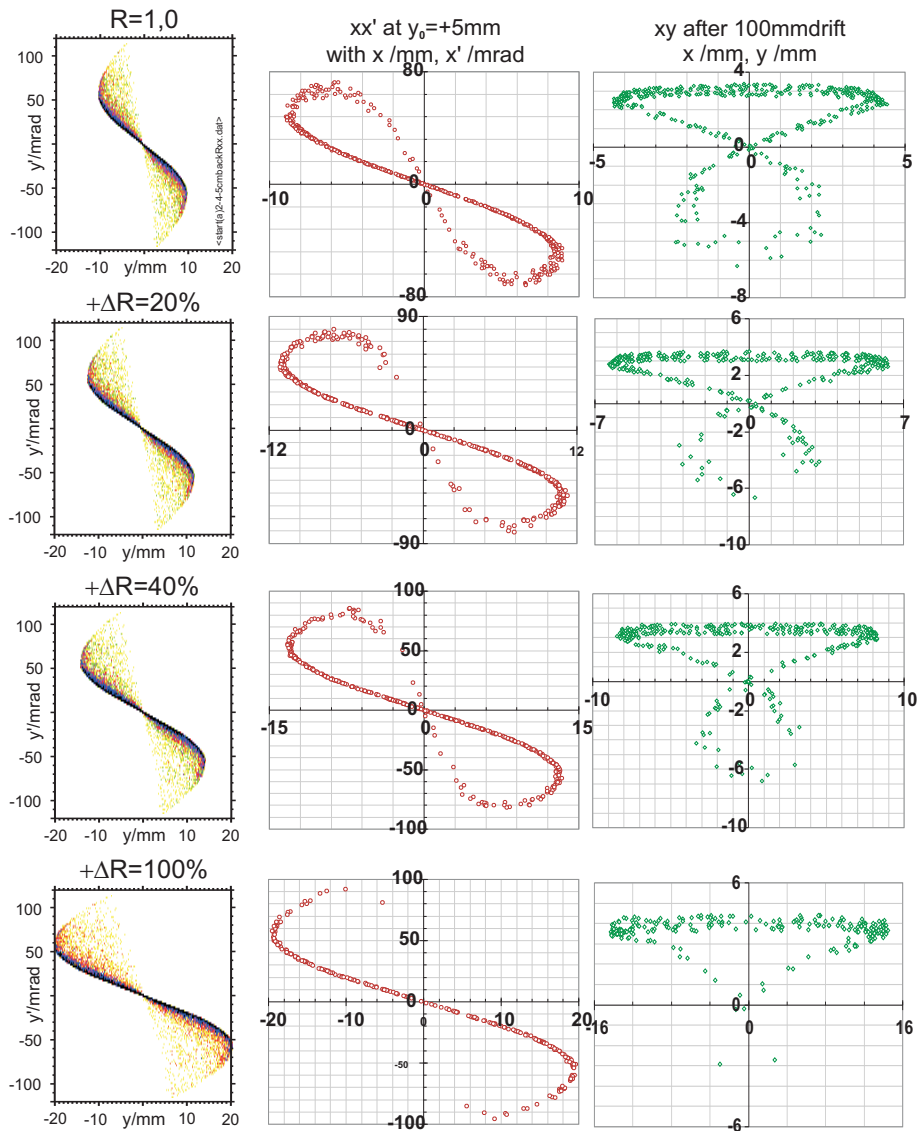


Abb. 6.18: Veränderung des Strahlradius bei gleichbleibender Ionenverteilung der Emittanz. Der Bereich, der den Aberrationen der yy' Emittanz zugeordnet werden muß, nimmt in der Intensität immer weiter ab, bis bei Verdopplung des Radius schließlich keine geschlossene Kurve mehr beobachtet werden kann. Damit zeigt sich, daß die xy -Detektor Verteilungen und die xx' Emittanz der neutralisierten Teilchen am Ort des Lasers auch vom Verhältnis zwischen Strahlradius und Filamentationen bestimmt werden.

festgestellt werden, daß sich die Hauptverteilung wie ein divergenter Ionenstrahl aus Abb. 6.9 verhält, die Enden der Verteilung sind nach unten gebogen und der Schwerpunkt driftet vom Ursprung und der Laserposition weg. Durch die größeren Aberrationen schließt sich die Kurve nicht nur, sondern es bildet sich auch die zu beobachtende Schleife aus.

In Abb. 6.18 ist der Frage nachgegangen worden, woher diese besondere Form der Phasenraumverteilung bzw. des Detektorsignals kommt. Der Ionenstrahl ist dafür lediglich im Radius verändert worden. Trotzdem zeigt sich, daß sich mit zunehmendem Radius sowohl die xx' Emittanz (bei konstanter y_0 -Position) wie auch die dazugehörige xy -Verteilungen verändert. Letztendlich „öffnet“ sich die „untere“ Hälfte der Detektor-Verteilung bei Verdopplung des Radius. Dies läßt darauf schließen, daß die Verteilung durch das Verhältnis von Aberration und Radius zum Meßpunkt y_0 mit bestimmt wird.

Zur Verdeutlichung der Entstehung für diese achtförmigen Verteilungen ist in Abb. 6.19 der Fall mit größtem Radius aus Abb. 6.18 nochmal herausgegriffen worden und außer bei $y_0 = 5$ mm auch bei 6 und 12 mm ein jeweils 1 mm breiter Streifen ausgeschnitten worden. In Abb. 6.19 sind rechts die xx'_{y_0} Emittanzen der neutralisierten H^- Ionen mit dem Umriß der gesamten xx' Emittanz verglichen. Dabei zeigt sich, daß man sich im Fall von $y_0 = +5$ mm gerade an einer Grenze befindet, an der der Schnittpunkt der gesamten Aberrationen, der neutralisierten Teilchen $xx'_{y_0=5\text{mm}}$ und der Laserposition y_0 sowohl im positiven wie im negativen dazu führt, daß innerhalb dieses Bereichs die $xx'_{y_0=5\text{mm}}$ Emittanz unterbrochen ist.

Dieser Punkt verschiebt sich bei Veränderung von y_0 — bereits nur 1 mm weiter, bei $y_0 = +6$ mm, ist zum einen die Schleife der Filamentation etwas kleiner geworden und zum anderen hat sich der Schnittpunkt zu etwas größeren Aberrationen hin verlagert, so daß die $xx'_{y_0=6\text{mm}}$ Verteilung wieder vollständig in der xx' Phasenraumfläche des Ionenstrahls liegt. Es muß allerdings vermutet werden, daß die hier gemachten Beobachtungen auch mit einer begrenzten Anzahl von Teilchen bei den Simulationen zusammenhängen können.

Eindeutiger ist das Verhalten weiter außen am Strahlrand bei $y_0 = +12$ mm, wo sowohl $x = \sqrt{(R = 20\text{ mm})^2 - (y_0 = 12\text{ mm})^2}$ wie auch die Aberrationen x' kleiner geworden sind, so daß der ausgeschnittene Teil vollständig innerhalb der xx' Emittanz liegt. So zeigen xy -Verteilung wie auch die xx'_{y_0} -Emittanz Informationen aus beiden transversalen Ebenen, was sich letztendlich darauf zurückführen läßt, daß Ionen im Phasenraum nicht neutralisiert werden können, sondern *immer* nur im Ortsraum. Das Verhalten aus x - und y -Ebene ist für den neutralisierten Teil durch die nicht zylindersymmetrische Anordnung des Schlitzes bzw. Lasers verschieden, was im unteren Teil von Abb. 6.19 an hand verschiedener Teilchen mit ihren Trajektorien $\vec{r} = (\Delta x, \Delta y)$ dargestellt ist.

Für die verschieden markierten Teilchen erkennt man leicht, daß Δx und Δy unterschiedlich groß sind. Der Versatz kann über die Drifflänge in die entsprechenden Winkel x' , y' umgerechnet werden. Versatz und Drift müssen sich zueinander linear verhalten, wie auch in Abb. 6.20 zu sehen ist. Der Winkel x' ist für das markierte, rote Teilchen um 32,9% größer als in der y -Ebene, da durch die Position $y_0 = 6$ mm beim Ausscheiden verschiedene Winkelbereiche erfasst werden.

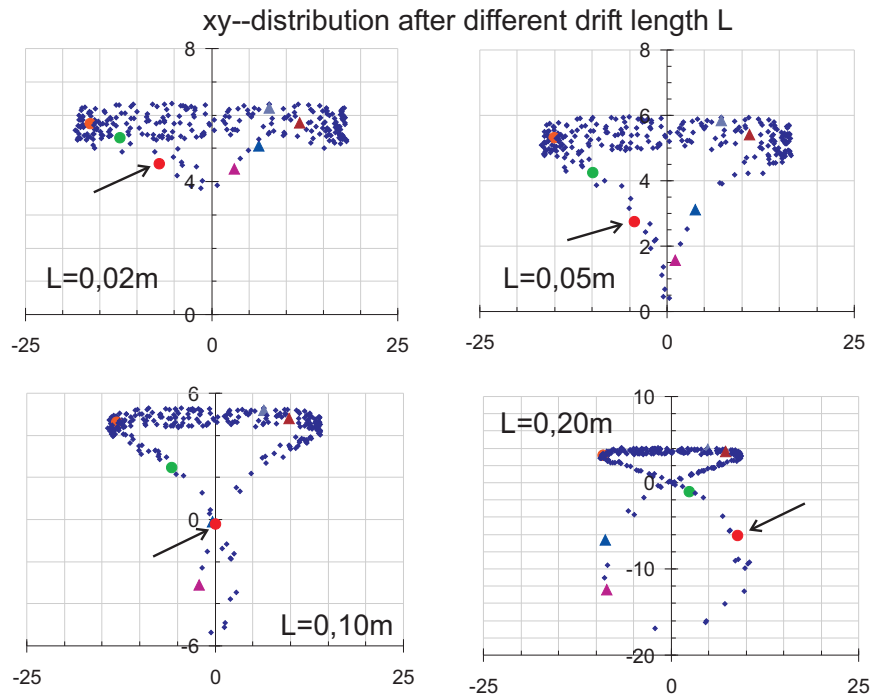
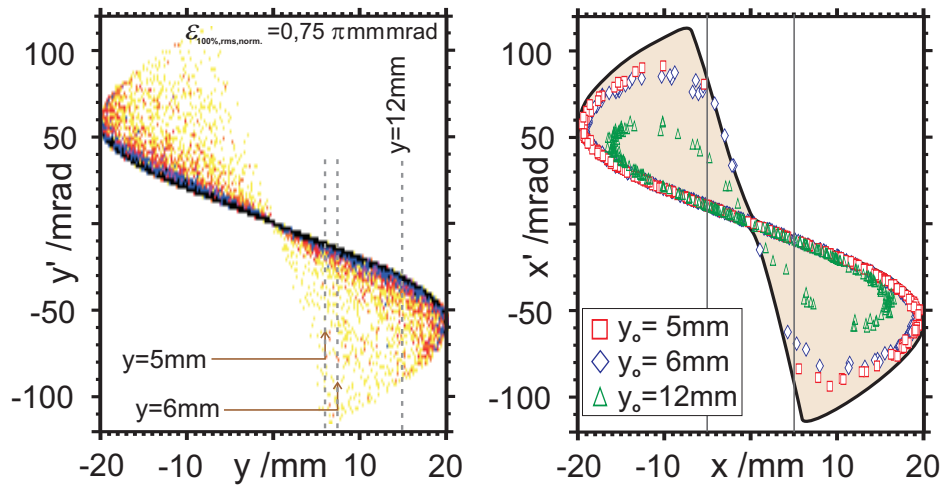


Abb. 6.19: Teilchenverteilung mit verschiedenen Krümmungsradien an verschiedenen Positionen des Ionenstrahls. An der untersten Emittanz aus Abb. 6.18 sind an verschiedenen Stellen y_0 Teilstrahlen ausgeschnitten worden. Diese sind in xx'_{y_0} -Darstellung mit der (gesamten) xx' (Rand)-Emittanz im rechten Graph verglichen worden. Unten ist für $y_0 = 6 \text{ mm}$ mit $h = 1 \text{ mm}$ die xy -Verteilung bei unterschiedlichen Driftlängen mit verschiedenen, markierten Teilchen gezeigt. Aus dem Versatz $\vec{r} = (\Delta x, \Delta y)$ läßt sich auf verschiedene Winkel x', y' schließen.

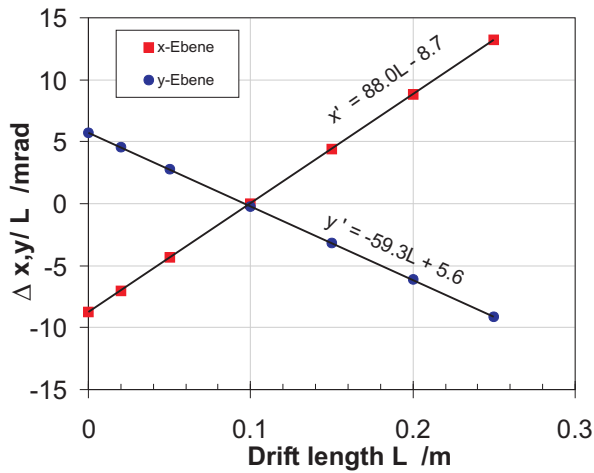


Abb. 6.20: Entwicklung von x - und y -Winkel eines Testteilchens. Die Bewegung Δx bzw. Δy des markierten, roten Teilchens aus Abb. 6.19 ist für verschiedene Driftlängen in einen Winkel umgerechnet worden. Sowohl in der Richtung wie auch im Wert unterscheiden sich die x - und y -Ebene, weil durch die nicht zu vermeidende unsymmetrische Schlitzposition beim Ausschneiden verschiedene Winkelbereich erfasst werden — siehe dazu auch Abb. 6.11.

Das unterschiedliche Vorzeichen in den Steigung der Abb. 6.20 entspricht den direkt aus den xy -Graphen abgelesenen Werten. Dies würde allerdings für x' einem divergentem Verhalten entsprechen. Nach den Emittanzbildern ist dies aber nicht zu erwarten, und läßt sich im Vergleich mit Abb. 6.9 und 6.10 erklären.

Eine konvergente Emittanz bedeutet im positiven Ortsbereich ein negativen Winkel y' . Umgekehrt ist für negative Orte ein positiver Winkel zu erwarten. Da der Schlitz über annähernd den gesamten x -Bereich $x = \sqrt{R^2 - y_{0=6\text{mm}}^2}$ den Strahls erfasst, befinden sich Teilchen links des Nullpunkts auf der negativen (x -)Achse und vice versa. Demzufolge muß sich für das Testteilchen aus Abb. 6.19 ein positiver x' Winkel ergeben.

7 Laser und Optik

7.1 Grundlagen zur Laserstrahlausbreitung

Die Ausbreitung eines Laserstrahls wird durch eine punktförmige Lichtquelle mit sehr kleinem Divergenzwinkel beschrieben und kann mit einem gut kollimiertem Lichtstrahl verglichen werden. Eine solche strahlenförmige Ausbreitung kann vereinfacht in der geometrischen Optik –auch Strahlenoptik genannt– beschrieben werden. Dazu müssen allerdings Öffnungsdurchmesser d und Krümmungsradius R eines optischen Elements wesentlich größer sein als die Wellenlänge λ der elektromagnetischen Strahlung: $d, R \gg \lambda$. In einem idealen optischen System wird jeder Punkt eines dreidimensionalen Gebiets im Objektraum eindeutig in den Bildraums abgebildet. Im Grenzfall kleiner Wellenlängen $\lambda_0 \rightarrow 0$ erreicht eine man geradlinige Ausbreitung auch in homogenen Medien, was zu einer idealisierten, geometrischen Optik¹ führt.

Effekte, die wie Interferenz und Beugung auf der Wellennatur des Lichts beruhen, können damit nicht beschrieben werden. Durch die Welleneigenschaften des Lichts kommt es zu Abweichungen der geradlinigen Ausbreitung und aus einer Punktabbildung im Rahmen der Strahlenoptik wird im beugungsbegrenzten Fall ein Streufleck (Airy-Scheibe). Trotz der einfacheren Beschreibung können im Rahmen der geometrischen Optik sehr gut optische Systeme und Abbildungen berechnet werden. Allerdings wird es umso wichtiger Beugungseffekte mit zu berücksichtigen, je größer die Wellenlänge der Strahlung relativ zu den Abmessungen des optischen Systems ist. Bei Strahlen, die nur um kleine Winkel gegen die optische Achse geneigt sind und der Abstand zur optischen Achse klein ist, kann das Snelliussche Brechungsgesetz

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \quad \Longrightarrow \quad n_1 \theta_1 = n_2 \theta_2 \quad \text{für } \theta \leq 10^\circ$$

linearisiert werden. Diese Vereinfachung wird als Optik erster Ordnung, paraxiale oder Gaußsche Optik bezeichnet. Der Winkel θ zwischen der optischer Achse und dem Lichtstrahl läßt sich ganz ähnlich dem Ionenstrahl linearisieren (siehe Kapitel 4).

$$r' = dr(z)/dz = \tan \theta \approx \theta \quad (\text{Gaussche Optik})$$
$$\tan x', y' = dp_{x,y}/dp_z \approx dp_{x,y}/dp_z \quad (\text{Ionenstrahloptik}),$$

Die beschriebene Näherung ist Grundlage für die sog. ABCD–Matrizenoptik, auf die bei der Laserstrahlausbreitung zurückgegriffen wird.

Berücksichtigung der Beugung (Wellenoptik)

Im Unterschied zur Strahlenoptik berücksichtigt die skalare Beugungstheorie die endliche Wellenlänge und kann damit auch Welleneigenschaften wie Interferenz und Beugung

¹ Die physikalische Optik kann als Oberbegriff verstanden werden. Hier muß im Gegensatz zur geometrischen Optik die endliche Wellenlänge des Lichts mit berücksichtigt werden. Analog dazu verhält sich die klassische Mechanik, bei der im Vergleich zur Quantenmechanik die De–Broglie Wellenlänge gegen Null strebt.

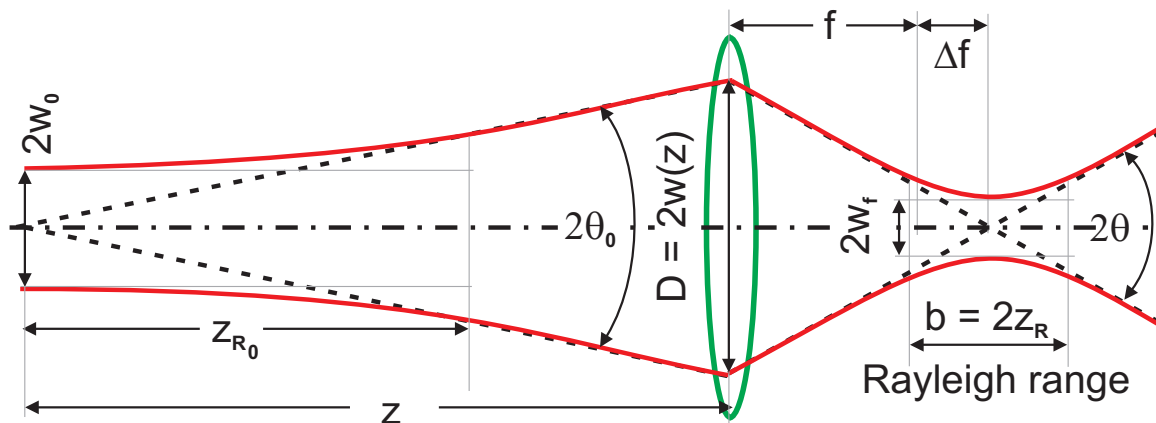


Abb. 7.1: Fokussierung eines Lichtstrahls im Gaußschen Grundmode. Die Parameter am Strahlanfang sind der Strahlradius w_0 am Laserausgang (evtl. auch im Laserresonator) und die Rayleigh-Zone z_{R_0} . Bildseitig werden die Größen mit dem Indiz „f“ bezeichnet und für $b = 2z_{R_f}$ wird auch der Begriff des konfokalen Parameter verwendet. Mit $\Delta f = z_i - f$ wird die Verschiebung des Fokus einer Gaußschen Welle im Vergleich zur linearen Strahlenoptik bezeichnet.

beschreiben. Die hier vorgestellte Beschreibung eines Laserstrahls ist im wesentlichen aus [109, 110, 111, 112] entnommen worden.

Das elektrische Feld $\vec{E}(\vec{r}, t)$ kann im Vakuum durch eine komplexe Funktion beschrieben werden, die aus einer vom Ort abhängigen, komplexen Amplitude $\tilde{E}(x, y, z)$ und einer zeitabhängigen Phase $i\omega t$ besteht $\vec{E}(x, y, z, t) = \Re \{ \tilde{E}(x, y, z) \cdot \exp(i\omega t) \}$. Die komplexe Feldamplitude \tilde{E} genügt der skalaren Wellengleichung

$$(\nabla^2 - k^2) \tilde{E}(\vec{r}) = 0 \quad \text{mit } k = 2\pi / \lambda \quad (\text{Helmholtz-Gleichung}) \quad (7.1)$$

und ist Ausgangspunkt der beugungsbegrenzten Propagation eines Laserstrahls. Als Lösung ergibt sich eine gaußförmige Strahlausbreitung, der Gaußsche Grundmode², bei der zur Vereinfachung wieder die paraxiale Näherung angewendet wurde: Ausgehend von einer Kugelwelle wird nur ein kleiner Raumwinkel in Achsnähe betrachtet und entspricht damit den Eigenschaften eines Laserstrahls. Bei Verwendung sehr kurzbrennweitiger Linsen mit entsprechender Ausleuchtung der Appertur oder Betrachtung von Beugungserscheinungen aus kurzer Distanz ist die Näherung allerdings nicht zulässig, da der Divergenzwinkel zu groß wird.

Die wichtigsten Größen für die Beschreibung eines Gaußförmigen Strahls sind die Rayleigh-Zone z_{R_0, R_f} , der Strahlradius $w_{0, f}$ und der Divergenzwinkel $\theta_{0, f}$; eine Zusammenstellung der Parameter ist in Tabelle 7.1 gegeben. Für die Bedeutung der verschiedenen Größen dient Abb. 7.1. Im Gegensatz zur Strahlenoptik ergibt sich, daß es durch die Welleneigenschaften unmöglich ist, einen absolut parallelen Strahl herzustellen — der anfänglich kleine Strahlradius w_0 weitet sich bei Ausbreitung entlang der z -Achse auf. Dabei erfährt die Gaußsche Welle ihre größte Änderung im Bereich der Rayleigh-Zone $b = 2 \cdot z_{R_{0, f}}$, wobei b auch als konfokaler Parameter bezeichnet wird. In der Nähe eines Fokus verdoppelt sich der Strahlquerschnitt; d.h. der Radius w_0 wächst um $\sqrt{2} w_0$ an und

²Für die Lösung im Detail wird auf die oben zitierte Literatur verwiesen.

| | |
|--------------------------------------|---|
| Rayleighzone konfokaler Parameter | $z_{R_0} = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$ $b = 2 \cdot z_{R_0}$ |
| Strahlradius | $w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{(z - z_0)}{z_{R_0}} \right)^2}$ |
| Krümmungsradius Wellenfront | $R(z) = (z - z_0) \left[1 + \frac{z_{R_0}}{(z - z_0)} \right]^2$ |
| Strahlradius | $2z_{R_0} = \frac{\lambda z_0}{\pi}$ |
| Guoy-Phase | $\Phi_{guoy} = \tan^{-1} \frac{z - z_0}{z_{R_0}}$ |
| Divergenzwinkel (Fernfeld) | $\theta_{div} = \frac{w_0}{z_0} = \frac{4\lambda}{\pi} \frac{1}{w_0}$ |

Tab. 7.1: Parameter eines Gauß-Strahls, angegeben in den Komponenten des Realteils; für die Bedeutung der Größen siehe auch Abb. 7.1. Allgemein muß für die Ausbreitung des Lasers immer die Lage des Fokus korrigiert werden, wenn nicht $z_0 = 0$ gilt.

man kann von einer nahezu ebenen Welle ausgehen (Nahfeld). Im Gegensatz dazu spricht man für $z \gg z_{R_0}$ vom *Fernfeld* und die Wellenfronten gleichen denen einer Kugelwelle. Weit vom Fokuspunkt entfernt ändern sich Strahlradius $w(z) \approx w_0 z / z_0$ und Divergenzwinkel $\theta(z) = w(z) / z$ näherungsweise linear.

In der bisherigen Diskussion ist nur von dem Fall einer Gaußschen *Grundmode* ausgegangen worden. Wenn man den hier gemachten beugungstheoretischen Ansatz auf Laserresonatoren [113] anwendet, dann können wesentlich mehr transversale Moden anschwingen, wobei die Art und Anzahl der höheren Ordnungen durch die Krümmungsradien der verwendeten Spiegel, dem Abstand zueinander, der Bauweise des Resonators (Symmetrie, stabil oder instabil) und durch die Laserwellenlänge bestimmt werden.

