
Zerstörungsfreie Profilmessung intensiver Schwerionenstrahlen

Non-destructive Profile Measurement of Intensive Heavy Ion Beams

Zur Erlangung des Grades eines Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

genehmigte Dissertation von Dipl.-Phys. Frank Becker aus Darmstadt

Darmstadt 2010 — Darmstadt — D 17



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DARMSTADT

Fachbereich Physik
Institut für Kernphysik
AG Strahlen- und Kernphysik

In Zusammenarbeit mit dem
GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH Darmstadt



Zerstörungsfreie Profilmessung intensiver Schwerionenstrahlen
Non-destructive Profile Measurement of Intensive Heavy Ion Beams

Genehmigte Dissertation von Dipl.-Phys. Frank Becker aus Darmstadt

1. Gutachten: Prof. Dr. Dr. h.c./RUS D.H.H. Hoffmann
2. Gutachten: Prof. Dr. Joachim Enders

Tag der Einreichung: 15.12.2009

Tag der Prüfung: 08.02.2010

Darmstadt – D 17

Bitte zitieren Sie dieses Dokument als:

URN: [urn:nbn:de:tuda-tuprints-23328](https://nbn-resolving.org/urn:nbn:de:tuda-tuprints-23328)

URL: <http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/2332>

Dieses Dokument wird bereitgestellt von tuprints,
E-Publishing-Service der TU Darmstadt.

<http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de>

tuprints@ulb.tu-darmstadt.de



Die Veröffentlichung steht unter folgender Creative Commons Lizenz:

Namensnennung - Keine kommerzielle Nutzung - Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland

<http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/3.0/de/>

meinen Eltern



Zusammenfassung

Im Rahmen des FAIR-Projektes (Facility for Antiproton and Ion Research) an der GSI (Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH) werden intensive Strahlen von Protonen bis hin zu Uranionen mit kinetischen Energien von wenigen AMeV bis zu 30 AGeV erzeugt. Der bestehende Universal Linear Accelerator (UNILAC) und das Schwerionen Synchrotron mit $B\rho = 18 \text{ Tm}$ (SIS-18) dienen als Injektoren für das geplante Synchrotron (SIS-100) und sollen nach Abschluss des Upgrade-Programms um bis zu zwei Größenordnungen gesteigerte Strahlströme liefern. Auf allen Strahltransportstrecken, insbesondere jedoch vor Targets zur Teilchenproduktion oder Plasmaphysik-Targets, ist eine präzise Information über das Strahlprofil sowie die Strahllage von zentraler Bedeutung. Herkömmliche strahlzerstörende Profilmontoren wie Leuchtschirme oder invasive Systeme wie Drahtgitter (SEM-Grid), halten den thermischen Belastungen niederenergetischer oder stark fokussierter Schwerionenstrahlen nicht stand.

Zur Bestimmung transversaler Strahlprofile wurde ein strahlinduzierter Fluoreszenzmonitor entwickelt. Der Beam Induced Fluorescence (BIF)-Monitor nutzt das Fluoreszenzlicht der durch atomare Stöße angeregten Restgasmoleküle. Dabei werden mit einer bildverstärkten Kamera Fluoreszenzbilder aufgenommen, deren Projektionen die Strahlprofile darstellen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden systematische Untersuchungen zu Lichtausbeute, Profiform und Untergrund durchgeführt, und zwar für unterschiedliche Ionenspezies (H^+ , S^{6+} , Ar^{18+} , K^+ , Ni^{9+} , Xe^{48+} , Ta^{24+} , Au^{65+} , U^{73+}) mit Projektilenergien von 7,7 AkeV bis 750 AMeV, bei Gasdrücken von 10^{-6} bis 3 mbar, in verschiedenen Restgasspezies (N_2 , He, Ne, Ar, Kr, Xe). Mit Hilfe eines abbildenden Spektrometers konnten Fluoreszenzspektren sowie wellenlängenselektive Strahlprofile im Spektralbereich von 300 bis 800 nm gemessen und den entsprechenden Fluoreszenzübergängen zugeordnet werden.

Wichtigste Ergebnisse dieser Untersuchung sind zum einen die lineare Abhängigkeit der Lichtausbeute vom Restgasdruck bei gleichbleibender Profilbreite und zum anderen die Proportionalität der Lichtausbeute zum differentiellen Energieverlust. Weiterhin weisen Edelgase im Vergleich zu Stickstoff nur 25 % der auf den Energieverlust normierten Lichtausbeute auf. Mit Helium wurden stark verbreiterte Strahlprofile gemessen, alle anderen Edelgase und Stickstoff zeigen übereinstimmende Strahlprofile.

Nach umfangreicher Messung und Simulation des Strahlungsfeldes an einem Hochenergiemessplatz wurde ein geeignetes Schirmungskonzept für den Einsatz des BIF-Monitors in strahlender Umgebung entwickelt. Bereits ein 1 m^3 großer Betonwürfel vermindert im Zentrum die errechnete Neutronendosis um 94 %. Systematische Fehler des Verfahrens aufgrund des indirekten Nachweises werden ebenso diskutiert wie technische Verbesserungsvorschläge.



Abstract

Within the framework of the FAIR-project (Facility for Antiproton and Ion Research) at GSI (Helmholtz Center for Heavy Ion Research, high intensity beams from protons to uranium ions with kinetic energies up to 30 AGeV are foreseen. Present GSI-accelerators like the UNILAC and the Heavy Ion Synchrotron (SIS-18) with a magnetic rigidity of 18 Tm will be used as injectors for the future synchrotron (SIS-100). Their beam current will be increased by up to two orders of magnitude. An accurate beam position and beam profile measurement is mandatory for a safe operation of transport sections, in particular in front of production targets (Fragment Separator (FRS)-target, \bar{p} -production-target and Warm Dense Matter (WDM)-targets). Conventional intercepting profile monitors will not withstand the thermal stress of intensive ion beams, particularly for low energy applications or focused beams.

For transverse profile determination a non-intercepting Beam Induced Fluorescence (BIF)-monitor was developed, working with residual gas. The BIF-monitor exploits fluorescence light emitted by residual gas molecules after atomic collisions with beam ions. Fluorescence-images were recorded with an image-intensified camera system, and beam profiles were obtained by projecting these images.

Within the scope of this dissertation the following topics have been investigated: The photon yield, profile shape and background contribution were determined for different ion species (H^+ , S^{6+} , Ar^{18+} , K^+ , Ni^{9+} , Xe^{48+} , Ta^{24+} , Au^{65+} , U^{73+}), beam energies (7,7 AkeV – 750 AMeV), gas pressures (10^{-6} – 3 mbar) and gas species (N_2 , He, Ne, Ar, Kr, Xe). Applying an imaging spectrograph and narrowband 10 nm interference filters, the spectral response was mapped and associated with the corresponding gas transitions. Spectrally resolved beam profiles were also obtained from the spectrographic images.

Major results are the light yield showing a linear dependence on the gas-pressure for constant profile width and as well as the light yield being proportional to the differential energy loss. For nitrogen, spectral investigation shows a four times higher light yield compared to rare gas species, normalized with respect to the differential energy loss. Helium is the only rare gas that shows broadened beam profiles. All other rare gases and nitrogen show reasonable beam profiles that correspond well with each other.

Furthermore the dose-distribution in a cave for beam energies ≥ 100 AMeV was measured and simulated in order to develop a shielding concept that protects the camera system against radiation damage. According to simulations the neutron dose decreases by 94 % in the center of a 1 m³ concrete cube. Possible profile distortions due to effects like momentum transfer, gas dynamics and the electrical field of the ion beam are discussed. Technical improvements are presented.



Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung und Motivation	1
1.1	Die Beschleunigeranlage der GSI	1
1.2	Anforderungen an nicht-invasive Strahlprofilmonitore	2
1.3	Messprinzip des BIF-Monitors	3
1.4	Alternative nicht-invasive Strahlprofilmonitore	6
2	Physikalische Grundlagen	7
2.1	Energieverlust von Schwerionen in Gasen	7
2.2	Anregungsprozesse	11
2.3	Fluoreszenz und Abschätzung der Lichtausbeute	12
2.4	Ein Kamerasystem zum Einzelphotonennachweis	16
2.5	Systematische Fehler durch indirekten Nachweis	18
2.6	Gaskinematik im elektrischen Feld des Ionenstrahls	21
2.7	Systematische Fehler durch die optische Abbildung	24
2.8	Beeinflussung des BIF-Monitors durch Strahlung	26
3	Experimenteller Aufbau	29
3.1	Messplätze und Strahlparameter der Experimente	29
3.2	Typischer Aufbau zur Profilmessung X2/HTP	32
3.3	Schmalbandfilter an X2/HTP	33
3.4	Die verwendeten Spektrometer	35
3.5	Schlieren-Spektrometer NDCX	37
3.6	Abbildendes Spektrometer X2	41
3.7	Kalibrierung der Druckmessröhre	43
3.8	Messung des Strahlungsfeldes im HTP-Cave	46
3.9	Vergleich bildverstärkter Kameras - ICCD kontra EMCCD	49
3.10	Schirmungskonzept und Bildleitertest	50
4	Auswertung - Ergebnisse	53
4.1	Datenanalyse	53
4.2	Gasdruckabhängige Intensität und Profilbreite	58
4.3	Abhängigkeit der Intensität und des Untergrundes von der Projektilenergie	60
4.4	BIF-Spektren von N ₂ und Edelgasen	66
4.5	Zeitprofile mit dem Schlieren-Spektrometer	90

4.6	Strahlprofile für verschiedene Arbeitsgase	91
4.7	Ergebnisse zum Gamma und Neutronen-Strahlungsfeld an HTP	94
4.8	Ergebnisse zum Kameravergleich	103
4.9	Ergebnisse zum Bildleitertest	109
5	Schlussfolgerungen - Resumee	111
5.1	Profilintensität skaliert linear mit dem Gasdruck	111
5.2	Profilintensität skaliert mit dE/dx	111
5.3	Vergleich möglicher Arbeitsgase	112
5.4	Strahlungsuntergrund und Schirmung	113
5.5	Resumee	114
6	Ausblick	115
6.1	Optimierte telezentrische Objektive	115
6.2	Optimierte Bildauswertung	115
6.3	Effiziente linsenoptische Kopplung der Bildverstärker	116
6.4	Gepulster Gaseinlass	116
6.5	Prototyp eines geschirmten BIF-Monitors	118
	Lebenslauf	xiii
	Danksagung	xv

Abbildungsverzeichnis

1.1	GSI-Anlage und Messplätze	2
1.2	Pulse Line Accelerator für das NDCX	4
1.3	BIF-Monitor Aufbau schematisch	5
1.4	Vom Fluoreszenzbild zum Strahlprofil	5
1.5	BIF Profilprojektion	6
2.1	Energieverlust nach Bethe-Bloch	9
2.2	Sichtbarer Ausschnitt des Strahl-Gas-Wechselwirkungsvolumens	13
2.3	Funktionsweise einer bildverstärkten Kamera	17
2.4	Bildverstärkte ICCD-Kamera	17
2.5	BIF indirekte Profilmessung	18
2.6	Simulierte Profilfehler mit Bunches in Intervallen	22
2.7	Simulierte Profilfehler mit Bunches als Superposition	23
2.8	Simulation der perspektivischen Verzerrung	25
3.1	Typischer SIS-18 Strahlpuls	31
3.2	CAD-Zeichnung eines BIF-Monitors	33
3.3	Aktuelle BIF-Installation am UNILAC	34
3.4	Filterrad an BV-Kamera	36
3.5	Transmission der Interferenzfilter für N2-Übergänge	37
3.6	Schematische Darstellung des Schlieren-Spektrometers	39
3.7	Beispielaufnahme mit dem Schlierenspektrometer	40
3.8	Lichtsammeloptik des Schlieren-Spektrometers	40
3.9	Spektrale Effizienz des optischen Aufbaus am NDCX	41
3.10	Schematische Darstellung des abbildenden Spektrometers	43
3.11	Fotografie des abbildenden Spektrometers	44
3.12	Beispielaufnahme mit dem abbildenden Spektrometer	45
3.13	Spektrale Effizienz des optischen Aufbaus an X2	45
3.14	Kreuz-Kalibrierung der Druckmessröhre	47
3.15	Position der Strahlungsmessgeräte im HTP-Cave	48
3.16	Kameravergleich mit radioaktiven Proben	49
3.17	Schirmungskonzept mit Bildleiter	51
3.18	Bildleitertest am UNILAC	52
4.1	Fluoreszenzaufnahme eines K^+ -Strahls	54

4.2	Strahlprofil eines K^+ -Strahls	55
4.3	Achsenkalibrierung mittels LED-Target	56
4.4	Screenshot der graphischen Benutzeroberfläche	57
4.5	Algorithmus zur Bilderkennung - Maxima	57
4.6	Intensität und Profilbreite von 10^{-6} - 10^{-3} mbar	60
4.7	Intensität und Profilbreite von 10^{-3} -3 mbar	61
4.8	BIF-Aufnahmen für steigende Projektilenergie	64
4.9	Signal und Untergrund über der Projektilenergien	65
4.10	Fluoreszenzspektren angeregt durch Protonen	73
4.11	Fluoreszenzspektren angeregt durch Schwefel Ionen	74
4.12	Fluoreszenzspektren angeregt durch Tantal Ionen	78
4.13	N2-spectra-X2	82
4.14	Fluoreszenzspektren angeregt durch Kalium Ionen	85
4.15	N2-spectra-NDCX	86
4.16	Zeitprofile mit dem Schlieren-Spektrometer	92
4.17	Vergleich - Aufnahmen mit abbildenden Spektrometer in N_2 und He	94
4.18	Strahlprofile des S^{6+} -Strahls für diverse Arbeitsgase	95
4.19	Strahlprofile des p-Strahls für diverse Arbeitsgase	96
4.20	Neutronendosis abhängig von der Projektilenergie	97
4.21	Gamma-Spektren an HTP	98
4.22	FLUKA Benchmark-Test	101
4.23	FLUKA Simulation des Gamma-Strahlungsflusses in HTP	102
4.24	FLUKA Simulation des Neutronenflusses in HTP	103
4.25	FLUKA Simulation des Gamma-Strahlungsflusses in HTP	104
4.26	CAD-Modell für PHITS-Simulation	105
4.27	Neutronen-Energiespektrum mit PHITS	105
4.28	Neutronen-Zeitspektrum mit PHITS	106
4.29	Absolute Wirkungsquerschnitte für Gamma- und Neutronen-Wechselwirkung . . .	106
4.30	Vergleich - Aufnahme mit ICCD und EMCCD	108
4.31	Vergleich - Profile mit ICCD und EMCCD	108
6.1	Linsenoptische Kopplung der BV-Kamera	117

Tabellenverzeichnis

3.1	Strahlparameter am GSI X2-Messplatz	29
3.2	Strahlparameter am GSI HTP-Messplatz	30
3.3	Strahlparameter am NDCX Berkeley	31
4.1	Ergebnisse der GLOBAL-Simulation	64
4.2	Untersuchung der N2 Übergänge mit Interferenzfiltern	66
4.3	BIF Übergänge angeregt durch Protonen	68
4.4	BIF Übergänge angeregt durch S^{6+}	75
4.5	BIF Übergänge angeregt durch Ta^{24+}	79
4.6	Intensitäten aller Gase, angeregt durch S^{6+} und Ta^{24+}	83
4.7	BIF Übergänge angeregt durch K^+	86
4.8	TLD-Messwerte tabellarisch	96
4.9	Gamma und Neutronen-Dosis mit FLUKA	100
4.10	Vergleich - Strahlungsempfindlichkeit	107
4.11	Vergleich - Kamera-Empfindlichkeit	107
4.12	Untergrundbeitrag - Bildleiter im HTP-Strahlungsfeld	109



Verwendete Abkürzungen

ABLASS 'A Beam-loss Measurement and Scaling System'

ADC Analog-Digital Converter

AMU Atomic Mass Unit = $1,66 \cdot 10^{-27}$ kg

AeV Kinetische Energie in eV pro Nukleon

AkeV Kinetische Energie in keV pro Nukleon

AMeV Kinetische Energie in MeV pro Nukleon

AGeV Kinetische Energie in GeV pro Nukleon

a.u. arbitrary unit = Beliebige Einheit

BIF Beam Induced Fluorescence

BPM Beam Position Monitor

BV Bildverstärker der 3. Generation

CCD Charge-coupled Device

CMOS Complementary Metal Oxide Semiconductor

EMCCD Electron Multiplying Charge-coupled Device

EOS Equation Of State = Zustandsgleichung

ESR Experimentierspeicherring

FAIR Facility for Antiproton and Ion Research

FCT Fast Current Transformer

FOV Field Of View

FRS Fragment Separator

FWHM Full Width at Half Maximum = Halbwertsbreite

GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH

LEBT Low Energy Beam Transportline

HEBT High Energy Beam Transportline

HEDP High Energy Density Physics

ICCD Intensified Charge-coupled Device

IPM Ionization Profile Monitor

LBNL Lawrence Berkeley National Laboratory
LHC Large Hadron Collider, CERN, Genf
MCP Micro Channel Plate
MEVVA Metal Vapor Vacuum Arc
NDCX Neutralized Drift Compression Experiment, LBNL Berkeley
PLIA Pulse Line Ion Accelerator
PMT Photo Multiplier Tube
PS Proton Synchrotron
ROI Region of Interest
RCT Resonant Current Transformer
SEM Secondary Electron Monitor
SHIP Separator for Heavy Ion reaction Products
SIS-18 Schwerionen Synchrotron mit $B\rho = 18 \text{ Tm}$
SIS-100 Schwerionen Synchrotron mit $B\rho = 100 \text{ Tm}$
SPS Superconducting Proton Synchrotron
TLD Thermolumineszenzdosimeter LiF-basiert
TMP Turbo-Molekular-Pumpe
UHV Ultrahochvakuum ($p < 10^{-8} \text{ mbar}$)
UNILAC Universal Linear Accelerator
WDM Warm Dense Matter

1 Einleitung und Motivation

Experimente der modernen Physik nutzen Teilchenbeschleuniger immer höherer Strahlintensitäten. Ob in Collider-Experimenten am Large Hadron Collider, CERN, Genf (LHC), zur Produktion von Antiprotonen, radioaktiver Isotope oder dem Heizen von Targets in der Plasmaphysik am Lawrence Berkeley National Laboratory (LBNL) und dem Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH (GSI), werden immer höhere Strahlintensitäten benötigt. Zur Kontrolle des Ionenstrahls und der optimalen Durchführung sämtlicher Experimente ist eine zuverlässige Strahldiagnose zwingend erforderlich. Herkömmliche invasive Strahldiagnosesysteme wie beispielsweise Leuchtschirme, eine bewegliche Schlitzblende vor einem Faraday-Cup-Elektrometer oder Secondary Electron Monitor (SEM)-Grids aus Gittern dünner Wolfram-Drähte zur transversalen Strahlprofilmessung [Forck (2006)], zeigen eine unerwünschte Beeinflussung des Schwerionenstrahls. Im Falle niederenergetischer oder stark fokussierter Strahlen halten sie zudem der thermischen Beanspruchung nicht stand. Die bestrahlten Drähte schmelzen, weil die Strahlenergie schon innerhalb geringer Eindringtiefen vollständig deponiert wird. SEM-Grids haben aufgrund der minimalen Drahtabstände von ≈ 1 mm außerdem eine limitierte Auflösung. Aus diesen Gründen werden nicht-invasive, zerstörungsfreie Strahlprofilmonitore immer wichtiger.

1.1 Die Beschleunigeranlage der GSI

Die GSI betreibt in Darmstadt eine Beschleunigeranlage für Schwerionen in einem weiten Massen-, Energie- und Anwendungsspektrum. Es können Ionenstrahlen von leichten Elementen bis zu Uran in verschiedenen Ladungszuständen mit kinetischen Energien von wenigen AMeV bis zu über einem AGeV erzeugt werden. Entsprechend weit gespannt ist auch das Feld der Forschung mit Schwerionen. In den Bereichen Kernphysik, Atomphysik, Biophysik inklusive Kohlenstofftherapie, Plasmaphysik, Materialforschung und der Beschleunigerentwicklung werden sowohl grundlegende Fragen der Physik, als auch anwendungsbezogene Themen behandelt. Das Forschungsprogramm erstreckt sich dabei über den gesamten Aufbau der Materie. Beginnend mit der Elementarteilchenphysik seien die Experimente HADES und FOPI zur Strukturuntersuchung stark wechselwirkender, komprimierter Kernmaterie nach Schwerionenkollisionen genannt. Aus dem Bereich der Kernphysik seien exemplarisch die Experimente zur Elementsynthese am Separator for Heavy Ion reaction Products (SHIP) und die Erzeugung radioaktiver Isotope im FRS, sowie deren Charakterisierung im Experimentierspeicherring (ESR) herausgegriffen. Für die Atomphysik sei die Schwerionenfalle (HITRAP) zur Erforschung hochgeladener Schwerionen genannt.

Als Erweiterung zur bestehenden Anlage ist die Facility for Antiproton and Ion Research (FAIR) geplant. Danach wird die bestehende Anlage aus dem UNILAC und dem SIS-18, sie-

Beschleunigeranlage der GSI

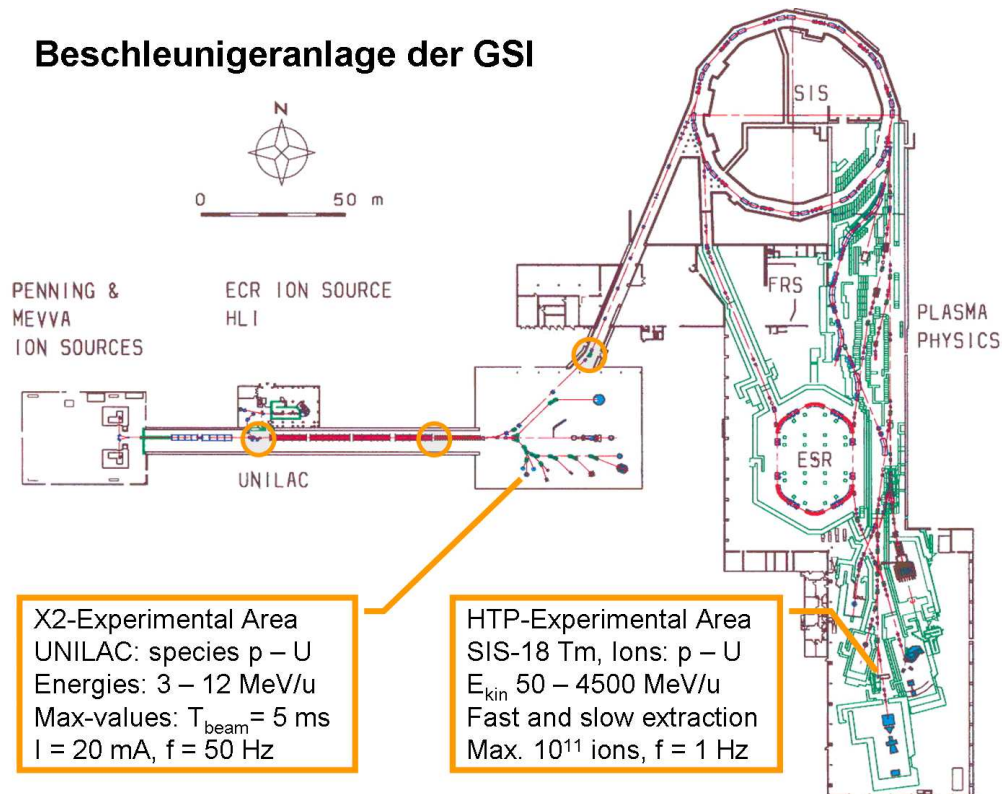


Abbildung 1.1: Lageplan der Strahldiagnose-Messplätze X2 und HTP innerhalb der GSI-Anlage. Zudem sind die Positionen der aktuell permanent installierten BIF-Profilmonitore durch orange-farbene Kreise gekennzeichnet.

Die Abbildung 1.1, nach den Plänen des FAIR-Projektes das Synchrotron (SIS-100) speisen. In den Designparametern wird angestrebt, die Teilchenzahl pro Strahlpuls im Vergleich zur bestehenden Anlage um bis zu drei Größenordnungen zu erhöhen. Bei gleichzeitig reduzierter Strahlemittanz ist geplant, die Intensität der Schwerionenstrahlen um bis zu vier Größenordnungen zu steigern. Ähnlich intensive Schwerionenstrahlen werden bereits in aktuellen Experimenten der Plasmaphysik erreicht [Hoffmann u. a. (2007)]. Für $4 \cdot 10^9$ $^{238}\text{U}^{73+}$ -Ionen fokussiert auf Strahlbreiten $\leq 300 \mu\text{m}$ [Varentsov u. a. (2007)] wird optische Gasfluoreszenz zur Kontrolle der Strahllage und Breite eingesetzt [Varentsov u. a. (2008)].

Für den zuverlässigen Betrieb der Beschleunigeranlage ist die Kenntnis und Kontrolle weiterer Strahlparameter, wie z.B. Strom, Position, Phase, longitudinales Profil sowie Strahlemittanz, eine Grundvoraussetzung. Für die vielfältigen Anforderungen der GSI-Anlage wurden angepasste Diagnoseverfahren entwickelt. Eine ausführliche Übersicht findet man in [Forck (2006)].

1.2 Anforderungen an nicht-invasive Strahlprofilmonitore

Der Vorteil zerstörungsfreier, nicht-invasiver Strahlprofilmessung ist die Online-Diagnose eines quasi unbeeinflussten Ionenstrahls. Dabei werden die Anforderungen an den Monitor durch

das jeweilige Experiment vorgegeben. Während im UNILAC ein absoluter Fehler bei der Strahlbreitenbestimmung in der Größenordnung 1 mm noch zu tolerieren ist, wird bei der Bestrahlung eines Plasmaphysik-Targets eine Messgenauigkeit von wenigen Mikrometern gefordert. Neben der Strahljustage vor Targets stellen supraleitende Komponenten hohe Anforderungen an die Profil- und Positionsmessung. Bereits geringe Strahlverluste können die Supraleitung einer Magnetspule lokal unterbrechen und einen 'Quench' provozieren. Sollen zeitliche Effekte beobachtet werden, so muss die Beobachtungszeit des Monitors entsprechend kurz gewählt werden können.

Am Neutralized Drift Compression Experiment, LBNL Berkeley (NDCX) wird der Strahl eines gepulsten Linearbeschleunigers auf ein Target fokussiert, siehe Abbildung 1.2. Die Anlage dient der Erforschung warmer, dichter Materie und nutzt dabei eine Plasmadichte in der Größenordnung der Strahlteilchendichte zur Neutralisierung der Raumladungseffekte [Henestroza u. a. (2004)]. In der nächsten Ausbaustufe sollen höhere Strahlenergien erreicht werden [Friedman u. a. (2009)], um den Zustand bzw. die Equation Of State (EOS) des geheizten Targetmaterials im Hinblick auf die schwerionengetriebene Kernfusion besser zu verstehen [Logan u. a. (2006)], [Hoffmann u. a. (2007)].

Am bestehenden NDCX-I wurde zur Strahlprofilmessung bisher ein invasiver Monitor zur optischen Strahlprofilmessung eingesetzt [Bieniosek u. a. (2005)]. Ein nicht-invasiver Fluoreszenzmonitor hingegen toleriert aufgrund der geringeren nutzbaren Signalstärke auch nur einen wesentlich geringeren Signaluntergrund, der beispielsweise durch weitere Lichtquellen erzeugt wird. Zur Erzeugung des o.g. Neutralisierungsplasmas wird jedoch gleichzeitig zu jedem Strahlpuls ein helles Metal Vapor Vacuum Arc (MEVVA)-Al-Plasma gezündet, sodass der Fluoreszenzmonitor folglich stets in einer ungünstig hellen Umgebung zu betreiben ist. Voruntersuchungen mit einer bildverstärkten Digitalkamera ergaben für strahlinduziertes Fluoreszenzlicht eine 1000-fach geringere Strahlungsstärke als für das Plasmalicht.

1.3 Messprinzip des BIF-Monitors

Der strahlinduzierte Fluoreszenzmonitor bzw. BIF-Monitor als zerstörungsfreier Profilmonitor für intensive Schwerionenstrahlen ist Gegenstand dieser Arbeit. Der BIF-Monitor nutzt das Fluoreszenzlicht der durch atomare Stöße angeregten Restgasmoleküle. In der Beschleunigeranlage der GSI, siehe Abbildung 1.1, werden im Bereich des Linearbeschleunigers typischerweise Drücke von 10^{-6} – 10^{-9} mbar, im Bereich der Synchrotronbeschleuniger von 10^{-9} – 10^{-11} mbar erreicht. Der Monitor benötigt dabei keinerlei Einbauten im Vakuum, siehe Abbildung 1.3. Lediglich zur leichteren Fokussierung und der präzisen Längen- und Maßstabsbestimmung können Leuchtdioden auf die Mitte des Strahlrohrs eingefahren werden (LED-target), siehe Abbildung 4.3. Die Konzentration der Restgasmoleküle in der Kammer kann über ein Servo-Nadelventil eingestellt werden und liegt typischerweise zwischen 10^{-6} und 10^{-3} mbar. Mit Hilfe eines Ob-

Pulse Line Ion Accelerator (PLIA) with NDCX

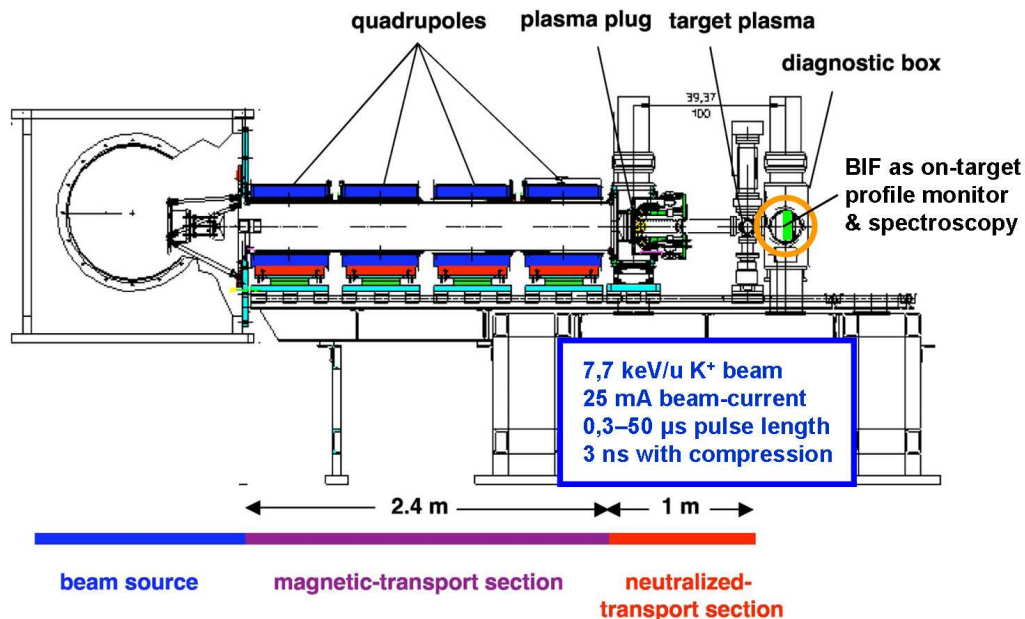


Abbildung 1.2: Pulse Line Accelerator am LBNL für das Neutralized Drift Compression Experiment. Hier wurden sowohl Strahlprofile aufgenommen, als auch spektroskopische Untersuchungen durchgeführt.

jektives wird das Strahl-Gas-Wechselwirkungsvolumen auf die Bildebene einer bildverstärkten Kamera abgebildet, siehe Abbildung 1.4. Das auf diese Weise gewonnene Fluoreszenzbild geht nach einer weiteren Projektion in Strahlrichtung in das Strahlprofil über, siehe Abbildung 1.5. In der Abbildung ist neben dem BIF-Strahlprofil (blau) zu Vergleichszwecken auch die Profilmessung mit einem herkömmlichen SEM-Grid aufgetragen (grün). Beide Profile zeigen eine gute Übereinstimmung.

Die Entwicklung dieses Strahlprofilmonitors geht bis in die frühen 60er Jahre zurück als im Rahmen atomphysikalischer Untersuchungen protoneninduzierte Fluoreszenzspektren untersucht wurden [Hughes und Philpot (1961)]. In den späten 80er Jahren wurde ein BIF-Monitor mit analogen Videokameras realisiert [Sandoval u. a. (1993)]. Vor etwa zehn Jahren folgten zahlreiche Untersuchungen zum Vergleich des BIF-Monitors mit anderen Profilmonitoren sowie der Vergleich verschiedener Arbeitsgase [Pottin u. a. (2000)]. Auch wurde die Realisierung in den CERN-Beschleunigern PS-Booster, PS und SPS demonstriert ([Burtin u. a. (2000)], [Plum u. a. (2002)] und [Variola u. a. (2007)]). Permanent betrieben werden BIF-Monitore an einer überschaubaren Zahl von Beschleunigern, vornehmlich in Europa [Dietrich u. a. (2007)], [Pottin u. a. (2000)] und [Dölling (2009)]. Dabei unterscheiden sich die technischen Realisierungen im Wesentlichen in der Auswahl des optischen Systems sowie der Datenerfassung, z.B. [Boehme (2010)]. An der GSI wurden erste Arbeiten zu diesem Thema vor etwa 10 Jahren begonnen [Forck und Bank (2002)] und bis heute fortgesetzt ([Becker u. a. (2006b)], [Becker u. a.

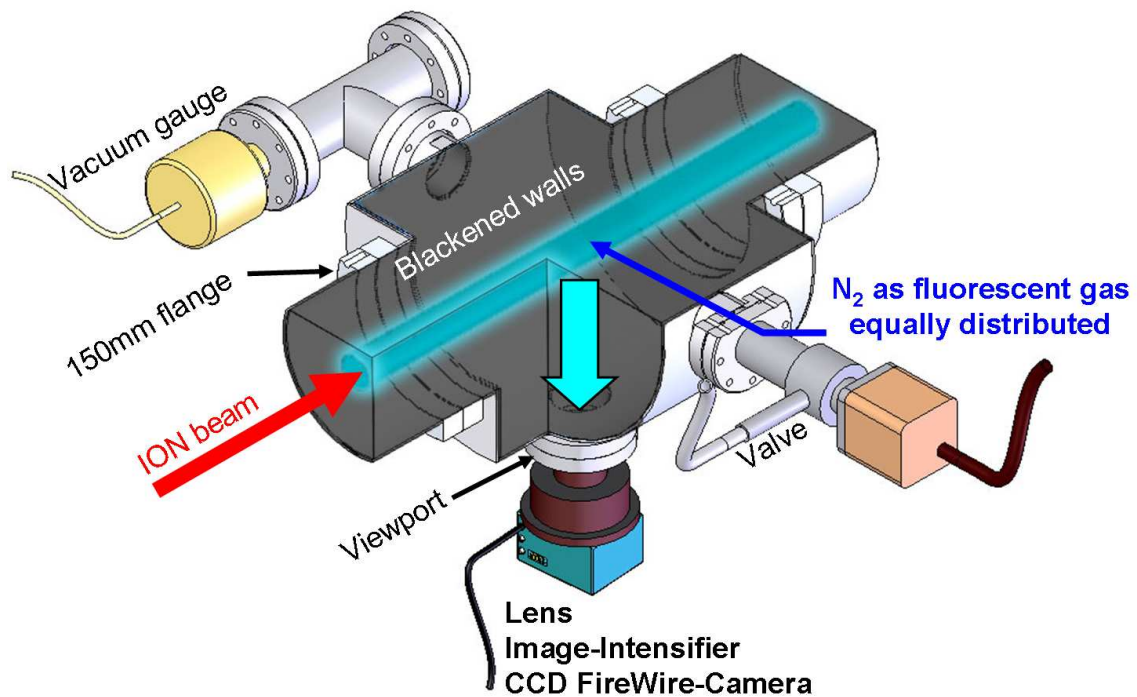


Abbildung 1.3: BIF-Monitor Aufbau schematisch an einer geschwärtzten Diagnosekammer mit 150 mm Anschluss flansch. Die Gassteuerung aus Druckmeßröhre, Servo-Nadelventil und Controller [Pfeiffer] regelt den gewählten Gasdruck. Fluoreszenzlicht wird durch Fensterflansch mit dem Objektiv auf eine BV-Kamera [Proxitronic] abgebildet (Einzel-Photonen-Nachweis). LED-Target kann zur Kalibrierung und Fokussieren auf Strahlachse eingefahren werden.

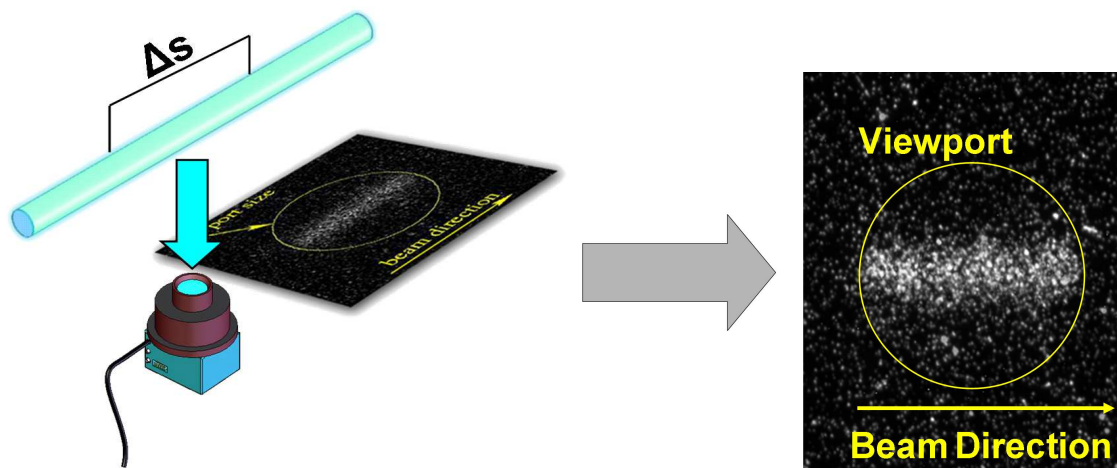


Abbildung 1.4: Schematische Darstellung von der optischen Abbildung des Strahl-Gas-Wechselwirkungsvolumens (türkis) auf die Bildebene der BV-Kamera. Die erhaltene Fluoreszenzaufnahme (rechtes Bild) kann nun in Strahlrichtung projiziert werden und man erhält das Strahlprofil, siehe Abbildung 1.5.

(2007)], [Becker u. a. (2008)] und [Becker u. a. (2009)]). Dabei wurde die Weiterentwicklung vom relativ unkritischen Energiebereich des UNILAC hin zu höheren Energien in Strahltransportstrecken hinter dem SIS-18 vollzogen.

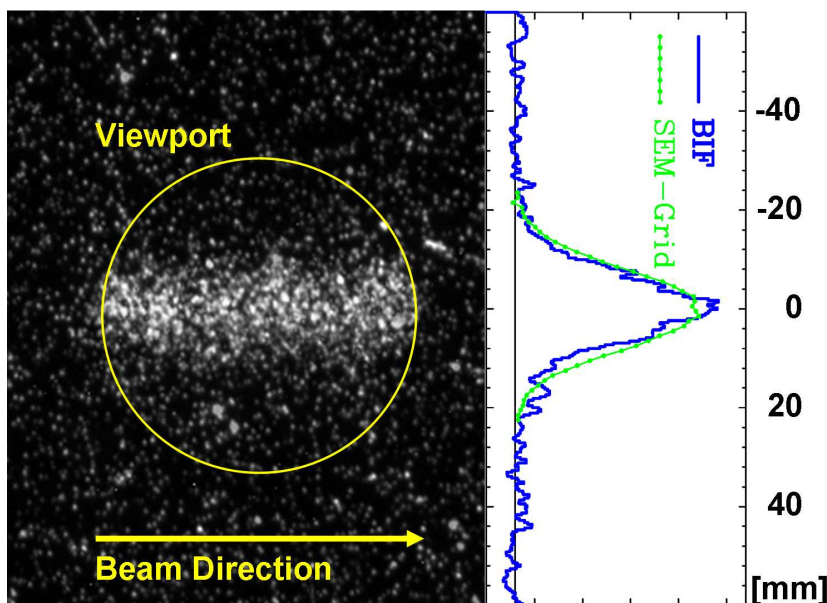


Abbildung 1.5: Fluoreszenzaufnahme eines $2,3 \cdot 10^9 \text{ Xe}^{48+}$ Strahls aus der Hochenergiestrahlführung der GSI, mit 200 AMeV kinetischer Energie in $p = 10^{-3}$ mbar Stickstoffgas, gemittelt über 20 Strahlpulse. Projektion der Aufnahme in Strahlrichtung erzeugt das Strahlprofil (blau). Zum Vergleich der Profilform ist zusätzlich noch das mit einem Sekundärelektronenmonitor-Gitter aufgenommene Profil (grün) dargestellt. Die Profilbreiten stimmen besser 10% überein.

1.4 Alternative nicht-invasive Strahlprofilmonitore

Neben dem BIF-Monitor wird noch ein weiteres restgasbasiertes System eingesetzt. Der Ionization Profile Monitor (IPM) beschleunigt sämtliche ionisierte Restgasmoleküle in einem homogenen elektrischen Feld in Richtung einer Mikrokanalplatte zur Teilchenverstärkung [Forck u. a. (2005)]. Vorzüge dieses Systems sind die hohe Empfindlichkeit, so dass es problemlos unter Ultrahochvakuum (UHV)-Bedingungen beispielsweise in einem Synchrotron betrieben werden kann. Ein weiterer nicht-invasiver Profilmonitor mit breitem Einsatzspektrum scannt einen Elektronenstrahl durch den Schwerionenstrahl und detektiert dabei die Transmission oder Streuung der Elektronen ([Blokland u. a. (2009)], [Roy u. a. (2003)] und [Liakin (2004)]). Andere nicht-invasive Messprinzipien wie der Optical Transition Radiation (OTR)-Monitor oder der Synchrotronlichtmonitor eignen sich nur für sehr hohe Strahlenergien oder geringe Teilchenmassen, wie dies am LHC oder in Elektronenbeschleunigern der Fall ist. Ein weiterer Spezialfall ist der Photon-Detachment-Monitor, in dem H^- -Ionen mit Hilfe eines Laserstrahls ein Elektron verlieren und als neutrale Wasserstoffatome separiert und detektiert werden können. Das Verfahren wird auch 'laser-wire' genannt.

2 Physikalische Grundlagen

In diesem Kapitel werden physikalische Prozesse betrachtet, welche bei der Auslegung und dem Betrieb des BIF-Monitors eine Rolle spielten. Zunächst wird ein kurzer Überblick gegeben von der Wechselwirkung des Schwerionenstrahls mit dem Restgas, der elektronischen Anregung der Restgasatome, über spontane Fluoreszenz, bis hin zur Abbildung, dem Nachweis und der geeigneten Verstärkung des Fluoreszenzlichtes. In den folgenden Abschnitten werden die einzelnen Prozesse etwas ausführlicher behandelt. Schließlich werden systematische Fehler des Verfahrens aufgezeigt und für realistische Anwendungsfälle diskutiert. Im Verlauf dieser Arbeit stellten sich immer wieder grundlegende physikalische Fragen, die jedoch stets im Hinblick auf die technische Entwicklung eines komplexen Messsystems gewichtet werden mussten. Zu einigen grundlegenden Beziehungen werden Beispiele gerechnet.

Zwar wird der BIF-Monitor zu Recht als nicht-invasives Profilmesssystem bezeichnet und der Schwerionenstrahl zeigte bei den bisherigen Experimenten am GSI-UNILAC auch keine messbaren Beeinträchtigungen [Forck und Bank (2002)], jedoch setzt dieses Verfahren, wie jede andere Messung auch, eine Wechselwirkung voraus. Im Idealfall genügt bereits der unvermeidliche Restgasdruck im Strahlrohr. Dabei ist die Wechselwirkung zwischen Schwerion und Restgasmolekül ein statistischer Prozess. Tritt nun die Wechselwirkung auf, so wird in atomaren inelastische Stößen ein Teil der kinetischen Energie des Schwerions auf das Restgasmolekül übertragen. Dieser Energieübertrag führt zu einer Anregung des Gasmoleküls und je nach Energiebetrag beispielsweise zur Ionisierung oder der Dissoziation. Unabhängig vom genauen Reaktionsverlauf befinden sich die Gasmoleküle im Allgemeinen nach der Wechselwirkung in einem angeregten Zustand und erreichen durch spontane Emission unter Abgabe eines Photons energetisch niedrigere Zustände. Dabei findet die Emission der Fluoreszenzphotonen um die Lebensdauer des angeregten Zustandes zeitlich verzögert statt und ist in alle Raumrichtungen statistisch gleichverteilt. All jene Photonen, die in den Sehinkel des Objektivs fallen, können nun auf ein empfindliches Kamerasystem abgebildet werden. Man erhält die Fluoreszenzaufnahme des Schwerionenstrahls, siehe Kapitel 1.3, Abbildung 1.3.

2.1 Energieverlust von Schwerionen in Gasen

Ursache der genutzten Gasfluoreszenz ist der Energieverlust von Schwerionen im Restgas. Der Energieverlust wird im Wesentlichen durch inelastische Stöße mit den Elektronen der Targetatome bestimmt. Für Projektilenergien unter ~ 100 AkeV spielen elastische Stöße mit den Kernen der Targetatome eine zunehmende Rolle. Für ultrarelativistische leichte Ionen wie z.B. Protonen des LHC mit 7 TeV kinetischer Energie, liefern hingegen Strahlungsverluste den we-

sentlichen Beitrag. Zur besseren Übersicht sind im Folgenden die Energieverlust-Beiträge für ansteigende Projektilenergie zusammengestellt:

- Elastische Stöße mit dem Kern des Targetatoms
- Energieübertrag in Kernreaktionen
- Inelastische Stöße mit den Elektronen der Targetatome
- Emission von Cherenkov-Licht
- Bremsstrahlungsverluste

Der differentielle Energieverlust von schnellen, schweren geladenen Teilchen in Materie wird in guter Näherung durch die Bethe-Formel beschrieben [Bethe (1930)]. In Gleichung (2.1), in der Darstellung nach [Leo (1994)], hängt der Energieverlust vom klassischen Elektronenradius r_e ab, ebenso von der Elektronenmasse m_e , der Avogadrozahl N_A , dem mittleren Ionisierungspotenzial I nach [Bloch (1933)], der Kernladungszahl des Targetmaterials Z , der Massezahl des Targetmaterials A , der Dichte des Targetmaterials ρ , der effektiven mittleren Ladung des Projektils $\bar{q} = Z_{\text{Projektil}} - \bar{n}_e$, der mittleren Restelektronenzahl des Projektils \bar{n}_e , den relativistischen Faktoren β und γ des Projektils, der Dichtekorrektur δ , der Schalenkorrektur C und dem maximalen Energieübertrag auf ein gebundenes Elektron W_{max} .

$$-\frac{dE}{ds} = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho_{\text{Target}} \frac{Z_{\text{Target}} \bar{q}^2}{A_{\text{Target}} \beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{\text{max}}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - \frac{2C}{Z} \right] \quad (2.1)$$

Der Energieübertrag W_{max} ist in Gleichung (2.2) dargestellt, mit der Projektilmasse M . Mit der Näherung $M \gg m_e$ kann die in Gleichung (2.3) dargestellte Vereinfachung genutzt werden.

$$W_{\text{max}} = \frac{2m_e c^2 (\beta \cdot \gamma)^2}{1 + 2s \sqrt{1 + (\beta \cdot \gamma)^2 + s^2}}, \quad s = \frac{m_e}{M} \quad (2.2)$$

$$W_{\text{max}} \approx 2m_e c^2 (\beta \gamma)^2 \quad (2.3)$$

Dabei gelten für den differentiellen Energieverlust nach Bethe-Bloch aus Gleichung (2.1) einige nützliche Zusammenhänge. Für Projektile unterschiedlicher mittlerer Ladung \bar{q} im selben Targetmedium, mit ansonsten konstanten Eigenschaften, kann die Bethe-Bloch Funktion in der

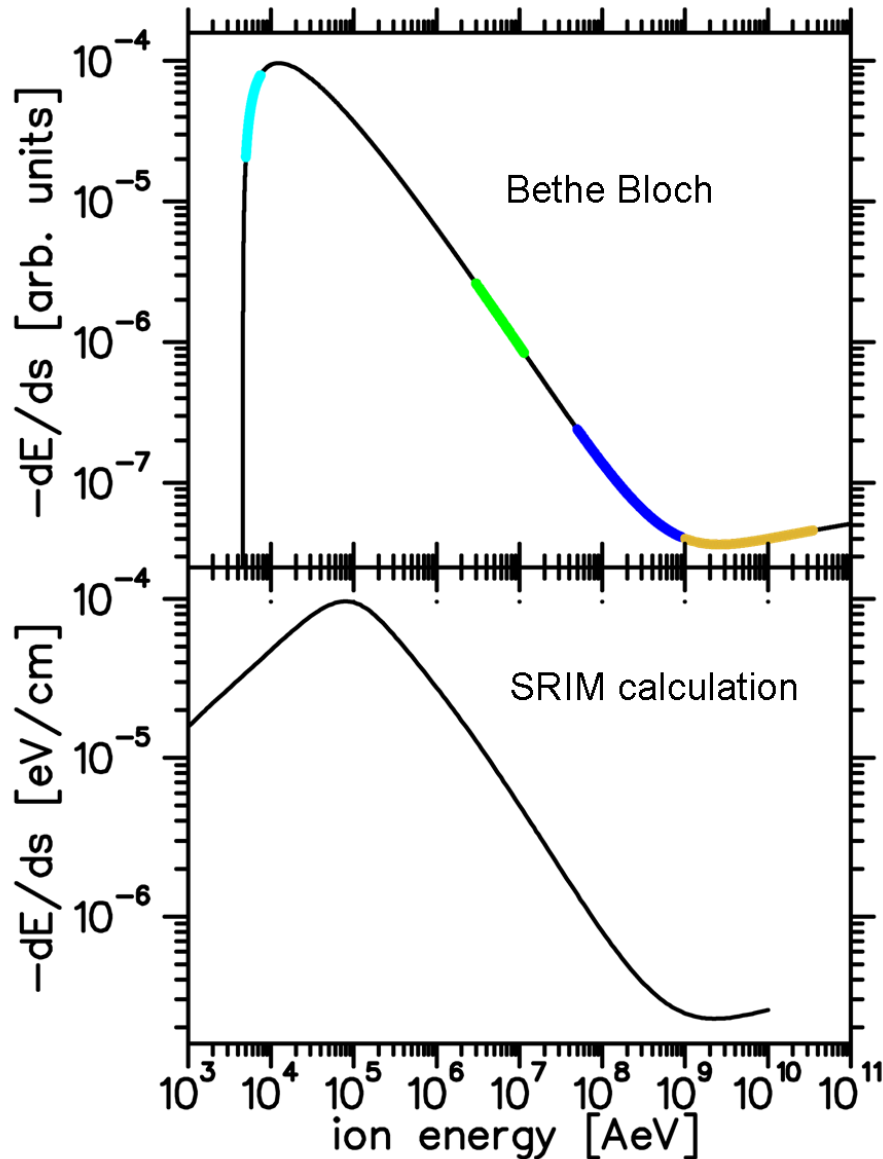


Abbildung 2.1: Differenzieller Energieverlust (oben) gemäß der Bethe-Bloch Funktion aus Gleichung (2.1) für Protonen in beliebigen Einheiten. Gekennzeichnet sind die Energiebereiche 5–7,5 AkeV des NDCX (cyan), 1–11,4 AMeV des GSI UNILAC (grün), 50–900 AMeV des SIS-18 (blau) und 1–35 AGeV für die geplante FAIR-Anlage (gelb). Der Energieverlust im Bereich ≤ 100 AkeV wird durch die Bethe-Bloch Funktion unterschätzt und nicht mehr zutreffend beschrieben, siehe [Lindhard u. a. (1963)]. Im unteren Plot ist der Energieverlust von Protonen in 10^{-6} mbar N_2 nach einem semi-empirischen Modell dargestellt [SRIM (2006)].

Form nach Gleichung (2.4) geschrieben werden. Die Funktion g ist dabei ausschließlich eine Funktion der Projektilgeschwindigkeit.

$$-\frac{dE}{ds} = \bar{q}^2 g(\beta) \quad (2.4)$$

Mit den Beziehungen aus (2.5) folgt Gleichung (2.6) und schließlich die Beziehung aus Gleichung (2.7) wird die Abhängigkeit von der Geschwindigkeit in eine Abhängigkeit von der kinetischen Energie T überführt. Mit diesen Beziehungen, dem bekannten Energieverlust $-dE_1/ds$ eines Teilchens 1 und unter Kenntnis der Massen M_1 , M_2 und effektiven Ladungen \bar{q}_1 und \bar{q}_2 , lässt sich direkt der Energieverlust $-dE_2(T_2)/ds$ des Teilchens 2 bestimmen. Diese Beziehung wurde in Kapitel 4.3 genutzt. Dabei bezeichnen g , h , i und j Funktionen impulsabhängiger Parameter.

$$T = (\gamma - 1)Mc^2 \quad \text{und} \quad \gamma = \sqrt{\frac{1}{1 - \beta^2}} \quad \Rightarrow \quad v = h\left(\frac{T}{M}\right) \quad \text{und} \quad \beta = i\left(\frac{T}{M}\right) \quad (2.5)$$

$$-\frac{dE}{ds} = \bar{q}^2 j\left(\frac{T}{M}\right) \quad (2.6)$$

$$-\frac{dE_2(T_2)}{ds} = -\frac{\bar{q}_2^2}{\bar{q}_1^2} \frac{dE_1}{ds} \left(T_2 \frac{M_1}{M_2} \right) \quad (2.7)$$

Die Bethe-Bloch-Funktion beschreibt den Energieverlust zwischen $5\% \leq \beta \leq 99\%$, entsprechend 1 MeV – 6 GeV für Protonen, mit einem relativen Fehler $\leq 1\%$ [Leo (1994)] [Yao (2006)]. Im Geschwindigkeitsbereich $1\% \leq \beta \leq 5\%$ existieren keine zufriedenstellenden theoretischen Modelle, so dass in der Regel empirische Beschreibungen verwendet werden. Das semi-empirische Modell im SRIM-Code beschreibt auch den Energieverlust für geringere Projektilenergien zutreffend [SRIM (2006)] [Ziegler u. a. (1985)]. Für nochmals langsamere Projektile mit $\beta \leq 1\%$ ($T_{Proton} \leq 50$ keV), im Geschwindigkeitsbereich der Targetelektronen $v_{Ion} \approx v_{eBohr}$, verhält sich der Energieverlust $-dE/ds \propto g(\beta)$ [Lindhard u. a. (1963)]. Zum Vergleich wurden in Abbildung 2.1 der Energieverlust nach Bethe-Bloch (oben) und SRIM (unten) für Protonen in Stickstoff gegenübergestellt. In der Bethe-Bloch-Gleichung (2.1) wurde auf sämtliche Vorfaktoren verzichtet. Dementsprechend ist das Ergebnis in beliebigen Einheiten angegeben. Das mittlere Ionisierungspotenzial von Stickstoff wurden mit 10 eV genähert [PDG (1984)]. In der SRIM-Rechnung wurden sowohl Electronic Stopping als auch Nuclear Stopping berücksichtigt. Im betrachteten Energiebereich ≤ 1 AkeV ist das Nuclear Stopping allerdings zu vernachlässigen. Aus diesen Gründen wurden Energieverlustrechnungen in dieser Arbeit entweder analytisch und innerhalb des Gültigkeitsbereiches s.o. nach Bethe-Bloch oder mit dem SRIM-Code durchgeführt.

2.2 Anregungsprozesse

Eine Anregung der Targetmoleküle kann immer dann stattfinden, wenn eine inelastische Streuung vorliegt, also ein Teil der beim Stoß übertragenen Energie in das elektronische System des Targetmoleküls oder des Projektilions übergeht. Es können beim Stoß eines geladenen Teilchens mit einem neutralen Gasmolekül drei wesentliche inelastische Prozesse unterschieden werden: Die Freisetzung eines Elektrons aus dem Targetmolekül oder dem Projektil, der Übergang von Elektronen aus dem Target auf das Projektil oder umgekehrt und schließlich die Anregung des Targetmoleküls oder des Projektils. Der für den BIF-Monitor wesentliche Prozess ist die spontane Emission sichtbarer Photonen aus den Targetmolekülen zur Profilmessung, beim Übergang eines angeregten Elektronenzustandes in einen Zustand niedrigerer Energie. Grotrian-Diagramme aller Energieniveaus für Edelgase wurden aus Online-Datenbanken [NIST u. a. (2009)] entnommen, die Niveaus des Stickstoffmoleküls und deren Lebensdauern wurden ebenfalls aus der Literatur [Lee und Suen (1998)] und [Dotchin und Chupp (1973)] entnommen und in den Tabellen 4.3, 4.4, 4.5 und 4.7 entsprechend zugeordnet.

Diese beschriebenen Prozesse skalieren linear mit dem Druck des Targetgases. Ihre lineare Abhängigkeit wurde auch experimentell bestätigt, siehe Abbildungen 4.6 und 4.7. Weiterhin regen bei den oben genannten Prozessen freigesetzte Elektronen ihrerseits neutrale Targetmoleküle an und können damit in einem zweistufigen Anregungsprozess Fluoreszenzlicht verursachen. Die Häufigkeit dieses zweistufigen Prozesses sollte quadratisch mit dem Druck des Targetgases steigen. Für diesen Prozess gibt es experimentelle Hinweise in Form einer Verbreiterung gemessener Strahlprofile für Gasdrücke im von einigen Millibar, siehe Kapitel 4, Abbildung 4.7 (unten).

2.2.1 Schnelle Anregung

Im Falle der schnellen Anregung wirkt das elektrische Feld des Projektilions als kurze Störung in einem quasi-ruhenden Targetsystem. In dieser Näherung kann man annehmen, dass die Projektilgeschwindigkeit sehr viel größer als die Bohr'sche Umlaufgeschwindigkeit der Targetelektronen $v_{Ion} \gg v_e$ ist. Die Zeitdauer der Störung ist dabei so kurz, dass sich die Elektronen in klassischer Betrachtung nicht wesentlich fortbewegen. Für die quantenmechanische Behandlung des Problems darf aus diesem Grund die stationäre Störungstheorie angewendet werden. In Anbetracht der Anzahl zu berücksichtigenden Anregungsniveaus und der sich daraus ergebenden Anzahl unterschiedlicher Emissionskaskaden bis hin zu einem messbaren optischen Übergang, wurde von einer theoretischen Beschreibung abgesehen. Mit Hilfe der in Kapitel 4.4 beschriebenen spektroskopischen Untersuchungen konnten die wesentlichen Anregungsprozesse bereits eindeutig identifiziert werden. Bis auf wenige Ausnahmen stammen die beobachteten optischen Übergänge von einfach ionisierten Molekülen des Targetgases. Der Emission von Fluoreszenz-

photonen geht in den meisten Fällen ein Ionisationsprozess voraus. Es wird vermutet, dass die Fluoreszenzausbeute mit dem Wirkungsquerschnitt für Ionisation σ_+ skaliert. Die Wirkungsquerschnitte wurden für einen weiten Energiebereich, verschiedene Projektile und Targetgase gemessen [Rudd u. a. (1983)] und [Rudd u. a. (1985)]. Im Falle schneller Anregung können mit der Binary Encounter Approximation Wirkungsquerschnitte für Ionisation sowie Energie und Winkelverteilung der Sekundärelektronen berechnet werden [Stolterfoht u. a. (1997)].

2.2.2 Langsame Anregung

Bewegt sich das Projektilion hingegen mit $v_{Ion} \approx v_e$, so treffen die Näherungen für hohe Projektilgeschwindigkeiten nicht mehr zu. Im Falle kleiner Stoßparameter bzw. Schwerpunktsabstände in der Größenordnung des Bohrschen Radius $r \approx a_0$, werden quasi-molekulare Zustände beobachtet [Abdallah u. a. (2000)]. Dabei treten abhängig von der Projektilgeschwindigkeit bzw. Verweildauer gemeinsame Elektronenkonfigurationen für Projektil und Target auf, die kurzzeitig ein Quasi-Molekül bilden. Dieser Prozess vergrößert die Ionisierungswahrscheinlichkeit [Hagmann u. a.], führt zu anderen Emissionskaskaden und folglich zu einer anderen Häufigkeitsverteilung der optischen Übergänge im Vergleich zur schnellen Anregung. Auch die Dissoziation der Targetmoleküle ist für geringe Projektilgeschwindigkeiten wahrscheinlicher. Das Auftreten atomarer Übergänge konnte auch experimentell nachgewiesen werden, siehe Abbildung 4.15. Experimentelle Untersuchungen zeigen auch für die langsame Anregung im wesentlichen optische Übergänge einfach ionisierter Gasmoleküle, siehe Kapitel 4.4.2. Deshalb wird auch in diesem Fall vermutet, dass die Fluoreszenz mit dem Wirkungsquerschnitt für Ionisation σ_+ skaliert. Wirkungsquerschnitt für Ionisation durch Protonen und Schwerionen in Edelgasen und Stickstoff wurden im Energiebereich 5 – 5000 AkeV für langsame und schnelle Anregung, experimentell untersucht [Rudd u. a. (1983)] und [Rudd u. a. (1985)].

2.3 Fluoreszenz und Abschätzung der Lichtausbeute

Für die Auslegung eines BIF-Monitors ist die zu erwartende Lichtausbeute von zentraler Bedeutung. Wie bereits in Kapitel 2.1 diskutiert, ist die in Anregungsprozessen deponierte Energie mit dem differentiellen Energieverlust verknüpft. Der einfachen geometrischen Betrachtung aus Gleichung (2.8) folgend, ist die zu detektierende Lichtausbeute Y_{photon} proportional zum Energieverlust, siehe Gleichung (2.1). Aus Abbildung 2.2 wird ersichtlich, dass ebenfalls die Länge des betrachteten Strahl-Ausschnitts Δs , der durch die Gegenstandsweite g und die Eintrittsfläche A bestimmte Raumwinkel Ω sowie die Effizienz bzw. Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektorsystems $P_{Detektor}$ als weitere Faktoren die zu detektierende Lichtausbeute bestimmen. In Gleichung (2.9) sind darüber hinaus die Anzahl der Projektilionen N_{Ion} , die effektive mittlere Ladung \bar{q}

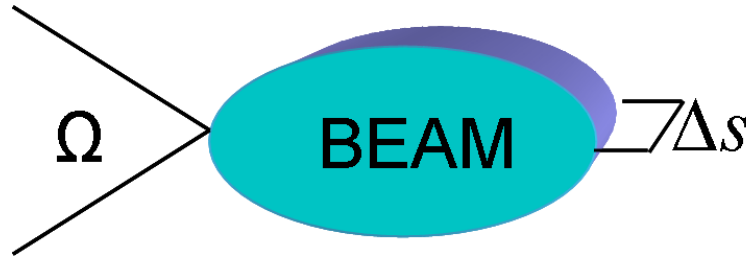


Abbildung 2.2: Die schematische Abbildung zeigt den sichtbaren Ausschnitt des Strahl-Gas Wechselwirkungsvolumens, dessen Länge Δs sowie den Raumwinkel Ω , bestimmt durch die Gegenstandsweite und die Eintrittsfläche des Objektivs.

in Abhängigkeit von Z und der Anzahl verbliebener Restelektronen n_e , die Normierung auf die Photonenergie $1/(h\nu)$ und der Faktor f aufgeführt.

$$Y_{\text{photon}} = a \cdot \frac{dE(p, \bar{q}, E)}{ds} \quad \text{mit} \quad a = \Delta s \frac{f}{h\nu} \Omega P_{\text{Detektor}} N_{\text{Ion}} \quad (2.8)$$

$$Y_{\text{photon}} = \frac{dE(p, \bar{q}, E)}{ds} \Delta s \frac{f}{h\nu} \Omega P_{\text{Detektor}} N_{\text{Ion}} \quad \text{mit} \quad \bar{q} = Z + n_e \quad \text{und} \quad f = \frac{E_{\text{photon}}}{\Delta E_{\text{Ion}}} \quad (2.9)$$

Der Konversionsfaktor f repräsentiert das Verhältnis von abgestrahlter Energie E_{photon} in Form optischer Übergänge innerhalb eines Volumenelements und der in diesem Volumenelement durch die Projektionen deponierten Energie ΔE_{Ion} . Dabei ist keineswegs offensichtlich, dass der Konversionsfaktor eine Konstante ist. In Kapitel 4.3 wird die Abhängigkeit der gemessenen Lichtausbeute von der Projektilenergie ausführlich untersucht. In einer alternativen Vorgehensweise nutzt man das Konzept des Wirkungsquerschnittes und betrachtet in diesem Fall den Wirkungsquerschnitt für die Photonenerzeugung σ_{photon} . In Gleichung (2.10) ist die detektierte Lichtausbeute bzw. Photonenzahl Y_{photon} als Funktion des Raumwinkels Ω , der Länge des detektierten Strahl-Gas Wechselwirkungsvolumens Δs (Abbildung 2.2), der Effizienz des Detektorsystems P_{Detektor} , der Anzahl der Projektionen, der Teilchendichte ρ des Gastargets und des Wirkungsquerschnittes σ_{photon} dargestellt. Die Umformung von Gleichung (2.10) und Auflösen nach σ erhält man Gleichung (2.12). Es wird angenommen, dass der Wirkungsquerschnitt zur Photonenerzeugung für ein beliebiges Schwerion mit $\sigma_{\text{photon}}(Z > 1) \propto \bar{q}^2$ skaliert.

$$Y_{\text{photon}} = N_{\text{Ion}} \rho \Delta s P_{\text{Detektor}} \sigma_{\text{photon}} \Omega \quad (\text{BIF-Monitor - Fluoreszenz}) \quad (2.10)$$

$$Y_{\text{ionize}} = N_{\text{Ion}} \rho \Delta s P_{\text{Detektor}} \sigma_{\text{ionize}} \quad (\text{IPM - Ionisierung}) \quad (2.11)$$

$$\sigma_{\text{photon}} = \frac{Y_{\text{photon}}}{\rho \Delta s \Omega P_{\text{Detektor}} N_{\text{Ion}}} \quad \text{mit} \quad \rho = \frac{N_A}{V_0 \text{ Mol}} \cdot \frac{P}{P_0} \quad (2.12)$$

Im Folgenden ein Beispiel: Anhand des BIF-Monitors im Transferkanal des GSI-UNILAC wird der Wirkungsquerschnitt zur Photonenerzeugung abgeschätzt. Zur Berechnung werden folgende Messwerte aus Kapitel 4.1 und Abbildung 4.5 verwendet: Die mittlere Zahl detektierter Photonen durch Abzählen der Ereignisse auf der Fluoreszenzaufnahme mit 243 Counts, die Teilchenzahl von $6 \cdot 10^9$ Protonen, die Gasdichte pro cm^3 entsprechend $5 \cdot 10^{-6}$ mbar N_2 , die Strahlänge Δs ermittelt aus der Sensorbreite/Abbildungsmaßstab mit 11,8 mm/0,092, der Raumwinkel für 210 mm Gegenstandsweite und 11,42 mm Öffnungsdurchmesser des Objektivs, die Nachweiswahrscheinlichkeit $P = 5\%$ aus 80% optischer Transmission, 8% Quanteneffizienz der Photokathode und 80% MCP-Effizienz sowie der Anzahl der $^{238}\text{U}^{72+}$ -Ionen pro Strahlpuls. Aus diesen Werten ergibt sich ein Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\text{photon}}(\text{U}^{73+}) = 1,13 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$. Es ist von großem Interesse, das Ergebnis mit entsprechenden Literaturwerten zu vergleichen [Plum u. a. (2002)] und [Hughes und Philpot (1961)]. Diese Untersuchungen wurden allerdings für Protonen durchgeführt, so dass die Uran-Daten gemäß Gleichung (2.7) normiert wurden, siehe Gleichung (2.13). Daraus ergibt sich ein Wirkungsquerschnitt für Protonen $\sigma_{\text{photon}}(\text{proton}) = 2,12 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$.