Die Kennzeichnung der Moden geschieht durch die Angabe der Nullstellen, die das elektromagnetische Feld senkrecht zur Laserstrahlrichtung³ aufweist. Die Bezeichnung der transversalen elektromagnetischen Mode (TEM-Mode) richtet sich nach den geometrischen Verhältnissen und kann prinzipiell in zwei verschiedene Typen unterteilt werden:

Für die *Rechtecksymmetrie* ergeben sich als Lösung Hermitsche Polynome H_m, H_n mit $TEM_{m,n}$ und der Ordnung m, n (siehe Beispiel in Abb 7.2). Die *Rotationsymmetrie* wird durch Laguerre-Polynome $L_p^l(x)$ mit der Ordnung p, l mit der Modenangabe $TEM_{l,p}$ bezeichnet.

Aus der Verteilung der elektrischen Feldstärke ergibt sich wegen $I \sim E^2$ unmittelbar auch die Intensitätsverteilung im Resonator und damit auch der Querschnitt des Laserstrahls. Für beide vorgestellten Symmetrien besteht die Lösungsfunktion aus einem Produkt von Gauß-Funktion und Polynom, so daß in Nullter Ordnung beide Fälle identisch sind.

Für die Fokussierung eines Laserstrahls ist von entscheidender Bedeutung, daß höhere Moden bei gleichem Fokusradius wie der Gaußsche Grundmode TEM_{00} eine stärkere

³Die Diskussion von Laserresonatoren beschränkt sich im allgemeinen auf den transversalen Fall, da die Modenzahl in axialer Richtung üblicherweise sehr hoch ist und *hier* keine Bedeutung hat.

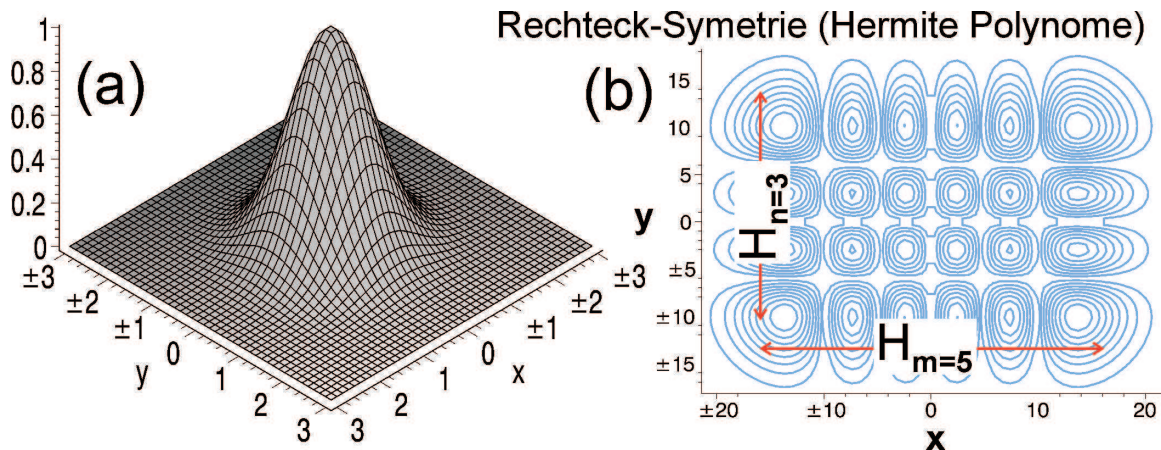


Abb. 7.2: In (a) ist die Gaußsche Grundmode zu sehen, (b) zeigt ein Hermisches Polynom $TEM_{m=5, n=2}$ als Lösung für Rechtecksymetrie, wobei das elektrische Feld \vec{E} mit $|\vec{E}_{m,n}(x,y)|^2$ normiert wurde (Berechnung der Polynome ist mit MAPEL[©] erfolgt).

Brechkraft erfordern. Gleichzeitig wird auch der konfokale Parameter kleiner, so daß man den beugungsbegrenzten Fall *nur* mit einem Laserstrahlen im Grundmode erreicht.

Fokussierung Gaußscher Strahlen mit Hilfe des „ABCD-Gesetzes“

Durch Linearisierung im Rahmen der Strahlenoptik ist es möglich, optische Systeme durch sog. *ABCD*-Matrizen zu beschreiben [110, 111, 112, 114]. Dafür wird der Laserstrahl durch einen Strahlvektor $\vec{r}(z) = (r(z), r'(z))$ beschrieben, der aus Radius und Divergenzwinkel besteht, um dann mit diesen (Anfangs)werten durch Matrizenmultiplikation

$$\begin{pmatrix} r_2(z) \\ r'_2(z) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} r_1(z_0) \\ r'_1(z_0) \end{pmatrix} \quad (7.2)$$

den gewünschten Strahlweg zu berechnen. Die Größen *A*, *B*, *C* und *D* sind durch das optische Element gegeben wobei die entscheidenden Matrizen für die Konstruktion eines Laserstrahlwegs Drift und Fokussierung mit einer Sammellinse (Brechkraft $\kappa = \frac{1}{f}$) sind.

$$\mathbf{D} = \begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad \mathbf{B} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{n_1}{n_2} \end{pmatrix} \quad \mathbf{L} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix} \quad (7.3)$$

Drift Brechung, ebene Fläche Linse

Der Matrizenformalismus wird nicht nur in der linearen Strahlenoptik angewendet, sondern kann auch für die Ausbreitung einer Gaußschen Welle benutzt werden; wichtig ist nur, daß zwei *unabhängige* Parameter transformiert werden. Auf diese Weise lassen sich der reale Fokus-Durchmesser und die Lage des Fokuspunkts genauer angeben als im Rahmen der linearen Strahlenoptik.

Zur Anschaulichkeit soll sich hier auf die beiden realen Parametern w_0 und z_0 der Gaußschen Welle beschränkt werden. Darüber hinaus wird angenommen, daß z_0 im Ursprung liegt $z_0 = 0$. Will man eine einfache Fokussierung mit einer Linse berechnen, so muß die

Drift \mathbf{D}_1 vom Resonator zur Linse berücksichtigt werden, die Fokussierung wird durch die Matrix \mathbf{L} bestimmt und mit einer weiteren Drift \mathbf{D}_2 bis zum Fokuspunkt wird der „spot-size“ errechnet und man erhält

$$w_f(z) = \frac{w_0 \cdot f}{\sqrt{(z-f)^2 + z_{R_0}^2}} \quad \text{mit } z_0 = 0. \quad (7.4)$$

Eine starke Fokussierung, also ein kleiner Radius w_f bewirkt gleichzeitig einen großen Divergenzwinkel. Um im Bereich des Waist eine möglichst homogene Intensitätsverteilung zu erzielen, d.h. eine große Rayleighlänge z_{R_f} , kann nur eine geringe Fokussierstärke verwendet werden. Des weiteren hängt im Gegensatz zur geometrischen Optik die Bildweite nicht nur von f und z ab, sondern auch von der Rayleighlänge z_{R_0} des abzubildenden Strahls. Für die Differenz $\Delta f = z_i - f$ ergibt sich (siehe Abb. 7.1)

$$\Delta f = \frac{f^2 \cdot (z-f)}{(z-f)^2 + z_{R_0}^2}. \quad (7.5)$$

Ganz entscheidend für den erreichbaren Fokus ist das sog. Strahlparameterprodukt

$$\theta_0 \cdot w_0 = \theta_f \cdot w_f \quad (7.6)$$

das eine Gerätekonstante ist und die Strahl"qualität" des Lasers beschreibt. Das Strahlparameterprodukt bleibt bei aberrationsfreiem Transport erhalten.

7.2 Konzept der Beugungsmaßzahl M^2

Das M^2 Konzept geht auf Arbeiten von Siegman, Johnston und Sasnett zurück [115]. Es basiert auf der Idee, die Strahlausbreitung eines Lasers durch die sog. Beugungsmaßzahl (im englischen findet man sowohl times diffraction limited wie auch beam propagation factor) M^2 zu beschreiben. Grundlage von M^2 ist die Bestimmung der Varianz σ^2 der transversalen Intensitätsverteilung, wobei die Energiedichte $E(r, z)$ des elektromagnetischen Feldes

$$\sigma^2(z) = \frac{\int \int r^2 E(r, z) r dr d\varphi}{\int \int E(r, z) r dr d\varphi},$$

(mit r als Abstand vom Strahlmittelpunkt) gilt. Bezüglich der Definition über die 2. Momente einer Verteilung ist die Beugungsmaßzahl mit der rms-Emittanz vergleichbar, die ebenfalls durch die 2. Momente $\varepsilon_{x, rms} = \sqrt{\langle x^2 \rangle \langle x'^2 \rangle - \langle x x' \rangle^2}$ der Teilchenverteilung festgelegt ist. In beiden Fällen gehen geringe Intensitäten überproportional in ein.

Die Beugungsmaßzahl M^2 ist als Produkt der Standardabweichung im Ortsraum bei z_0 und der Standardabweichung im Ortsfrequenzraum $\Theta_{x, div} = 2\lambda\sigma_{v_x}$ definiert

$$\begin{aligned} M_x^2 &= 4\pi\sigma_{x_0}\sigma_{v_x} \\ &= \frac{\pi}{\lambda} W_{x_0} \Theta_{x, div}. \end{aligned} \quad (7.7)$$

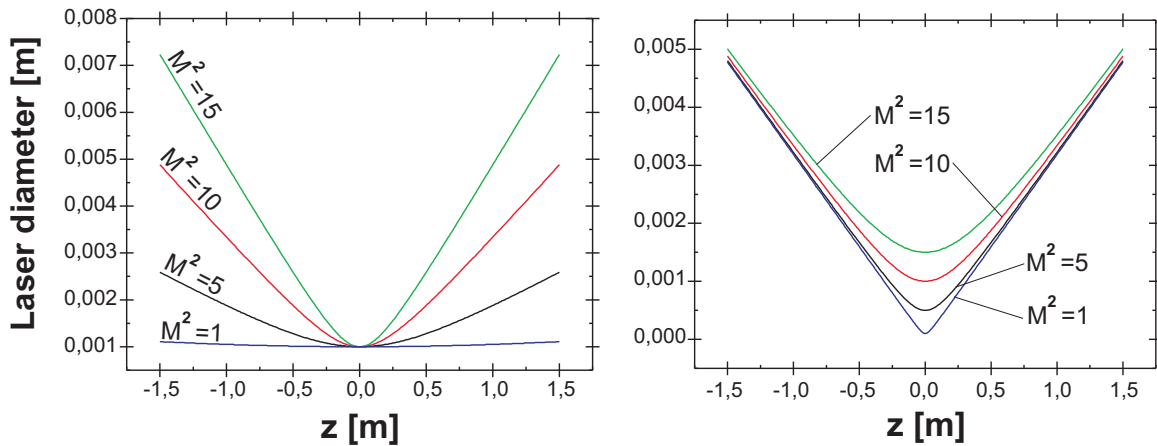


Abb. 7.3: Laserstrahl mit konstantem Radius W (a) und konstantem Winkel Θ (b). Beim Strahltransport werden beide Parameter durch $M^2 > 1$ beeinflusst. Die Rechnungen sind für $\lambda = 1000\text{nm}$ durchgeführt worden.

Prinzipiell kann M^2 bei nicht rotationssymmetrischem Strahl für beide transversalen Achsen angegeben werden, hier aber nur für x -Richtung notiert wurde. Der beugungsbegrenzte kohärente Gaußstrahl TEM_{00} ergibt den kleinstmöglichen Wert $M^2 \equiv 1$. Jeder reale Strahl hat aber zwangsläufig einen Wert $M^2 > 1$. Physikalisch bedeutet das, daß in einem Laserresonator durch die immer auftretenden Beugungseffekte außer der Grundmode auch höhere Ordnungen anschwingen (Multimode beam).

Bei gleichem Strahlparameterprodukt sind Divergenzwinkel und Strahlradius eines idealen Gaußstrahls kleiner als ein vergleichbarer *realer* Laserstrahl mit größerem M^2 . Es ist üblich, Größen wie Divergenzwinkel und Strahlradius eines Multimode-Strahls zur Unterscheidung der TEM_{00} Grundmode mit Großbuchstaben zu bezeichnen, so daß sich für Radius und Rayleigh-Länge

$$2w_0 = \frac{2W_0}{M} \quad (7.8)$$

$$2W(z) = 2W_0 \sqrt{\frac{1 + (z - z_0)^2}{z_R^2}} \quad (7.9)$$

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} = \frac{\pi W_0^2}{M^2 \lambda} \quad (7.10)$$

ergibt [116]. Die Form der Strahlpropagation eines realen Laserstrahls ist der einer TEM_{00} Welle identisch (Tab. 7.1), ergänzt durch den Faktor der Beugungsmaßzahl. Analog gilt für den Strahldivergenzwinkel

$$\Theta = \frac{4\lambda}{\pi} \cdot \frac{M^2}{2W_0} \quad (7.11)$$

Das Konzept von M^2 hat den Vorteil, daß sich die Beugungsmaßzahl unter der Voraussetzung aberrationsfreier Fokussierung und Strahlführung nicht mehr verändert und man mit dieser Erhaltungsgröße die Propagation des Strahldurchmesser mithilfe einer Hyperbel

$$W_x^2(z) = W_{x_0}^2 + (M_x^2)^2 \frac{\lambda^2}{\pi^2 W_{x_0}^2} (Z - Z_{x_0}) \quad (7.12)$$

berechnen kann. Um die Beeinflussung höherer Modenordnungen zu demonstrieren, ist in Abb. 7.3 der Zusammenhang aus Gl. 7.9 für $\lambda = 1000 \text{ nm}$ Rechnungen und verschiedene M^2 bei konstantem Radius (Abb. 7.3 links) und konstantem Fernfeld-Divergenzwinkel Θ_{div} (Abb. 7.3 rechts) durchgeführt worden. Für letzteren Fall gilt, daß bei verschiedenem M^2 der Quotient $M^2 / W_0 = \text{konstant}$ ist. Nahe einem Fokus gilt nach Gl. 7.10 und Gl. 7.11 für den Rayleighbereich $z_R = 2W_0 / \Theta$.

Wie in Abb. 7.3 zu erkennen ist, reicht zur Bestimmung von M^2 weder die alleinige Messung des Strahlradius im Nah- noch im Fernfeld aus. Mit der Idee des bereits erwähnten „embedded Gaussian beams“ wird ein Gaußstrahl zur Normalisierung des zu messenden Strahls mit $2w_{0,n} = 2W_0$ und $z_{0,n} = Z_0$ eingeführt. Mit dem Divergenzwinkel für einen Gaußstrahl (Tab. 7.1) und dem Verhältnis von Gl. 7.11 ergibt sich für M^2 die normalisierte Divergenz $M^2 = \Theta_{div} / \theta_{div,n}$. Außerhalb des konfokalen Bereichs kann Θ_{div} durch Strahlradiusmessungen bestimmt werden, und im Nahbereich ergibt mindestens eine weitere Messung ergibt dann $\theta_{div,n}$.

Meßmethode

Bei der Messung von M^2 muß berücksichtigt werden, daß meistens nicht die Varianz σ^2 , sondern der Strahlradius $W_x(z) = 2\sigma_x(z)$ gemessen wird, was eine genaue Analyse der Radiusbestimmung und des Signal zu Rausch Verhältnisses notwendig macht. Die Problematik, an einem Laserstrahl einen Radius zu definieren (z.B. $1/e^2$ oder FWHM . . .), hängt auch von der Meßmethode der Profilbestimmung ab (z.B. Messerschneide, Schlitz, Lochblende). Kommerziell erhältliche Geräte bieten durch eine hohe Anzahl von Profilschnitten (typischerweise $n = 100 \dots 250$) unterschiedlichen Typs (Messerkante, Lochblende, Schlitzblende und verschiedener Winkel zum Laserstrahl) und einer entsprechenden statistischen Auswertung eine gute Meßauflösungen, trotzdem kommen Meßfehler von $\pm 5 \dots 15\%$ zustande. Damit ist es auch möglich, z.B. ein Wert von $M^2 = 0,9$ zu erhalten [117], was aber physikalisch nicht möglich ist.

Bei der experimentellen Bestimmung ist M^2 aus Intensitätsprofilen mit einer Schneidkante⁴ bestimmt worden. Bei der Kantenmethode wird eine Schneide senkrecht durch den Strahl gefahren. Die Leistung P hinter der Schneide wird in Abhängigkeit ihrer Position x aufgenommen

$$P(X) = \int_{-\infty}^{+\infty} dy \int_{-\infty}^x dx I(x, y) .$$

Für die Berechnung von M^2 müssen aus verschiedenen Radius-Messungen sowohl im Nah- wie auch im Fernbereich der Divergenzwinkel bestimmt werden. Dazu bedient man sich am einfachsten eines künstlichen Fokus, wobei für die experimentelle Bestimmung zwei verschiedene Verfahren miteinander verglichen worden sind.

In beiden Fällen sind die Intensitätsprofile mit einer Schneidkante bestimmt worden, wobei die Anzahl und die Auswertung einmal nach der DIN EN-ISO Norm [118] und einmal nach der „Four-cut Methode“ nach Johnston und Siegman [119] erfolgte. Da zwischen beiden Verfahren keine signifikanten Unterschiede festgestellt wurden, soll hier nur das Meßprinzip der „Four-cut Methode“ vorgestellt werden.

Die Idee ist in Abb. 7.4 illustriert und zeigt die Strahlenvelope hinter einer Sammellinse,

⁴Vergleichsweise sind auch einige Messungen mit einem Schlitz durchgeführt worden.

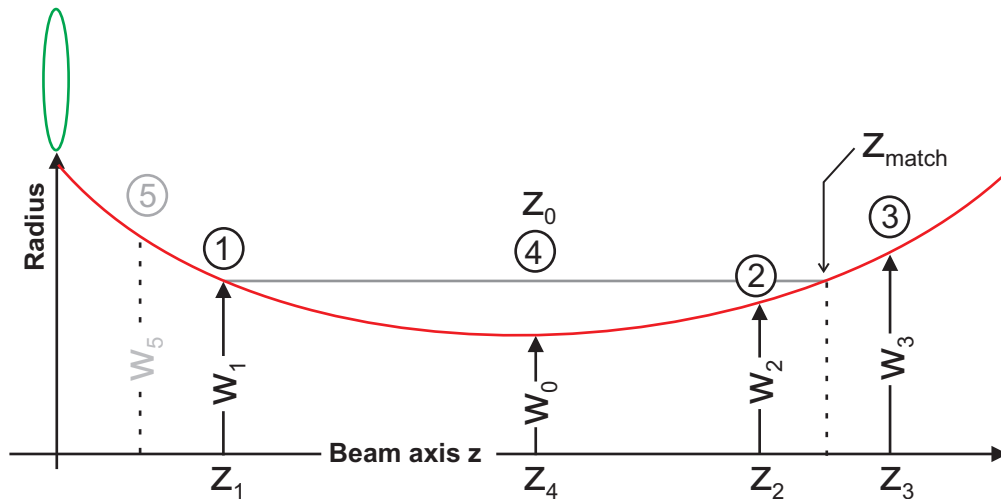


Abb. 7.4: Schematische Darstellung der M^2 Messung. Bei diesem Verfahren ist das Ziel, durch möglichst geschickte Lage der Profile und einer entsprechenden Wichtung bei der statistischen Auswertung den Messfehler möglichst klein zu halten („Four cut method“ nach Johnston & und Siegman).

um einen künstlichen Waist zu erzeugen. Die Änderung der verschiedenen Strahldurchmesser muß im Vergleich zur Genauigkeit einer Profilmessung größer sein, deshalb sollen die Schnitte innerhalb ± 2 Rayleighlängen liegen:

Die erste Profilmessung wird nach Abschätzung des Envelopenverlaufs zwischen Linse und Fokus bei etwa Z_R durchgeführt, die zweite und dritte Messung liegen dann auf der anderen Seite des Waists bei $0,9 Z_R$ und $1,1 Z_R$. Zwischen diesen beiden Schnitten läßt sich der Strahldurchmesser der ersten Messung W_1 wiederfinden. Mit

$$Z_4 = Z_0 = \frac{Z_1 + Z_{match}}{2}$$

ist es dann möglich, die genaue Lage Z_0 des Fokus zu ermitteln. Zur besseren (statistischen) Auswertung kann zusätzlich noch ein fünftes Profil aufgenommen werden, um symmetrisch zum Fokus auf jeder Seite 2 Profile zu bestimmen [119]. Diese Methode bietet bei einer minimalen Anzahl von Messungen eine sinnvolle Genauigkeit bei der Bestimmung von M^2 .

7.3 Aufbau des Laser und optische Strahlführung

Wie im vorausgegangenen Teil gesehen, gibt es kein exakt parallelen Laserstrahl, stattdessen stellt sich eine hyperbelförmige Aufweitung des Strahlradius ein. Da der Laserstrahl mit seinem Durchmesser die Ortsauflösung bei der hier untersuchten Emittanzmessung bestimmt, muß u.a. auf sehr gute Strahlqualität geachtet werden. Für die Wahl eines geeigneten Lasers lassen sich folgende Anforderungen aufstellen:

- kleiner Ausgangsstrahlradius W_0
- kleiner Divergenzwinkel Θ_0

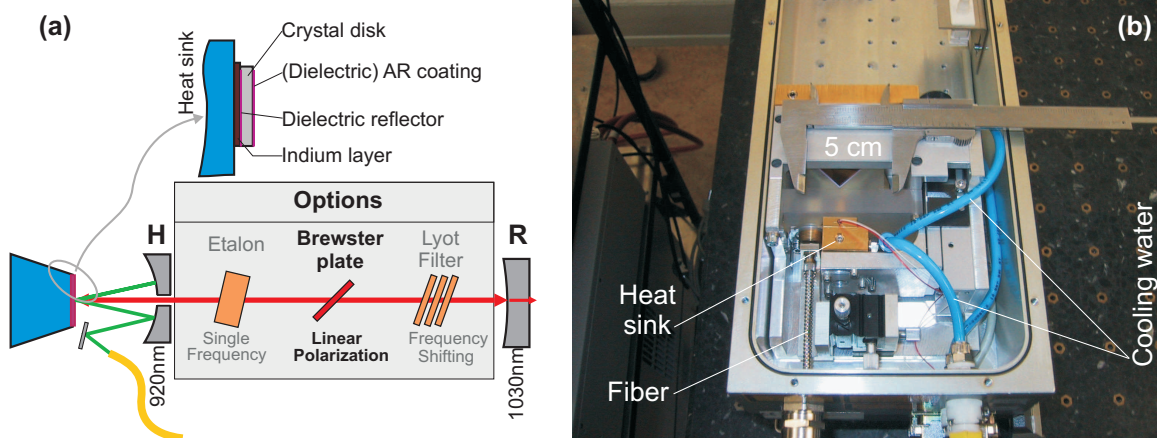


Abb. 7.5: (a) Prinzip eines Scheibenlasers (Thin-Disc Laser) mit axialer Kühlung. Der Kristall und der vordere Reflektor R bilden den Resonator, die Hilfsspiegel H sind angedeutet und liegen nur teilweise in die Resonatorebene und haben die Aufgabe, das Pumplicht mehrfach durch das aktive Lasermaterial zu führen. (b) Blick in den geöffneten Resonator. Es sind die Faser der Pumpdiode, die Kühlung, eine goniometrische Montierung für die Halterung des Kristalls und die Pumpfaltoptik zu erkennen.

- \implies kleines Strahlparameterprodukt
- Grundmode: TEM_{00} (notwendig für kleinen Fokus)
- möglichst kleine Beugungsmaßzahl ($M^2 \leq 2$)
- passende Wellenlänge λ nahe dem Maximum der kontinuierlichen Photoabsorption bei $\lambda \approx 850\text{nm}$

Prinzip des Scheibenlasers

Für die Experimente zum Photodetachment ist ein Scheibenlaser der Firma Elektronik Laser System ELS⁵ ausgewählt worden. Vorteile waren ein sehr kompakter Aufbau des Lasers, die sehr gute Strahlqualität und eine hohe optische Pumpeffizienz. Im folgenden soll der Laser kurz vorgestellt werden, eine Zusammenfassung der wichtigsten Eigenschaften ist in Tab. 7.3 gegeben.

Hohe Laserleistung bei gleichzeitig guter Strahlqualität stellen besondere Anforderungen an Resonator, Kühlung und Lasermaterial. So muß z.B. bei Festkörperlasern die sog. thermische Linse vermieden werden, um zu große Beugungsverluste zu vermeiden. Diese Forderungen sind bei dem sog. Scheibenlaser am „Institut für Strahlwerkzeuge IFSW“ der Universität Stuttgart umgesetzt worden [120, 121, 122]. Bei diesem Laser-Typ bietet sich an, YB:YAG [123] als aktives Lasermaterial⁶ in Form einer dünnen Scheibe zu verwenden.