Der Fehler kann wie folgt abgeschätzt werden unter der Annahme dass alle Größen in Gleichung 2.12 voneinander unabhängig sind: Mit den relativen Fehlern der Photonenzahl zu 10%, der Gasdichte zu 30%, der Länge des Gas-Strahlvolumens sowie des Raumwinkels zu 10%, der Ansprechwahrscheinlichkeit zu 30% und der Teilchenzahl zu 10% ergibt sich ein relativer Gesamtfehler von $\pm 47\%$.

Die kinetische Energie von 11,4 MeV entspricht einem Impuls von $p = 0,147 \text{ GeV}/c$ mit dem zugehörigen Literaturwert $5 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2 \leq \sigma_{\text{photon}}(\text{proton}) \leq 3,5 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$ [Plum u. a. (2002)]. Die Abschätzung aus dem oben genannten Beispiel liegt mit $2,12 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$ unterhalb der genannten Literaturwerte. Eine mögliche Erklärung ist das verwendete Objektiv mit einem nutzbaren Wellenlängenbereich von 400–700 nm. Der intensive N_2^+ -Übergang bei 391 nm wurde demnach bereits stark unterdrückt, siehe Kapitel 4.4.

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{photon}}(\text{proton}) &= \sigma_{\text{photon}}(Z) \cdot \frac{1}{(\bar{q} = Z - \bar{n}_e)^2} \\ &= 1,13 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2 \cdot \frac{1}{73^2} = 2,12 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2 \pm 47\% \end{aligned} \quad (2.13)$$

Im Folgenden wird der Konversionsfaktor f auf zwei verschiedene Weisen hergeleitet. Die direkte Herleitung des Quotienten aus abgestrahlter Lichtenergie und deponierter Energie liefert Gleichung (2.14). Die detektierte Lichtenergie berechnet sich aus der Energie eines Photons der

mittleren Wellenlänge λ , der Anzahl abgestrahlter Photonen Y_{photon} , dem Raumwinkel Ω und der Nachweiswahrscheinlichkeit P . Die deponierte Energie erhält man über den differentiellen Energieverlust, die Länge Δs des beobachteten Volumens und der Anzahl der Projektionen. Eine alternative Herleitung nutzt die beiden unabhängigen Beziehungen für Y_{photon} aus den Gleichungen (2.9) und 2.10. Auf diese Weise lässt sich der Konversionsfaktor direkt in Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes σ_{photon} ermitteln, siehe Gleichung (2.15). Mit den Werten für $^{238}\text{U}^{73+}$ -Ionen aus dem vorherigen Beispiel ergibt sich $f \approx 0,95\%$. Dabei ist zu beachten, dass in diesem Beispiel ein limitierter Wellenlängenbereich von 400–700 nm betrachtet wurde.

$$f = \frac{\sum_{n=1}^Y E_{nPhoton}}{\Delta E_{Ion}} = \frac{hc/\lambda \cdot Y_p \cdot 1/(P\Omega)}{dE/dx \cdot \Delta s \cdot N} = \frac{hc \cdot Y_{photon}}{dE/dx \cdot \Delta s \cdot N \cdot P \cdot \Omega \cdot \lambda} \quad (2.14)$$

$$f = \frac{\sigma_{photon} \cdot \rho \cdot hc}{dE/dx \cdot \lambda} \quad (2.15)$$

Mit Hilfe des soeben berechneten Wirkungsquerschnittes und Literaturwerten zu Ionisierungsquerschnitten werden abschließend die Effizienz des BIF-Monitors und des IPM gegenübergestellt, siehe Kapitel 1.4. Beide Verfahren nutzen das Restgas aus dem Strahlrohr zur Profilmessung. Und beide Verfahren benötigen prinzipiell die selbe Anzahl detektierter Ereignisse, um daraus ein Strahlprofil zu bestimmen. Allerdings handelt es sich im einen Fall um Fluoreszenzphotonen in einem bestimmten Raumwinkel (2.10) und in anderen um ionisierte Gasmoleküle bzw. Sekundärelektronen (2.11), je nach Polarität des elektrischen Feldes. Folglich bietet sich zum Vergleich der Ausbeuten ein Vergleich der betreffenden Wirkungsquerschnitte an. Für Protonen der kinetischen Energie von 5 MeV wurde der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung eines durch den Strahl einfach ionisierten N_2^+ -Moleküls zu $3,92 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$ bestimmt [Rudd u. a. (1983)]. Mit dem relativistischen Impuls von 96,98 MeV/c für 5 MeV können auch die Wirkungsquerschnitte für die Erzeugung eines Fluoreszenzphotons zwischen $8,5 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$ und $6,0 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$ angegeben werden [Plum u. a. (2002)] [Hughes und Philpot (1961)]. Bei gleicher Geometrie, also identischem Δs muss noch der Raumwinkel berücksichtigt werden. Während der BIF-Monitor aus dem vorherigen Beispiel nur $\Omega = 1,85 \cdot 10^{-4}$ abbildet, erfasst der IPM den vollen Raumwinkel. Folglich ergibt sich aus dieser groben Abschätzung unter Vernachlässigung der Detektoreffizienzen eine mindestens um den Faktor $3,5 \cdot 10^6$ höhere Ereignis-Ausbeute für den IPM.

Das gleiche Ergebnis erhält man aus dem Vergleich der mittleren Energien zur Erzeugung eines Gasons bzw. eines Fluoreszenzphotons. Die für den IPM genutzte Ionisierung benötigt je nach Gasart im Mittel $20 \text{ eV} \leq \overline{W}_{ionize} \leq 40 \text{ eV}$ (N_2 : 34,8 eV) [Christmas (1980)]. Zur Erzeugung eines Fluoreszenzphotons im sichtbaren Spektralbereich liegt die benötigte Energie \overline{W}_{photon} im Mittel zwischen 2,3 und 60 keV, je nach zu Grunde liegendem Literaturwert

[Plum u. a. (2002)], [Variola u. a. (2007)], oder der in dieser Arbeit gezeigten Abschätzung. Dabei kann die Beziehung aus Gleichung (2.16) genutzt werden. Danach verhalten sich die mittleren Ionisierungspotenziale reziprok zu den Wirkungsquerschnitten und können zur Berechnung der Lichtausbeute genauso gut verwendet werden.

$$\overline{W}_{\text{photon}} = \overline{W}_{\text{ionize}} \cdot \frac{\sigma_{\text{ionize}}}{\sigma_{\text{photon}}} \quad (2.16)$$

2.4 Ein Kamerasystem zum Einzelphotonennachweis

Wie in Kapitel 1.3 bemerkt, gibt es mit Photomultiplierarrays, Avalanchediodenarrays, Electron Multiplying Charge-coupled Device (EMCCD)-Kameras und Intensified Charge-coupled Device (ICCD)-Kameras verschiedene Detektoren zum Nachweis einzelner Photonen. Im Folgenden soll die Funktionsweise der in dieser Arbeit verwendeten ICCD-Kamera vorgestellt werden. Zum besseren Verständnis der folgenden Abschnitte wird dieser Abschnitt aus dem Kapitel 3 vorgezogen.

Auch bei der geringen Bestrahlungsstärke von typischerweise wenigen hundert Photonen in den Raumwinkel des Objektivs, werden diese gemäß der Linsengleichung auf die Photokathode abgebildet, siehe Abbildung 2.3. In der ≈ 100 nm dicken Kathode aus $(\text{Na}_2\text{KSb})\text{Cs}$ auf Quarzsubstrat, auch als 'S-20' bezeichnet, setzt ein Photon mit der charakteristischen wellenlängenabhängigen Quanteneffizienz (5–15 %) durch äußeren Photoeffekt ein Elektron frei [Chang u. a. (1993)]. Zwischen der Photokathode und der Micro Channel Plate (MCP) ist eine innerhalb 10 bzw. 100 ns schaltbare Niederspannung $\approx \pm 80$ V angelegt. Diese wirkt als schneller Schalter und beschleunigt die Photoelektronen entweder zur Mikrokanalplatte oder drängt sie in die Kathode zurück. Dementsprechend legt die Dauer der positiven Gatespannung die Belichtungszeit fest. Zwei Mikrokanalplatten sind hintereinander angeordnet (V-Stack), mit einer Verstärkungsspannung von 900 V pro Stufe. Die Halbleiterplatten bestehen aus bis zu 80 Kanälen pro Millimeter, in einem Winkel von 10° zur Hauptachse verkippt, so dass die Elektronen die Kanalwand mehrfach streifen. Dabei kommt es durch Erzeugung von Sekundärelektronen. Je MCP-Stufe wird im Mittel eine 1000-fache Elektronenvervielfältigung erreicht. Nach einer weiteren Nachbeschleunigung mit 1–6 kV treffen die Elektronen auf einen $(\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12})\text{Ce}$ mit 300 ns Zerfallszeit und maximaler Intensität bei 530 nm (grün-gelb), auch als 'P-46' bekannt. Dieses Licht wird über einen verkleinernden Bildleiter aus konischen zulaufenden Glasfasern oder eine Relais-Optik auf den Sensor einer digital auslesenden Charge-coupled Device (CCD)-Kamera abgebildet, siehe Kapitel 6.3. Das Gesamtsystem erreicht typischerweise eine 10^6 -fache Verstärkung bei einer Auflösung von 30 Linienpaaren pro Millimeter. Abbildung 2.4 zeigt die vollständige BV-Kamera mit montiertem Objektiv [Pentax], [Proxitronic] und [Basler].

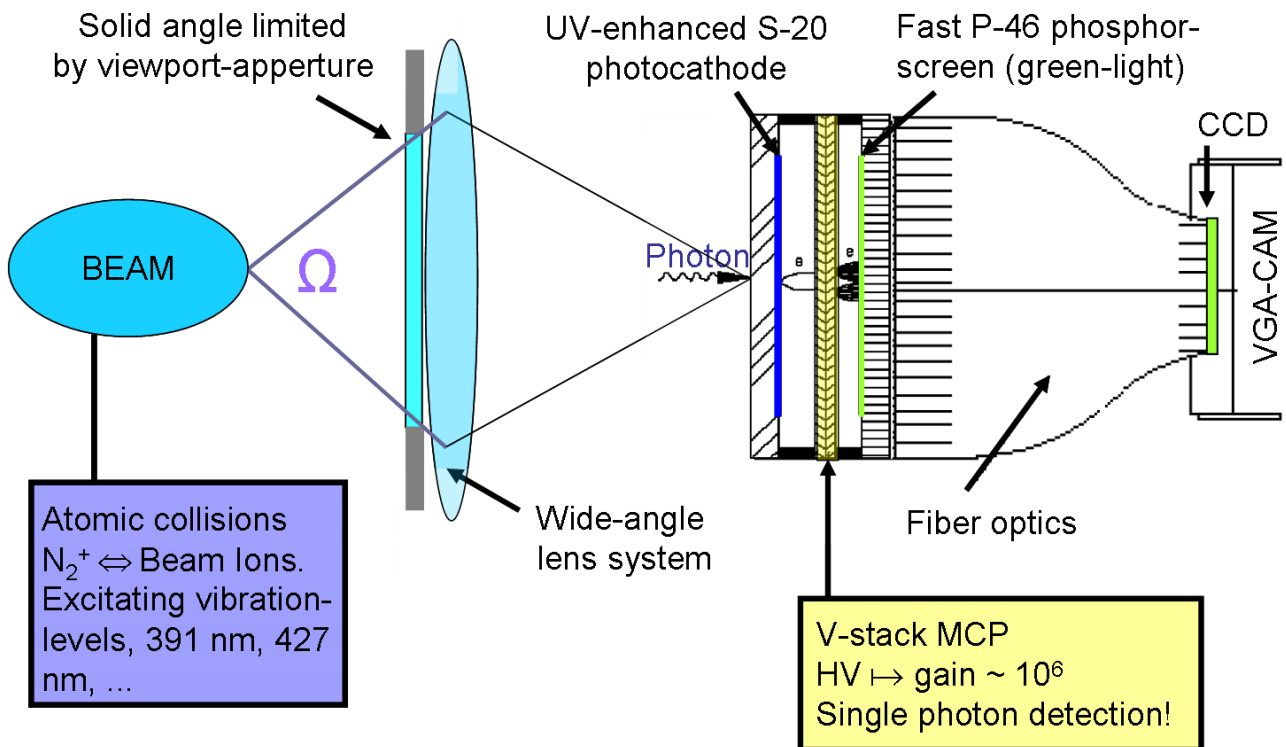


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung einer bildverstärkten Kamera mit den wesentlichen Komponenten, optimiert für den Einzelphotonennachweis im Wellenlängenbereich von 200–800 nm und kurze Belichtungszeiten.

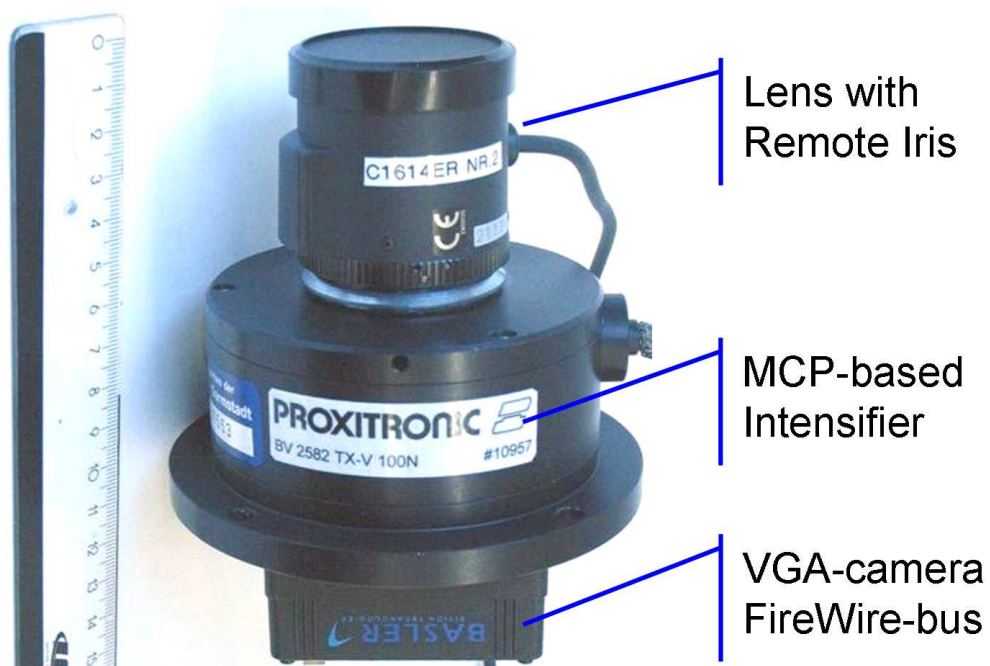


Abbildung 2.4: Fotografie der bildverstärkten Kamera [Proxitronic] und [Basler] mit montiertem Objektiv [Pentax].

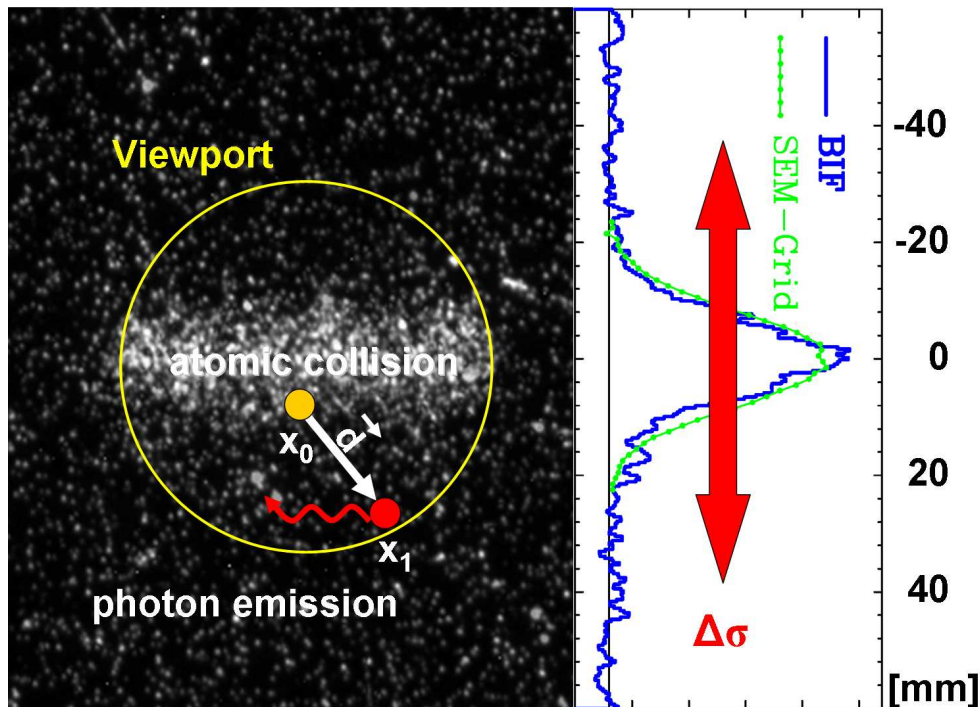


Abbildung 2.5: Die indirekte Profilmessung führt aufgrund der Bewegung des angeregten Gasmoleküls während der Lebensdauer τ vom Ort der Anregung x_0 zum Ort der Photoemission x_1 , mit der Verschiebung \vec{d} zu einer Aufweitung des Strahlprofils um $\Delta\sigma$.

Im Bildverstärker füllen die Photoelektronen die verstärkenden Mikrokanäle vollständig aus. Beim Übergang von der ersten in die zweite Platte streuen die Elektronen eines Primärkanals in mehrere Sekundärkanäle. Auf der Nachbeschleunigungsstrecke zum Leuchtschirm weiten die Elektronenstrahle nochmals auf, so dass ein einzelnes exakt lokalisiertes Photon auf dem Leuchtschirm als aufgeweiteter Fleck erscheint, siehe Abbildung 2.5. Die optische Auflösung der BV-Kamera wird durch diesen Prozess limitiert. Durch geeignete Datenanalyse kann der Effekt jedoch kompensiert werden, siehe Kapitel 4.1 letzter Abschnitt sowie Abbildung 4.5.

2.5 Systematische Fehler durch indirekten Nachweis

Der BIF-Monitor weist selbst bei idealen experimentellen Bedingungen, also perfekter optischer Abbildung und einer hocheffizienten Kamera höchster optischer Auflösung, bestenfalls den Ort (x_1) des Gasmoleküls unmittelbar nach der Emission des Fluoreszenzphotons nach. Von Interesse ist jedoch der Ort des Schwerions (x_0) zum Zeitpunkt der Wechselwirkung mit dem Gasmolekül, siehe Abbildung 2.5. Stellt man sich die Restgasmoleküle im Strahlrohr als ideales Gas vor, so besitzen sie aufgrund der thermischen Dynamik nach Maxwell-Boltzmann verteilte Geschwindigkeiten in alle Raumrichtungen. Des Weiteren ist von einem Impulsübertrag vom Schwerion auf das Gasmolekül bei dem atomaren Stoßprozess auszugehen. Auch das elektrische Feld des Schwerionenstrahls kann auf ionisierte Gasmoleküle wirken. Diese würden

aufgrund der gleichnamigen Ladung im Falle eines konstanten Strahlstroms radial nach außen beschleunigt. Im Falle der Moleküldissoziation zerplatzt das Molekül unter Impulserhaltung in seine Fragmente und trägt ebenfalls zur Dynamik des Restgases bei. Die Dynamik des Restgases trägt folglich auch zu dem systematischen Profilmessfehler bei. Im Folgenden werden die wichtigsten Beiträge zur Gasdynamik allgemeingültig und anhand eines Beispiels vereinfacht aufgezeigt, vergleichbar zu [Plum u. a. (2002)].

Gleichung (2.17) zeigt die mittlere Gesamtabweichung \bar{d}_{gesamt} für ein geladenes, dissoziierendes N_2^+ Molekül. Sie gliedert sich in einen Anteil konstanter mittlerer Geschwindigkeiten $\bar{v}_{thermisch}$, \bar{v}_{Stoss} und $\bar{v}_{Dissoziation}$, multipliziert mit der Lebensdauer $\tau = 60$ ns für Stickstoff und eine konstant beschleunigte Bewegung $v_{E-Feld}(\tau)$, integriert über τ . Die einzelnen Abweichungen können gemäß der Fehlerfortpflanzung behandelt werden. Somit ergibt sich die Gesamtabweichung \bar{d}_{gesamt} aus der Wurzel aus der Summe der quadrierten Einzelabweichungen.

Für $\bar{v}_{thermisch}$ wird die Maxwell-Boltzmann-Verteilung zu Grunde gelegt. Der Energietransfer von Projektil zu Gasatom wurde aus der Literatur entnommen [DeLuca (1969)]. Die maximal erreichbare Geschwindigkeit \bar{v}_{Stoss} durch den Impulsübertrag beim Stoß kann konservativ zu $2 \cdot \bar{v}_{thermisch}$ abgeschätzt werden [Plum u. a. (2002)]. In der einfachsten Näherung kann man für ionisierte Gasmoleküle eine konstant beschleunigte Bewegung $v_{E-Feld}(\tau)$ annehmen. Im Falle der Dissoziation eines zweiatomigen Moleküls verteilen sich Impuls und Dissoziationenergie zu gleichen Teilen auf die beiden Atome. Die mittlere Geschwindigkeit $\bar{v}_{Dissoziation}$ berechnet sich aus der kinetischen Energie = 0,5 · Dissoziationsenergie $E_{Dissoziation}$ und der Masse der Gasatome M_{gas} , siehe (2.18). Im Falle ionisierter Moleküle oder Atome kann man eine konstant beschleunigte Bewegung $v_{E-Feld}(\tau)$ im elektrischen Feld E zu Grunde legen. Werden diese Beziehungen in Gleichung (2.17) eingesetzt, so erhält man Gleichung (2.19). Es folgt für neutrale Gasmoleküle eine $\tau/\sqrt{M_{gas}}$ -Abhängigkeit und für ionisierte Gasmoleküle zudem eine τ^2/M_{gas} -Abhängigkeit.

$$\bar{d}_{gesamt}(\tau) = \sqrt{\tau^2 \left(\bar{v}_{thermisch}^2 + \bar{v}_{Stoss}^2 + \bar{v}_{Dissoziation}^2 \right) + \left(\int_0^\tau v_{E-Feld}(t) dt \right)^2} + \dots \quad (2.17)$$

$$\text{mit } \bar{v}_{thermisch} = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi M_{gas}}}, \quad \bar{v}_{Stoss} \leq 2 \cdot \bar{v}_{thermisch}, \quad \bar{v}_{Dissoziation} = \sqrt{\frac{E_{Dissoziation}}{2 \cdot M_{gas}}} \quad (2.18)$$

$$\text{und } v_{E-Feld}(\tau) = \frac{Eq\tau}{M_{gas}}$$

$$\Rightarrow \bar{d}_{gesamt}(\tau, M_{gas}, q) = \frac{\tau}{\sqrt{M_{gas}}} \sqrt{5 \cdot \frac{8k_B T}{\pi} + \frac{E_{Dissoziation}}{2}} + \frac{\tau^2}{M_{gas}} \sqrt{\frac{E q}{2}} + \dots \quad (2.19)$$

Ein Beispiel: Für Stickstoffmoleküle als dominierende Restgas-Spezies können mit der Molekülmasse von 28 atomaren Masseneinheiten und der für angeregte N_2 und N_2^+ Moleküle gemessenen mittleren Lebensdauer von 60 ns [Dotchin und Chupp (1973)], die mittleren Driftgeschwindigkeiten \bar{v} und Driftstrecken \bar{d} abgeschätzt werden, siehe Gleichungen (2.20) und (2.21). Aus dieser Abschätzung wird ersichtlich, dass die Messfehler durch thermische Drift sowie die Drift durch einen Impulsübertrag nach dem Stoß mit 28 bzw. 56 μm bei einem typischen σ_{Strahl} von 10 mm zu vernachlässigen sind. Anders verhält es sich hingegen im Falle der Dissoziation eines Stickstoffmoleküls, siehe Gleichung (2.22). Für eine konservative Abschätzung wurde ein Übertrag in die kinetische Energie der Dissoziationsfragmete von 1 eV angenommen. Daraus berechnet sich die mittlere Geschwindigkeit $\bar{v}_{Dissoziation}$ mit 5 eV kinetischer Energie pro Stickstoffatom und der Masse $A = 14$. Mit einer mittleren Driftstrecke $\leq 352 \mu\text{m}$ müsste die Abweichung bereits berücksichtigt werden.

Werden zur Strahldiagnose auch Fluoreszenzübergänge aus geladenen Molekülen wie N_2^+ genutzt, so ist darüber hinaus das elektrische Feld des Strahls zu berücksichtigen. Für einen intensiven Ionenstrahl am NDCX wurde im Abstand σ zur Strahlachse ein Feld von $2 \cdot 10^5 \text{ V/m}$ errechnet [Bunches (2004)]. Für diese Feldstärke sind in Gleichung (2.23) die Momentangeschwindigkeit nach 60 ns beschleunigter Bewegung sowie der zurückgelegte Weg d_{E-Feld} gegeben. Auch für die beschleunigte Bewegung geladener Gasmoleküle im E-Feld des Ionenstrahls kann der Fehler nicht ohne Weiteres vernachlässigt werden. Nach 60 ns mittlerer Lebensdauer sind die N_2^+ -Moleküle für die Feldstärke aus dem genannten Beispiel im Mittel bereits um 1,24 mm verschoben und verursachen den größten Fehlerbeitrag sowie eine signifikante Abweichung vom tatsächlichen Strahlprofil.

$$\bar{v}_{thermisch} = \sqrt{\frac{8 \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ kg m}^2 / (\text{s}^2 \text{K}) \cdot 293 \text{ K}}{\pi \cdot 28 \cdot 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ kg}}} = 471 \frac{\text{m}}{\text{s}} \quad (2.20)$$

$$\Rightarrow d_{thermisch}(60 \text{ ns}) = 28 \mu\text{m}$$

$$\bar{v}_{Stoss} \leq 2 \cdot \bar{v}_{thermisch} = 942 \frac{\text{m}}{\text{s}} \quad (2.21)$$

$$\Rightarrow d_{Stoss}(60 \text{ ns}) \leq 56 \mu\text{m}$$

$$\bar{v}_{Dissoziation} \leq \sqrt{\frac{1 \cdot 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ kg m}^2/\text{s}^2}{14 \cdot 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ kg}}} = 587 \frac{\text{m}}{\text{s}} \quad (2.22)$$

$$\Rightarrow d_{Stoss}(60 \text{ ns}) \leq 35 \mu\text{m}$$

$$v_{E-Feld}(60 \text{ ns}) = 60 \cdot 10^{-9} \text{ s} \frac{2 \cdot 10^5 \text{ V/m} \cdot 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ As}}{28 \cdot 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ kg}} = 4136 \frac{\text{m}}{\text{s}} \quad (2.23)$$

$$\Rightarrow d_{E-Feld}(60 \text{ ns}) = \frac{(60 \cdot 10^{-9} \text{ s})^2}{2} \cdot \frac{2 \cdot 10^5 \text{ V/m} \cdot 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ As}}{28 \cdot 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ kg}} = 1240 \mu\text{m}$$

Die Bewertung des relativen Fehlers der Profilmessung hängt ganz entscheidend von der absoluten Strahlbreite und dem tolerierten relativen Fehler ab. Wird der Strahl, wie beispielsweise in der Plasmaphysik üblich, unmittelbar vor dem Target auf $\sigma_{Strahl} \leq 300 \mu\text{m}$ fokussiert [Hoffmann u. a. (2007)], so sind selbst $63 \mu\text{m}$ Abweichung aus den Gleichungen (2.20) und (2.21), ermittelt nach dem Gauß'schen Fehlerfortpflanzungsgesetz, nicht mehr zu vernachlässigen. Mit dem Wechsel von Stickstoff zu einer schweren Gasspezies wie ^{133}Xe verringert sich die Driftstrecke jedoch um einem Faktor $\sqrt{133/28} \approx 2$ aufgrund der größeren Masse und für $\tau_{Xe'} = 5 \text{ ns}$ um $60/5 = 12$ aufgrund der kürzeren Lebensdauer. Insgesamt würde die verfälschende Driftstrecke der beiden ersten Fehlerterme um einen Faktor 24 kürzer. Aufgrund der τ^2/M_{gas} -Abhängigkeit verringerte sich der Fehlerterm für die Drift d_{E-Feld} im elektrische Feld des Strahls sogar um einen Faktor $(24)^2$. Dissoziation lässt sich für atomare Edelgase von vornherein ausschließen. Dies sind die wesentlichen Gründe für eine weiterführende Untersuchung der strahlinduzierten Gasfluoreszenz von Edelgasen, siehe Kapitel 4.4.

2.6 Gaskinematik im elektrischen Feld des Ionenstrahls

Für fokussierte Schwerionenstrahlen stellt die beschleunigte Bewegung geladener Gasmoleküle im elektrischen Feld des Ionenstrahls offenbar den führenden Fehlerterm der Profilmessung dar. In Kapitel 4.4 wird ersichtlich, dass alle wesentlichen Fluoreszenzübergänge im untersuchten Wellenlängenbereich von 300 – 800 nm von ionisierten Gasmolekülen oder Atomen stammen. Am Beispiel der Strahlparameter des NDCX in Berkeley mit $5 \cdot 10^{11} \text{ K}^+$ -Ionen zu 7,7 AkeV innerhalb von $3 \mu\text{s}$ Pulsdauer und einer Strahlbreite $\sigma = 4,4 \text{ mm}$ wird im Folgenden die Bewegung der N_2^+ -Ionen simuliert:

Wurde in Gleichung (2.22) noch eine konstant beschleunigte Bewegung zu Grunde gelegt, so wurde bei der Simulation mit dem Bunches-Code die zeitliche und räumliche Änderung des elek-

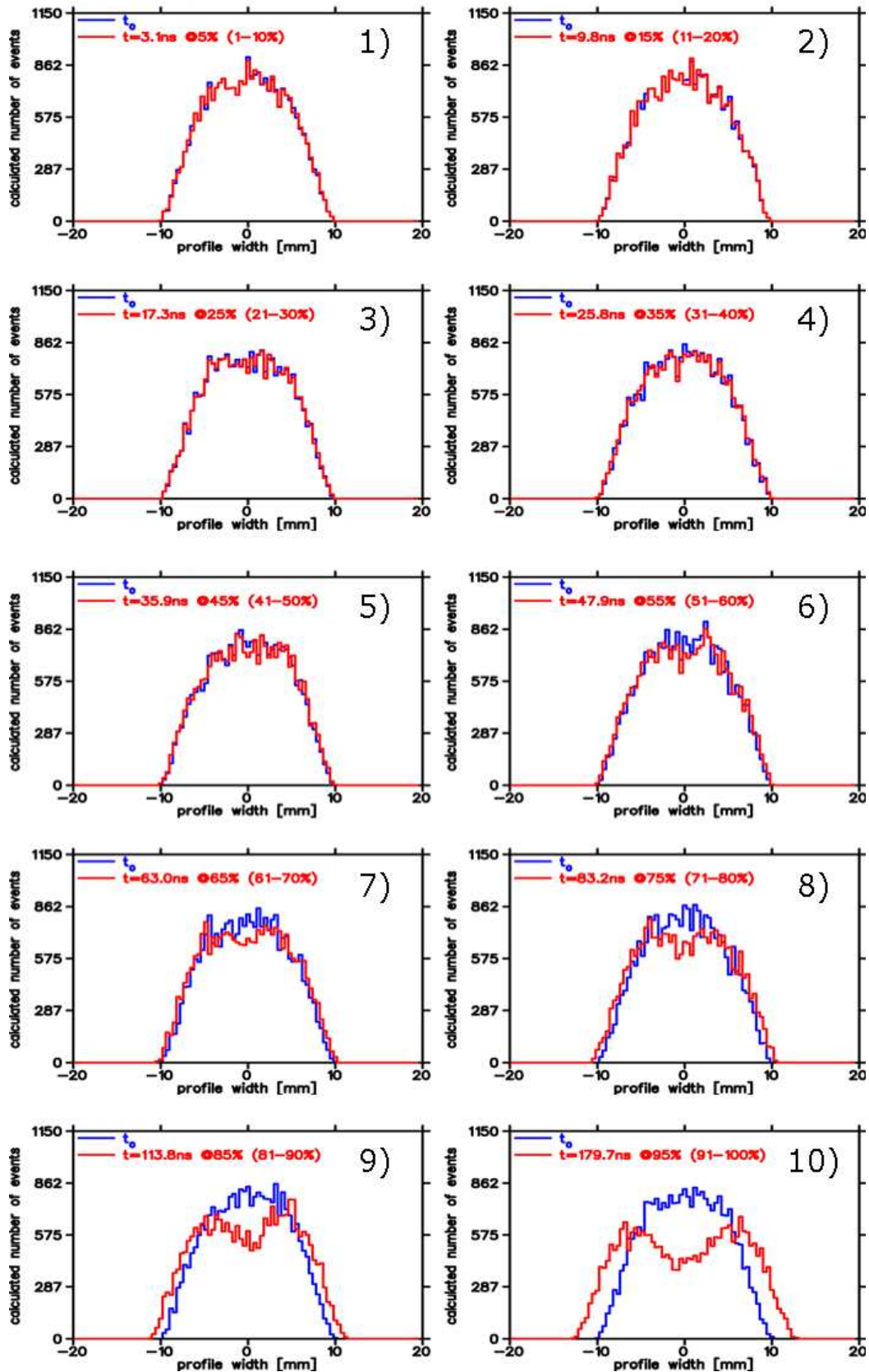


Abbildung 2.6: Simulation der Gaskinematik im E-Feld des NDCX-Ionenstrahls mit 'Bunches' [Dolinska u. a. (2000)] mit der parabolischen Start-Verteilung (blau) und den jeweiligen Stopp-Verteilungen (rot) nach t_{sim} in den Intervallen (1–10).