Das Prinzip eines Scheibenlasers aus Abb. 7.5 bedeutet, daß der gepumpte Durchmesser d auf dem Kristall um ein vielfaches größer ist als die Dicke der Kristallscheibe. Sie wird einseitig gekühlt und als Spiegel im Resonator eingesetzt. Die Kristallscheibe wird mit einer Zwischenlage auf einer Wärmesenke befestigt, so daß der Wärmestrom durch die Kühlung koaxial zur Laserstrahlung verläuft. Die Anregung erfolgt von der entspiegelten Seite quasi-endgepumpt. Das Problem einer unzureichenden Absorption aufgrund der geringen Dicke

⁵<http://www.els.org>

⁶Die Abkürzung steht für Ytterbium dotiertes Yttrium-Aluminium Granat $Yb : Y_3Al_5O_{12}$.

| Spezifikation | | |
|---------------------------|--------------|--|
| Wellenlänge | | $\lambda = 1030nm$ |
| maximale Leistung | Firmenangabe | 20W |
| | gemessen | 17...23W |
| Polarisation | Firmenangabe | $\approx 150 : 1$ |
| Amplitudenstabilität | | $\leq \pm 1\%$ |
| Modenstruktur | Firmenangabe | TEM ₀₀ |
| Beugungsmaßzahl | Firmenangabe | $M^2 \approx 1.1$ |
| | gemessen | $M^2 = 1.76 \pm 13.4\%$ |
| Divergenzwinkel | Firmenangabe | $\theta_0 = 0.5 \text{ mrad}$ |
| | gemessen | $\Theta_0 = 0.93 \text{ mrad}$ |
| Strahlradius | Firmenangabe | $2w_0 = 1.5mm$ |
| | gemessen | $2W_0 = 1.67mm$ |
| Wasserkühlung | | hochreines, entionisiertes Wasser; Mikrokanalsystem |
| Pumpdiode | | $\lambda = 920nm$ $P = 50W$ |
| Anzahl Kristalldruckgänge | | $n = 16$ |
| | sonstiges: | 1.5m lange Glasfaser RS 232 Interface $\approx 600W$ Leistungsbedarf |

Tab. 7.2: Parameter des verwendeten Scheibenlasers. Die mit „Messung“ gekennzeichneten Größen sind hier im Vorgriff auf die Meßergebnisse zitiert worden. Zusammenfassend kann bemerkt werden, daß der Laser trotz der Abweichungen noch immer hervorragende Strahleigenschaften besitzt.

der Scheibe der Pumpstrahlung wird durch mehrfache Durchgänge der Pumpstrahlung durch das laseraktive Medium mit einer Hilfsspiegelkonstruktion sichergestellt.

Die dünne Scheibe des Laserkristalls führt wegen der damit verbundenen geringen Verstärkung der Laserstrahlung nur zu einem geringen Transmissionsgrad des Auskopplspiegels, so daß auch die Laserstrahlung viele Mal durch das laseraktive Medium läuft. Deshalb müssen für einen hohen Wirkungsgrad die resonatorinternen Verluste entsprechend gering sein. In dem Resonator kann die gepumpte Kristallscheibe als End- oder Umlenkspiegel integriert werden.

Optischen Strahlführung

Die Optik hat die Aufgabe, den Laserstrahl zum einen zum Ionenstrahl zu führen & justieren und zum anderen muß eine Fokussierung möglich sein und der Laserstrahl muß senkrecht durch zum Ionenstrahl bewegt werden können. Für den gesamten optischen Aufbau ist an der Beamline des Ionenstrahls ein zusätzlicher, schwingungsgedämpfter Tisch⁷ aufgebaut worden. Zwei Spiegel waren notwendig, um den Laserstrahl auf eine definierte parallele Achse zum Ionenstrahl zu bringen.

Zwei weitere Spiegel sind für die Höheneinstellung der Laserposition zum Ionenstrahl

⁷ Lieber „Kroni“, vielen Dank nochmal, daß Du mir die ganzen mechanischen Bauteile für den optischen Tisch und die sonstigen Halterungen für Linsen und Spiegel zur Verfügung gestellt hast!

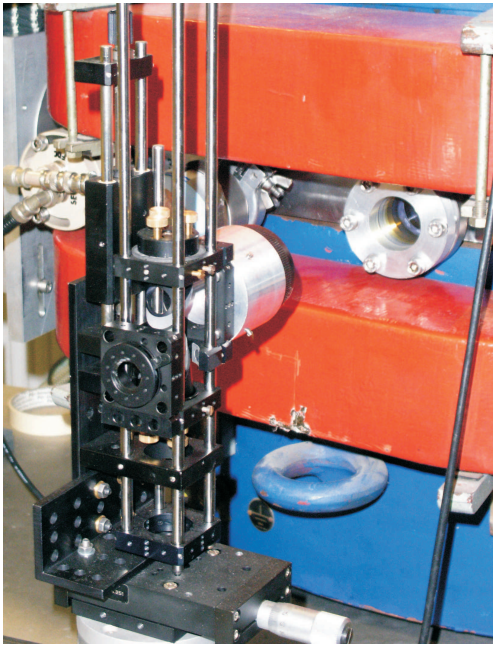


Abb. 7.6: Spiegelhalterung zum Durchfahren des Laser durch den H^- Strahl. Insgesamt sind vier Spiegel verwendet worden, um den Laser zu Justieren und durch den Ionenstrahl zu fahren. Der untere Spiegel (teilweise verdeckt) wird zur Umlenkung benutzt, der obere Spiegel ist beweglich ($\pm 12\text{mm}$) und mit der Fokussieroptik fest verbunden. Im Hintergrund ist das Fenster zur Strahleinkopplung zu sehen.

benutzt worden, siehe dazu Abb. 7.6 und 7.12, wobei der letzte Spiegel im Strahlengang beweglich montiert war. Bezogen auf die geometrische Strahlachse der Beamline konnte ein Verstellweg von $+13\text{mm}$, -5mm bei einer Wiederholgenauigkeit von $\pm 0,1\text{mm}$ erreicht werden. Sowohl die verwendeten Spiegel wie auch die Linsen waren von ihrer Appertur her so bemessen, daß keine Aberationen auftreten können (für eine Linse bedeutet das typischerweise eine Blendenzahl von $f/\# \equiv f_{\text{Linse}}/D_{\text{Strahldurchmesser}} \leq 1:20$).

Wichtig ist, daß die Fokussierung erst nach dem letzten Spiegel stattfindet, da sich sonst der Fokuspunkt durch den Ionenstrahl hindurch bewegen würde. Wenn nicht der gesamte optische Aufbau im Vakuum platziert wird, dann muß das Einkoppelfenster und v.a. dessen Beschichtung hohe Leistungsdichten verkräften:

Selbst bei nur $P_{\text{laser}} = 20\text{W}$ wird bei entsprechender Fokussierung die Energiedichte so hoch, daß spezielle Gläser und eine besondere Antireflex (AR) Beschichtung notwendig werden⁸. Dies bedeutet, daß bei der Fokussierung und der Auslegung des Strahlwegs die Position des Vakuumfensters mit berücksichtigt werden muß, um an dem Einkoppelfenster zu hohe Leistungsdichten zu vermeiden. Wenn erst innerhalb des Vakuums fokussiert wird, kann der Laserstrahl mit großem Strahldurchmesser durch das Vakuumfenster geführt werden. Nachteil ist dann aber, daß die gesamte bewegliche Mechanik sich im Vakuum befindet.

Die Photodetachment-Experimente sind bei Strahldurchmessern zwischen 5mm bis $0,5\text{mm}$ durchgeführt worden und es sind Brennweiten zwischen $f = 150\text{mm}$ und $f = 1000\text{mm}$ verwendet worden.

⁸ Man kann abschätzen, daß bei einem Gaußstrahl die Leistungsdichte in der Strahlenmitte etwa $3\times$ höher ist als zum Strahlenrand hin.

7.4 Messungen am Laserstrahl

Experimentelles Meßverfahren

Um Störeinflüsse zu minimieren, ist die Strahlqualität des Laser in einem separatem Labor an einem geeigneten optischen Tisch bestimmt worden. Neben dem Aufbau zur Strahlführung sind ein geeichter Lasermeßkopf von Coherent (LM 45; $P_{max.} = 45\text{ W}$, diverse Positioniertische mit Mikrometerschrauben und eine Schneidkante aus Wolfram sowie ein Edelstahlschlitz mit variabler Höhe verwendet worden. Durch Verfahren des Schlitzes oder der Schneidkante wird am Detektor der Verlauf der Leistungsdichte gemessen. Zur Auswertung können dann Radius $W_{x,y}(z) = 2\sigma_{x,y}(z)$ und Durchmesser $D_{4\sigma}(z) = 4\sigma_{x,y}(z)$ bestimmt werden. Der prinzipielle Aufbau ist in Abb. 7.7 gezeigt. Aufgrund der Bauweise des Scheiben-Lasers ist es problematisch, bei sehr kleiner Laserleistung zu messen, da aufgrund der Kühlung und Pumpgeometrie des Laserkristalls die besten Strahleigenschaften erst ab etwa 10...15W zu erwarten sind. Um die Belastung der mechanischen Bauteile nicht zu groß werden zu lassen, ist als Kompromiß zwischen 5...10W gemessen worden.⁹

Die Untersuchungen zur thermischen Belastung zeigen auch nach längerem Messen und daraus erhöhten Temperaturen nur geringe Abweichungen voneinander, die noch im Bereich des statistischen Fehlers liegen. Bei sorgfältiger Messung (d.h. Vermeidung zu langer Meßdauer) ließ sich der statistische Fehler bei der Schneidkante aus Wolfram auf unter $\Delta F \leq \pm 1,3\%$ reduzieren.

Edelstahl erwies sich nur bei kleineren Leistungsdichten als geeignet. Versuche mit Wasserkühlung und/ oder Kupfer brachten keinen Erfolg, da die thermische Widerstandsfähigkeit und nicht die gesamte deponierte Energie entscheidend ist und sich sowohl bei Kupfer wie auch Edelstahl limitierend auswirkt. Da die Gesamtleistung im Vergleich zur Dichte eher gering ist, ist gerade die gute Strahlqualität besonders beim Vermessen eines Fokus kritisch. Deshalb sind Profilmessungen mit dem Schlitz lediglich zum Vergleich durchgeführt worden. Zwischen beiden Meßverfahren sind reproduzierbare Unterschiede festgestellt worden. Typischerweise sind bei einer Kantenmessung (integrales Laserprofils) etwas größere Durchmesser ermittelt worden als bei der Verwendung eines Schlitzes. In [119, 124] werden deshalb von *Siegman* verschiedene Korrekturfaktoren angegeben. Auch in [118] werden für Kante und Schlitz unterschiedliche Korrekturfaktoren für die Profil-

⁹ Bleibt anzumerken, daß ein Abschwächer geeigneter Wellenlänge und optischer Qualität genauso wenig zur Verfügung stand wie ein teildurchlässiger Spiegel.

| Leistung P / W | Temperatur $T / ^\circ C$ | Schlitz 13.5% – 86.5% | Wolfram-Kante 15.9% – 84.1% |
|---------------------|------------------------------|--------------------------------------|------------------------------------|
| 5 | 27° | $W_{\text{schlitz}} = 1,70\text{mm}$ | $W_{\text{kante}} = 1,70\text{mm}$ |
| 5 | 60° | 1,71mm | 1,68mm |
| 5 | 75° | 1,59mm | 1,75mm |
| 10 | 97° | Messung unmöglich | 1,749mm |
| 20 | 105° | Messung unmöglich | 1,87mm |

Tab. 7.3: Überprüfung der thermischen Belastbarkeit eines Edelstahl-Schlitzes und einer Wolfram-Kante. Je nach Dauer der Messung sind unterschiedliche Temperaturen erreicht worden; bei höheren Leistungsdichten erwies sich Edelstahl als zu empfindlich. Für diese Meßreihe konnte ein maximaler statistischer Fehler $\leq \pm 3,8\%$.

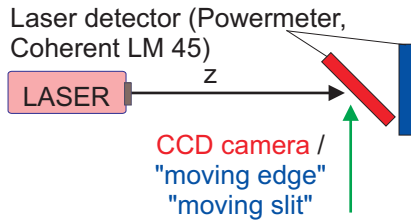


Abb. 7.7: Aufbau zur Bestimmung des Strahldurchmessers. Ein Schlitz oder Kante wird vor einem Leistungsmesskopf schrittweise durch den Laserstrahl gefahren. Durch Profilmessungen an verschiedenen Orten bzw. mit Hilfe einer fokussierenden Linse kann auch die Strahlenvelope und Divergenzwinkel bestimmt werden. Der schräg eingebaute Detektor ist für CCD-Kamera Messungen verwendet worden.

und Envelopenauswertung zur Bestimmung von M^2 angegeben.

In Abb. 7.8 ist ein Vergleich nach einer Drift von $z = 950\text{mm}$ dargestellt. Für die Bestimmung des Strahlradius sind die in der Literatur angegebenen Intensitätslevel verwendet worden. Die Abweichung zwischen den beiden Verfahren deckt sich mit $\Delta_{2W_{\text{slit}/\text{edge}}} = 4,5\% \leq 5\%$ den in [119] gemachten Angaben. Die Abweichungen liegen im Rahmen des erwarteten, so daß die in der Literatur zu findenden Korrekturen [124] verwendet wurden.

Überprüfen der Symmetrie

Allen Rechnungen zur Neutralisationsrate durch Photodetachment ist ein zylindersymmetrischer Laserstrahl zugrunde gelegt worden. Deshalb wurde auch überprüft, wie gut der Laser diese Annahme bestätigt. Dazu wurden zwei Methoden angewendet und miteinander verglichen: Die Untersuchung erfolgte durch Profilerstellung mit der Schneidkante aus Wolfram und darüber hinaus zeigte es sich, daß mit einer CCD-Kamera die Intensitätsverteilung des Lasers dreidimensional sichtbar gemacht werden kann.

Der Chip der CCD-Kamera (Scientific Instrument) ist auch im infraroten Bereich noch empfindlich genug, um gestreutes Laserlicht zu detektieren. Für die eigentlichen Messungen ist der Laserleistungsmesskopf (von Coherent) unter einem Winkel von 45° (siehe Abb. 7.7) montiert worden, so daß die Kamera von der Seite den Meßkopf beobachten konnte.

Die Intensitäten waren noch so hoch, daß am Objektiv ein Graufilter zur Abschwächung (homogene Dämpfung über den gesamten Wellenlängenbereich) verwendet wurde, die

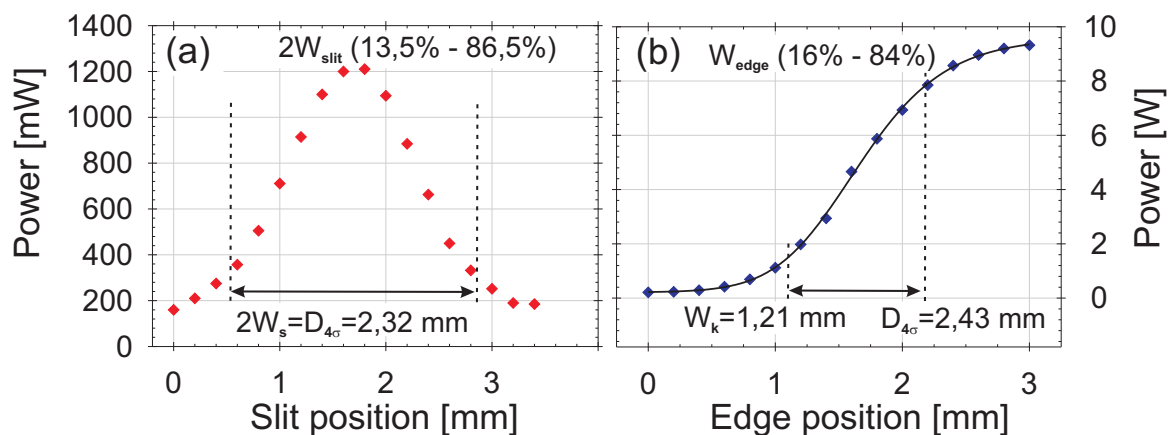


Abb. 7.8: Laserstrahlprofil, in (a) mittels eines Schlitzes aufgenommen und zum Vergleich in (b) mit einer Kante. Typischerweise sind die berechneten Durchmesser einer Kantenmessung etwas größer, bieten aber ein wesentlich besseres Signal zu Rausch Verhältnis.

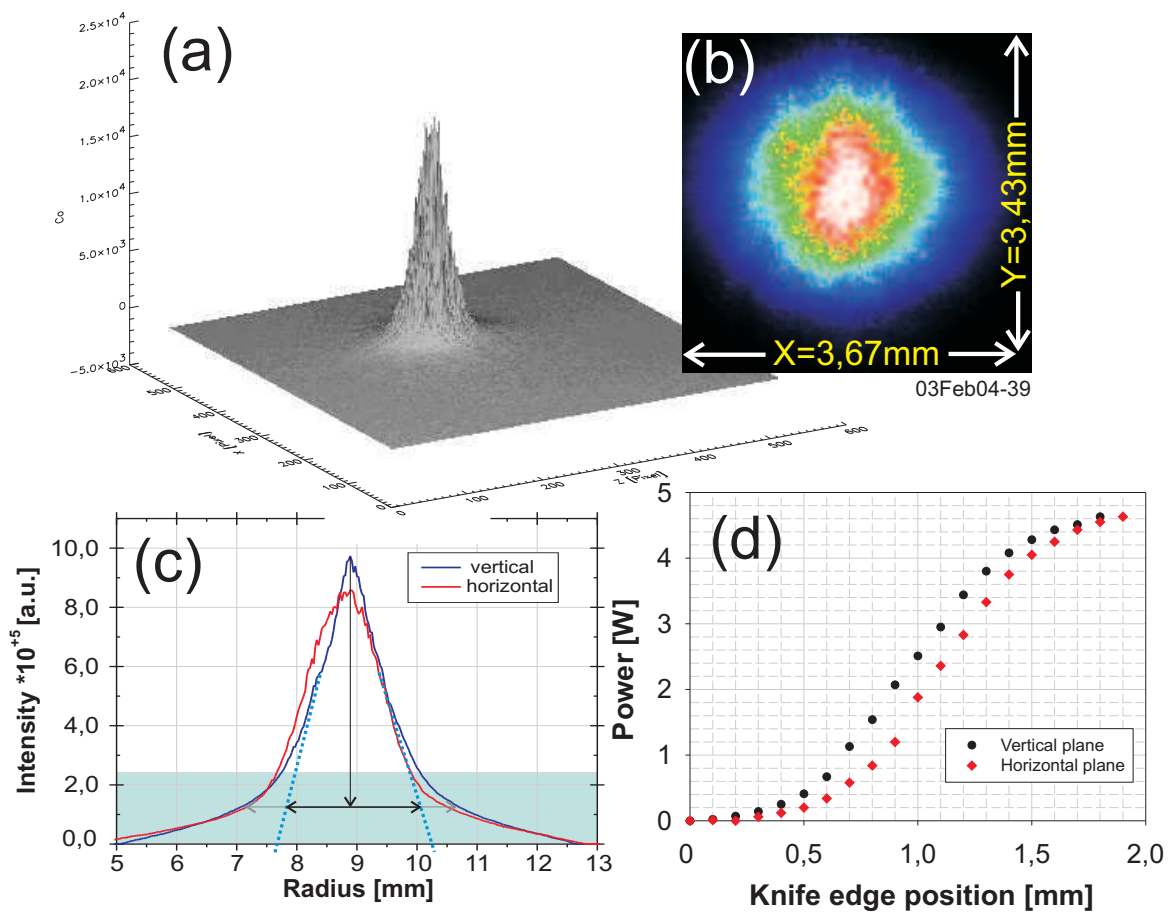


Abb. 7.9: Messung der Symmetrie des Laserstrahls. (a) zeigt die gaußförmige Intensitätsverteilung des Laserstrahls; die Rohdaten sind in Falschfarbendarstellung in (b) stark vergrößert zu sehen. (c) zeigt die daraus gewonnenen Profile in x - und y -Richtung und in (d) ist zum Vergleich mit einer Schneidkante das integrale Leistungsdichte aufgenommen worden.

Messung ist in Abb. 7.9a–c zusammengefasst. Insbesondere die 3dim Darstellung zeigt, daß Moden mit $> \text{TEM}_{00}$ in keiner nennenswerter Intensität angeschwungen sind. Nach einer Drift von 400mm kann auf diese Weise in x -Richtung ein Strahldurchmesser von $d = 3,6\text{mm}$ und in y -Richtung $d = 3,4\text{mm}$ ermittelt werden. Ein Teil dieser Abweichung kommt durch die Dejustage des Meßkopfs in der x -Richtung zustande. Untersucht man die gaußförmigen Profile in 7.9c, so stellt man fest, daß bei kleinen Intensitäten eine deutliche Abweichung gegenüber einer Gauß-Kurve vorliegt. Dies kann weder durch Schlitzmessungen noch durch Messungen mit der Schneidkante wie in Abb. 7.9d gezeigt, bestätigt werden.

Als Ursache für diese Abweichung kommt diffuse Streuung der Photonen am Detektor in Frage — auch zu starke Erwärmung des Meßkopfs kann eine Rolle spielen und führt am Strahlrand zu größerem relativem Fehler als im Zentrum. Deshalb ist diese Methode absolut betrachtet nur bedingt mit der integralen Messung durch eine Schneidkante zu verglei-

| | | |
|---|------------|--|
| <i>ohne</i> Reduktion des Untergrunds ! | | |
| „CCD“ | horizontal | $2W_{\text{CCD},y} = 3,67\text{mm}$ |
| | vertikal | $2W_{\text{CCD},x} = 3,55\text{mm}$ |
| | | $\Delta_{\text{CCD}} = 3,5\%$ |
| „Kante“ | horizontal | $2W_{\text{Kante},y} = 1,802\text{mm}$ |
| | vertikal | $2W_{\text{Kante},x} = 1,85\text{mm}$ |
| | | $\Delta_{\text{CCD}} = 2,59\%$ |

Tab. 7.4: Zusammenfassung der experimentellen Ergebnisse zur Messung der Strahlradien und der Überprüfung der Rotationssymmetrie des Laserstrahls.

chen, aber die relativen Abweichungen der beiden transversalen Ebenen zwischen x - und y -Achse decken sich sehr gut, so daß von einem nahezu zylindersymmetrischen Laserstrahl ausgegangen werden kann (siehe Tab. tab:symetrie-laserstrahl). Die ermittelten Abweichungen sind auf jeden Fall kleiner $\Delta \leq 5\%$ und erreichen damit fast die Meßauflösung der Strahlradius Bestimmung.

7.4.1 Bestimmung der Strahlparameter

Strahl-Envelope¹⁰

Zunächst ist die ungestörte Ausbreitung des Laserstrahls bestimmt worden. Wenn der Waist am Ende des Lasergehäuses liegt, dann kann auf diese Weise der Strahlradius W_0 und der Divergenzwinkel Θ_0 gemessen werden und somit auch das Strahlparameterprodukts $W_0 \times \Theta_0$ errechnet werden. Allerdings ändert sich die Envelope mit der Fitfunktion $W_c^2 = A + Bz + Cz^2$ nur wenig und deshalb läßt sich die exakte Lage des Waists nur schwierig bestimmen. Die Fortsetzung im Graph aus Abb. 7.10 in den negativen Bereich läßt vermuten, daß der Nullpunkt hinter dem Austrittsfenster und damit noch im Laserkopf liegt, so daß nur der Divergenzwinkel angegeben ist. Dieser liegt im Bereich von $\Theta_0 = 0,7 \dots 0,8\text{mrad}$, je nachdem, ob eine Schlitz- oder eine Kantenmessung zugrunde liegt und welches Intensitätslevel ausgewertet wurde.

Bestimmung der Beugungsmaßzahl M^2

Die Vermessung der Envelope zeigt sehr deutlich, daß ein künstlicher Waist notwendig ist, um alle notwendigen Strahlparameter zu bestimmen. Mehrere Messungen zur Bestimmung der Beugungsmaßzahl sowie Strahlradius und Divergenzwinkel sind in Abb. 7.11 zusammengefasst. Dabei ist die vorgestellten „Four-cut Methode“ verwendet worden. Die (statistische) Auswertung jeder Messung ist für sich erfolgt, die durchgezogene Linie dient der Verdeutlichung von Envelope, Fokusgröße und Lage $W_0 Z_0$ und dem konfokalen Parameter

¹⁰ Ein Beispiel, um die Strahlenvelope direkt sichtbar zu machen, ist im Vorspann zu sehen. Dort tritt der Laserstrahl in eine wässrige Fettemulsionslösung ein und wird zur Seite des Betrachters durch Streuung & Reflexion an Fettmolekülen sichtbar. Allerdings ist die wässrige Lösung nicht ausreichend homogen und neigt zu störenden Streuzentren — für quantitative Auswertungen ist diese Methode nicht ausreichend.

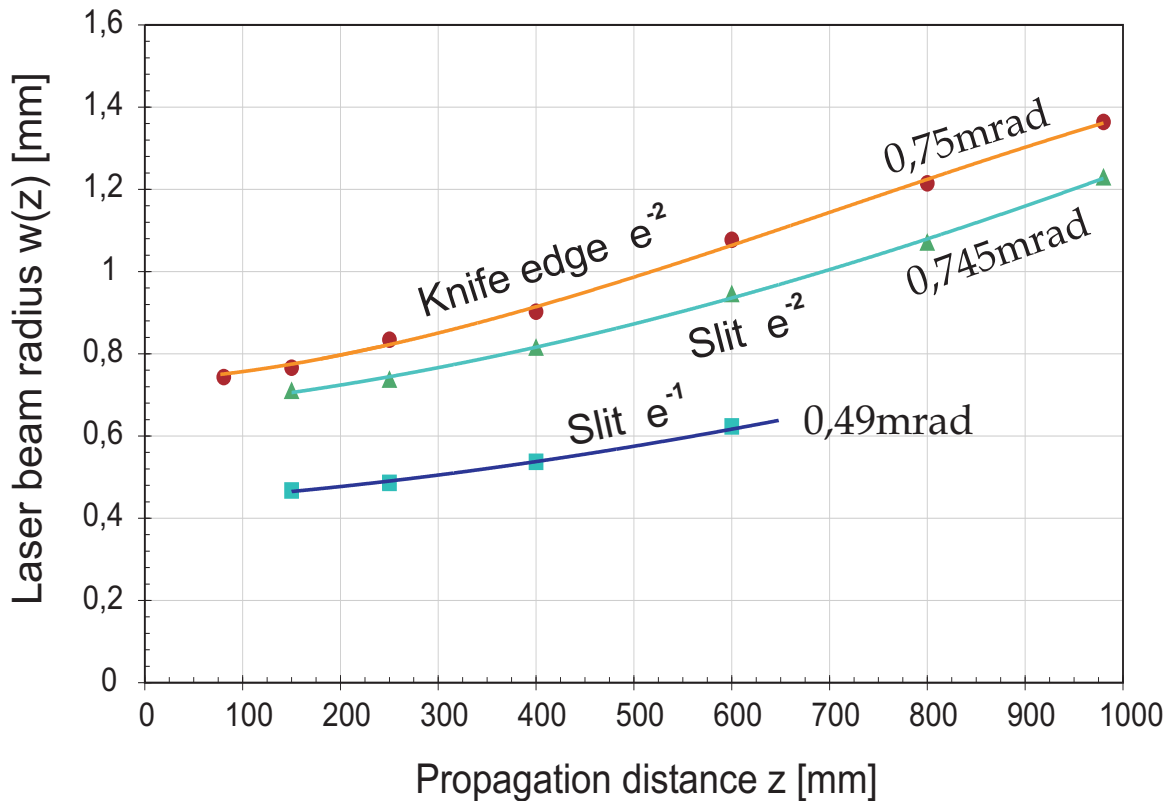


Abb. 7.10: Ausmessen der Strahlenvelope. Der Laser emittiert mit relativ großem Strahlradius und kleinem Divergenzwinkel, so daß nur ein schwach ausgeprägter Waist entsteht. Außerdem zeigt sich, daß der Waist noch im Resonator liegt, so daß Strahlparameterprodukt $W_0 \times \Theta_0$ und Rayleighlänge Z_{R0} nicht exakt bestimmt werden können. Der Strahldivergenzwinkel im Fernfeld bestimmt worden.

$b = 2Z_{R,f}$. Für die Berechnung der Beugungsmaßzahl

$$M = \sqrt{\frac{\pi W_0^2}{\lambda Z_R}}$$

muß allerdings noch eine Rücktransformation unter Berücksichtigung der verwendeten Linse beachtet werden. Eine statistische Auswertung ergab im Mittel die in Tabelle 7.5 zusammengefassten Werte.

Im Vergleich zur Bestimmung der Strahlenvelope ist der Divergenzwinkel etwas größer als erwartet. Wenn man sich allerdings die aus den „Four-cut Messungen“ bestimmte Rayleighlänge betrachtet, stellt man fest, daß noch im Bereich des Nahfeldes gemessen wurde. Mit einem künstlichen Waist durch eine (*aberrationsfreie*) Linse können die erforderlichen Änderungen besser erreicht werden als bei ungestörter Strahl-Propagation.

Es bleibt allerdings festzustellen, daß alle gemessenen Parameter zu größeren Werten hin abweichen als von der Herstellerfirma angegeben. Dabei müssen allerdings die unvermeidlichen Meßfehler beim Erfassen und der statistischen Auswerten der verschiedenen Verfahren berücksichtigt werden. Unter dem Aspekt des einfachen Versuchsaufbaus zur Bestimmung der Strahlparameter kann trotzdem festgestellt werden, daß die Firmendaten

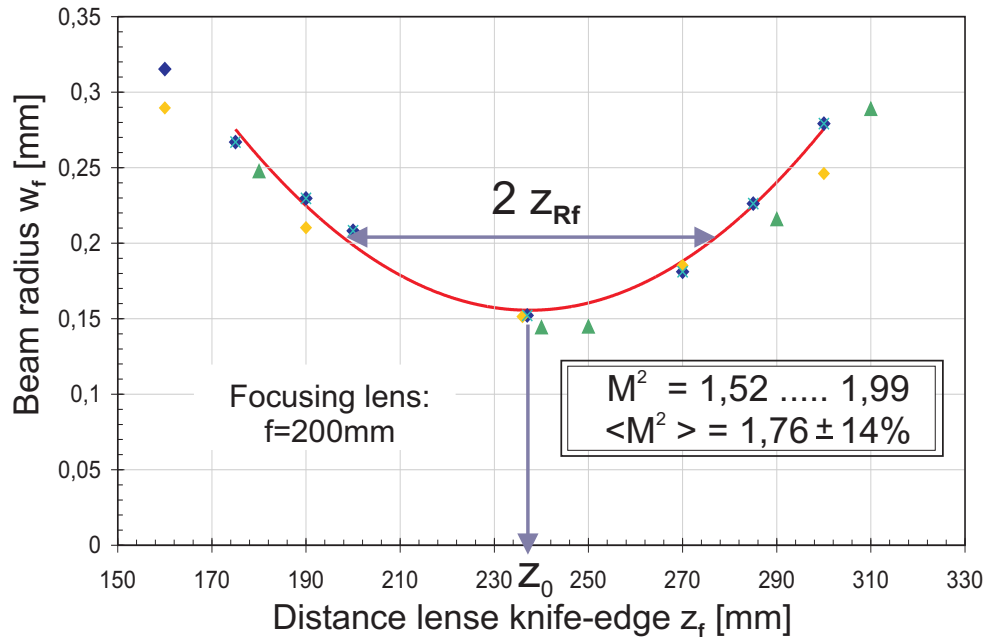


Abb. 7.11: Messung der Beugungsmaßzahl mit Hilfe eines künstlichen Waist. Mit Hilfe unterschiedlicher Brennweiten sind an einem künstlichen Waist mehrere Profilmessungen nach der „Four-Cut“ Methode zur Bestimmung von M^2 durchgeführt worden. Es sind mehrere Messungen dargestellt, wobei jeweils eine separate Auswertung stattgefunden hat. Die eingezeichnete Hyperbel dient lediglich zur Verdeutlichung.

annähernd bestätigt werden können.

Berechnung des Strahlwegs für Photodetachment

Mit den gemessenen Strahlparametern W_0 , Θ_0 , M^2 soll nun der Strahldurchmesser im Bereich des Ionenstrahls während der Photoneutralisation bestimmt werden. Der schematische Strahl-Verlauf ist in Abb. 7.12 gezeigt. Die ersten beiden Spiegel haben die Aufgabe, den Laserstrahl auf eine Achse senkrecht zum Ionenstrahl zu justieren. Der Spiegel M3 fungiert lediglich als Hilfsspiegel zur Umlenkung auf M4, an dem die Linsen zum Fokussieren angebracht sind. Der letzte Spiegel konnte 23 mm verstellt werden, um den Laserstrahl durch den Ionenstrahl scannen zu können. Deshalb mußte an diesem auch die Fokussieroptik befestigt sein. Da die Optik nicht im Vakuum montiert werden sollte, ist vom letzten Spiegel

| | |
|-----------------|---|
| Strahlradius | $\langle W_0 \rangle = 0,833 \text{ mm}$ |
| Divergenzwinkel | $\langle \Theta_0 \rangle = 0,93, \text{ mrad}$ |
| Rayleighlänge | $\langle Z_{R0} \rangle = 1,108 \text{ m}$ |
| Beugungsmaßzahl | $\langle M^2 \rangle = 1,76 (\pm 13,7\%)$ |
| | $\langle M \rangle = 1.33$ |

Tab. 7.5: Laserparameter, bestimmt nach der Four-cut Methode. Angegeben ist die jeweilige als Mittel etlicher Messungen, die alle für sich ausgewertet wurden. Trotz relativ einfacher Meßmethode konnte die Streuung der Meßwerte relativ geringe gehalten werden.

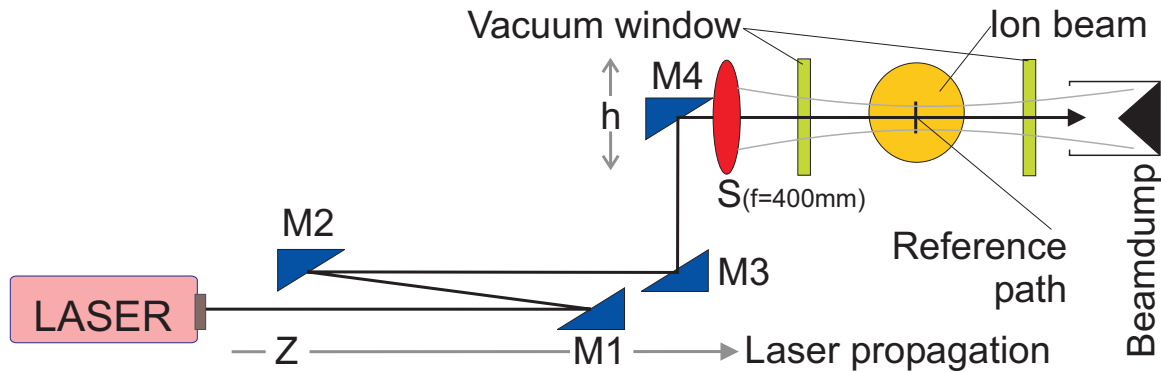


Abb. 7.12: Schematische Darstellung der Laserstrahlausbreitung. Der Strahlengang ist gefaltet und teilweise in die dargestellte Ebene hineinprojiziert. Spiegel M1 und M2 sind zur Justage gedacht, M3 zur Umlenkung und M4 ist höhenverstellbar montiert, um den Laser durch den Ionenstrahl fahren zu können.

bis zum Ionenstrahl ein Abstand von $z = 343\text{mm}$ zu überbrücken. Aufgrund dieses Abstands und auch wegen des kleinen konfokalen Parameters verbieten sich kurzbrennweitige Linsensysteme.

Außerdem sind in Abb. 7.12 auch die Vakuumfenster eingezeichnet, die zwar keine optischen „Aufgaben“ übernehmen, aber sehr wohl berücksichtigt werden, eine zu hohe Leistungsdichte leicht zu einer Beschädigung und letztendlich auch zu einem Vakuumeinbruch führen würde. Ebenfalls wegen der hohen Leistungsdichte war ein Beamdump außerhalb des Vakuums notwendig, der den Laserstrahl wieder einfängt.

Besonders kritisch zeigte sich die Justierung des Laserstrahls, da sich durch den verstellbaren Spiegel bereits kleinste Änderungen auf die Lage und den Neigungswinkel des Laserstrahls auswirkten. Kontrolliert wurde der Strahlengang mit entsprechenden Viewern, die das infrarote Licht in sichtbares Licht umwandeln.

Die wichtigsten Daten für die Berechnung der Laserenvelope sind in Tab. 7.6 zusammengefasst und basieren auf der Grundlage der Propagation der 2.: Momente bzw. des Konzepts des „embedded gaussian beam“. Die Envelope ist in Abb. 7.13 dargestellt. Die untere Envelope zeigt zum Vergleich den Gaußstrahl im Grundmode und ist aus den gemessenen Parameter W_0 , Θ_{div} und M^2 berechnet worden. Die obere Kurve stellt den Verlauf des realen Laserstrahls bei einer Fokussierung mit einer Linse $f = 400\text{mm}$. Leider war es aus konstruktiven Gründen nicht möglich, die Linsen immer so zu positionieren, daß mit dem Fokuspunkt genau die Mittelachse der Detektorkammer „getroffen“ wurde — erschwert wird diese Positionierung noch durch die Verschiebung des Fokuspunkts Δf für einen realen Laserstrahl. Kleinere Brennweiten bis $f = 250\text{mm}$ sind ebenfalls ausprobiert worden, am häufigsten sind allerdings $f_{300\text{mm}}$ und $f_{400\text{mm}}$ eingesetzt worden, die sich als guter Kompromiss zwischen Fokussierung und Rayleigh-Zone zum einen und Position des Waists zum anderen erwiesen. Unter diesen Bedingungen sind auch die höchsten Intensitäten an Neutralteilchen nachgewiesen worden.

| Bezeichnung | Wert |
|---|--|
| Ausgangsparameter | $W_0 = 0,833 \text{ mm}$ |
| Beugungsmaßzahl | $\Theta_{div,0} = 0,93 \text{ mrad}$ $M^2 = 1,76$ |
| Drift bis Sammellinse | $Z_1 = (985 \pm 9) \text{ mm}$ |
| $S_{f=400\text{mm}}$: | $W_S = 0,959 \text{ mm}$ $W_f = 0,385 \text{ mm}$ $\Theta_{div,f} = 1,44 \text{ mrad}$ |
| Fokusverschieb. $\Delta f = +47,5 \text{ mm}$ | |
| Drift Linse S-Ionenstrahlachse | $Z_2 = 343 \text{ mm}$ |
| konfokaler Bereich | $b = 2z_{R,f} = 78,4 \text{ mm}$ |
| Hub v. Spiegel M4 | $h \leq \pm 19 \text{ mm}$ $\Rightarrow \Delta(W_f / W_f) \leq \pm 0,43\%$ |

Tab. 7.6: Daten zur Laserstrahlausbreitung bei der Photoneutralisation. Die Angabe von Z_1 ist auf die Mittelstellung von Spiegel M4 bezogen (siehe auch Abb. 7.13).

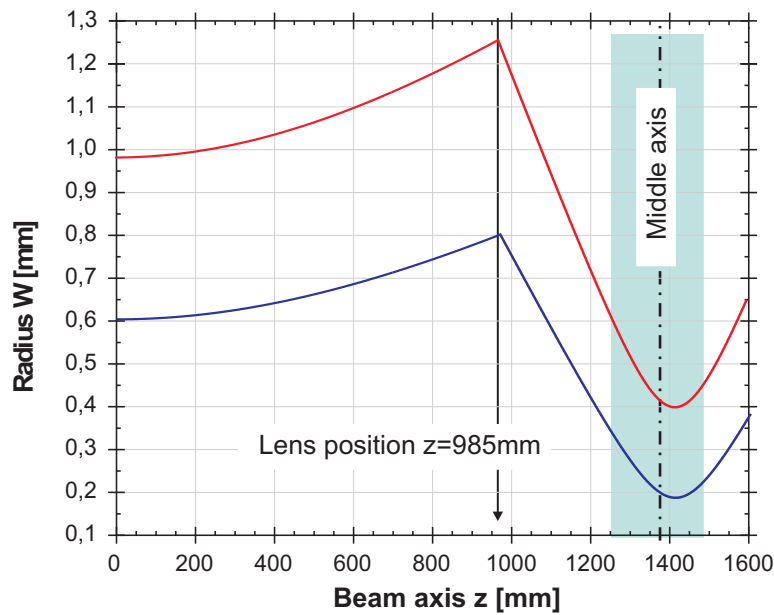


Abb. 7.13: Gezeigt ist der Envelopenverlauf mit Drift-Linse-Drift mit einer Linse mit $f = 400 \text{ mm}$. Die Mittelachse der Magnetkammer ist als Orientierung eingezeichnet. Die untere blaue Kurve stellt den entsprechenden Gaußstrahl im Grundmode dar, die rote Kurve mit größerem Radius entspricht der Envelope des gemessenen Laserstrahls. Ein anderer Aufbau bestand bei gleicher Driftlänge ebenfalls aus einer Sammellinse mit $f = 300 \text{ mm}$, bei der der Fokuspunkt knapp vor der Mittelachse liegt.

8 Untersuchungen zum Photo detachment an einem Ionenstrahl

Die Messungen zur Photoneutralisation sind mit dem Ziel durchgeführt worden, die Funktionsweise („proof of principle“) experimentell zu demonstrieren. Dazu wird zunächst auf die allgemeine Datenauswertung und deren durch den Versuchsaufbau verursachten Komplikationen eingegangen. Als eine der wichtigsten Aufgaben war es, zu zeigen, daß es sich bei dem Szintillator-Signal auch tatsächlich um Neutralteilchen durch Photodetachment und nicht durch Restgaswechselwirkung entstandene Strahlverluste handelt. Dies ist besonders kritisch, da die gesamte Anzahl an Neutralteilchen durch Restgaswechselwirkung um ein Vielfaches¹ höher liegt als die durch Photoneutralisation erzeugten Teilchen. Gleichzeitig ist dabei auch die Funktionsweise des Magneten, nämlich die Aufspaltung in die verschiedenen Teilstrahlen, überprüft worden. Des weiteren mußte sichergestellt werden, daß der Szintillator im linearen Bereich arbeitet. Außerdem muß bei der Verwendung einer Glättungsroutine kontrolliert werden, daß die Form der Verteilungsfunktion erhalten bleibt. Eine Glättung war notwendig geworden, um die verrauschten Intensitätsprofile besser auswerten zu können.

Im Anschluß daran werden einige weiterführende Experimente wie die Variation der Fokussierung durch eine der beiden Einzellinsen beschrieben und ausführlich Vergleichsmöglichkeiten gemessener Schlitz-Schlitz Emittanzen (Phasenraumprojektion) mit photo neutralisierten Winkelprofilen diskutiert.

Die besten Ergebnisse sind mit dem Szintillatormaterial P43 erzielt worden. Es zeigte sich jedoch ein großer Unterschied, ob der Teilchendetektor mit einer zusätzlichen Aluminiumschicht bedeckt war oder nicht. Die Kriterien zur Auslegung sind ausführlich im 6. Kapitel diskutiert worden. Das Szintillatormaterial wurde von der Firma *Proxitronik* auf speziell dafür konstruierte Vakuumfenster aufgebracht, wobei die Schichtdicke 4. . .5 mm betrug, die Korngröße² belief sich auf $1\mu\text{m}$ und die Aluschicht war zwischen 25 und 50 nm dick und noch optisch transparent.

Szintillatoren

In Abb. 8.1 ist ein Beispiel für die Unterschiede bei P43 mit und ohne Alu-Schicht gezeigt. Hierbei ist der Diagnosemagnet mit verringertem Magnetfeld betrieben worden, so daß der gesamte H^- Strahl auf den Detektor getroffen ist.

- In Kapitel sechs ist bereits erwähnt worden, daß der Polschuh Abstand des Dipols

¹ Pro Strahlpuls ist durch den Laser weit weniger als 0,1% neutralisiert worden, die Verluste durch Restgaswechselwirkung belaufen sich aber auf 50% des gesamten H^- Stroms!

²Die verwendete Kamera konnte noch Strukturen bis $100\mu\text{m}$ auflösen, daraus ergibt sich mit der Drifflänge von 320mm eine Auflösung von 0,28 mrad; theoretisch wäre mit einem verbessertem CCD-Chip eine Auflösung von 0,03 mrad möglich gewesen.

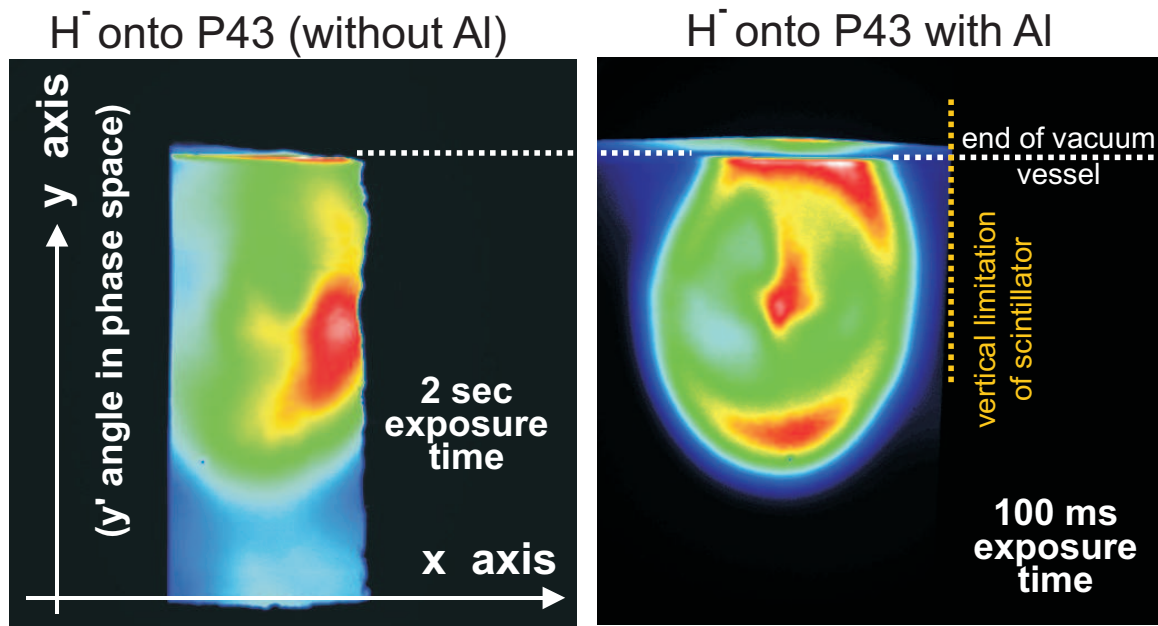


Abb. 8.1: Leuchtdichte von P43 mit und ohne eine etwa 25 nm dicke Aluminium Schicht. Die Intensitäten sind bei etwa gleicher Normierung in Falschfarben-Darstellung gezeigt und ähnlichen Strömen. Ohne Alu-Schicht (links) mußte der Szintillator noch zusätzlich abgedeckt werden, um die CCD Bilder nicht zu überbelichten. Desweiteren sieht man die Kollimation der Vakuumkammer.

im Verhältnis zur Driftlänge sehr knapp bemessen war ($d=42$ mm) und demzufolge die Vakuumkammer einen Teil des Strahls kollimiert. In beiden gezeigten Fällen ist der obere Rand des Bildes durch die Vakuumkammer beschnitten. Darüber hinaus ist noch eine Art Reflexion zu erkennen. Dies rührt daher, daß nach dem eigentlichen Ende der Vakuumkammer sich der Querschnitt zur Montage des Teilchendetektors vergrößert und Streulicht und Sekundärpartikel diese „Reflexion“ erzeugen.

- Die Blickrichtung ist unter einem Winkel von 10° in Richtung des Strahls und entspricht damit auch dem Winkel, unter dem der Laser den H^- Strahl kreuzt. Der Detektor erfasst allerdings einen so großen horizontalen Bereich, daß noch Licht von der Ionenquelle auf den Detektor fallen kann. Deshalb mußte horizontal der Szintillator nachträglich abgedeckt werden, um zu verhindern, daß das sehr intensive Leuchten der Kathode zur Überbelichtung des CCD-Bildes führt.
- Sehr erstaunlich sind die großen Unterschiede in der Effektivität. Die Signalhöhe ist vergleichbar normiert. Auch die Strahlparameter sind miteinander zu vergleichen, ohne Alu $I=350 \mu A$ mit Linsenpotentialen $U_1 = -3,22$ kV und $U_2 = -3,88$ kV; mit Alu $I=500 \mu A$ mit Linsenpotentialen $U_1 = -3,00$ kV und $U_2 = -3,50$ kV. Unter Berücksichtigung der unterschiedlichen Belichtungszeiten ist letzterer Fall etwa $15\times$ effektiver.

Typischerweise erwartet man durch die Alu-Schicht eine Verbesserung der Ausbeute etwa um das zweifache, da Licht, das von der Kamera weg emittiert wird, von der

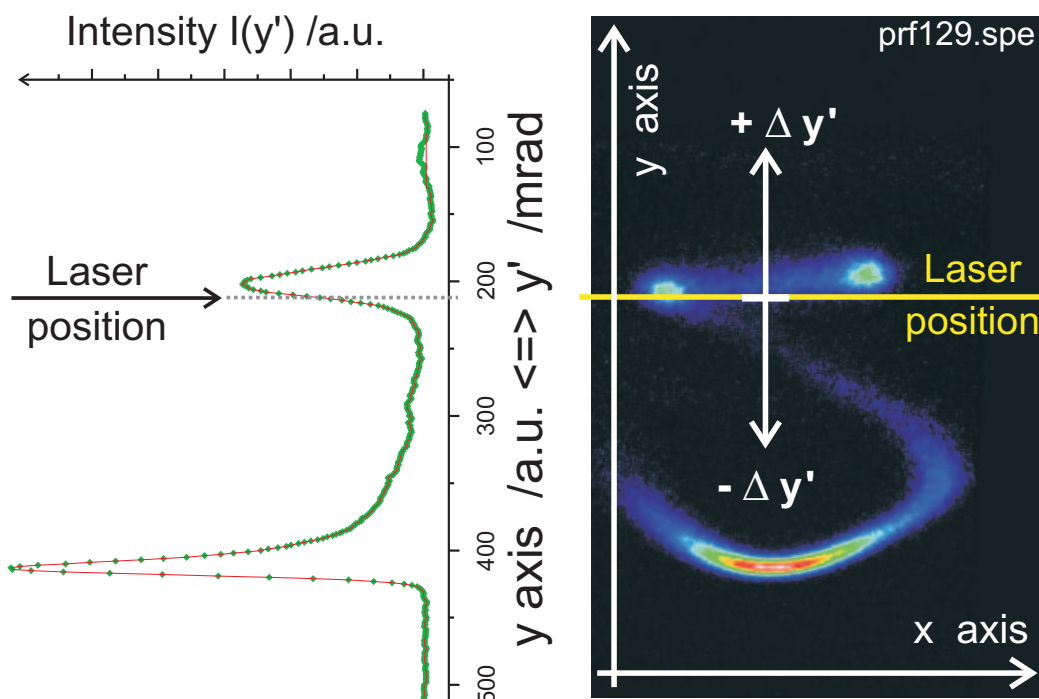


Abb. 8.2: Erstellung des Intensitäts–Winkelprofils $I'(y_0)$. Rechts ist die gemessene zweidimensionale Neutralteilchen Verteilung für eine bestimmte y_0 Position des Lasers gezeigt. Das 1dim Profil der Intensitätsverteilung ist links gezeigt und erhält man durch Integration $\int dx I(x, y)$. Mit Hilfe der Driftlänge zwischen Laser und Teilchendetektor kann der y -Ort in einen entsprechenden Winkel umgerechnet werden.