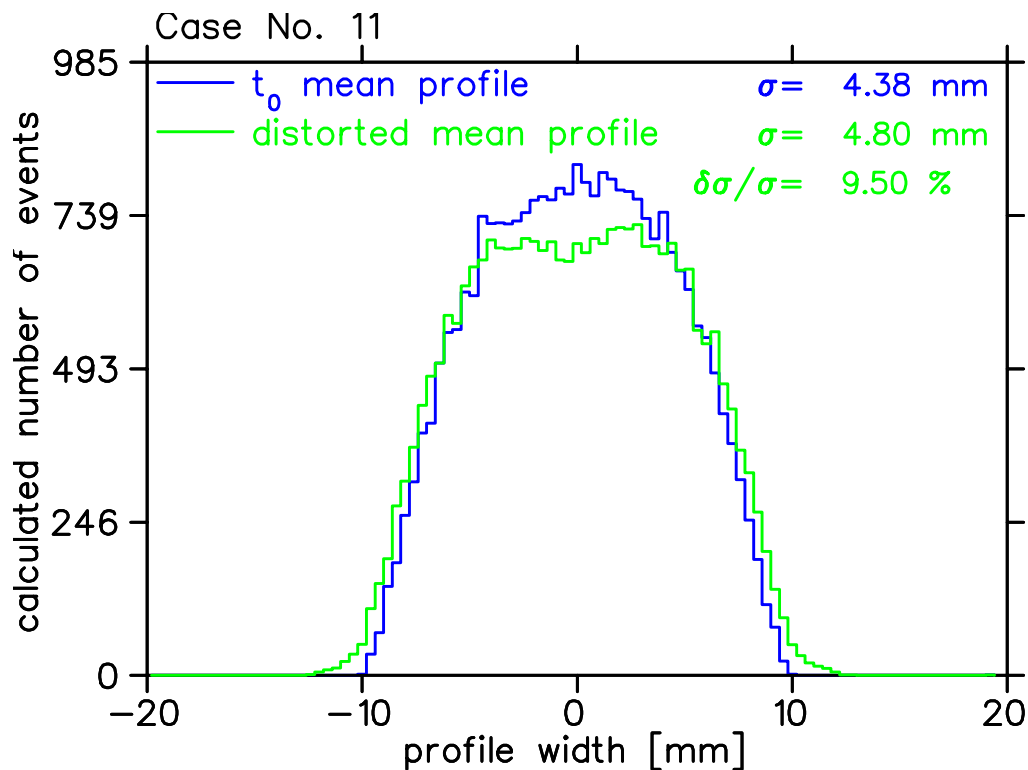


Abbildung 2.7: Simulierte Profilverfälschungen mit Bunches als Superposition (grün) der Ergebnisse aus Abbildung 2.6. Der relative Messfehler der Strahlbreite wurde zu 9,5 % bestimmt.

trischen Feldes mit berücksichtigt [Dolinska u. a. (2000)]. Das Monte-Carlo-Programm [Bunches (2004)] beschreibt zunächst die räumliche Feldverteilung eines Schwerionenstrahls im Laborsystem. Ein Teilchenbunch wird dabei senkrecht und parallel zur Strahlachse als homogene oder parabolische Ladungsverteilung angenähert. Im homogenen Fall wird das elektrische Feld im Abstand r innerhalb der Sphäre mit der Breite σ durch eine r/σ^3 -Abhängigkeit, außerhalb der Sphäre durch eine $1/r$ -Abhängigkeit beschrieben. Für bewegte Bunche ändert sich das elektrische Feld nunmehr mit der Zeit. Bewegen sich die Bunche gar mit relativistischer Geschwindigkeit, so muss auf das elektrische Feld die Lorentz-Transformation angewendet werden. Damit wächst die radiale Komponente des elektrischen Feldes nun proportional zu γ , was sich insbesondere auf die Profilmessung hochrelativistischer Schwerionenstrahlen auswirkt (LHC, FAIR). Insbesondere am LHC bei kinetischen Energie von bis zu 7 TeV für Protonen, berechnet sich der Lorentzfaktor $\gamma = 7464$. Das elektrische Feld wächst in radialer Richtung um nahezu vier Größenordnungen gegenüber dem Schwerpunktsystem und führt nach den genannten Abschätzungen zu dramatischen Profilverfälschungen.

Für eine bestimmte Zeit t_{sim} berechnet die Monte-Carlo-Simulation die zurückgelegte Wegstrecke. Als Simulationsergebnis werden die Start- und Stopp-Koordinaten nach typischerweise 10.000 Durchläufen ausgegeben. Jeder Durchlauf entspricht dabei einem Gasmolekül. Aus der Häufigkeitsverteilung der x bzw. y -Koordinaten geht nun das Strahlprofil hervor. Das tatsächli-

che Strahlprofil wird aus der Verteilung der Start-Koordinaten und das durch die Gaskinematik verfälschte Strahlprofil aus der Verteilung der Stopp-Koordinaten generiert.

Um die exponentiell abklingende Zerfallrate angeregter Zustände im Restgas treffend zu beschreiben, wurde die Stickstoff-Fluoreszenz in 10 diskreten Zeitschritte zerlegt, mit jeweils gleicher Anzahl spontaner Emissionen. So werden die ersten 10% der Emissionen im Mittel nach $t_{sim} = 3,1$ ns abgestrahlt, die weiteren nach (9,8; 17,3; 25,8; 35,9; 47,9; 63,0; 83,2; 113,8; 179,7 ns). In Abbildung 2.6 sind die Start-Verteilungen (blau) mit $\sigma = 4,4$ mm und die Stopp-Verteilungen nach dem jeweiligen Zeitintervall (rot) dargestellt. Bereits ab Simulationsintervall 6) nach 47,9 ns ist ein Hohlstrahl erkennbar. Die Superposition (grün) der zehn Simulationsschritte ist in Abbildung 2.7 dargestellt; Es ergibt sich bezüglich der Standardabweichungen der beiden Verteilungen eine relative Abweichung von 9,5%.

Die zeitliche Ausdehnung der Strahlpulse bestimmt zusammen mit dem Beobachtungszeitraum die Anzahl zu betrachtender Pulse. Im oben genannten Beispiel war die Pulsdauer mit $3 \mu s$ wesentlich länger als die mittlerer Lebensdauer angeregter N_2^+ -Zustände. Folglich wird in der Simulation auch nur ein Strahlpuls berücksichtigt. Im Münchner Tandem-Beschleuniger sind hingegen sehr kurze Einzelpulse von wenigen ns möglich. Auch der UNILAC-Beschleuniger hat aufgrund seiner 108 MHz-HF-Beschleunigungsstrukturen eine Bunchstruktur von $\sigma_{longitudinal} = 0,5$ ns, bei einer Periodenlänge von 9,3 ns. In diesen Beispielen werden im Programm mehrere Bunche betrachtet und damit die zeitlichen Besonderheiten in der E-Feld-Modulation berücksichtigt.

An den Beamlines der GSI hinter dem UNILAC oder dem SIS-18 sind die maximalen Feldstärken typischerweise 2 Größenordnungen geringer als in dem oben genannten Beispiel des NDCX. Für die relativistischen Schwerionenstrahlen der FAIR-Beschleuniger oder stark fokussierte Strahlen vor Targets steht mit dem Programm [Bunches (2004)] ein geeignetes Werkzeug zur Verfügung, um den Fehler in der Strahlprofilmessung zu simulieren und gegebenenfalls auf ein alternatives Gas auszuweichen.

2.7 Systematische Fehler durch die optische Abbildung

In diesem Abschnitt werden systematische Profilmessfehler, welche in der Natur der optischen Abbildung begründet sind,⁴ für typische Anwendungsfälle diskutiert. Wird mit einem Objektiv der Brennweite f ein punktförmiges Objekt in der Gegenstandsweite g auf die Bildebene im Abstand b fokussiert, so ist die Abbildung ebenfalls punktförmig. Weicht die Gegenstandsweite bei gleichbleibender Fokussierung um den Betrag d_+ bzw. d_- von g ab, so wird das punktförmige Objekt als Unschärfekreis dargestellt. Ist der Durchmesser des Unschärfekreises σ kleiner als die Pixelgröße des Bildsensors, so wird das Objekt im Schärfentiefebereich von Fern- bis Nahpunkt d^+ bis d^- als punktförmig detektiert. In Gleichung (2.24) sind die maximal erlaubten Abweichungen $d^+ - g$ und $g - d^-$ von der Gegenstandsweite gegeben. Im ersten

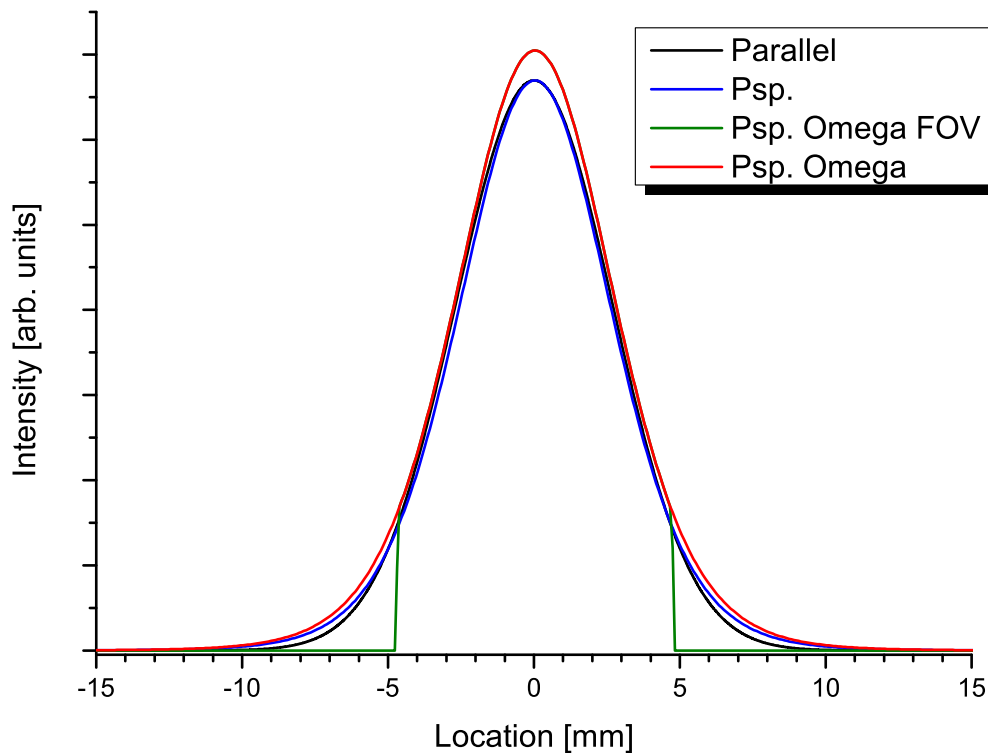


Abbildung 2.8: Simulation der systematischen optischen Fehler im Vergleich zur Parallelprojektion des Strahlprofils (schwarz). Ebenso sind die Profilprojektionen mit perspektivischer Verzerrung (blau), zusätzlich der Einfluss des Raumwinkels (rot) und für einen begrenzten Sehwinkel bzw. FOV (grün) dargestellt [Milosic (2009)].

Schritt muss die hyperfokale Entfernung d_h berechnet werden. Dies ist anschaulich der minimale Abstand, für den ein punktförmiges Objekt mit einem auf unendlich fokussierten Objektiv einen Unschärfekreis des Durchmessers σ erzeugt [Jennrich (1999)]. Zur schnellen Übersicht kann die Schärfentiefe auch über ein Programm berechnet werden [Krause (2001)]. Für $\sigma = 0,3$ mm, $g = 200$ mm, $f = 16$ mm und ein Bildfeld von 8×11 mm (\approx Minoxformat), erhält man für die Blendenzahl $\kappa = 1.4$ einen Schärfentiefebereich von 1,25 cm. Im Experiment sollte stets soweit abgeblendet werden, dass noch die gesamte Strahlbreite scharf abgebildet wird.

$$g - d^- = \frac{g(g-f)}{d_h + (g-f)} \quad \text{und} \quad d^+ - g = \frac{g(g-f)}{d_h - (g-f)} \quad \text{mit} \quad d_h = \frac{f^2}{\kappa\sigma} + f \quad (2.24)$$

Andere systematische optische Fehler lassen sich nicht durch einfaches Abblenden vermeiden. Dazu zählen die bei geringen Gegenstandsweiten übliche perspektivische Verzerrung, die Abhängigkeit des Raumwinkels von der Gegenstandsweite sowie der Einfluss eines begrenzten Sehwinkels auf die Abbildung eines gaußförmigen Strahlprofils. Sämtliche Fehler wurden mit Hilfe eines numerischen Programms für typische Parameter errechnet [Milosic (2009)]. In der

Modellvorstellung wird von einem langen Bunch eine dünne Scheibe betrachtet. Die Strahldichtevertelung wird durch eine 2-dimensionale Gauß-Funktion genähert. Um Randeffekte zu minimieren, wurde eine Gitterzerlegung mit ausreichender Zellenzahl und Gitterbreite $b \geq 4 \cdot \sigma$ gewählt. Im Programm wird nun jeder Punkt aus dem Gegenstandsgitter gemäß der Abbildungsgleichung auf die Bildebene projiziert, mit dem Funktionswert der Gaußverteilung und dem Raumwinkel gewichtet und nur dann gezählt, wenn der Punkt innerhalb des Sehwinkels (FOV) liegt. Auf diese Weise werden alle o.g. Fehler numerisch nachvollzogen. Die Ergebnisse für $g = 20$ cm, $f = 16$ mm und $\kappa = 1,4$ wurden für verschiedene Strahlbreiten σ berechnet. Für ein $\sigma_x \sigma_y = 5 \times 5, 10 \times 10, 20 \times 20$ und 30×30 mm² ergeben sich für $\Delta\sigma/\sigma = 0,38; 1,06; 4,57$ und $12,2$ % Fehler gegenüber der Parallelprojektion. In der Rechnung wurden die perspektivische Verzerrung sowie der Einfluss des Raumwinkels berücksichtigt, das begrenzte Blickfeld jedoch nicht. In Abbildung 2.8 sind für den Fall $\sigma_x \sigma_y = 30 \times 30$ mm² die Parallelprojektion sowie die fehlerbehafteten Projektionen dargestellt.

2.8 Beeinflussung des BIF-Monitors durch Strahlung

In diesem Abschnitt wird diskutiert, inwiefern der BIF-Monitor durch Teilchen- und Gammastrahlung beeinflusst wird. Grundsätzlich unterschieden werden langfristige Effekte, wie die Strahlungshärtung optischer Komponenten sowie Veränderung der Halbleitereigenschaften und kurzfristige Effekte, die unmittelbar als strahlungsinduziertes Ereignis in die Messung eingehen. Langfristige Effekte auf sämtliche Komponenten refraktiver Optik wie Glaslinsen, Lichtwellenleiter, Sichtflansche oder Glassubstrate, als Träger der Photokathode, unterliegen strahlungsbedingten Alterungsprozessen [Henschel u. a. (2001)]. Diese führen mit zunehmender Bestrahlungsdosis zu einer Eintrübung der Komponenten. Andere Komponenten, wie die Photokathode oder die Mikrokanalplatte des Bildverstärkers, werden ebenfalls strukturell und in der Oberflächenbeschaffenheit modifiziert, was wiederum zu reduzierter Quanteneffizienz führt [Kawasaki u. a. (2006)]. Sämtliche Halbleiterkomponenten, wie der CCD-Sensor und nachgeschaltete Elektronik, ändern ihre elektrischen Eigenschaften. Ursächlich ist z.B. die durch Ionenimplantation verringerte Bandlücke [Sirianni u. a. (2005)], so dass Leck-Dunkelströme den Analog-Digital Converter (ADC) vollständig sättigen (Hot-Pixel). Weitere Effekte sind veringertes Dynamikumfange und eine Granularität des mittleren Grauwertes. Umfangreiche Untersuchungen zu diesem Thema wurden im Bereich Raumfahrt [Hopkinson u. a. (1996)] und [Scheick und Novak (2003)] sowie in anderen Beschleuniger-Zentren [Hutchins u. a. (2005)] angestellt.

Kurzfristige Effekte wirken auf die optisch empfindlichen Komponenten des Bildverstärkers und bestimmen den Untergrundbeitrag einer Messung. In Kapitel 4.3 wird der Einfluss des Neutronenflusses auf die Anzahl der gemessenen Untergrundereignisse untersucht. Dabei wurde eine quadratische Abhängigkeit des Untergrundes von der Projektilenergie gemessen und

der Ursprung der Effekte auf die Photokathode des Bildverstärkers eingegrenzt. Die Neutronen-Erzeugungsrate $Y_{Neutron}$ zeigt ebenfalls eine quadratische Abhängigkeit von der Projektilenergie, siehe Gleichung (2.25) [Kurosawa u. a. (2000)], mit den Anzahlen N_x , den Massenzahlen A_x , den Kerladungszahlen Z_x , mit dem Index P oder T für Projektil oder Target und der Projektilenergie E_p in AMeV. In Kapitel 4.8, Abbildung 4.29 werden die absoluten Wirkungsquerschnitte für Gamma- und Neutronenwechselwirkung mit der Photokathode der ICCD-Kamera bzw. dem Siliziumdetektor der EMCCD-Kamera für zwei bildverstärkte Kamerasysteme verglichen. Darüber hinaus wurden die Kamerasysteme in einem Bestrahlungsexperiment mit Gamma- und Neutronenquellen untersucht, siehe Kapitel 3.9 und 4.8.

$$Y_{Neutron} = \frac{1.5 \cdot 10^{-6}}{AMeV} \frac{1}{N_T^{1/3}} E_P^2 (A_P^{1/3} + A_T^{1/3})^2 N_P \frac{A_P}{Z_P^2} \quad (\text{neutrons/particle}) \quad (2.25)$$

Die Vielzahl kurzfristiger und langfristiger Einflüsse durch Gamma- und Neutronenstrahlung zeigen die Notwendigkeit einer effektiven Schirmung aller o.g. Komponenten, siehe Kapitel 3.10 und 4.7. Auch scheint die technologische Verbesserung einzelner Komponenten in puncto Strahlungstoleranz sowie ein modularer Aufbau für einen einfachen Austausch von Teilkomponenten sinnvoll, siehe Kapitel 5.5.



3 Experimenteller Aufbau

In diesem Kapitel werden sämtliche für die Arbeit relevanten Experimente vorgestellt. Dabei ist die Reihenfolge nicht chronologisch, sondern thematisch gewählt, beginnend mit der Strahlprofilmessung durch direkte Abbildung des strahlinduzierten Fluoreszenzlichtes auf eine bildverstärkte Kamera, über die spektrale Untersuchung mit Farbfiltern, verschiedene Anwendungen abbildender Spektrometer, bis hin zur Vermessung des Strahlungsfeldes am Hochenergiemeßplatz (HTP) hinter dem Schwerionensynchrotron SIS-18. In den beiden letzten Abschnitten werden technologische Aspekte, wie der Vergleich zweier Kamerasysteme sowie ein Schirmungskonzept und die damit verbundene Herausforderung eines möglichst effizienten Bildtransportes betrachtet.

3.1 Messplätze und Strahlparameter der Experimente

Abhängig von der experimentellen Fragestellung wurden Messungen an drei verschiedenen Messplätzen durchgeführt. Diese unterschieden sich nicht nur in den möglichen Strahlparametern, sondern auch in weiteren Randbedingungen, wie dem erlaubten Restgas-Druckbereich, dem ionenstrahlinduzierten Strahlungsniveau, zusätzlichen Lichtquellen (Plasma) in Konkurrenz zur Gasfluoreszenz und baulichen Besonderheiten, welche beim Aufbau der Experimente zu berücksichtigen waren. Im Folgenden werden die drei Messplätze kurz beschrieben und in der jeweils zugehörigen Tabelle die verwendeten Strahlparameter und Untersuchungsschwerpunkte genannt. Für die Messgrößen N_{Ion} , $T_{Extraktion}$ und σ aus den Tabellen 3.1, 3.2 und 3.3 kann ein relativer Fehler von 10 % angenommen werden. Die kinetische Energie der Ionen ist in der Regel auf unter 0,1 % genau bestimmt. Lediglich am HTP-Messplatz wird aufgrund des Energieverlustes in den Folienfenstern auch hier ein relativer Fehler ≤ 10 % angenommen.

Der X2-Messplatz der GSI ist einer von 14 Messplätzen direkt hinter dem UNILAC und kann von Protonen bis Uran-Ionen von 3,5 AMeV bis 11,4 AMeV betrieben werden. Im Hochstrom-

Tabelle 3.1: Strahlparameter am GSI X2-Messplatz mit den Strahlparametern 1), 2), 3) für Strahlprofilmessung und den Parametern 4), 5) und 6) für die Fluoreszenzspektroskopie.

Name Nr.)	Ion ⁿ⁺	Strahlenergie [AMeV]	$N_{Ion}/T_{Extraktion}$ [1/ms]	σ [mm]
X2 1)	Ni ⁹⁺	5,45	$3,4 \cdot 10^{10}/5,5$	2
X2 2)	Ni ⁹⁺	11,40	$7,8 \cdot 10^9/5,5$	3
X2 3)	U ²⁸⁺	11,44	$3,6 \cdot 10^9/0,2$	2
X2 4)	S ⁶⁺	5,16	$3,2 \cdot 10^{11}/5,0$	0,6
X2 5)	Ta ²⁴⁺	4,77	$3,4 \cdot 10^{10}/0,25$	4
X2 6)	H ⁺	5,76	$5,0 \cdot 10^{11}/5,0$	1,5

Tabelle 3.2: Strahlparameter am GSI HTP-Messplatz mit den Messreihen 1) und 5) zur Energievariation, 2) und 3) zur Variation des Gasdrucks, 4) und 6) zur spektralen Untersuchung mit Farbfiltern und 7) zur Messung des Strahlungsfeldes im Cave.

Name Nr.)	Ion ⁿ⁺	Strahlenergie [AMeV]	N _{Ion} /T _{Extraktion} [1/μs]	σ [mm]
HTP 1)	U ⁷³⁺	60, 100, 150, 350, 550, 750	10 ⁹ /100 ms	4 – 14
HTP 2)	Ta ²⁴⁺	100	10 ⁹ /1,5	15
HTP 3)	Xe ⁴⁸⁺	200	10 ⁹ /1,5	7
HTP 4)	Au ⁶⁵⁺	200	2·10 ⁹ /1,5	8
HTP 5)	U ⁷³⁺	100, 200, 300, 400, 500, 600	10 ⁹ /120 ms	5 – 11
HTP 6)	U ⁷³⁺	200	10 ⁹ /1,5	7
HTP 7)	Ar ¹⁸⁺	300, 600, 900	2·10 ⁹ /1,5 (90 ms)	5

betrieb werden bis zu 16 mA Strahlstrom erreicht, bei 200 μs Pulslänge und 5 Hz Repetitionsrate. Im Niederstrombetrieb arbeitet die Anlage mit einigen hundert μA Strahlstrom, dies jedoch mit bis zu 8 ms Pulslänge bei 50 Hz Repetitionsrate (20 ms Periodendauer), was bei einem Tastverhältnis von 40 % einen Quasi-DC-Betrieb ermöglicht. Die Beschleunigerstrukturen des UNILAC arbeiten mit 36 bzw. 108 MHz. Eine Periodenlänge entspricht 9,3 ns und die typische Bunchlänge beträgt $\sigma_{longitudinal} = 0,5$ ns. Diese ist als Mikrostruktur innerhalb eines Strahlpulses zu verstehen. Die letzten Fokussiermagnete befinden sich unmittelbar vor dem Experiment und ermöglichen Strahlbreiten von $\sigma \leq 1$ mm bis zu einigen Zentimetern. Der Experimentbereich ist im Strahlbetrieb nicht durch Folienfenster vom Vakuum des Beschleunigers getrennt, so dass ein Gasdruck von 10⁻³ mbar nicht überschritten werden darf. Die Strahlparameter sind in Tabelle 3.1 und die Lage innerhalb der GSI in Abbildung 1.1 dargestellt.

Der HTP-Messplatz der GSI befindet sich am Ende einer Hochenergiestransferstrecke hinter dem SIS-18 unmittelbar vor einem Beamdump, siehe Abbildung 1.1. Der nutzbare Energiebereich reicht von etwa 50 bis 1000 AMeV für U⁷³⁺ und bis zu 4500 AMeV für Protonen, begrenzt durch die magnetische Steifigkeit von 18 Tm. Im Synchrotron befinden sich bis zu 3·10¹⁰ Protonen oder 5·10⁹ U⁷³⁺-Ionen, welche entweder durch langsame kontinuierliche Extraktion über einige Sekunden oder durch schnelle Extraktion binnen 1 μs zum Experiment geliefert werden können. In Abbildung 3.1 ist für eine schnelle Extraktion das Signal eines kapazitiven Beam Position Monitors im SIS-18 oben und der High Energy Beam Transportline (HEBT) unten dargestellt. Man erkennt einen typischen SIS-18 Strahlpuls mit den vier Bunchen einer Synchrotron-Füllung. Die letzten 8 m des Strahlrohrs sind durch ein 50 μm starkes Edelstahlfolienfenster vom UHV der Hochenergiestrahlführung und des Synchrotrons abgetrennt. Begrenzt durch den Pumpstand konnten Drücke bis in den Millibar-Bereich eingestellt werden. Allerdings waren Energieverlust und Umladung der Schwerionen in der Edelstahlfolie zu berücksichtigen, siehe Tabelle 4.1. Aufgrund der Nähe zum Beamdump sind die Neutronen- und

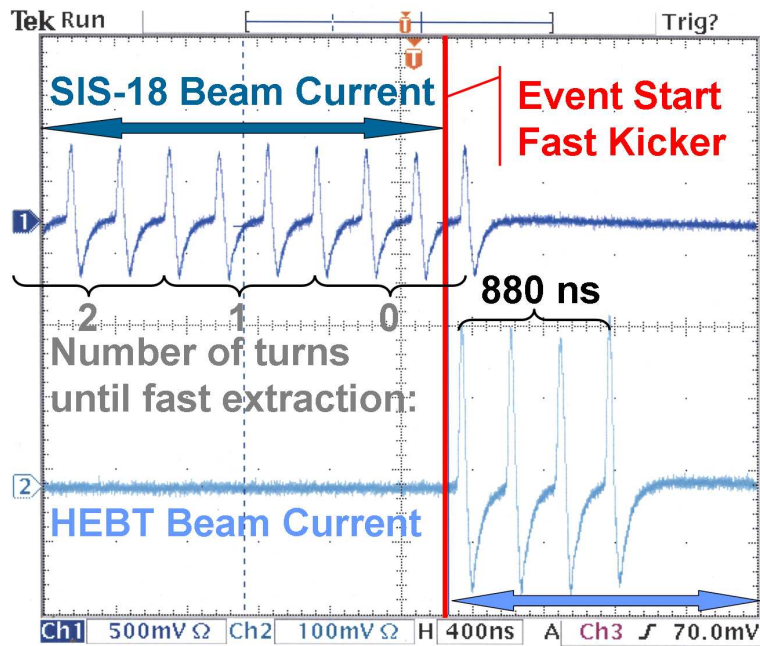


Abbildung 3.1: Typischer SIS-18 Strahlpuls nach schneller Extraktion, aufgenommen mit kapazitiven 'Beam Position Monitoren'. Der Strom im Synchrotron (dunkelblau) zeigt den Bunch-Train bis zum Start des Kicker-Magneten. Der Strom in der Hochenergiestrahlführung (hellblau) zeigt erst Signal nach dem Start des Kickers. Vier Bunche entsprechen einem Umlauf (216 m). Für 880 ns Periodendauer folgt $\beta = 81\%$ bzw. $T = 660$ A MeV.

Tabelle 3.3: Strahlparameter am NDCX Berkeley mit den Strahlparametern 1) zur Strahlprofilmessung mit Interferenzfiltern und 2) zur Spektroskopie mit dem Schlierenspektrometer.

Name Nr.)	Ion ⁿ⁺	Strahlenergie [AkeV]	$N_{Ion}/T_{Extraktion}$ [1/ μ s]	σ [mm]
NDCX 1)	K ⁺	7,7	$5,6 \cdot 10^{11}/3$	9
NDCX 2)	K ⁺	7,7	$3,0 \cdot 10^{11}/50$	0,5

Gamma-Strahlungsfelder vergleichbar zu jenen vor Produktionstargets oder Experimenten der Plasmaphysik. Die eingesetzten Strahlparameter sind in Tabelle 3.2 aufgeführt.

Das NDCX am LBNL besteht aus einer 25 mA K⁺-Quelle, einem 300 keV Pulse Line Ion Accelerator (PLIA) und einem Bunch-Kompressionsmodul, siehe Abbildung 1.2 mit den Strahlparametern aus Tabelle 3.3. Neben den Standard-Strahlpulsen von 0,3 – 50 μ s Pulslänge können durch einen ± 75 kV Spannungspuls im Bunch-Kompressionsmodul der Kopf des Strahls gebremst und das Ende beschleunigt werden, so dass nach 1 m Driftstrecke eine longitudinale Kompression von 3 μ s auf 5 ns möglich ist. Dabei wird der K⁺-Strahl durch Plasmajets raumladungskompensiert. Ein gepulster 8 T Solenoid-Magnet fokussiert transversal. Die Strahlbreite am Target kann von 1 cm auf 1 mm fokussiert werden. Die Strahlenergie beträgt typischerweise 7,7 AkeV. Aufgrund der hellen Plasmaquellen (Al-MEVVA) zur Raumladungskompensation war strahlinduziertes Fluoreszenzlicht nicht ohne weiteres von der Plasma-Emission zu unterscheiden. Am Messplatz wurden Restgasdrücke bis maximal $5 \cdot 10^{-4}$ mbar toleriert.

3.2 Typischer Aufbau zur Profilmessung X2/HTP

An der GSI wird der BIF-Monitor an geschwärzten Diagnosekammern aufgebaut. Der Monitor besteht aus einer bildverstärkenden Digitalkamera, einem Objektiv, ausgerichtet auf einen Fensterflansch, einer Gassteuerung und einem LED-Target zum Kalibrieren und Fokussieren auf die Strahlachse, wie in Kapitel 2.4, Abbildung 1.3 dargestellt. Jede BIF-Station besteht dabei aus zwei um 90° zueinander verkippten Detektorsystemen für die horizontale und vertikale Ebene zur gleichzeitigen Aufnahme beider Strahlprofilebenen.