Alu–Schicht in Richtung CCD–Kamera reflektiert wird. Auch die Verbesserung des Signal zu Rausch Verhältnisses kann bei kleinen Intensitäten durch die Alu–Schicht aufgrund der Reduzierung des Untergrunds (langsame Sekundärpartikel, und Streulicht, z.B. aus der Ionenquelle) deutlich verbessert werden. Das verbesserte Signal zu Rausch Verhältnis konnte auch nachgewiesen werden, aber eine genauere Erklärung für die stark voneinander abweichende Effektivität konnte nicht gefunden werden.

Integration „ dx “ zur Erstellung des Winkelprofils $I_0(y')$

Anhand von Abb. 8.2 soll die praktische³ Vorgehensweise zur Erstellung eines Winkelprofils am Beispiel einer real gemessene Teilchenverteilung dargestellt werden. Der Laserstrahl hat an einer bestimmten Position y_0 parallel zur x -Achse einen Teil des Ionenstrahls neutralisiert. Dabei ist nach der Drift die in Abb. 8.2 rechts gezeigte Verteilung entstanden. Das links gezeigte Profil gewinnt man numerisch durch die Integration $I_{y_0}(y) = \int dx I(x, y)$ der 2dim Verteilung. Die Pixel in y -Richtung korrespondieren unter Berücksichtigung der Driftlänge mit y' . Für die Umrechnung der Pixel in Millimeter wurde der Abbildungsmaßstab separat bestimmt und lag je nach Kameraeinstellung bei etwa 10. . .15 Pixel pro Millimeter. Zur Bestimmung positiver und negativer Winkel muß die Position des Lasers y_0 wie in Abb. 8.2 gezeigt, mit in die Detektorverteilung übertragen werden. Da der Szintillator fest montiert

³Für die genauere Diskussion wird auf Kapitel 6 verwiesen

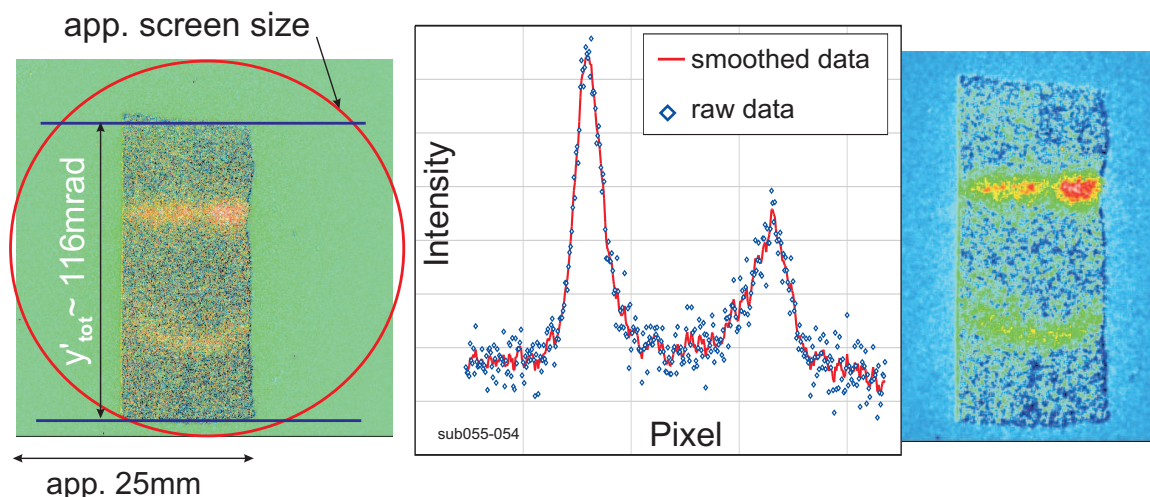


Abb. 8.3: Datenglättung einer Messung mit P43 bei geringem Signal zu Rausch Verhältnis; links die Rohdaten, rechts die geläutete Verteilung als Ausschnitt. Die Glättung ist an der 2dim Verteilung vor der Profilerstellung erfolgt. Wie am Profil zu erkennen, ist die Form der Verteilung erhalten geblieben. Im linken Bild sind außerdem die Begrenzung der Vakuumkammer (vertikal) und die eigentliche Apertur des Szintillators eingetragen.

ist, ändern sich positiver und negativer Winkelbereich in Abhängigkeit der Laserposition y_0 . Der maximal mögliche Winkelbereich ist im wesentlichen durch die Geometrie festgelegt und variierte leicht zwischen 110. . .120 mrad (siehe Abb. 8.3). Dagegen kann in den Extrempositionen des Lasers $\pm y_{max,min}$ nur ein negativer (Laserposition $-y_{max}$) oder positiver (Laserposition $-y_{min}$) Winkel y' detektiert werden. Ein Beispiel dieses Effekts ist in Abb. 8.12 zu finden.

Glättungsroutine des Meßsignals

Insbesondere bei der Verwendung des P43 Materials ohne Aluminium Schicht war das Signal zu stark verrauscht, um ohne Glättung ein Winkelprofil zu erstellen. Für diese Glättung der Rohdaten ist ein zweidimensionaler Algorithmus der Kamerasoftware von *Roper Scientific* verwendet worden. Dabei ist in Abb. 8.3 überprüft worden, ob die Form der Verteilungsfunktion erhalten bleibt. Sowohl die Struktur des integrierten Profils wie auch die relativen Intensitäten der einzelnen Peaks bleiben erhalten, so daß trotz geringer Signalhöhe eine Auswertung möglich ist.

8.1 Nachweis der photo neutralisierten H^- Ionen

Da auf der Transportstrecke zwischen Ionenquelle und Diagnose magnet eine größere Zahl an Neutralteilchen durch Restgaswechselwirkung als durch Photoneutralisation entsteht, ist die Trennung der beiden „Neutralteilchen-Sorten“ unabdingbar (siehe Rechnungen zur Transmission auf Seite 58 in Kap. 5.2.2 und der Produktionsrate durch Photodetachment auf Seite 12 in Kap. 2.2).

Deshalb wird der Ionenstrahl erst um 10° abgelenkt, bis der Laser einen Teil der Ionen

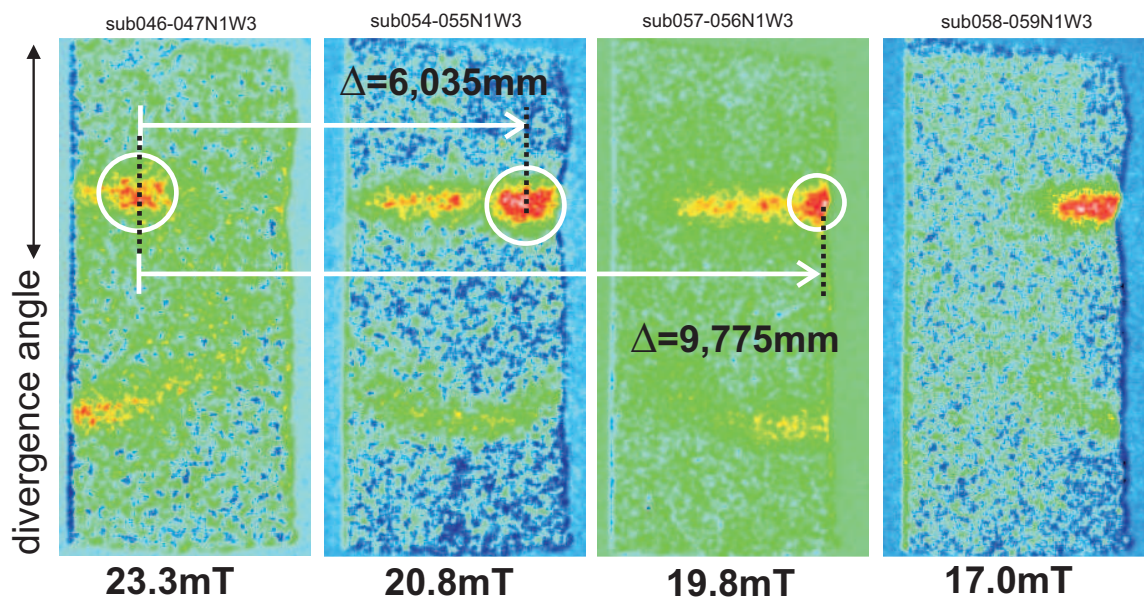


Abb. 8.4: Nachweis neutralisierter H^- mit P43 (ohne Alu-Schicht) bei $E_{beam} = 5,5 \text{ keV}$, 20 Hz , $500 \mu\text{s}$, $I_{H^-} = 450 \mu\text{A}$ (in der Diagnosekammer gemessen) und $P_{Laser} = 28,5 \text{ W}$. Sowohl obere wie auch untere Verteilung zeigen die gleiche horizontale Bewegung, hervorgerufen durch die Veränderung des Magnetfeldes. Der Divergenzwinkel γ' ist vertikal abgetragen und wird hier nicht verändert.

neutralisiert. Dieser Ablenkwinkel und die anschließende Drift haben zu einer hervorragende Trennung der verschiedenen Neutralteilchen"sorten" geführt und Messungen bei geringer Produktionsrate, d.h. kleinem H^- Strom und kleiner Laserleistung, überhaupt erst möglich gemacht⁴.

Nachweis der photo neutralisierten H^- Ionen

Die Geometrie der Kammer ist so ausgelegt, daß bei einer Messung v.a. Neutralteilchen durch Photodetachment entstanden, auftreffen können. Deshalb sollte bei Variation des Magnetfeldes eine horizontale (x -Achse) Positionsveränderung der Teilchenverteilung festzustellen sein. In Abb. 8.4 ist für die in der Abbildung angegebenen Strahlraten das Magnetfeld verändert worden, so daß man die Bewegung der neutralisierten Ionen über den Ausschnitt des Szintillators verfolgen kann. Ionen, die durch Restgaswechselwirkung entstanden sind, können diese Bewegung nicht mitmachen. Einzig Strahlverluste, die zwischen dem Eingang des Dipols bis zum Ort des Laserstrahls entstehen, können theoretisch auf den Detektor treffen – verursachen aber keine ausgeprägte Struktur wie in der Messung gezeigt.

Die obere, intensivere Verteilung ist dem Strahlzentrum zuzuordnen, die gekrümmte untere Verteilung wird durch Aberrationen des H^- Strahls hervorgerufen. Eine Verbindung zwischen beiden Signalen ist aufgrund der begrenzten Nachweisempfindlichkeit nicht zu erkennen. Kontrastreichere Messungen wie z.B. in Abb. 8.2 zeigen die in den Simulationen

⁴Bleibt anzumerken, daß die Trennung der Neutralteilchen auch dann sinnvoll ist, wenn die Laserleistung so hoch ist, daß die Photoneutralisation in die Sättigung geht.

| ΔB -Feld /mT | $\Delta x_{\text{experiment}} / \text{mm}$ | $\Delta x_{\text{theoretisch}} / \text{mm}$ | Differenz |
|-------------------------|--|---|-----------|
| 20,8 \rightarrow 19,8 | 3,74 | 2,84 | 24,1 % |
| 23,3 \rightarrow 20,8 | 6,04 | 7,01 | 16,2 % |
| 23,3 \rightarrow 19,8 | 9,78 | 9,85 | 0,8 % |

Tab. 8.1: Versatz der Neutralteilchen Verteilung in Abhängigkeit des Magnetfelds. Als Schwerpunkt der Verteilung ist der markierte Peak in Abb. 8.4 angenommen worden. Da der Ionenstrahl einen Winkelversatz zur Strahlachse hat, kann dieser schiefe Eintritt in den Dipol (zum Teil) die Abweichung zwischen Rechnung und Messung.

nachgewiesenen Verbindungslinien deutlich.

Auch an Hand der sich verändernden Signalhöhe lässt sich die horizontale Bewegung erkennen. In Abb. 8.5 sind die Rohdaten integriert und als Intensitätsprofile dargestellt. Die Position y_0 des Lasers lag bei $+5,3 \text{ mm}$ und es kann ein Divergenzwinkel von $y' = 45,2 \text{ mrad}$ angegeben werden. Im Vergleich mit den Simulationen kann auf einen stark aberrationsbehafteten, konvergenten Ionenstrahl geschlossen werden, der seine maximale Intensität im Strahlzentrum ($\Delta_{\text{beam core}} \approx 15 \text{ mrad}$) hat. Der Strahlhalo erstreckt sich über mind. 30 mrad und steigt am Strahlrand auf bis zu 70 % des Strahlkerns an.

Der Versatz senkrecht zur Geradeaus-Richtung setzt sich aus der Ablenkung im Magnetfeld

$$\Delta A = \frac{mv}{eB} - \sqrt{\left(\frac{mv}{eB}\right)^2 - L^2}$$

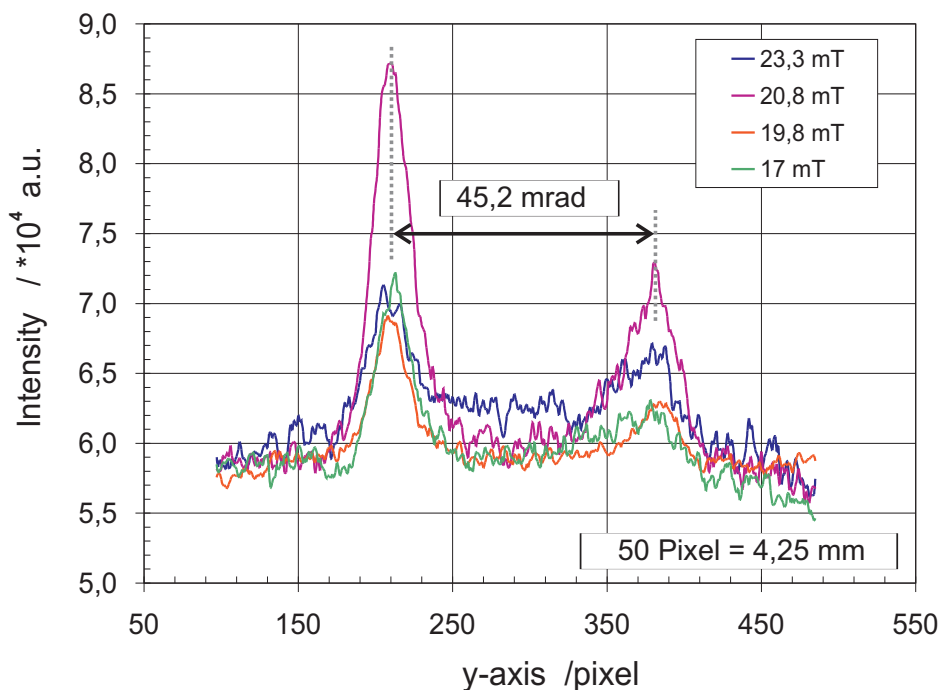


Abb. 8.5: Integrierte Winkelprofilardarstellung $I_{y_0}(y)$ bei veränderlichem Magnetfeld. Dabei entsprechen 50 Pixel einem y -Wert von $4,25 \text{ mm}$, was bei einer Drift von $0,32 \text{ m}$ einem Winkel von $13,3 \text{ mrad}$ entspricht.

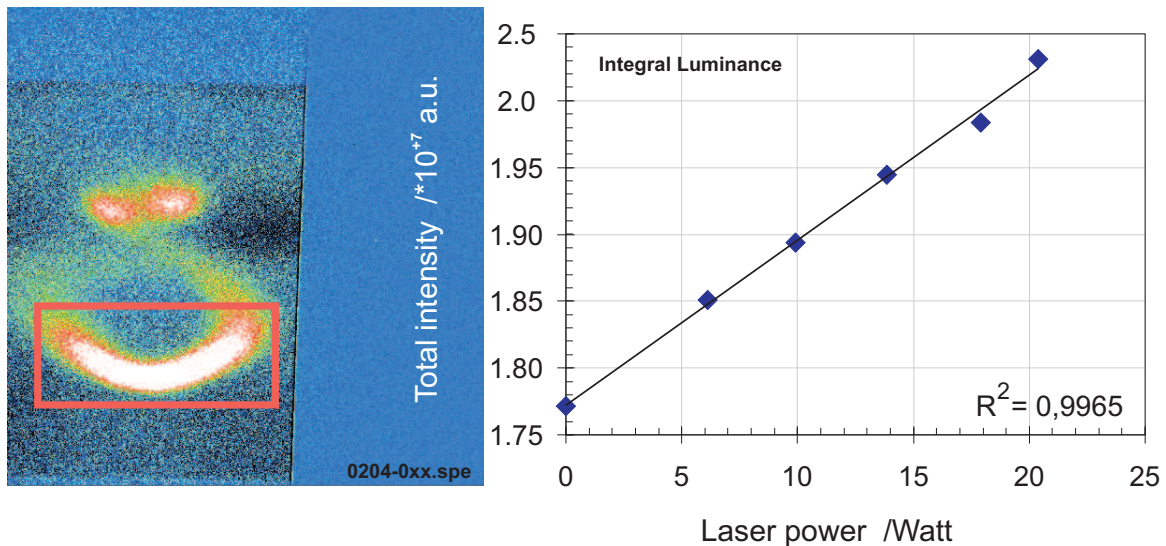


Abb. 8.6: Überprüfung der Linearität des Szintillators. Ausgewertet ist der markierte Bereich, da hier am ehesten Sättigung zu erwarten ist. Der lineare Zusammenhang zwischen eintreffenden Neutralteilchen und Photonen ist auch nicht durch evtl. Degeneration beeinträchtigt worden.

mit Projektion L der Bogenlänge auf die Geradeaus-Richtung und dem Offset aus der sich anschließenden Drift bis zum Detektor zusammen. Der analytischen Berechnung ist der Designwert von 10° zugrunde gelegt, tatsächlich hat sich aber durch die Magnetfeldvariation der Ablenkwinkel der Neutralteilchen geändert. Desweiteren sind weder Strahlausdehnung noch sonstige Einflüsse wie evtl. Mißjustage berücksichtigt worden. Dementsprechend liegt eine Abweichung von $\Delta F / F = \pm 20\%$ noch im Rahmen des möglichen und muß beim Vergleich zwischen gemessener und berechneter Bewegung in Tab. 8.1 mit berücksichtigt werden. Erschwerend kommt hinzu, daß die gesamte Verteilung nicht immer vollständig abgebildet wurde, was insbesondere bei 19,8 mT die Bestimmung des Schwerpunkts erschwert.

Linearität des Szintillators

Bei der Verwendung von Szintillatoren ist es unabdingbar, daß die Linearität zwischen einfallenden Teilchen und Photonen experimentell überprüft wird. Hinzu kommt, daß durch die Anordnung des Teilchendetektors beim Einfahren des gesamten Experiments der volle Ionenstrahl auf den Szintillator trifft und Zerstörungen hervorrufen könnte. Dies war einer der Hauptgründe, um in regelmäßigen Abständen die Linearität und Funktionsweise des Detektors zu überprüfen.

Dazu wurde bei sonst konstanten Einstellungen die Laserleistung sukzessive erhöht und in Abb. 8.6 die integrierte Intensität des markierten Bereichs gegen die Laserleistung aufgetragen. Dabei konnte eindeutig der lineare Zusammenhang zwischen Photonenausbeute und Neutralteilchen nachgewiesen werden. Über die Dauer der gesamten Experimentierzeit konnte weder Abweichung der Linearität noch sonstige Degeneration der Effizienz festgestellt werden — unabhängig davon, ob P43 mit Alu beschichtet war oder nicht.

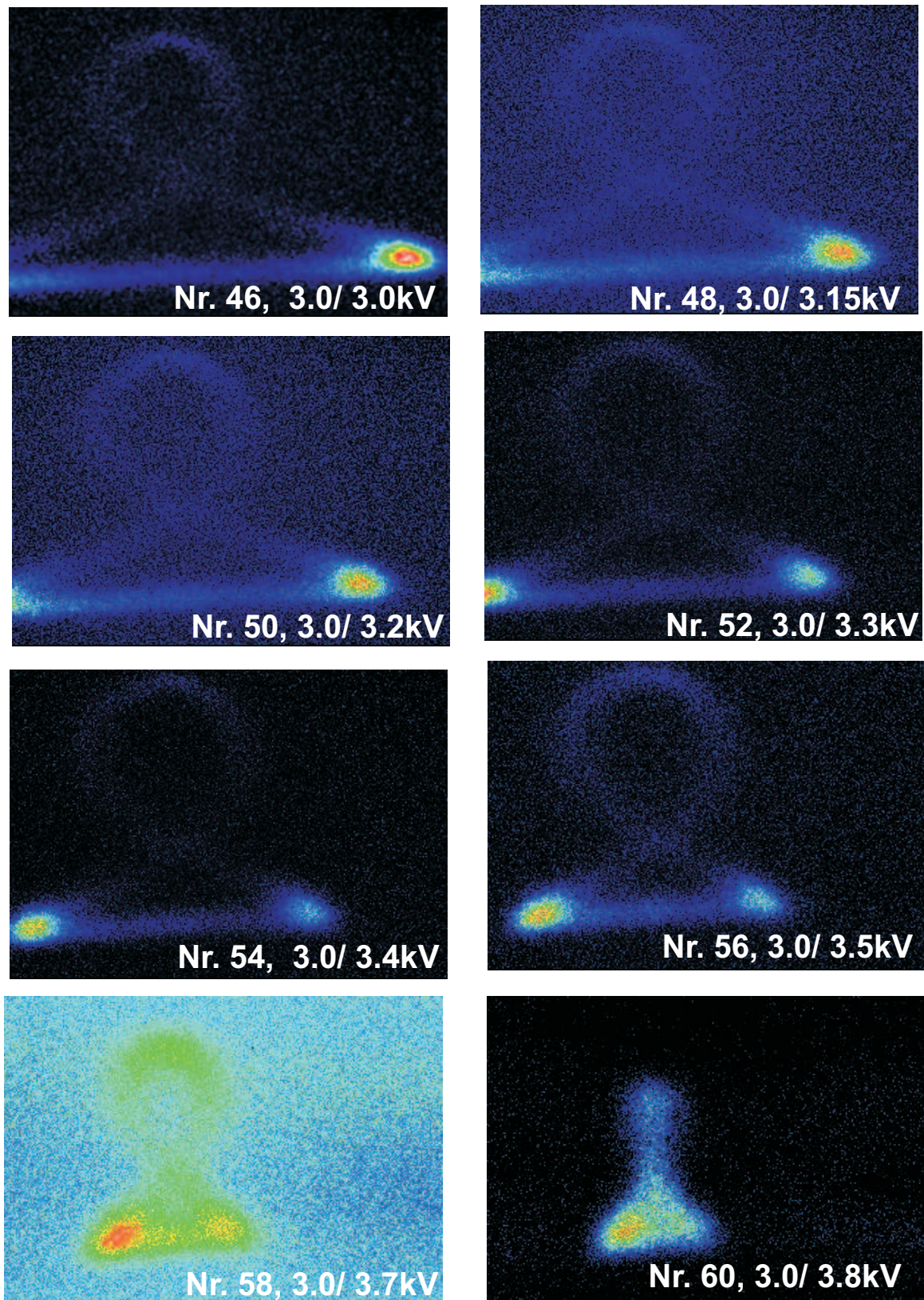


Abb. 8.7: Veränderungen der inneren Dichteverteilung durch Variation der zweiten Einzellinse.

8.2 Variation der Linsenparameter

Die gemessenen Teilchenverteilungen zeigen sehr ähnliche Merkmale wie in den Simulationen an Ionenstrahlen mit großen Aberrationen und lassen Zusammenhänge der inneren Dichteverteilung erkennen. Deshalb ist anzunehmen, daß der Übergang von einem nur schwach fokussierten H^- Strahl mit großem Strahldurchmesser zu kürzeren Brennweiten hin sich auch in der inneren Verteilungsfunktion der photo-neutralisierten Teilchen erkennen lassen sollte.

Um dies zu untersuchen, ist das Potential der zweiten Einzellinse bei konstanter erster Einzellinse schrittweise erhöht worden; die Rohdaten sind in Abb. 8.7 gezeigt und die dazugehörigen Winkelprofile $I_{y_0}(y')$ sind in den Graphen von Abb. 8.8 dargestellt.

Von $U = 3,0$ kV bis etwa $3,4$ kV zeigen sich nur kleine Veränderungen der Winkelprofile. Die Profile zeigen einen Strahlkern mit hoher Intensität und einem Strahlhalo um das Maximum herum. Man erkennt einen schwach konvergenten Strahl, die Hauptverteilung hat einen Winkel von nur -5 mrad mit einer Breite von $\Delta y' = 12$ mrad. Der Strahlhalo dagegen reicht bis -50 mrad. Dies ist die Folge des großen Strahldurchmessers in der Transportsektion und den daraus auf die Fokussierung wirkenden nichtlinearen Feldanteilen der Einzellinsen.

Die Erhöhung des Potentials bis $3,5$ kV führt bei dem 1dim Profil $I_{y_0}(y')$ zu einer leichten Abnahme des Maximums (mit Ausnahme des ersten Werts bei $3,0$ kV, wo die Verteilung beschnitten ist) und ebenso leichtem Anwachsen des Halos. In der x -Ebene dagegen sind größere Unterschiede zu beobachten. Hier kann wegen der Mehrdeutigkeit zwar kein Winkelprofil erstellt werden, doch kann die Ausdehnung Δx als Maß des Strahldurchmessers dienen. Eine Auswertung für Δx und Δy weist auf einen unsymmetrischen Strahl hin. Da sich der Laser nahe der Strahlachse befunden hat ($y_0 = -3,5$ mm), sollten auch nahezu gleiche x - und y -Anteile des Ionenstrahls neutralisiert worden sein. Die Unsymmetrie entsteht durch den schiefen Eintritt des Ionenstrahls in das Linsensystem, was in der Folge zu unterschiedlich starker Fokussierung in x - und y -Ebene führt, so daß auch die Fokusslänge in beiden transversalen Ebenen unterschiedlich ist und deshalb sich Δx und Δy verschieden schnell verändern. Eine Zusammenfassung ist in Tab. 8.2 gegeben.

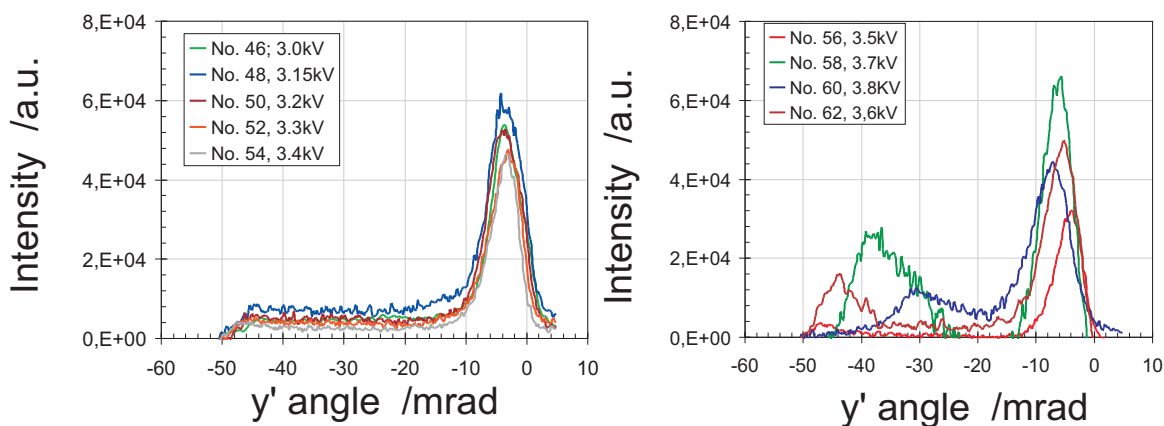


Abb. 8.8: Winkelprofile in Abhängigkeit des Linsenpotentials der zweiten Einzellinse. Dafür ist eine Laserleistung von $21,4$ W verwendet worden und bei einer Position von $y_0 = -3,5$ mm bei 5 keV Strahlenergie gemessen worden, die weitere Daten sind in Tab. 8.2 zu finden.

| U_2 /keV | I_{H^-} μA | Δx /mm | Δy /mm | $\Delta y'$ /mrad | $\frac{\Delta y}{\Delta x}$ |
|------------|-------------------|----------------|----------------|-------------------|-----------------------------|
| 3,00 | 210 | 29,07 | 15,05 | 47,03 | + 51,7 % |
| 3,15 | 280 | 24,88 | 15,56 | 48,63 | + 62,5 % |
| 3,20 | 295 | 24,71 | 15,82 | 49,44 | + 64,0 % |
| 3,30 | 340 | 22,57 | 15,99 | 49,97 | + 70,8 % |
| 3,40 | 400 | 19,32 | 15,99 | 49,97 | + 82,8 % |
| 3,50 | 440 | 16,76 | 16,07 | 50,22 | + 95,9 % |
| 3,60 | 450 | 13,00 | 15,22 | 47,56 | – 17,1 % |
| 3,70 | 470 | 11,29 | 13,94 | 43,56 | – 23,5 % |
| 3,80 | 460 | 8,29 | 11,03 | 34,47 | – 33,1 % |

Tab. 8.2: Auflistung der durch die Einzellinse veränderten Winkel y' . Die erste Linse ist konstant bei 3,0 keV gehalten worden. Der H^- Strom ist in unmittelbarer Nähe der Photoneutralisation gemessen worden. In der x -Ebene ist die Bestimmung des Winkels wegen der Mehrdeutigkeit nicht. In der letzten Spalte ist die relative Änderung von Δy zu Δx angegeben.

Oberhalb von 3,5 kV verändert sich die Form des Winkelprofils $I_{y_0}(y')$ deutlich und ist mit der bereits festgestellten nicht zylindersymmetrischen Teilchenverteilung zu erklären. Strahlanteile mit größerem Radius werden stärker zur Achse hin gebrochen als bei kleinem Radius. Dieser Effekt wird durch das zum Rand hin ansteigende elektrische Feld der Einzellinsen verstärkt.⁵

Deshalb nimmt beim Strahlhalo der Fokusslänge schneller ab als beim Strahlkern. Dadurch entsteht eine Überfokussierung der Randteilchen in x - und y -Ebene. Dieser Hohlstrahlcharakter kann besonders gut bei der Linseneinstellung mit 3,7 kV beobachtet werden. Im Vergleich zwischen den (integrierten) Profildarstellungen und Abb. 8.7 zeigt dies auch die Kopplung beider transversaler Achsen.

Die noch weitere Erhöhung der Linsenpotentials führt dazu, daß die gesamte Verteilung immer enger auf einen Punkt fokussiert wird und die Intensitätsüberhöhung am Strahlrand mit dem Strahlkern verschmilzt — dies ist bei 3,8 kV zu beobachten.

8.3 Vergleich zwischen PD-Profilen und der Phasenraumprojektion

Zunächst soll ein durch Photoneutralisation gewonnenes Winkelprofil mit dem Profil einer gemessenen Schlitz-Schlitz Verteilung verglichen werden. In der Diskussion zeigen sich einige praktische Schwierigkeiten, die sich als grundlegendes Problem eines solchen Vergleichs zwischen verschiedenen dimensionaler Phasenräume darstellen.

⁵Dieses nichtlineare Verhalten ist bauartbedingt bei Einzellinsen und z.B. auch bei Solenoiden zu finden und erzeugt die klassischen, S-förmigen Strahlabberrationen.

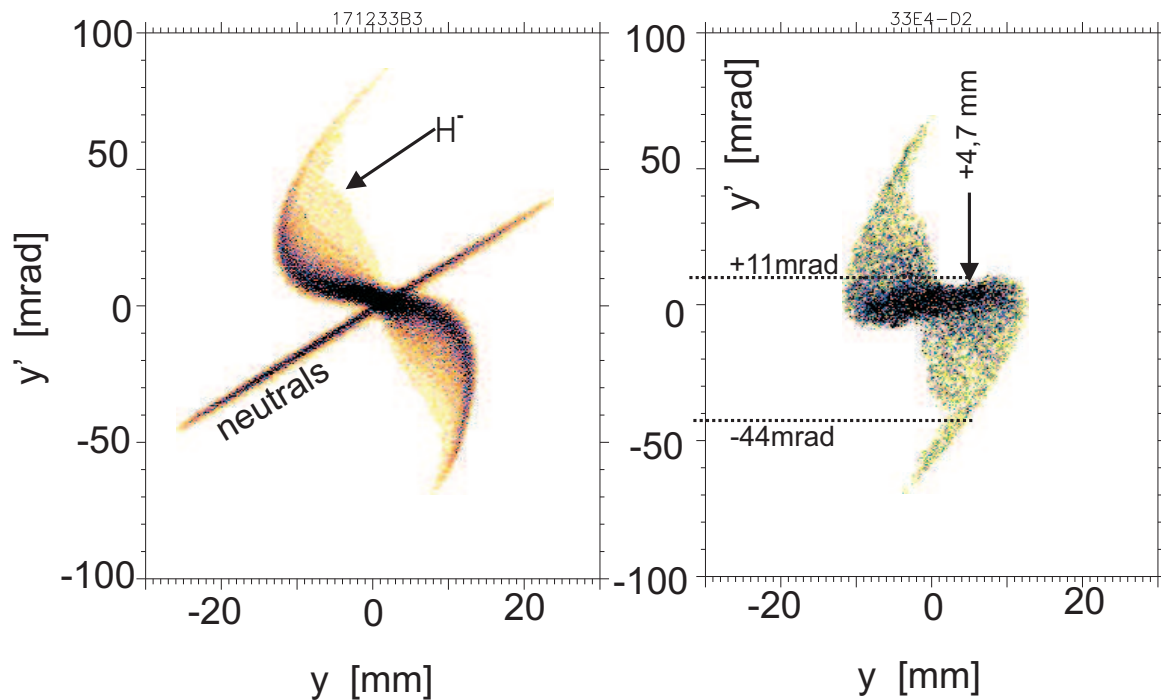


Abb. 8.9: Gemessene Phasenraumprojektion und bis zum Ort des Lasers transportierte yy' Verteilung. In der zentrierten Emittanzmessung zeigen sich die divergente Neutralteilchen Verteilung und die konvergente H^- Verteilung. Für die Transportsimulation bis zum Ort des Photodetachments sind die Neutralteilchen entfernt und Einflüsse außer der Raumladung vernachlässigt worden. Für die Simulation war es notwendig, aus der gemessenen 2dim Verteilung eine zylindersymmetrische 4dim Verteilung zu generieren (siehe [6]).

8.3.1 Vergleich des Divergenzwinkels

In Abb. 8.9 ist links die durch die Einzellinsen transportierte yy' Verteilung für die Einstellung $U_1 = 2,9$ keV und $U_2 = 3,5$ keV mit der zu erwartenden großen Filamentation und den nicht zu vermeidenden Neutralteilchen zu sehen. Der H^- Strom beträgt $500\mu A$.

I) Transport: Diese Emittanz ist unter Berücksichtigung der Raumladung bis zum Ort der Photoneutralisation transportiert worden. Für den numerischen Transport sind die Neutralteilchen –soweit dies möglich war– entfernt worden. Am Ort des Photodetachments ist ein leicht divergenter Ionenstrahl mit großer Filamentation zu erwarten.

Eine quantitative Aussage über den genauen Grad der Kompensation zu treffen, ist schwierig, da einerseits die Messungen zum Wachstum der rms-Emittanz zwar gezeigt haben, daß nur ein kleines Potential zur Strahlbeeinflussung ausreicht und die Drift sich unmittelbar an die LEBT anschließt. Andererseits sind die Einzellinsen durch Erdblenden berandet und ein Teil der Drift befindet sich bereits im Dipol, was die longitudinale Beweglichkeit der Kompensationspartikel erschwert. Deshalb ist der Kompensation zunächst auf 0–30% abgeschätzt worden. Die beste Übereinstimmung zwischen klassischer Emittanz und Photodetachment-Strahldiagnose zeigte sich bei voller Raumladung.

II) Profilerstellung: Für den Vergleich der Emittanz am Ort des Laser ist genauso wie bei

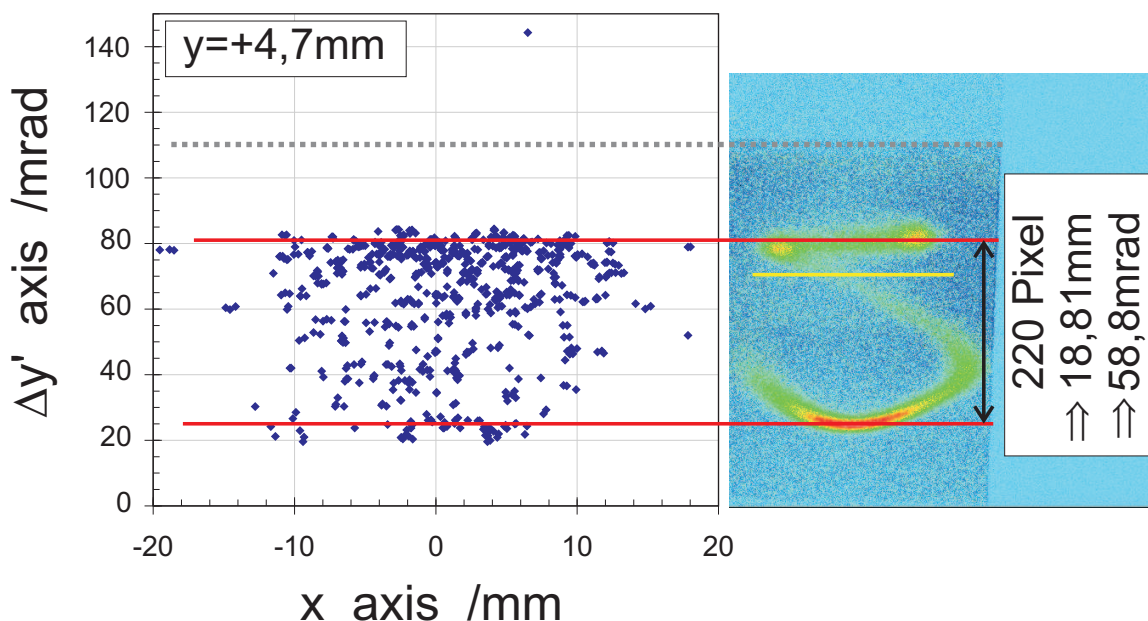


Abb. 8.10: Rechts ist die photo neutralisierte Verteilung abgebildet. Die Position des Laserstrahls ist gekennzeichnet. In dem Diagramm ist die Teilchenverteilung der PD-Simulation an der gemessenen Emittanz gezeigt. Die gestrichelte Linie markiert das Ende der Vakuumkammer.

den Simulationen zur Abbildungsfunktion im 6. Kapitel vorgegangen worden: Ein 1 mm breiter Streifen des Ionenstrahls ist im Ortsraum an der Position des Lasers bei $y_0 = 4,7$ mm ausgeschnitten worden. Die Verteilung ist bis zum Szintillator transportiert worden und im linken Graph von Abb. 8.10 dargestellt. Rechts ist das CCD-Bild des Szintillators im gleichen Maßstab gezeigt.

III) Verteilungsfunktion der Simulation: Die rechts in Abb. 8.9 gezeigte Emittanz läßt aufgrund der großen Filamentation und der durchgeführten Simulationen zum Photodetachment⁶ eine geschwungene, achtförmige Verteilungsfunktion erwarten. Die horizontale Verteilung kann mit dem Strahlzentrum identifiziert werden und die gebogene, untere Verteilung ist Teil der Strahl aberrationen. Durch eine unsymmetrische Dichteverteilung und/ oder eine endliche Meßauflösung ist im Gegensatz zu den Simulationen in Kap. 6.4.2 nur eine Verbindungslinie zu sehen. Zur Orientierung ist die Position des Lasers mit in das Szintillatortbild eingetragen.

Diese Struktur weist die Teilchenverteilung aus der Emittanzverteilung in Abb. 8.10 nicht auf, kann aber durch die Art und Weise der Messung erklärt werden:

Die Emittanzen, die in Kapitel 6 verwendet werden, beruhen, wenn nicht anders, vermerkt auf Phasenraumverteilungen, die an einem Heliumstrahl gemessen wurden. Zur Erzeugung der verschiedenen Filamentationen sind Strom, Kompensationsgrad und Feldstärke einer gedachten Solenoid-LEBT variiert worden. Gemeinsam ist beiden Fällen, daß aus der 2dim Emittanzmessung eine 4dim zylindersymmetrische Phasenraumverteilung generiert wird [6]. Wesentlicher Unterschied ist aber, daß bei den H^- Emittanzen die

⁶ siehe Seite 82 in Kapitel 6.4.2

Neutralteilchenverteilung im Schnittpunkt mit der Ionenverteilung nicht entfernt werden kann. Diese Unsymmetrie wird bei der Generierung der 4dim Dichteverteilung nicht richtig dargestellt und wirkt sich auf die Photodetachment-Simulation derart aus, daß die innere Struktur falsch wiedergegeben wird.

Die Emittanz aus Kap. 6.4.2 in Abb. 6.17 ist mit den hier gemessenen H^- Emittanzen bzgl. der Phasenraumbelegung *vergleichbar*, so daß die fehlende, geschwungene Verteilungsfunktion mit sehr hoher Wahrscheinlichkeit auf die nicht zylindersymmetrische *Messung (!)* des H^- Strahls bzw. die fehlende Sekundärelektronen Unterdrückung zurückzuführen ist.

Dieses Problem ist grundlegender Natur und läßt sich auch dann nicht lösen, wenn z.B. zusätzlich noch die Emittanz der x -Ebene gemessen wird, da die Integrationen im Ort wie im Winkel nicht umkehrbar sind. Bei unsymmetrischen Strahlen wirkt sich dieser Informationsverlust besonders stark aus bzw. widerspricht auch der Annahme eines zylindersymmetrischen Ionenstrahls, um aus einer gemessenen 2dim Phasenraumprojektion eine transportierbare Teilchenverteilung zu machen.

IV) Öffnungswinkel/ Divergenz: Auch wenn sich die räumliche Verteilung der H^- Emittanz am Szintillator nicht richtig nachvollziehen läßt, so kann in Abb. 8.11 doch gezeigt werden, daß die Öffnungswinkel $\Delta y'$ beider Meßmethoden gut übereinstimmen. Der Divergenzwinkel liegt zwischen $\Delta y' = 40 \dots 50$ mrad. Da die numerische Auswertung der gemessenen Schlitz-Gitter Emittanz nur eine limitierte Teilchenanzahl zugelassen hat, die Emittanzfigur mit der Filamentation aber eine große Phasenraumfläche belegt, sinkt im Bereich der Aberrationen am Strahlrand die Intensität schneller ab als eigentlich gemessen. Dies führt dazu, daß kleinere Intensitäten der Schlitz-Gitter Emittanz nicht mehr richtig dargestellt werden können und erzeugt „Löcher“ zwischen Strahlrand und Zentrum wie auch in Abb. 8.9 zu sehen.

VI) Intensität am Strahlrand/ Zentrum: Während die Ausdehnung der Aberration durch ein numerisches Problem nicht voll erfasst werden, können dagegen die unterschiedlichen Intensitäten zwischen Strahlzentrum und Strahlrand damit nicht erklärt werden. Die bisher gezeigten Intensitätsverteilung $I_{y_0}(y')$ der Neutralteilchen deuten auf einen Strahlkern hin, dessen Halo zum Strahlrand erneut ansteigt, so daß die höchsten Intensitäten bei großen Radien liegen. Da ein hohlstrahlähnlicher Charakter durch die zweimalige Integration einer Schlitz-Schlitz Messung verloren geht, ist der hier gemachte Vergleich unter diesem Aspekt kritisch zu beurteilen. Zum besseren Erkennen wäre, wie z.B. bereits von *G.Riehl* in [107] (Entstehung von Strahlhalo am Beispiel eines He^+ Strahls) ausgeführt, mind. eine 3dim Emittanzmessung notwendig. In [107] ist dafür der Schlitz der Ortsbestimmung durch einen dazu senkrechten Schlitz ergänzt worden, so daß eine Phasenraumverteilung $\rho(x, y, y')$ aufgenommen wurde.

Ein anderer Erklärungsansatz ist, daß sich die Ionenstrahl-Dichteverteilung durch die Kollimierung in der engen Diagnosekammer und durch das Magnetfeld und dem schiefen Eintritt in den Dipol verändert hat und damit nicht mehr der Verteilungsfunktion während der Schlitz-Gitter Emittanzmessung gleicht⁷.

⁷ siehe dazu auch Abschnitt 8.3.3 auf Seite 122

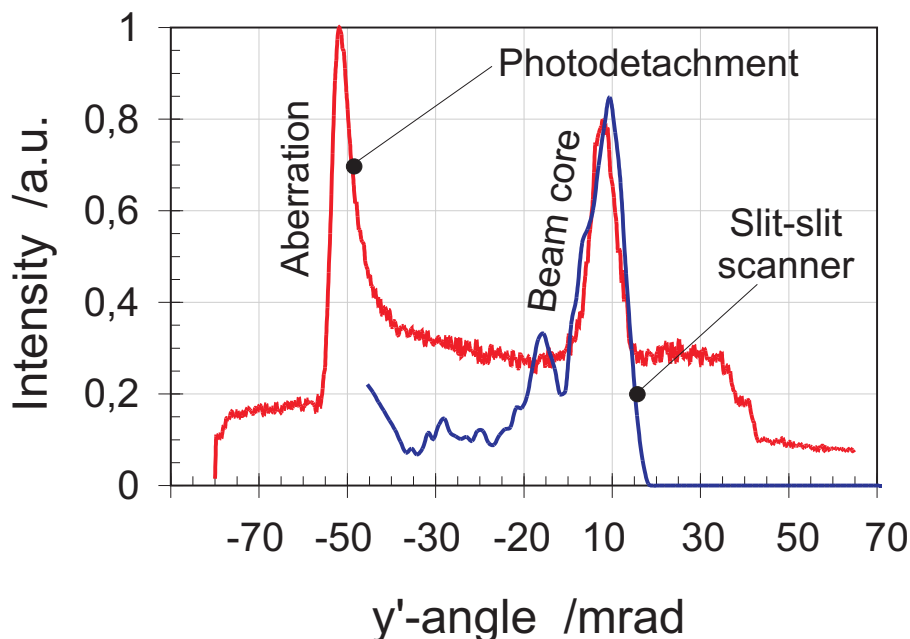


Abb. 8.11: Vergleich des Divergenzwinkels zwischen einer Phasenraumprojektion und einer photoneutralisierten Winkelverteilung. Man kann in beiden Kurven einen nahezu identischen Öffnungswinkel erkennen. Die geringe Intensität der Schlitz-Gitter Emittanzmessung am Ort der Aberration ist zum Teil Folge einer zu geringen numerischen Auflösung.

8.3.2 Vergleich im Phasenraum

Für die folgenden Messungen ist die Position des Lasers verändert worden, um an verschiedenen Stellen des Ionenstrahls Winkelprofile $I_{y_0}(y')$ der neutralisierten Teilchen aufzunehmen. Die Intensitäten sind in eine (Falsch)Farben-Darstellung umgesetzt worden, die Bestimmung des Winkels aus der Position am Szintillator und die Integration sind zu den vorherigen Diskussionen nicht verändert worden und wie auf Seite 111 beschrieben, durchgeführt worden.

Die Messungen sind bei einem Strahlstrom von $520 \mu A$ bei Linseneinstellung mit $U_1 = 3,0 \text{ kV}$ und $U_2 = 3,5 \text{ kV}$ durchgeführt worden. Insgesamt ist die Position des Laser relativ zur geometrischen Strahlachse von $-3,5 \text{ mm}$ bis $+13,75 \text{ mm}$ verändert worden. Oberhalb der Strahlachse wurde bis zum Ende der Vakuumkammer gemessen, unterhalb konnte der Laser aus technischen Gründen nicht den gesamten Ionenstrahl erfassen.

In Abb. 8.12 ist die Emittanz mit den Winkelprofilen zu sehen, in beiden Fällen sind die oben angegebenen Linseneinstellungen verwendet worden. Zum Vergleich sind wegen der besseren Übersicht lediglich das bei minimaler und maximaler Position aufgenommene Photodetachment-Profil und einige weitere ausgewählte Winkelverteilungen yy' Emittanz überlagert. Die Skalierung der Profile ist im Winkel maßstabsgetreu und die Neutralteilchenverteilungen sind am jeweils passenden Meßort y_0 in das Emittanzdiagramm eingefügt worden. Die Ausdehnung in x -Richtung ist wegen der besseren Darstellung auf etwa 1 mm vergrößert worden, wobei der Laserstrahldurchmesser nur $0,5 \dots 0,8 \text{ mm}$ betrug.