Anhand eines einzelnen Detektorsystems aus Abbildung 3.2 können die wesentlichen Komponenten erläutert werden. Zu diesen zählt die BV-Kamera [Proxitronic (Typ: BV 2581 QY-V 100N)], bestehend aus einer $\varnothing 25$ mm Trialkali-Photokathode (Na_2KSb)Cs auf Quarzsubstrat. Im Bildverstärker werden 2 MCPs mit ≈ 80 Kanälen pro mm in der V-Stack-Anordnung hintereinander geschaltet. Dabei erzielt jede Stufe eine maximale Verstärkung von 10^3 , folglich 10^6 in Kombination. Auf einem P-46-Phosphorschirm kurzer Abklingzeit $T_{\frac{1}{2}} \approx 100$ ns werden die Elektronen in grünes Fluoreszenzlicht gewandelt. Über eine Taper-Optik mit $\beta = 25:14$ wird das Licht auf eine Digitalkamera abgebildet [Basler (Typ: 311-f)]. Mit $10 \mu\text{m}$ Pixelgröße und VGA Auflösung besitzt die BV-Kamera $11,7 \times 8,8$ mm aktive Sensorfläche auf der Photokathode. Je nach gewünschtem Abbildungsmaßstab kommen Objektive mit 12,5 oder 16 mm Brennweite zum Einsatz [Pentax (Typ: B-1214 ER / C-1614 ER)]. Diese Baureihe verfügt über eine spannungsgeregelte Blendenöffnung von 1,4–360 zur Anpassung der Schärfentiefe und zum Schutz der Photokathode. Mit 190 mm Gegenstandsweite ergeben sich Abbildungsmaßstäbe $\beta = 0,070$ und $0,092$. Die Objektive sind im nutzbaren Spektralbereich von 400–800 nm chromatisch korrigiert. In 185 mm Abstand zur Strahlachse ist der Fensterflansch montiert. Mit $\varnothing 63$ mm und nur 50 mm Flanschlänge stimmen Sehwinkel des Objektivs mit $f = 16$ mm in der kritischeren horizontalen Richtung und Öffnungswinkel des Flansches mit 34° bei einer maximalen Bildgröße von 128 mm überein. Auf diese Weise wird der Sehwinkel des Objektivs nicht durch die Apertur des Fensterflansches begrenzt.

Um jederzeit spektrale Untersuchungen in einem weiten Wellenlängenbereich durchführen zu können, wurde ein optisch geschliffenes, vergütetes Quarzfenster [Vacom] mit einem nutzbaren Spektralbereich von 200–2000 μm eingesetzt. Für den Fall, dass vor dem Objektiv Farbfilter installiert werden sollen, kann man die BV-Kamera auf zwei Gleitstangen radial zum Strahlrohr verschieben und beliebige Gegenstandsweiten einstellen. Die Vermeidung von eingestreutem Licht ist von besonderer Bedeutung. Mit Hilfe optisch dichter Gummibalge zwischen Fensterflansch und Kameragehäuse wurde eine flexible Lösung geschaffen. Im Beschleunigerbetrieb ist an einer bestimmten Position in Strahlrichtung jeweils ein Strahlprofil in horizontaler sowie vertikaler Richtung gefordert. Aus diesem Grund wird in einer BIF-Station für jede Betrach-

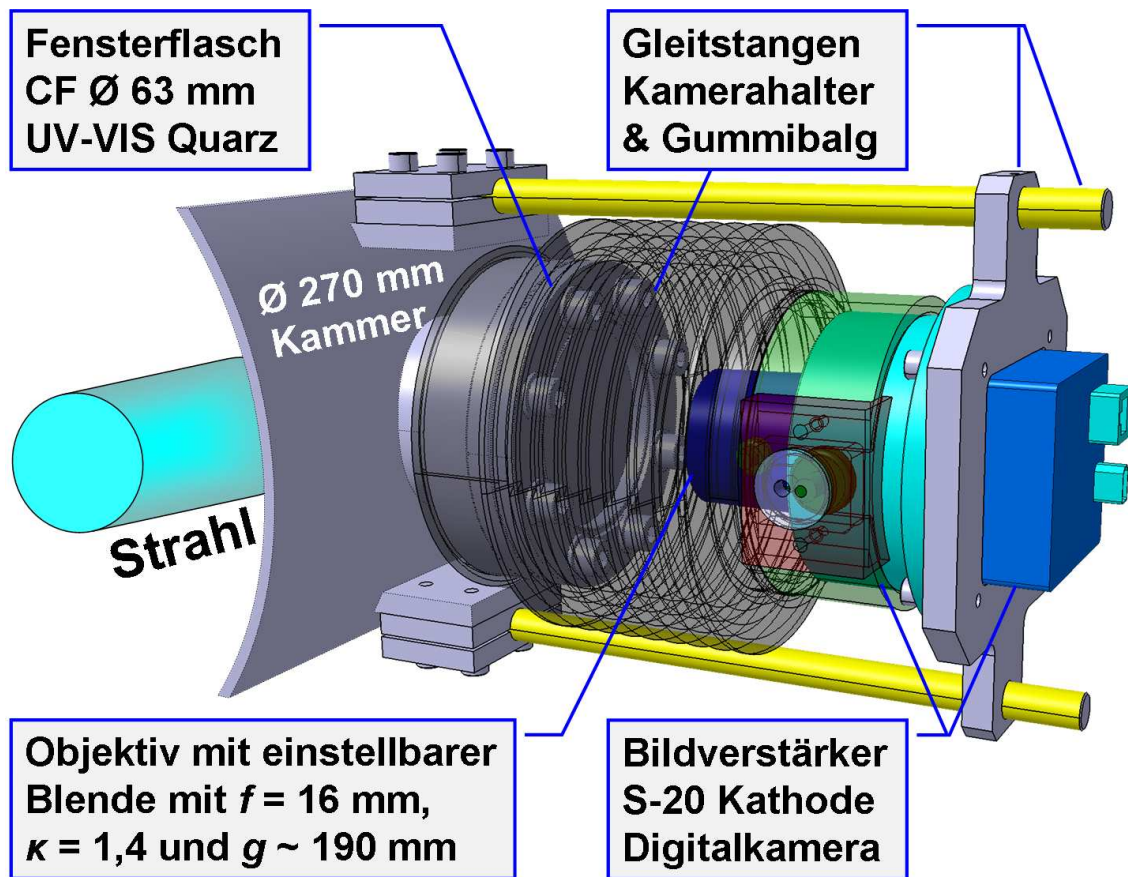


Abbildung 3.2: CAD-Zeichnung eines BIF-Monitors für die vertikale Projektionsrichtung. Als Segment die geschwärzte Wand der Diagnosekammer, der Fensterflansch, die BV-Kamera auf Gleitstangen mit Objektiv ($f = 16$ mm) und spannungsgesteuerter Blende in einem lichtundurchlässigen Gummibalg. Gegenstandsweiten ≥ 185 mm sind stufenlos einstellbar.

tungsrichtung jeweils eine BV-Kamera eingesetzt, siehe Abbildung 3.3 am Beispiel der Station US1 des UNILAC.

Mit einem vergleichbaren Aufbau am X2-Messplatz des UNILAC wurden die Daten zur Druckvariation gewonnen. Am Hochenergiemeßplatz HTP hinter dem SIS-18 konnten dank ins Strahlrohr eingesetzter Edelstahlfenster die Druckvariation bis in den Millibar-Bereich hin ausgedehnt werden, siehe Kapitel 4.2. Auch die Untersuchung der Abhängigkeit der Profilintensität und des Untergrundbeitrages von der Projektilenergie wurde mit diesem Aufbau realisiert, wie in Kapitel 4.3 diskutiert.

3.3 Schmalbandfilter an X2/HTP

Strahlprofile ausgewählter Spektralbereiche lassen sich mit nur sehr geringen Verlusten durch Vorschalten der gewünschten Farbfilter aufzeichnen. In einem ersten Lösungsansatz wurden die Filter mit Hilfe einer Schublade einzeln vor dem Objektiv platziert. Die verwendeten Objektive mit herkömmlichen Glaslinsen [Pentax] zeigten im Spektralbereich ≤ 400 nm je-

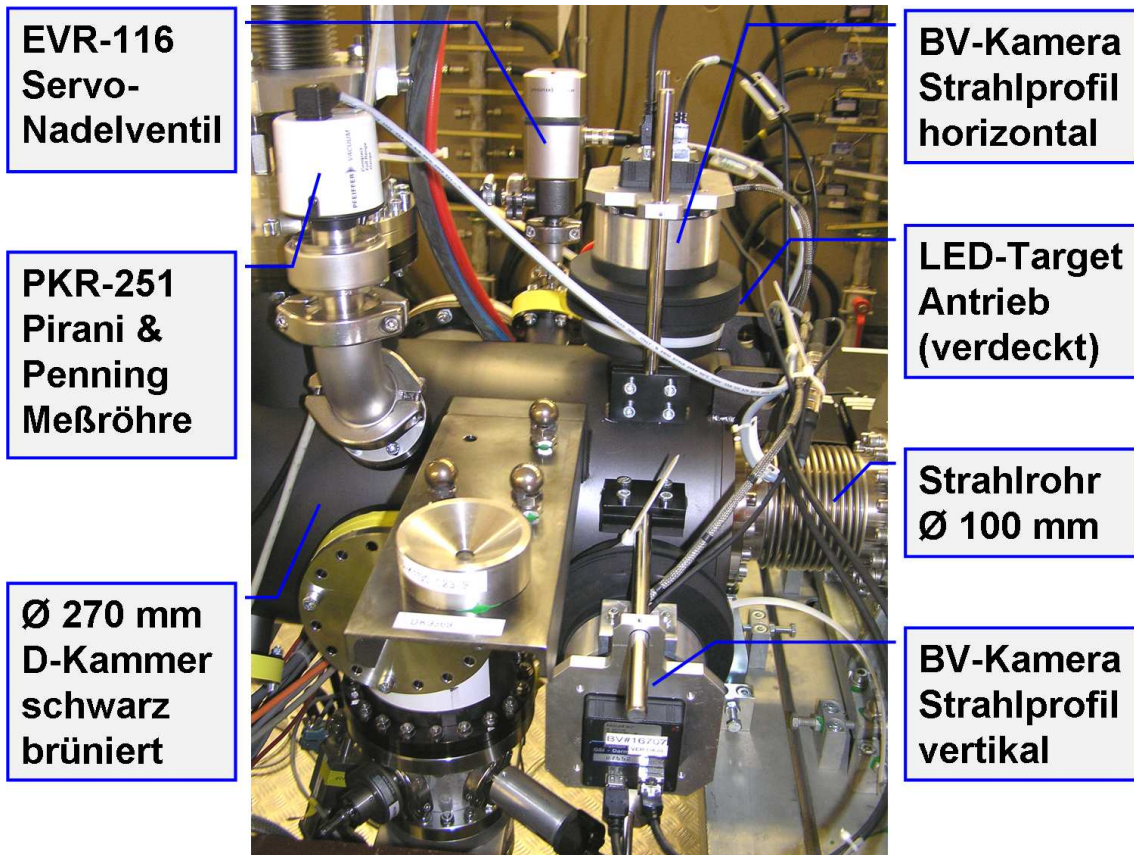


Abbildung 3.3: Aktuelle BIF-Installation am UNILAC in der Sektion US1, bestehend aus beiden BV-Kameras für horizontales und vertikales Strahlprofil, wie in Abbildung 3.2 schematisch dargestellt. Servo-Nadelventil und Druckmessröhre außerhalb der Kamera-Akzeptanz zur Vermeidung von Streulicht der Kaltkathode. Brünierte Kammeroberfläche zur Streulichtreduzierung. LED-Target mit definierten Abständen auf Strahlachse fahrbar.

doch eine zu geringe Transmission. Relevante Stickstoffübergänge im nahen UV-Bereich waren deshalb nicht mehr darstellbar und der Filterwechsel im Strahlenschutzbereich nahm mit der Schublade viel Zeit in Anspruch. Beides erwies sich schnell als gravierender Nachteil.

In der Konstruktion aus Abbildung 3.4 wurde diesen Anforderungen Rechnung getragen. So kam ein kompaktes Quarz-Objektiv mit einem nutzbaren Spektralbereich von 230–800 nm zum Einsatz [Pentax (Typ: B2528-UV)]. Dieses war jedoch nicht chromatisch korrigiert und setzte für eine scharfe Abbildung eine spektrale Bandbreite ≤ 10 nm voraus. Für jeden schmalbandigen Farbfilter musste entsprechend fokussiert werden. Auch die Blendenöffnung sollte während der Messung einstellbar sein. Über Miniatur-Schrittmotoren mit vorgeschaltetem Präzisions-Planetengetriebe und einem 3-Gang-Potentiometer als Winkelgeber wurden über eine modifizierte Mikrocontroller-Schaltung via TCP-IP Fokusposition und Blendenöffnung ferngesteuert. Ein kugelgelagertes Filterrad mit sieben Aussparungen für Filter mit 50 mm Durchmesser und 9 mm Filterdicke wurde ebenfalls über einen Schrittmotor, Winkelgeber und Mikrocontroller ferngesteuert. Dabei waren die Getriebeuntersetzungen so gewählt, dass eingestellte Winkel mit einer Genauigkeit besser 1° reproduzierbar angefahren werden konnten.

Vor dem Einsatz im Experiment mussten zunächst für sämtliche verwendete Filter die optimalen Fokus-Werte gefunden werden. Dazu wurde eine weiße LED als breitbandige Lichtquelle durch eine Lochblende in der passenden Gegenstandsweite und nacheinander durch alle Filter betrachtet und mit dem Fokus-Motor die Schrittzahl der geringsten Bildgröße ermittelt. In der Steuerungssoftware waren für alle Schmalbandfilter die optimalen Fokus-Positionen hinterlegt und wurden bei der Auswahl eines bestimmten Filters automatisch angefahren. Somit konnte für jeden Interferenzfilter ein optimal fokussiertes Strahlprofil aufgenommen werden. Um die tatsächlichen Intensitäten angeben zu können, wurde auf die spektrale Transmission der Schmalbandfilter normiert. In der Abbildung 3.5 kann die Transmission für die jeweiligen Wellenlängen der gewählten Stickstoffübergänge bei 337, 391, 428 und 471 nm abgelesen werden (rote Punkte). Die mit diesem Aufbau gewonnenen Resultate werden in Kapitel 4.4 und Tabelle 4.2 diskutiert. Um auch das Fluoreszenzlicht abseits der ausgewählten N_2 -Übergänge charakterisieren zu können, wurden Breitbandfilter genutzt. So konnte die Lichtausbeute bei Wellenlängen ≥ 470 nm, ≥ 390 nm und ≤ 390 nm gemessen werden. Eine Position des Filtrerrades wurde stets freigelassen, um die gesamte Lichtausbeute zu Vergleichszwecken aufzeichnen zu können. Präzise Profilmessungen waren mit den Breitbandfiltern aufgrund des chromatisch nicht korrigierten Objektivs nicht möglich.

3.4 Die verwendeten Spektrometer

Für die Spektroskopie-Experimente, beschrieben in den folgenden Unterkapiteln 3.5 und 3.6, werden die besonderen Eigenschaften abbildender Spektrometer ausgenutzt. Dabei bleibt die Bildinformation senkrecht zur Beugungsebene erhalten und wird je nach Abbildungsmaßstab (hier 1:1) von der Eingangsebene in die Bildebene abgebildet. Typische Anwendung sind das gleichzeitige Einkoppeln übereinanderliegender Lichtwellenleiter von verschiedenen Lichtquellen und das direkte Abbilden eines Objektes auf die Eingangsebene unter Verwendung eines Eingangspalts senkrecht zur Beugungsebene.

Im Unterschied zu den weit verbreiteten Czerny-Turner-Spektrometern mit meist W-förmigem Strahlengang und mindestens 3 optischen Elementen, benötigt das verwendete Instrument lediglich einen planen Umlenkspiegel und einen sphärischen 70 mm durchmessenden Spiegel mit 140 mm Brennweite [Horiba]. Dieser sphärische Spiegel ist gleichzeitig ein aberrationskorrigiertes holographisches Beugungsgitter. Aus diesem Grund ist das Spektrometer bei kompakter Bauform mit einer Blendenzahl κ von 2,0 besonders lichtstark. Die sonst sinusförmige Linienstruktur holographischer Gitter wurde bei diesem Typ durch einseitiges Abflachen (Ion-etching) der Sinusform in eine Sägezahnstruktur (Blaze-Gitter) verwandelt. Deshalb erreicht dieses Gitter sein Effizienzmaximum unter einem Vorzugswinkel bzw. einer Vorzugswellenlänge von 450 nm. Die höchste Effizienz liegt somit im Blauen, dem intensivsten Wellenlängenbereich der untersuchten Gasfluoreszenz.

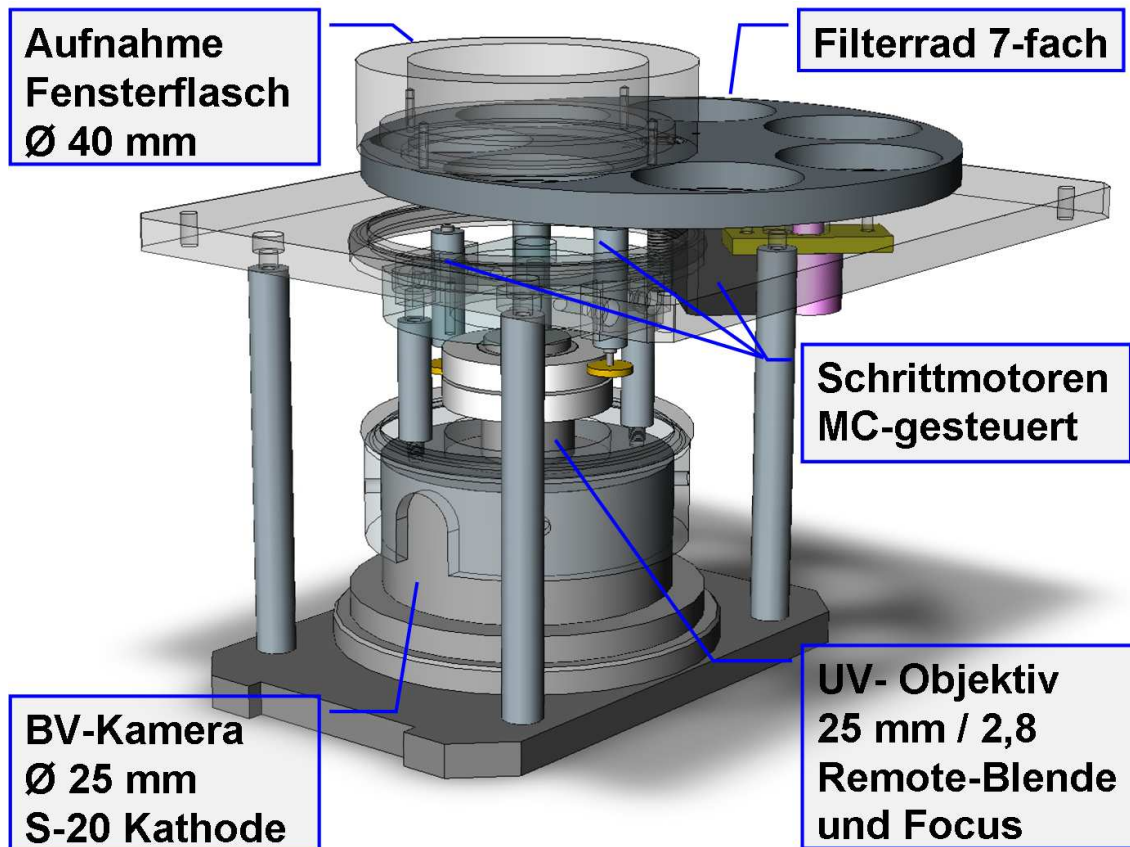


Abbildung 3.4: BV-Kamera mit 25 mm 2,8 Quarz-Objektiv UV-VIS mit 230–800 nm nutzbarem Spektralbereich, mit Mikrocontroller-gesteuerten Schrittmotoren und Winkelgebern einstellbarer Fokus und Blende. Filterrad kugelgelagert mit 7-fachem Magazin für Ø 50 mm x 9 mm Filter, Schrittmotor gesteuert, über Drehgeber (violett) positionsüberwacht. Fensterflanschaufnahme und Gummi-gedichtete Aluminium-Vollverkleidung zur Vermeidung von eingestreutem Licht.

Im experimentellen Aufbau nach Abbildung 3.6 wurde der Typ CP140-104 mit 285 Linien/mm, 24,3 nm/mm Dispersion, 24,7 mm Länge des Spektrums und einem Spektralbereich von 250-850 nm verwendet. Für eine 20 mm breite Sensorfläche des Schlierenspektrometers konnte ein maximaler Spektralbereich von 320–800 nm dargestellt werden. Der tatsächlich nutzbare Spektralbereich betrug aufgrund der verwendeten Glasoptik lediglich 390–800 nm, siehe Abbildung 4.15. Im experimentellen Aufbau nach Abbildung 3.10 wurde der Typ CP140-202 mit 140 Linien/mm, 50 nm/mm Dispersion, 12,2 mm Länge des Spektrums von 190–800 nm verwendet. Dieser Bereich konnte unter Verwendung spezieller Optik [Linos] auch nahezu vollständig dargestellt werden, siehe Abbildung 4.13. Die sinusförmige Linienstruktur dieses Typs reduziert Streulichtanteile und hat einen gleichmäßigeren Verlauf des Reflexionskoeffizienten zur Folge, siehe Abbildung 3.13.

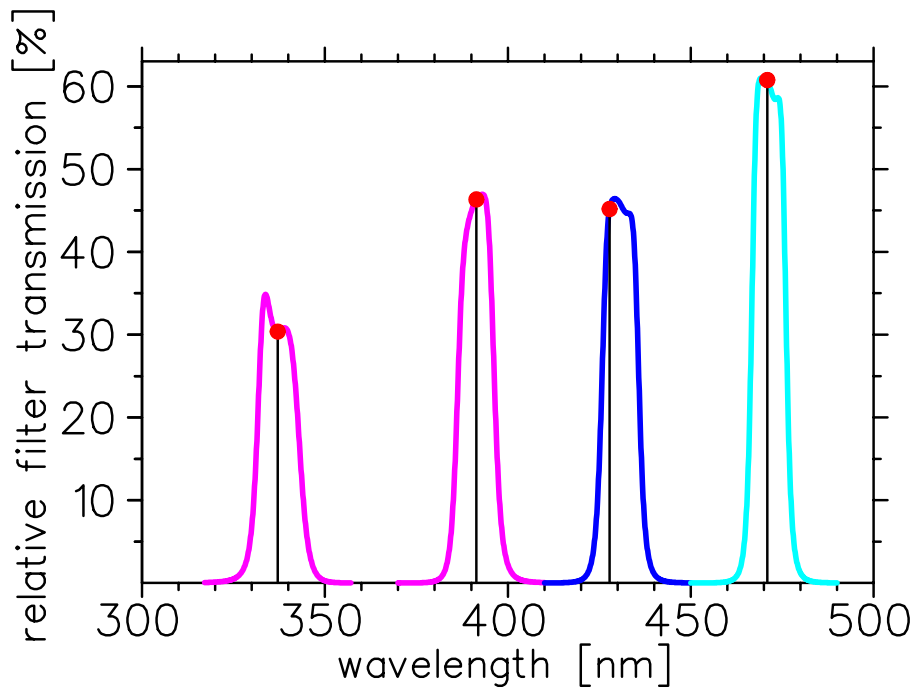


Abbildung 3.5: Gemessene spektrale Transmission der verwendeten Interferenzfilter [Andover] und Transmission (roter Punkt) für die Zentralwellenlängen der ausgewählten N_2 -Übergänge bei 337, 391, 428 und 471 nm, entnommen aus dem Datenblatt mit $\Delta T/T \leq 3\%$.

3.5 Schlieren-Spektrometer NDCX

Das im Folgenden beschriebene Instrument wurde am NDCX des LBNL aufgebaut und besteht aus einer Lichtsammeloptik, einem Lichtwellenleiter, einem abbildenden Spektrometer und einer Schlierenkamera mit nachgeschaltetem Bildverstärker. Über eine Lichtsammeloptik wird im Hochvakuum der Targetkammer in nur 80 mm Abstand zum Ionenstrahl das Fluoreszenzlicht in einen \varnothing 1 mm UV-VIS Lichtwellenleiter eingekoppelt. Dieser wird durch ein abbildendes Spektrometer auf die Photokathode der Schlierenkamera projiziert, siehe Abbildung 3.6. Auf diese Weise lässt sich die spektrale Information über die gesamte Anregungsdauer eines Strahlpulses zeitlich darstellen. Wird nun das Restgas in der Kammer von einem kurzen Strahlpuls angeregt, so zeigt sich nach dem Pulsende im Nachleuchten die Lebensdauer der angeregten Übergänge. Für dieses Experiment stand ein 3–50 μ s langer K^+ Strahl mit $2 \cdot 10^{11}$ Teilchen pro Strahlpuls zur Verfügung.

Aufgrund baulicher Besonderheiten der Targetkammer hätten Abstände der noch freien Fensterflansche zur Strahlachse ≥ 800 mm in Kauf genommen werden müssen. Für eine 10 mm Objektivöffnung ergibt sich daraus ein Raumwinkel von nur $9,8 \cdot 10^{-6}$. Platziert man die Lichtsammeloptik hingegen so dicht wie möglich am Strahl, so wächst die nutzbare Bestrahlungsstärke mit dem Raumwinkel $\Omega \propto \frac{1}{r^2}$ und demnach reziprok quadratisch mit der Gegenstandsweite. Gegenüber der direkten Beobachtung mit typischen Bildgrößen von 12x12 mm, verzichtet man zudem auf sehr viel Licht zu Gunsten der spektralen und zeitlichen Auflösung. Für die ange-

strebten 5 nm spektrale Auflösung und 100 ns zeitliche Auflösung, musste in der Objektebene des Spektrometers auf ein Bildfeld von $(\leq 400 \mu\text{m})^2$ abgeblendet werden.

Unter diesen Randbedingungen war eine Installation der Lichtsammeloptik innerhalb der Targetkammer zur Vergrößerung des Raumwinkels erforderlich. Bei nur noch 80 mm Gegenstandsweite wächst der Raumwinkel um zwei Größenordnungen. Unter Verwendung einer Glasfaser, vergossen in einem Edelstahlrohr und abgedichtet durch zwei O-Ringe, wurde eine vakuumtaugliche Durchführung realisiert. Aufgrund des geringen Faserdurchmessers konnte auf einen zusätzlichen Eingangsspalt verzichtet werden. Bei Bedarf wurden über einen Faserkoppler an die permanent installierte Faser ($\varnothing 1 \text{ mm}$) ein Lichtwellenleiter kleineren Querschnitts angeschlossen, um die Auflösung zu verbessern. Die in Kapitel 4.4.2 und 4.5 vorgestellten Ergebnisse wurden sämtlich mit einer Faser ($\varnothing 400 \mu\text{m}$) durchgeführt. An die geringe Gegenstandsweite angepasst, besteht die Lichtsammeloptik (Abbildung 3.8) aus zwei achromatischen Dubletten mit $f_1 = 75 \text{ mm}$ und $f_2 = 25 \text{ mm}$ und einem Abbildungsmaßstab von 1:3. Die Faser mit 1 mm Durchmesser hat dementsprechend ein Bildfeld von 3 mm Durchmesser. Dies entspricht der erwarteten Strahlbreite σ . Wie im vorhergehenden Abschnitt 3.4 beschrieben, handelt es sich bei den verwendeten Instrumenten um abbildende Spektrometer mit dem Abbildungsmaßstab 1:1.

In diesem Aufbau wurde ein Spektrometer [Horiba (Typ: CP140-104)] mit 285 Linien pro Millimeter, entsprechend einer Dispersion von 24,3 nm/mm aufgebaut. Der nutzbare Wellenlängenbereich von 250–850 nm wird dabei auf einer Länge von 24,7 mm abgebildet. Die Apertur der Faser wird in der selben Größe in die Bildebene abgebildet und wirkt senkrecht zur Beugungsebene wie ein Austrittsspalt. Darum wurde die Schlieren- bzw. Streakkamera [Hamamatsu] mit geöffnetem Eintrittsspalt betrieben. Dieser war in der Bildebene des Spektrometers positioniert. Wie in Abbildung 3.6 dargestellt, folgt eine 1:1 Relais Optik, welche auf die Bialkali-Photokathode der Schlierenkamera abbildet. Dort werden die Photonen mit ca. 10 % Quanteneffizienz in Photoelektronen umgewandelt. Zwischen Photokathode und Leuchtschirm wirkt das beschleunigende Feld E_{gain} wie ein Bildverstärker der ersten Generation. Senkrecht dazu und senkrecht zur Beugungsebene wirkt ein zeitlich veränderliches Ablenkkfeld $E(t)$, welches die zeitliche Dispersion verursacht. In der Abbildung 3.6 werden frühe Elektronen weiter abgelenkt als nachfolgende. Auf dem Leuchtschirm erscheint nun das Spektrum aus der Bildebene zusätzlich gespreizt in der Zeitdimension als 2-dimensionales Bild. Zum Nachweis einzelner Primär-Photonen ist eine bildverstärkte Kamera nachgeschaltet. In Abbildung 3.7 ist am Beispiel von Stickstoff-Fluoreszenz ein spektrales Zeitprofil dargestellt. Diese Aufnahme wurde mit einer Kalibrationslichtquelle und der voreingestellten Durchlaufzeit der Schlierenkamera von 100 μs kalibriert. Die Schlierenkamera wurde dabei auf das Beschleunigertiming synchronisiert und ein geeigneter Pre-Trigger zum rechtzeitigen Auslösen der Kamera erzeugt. In Form eines gelben Kreises ist das Abbild des Lichtwellenleiters ($\varnothing 400 \mu\text{m}$) angedeutet, wie es in der 0. Beugungsordnung und bei ausgeschaltetem Ablenkkfeld zu sehen wäre.

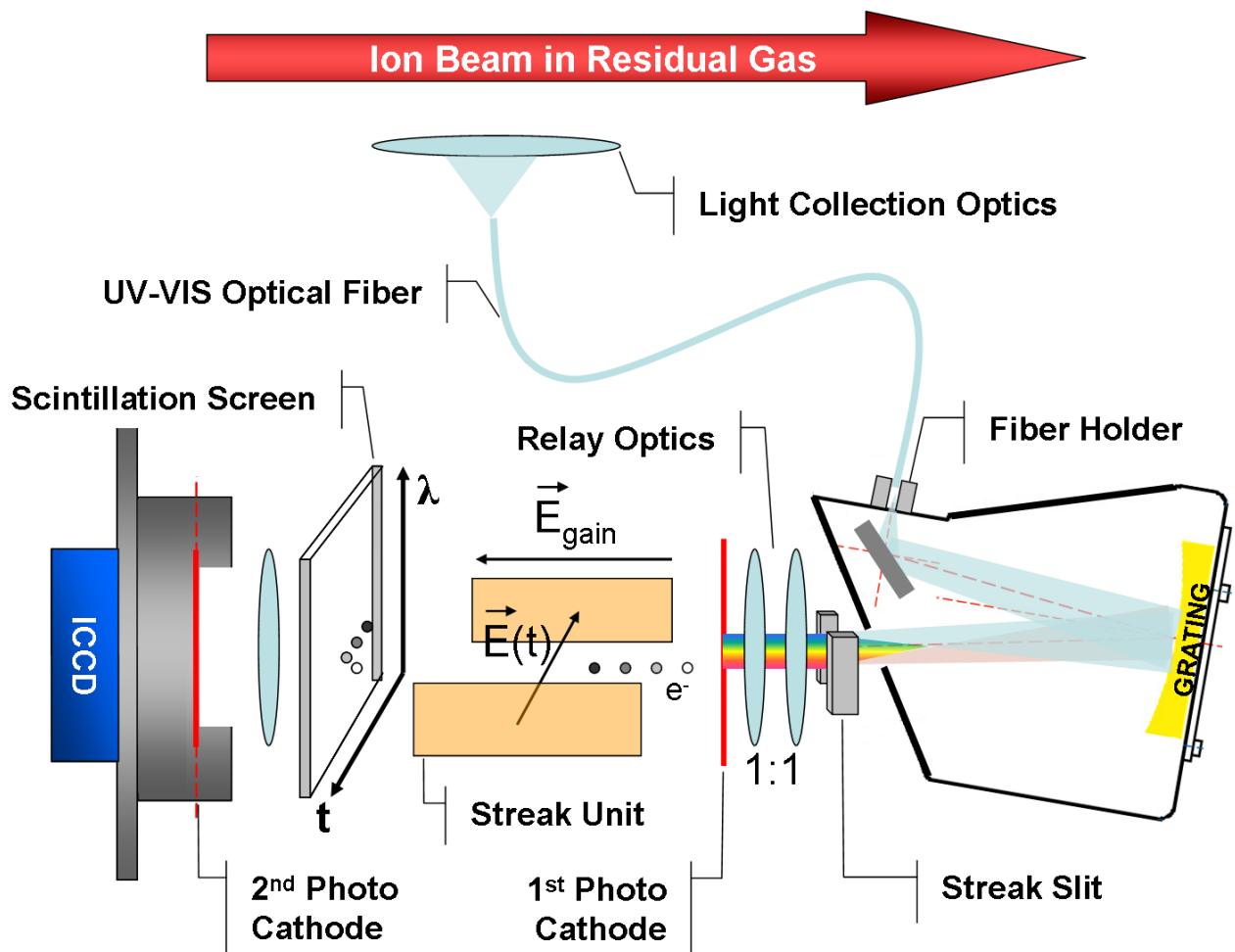


Abbildung 3.6: Schematische Darstellung des Schlieren-Spektrometers. Die Lichtsammeloptik ist auf die Mitte des Ionenstrahls ausgerichtet, der Lichtwellenleiter ist in der Gegenstandsebene des Spektrometers montiert. Dessen Querschnitt wird auf die erste Photokathode abgebildet und begrenzt spektrale sowie zeitliche Auflösung. Senkrecht zur Beugungsebene und Papierebene wirkt ein zeitlich veränderliches elektrisches Feld auf die Photoelektronen. Ein Leuchtschirm wandelt Photoelektronen wieder in Licht. Die Schirmebene wird auf die Photokathode einer bildverstärkten Kamera abgebildet.

Zur korrekten Interpretation der spektralen Intensitäten, müssen die Transmissions- bzw. Reflexionskurven all jener optischen Komponenten bekannt sein, die einen charakteristischen Verlauf zeigen. Dementsprechend sind die als Effizienz bezeichneten Kurven aus den Abbildungen 4.10, 4.11, 4.12 und 4.14 das Produkt der Transmissions- bzw. Reflexionskurven dieser Komponenten. Nicht berücksichtigt wurden hingegen Komponenten mit flachem Transmissionsverlauf, wie beispielsweise der eines für große spektrale Bandbreite optimierten Vakuumfensters.

Prinzipiell könnte auch die absolute spektrale Empfindlichkeit angegeben werden, indem man auf einen Standard kalibriert. Dazu bringt man eine stabilisierte Lampe (Bezugsnormal für spektrale Bestrahlungsstärke) mit definierter Bestrahlungsstärke $E(\lambda)$ in $[\text{Watt}/\text{m}^2 \text{ nm}]$ in die Gegenstandsebene des optischen Aufbaus. Wird nun auf die gemessene spektrale Empfindlichkeit normiert, erhält man sämtliche spektralen Intensitäten absolut in der Einheit $[\text{Watt}/\text{m}^2$

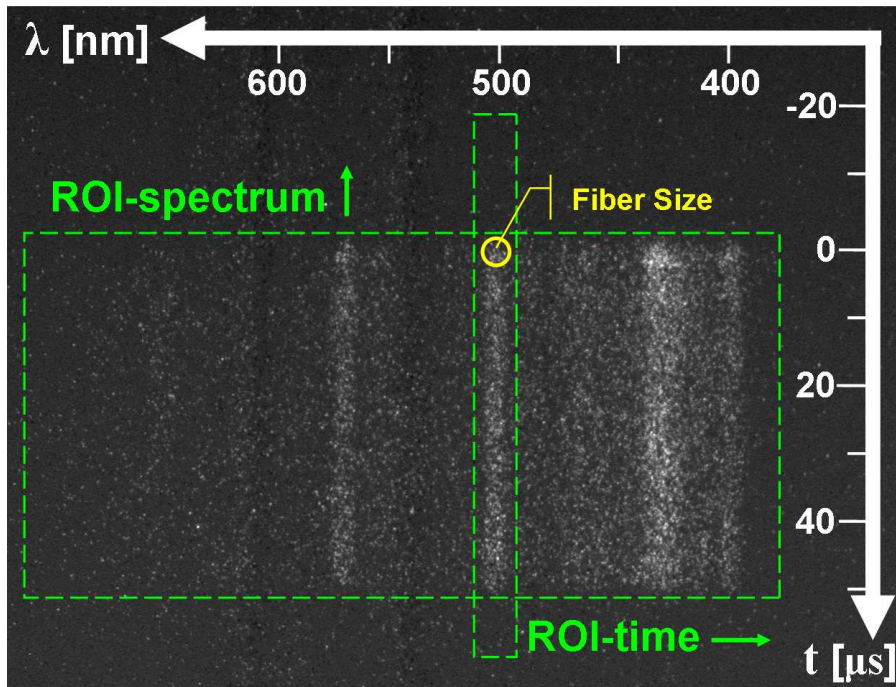


Abbildung 3.7: BIF-Spektrum aus 60 Pulsen zu je $2 \cdot 10^{11}$ K^+ -Ionen in $6,67 \cdot 10^{-4}$ mbar Stickstoff, mit dem Schlieren-Spektrometer aufgenommen. Die Aufnahme enthält sowohl Zeitinformation als auch spektrale Information. Der gelbe Kreis entspricht der Abbildung des Lichtleiter-Querschnitts ohne das zeitlich dispersive E-Feld, er begrenzt die Auflösung.

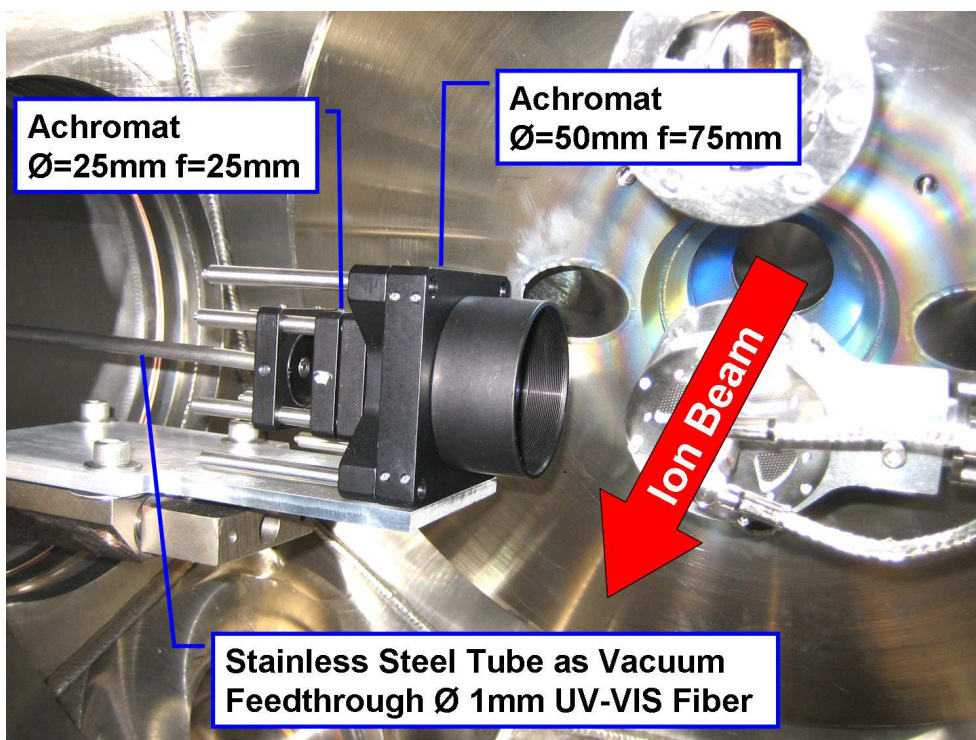


Abbildung 3.8: Lichtsammeloptik bestehend aus zwei achromatischen Dupletts mit einer 3:1 Abbildung, fokussiert auf die Öffnung des Lichtwellenleiters in 80 mm Arbeitsabstand. Der Lichtwellenleiter ist in einem Edelstahlrohr vergossen und kann über eine mehrfach gedichtete Durchführung auch unter Hochvakuum justiert werden.

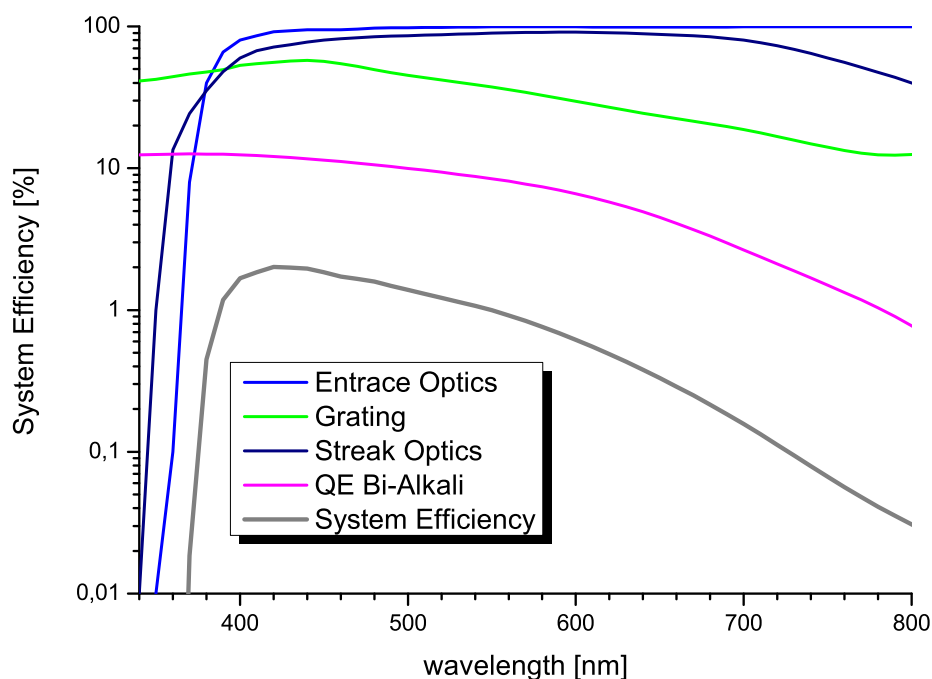


Abbildung 3.9: Spektrale Effizienz des optischen Aufbaus am NDCX, bestehend aus allen Komponenten, die eine spezifische spektrale Transmission haben. Der relative Fehler kann $\leq 10\%$ angenommen werden.

nm]. Dieser Schritt war aus Platzgründen nicht ohne weiteres möglich, deshalb werden in Kapitel 4.4 die Intensitäten lediglich in arbiträren Einheiten ohne spektrale Normierung angegeben. Im Falle des Schlierenspektrometers wurden die charakteristischen Transmissionen Lichtsammeloptik, der Reflektionsgrad des Gitters, die Relais-Optik der Schlierenkamera und die spektrale Effizienz der ersten Bi-Alkali-Photokathode berücksichtigt, siehe Abbildung 3.9. Die Gesamteffizienz (grau) als Produkt der Einzeleffizienzen ist im halblogarithmischen Plot ebenfalls angegeben. Dabei begrenzt die Glas-Optik das nutzbare Spektrum bei etwa 380 nm nach unten. Im langwelligen sichtbaren Spektralbereich wird die Gesamteffizienz hauptsächlich durch die Bi-Alkali-Photokathode begrenzt.

3.6 Abbildendes Spektrometer X2

Am GSI-Niederenergiemessplatz X2 hinter dem UNILAC wurde ebenfalls ein abbildendes Spektrometer genutzt. Wie in den Abbildungen 3.10 (schematisch) und 3.11 (fotographisch) dargestellt, wird die strahlinduzierte Gasfluoreszenz unter Verwendung eines senkrecht zur Beugungsebene stehenden Eingangsspalts auf die Eingangsebene des Spektrometers abgebildet. In 170 mm Gegenstandsweite wird dazu ein $f = 50$ mm, von 240-750 nm apochromatisch korrigiertes UV-Objektiv [Linos] mit Blende 2,8 verwendet. Das [Horiba] CP140-202 bildet mit

50 nm/mm mittlerer Dispersion den 8 mm hohen Spalt auf ein 8x12,2 mm großes Bildfeld ab. Dieses Bild enthält sowohl die spektrale Information als auch die räumliche Information des Objektes.

Ausgelesen werden die Bilder mit einer bildverstärkten Kamera [Proxitronic], deren Photokathode in der Bildebene des Spektrometers liegt. Die optimale spektrale Auflösung errechnet sich aus der optischen Auflösung der Mikrokanalplatte von 33 Linienpaaren/mm zu 1,5 nm vorausgesetzt, der Eintrittsspalt ist nicht weiter als 30 μm geöffnet. Alle optischen Komponenten waren auf einer 15 mm starken Aluminiumplatte montiert und mit Mikromanipulatoren fein-justierbar. So war das Objektiv auf einem X-Y-Tisch montiert, das Spektrometer auf einem Hubtisch und die bildverstärkte Kamera auf einem Lineartisch mit zusätzlichem Drehtisch. Es wurde schrittweise justiert. Zunächst wurden die Leuchtdioden mit aufgeblendetem Objektiv in die Eingangsebene des Spektrometers fokussiert, dann die Höhe des Spektrometers auf die mittlere Leuchtdiode auf Strahlachse justiert. Mit einer Milchglasplatte an Stelle der Kamera und fast vollständig geschlossenem Eingangsspalt wurde der Drehwinkel bestimmt, so dass kurz- und langwelliger Anteil des Spektrums gleichermaßen scharf zu sehen waren. Im letzten Schritt wurde die Glasplatte wieder durch die bildverstärkte Kamera ersetzt und mit dem Lineartisch auf die Bildebene des Spektrometers scharfgestellt. Die BV-Kamera wurde offen betrieben. Deshalb wurden sämtliche Oberflächen geschwärzt und der Aufbau nach der Justage von einer Haube umschlossen.

Mit Hilfe von Leuchtdioden bekannten Abstands auf Strahlachse, siehe Abbildung 4.3 sowie einer Hg-Ar-Kalibrationslichtquelle [OceanOptics] können die Bildachsen kalibriert werden. Am Beispiel der Gasfluoreszenz von $3,2 \cdot 10^{11}$ S^{6+} -Ionen pro Puls (5 ms) mit $E_{kin} = 5,16 \text{ A MeV}$ in 10^{-3} mbar N_2 sind die Strahlprofile verschiedener Übergänge zu sehen, siehe Abbildung 3.12. Dieses Bild enthält Profil- und Spektralinformationen, die je nach Projektionsrichtung und Wahl der Region of Interest (ROI) entweder als Spektrum oder Strahlprofil einer bestimmten Wellenlänge betrachtet werden können. Auch für diesen Aufbau wurden Transmissions- und Reflexionskurven sämtlicher relevanter Komponenten zusammengestellt. In Abbildung 3.13 sind die spektrale Transmission des UV-Objektives, Reflexionskoeffizient des Gitters, Quanteneffizienz der Trialkali-Photokathode und die Gesamteffizienz (grau) dieser Komponenten angegeben. Aufgrund der Verwendung UV-tauglicher Komponenten wie des Quarz-Fensterflansches, des UV-Objektives, der Spiegeloptik sowie des Quarz-Substrats für die Photokathode konnte im Vergleich zur Zusammenstellung in Abbildung 3.9 die Gesamteffizienz im kurzwelligen Spektralbereich ≤ 400 nm wesentlich verbessert werden. Insbesondere für die Untersuchung der Stickstoffspektren mit zahlreichen intensiven optischen Übergängen in diesem Bereich war die Erweiterung des nutzbaren Spektralbereichs von nunmehr 290–800 nm eminent.

Ebenso wichtig ist die Bestimmung des nutzbaren Bildfeldes. Während des Kalibrierens mit den Leuchtdioden wurde die Hauptachse des Aufbaus auf die mittlere LED ausgerichtet. Dabei waren gerade noch die Ränder der beiden nächsten LEDs in je 10 mm Abstand zu erkennen. Die

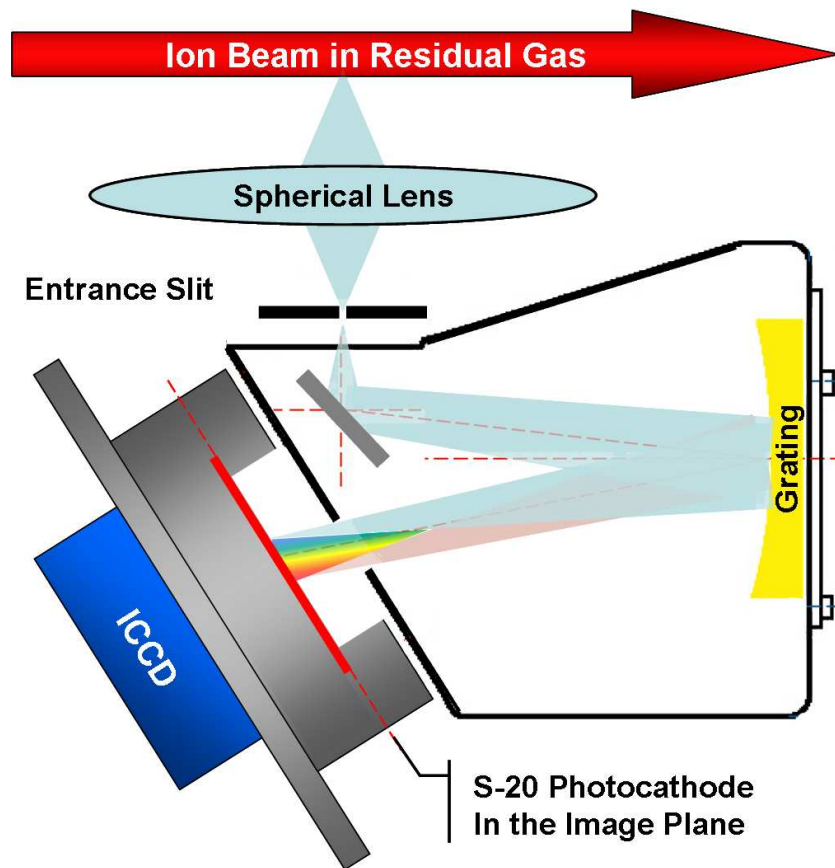


Abbildung 3.10: Schematische Darstellung des abbildenden Spektrometers in der Draufsicht auf die Beugungsebene. Zu sehen sind das abbildende Objektiv, der Eingangsspalt, der Umlenkspiegel, der holographischer Beugungsspiegel (\varnothing 70 mm) sowie das 12,2 mm langes Spektrum in der Bildebene - dort ist die Photokathode der bildverstärkten Kamera positioniert.

LEDs sitzen hinter Bohrungen mit 0,5 mm \varnothing , so dass die Größe des Bildfeldes zu 19,5 mm bestimmt werden kann. Während der Experimente musste der Strahl allerdings fokussiert und auf die Mitte des 100 mm Strahlrohrs zentriert werden, damit die Strahlprofile vollständig innerhalb des Bildfeldes lagen. Die Ergebnisse zur spektralen Auswertung dieser Fluoreszenzaufnahmen werden in Kapitel 4.4 vorgestellt, die Ergebnisse zur Profil-Auswertung werden in Kapitel 4.6 diskutiert. Eine kompakte Beschreibung dieser Untersuchung findet man in [Becker u. a. (2009)].

3.7 Kalibrierung der Druckmessröhre

An allen permanenten BIF-Stationen und den experimentellen Aufbauten aus Abschnitt 3.2 werden Weitbereichs-Vakuummessröhren eingesetzt. Damit lassen sich Drücke des Rezipienten von Atmosphärendruck zu Beginn des Abpumpens bis zum Basisdruck der jeweiligen Beschleunigersektion von $\geq 10^{-8}$ mbar über elf Größenordnungen lückenlos darstellen. In logarithmischer Anzeige können Relativdrücke mit einer Reproduzierbarkeit besser 5% gelesen werden. In der Messröhre [Pfeiffer (Typ: PKR-251)] ist der weite Messbereich durch die Kombination

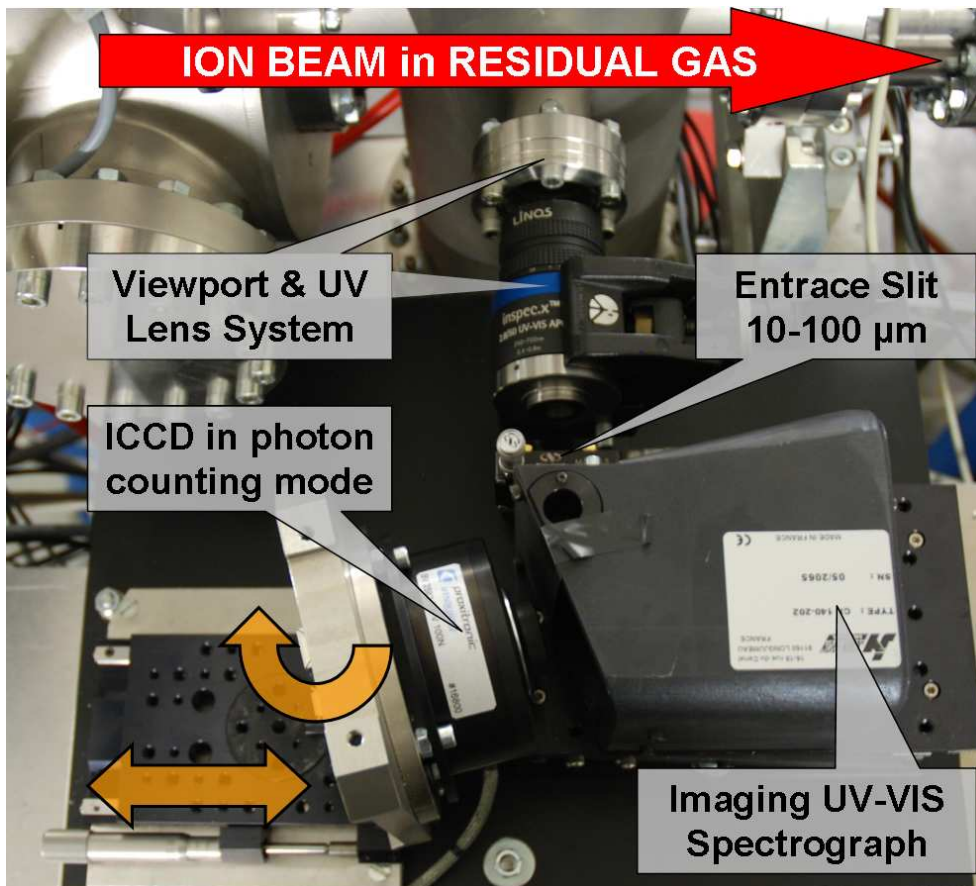


Abbildung 3.11: Fotografie des abbildenden Spektrometers an X2 in der Draufsicht. CF-40-Quarz-Fensterflansch in 140 mm, UV-VIS-Objektiv mit $f = 50$ mm, $\kappa = 2,8$ in 170 mm Gegenstandsweite, mit 19,5 mm vertikalem Bildfeld von 10 μm – 100 μm verstellbarer Eingangsspalt an höhenverstellbarem Spektrometer. Bildverstärkte Kamera in Abstand und Drehwinkel zur Bildebene auszurichten.

zweier Meßsysteme realisiert. Im Bereich von 10^{-2} bis 10^3 mbar wird ausschließlich eine Pirani-Röhre eingesetzt. Dabei wird die druckabhängige Wärmeleitfähigkeit ausgenutzt und damit der Wärmeübertrag zwischen einem geheizten Filament und dem resistiv ausgelesenen Empfangsdraht. Im Druckbereich von 10^{-8} bis 10^{-4} mbar wird ausschließlich die Penning-Röhre genutzt. Dabei werden die aus einer Kalt-Kathode austretenden Elektronen durch ein permanentes Magnetfeld auf Schraubenbahnen gezwungen und damit die Stoßrate mit Gasmolekülen erhöht. Gleiches gilt für erzeugte Sekundärelektronen, so dass eine Gasentladung aufrechterhalten wird. Das Messprinzip beruht auf dem druckabhängigen Entladungsstrom. Im Übergangsbereich von 10^{-4} bis 10^{-2} mbar wird das ausgegebene Signal aus beiden Detektoren interpoliert. Für O_2 , N_2 und CO ist die absolute Messgenauigkeit mit $\pm 30\%$ angegeben.

Für die Spektroskopieexperimente wurden hingegen Gase unterschiedlicher Masse und Ionisierbarkeit verwendet, so dass nicht mehr von der angegebenen Genauigkeit ausgegangen werden konnte. Insbesondere für die Vergleichbarkeit spektraler Intensitäten müssen gasartbedingte systematische Abweichungen bekannt sein, um sie durch Normierung eliminieren zu

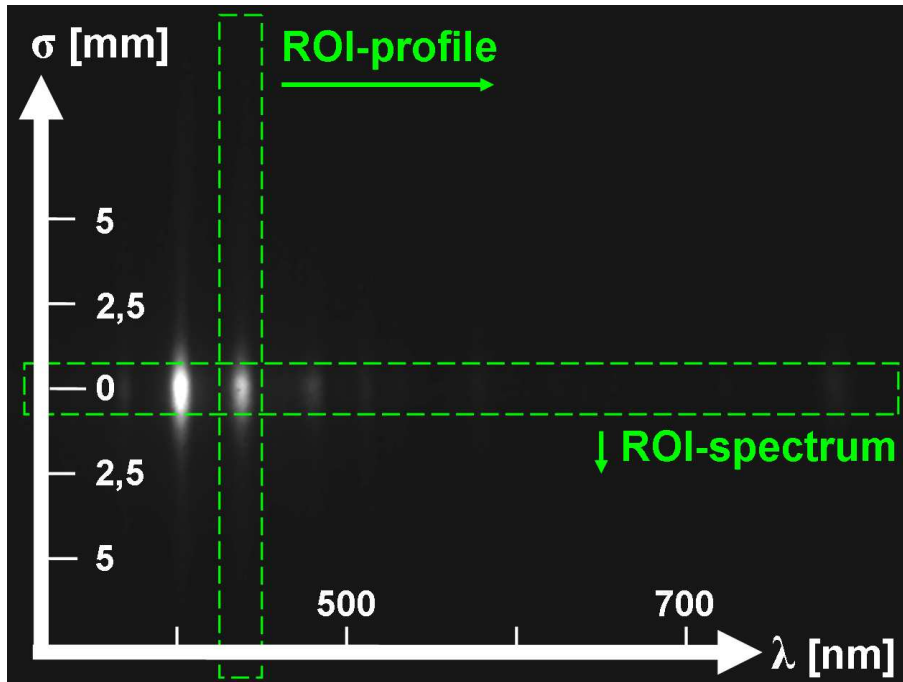


Abbildung 3.12: BIF-Spektrum aus 2000 Pulsen angeregt durch $3,2 \cdot 10^{11}$ S^{6+} -Ionen pro Puls (5 ms) mit $E_{kin} = 5,16$ AMeV in 10^{-3} mbar N_2 mit dem abbildenden Spektrometer aufgenommen. Die Aufnahme zeigt die Strahlprofile aufgefächert in ihre spektralen Bestandteile.

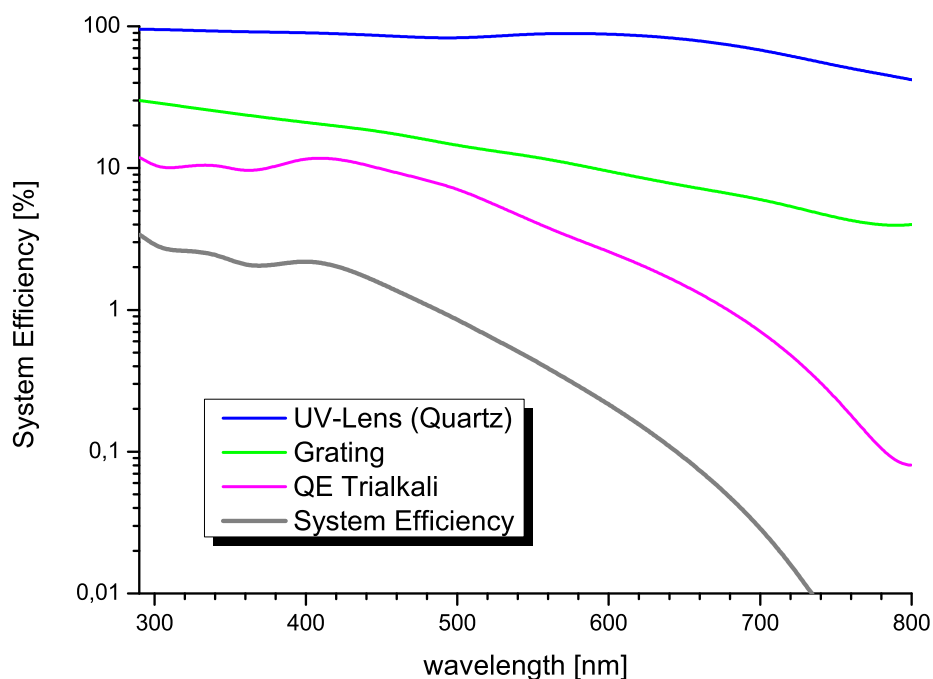


Abbildung 3.13: Spektrale Effizienz des optischen Aufbaus an X2, bestehend aus allen Komponenten, die eine spezifische spektrale Transmission haben. Der relative Fehler kann ≤ 10 % angenommen werden.

können. Zu diesem Zweck wurden mit der zu kalibrierenden Druckmessröhre mittels Controller und Servoventil schrittweise alle verwendeten Gase im relevanten Druckbereich von 10^{-5} bis 10^{-1} mbar mit einer gasartunabhängigen Druckmessröhre gegengeprüft. Diese Messröhre [Pfeiffer] des Typs CMR-264 arbeitet kapazitiv mit einer dünnen metallisch bedampften Keramikmembran. Es wird direkt eine Kraft pro Fläche gemessen und ein Messsignal linear zum Druck generiert. Für diese temperaturkompensierte Röhre wird eine relative Genauigkeit von 0,20% angegeben. Das Ergebnis dieser Untersuchung ist in Abbildung 3.14 dargestellt. Dabei zeigt sich eine starke Gasartabhängigkeit für beide Messsysteme der PKR-251 Röhre. So wird der Gasdruck schwerer Edelgase wie Xenon und Krypton durch das Pirani-System zu gering gemessen, durch das Penning-System hingegen zu groß. Folglich treten relative gasartabhängige Abweichungen von mehr als einer Größenordnung auf. Ebenso ein nichtlinearer Übergangsbereich, in dem zwischen beiden Systemen interpoliert wird.

Für die Spektroskopie-Experimente war stets ein Solldruck 10^{-3} mbar eingestellt. Die entsprechenden Normierungsfaktoren sind in Tabelle 4.6 aufgeführt. Aufgrund der Charakteristik der PKR-251 Röhre wurde im Experiment bei identischem Solldruck der Gasregelung für leichte Gase ein zu großer und für schwere Gase ein zu geringer Zufluss geregelt.

3.8 Messung des Strahlungsfeldes im HTP-Cave

Genauere Kenntnis des Strahlungsfeldes ist zur Vermeidung von strahlungsinduzierten Schäden elektronischer Bauteile sowie zur Reduzierung von strahlungsinduziertem Untergrund eminent, siehe Kapitel 2.8. In Beschleunigersektionen mit Teilchenenergien unterhalb der Coulombbarriere wird der wesentliche Strahlungsbeitrag durch die Beschleunigungskavitäten erzeugt. Dabei treten Elektronen aus der Metalloberfläche, werden im E-Feld der Kavität beschleunigt und erzeugen Bremsstrahlung beim Auftreffen auf die Wand. Bereits hinter der Alvarez-Struktur im UNILAC mit typischen kinetischen Energien von 11,4 AMeV führen Strahlverluste, die beispielsweise durch Umladung oder nicht optimal eingestellte Magnetfelder verursacht werden können, zur Neutronenproduktion. Wie in Kapitel 2.8 gezeigt, steigt die Neutronenausbeute $Y_{Neutron}$ quadratisch mit der Teilchenenergie. Aus diesem Grund ist das Strahlungsfeld hinter dem SIS-18 bei mehreren hundert AMeV im Wesentlichen durch die Neutronen bestimmt. In den geplanten FAIR-Beamlines [FAIR (2006)] werden Teilchenenergien bis ≈ 35 AGeV erreicht.