Der Strahlschwerpunkt der Emittanzfigur ist gekennzeichnet und hat einen Offset von $\approx 15 \text{ mrad}$ und ca. $2,5 \text{ mm}$. Das Strahlzentrum und –wie bereits gesehen– auch der

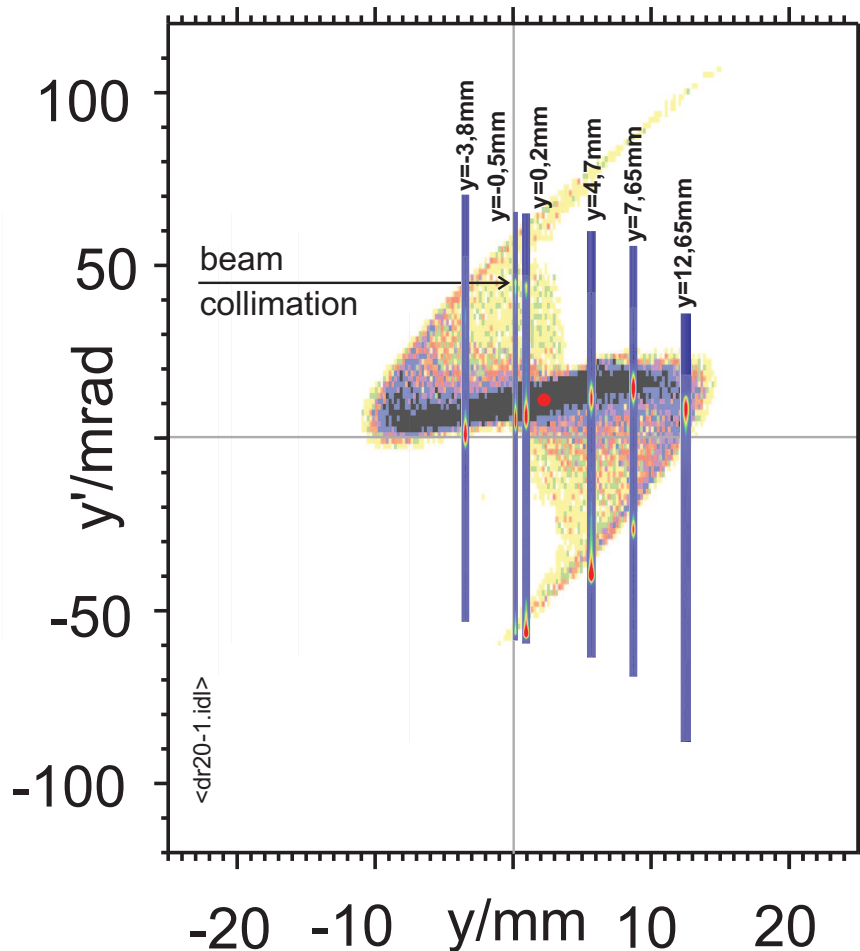


Abb. 8.12: Vergleich einer gemessenen Schlitz-Gitter Emittanz mit photoneutralisierten Winkelprofilen $I'(y_0)$ an verschiedenen y_0 Positionen. Der Strahlschwerpunkt im yy' Phasenraum ist rot gekennzeichnet, die Winkelprofile sind bzgl. der y' Achse im gleichen Maßstab am entsprechenden Ort y_0 des Lasers über die Emittanz gelegt. In y -Richtung ist die gezeigte Breite wegen der besseren Anschaulichkeit größer ($\approx 20\%$) als die tatsächliche Meßauflösung. Die Intensitäten der Profile sind untereinander nicht normiert.

Öffnungswinkel werden durch die Neutralteilchen-Verteilungen über den Meßbereich y_0 des Lasers gut wiedergegeben. Auch die S-förmige Verwindung des Strahlkerns läßt sich erkennen.

Besonders Interessant ist der Bereich um den Strahl-Nullpunkt herum. Hier zeigen sich in der Profildarstellung 3 getrennte Verteilungen, wobei der mittlere Peak dem Strahlzentrum entspricht. Die beiden äußeren Peaks stellen den positiven und negativen Winkel der Strahlaberration dar. Der Winkel oberhalb der Strahlachse ist allerdings so groß (und der gesamte Strahl schief), daß der größte Teil dieses Signals durch Strahlverluste an der Vakuumwand bereits verloren gegangen ist.

Außerdem ist in Abb. 8.12 sehr gut der von der Laserposition abhängende maximal zu erfassende Winkelbereich zu erkennen: Je höher die Position des Laseres ist, umso größer wird der negative Winkel, der noch detektiert werden kann. Es ist bereits darauf

hingewiesen worden, daß dies die Folge des fest montierten Szintillators ist.⁸

8.3.3 Vergleich im Ortsraumraum

Wie in der vorangegangenen Darstellung zum Öffnungswinkel ist auch beim Vergleich im Phasenraum ein deutlicher Unterschied in den Intensitätsverläufen zwischen Strahlzentrum und Rand beobachtet worden. Wenn den Neutralisationsmessungen eine hohlstrahlähnliche Verteilungsfunktion zugrunde liegen sollte, dann läßt sich dies im xy -Ortsraum nachprüfen. Der Ortsraum kann zwar nicht vollständig aus der yy' Emittanz rekonstruiert werden, aber mit Hilfe des Detektors kann die H^- Verteilung direkt als 2dim Profil aufgenommen (ohne Laser) werden und sollte sich auch aus der Summe aller aufaddierten Neutralteilchenverteilungen (Photodetachment!) rekonstruieren lassen. Bei diesem Vorgang wird keine Integration über eine der Achsen durchgeführt, der Vergleich erfolgt rein im xy -Ortsraum. Die Versuchsdaten und die Emittanz sind mit der Messung in Abb. 8.12 identisch, für die Bestimmung der H^- Dichte ist lediglich das Magnetfeld reduziert worden, um den Ionenstrahl auf den Szintillator zu lenken.

In Abb. 8.13A–D sind Beispiele für verschiedene Anzahlen von aufaddierten Neutralteilchen Verteilungen gezeigt, in Abb. 8.13E ist die Ortsverteilung des H^- Strahls zu sehen. Diese weist eine stark inhomogene Dichteverteilung mit einem (kleinen) Strahlzentrum auf, das von einem Bereich hoher Intensität am Strahlrand umgeben ist, v.a. herrscht aber auch eine unsymmetrische Verteilung in x - und y Richtung.

Je höher die Anzahl der aufaddierten Profile ist, umso eher ist eine ähnliche Struktur wie bei dem Ionenstrahl festzustellen, dabei sind die CCD-Bilder A–D im selben Maßstab gezeigt und für die H^- Dichte gilt in Abb. 8.13E der separat angegebene Maßstab. Auch die Intensitäten sich nicht untereinander normiert. In beiden Fällen sieht man wie der Strahl durch die obere Vakuumwand kollimiert wird. Der Bereich, in dem mit dem Laser gemessen wurde, ist an der H^- Verteilung gekennzeichnet, so daß der untere Teil des Ionenstrahls auch nicht abgebildet werden kann. Vielmehr ist es so, daß oberhalb der Strahlachse Teile des Ionenstrahls stark konvergent sein müssen, um unterhalb der Strahlachse noch ein Signal hervorzurufen.

Abschließend kann festgestellt werden, daß sehr ähnliche Strukturen zwischen der H^- Dichteverteilung und aufaddierten, neutralisierten Teilchenverteilungen gefunden werden konnte. Dies bestätigt die Photodetachment Messungen und deutet darauf hin, daß sich v.a. durch die geringe Bauhöhe des Magneten der Strahl im Vergleich zur Schlitz–Schlitz Emittanz verändert hat.

In der bisherigen Diskussion ist noch ein Aspekt außer Acht gelassen worden, der aber für den *hier* durchgeführten Vergleich im Ortsraum nicht entscheidend war: Die Position des Lasers und der Szintillator sind durch eine Drift voneinander getrennt. In beiden Fällen –der Neutralteilchen und der H^- Ionen– wird die Dichtefunktion im Ortsraum an der Position des Szintillators bestimmt. Allerdings wirkt aufgrund der Photoneutralisation für die „ausgeschnittenen“ Verteilungen auf dieser Drift im Gegensatz zum Ionenstrahl keine Raumladung. Zwar ist der untersuchte Ionenstrahl perveanzdominiert, aber da kein Fokus

⁸ Um diesen Effekt zu umgehen, muß der Teilchendetektor in der Größe so angepasst werden, daß man den gewünschten Winkelbereich auch in den Extrempositionen des Lasers erfassen kann.

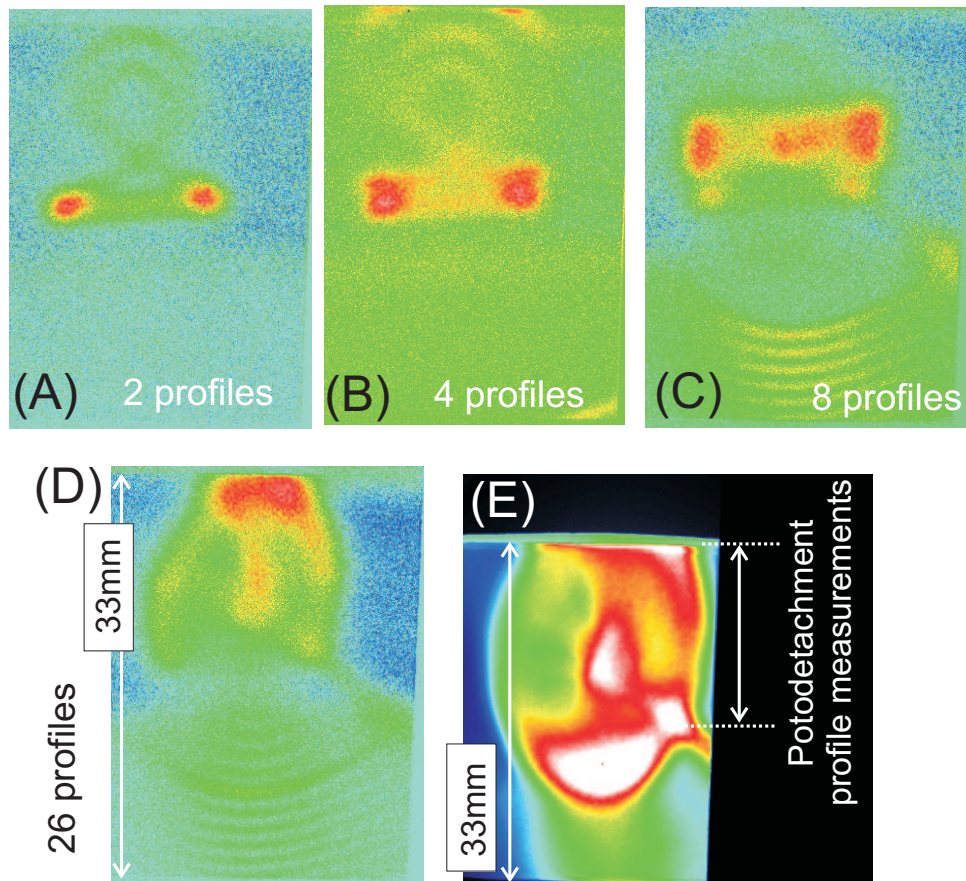


Abb. 8.13: Vergleich einer mit dem Szintillator gemessenen H^- Verteilung (E) und aufsummierten photoneutralisierten Winkelprofilen $I'(y_0)$ (A–D), wobei der angegebene Maßstab bei A–D gleich und für die H^- Dichtebestimmung eine kleinere Skala gilt. Die Intensitäten sind untereinander nicht normiert.

(A): $y_0 = (-3.8 - 3.0)mm$;

(B): $y_0 = (-3.8 - 3.0, -2.35, -1.7)mm$

(C): $y_0 = (-3.8 - 3.0, -2.35, -1.7, -1.2, -0.5, +0.2, +1.0)mm$

(D): $y_0 = (-3.8 \dots + 13.7)mm$, insg. 26 Profile

zwischen Laser- und Szintillatorposition liegt und die Drift auch nicht so lang ist, daß die Verteilungen ineinander verlaufen, bleibt die Form erhalten.

Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit ist die bereits bekannte Idee, Photodetachment zur Diagnose an einem H^- Strahl einzusetzen, neu interpretiert und verbessert worden. Dabei wurde eine zerstörungsfreie Emittanz Meßmethode entwickelt, die sich besonders für zukünftige Hochstrom-Beschleuniger Projekte eignet. Für Emittanzmessungen dabei kann ganz auf mechanische Bauteile verzichtet werden, wenn bei einem kleinen Teil der H^- Ionen das zusätzliche, mit nur 0,754 eV schwach gebundene Elektron durch Photodetachment $\hbar\omega + H^- \rightarrow H^0 + e^-$ abgelöst wird. Die neutralisierten H^- Ionen können magnetisch oder elektrostatisch von den Elektronen und den verbliebenen H^- Ionen separiert werden. Insbesondere die Neutralteilchen bieten sich durch ihre Unempfindlichkeit gegenüber äußeren elektromagnetischen Feldern zur Bestimmung der Phasenraumverteilung des Ionenstrahls an. Auch der Impulsübertrag durch Photodetachment kann bei den neutralisierten Ionen vernachlässigt werden. Die Detektion des Divergenzwinkels ist durch einen Szintillator mit einer CCD-Kamera erfolgt.

Zur Berechnung der Anzahl neutralisierter Teilchen wurde ein vereinfachtes Modell unter der Annahme homogener Dichteverteilungen entwickelt. Ziel der Näherung war es, Aussagen zu den Anforderungen an das Lasersystem und den Detektor zu machen. Dabei zeigte sich insbesondere die Eignung des Meßverfahrens für hohe Strahlströme und Strahlparameter, wie sie typischerweise nach einem RFQ vorliegen. Weitere Aspekte wie der Einfluß des Winkels zwischen Laser- und Ionenstrahl, relativistischer Ionenstrahl sowie die Orts- und Winkelauflösung sind ebenfalls Gegenstand der Diskussion gewesen.

Simulationen der Abbildungseigenschaften

Im Gegensatz zur Schlitz-Schlitz Emittanzmessung wird bei dem neu entwickelten Meßverfahren die Winkeldetektion mit einem ortsauflösenden Szintillator durchgeführt. Dabei ergibt sich eine Schlitz-Punkt Abbildung. Im Vergleich zum Schlitz-Schlitz Meßprinzip können damit mehr Informationen über die Phasenraumverteilung gewonnen werden. Dadurch lassen sich Aussagen über die Winkelverteilung der anderen transversalen Ebene gewinnen. Um diese neue Abbildungsfunktion zu untersuchen, wurde eine Methode zur Simulation der Winkeldetektion entwickelt.

Für die Simulationen wurde angenommen, daß der Schlitz bzw. Laser analog zur Messung einer yy' Emittanz entlang der y -Achse durch den Ionenstrahl gefahren wird; die ausgeschnittene Teilchenverteilung ist bis zum Ort des Szintillators transportiert worden. Dabei sind etliche Zusammenhänge der Abbildungsfunktion zwischen den 2dim Phasenraumprojektionen xx' , yy' und der Verteilung der neutralisierten Ionen auf dem Teilchendetektor aufgezeigt worden. So läßt sich z.B. nachweisen, daß die Aberrationen aus der anderen transversalen Ebene (x -Ebene) die gesamte Verteilungsfunktion mit beeinflussen, die übliche Integration $\int \rho(x, y) dx$ einer Schlitz-Schlitz Emittanz dies aber verdeckt. Leider läßt sich mit den hier verwendeten Mittel noch keine eindeutige Zuordnung zwischen den x -Orten der ausgeschnittenen Teilchen und dem x' Winkel

machen. Jedoch erscheint dies aus heutiger Sicht durch geringe Modifikationen des Versuchsaufbaus möglich.

Bei entsprechender Integration der Rohdaten konnte die yy' Emittanz bis auf die unvermeidliche numerische Ungenauigkeit solcher Vielteilchensimulationen rekonstruiert werden. Ausgehend von einer stark filamentierten Emittanz konnten bei der Abbildung des Schlitzes durch die Überlagerung der Aberrationen aus beiden transversalen Ebenen ein geschlossenes „achtförmiges“ Muster gezeigt werden. Anhand einzelner Teilchen wurde die Entstehung dieser geschwungenen Verteilungen nachvollzogen. Die wesentlichen Merkmale der theoretisch gefundenen Abbildungseigenschaften konnten durch die Messungen zur Photoneutralisation bestätigt werden.

Experimenteller Aufbau und Messungen

Für die experimentellen Untersuchung der Photodetachment-Emittanzmessung wurde eine Beamline aus Ionenquelle mit Dumpingsystem, differentiellem Pumptank und Linsensystem aufgebaut.

Dabei wurde bei einer vorhandenen H^- Quelle der Strom von anfänglich $70 \mu A$ auf bis zu $2,5 mA$ gesteigert. Das Dumpingsystem erwies sich als sehr effektiv und lenkte alle zusätzlich extrahierten Elektronen innerhalb der Nachweisgrenze aus dem Strahl aus. Neben der Optimierung des H^- Stroms wurde auch mit Hilfe eines Impulsspektrometers die Strahlzusammensetzung untersucht und mit einer Schlitz-Gitter Anlage Emittanzmessungen durchgeführt, um Quelleneinstellungen, Injektion in das elektrostatische Linsensystem und deren Brechkraft zu bestimmen. Mit dem Linsensystem war es möglich, einen Ionenstrahl von $0,5 \dots 0,8 mA$ für die Strahldiagnose zur Verfügung zu stellen.

Die für dieses Experiment entwickelten Komponenten zur Photodetachment Emittanzmessung schließen den Dipol bzw. die Konstruktion der Vakuumkammer zur Ladungsseparation, die Auswahl eines geeigneten Szintillators und die Bestimmung der Laserstrahlparameter und dessen Strahlweg mit ein. Besondere Aufmerksamkeit erforderte dabei auf die Vakuumkammer für den Dipol, da mit deren Geometrie die wesentlichen Parameter einer Emittanzmessung festgelegt werden. Je nach Kameraeinstellung wurde eine typische Winkelauflösung von etwa $0,3 \dots 0,1 mrad$ erreicht. Limitierend war hierbei nur die geringe Anzahl von 512×512 Pixel der vorhandenen CCD-Kamera, bei höherer Pixelanzahl hätte leicht eine $10\times$ bessere Auflösung erreicht werden können. Die Ortsauflösung der verwendeten Szintillatoren ist durch deren Körnigkeit und Schichtdicke auf $10 \mu m$ beschränkt und für Emittanzmessungen völlig ausreichend. Das beste Signal zu Rausch-Verhältnis ist mit P43 und einer zusätzlichen, nur $\leq 50 nm$ dicken Aluminium Schicht erzielt worden. Die Dicke der Szintillator- und Aluminium Schicht ist mit SRIM auf die zu erwartende Eindringtiefe bei $5 keV$ Strahlenergie optimiert worden.

Bei den Experimenten zur Photoneutralisation konnte eindeutig das Meßsignal dem Photodetachment zugeordnet werden. Auch die Linearität des Szintillators konnte eindeutig gezeigt werden. Die teilweise notwendige Glättung der Rohdaten zur Verbesserung des Signal zu Rausch Verhältnisses zeigten keine Beeinflussung auf die Form bzw. relative Intensitätsverteilung der Messungen.

Ebenfalls konnte der Einfluß der Einzellinsen auf den Ionenstrahl an Hand neutralisierter Teilchen gezeigt werden: Bei Vergrößerung der Brechkraft wurde der zunächst große Strahldurchmesser mit einem Intensitätsmaximum im Strahlkern zu einer hohlstrahlähnlichen Verteilung mit einem Peak in der Strahlmitte und am Strahlrand fokussiert. Bei einer

weiterer Steigerung der Linsenspannung reduzierte sich schließlich die Intensität im Strahlrand wieder.

Proof of Principle: Photodetachment–Emittanzmessung

Durch die Veränderung der y -Position ist eine größere Anzahl von Winkelprofilen aufgenommen worden, um Vergleiche mit zuvor gemessenen Schlitz–Schlitz Emittanzfiguren durchzuführen. Dabei konnte der Divergenzwinkel und auch die Lage des Strahlkerns im Rahmen der Meßgenauigkeit sehr gut wiedergegeben werden. Andererseits zeigten sich deutliche Unterschiede bei der Auswertung der Intensitäten. Dies ist zum Teil auf die schlechte Wiedergabe eines Hohlstrahls durch eine zweidimensionale Phasenraumprojektion yy' zu erklären. Außerdem ist der Ionenstrahl durch die kleine Bauhöhe der Magnetkammer kollimiert worden, was den Strahl im Vergleich zu den vorherigen Schlitz–Schlitz Emittanzmessungen nachhaltig beeinflusst hat.

Diese Schlußfolgerung wird durch Messungen im Ortsraum bestätigt. Dazu ist der gesamte H^- Strahl mit dem Magnetfeld auf den Szintillator gelenkt worden. Für den Vergleich sind alle Neutralteilchen Verteilungen aufaddiert worden. Die dadurch entstandene Intensitätsverteilung zeigt eine sehr ähnliche Struktur wie die H^- Verteilung, so daß die Photodetachment Messungen auch auf diesem Weg sehr gut bestätigt werden konnten.

Durch den unvermeidlich hohen Füllgrad des Linsensystems konnte nur an einem stark aberrationsbehafteten Ionenstrahlen gemessen werden. Die detektierten 2dim Neutralteilchen–Dichteverteilungen zeigten unter Berücksichtigung der begrenzten Nachweisempfindlichkeit die bei den theoretischen Simulationen gezeigten geschlossenen, achtförmigen Muster. Ungleiche Intensitäten entlang der x -Achse weisen auf eine unsymmetrische Strahlverteilung in beiden transversalen Ebenen hin.

Zusammenfassend konnte gezeigt werden, daß die zerstörungsfreie Emittanzmessung basierend auf Photodetachment eine sehr leistungsfähige Meßmethode ist, die sich besonders gut für Beschleunigerprojekte hoher Strahlleistung eignet. Außerdem gibt es diverse Varianten des Systems: Bei einem leistungsstärkeren Lasersystem bzw. höherem H^- Strom können Szintillatoren mit unterschiedlicher Zeitauflösung (Nachleuchtdauer) in Kombination mit einem gepulsten Laserstrahl eingesetzt werden. Bei größerem Polschuhabstand ist auch denkbar, den Laserstrahl in beiden transversalen Richtungen zu verfahren. Die theoretischen Untersuchungen konzentrieren sich auf das Problem, die mehrdeutige Zuordnung zwischen den neutralisierten Teilchen und dem x' Winkel aufzulösen⁹.

Die Arbeiten zur Weiterentwicklung des Meßprinzips sind bereits im Rahmen des ISIS Upgrads begonnen worden: Das Front End Test Stand (FETS)¹⁰ Projekt soll an einem 3 MeV, 50 mA H^- Strahl die Wirkungsweise eines schnellen Choppers demonstrieren. Durch die hohe Leistungsdichte und die extrem kurzen Bunche von ≤ 2 ns kann die Emittanz nur noch zerstörungsfrei gemessen werden. Neben der transversalen, 4dim Emittanz wird auch eine longitudinale Emittanzmessung entwickelt.

⁹ Bei Orientierung des Laser bzw. Schlitzes parallel zur x -Achse und der damit verbundenen Messung der yy' Emittanz ist die Zuordnung der Orte zu x' mehrdeutig und vice versa.