Am Hochenergiemeßplatz der Strahldiagnosegruppe (HTP-Cave), umschlossen von ≥ 2 m dicken Betonsegmenten, konnten in realistischen Strahlungsfeldern umfangreiche Messungen durchgeführt und mit Monte-Carlo-Simulationen verglichen und ergänzt werden. In Abbildung 3.15 ist eine maßstäbliche Aufsichtsdarstellung des Messplatzes 'Cave' in Höhe des Strahlrohrs zu sehen. Die Positionen sämtlicher Messgeräte sind ebenfalls zu entnehmen. Dabei befanden sich alle Messgeräte 172 cm über der Grundplatte und damit fast in Höhe des Strahlrohrs

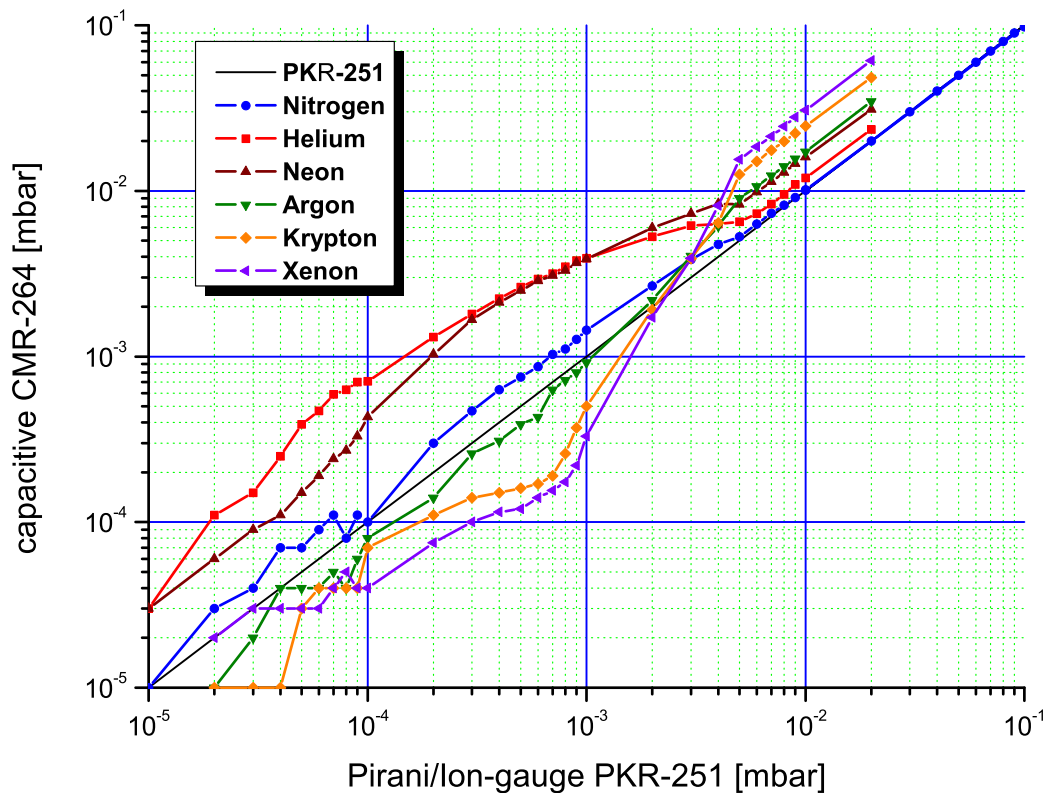


Abbildung 3.14: Zur Kreuz-Kalibrierung wurde eine kapazitive Messröhre CMR-264 mit gasartunabhängigem Verhalten aufgetragen über der zu kalibrierenden Pirani/Kaltkathodenröhre PKR-251, welche stark gasartabhängig misst. Dabei wurden alle gelisteten Gase im Druckbereich von 10^{-5} bis $2 \cdot 10^{-2}$ mbar variiert. Der absolute Fehler liegt bei 30 %, doch bezieht sich diese Kalibrierung auf eine spezifische Röhre, sodass eine Reproduzierbarkeit von 5% anzunehmen ist.

auf 201 cm. Lediglich die GSI-Kugel 1) befand sich auf der Bodenplatte, und das Gamma-Spektrometer auf nur 120 cm Höhe.

Im Folgenden werden die Messinstrumente kurz vorgestellt. TLD's speichern proportional zur deponierten Energiedosis einen Anteil im LiF Kristall, welcher unter Wärmezugabe relaxiert und Lumineszenzlicht emittiert. Die 2 x 20 x 40 mm messenden TLD-Karten enthielten jeweils 2 Kristalle aus ^6LiF , empfindlich für γ -Strahlung und Neutronen, und 2 Kristalle aus ^7LiF , welche unempfindlich gegenüber Neutronen sind [Maushart und Piesch (1967)]. Die Karten Nr. 3–10 waren ohne Moderator nur für γ -Strahlung empfindlich. Die Karten Nr. 1 und 2 waren in einer Polyethylen-Blei-Kugel (GSI-Kugel bzw. GSI-Ball) platziert und konnten durch die moderierende Wirkung des Polyethylens auch Neutronen mit Energien ≤ 100 MeV nachweisen. Diese Detektoren messen passiv und integrieren über alle Strahlungspulse einer Messzeit und arbeiten daher weder zeit- noch energieaufgelöst.

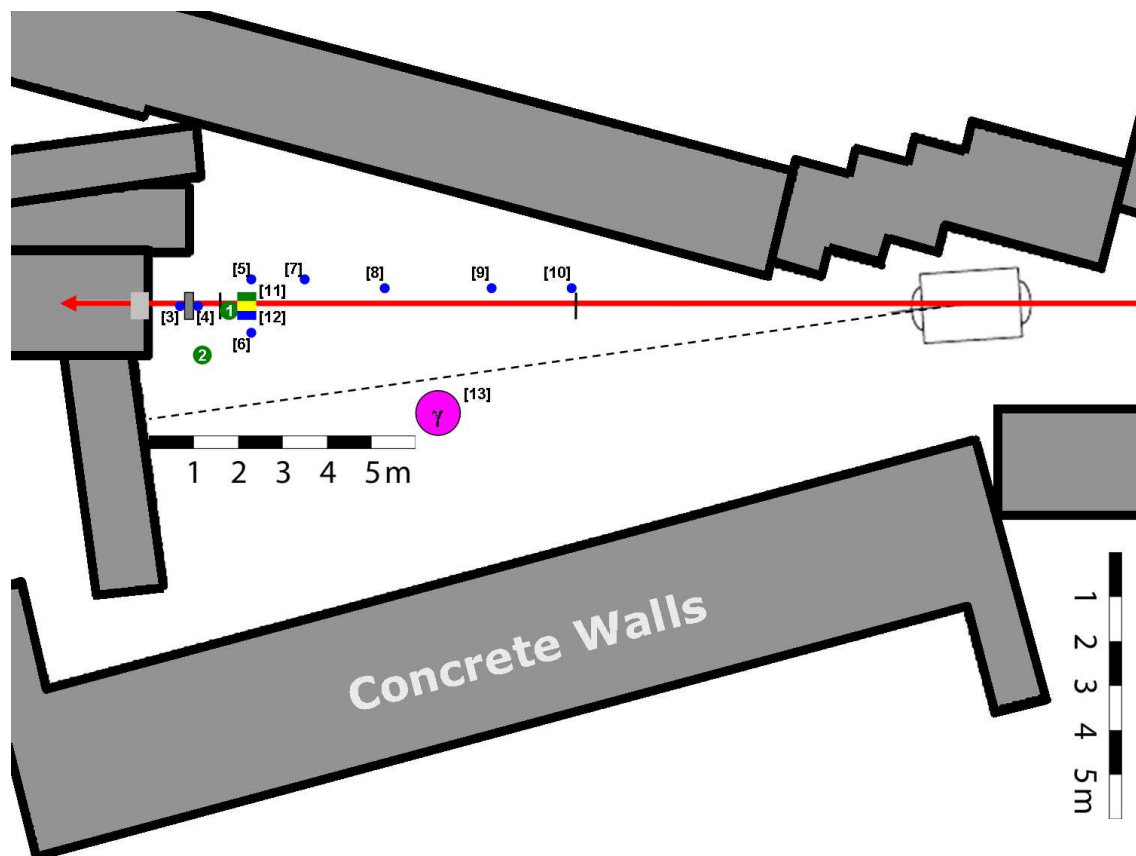


Abbildung 3.15: Maßstäbliche Aufsichtsdarstellung des HTP-Caves in Höhe des Strahlrohrs, mit der Position der Strahlungsmessgeräte. Blaue Kreise symbolisieren TLD's, grüne Kreise die GSI-Balls, aktive Gamma- und Neutronendosimeter als blaues und grünes Rechteck, das Gamma-Spektrometer als pinkfarbener Kreis und die Position der BV-Kamera als gelbes Rechteck.

Unmittelbar neben der BV-Kamera waren ein aktives Neutronendosimeter und Gammadosimeter platziert. Der Neutronenmonitor [MAB-Solutions] Typ: NM 500 ist ein BF_3 Proportionalitätsdetektor in einem Polyethylenzylinder für Neutronenenergien von 0,025 eV bis 10 MeV. Der Gammadetektor [MAB-Solutions] Typ: mab500BW arbeitet mit einem Plastikszintillator, gekoppelt an eine Photo Multiplier Tube (PMT), und ist empfindlich für Gammastrahlung zwischen 27 keV und 7,0 MeV. Beide Geräte wurden mit einer Integrationskonstante von einer Minute digital ausgelesen. Dabei werden sämtliche Gamma- bzw. Neutronenenergien in den oben genannten Bereichen detektiert.

Mit einem Flüssig-Stickstoff-gekühlten hochreinen Germanium-Detektor in koaxialer Ausführung [Ortec], ohne 'Anti-Compton-Shield', wurden Gamma-Spektren für verschiedene Teilchenenergien aufgenommen. Der verwendete Spektroskopieverstärker wurde mit $6 \mu\text{s}$ Shaping Zeit betrieben und erkennt überlagerte Pulse ab einem zeitlichen Abstand von 100 ns. Durch ein generiertes Logiksignal werden diese im nachgeschalteten Pulshöhen-ADC [Ortec] verworfen (pulse pile-up rejector). Der ADC konnte mit 14-bit Auflösung folglich 16384 Kanäle darstellen. Die maximale Durchschnittszählrate beträgt 60000 counts/s [Ortec]. Das Instrument wurde mit einem radioaktiven Standard im Energiebereich von 1 keV bis 9 MeV kalibriert und erreich-

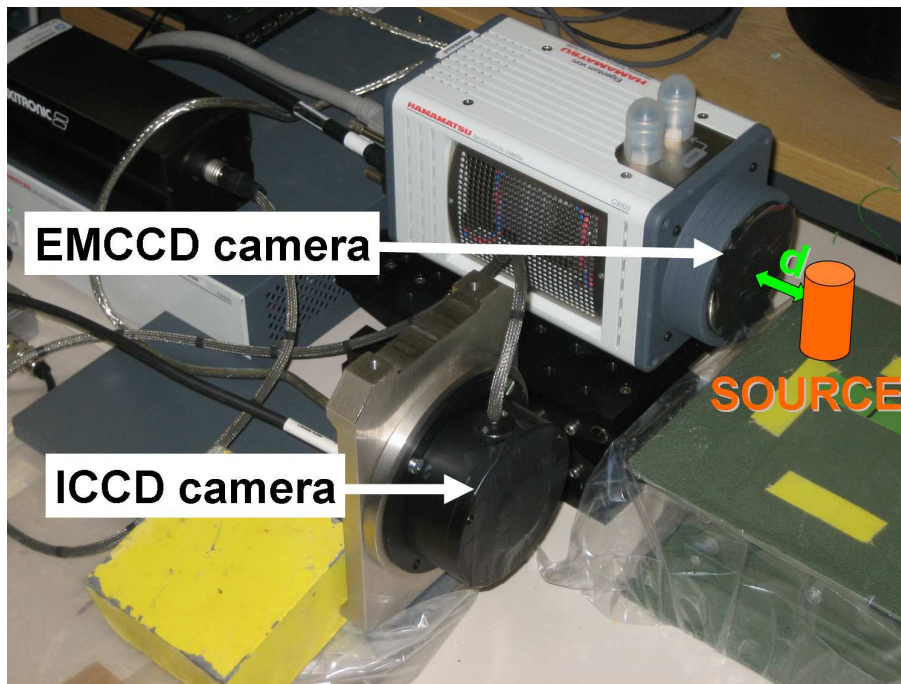


Abbildung 3.16: Aufbau zum Kameravergleich mit radioaktiven Proben. Kameraöffnungen sind 4-lagig mit Teflonband abgeklebt. Kamerasensoren auf die selbe Höhe justiert. Radioaktive Proben in 4 mm Abstand zur c-mount Flanschauflage vor den Sensoren zentriert.

te 10 keV Energieauflösung [Wengenroth und Vogt (2009)]. Sämtliche Strahlungsmessgeräte wurden von der Abteilung Sicherheit und Strahlenschutz zur Verfügung gestellt und das Experiment von den ersten Vorgesprächen, über die Durchführung, bis hin zur Datenanalyse betreut [Wengenroth und Vogt (2009)].

In einer vorhergehenden Messreihe wurden drei Szintillator-Zähler im Cave platziert. Die $1 \times 1 \times 4 \text{ cm}^3$ großen BC-400 Plastik-Szintillatoren [Saint-Gobain] erzeugen beim Durchgang ionisierender Strahlung und Teilchen Lichtpulse der Zerfallszeit 2,6 ns. Die Verstärkung der Lichtpulse erfolgt durch PMTs mit Bi-Alkali-Photokathode mit 420 nm Peak-Wellenlänge und einer typischen Pulsbreite von 20 ns. Die Zählrate der Pulse und Darstellung als Funktion der Zeit wurde durch das GSI-eigene Programm 'A Beam-loss Measurement and Scaling System' (ABLASS) realisiert [Hoffmann u. a. (2002)]. Auf diese Weise konnte das Nachleuchten des Strahlungsuntergrundes mit $10 \mu\text{s}$ Zeitauflösung dargestellt werden. Ergebnisse der Untersuchung werden in Kapitel 4.7, Abbildung 4.28 dargestellt und diskutiert.

3.9 Vergleich bildverstärkter Kameras - ICCD kontra EMCCD

BIF-Monitore sind bis im den meisten Anwendungsszenarien darauf angewiesen, einzelne Fluoreszenzphotonen nachweisen zu können. Selbst Peltier-gekühlte, rückseitig belichtete CCD-Chips benötigen beispielsweise noch 200 Photonen pro Pixel für einen Signal-Rauschabstand von 5. Mit der Vorgabe eine hochauflösende zweidimensionale Aufnahme zu erhalten, bleibt ne-

ben der in Kapitel 2.4 vorgestellten BV-Kamera noch die EMCCD-Technologie. Bereits im Vorfeld dieses Vergleichs konnten mit einer von vorne belichteten, durch einfache Peltier-Kühlung auf -12°C gekühlten EMCCD-Kamera erste Untersuchungen durchgeführt werden. Dabei zeigte sich eine um 2,5 Größenordnungen geringere Empfindlichkeit gegenüber der ICCD-Kamera. Deshalb wurde für die Untersuchungen schließlich eine wesentlich aufwändigere EMCCD-Kamera eingesetzt. Mit dreistufiger Peltier-Kühlung auf -70°C Arbeitstemperatur unter Verwendung eines rückseitig belichteten (back-thinned & back-illuminated) Sensors wurde eine vergleichbare Empfindlichkeit erreicht [Hamamatsu (Typ: C-910013)], siehe auch [Becker u. a. (2008)].

Zentrale Fragen des Vergleichs war die Leistungsfähigkeit beider Kameras (BIF-Szenario) und die Empfindlichkeit gegenüber radioaktiver Strahlung (Bestrahlungs-Szenario). Für den ersten Teil des Vergleichs wurden beide Systeme nacheinander vor dem \varnothing 35 mm Quarz-Fensterflansch des UNILAC-X2-Caves installiert und mit unveränderten Stahlparametern, im Abstand von 20 cm zur Stahlachse mit dem selbem Objektiv [Pentax (Typ: C-1614 ER)] und somit identischem Abbildungsmaßstab betrieben. Bei identischer Belichtungszeit von 1,2 ms wurde für beide Kamerasysteme der N_2 -Gasdruck von 10^{-6} bis 10^{-3} mbar variiert. Die Ergebnisse werden in Kapitel 4.8 dargestellt.

Der für den zweiten Teil des Vergleichs verwendete Aufbau ist in Abbildung 3.16 dargestellt. Besonderes Augenmerk galt der geometrischen Reproduzierbarkeit des Versuchs. Durch Markierungen auf dem Hubtisch, der Tischplatte und den Kameras wurden jeweils 3 radioaktive Proben zentral vor den Kameras platziert. Der Abstand zum Sensor betrug $\approx 21,5$ mm (17,52 mm bedingt durch den c-mount Anschluss und weitere 4 mm für eine einsetzbare Bleischirmung). Bei den radioaktiven Proben handelte es sich um ^{60}Co (76 MBq) und ^{241}Am (3.52 MBq) als γ -Quellen verschiedener Energien mit 4π Abstrahlcharakteristik. Als Neutronenquelle wurde eine ^{241}Am -Be-Hybridquelle mit $2,1 \cdot 10^4$ n/s (in 4π) mit einem Neutronen-Energiespektrum von 1–10 MeV und Intensitätsspitzen bei 3 und 5 MeV [Park (2003)] eingesetzt. Zur Unterdrückung der Gammastrahlung aus dem Americium-Treiber wurde eine 4 mm starke Bleischirmung zwischen Probe und Kamera geschoben. Auf diese Weise verschieben sich die Strahlungsbeiträge zu Gunsten der Neutronen. Nach der Abschätzung mit Hilfe des Massenabschwächungskoeffizienten für Blei kommt auf 100 Neutronen hinter der Schirmung nur noch ein Gammaquant. Die Ergebnisse der Untersuchung werden ebenfalls in Kapitel 4.8 diskutiert.

3.10 Schirmungskonzept und Bildleitertest

In den vorhergehenden Abschnitten beschriebene Experimente befassten sich mit der Frage nach dem auftretenden Strahlungsfeld und dessen Auswirkung auf die empfindlichen Kamerasysteme. In diesem Abschnitt wird groben Zügen ein Schirmungskonzept vorgestellt. Wie in Abbildung 3.17 gezeigt, befindet sich das Kamerasystem im Inneren einer ausreichend (≈ 1 m) dicken Schirmung [Pyka (2008)]. Aus der Wandstärke ergibt sich nunmehr der minimale

Fiber-optic image bundle with about 1 million sorted fibers:

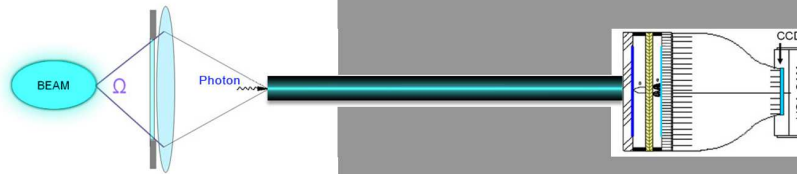


Abbildung 3.17: Schirmungskonzept mit Bildleiter, schematisch. Die BV-Kamera im Zentrum der Schirmung. In der Brennebene des ersten Objektivs ist die Eintrittsfläche des Bildleiters platziert, an dessen Ausgang die Photokathode.

Abstand zum Fensterflansch der Diagnosekammer. Lag die Gegenstandsweite im Falle direkter Montage noch bei 20 cm, so liegt sie für 1 m Schirmungsdicke bei 120 cm und der nutzbare Raumwinkel sinkt gemäß des Verhältnisses der Abstandsquadrate um einen Faktor 1/36, siehe Gleichung (3.1). Dabei ist $d_{Objektiv}$ der Objektivdurchmesser, f die Brennweite, κ die Blendenzahl, g die Gegenstandsweite und Ω der Raumwinkel für eine bestimmte Gegenstandsweite.

$$d_{Objektiv} = \frac{f}{\kappa} = \frac{16 \text{ mm}}{1,4} = 11,43 \text{ mm} \quad \wedge \quad \Omega = \frac{\pi D_{Objektiv}^2}{16 \cdot g^2} \quad (3.1)$$

$$\Rightarrow \quad \Omega(20\text{cm}) = 2,04 \cdot 10^{-4} \quad \& \quad \Omega(120\text{cm}) = 5,66 \cdot 10^{-6}$$

Folglich ist ein Objektiv großer Brennweite zur Aufrechterhaltung der Bildgröße nicht die geeignete Lösung. Mögliche Lösungen ohne wesentlichen Raumwinkelverlust wären eine sequenzielle Relais-Optik, in der abhängig von der Übertragungsstrecke vielfache 1:1 Abbildungen genutzt werden [Jacobsen (2008)]. Durch die in einem Tubus gehaltenen Linsen würde der Aufbau mechanisch unflexibel, zudem wäre eine signifikante Vignettierung zu erwarten. Aus diesem Grund fiel die Wahl auf einen Bildleiter aus gebündelten und geordneten Lichtwellenleitern. Der gewünschte Querschnitt von 12 x 12 mm wurde aus einzelnen Zellen aus 6 x 6 Fasern à 10 μm Kerndurchmesser an den Enden zusammengesetzt. Das Bündel aus über 10^6 Fasern ist nur an den Enden fest verbunden. Die Fasern des 122 cm langen Bildleiters liegen ansonsten lose in einer Schutzhülle (Wound-Image-Bundle), was zu einer hohen Flexibilität führt [Schott]. Die große numerische Apertur von 0,6 entspricht einem Akzeptanzwinkel der Fasern von $\approx 74^\circ$. Die optische Auflösung wurde gemäß Prüfprotokoll zu 45 Linienpaaren/mm gemessen und liegt deutlich über der Auflösung der nachgeschalteten BV-Kamera mit 33 Linienpaaren/mm optischer Auflösung.

Zu Gunsten einfacher Austauschbarkeit wurde auf eine effiziente direkte Kopplung des Bildleiters auf die Photokathode der BV-Kamera verzichtet und stattdessen eine 1:1 Relais-Optik aus zwei C-mount-Objektiven [Schneider-Optics] Typ: Xenoplan 50/2,8 zur linsenoptischen Kopp-

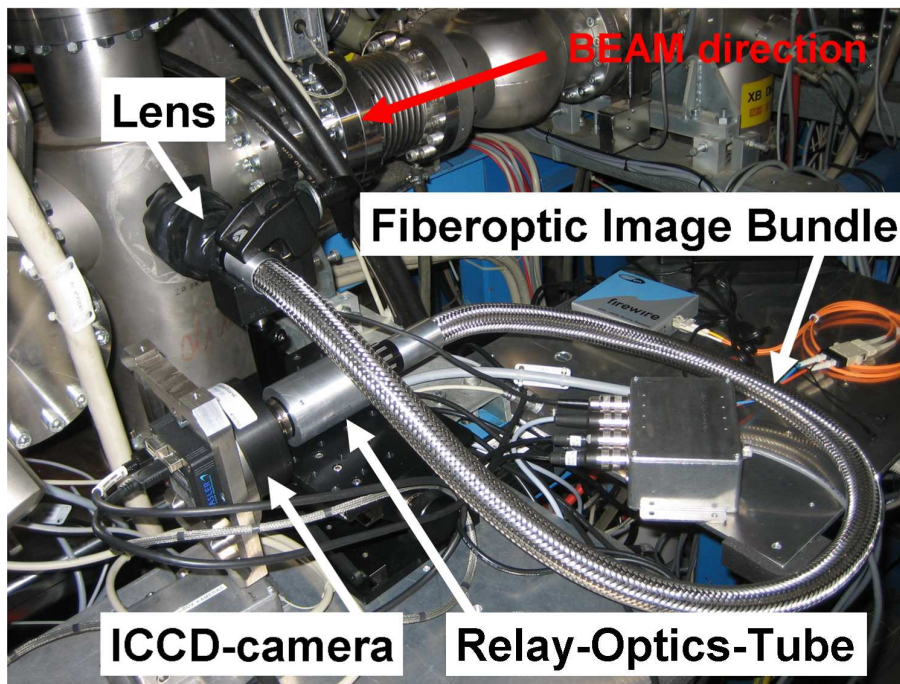


Abbildung 3.18: Bildleitertest am X2-Meßplatz des UNILAC, mit $f = 16$ mm Objektiv, dem 122 cm Bildleiter mit 12×12 mm Abbildungs-Fläche, der 1:1 Relais-Optik und der BV-Kamera. Die optische Auflösung des Bildleiters beträgt 45 lp/mm. Zur leichteren Montage wurde der Bildleiter in einer Schleife verlegt, im Konzept der Abbildung 3.17 für größten Abstand hingegen gestreckt.

lung aufgebaut. Die verwendeten Komponenten sind, wie in Abbildung 3.18 zu sehen, das Objektiv [Pentax (Typ: C1614-ER)] zur Abbildung auf die Eintrittsfläche des Bildleiters, der 122 cm lange Bildleiter, die 1:1 Relais-Optik zur Abbildung der Austrittsfläche auf die Photokathode und schließlich die BV-Kamera.

Wie bereits beim Kameravergleich, wurde auch hier zunächst die Abbildungsleistungen des Bildleiters am Meßplatz des Linearbeschleunigers untersucht (BIF-Szenario), siehe Abbildung 3.18. Bei unveränderten Strahlbedingungen und identischer Position des Objektivs wurde lediglich der Bildleiter mit der Relais-Optik zwischengeschaltet.

Der zweite Teil der Untersuchung (Bestrahlungs-Szenario) galt dem strahlungsinduzierten Untergrund in ICCD- und EMCCD-Kameras sowie der strahlungsinduzierten Szintillation des Bildleiters. Detaillierte Informationen zu den Ergebnissen dieses Szenarios für die BV-Kamera, mit und ohne Bildleiter, bestrahlt durch radioaktive Proben oder installiert am Hochenergie-messplatz HTP findet man in Kapitel 4.9.

4 Auswertung - Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der in Kapitel 3 beschriebenen Experimente nach physikalischen Kriterien zusammengefasst. Dabei stehen zunächst die für den BIF-Monitor wesentlichen Messgrößen wie die Intensität der gemessenen Profile, deren Breite sowie der gemessene Untergrundbeitrag, in Abhängigkeit von den zentralen Parametern wie der Projektilenergie und Druck des Restgases, im Vordergrund. In den weiteren Abschnitten werden die Ergebnisse der spektroskopischen Untersuchungen ausführlich diskutiert. Es werden die Fluoreszenzspektren in Stickstoff und in Edelgasen für "langsame" und "schnelle Anregungen" (siehe Kapitel 2) untersucht, von leichten Protonen bis zu schweren Tantal-Ionen. Soweit dies möglich war, werden identifizierte Übergänge benannt und ihre relative Intensität tabellarisch dargestellt. Die zusätzliche räumliche Information des abbildenden Spektrometers wurde genutzt, um gemessene Profiltiefen wellenlängenselektiv darzustellen. Dadurch können die Beiträge einzelner Übergänge innerhalb einer Gasspezies und deren Auswirkung auf das Strahlprofil charakterisiert werden. Im zweiten Teil dieses Kapitels werden technologische Aspekte im Strahlungsfeld der Beschleunigeranlage, insbesondere für hohe Energien, hinter dem SIS-18 beleuchtet. Der Fokus liegt auf dem strahlungsinduzierten Untergrundbeitrag in bildverstärkten Kamerasystemen und dessen Reduzierung oder gar Vermeidung. Dazu wurden Einzel-Photonen nachweisende Kamerasysteme in ihrer Empfindlichkeit, Auflösung und ihrem Signal-zu-Untergrund-Verhältnis an radioaktiven Quellen untersucht. Darüber hinaus werden die Eigenschaften eines hochauflösenden Bildleiters unter Experimentbedingungen vorgestellt. Der Bildleiter schafft Abstand zwischen dem Strahlrohr und der Kamera und ermöglicht so eine ausreichend dimensionierte Abschirmung der Kamera. Schließlich wird anhand einer durch Messungen verifizierten Simulation des Strahlungsfeldes [Plotnikov (2009)] ein Schirmungskonzept vorgestellt.

4.1 Datenanalyse

Im Folgenden wird die Datenanalyse für den BIF-Monitor zur Messung transversaler Strahlprofile beschrieben. Anknüpfend an das Kapitel 1.3 über den Weg von der Fluoreszenzaufnahme zum Strahlprofil, werden nun sämtliche Schritte der Datenanalyse erläutert. Am Ende des Abschnittes werden die Bestimmung des Abbildungsmaßstabs und die Besonderheiten spektroskopischer Datenanalyse vorgestellt.

Alle im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten optischen Experimente wurden mit Hilfe bildverstärkter Digitalkameras durchgeführt, siehe Abbildungen 2.4 und 2.3. Eine typische Aufnahme mit diesem Kamerasystem ist in Abbildung 4.1 zu sehen. Die kleinen Flecken bzw. Punkte entsprechen einzelnen Photonen auf der Photokathode. Im ersten Schritt der Analyse wird eine

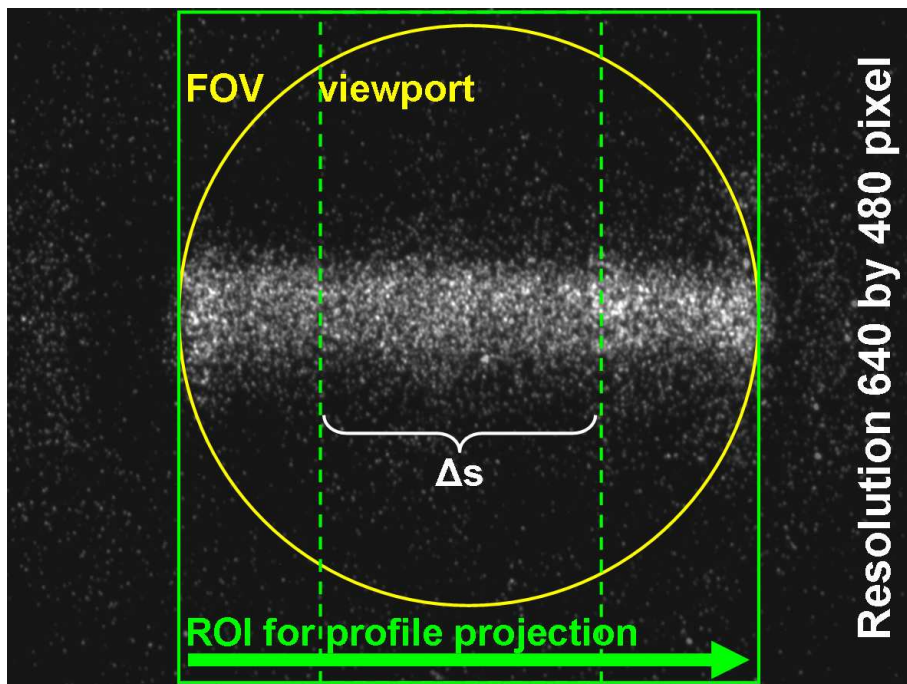


Abbildung 4.1: Fluoreszenzaufnahme eines 7,7 AkeV K^+ -Strahls, gemittelt über 100 Strahlpulse zu je $5,62 \cdot 10^{11}$ Ionen pro $3 \mu s$ Pulsdauer in $5,3 \cdot 10^{-5}$ mbar N_2 . Es ist das Bildfeld FOV (gelb) und mögliche ROI zur Profilprojektion (grün) angegeben.

Region of Interest ROI festgelegt (grün), die sich am Bildfeld FOV (gelb) orientiert. Dabei wurde die volle Bildhöhe von 480 Pixel erfasst, um den Untergrund abseits der Bildmitte mit ausreichender Genauigkeit bestimmen zu können. Die Breite der ROI entspricht maximal der Breite des Bildfeldes FOV (~ 400 Pixel). Für Strahlbreiten in der Größenordnung des halben Bildfelddurchmessers muss die ROI (grün gestrichelt) noch wesentlich schmaler gewählt werden (~ 200 Pixel), um Profilverfälschungen zu vermeiden, siehe auch Abbildung 2.8 (grün). Man erhält eine Bildmatrix aus nunmehr 480×200 Komponenten (Pixel) mit 8-bit oder 12-bit-Grauwerten.

Im zweiten Schritt wird diese Matrix nun zeilenweise in Strahlrichtung projiziert und man erhält im Ergebnis einen Profilvektor mit 480 Einträgen. Anschaulich entspricht die Breite der ROI einer bestimmten Strahllänge Δs , welche durch die Projektion aufintegriert wird. Wie in Gleichung (2.9) ersichtlich, verhält sich die zu erwartende Lichtausbeute proportional zu Δs . In Abbildung 4.2 ist der Profilvektor über der Breite aufgetragen. Die daraus erhaltene Kurve entspricht dem Strahlprofil „Original Profile Data“ (schwarz). In diesem Falle wurde über 100 Profile aus Einzelbildern mit jeweils ca. 300 Ereignissen (Photonen) gemittelt. Mit geeigneten Glättungsverfahren z.B. dem Savitzky-Golay Algorithmus lassen sich bereits aus Fluoreszenzbildern mit etwa 100 Ereignissen Strahlprofile rekonstruieren, abhängig vom Signal-zu-Untergrund-Verhältnis und dem erlaubten Fehler.

Im dritten Schritt wird zunächst der Untergrund des Strahlprofils bestimmt und abgezogen. Bei 480 Messwerten des Profilvektors im gezeigten Beispiel wurde durch Mittelwertbildung der

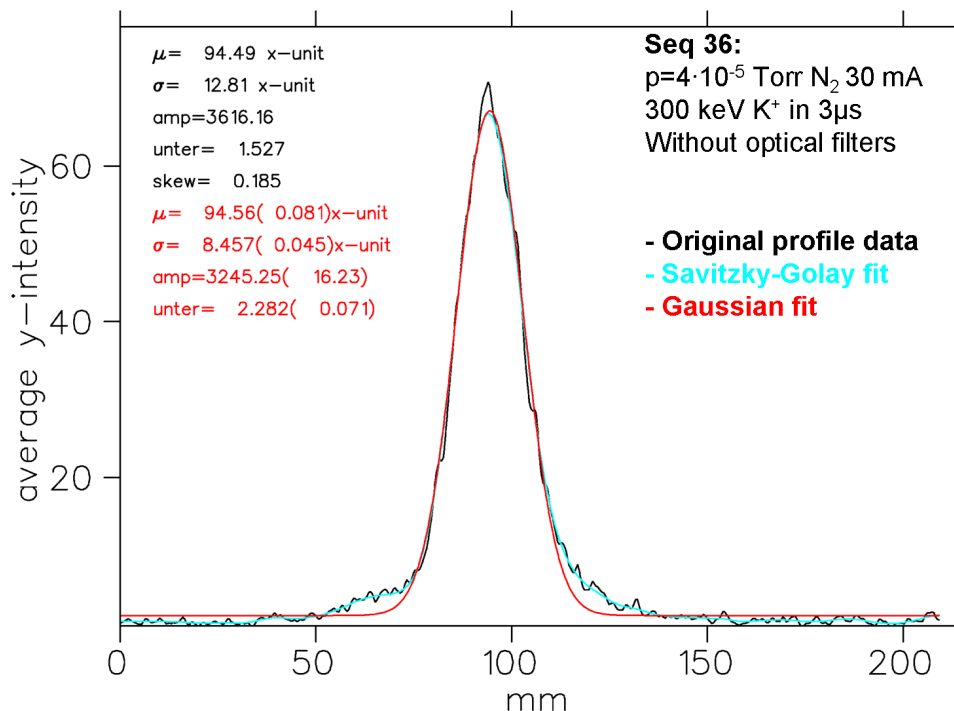


Abbildung 4.2: Strahlprofil eines 7,7 AkeV K^+ -Strahls, gemittelt über 100 Strahlpulse zu je $5,62 \cdot 10^{11}$ Ionen pro $3 \mu s$ Pulsdauer in $5,3 \cdot 10^{-5}$ mbar N_2 . Originalprofil und zugehörige statistische Momente (schwarz), Gauss-Fit und statistische Momente (rot) sowie mit Savitzky-Golay-Filter geglättetes Profil (türkis).