¹⁰<http://fets.isis.rl.ac.uk>

Literaturverzeichnis

- [1] C.R.Prior, D.J.Adams, D.W.J.Bellenger, G.Bellodi, J.R.J.Bennet, I.S.K.Gardener, F.Gerick, J.W.Gray, W.A.Morris, G.H.Rees, J.V.Trotman, and C.M.Warsop. ISIS megawatt upgrade plans. *JACoW Conference Proceedings*, www://accelconf.web.cern.ch/accelconf, PAC 2003. 2
- [2] F. Gerick. A new 180 MeV H^- linac for upgrades of ISIS. *JACoW Conference Proceedings*, www://accelconf.web.cern.ch/accelconf, EPAC 2004. 2
- [3] F.Gerick (Editor). Conceptual design of the SPL II. *A high-power superconducting H^- linac at CERN*, CERN-2006-006, 12. July 2006. 2
- [4] F.Hinterberger. *Physik der Teilchenbeschleuniger*. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1974, 3.Auflage. 3
- [5] F.Hinterberger and D.Prashun. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 279:413–422, 1989. 4
- [6] P.Groß. *Untersuchungen zum Emittanzwachstum intensiver Ionenstrahlen bei teilweiser Kompensation der Raumladung*. PhD thesis, Universität Frankfurt IAP, 2000. 5, 57, 66, 117, 118
- [7] R.Dölling. *Raumladungskompensation driftender intensiver Strahlen niederenergetischer Ionen und Techniken zu ihrer Vermessung*. PhD thesis, Universität Frankfurt IAP, 1994. 5
- [8] R.Wildt. Electron affinity in astrophysics. *Astrophysical Journal*, 89:295, 1939. 9
- [9] R.Wildt. Negative ions of hydrogen and the opacity of stellar atmosphere. *Astrophysical Journal*, 90:611–620, 1939. 9
- [10] H.S.W. Massey and D.R. Bates. The continuous absorption of light by negative hydrogen ions. *Astrophys. Journl.*, 91, 1940. 9
- [11] H.Bethe. *Z.Phys.*, 57:817, 1929. 9
- [12] S. Chandrasekhar. On the continous absorption coefficient of the negative hydrogen ion IV. *Astrophys. Journl.*, 128, 1958. 9, 12
- [13] L.M. Branscomb and W.L. Fite. *Phys.Rev.*, 93(651(A)), 1954. 9
- [14] L.M. Branscomb and S.J. Smith. Experimental cross section of photodetachment of electrons from H^- and D^- . *Phys.Rev.*, 98(4):1028, 1955. 9
- [15] H.P. Popp and S. Kruse. *Journl. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 16, 1976. 9
- [16] A.R.P.Rau. The negative ion of hydrogen. *J.Astrophys.Astr.*, 17:113–145, 1996. 9, 11, 12

- [17] M.Y.Amusia. *Physics of atoms and molecules*, chapter 3.6 (Atomic Photoeffect), pages 72–74. Plenum press, New York & London, 1990. 9
- [18] J.T. Broad and W.P. Reinhardt. One and two photoejection from H^- : A multichannel J–matrix calculation. *Phys. Rev.*, 14(6(A)), 1976. 10, 11, 12
- [19] R.N.Hill. *Physical Review Letter*, 38:643, 1977. 10
- [20] E.Herbst, T.A.Patterson, D.W.Norcorss, and W.C.Lineberg. *Astrophysical Journal*, 191:143, 1974. 10
- [21] H.C.Bryant, P.A.Lovoi, and G.G.Ohlsen. Production of pulsed particle beams by photodetachment of H^- . *Phys. Rev. Lett.*, 27, 1971. 12, 17
- [22] H.C.Bryant. An experimentalist’s view of the H^- ion. *Journal of the Chinese Chemical Society*, 48, 2001. 12
- [23] M. Daskhan. Photodetachment cross section of the negative hydrogen ion. *Phys. Rev.*, 28(5(A)), 1983. 12
- [24] M.P. Ajmera and K.T. Chung. Photodetachment of negative hydrogen ions. *Phys. Rev.*, 12(2(A)), 1975. 12
- [25] M.L. Duu and J.B. Delos. Photodetachment of H^- in an electric field. *Phys. Rev. A*, 38(11), 1988. 12
- [26] Ulrich E.Schröder. *Spezielle Relativitätstheorie*. Harri Deutsch Verlag, 1994, 3.Auflage. 16
- [27] A.H. Mohagheghi. PhD thesis, Los Alamos National Laboratory LANL, 1990. LA–11152–T. 17
- [28] M.Bacal. Photodetachment diagnostic techniques for measuring negative ion densities and temperatures. *Rev. Sci. Instr.*, Vol.71(11), Nov. 2000. 17, 23
- [29] J.Peters. *AIP Conf. Proc.*, No. 763, 2004. Proceedings of the 10th International Symposium on the Production and Neutralization of Negative Hydrogen Ions and Beams in Kiev (Ukraine). 17
- [30] J.Peters. The HERA volume H^- source. *AIP Conf. Proc.*, Proc. PAC 2005, 2005. 17
- [31] V.W.Yuan, R.C.Connolly, R.C.Garcia, K.F.Johnson, K.Saadatmand, O.R.Sander, D.P.Sandoval, and M.A.Shinas. Measurement of longitudinal phase space in an accelerated H^- beam using a laser–induced neutralization method. *Nucl. Instr. and Meth.*, A 329:381–392, 1993. Los Alamos National Laboratory LANL. 18
- [32] R.C.Conolly, K.F.Johnson, D.P.Sandoval, and V.Yuan. A transverse phase–space measurement technique for high–brightness H^- beams. *Nucl. Instr. and Meth.*, A313:414–419, 1992. Los Alamos National Laboratory LANL. 18

- [33] W.B.Cottingham, G.P.Boicourt, J.H.Cortez, W.W.Higgings, O.R.Sander, and D.P.Sandoval. Noninterceptive techniques for the measurement of longitudinal parameters for intense H^- beams. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-32:1871, 1985. Proc. Particle Accelerator Conference PAC 1985. 17
- [34] D.R.Swenson, E.P.MacKerrow, and H.C.Bryant. Non-invasive diagnostic for H^- ion beams using photodetachment by a focused LASER beam. *A.I.P. Conference Proceedings*, 319:343, 1994. 19
- [35] D.P. Sandoval. Noninterceptive transverse emittance measurement diagnostic for an 800 MeV H^- transport line. *A.I.P. Conference Proceedings*, 333:445, 1995. 19
- [36] R.E.Shafer. Laser diagnostic for high current H^- beams. *A.I.P. Conference Proceedings, BIW 1998*, 451:191, 1998. Los Alamos National Laboratory LANL. 19
- [37] R.Connolly, P.Cameron, J.Cupolo, M.Grau, M.Kesselman, C-J.Liaw, and R.Sikora. Laser profile measurements of an H^- beam. *JACoW Conference Proceedings*, [www://accelconf.web.cern.ch/accelconf](http://accelconf.web.cern.ch/accelconf), DIPAC 2001. 19
- [38] R.Connolly, P.Cameron, J.Cupolo, M.Grau, M.Kesselman, C-J.Liaw, and R.Sikora. Laser profile measurements of an H^- beam. *JACoW Conference Proceedings*, [www://accelconf.web.cern.ch/accelconf](http://accelconf.web.cern.ch/accelconf), PAC 2001. 19
- [39] M.A.Plum, T.Shea, S.Assadi, L.Doolittle, P.Cameron, and R.Connolly. Diagnostic challenges at SNS. *JACoW Conference Proceedings*, [www://accelconf.web.cern.ch/accelconf](http://accelconf.web.cern.ch/accelconf), DIPAC 2003. 19
- [40] T.Tomisawa, H.Akikawa, S.Sato, A.Ueno, Y.Kondo, H.Oigawa, T.Sasa, K.Hasegawa, S.Lee, I.Zenei, T.Toyama, and M.Ikegami. Investigation of photo neutralization efficiency of high intensity H^- beam with Nd:YAG laser in J-PARC. *JACoW Conference Proceedings*, [www.://accelconf.web.cern.ch/accelconf](http://accelconf.web.cern.ch/accelconf), DIPAC 2005. Zusammenarbeit von KEK und JAERI, Japan. 19
- [41] S.Lee, Z.Igarashi, T.Toyama, M.Ikegami, T.Tomisawa, H.Akikawa, S.Sato, A.Ueno, Y.Kondo, and K.Hasegawa. Direct measurements of space charge-potential in high intensity H^- beams with laser based photo neutralization method. *JACoW Conference Proceedings*, [www.://accelconf.web.cern.ch/accelconf](http://accelconf.web.cern.ch/accelconf), DIPAC 2005. Zusammenarbeit von KEK und JAERI, Japan. 19
- [42] H.S.W.Massey. *Negative Ions*. University Press, Cambridge, 1976. 20
- [43] H.Zhang. *Ion Sources*. Springer Science Press, Berlin-Heidelberg, 1999. 20
- [44] E.W.McDaniel. *Collission Phenomena in Ionized Gases*. Wiley& Sons, New York, 1964. 20
- [45] Klaus Wiesemann. *Einführung in die Gaselektronik*. Springer (Teubner-Studienbücher, Stuttgart, 1976. 20, 23
- [46] K.Prelec and T.Slyters. Formation of negative hydrogen ions in direct extraction sources. *Rev. Sci. Instr.*, 44:1451, 1973. 20

- [47] C.F.Barnett, H.T.Hunter, M.I.Kirkpatrick, I.Alvarez, C.Cisneros, and R.A.Phaneuf. Atomic Data for Fusion (Vol.1), Collisions of H, H₂, He and Li Atoms and Ions with Atoms and Molecules. Technical Report ORNL-6086/V1, Oak Ridge National Laboratory, 1990. <http://www-cfadc.phy.ornl.gov/redbooks>. 20
- [48] M.Bacal, G.W.Hamilton, E.Nicolopoulos, and H.J.Doucet. H⁻ and D⁻ Production in Plasmas. *Phys. Rev. Lett.*, 42:1538, 1977. siehe auch *J.Phys.(Paris)*38; pp.1399 (1977). 20
- [49] J.A.D.Stockdale, R.N.Compton, and P.W.Reinhardt. *Phys. Ref. Lett.*, 24:664, 1968. 22
- [50] J.Peters. New developments in RF and filament-volume H⁻ ion sources for accelerator (invited). *Rev. Sci. Instr.*, 75(5):1709, 2004. 22
- [51] H.Bethe. *Ann. Phys.(Leipzig)*, 5:325, 1930. 23
- [52] Yong-Ki Kim and M.E.Rudd. Binary-encounter-dipole model for electron-impact ionization. *Phys. Rev*, A50(5):3954-3967, November 1994. 23
- [53] C.Gerthsen and Helmut Vogel. *Physik*. Springer (Springer-Lehrbuch, Berlin-Heidelberg, 1993. 23
- [54] R.Becker. Self-consistent multicomponent plasma sheath theory for the extraction of H⁻ ions (Invited). *Rev. Sci. Instr.*, 75(5), 2004. 23
- [55] R.Becker. NIGUN: a two-dimensional simulation program for the extraction of H⁻ ions. *Rev. Sci. Instr.*, 75(5), 2004. 23
- [56] K.N.Leung, K.W.Ehlers, and M.Bacal. *Rev. Sci. Instr.*, 54(56), 1983. 23, 42
- [57] K.W.Ehlers and K.N.Leung. Effect of a magnetic filter on hydrogen ion species in a multicusp ion source. *Rev. Sci. Instr.*, 52(2), 1981. 23
- [58] C.Courteille, A.M.Brunneteau, and M.Bacal. *Rev. Sci. Instr.*, 66(3):2533, 1995. 23
- [59] M.Bacal, A.M.Brunneteau, and M.Nachman. *Journal Appl. Phys*, 55(1):15, 1984. 23
- [60] F.A.Haas, L.M.Lea, and A.J.T.Holmes. *Journal Phys. D: Appl. Phys.*, 24:1541, 1991. 23
- [61] C.Courteille, J.Brunneteau, F-P.G.Valckx, Z.Sledziewski, and M.Bacal. *Rev. Sci. Instr.*, 64(11):3265, 1993. 23
- [62] M.Bacal, F.E.Balghiti-Sube, L.I.Elizarov, and Y.Tontegode. *Rev. Sci. Instr.*, 69(2):932, 1998. 23
- [63] A.J.T.Holmes, R.McAdams, G.Proudfoot, S.Cox, E.Surrey, and R.King. *Rev. Sci. Instr.*, 65(4):1153, 1994. 23
- [64] O.Fukumasa and K.Yoshino. *Rev. Sci. Instr.*, 69(2):941, 1998. 23
- [65] C.Child. *Phys. Rev. (Ser.1)*, 32:492, 1911. 24
- [66] I.Langmuir and K.Compton. Electrical discharges in gases part II. Fundamental phenomena in electrical discharges. *Rev. Mod. Phys.*, 3:251, 1931. 24

- [67] J.Pierce. *Theory and Design of Electron Beams*. Van Norstrand New York, 1954. 25
- [68] R.Becker. Numerical simulation of ion-beam formation. *Rev. Sci. Instr.*, 67(3), 1996. 25
- [69] R.Becker. GSI-90-29 13, Gesellschaft für Schwerionenforschung, 1990. 25
- [70] R.Becker and W.B.Hermansfeldt. IGUN — A program for the simulation of positive ion extraction including magnetic fields. *Rev. Sci. Instr.*, 63(41):2756–2758, 1992. 25
- [71] J.E.Boers. *Proceedings of the 1995 Particle Accelerator Conference*, page 2312, 1995. 25
- [72] P.Spaedtke. KOBRA3-INP bedienungsanleitung. Technical report, Gesellschaft für Schwerionenforschung, 2000. 25
- [73] M.A.Leitner, D.C.Wutte, and K.N.Leung. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, A 427:242, 1999. 25
- [74] R.F.Whealton et al. *Rev. Sci. Instrum.*, 73:1013, 2002. 25
- [75] Proceedings of the XVIV. International Linear Accelerator Conference. *The Status of DESY H⁻ Source*, August 1998. 28
- [76] K.N.Leung et al. Development of an advanced volume H⁻ source for neutral beam application. Technical Report LBL-27505, Lawrence Berkeley Laboratory, 1990. 28
- [77] Proceedings of the 1994 International LINAC Conference. 1994. 28
- [78] Proceedings of 6th International Symposium on the Production and Neutralization of Neg. Ions and beams. *The characteristics of the RF-driven, multicusp, negative ion source*, volume AIP Conf. Proc. 287, Upton, N.Y., 1992. 28
- [79] K.Saadatmand et al. Performance of the superconducting super collider H⁻ source RF volume ion source and LINAC injector. *Rev. Sci. Instr.*, 65(4), April 1994. 28
- [80] Proceedings of 9th International Symposium on the Production and Neutralization of Neg. Ions and beams. volume AIP Conf. Proc. 439(244), 1998. 28
- [81] M.A.Leitner and K.N.Leung. Optimization of the volume H⁻-ion source extraction system for the Spallation Neutron Source accelerator utilizing 3D magnet and ion optics codes. *Nucl. Instr. Meth.*, 427:250, 1999. 28
- [82] R.J.Jelitto. *Theoretische Physik 6: Thermodynamik und Statistik*. Aula-Verlag Wiesbaden, 1989, 2.Auflage. 30, 31
- [83] J.Liouville. *Journal de Mathématiques*, 3(342), 1838. 30
- [84] H.Goldstein. *Klassische Mechanik*. Aula-Verlag, 1991, 11.Auflage. 31
- [85] F.Kuypers. *Klassische Mechanik*. VCH-Verlag; Weinheim, 1990, 3.Auflage. 31
- [86] E.Fick. *Einführung in die Grundlagen der Quantentheorie*. Akademische Verlagsgesellschaft, Frankfurt am Main, 1974, 3.Auflage. 31

- [87] J.D.Lawson. Perveance and the bennet pinch relation in partially neutralized electron beams. *J. of Electronics and Controls*, 5:146–151, 1958. 32
- [88] R.Chasman. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS–16:216, 1969. 34
- [89] P.Lapostolle. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS–18:1101, 1971. 34
- [90] J.Struckmeier. *Selbstkonsistente und nichtselbstkonsistente Phasenraumverteilungen intensiver Ionenstrahlen*. PhD thesis, Universität Frankfurt IAP, 1985. 35
- [91] P.Junior, H.Deitinghoff, and H.Klein. Influence of space charge on axial motion. *Conf. Proc. Heavy-Ion LINAC, Lin. Acc. Conf.*, 1979. 35
- [92] F.J.Sacherer. RMS envelope equation with space charge. *IEEE Trans. Nuc. Sci.*, 1971. 35
- [93] A.Ehrlich, J.Glatz, and P.Strehl. Gsi–pb–3–74, GSI Gesellschaft für Schwerionenforschung, 1990. 37
- [94] P.W.Allison, J.D.Sherman, and D.B.Holtkamp. An emittance scanner for intense low–energy ion beams. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS–30(4):2204–2206, 1987. 37
- [95] M.Sarstedt. Sectional and projectional emittance measurements. *Rev. Sci. Instrum.*, 67(4). 39
- [96] A.Lakatos, J.Pozimski, A.Jakob, and H.Klein. Extraction and low energy transport of negative ions. *Proc. of the EPAC–Conf. (Stockholm)*, page 1400, 1998. 40
- [97] A.Maaser. *Entwicklung einer Ionenquelle zur Produktion eines negativ geladenen Wasserstoffionenstrahls*. PhD thesis, Universität Frankfurt, IAP, 2000. 40
- [98] R.Hollinger. *Entwicklung und Untersuchung einer Hochstrom–Ionenquelle zur Erzeugung intensiver, hochbrillanter Protonenstrahlen*. PhD thesis, Universität Frankfurt IAP, 2000. 49
- [99] I.G.Brown. *The Physics and Technology of Ion Sources*. Wiley& Sons, New York, 1989. (Ionenextraktion siehe 3. Kapitel; H^- Kompensation siehe 4. Kapitel). 52, 56
- [100] Klaus Volk. *Entwicklung einer effizienten Ionenquelle zur Produktion intensiver hochbrillanter, atomarer, einfach geladener Ionenstrahlen*. PhD thesis, Universität Frankfurt, IAP, 1993. 52
- [101] J.Pozimski. *Untersuchungen zum Transport raumladungskompensierter niederenergetischer und intensiver Ionenstrahlen mit einer Gabor Plasma–Linse*. PhD thesis, Universität Frankfurt IAP, 1997. LINTRA ist von J.Pozimski erstellt und von O.Meusel weiterentwickelt worden. 54, 66
- [102] J.D.Sherman, P.Allison, and H.V.Smith (Jr.). *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS–32:1973, 1985. Particle Accelerator Conference Vancouver, BC. 56
- [103] V.P.Goretskii and A.P.Naida. *Sov. J. Plasma Phys.*, 11:227, 1985. 56

- [104] B.K. Phosphor screens. Technical report, Proxitronic, 2000. <http://www.proxitronic.de>. 63
- [105] J.F.Ziegler. *The stopping and range of ions in matter*, chapter 2–6. Pergamon Press, 1977–85. siehe auch <http://www.srim.org>. 72
- [106] J.P.Biersack and L.Haggmark. *Nucl. Instr. and Methods*, 174:257, 1980. 72
- [107] G.Riehl. *Untersuchung der mehrdimensionalen transversalen Phasenraumverteilung von intensiven Ionenstrahlen*. PhD thesis, Universität Frankfurt IAP, 1993. 73, 119
- [108] M.Sarstedt. *Untersuchungen zur Strahlformierung und Transport intensiver Ionenstrahlen und ihrer Injektion in einen RFQ-Beschleuniger*. PhD thesis, Universität Frankfurt IAP, 1994. 73
- [109] A.E. Siegman. *Lasers*. University Press, Oxford, 1986. 89
- [110] A.E. Siegman. *An introduction to LASERS and MASERS*. McGraw–Hill, New York, 1971. 89, 91
- [111] E.Hecht. *Optik*. Oldenbourg, München, 2001. 3. Auflage. 89, 91
- [112] A.Yariv. *Optical Electronics*. Saunders, Philadelphia, 3 edition, 1991. 89, 91
- [113] H.Hügel. *Strahlwerkzeug Laser*. Teubner Studienbücher, Stuttgart, 1992. 90
- [114] F.K.Kneubühl and M.W.Sigrist. *Laser*. Teubner Studienbücher, Stuttgart, 1999. 91
- [115] A.E. Siegman. New developments in laser resonators. *SPIE*, 1224(2), 1990. 92
- [116] M.W.Sasnett. Propagation of multimode laser beams — the M^2 factor. In D.R.Hall and P.E. Jackson, editors, *The physics and technology of laser resonators*, chapter 9, pages 132–148. Hilger, New York, 1989. 93
- [117] H. Kirchner, 2004. private Mitteilung über Eigenschaften des Modemasters, kommerzielles Gerät von Coherent zur Bestimmung von M^2 . 94
- [118] Deutsches Institut für Normen e.V. *Charakterisierung von Laserstrahlen und Laseroptiken*. Beuth–Verlag, Berlin, 2001. 94, 99
- [119] T.F.Johnston Jr. Beam propagation (M^2) measurement made as easy as it gets: the four cut method. *Applied Optic*, 37(21), 1998. 94, 95, 99, 100
- [120] C.Stewen. *Scheibenlaser mit Kilowatt–Dauerstrichleistung*. PhD thesis, Universität Stuttgart, 2000. 96
- [121] M.Karzewski. *Scheibenlaser höchster Qualität*. PhD thesis, Universität Stuttgart, 2000. 96
- [122] A.Voß. *Der Scheibenlaser: Theoretische Grundlagen des Dauerstrichbetriebs und erste experimentelle Ergebnisse anhand von Yb:YAG*. PhD thesis, Universität Stuttgart, 2002. 96

- [123] H.W.Brüsselbach, D.S.Sumida, R.A.Reeder, and R.W.Bryren. Low heat high power scaling using InGaAs–diode–pumped Yb:YAG lasers. *IEEE J. Selected Topics in Quantum Electron*, 3, 1997. 96
- [124] A.E. Siegman, M.W. Sasnett, and T.F. Johnston Jr. Choice of clip levels for beam width measurements using knife–edge techniques. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 27(4), 1991. 99, 100

Lebenslauf

| | | |
|---------------|----------------------------|---|
| Name | | Christoph Gabor |
| Geburtsdatum | | 17. September 1972 |
| Geburtsort | | Frankfurt am Main |
| Nationalität | | Deutsch |
| Schulbildung | 1979–1983 | Rote-Warte Schule, Grundschule, Mühlheim am Main |
| | 1983–1985 | Goethe-Schule, Förderstufe, Mühlheim |
| | 1985–1989 | Friedrich-Ebert Haupt- und Realschule |
| | 1989–1992 | Rudolf-Koch Schule, Gymnasium, Offenbach am Main |
| Schulabschluß | Juni 1992 | Abitur, allgemeine Hochschulreife |
| Wehrdienst | | Kriegsdienstverweigerer |
| | Sept.1992 – Nov.1993 | Pflegedienst für körperbehinderte Kinder, Bonhoeffer-Haus, Köln-Hürth |
| Studium | 1993 | Beginn des Physikstudiums an der Johann Wolfgang Goethe-Universität in Frankfurt am Main |
| | Mai 1996 | Vordiplom |
| | Juni 2000 | Diplom-Hauptprüfung Thema der Diplomarbeit : „Untersuchungen zur Erzeugung dielektrischer Schichten in einer Plasma-Immersions-Kammer“ |
| | Sept. 2000 | Beginn mit der vorliegenden Arbeit |
| | Sept. 2000 – Aug.2003 | Stipendiat des Graduiertenkollegs „Physik und Technik von Beschleunigern“ |
| | Sept. 2003 – April 2006 | Anstellung als wissenschaftlicher Mitarbeiter des Instituts für Angewandte Physik |
| | seit Aug. 2006 | Mitarbeiter bei ASTeC/ CCLRC, England, als Accelerator Physicist |

Akademische Lehrer

W. Bartl, R. Becker, H. Berckhemer, K. Bethge, W. Ensinger, F. Constantinescu, W. Grill, K. Hainer, R. Jelitto, H. Klein, J. Kummer, B. Lüthi, W. Martinsen, E. Mohler, J. Pozimski, U. Ratzinger, A. Schaarschmidt, A. Schempp, H. Schmeling, H. Schmidt-Böcking, D. Ströbele, R. Thomae

„Schreiben ist hart, man kommt nur schwer dahinter,
wann man aufhören muß.“

Peter Ustinov

Dankesworte gehen an . . .

. . . Meinen Doktorvater, Herrn Prof. Dr. Ulrich Ratzinger, für die Gelgenheit der Untersuchungen zur zerstörungsfreien Strahldiagnose und die großzügige Förderung und das fortwährende Interesse an der vorliegenden Arbeit.

Ganz besonders möchte ich mich auch bei Herrn Prof. Dr. Horst Klein für die Aufnahme in das Institut für Angewandte Physik bedanken. Ohne seine ständige Bereitschaft zur unkomplizierten und schnellen Unterstützung hätte die Arbeit in der vorliegenden Version sicher nicht entstehen können.

An Herrn Dr. J. Pozimski als Leiter der ehemaligen Arbeitsgruppe „Raumladungskompensation“ für die zahlreichen Diskussionen und die sehr gute Unterstützung beim Fortgang der Arbeit. Ein ganz dickes Lob geht an meinen langjährigen Kollegen Dr. O. Meusel nicht nur für die gute wissenschaftliche Zusammenarbeit, sondern auch für manch' gesellige Stunde weit ab der Physik.

Für die Hilfe und gute Zusammenarbeit mit Dr. R. Thomae für die Verbesserung der Ionenquelle und der Erhöhung des H^- Strahlstroms unter der fruchtbaren „Oberaufsicht“ von Dr. Klaus Volk aus Großkahl/ Bayern bei Aschaffenburg.

Für die Hilfsbereitschaft und interessanten Diskussionen danke ich Frau Harji und den Herren Prof. Dr. R. Becker und Dr. H. Deitinghoff und den Kollegen Dr. H. Podlech, Dr. M. Droba, Dr. M. Iberle, Daniel Bänsch und allen weiteren nicht namentlich genannten Institutsmitgliedern.

Den Mitarbeitern der Institutswerkstatt unter der Leitung von Herrn G. Hausen und S. Repolg danke ich für die sorgfältige Ausführung der umfangreichen und nicht immer einfachen Konstruktionen. Herrn I. Müller und Herrn J. Jaitner danke ich für die verschiedensten Entwürfe und Anfertigungen — v.a. aber auch für die schnelle Reparatur aller elektronischen Geräte und Netzteile.

Ein besonderer Dank gilt auch Herrn H. „Kroni“ Kronenberger, der mir wertvolle Tipps zum optischen Aufbau des Laser gegeben hat und mich mit einer großen Zahl an mechanischen Komponenten für die Laserstrahlführung versorgt hat.

Den Werkstudenten R. Wallauer, der eine große Hilfe bei den Messungen zu den Strahlprofilen und der Bestimmung der Strahlqualität des Lasers war.

Der DFG und dem Graduiertenkolleg möchte ich für mein Stipendium danken, das mir über einen langen Zeitraum ermöglichte, an meiner Dissertation zu arbeiten. Die Arbeit wurde außerdem durch das HP-NIS Projekt HPRI-CT-2001-50021 (EU) finanziell unterstützt.

Zu guter Letzt, aber deshalb nicht minder geachtet, möchte ich mich bei meinen Eltern und Freunden für Ihr Verständnis und ihre Unterstützung auch in manch schwerer Stunde auf dem langen Weg an der Uni danken.

Ohne die Hilfe all' derer und auch vieler Ungenannter wäre
es sicher nicht zur Photoneutralisation am IAP gekommen !