Werte 1–30 und 450–480, also den 30 jeweils äußersten Messwerten links- und rechtsseitig von der Profilmitte, der Untergrund in Form eines mittleren Grauwertes bestimmt. Im Bereich außerhalb des Bildfeldes ist kein verfälschender Beitrag durch strahlinduziertes Fluoreszenzlicht zu erwarten. Wie Kapitel 4.3 diskutiert wird, ist der strahlinduzierte Untergrund (Ereignisse) homogen statistisch über das Bildfeld verteilt. Das elektronische Rauschen ist bei der verwendeten Kamera [Basler] ebenfalls ein nahezu konstanter Wert für alle Pixel. Aus diesen Gründen wurde der Untergrundbeitrag als Konstante behandelt und von den Messdaten abgezogen. Man kann das Strahlprofil als statistische Verteilung verstehen. Dementsprechend wurden die ersten drei statistischen Momente wie der Erwartungswert μ , die Profildbreite σ , die Profilsymmetrie sowie das Integral des Profils bestimmt. Für Projektionen aus wenigen Ereignissen mit großem Schrotrauschen kann noch ein Glättungsalgorithmus angewendet werden. Der Savitzky-Golay-Filter [Press u. a. (2007)] entfernt hochfrequente Anteile, erhält jedoch die statistischen Momente der Verteilung, Abbildung 4.2 (türkis). In vielen Fällen ist aufgrund der großen Übereinstimmung zur tatsächlichen Verteilung auch ein Gauss-Fit (rot) von Interesse und wurde als Fit mit den Startwerten der gemessenen Verteilung ausgeführt. Die statistischen Momente des Gauss-Fits sind zu Vergleichszwecken mit der ursprünglichen Verteilung ebenfalls angegeben (rot).

Zur korrekten Darstellung der gewonnenen Strahlprofile ist schließlich noch eine Umrechnung von Pixel in Millimeter durchzuführen. Wie bereits zum Fokussieren der Objektive auf die

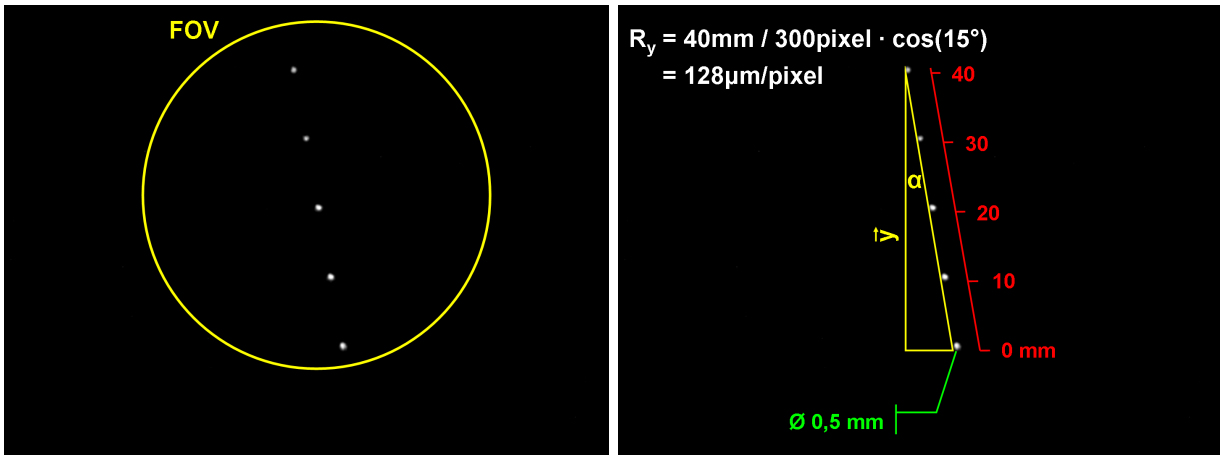


Abbildung 4.3: Achsenkalibrierung mittels LED-Target. LED-Aufnahme im Sichtfeld FOV (linke Abbildung) sowie die Gegenstandsgröße in bekannten Abständen (rot), gemessener Winkel α zur Berechnung der Auflösung R_y (rechte Abbildung).

Mitte des Strahlrohrs wurde die Aufnahme des LED-Targets genutzt, um den Abbildungsmaßstab zu berechnen. Abbildung 4.3 zeigt fünf Leuchtdioden im Abstand von jeweils 10 mm. In der Projektion entsprechen 40 mm 300 Pixeln. Aus mechanischen Gründen wurde die Achse, auf der die Leuchtdioden angeordnet sind, nicht senkrecht zur Strahlachse montiert, so dass noch der Winkel α berücksichtigt werden musste. Daraus ergibt sich eine Auflösung R_y von 128 $\mu\text{m}/\text{Pixel}$. Der relative Fehler aufgrund mechanischer Abweichungen (Bohrungen) und der Auswertung anhand diskreter Pixel ist besser 5 %. Unter Kenntnis der Pixelgröße von 10 μm kann der erwartete Abbildungsmaßstab $\beta = B/G = 0,078$ für den Aufbau mit der Gegenstandsweite $g = 222$ mm, der Bildweite $b = 17,39$ mm (c-mount) und der Brennweite $f = 16$ mm bestätigt werden.

Für die aktuelle Datenaufnahme wurde eine grafische Benutzeroberfläche entwickelt, welche neben einer einfachen Bedienung mehrerer BIF-Stationen auch eine automatisierte Datenanalyse mit korrektem Maßstab, Filter-Funktionen sowie die Berechnung statistischer Momente beinhaltet [Haseitl u. a. (2009)], siehe Abbildung 4.4. Neben der Anwendung als Strahlprofilmonitor wurden zur weiterführenden Untersuchung bildverstärkte Kamerasysteme hinter einem Spektrometer betrieben. Auf diese Weise aufgenommene Bilddaten erfordern eine andere Art der Achsenkalibrierung, siehe Kapitel 4.4.

Insbesondere für das Spektrometer ist die optische Auflösung von Bedeutung. Mit Hilfe eines Bilderkennungsalgorithmus [ImageJ], kann die optische Auflösung von BV-Kamerasystemen typischer Weise um einen Faktor 5 verbessert werden. Der Grund hierfür ist die Fleckgröße eines Einzelereignisses in der Bildebene der Kamera. Durch Aufstreuung der Sekundärelektronen in mehrere Kanäle des zweiten MCP und die erneute Aufstreuung bis zum Phosphor des Bildverstärkers führt in der verwendeten BV-Kamera zur Fleckgrößen von 1 bis 20 Pixel Durchmesser. Auch die Helligkeit der Ereignisse streut von nur wenigen Grauwerten über der Nachweisgrenze

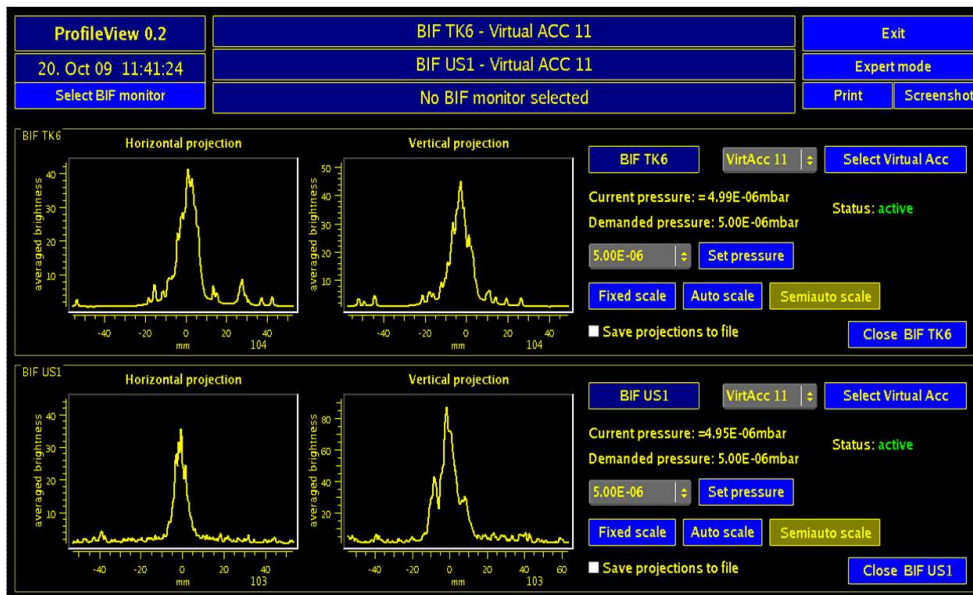


Abbildung 4.4: Screenshot der graphischen Benutzeroberfläche 'ProfileView'. Zu sehen sind die Strahlprofile X und Y zweier BIF-Stationen für $6,8 \cdot 10^9$ U^{4+}/U^{72+} -Ionen mit $5/11,4$ AMeV in $5 \cdot 10^{-6}$ mbar N_2 . Die Benutzeroberfläche zeigt Parallelprojektionen der Fluoreszenzbilder einzelner Strahlpulse ohne Glättung. Dabei enthält jedes Fluoreszenzbild im Mittel 100 Ereignisse (Photonen) [Haseitl u. a. (2009)].

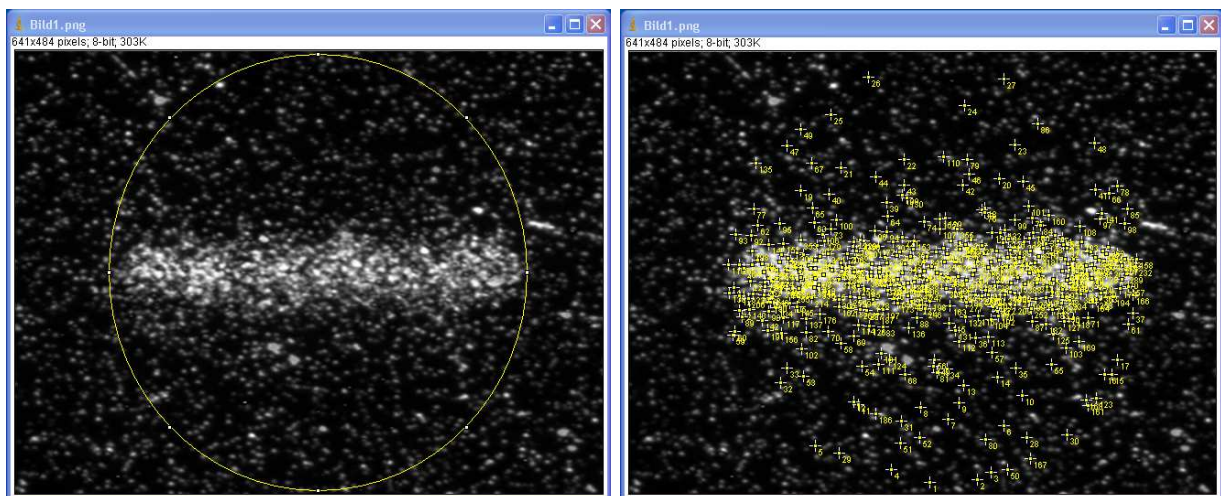


Abbildung 4.5: Screenshot der Bildverarbeitungssoftware [ImageJ] angewendet auf ein Fluoreszenzbild von $6 \cdot 10^9$ Protonen in $5 \cdot 10^{-6}$ mbar N_2 mit dem 'Find Maxima' Algorithmus. Das Originalbild mit der ROI (links) und das Ergebnis mit sämtlichen detektierten Maxima, dargestellt durch gelbe Kreuze mit Index (rechts). Insgesamt wurden 243 Ereignisse registriert.

ze der Kamera bis hin zur vollen Aussteuerung des ADC. Werden in der Datenanalyse lediglich Grauwerte zeilenweise projiziert, so verfälschen die beschriebenen Effekte das Messergebnis.

Es wurden zwei unterschiedliche Auswertungsverfahren genutzt [ImageJ]: Zum einen der 'Analyze Particles'-Algorithmus, der ein Graustufenbild für einen bestimmten Grauwert binärisiert und den geometrischen Schwerpunkt zusammenhängen Formen bestimmt. Wesentlicher

Nachteil dieses Verfahrens ist die unterschiedliche Helligkeit der Flecken, sodass man entweder viele Ereignisse unterhalb der gesetzten Schwelle unterschlägt, oder für eine niedrige Schwelle die zusammenhängenden Formen überlappen, ineinander fließen und nicht mehr getrennt, sondern fälschlicher Weise als einzelnes Ereignis gezählt werden. Der 'Maxima'-Algorithmus hingegen verschiebt den Schwellwert in Einzelschritten automatisch nach unten und detektiert auf diese Weise die Positionen sämtlicher lokaler Maxima. Damit werden Ereignisse unabhängig von ihrer Größe oder Helligkeit jeweils einzelnen Pixeln mit dem maximalem Grauwert (binär) zugeordnet und repräsentieren die Verteilung der Einzelphotonen auf der Photokathode wesentlich besser als das projizierte Graustufenbild. Zukünftige Bildverarbeitungssoftware wird diesen Algorithmus daher standardmäßig enthalten, siehe Kapitel 6.2.

Das Fluoreszenzbild von $6 \cdot 10^9$ Protonen in $5 \cdot 10^{-6}$ mbar N_2 aus Abbildung 4.5 wurde mit dem 'Find Maxima' Algorithmus analysiert. Um Hotpixel bei der Analyse auszuschließen wurden genau ein Pixel große Maxima ausgeschlossen und auf diese Weise 243 Ereignisse gezählt.

4.2 Gasdruckabhängige Intensität und Profilbreite

In diesem Abschnitt wird der Einfluss des Gasdrucks von N_2 auf die für den BIF-Monitor wichtigen Messgrößen der Profilintensität und Profilbreite diskutiert. Dabei geht es in erster Linie um die anwendungsbezogene Frage, in welchem Druckbereich eine zuverlässige Profilmessung möglich ist. Wie in Kapitel 2.2 beschrieben, ist die Anzahl der emittierten Fluoreszenzphotonen proportional zum differentiellen Energieverlust, siehe Gleichung (2.9). Die Bethe-Bloch-Funktion beschreibt diesen Energieverlust, siehe Gleichung (2.1) und weist eine Proportionalität zur Dichte ρ des Targets auf. Nach der Idealen Gasgleichung ist die Dichte des Gas-Targets wiederum zum Druck proportional. Die theoretischen Grundlagen sagen demnach eine lineare Abhängigkeit der gemessenen Signalstärke, also des integrierten Strahlprofils, von dem eingestellten Gasdruck voraus.

Für dieses Experiment standen zwei Messplätze zur Verfügung, in denen bei jeweils unterschiedlichen Wiederholraten, Teilchenzahlen und Teilchenenergien verschiedene Maximaldrücke einstellbar waren. Zum einen der X2-Messplatz (3–12 AMeV), ohne Folienfenster und daher in einem Druckbereich von Basisdruck 10^{-8} bis 10^{-3} mbar und eine Wiederholrate von 50 Hz zu betreiben, zum anderen der HTP-Messplatz (50–4500 AMeV) mit einer typischen Wiederholrate von 0,1 – 0,5 Hz, durch $50 \mu\text{m}$ Edelstahl-Folienfenster vom Vakuumsystem des Synchrotrons abgetrennt und bis in den Millibar-Druckbereich nutzbar. Auf diese Weise konnten Strahlprofile für eine Druckvariation über 6 Größenordnungen im Druckbereich von 10^{-6} bis 3 mbar untersucht werden. Als Strahl wurde Ni^{6+} mit 4,5 AMeV am X2- und Xe^{48+} mit 200 AMeV am HTP-Messplatz genutzt.

In den Abbildungen 4.6 und 4.7 sind in den jeweils oberen Grafiken die mittlere Intensität bzw. die Flächeninhalte der gemessenen Strahlprofile (blau) aufgetragen. Für die Messreihe

mit niedrigem Gasdruck aus Abbildung 4.6 wurde über 500 Strahlpulse gemittelt, um mit hinreichender Statistik eine belastbare Aussage treffen zu können. An die Original-Profile wurde ein Gaussfit angepasst und daraus der statistische Fehler (rot) bestimmt, siehe auch Kapitel 4.1. Dieser skaliert mit $\sqrt{n_p}$, der Anzahl detektierter Photonen und ist neben der mittleren Intensität ebenfalls mit angegeben (Fehlerbalken). Für die Messreihe mit höherem Gasdruck aus Abbildung 4.7 wurden neben der mittleren Intensität (blau) alternativ die Intensitäten aller 20 Einzelpulse (rot) dargestellt. Diese repräsentieren die Streuung der statistischen Verteilung gemessener Profilintensitäten. Zur Überprüfung der theoretischen Vorhersage wurde in beiden Messreihen ein Fit der Funktion $y = a \cdot x^b$ durchgeführt, gewichtet mit dem Kehrwert der Intensität. In beiden Fällen ist die Abhängigkeit mit $b = 1,08(5)$ und $b = 1,02(5)$ in sehr guter Näherung linear. Die Profil-Integrale bei 0,8 und 3 mbar wurden nicht mit einbezogen, weil der Gasdruck durch die Regelung in diesem Bereich nicht ausreichend stabilisiert werden konnte.

Im zweiten Teil der Auswertung wurden die Profilbreiten ermittelt und in den Abbildungen 4.6 und 4.7 in der jeweils unteren Grafik dargestellt. Auch hier wurden die Mittelwerte der Profilbreiten (blau) und der statistische Fehler bzw. die Verteilung aller gemessenen Profilbreiten (rot) angegeben. Im Druckbereich von 10^{-6} bis 10^{-3} mbar aus Abbildung 4.6 liegt die mittlere Profilbreite im Rahmen des Messfehlers konstant bei 2,6 mm Halbwertsbreite (FWHM), mit einer Schwankungsbreite $\leq 10\%$. Im Druckbereich 10^{-3} bis 0,25 mbar aus Abbildung 4.7 beträgt die mittlere Profilbreite 16 mm bei einer Schwankungsbreite $\leq 15\%$. Hervorzuheben ist jedoch das um 25% signifikant verbreiterte Strahlprofil von 20 mm FWHM bei 3 mbar. Möglicherweise ist es auf einen 2-stufigen Anregungsprozess durch Sekundärelektronen zurückzuführen, siehe Kapitel 2.2.

Im Folgenden noch einige ergänzende Bemerkungen zu dieser Messreihe. Der gemessene Untergrund lag für Abbildung 4.6 bei einem mittleren Grauwert von $0,3/256$, für Abbildung 4.7 betrug er $4/256$ aufgrund der höheren Projektilenergie (200 AMeV) und der damit verbundenen höheren Strahlenbelastung, siehe Kapitel 4.3 und 4.7. Gründe für die Schwankung der mittleren Profilbreiten in Abbildung 4.7 sind ein Umschalten des Messbereiches in der Messröhre von Kaltkathodenmessung zur Pirani-Messung und eine schwingende Regelschleife in der Druckregelung. So arbeitet die verwendete Turbomolekularpumpe bei Drücken im mbar-Bereich weit weniger effizient als eine Drehschieber-Vorpumpe. Auch sinkt ihre Pumpleistung und Drehzahl mit steigender Gaslast. Deshalb ist, über eine Aufnahmesequenz betrachtet, der Gasdruck bei hohen Drücken schlechter stabilisiert und kann im Mittelwert vom eingestellten Sollwert abweichen. Um die Dynamik von sechs Größenordnungen mit der BV-Kamera aufzuzeichnen, wurde das Objektiv für steigende Gasdrücke in sechs Stufen von Blendenzahl 1,4 bis 8 immer weiter abgeblendet. Der Wechsel um nur eine Blendenstufe von beispielsweise 1,4 auf 2,0 entspricht einer Halbierung der Öffnung und damit auch der Halbierung Zahl detektierter Photonen. Die Standardabweichung der Verteilung einzelner Messwerte (rot) aus Abbildung 4.7 wächst daher sprunghaft an. Besonders deutlich sieht man diesen Sprung in Abbildung 4.7 un-

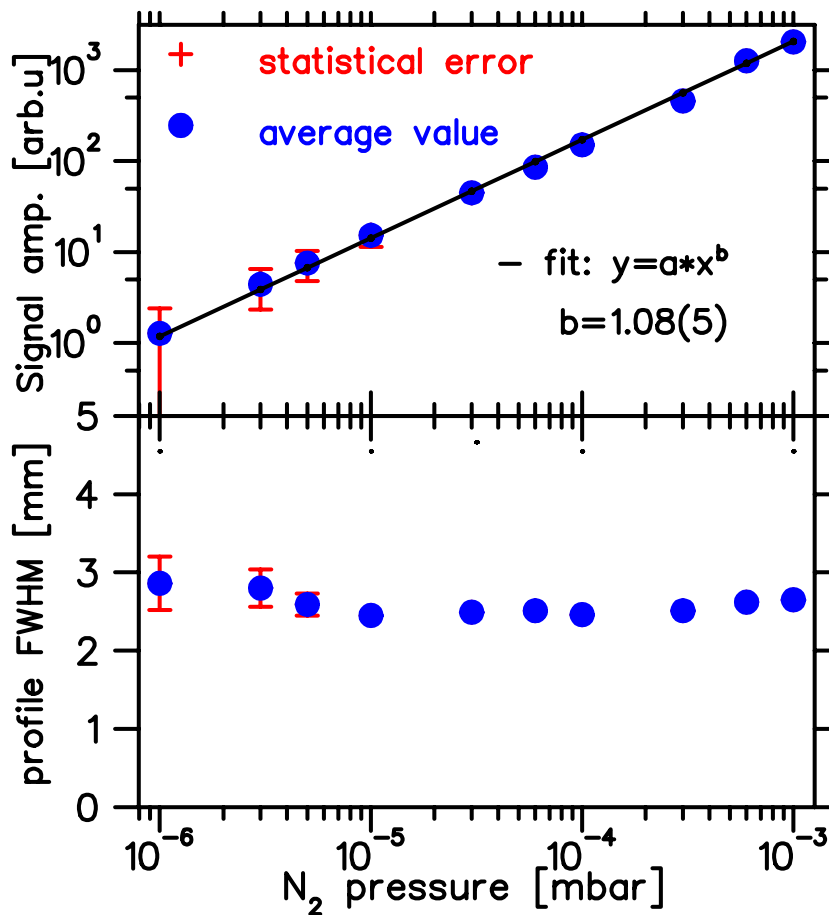


Abbildung 4.6: Intensität und Profilbreite eines 4,54 A MeV Ni^{6+} Strahls am X2-Messplatz, mit 10^{10} Teilchen pro Puls im Druckbereich von 10^{-6} – 10^{-3} mbar $N-2$. Gemittelt über 500 Strahlpulse.

tere Graphik von $5 \cdot 10^{-3}$ nach 10^{-2} mbar und von 0,8 nach 3 mbar, wobei jeweils abgeblendet wurde.

Zusammenfassend zeigte die Druckvariation über sechs Größenordnungen ein nahezu lineares Anwachsen der Intensität (Integral der Strahlprofile) bei konstanter Profilbreite. Folglich ist der Gasdruck im untersuchten Bereich ein freier Parameter und kann z.B. bei besonders geringem oder hohem Strahlstrom nach oben oder unten angepasst werden. Die mit dem BIF-Monitor gemessenen Strahlprofile stimmen sehr gut mit konventionellen Messungen eines SEM-Grids überein [Becker u. a. (2006a)], siehe Abbildung 1.5.

4.3 Abhängigkeit der Intensität und des Untergrundes von der Projektilenergie

Im diesem Unterkapitel wird der Einfluss der Projektilenergie auf die Intensität der Strahlprofile und den Untergrund diskutiert. Für diese Untersuchung wurde der Hochenergiemessplatz HTP ausgewählt, weil dort Schwerionenstrahlen in einem weiten Energiebereich mit verschiedene Pulslängen zur Verfügung standen. In zwei Strahlzeiten wurde jeweils ein in 200 ms (langsam) extrahierter U^{72+} -Strahl mit 50 bis 750 A MeV verwendet. Zusätzlich wurden noch

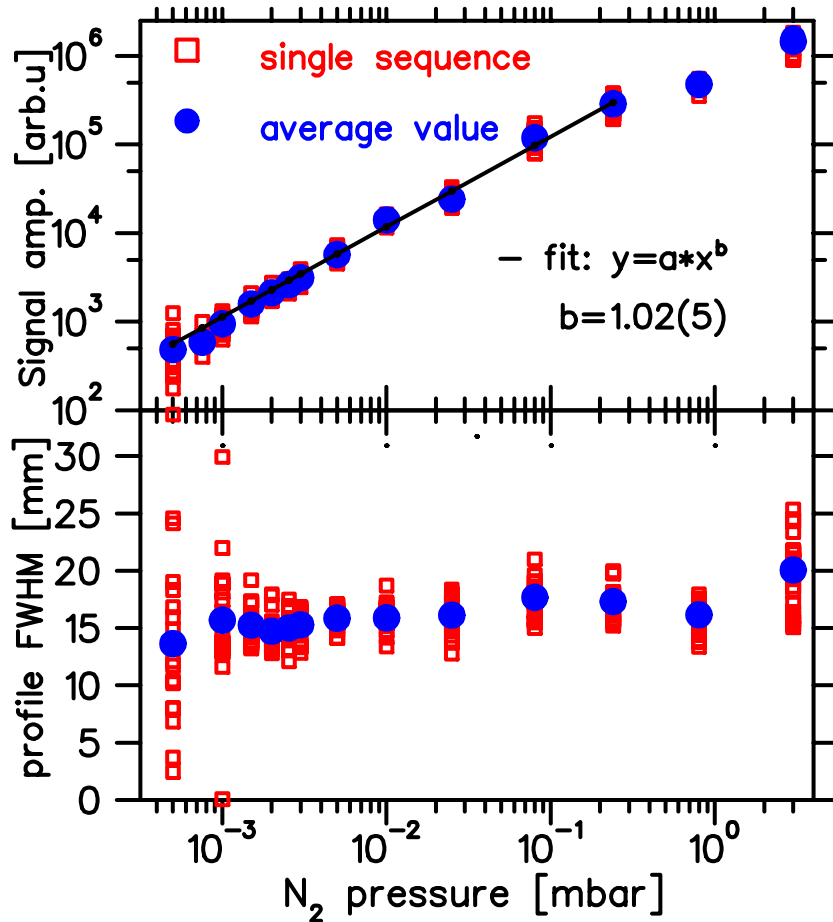


Abbildung 4.7: Intensität und Profilbreite eines 200 AMeV Xe⁴⁸⁺-Strahls am HTP-Messplatz, mit $2 \cdot 10^9$ Teilchen pro Puls im Druckbereich (10^{-3} –3 mbar) N₂, gemittelt über 20 Strahlpulse.

schnell extrahierte ($1 \mu\text{s}$) Ta²⁴⁺- und Xe⁴⁸⁺-Strahlen mit 100 bzw. 200 AMeV betrachtet. Der BIF-Monitor entsprach dem in Abbildung 3.2 schematisch gezeigten Aufbau mit der bildverstärkten Kamera und dem Objektiv in 20 cm Gegenstandsweite, mit Hilfe des LED-Targets auf die Mitte des Strahlrohrs fokussiert. Der Stickstoff-Gasdruck wurde während der Energievariation bei 10^{-3} mbar konstant gehalten. Mit der verwendeten Optik konnte Fluoreszenzlicht im Wellenlängenbereich von 390 bis 700 nm aufgenommen werden.

Nach der theoretischen Überlegung in Kapitel 2.1, Gleichung (2.9), hängt die Anzahl der detektierten Fluoreszenzphotonen, neben dem differentiellen Energieverlust $-dE/ds$ nach Bethe-Bloch noch vom Konversionsfaktor f , dem erfassten Raumwinkel Ω und der Zahl n der Projektionen ab. Im betrachteten Energiebereich beschreibt die Bethe-Bloch-Funktion (2.1) in guter Näherung den Energieverlust $-dE/ds$ der Projektionen im Restgas. In einem festgelegten Aufbau ist der Raumwinkel konstant. Es kann folglich im Mittel ein konstanter Bruchteil der emittierten Fluoreszenz-Photonen auch am Detektor nachgewiesen werden. Nur ein Bruchteil der im Gas deponierten Energie wird in Form optischer Übergänge abgestrahlt und liegt nach Abschätzung von [Sandoval u. a. (1993)] für 100 keV Protonen in $1,3 \cdot 10^{-5}$ mbar Stickstoff zwischen $f = 4\%$ und $f = 8\%$. In einer eigenen Abschätzung für 11,4 AMeV U⁷³⁺-Ionen wurde f zu 1% be-

stimmt, siehe Kapitel 2.3. Es ist allerdings keineswegs offensichtlich, dass der Konversionsfaktor konstant ist und sich mit der Projektilenergie nicht ändert.

Auch für die Untersuchung des strahlungsinduzierten Untergrundes kann eine theoretische Vorhersage aufgestellt werden. Die in Kapitel 2.8 angegebene Rate für schwerioneninduzierte Neutronen aus Gleichung (2.25) zeigt eine mit der Projektilenergie quadratisch anwachsende Neutronenzahl [Kurosawa u. a. (2000)]. Es kann mit steigender Projektilenergie eine quadratisch anwachsender Strahlungsuntergrund erwartet werden, sofern der neutroneninduzierte Untergrund einen wesentlichen Beitrag liefert.

Bereits ohne Datenanalyse ist in den unbearbeiteten Fluoreszenzaufnahmen aus Abbildung 4.8 die Abnahme der Profilitensität sowie die Zunahme des Untergrundes ersichtlich. Dabei nimmt das Auge intuitiv das drastisch abfallende Signal-zu-Untergrund-Verhältnis wahr. Der Untergrund ist der Beobachtung nach homogen über das Bildfeld verteilt. Dies konnte mit Hilfe der Bildanalysesoftware [ImageJ] und einem sektorweisen Zählen von Ereignissen bestätigt werden. Wird das Vollbild aus Abbildung 4.8 für 750 AMeV in vier Sektoren a 320 x 240 Pixel unterteilt, so weist die Zahl der Untergrundereignisse nur relative Abweichungen $\leq 4\%$ auf. Der Vollständigkeit halber soll erwähnt werden, dass mit steigender Projektilenergie und wachsender magnetischer Steifigkeit der Strahl besser fokussiert werden konnte und zudem für 750 AMeV eine leichte Ablage zeigte. Der Ursprung des Untergrundes wurde durch systematische Variation verschiedener Parameter (Gasdruck, Blende, Strahl, MCP-Gate) experimentell eingegrenzt. Im Ergebnis war der Untergrund immer während eines Strahlpulses und eingeschaltetem MCP-Gate zu beobachten, unabhängig von der Blendenöffnung oder dem Gasdruck, auch bei vollständig geschlossener Blende. Folglich kann es sich bei dem Untergrund nicht um sichtbares Licht aus der Kammer handeln. Auch verschwindet der Untergrund bis auf wenige Dunkelpulse, wenn der Strahl abgeschaltet wird. Der Untergrund ist somit induziert durch den Schwerionenstrahl. Bei eingeschalteter CCD-Kamera und ausgeschaltetem MCP-Gate, siehe Kapitel 2.4, ist neben dem elektronischen Rauschen der Digitalkamera kein Signal zu beobachten. Der strahlinduzierte Untergrund wird offenbar in der Photokathode erzeugt. Weiterführende Untersuchungen zum Strahlungsfeld im HTP-Cave, zum Einfluss von Gamma- und Neutronenstrahlung auf bildverstärkte Kameras und ein mögliches Schirmungskonzept werden in den Kapiteln 4.7 bis 4.9 behandelt.

Eine Darstellung sämtlicher aufgenommener Messwerte zur Intensität der Strahlprofile, des Untergrundes und des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses ist in Abbildung 4.9 gegeben. Dabei wurden die Fluoreszenzaufnahmen wie in Kapitel 4.1 gezeigt in verschiedene ROIs aufgeteilt und analysiert, siehe auch Abbildung 4.8. Die ROI (grün) über das Sichtfeld FOV (gelb) wurde projiziert und an die gewonnenen Strahlprofile Gaußfunktionen angepasst, siehe z.B. Abbildung 4.2. Für die eingestellten Strahlparameter stellte die Gaußfunktion eine sehr gute analytische Näherung der tatsächlichen Profile dar. Nach dem Untergrundabzug stellen die Integrale über die Gaußfunktionen die Intensität der Strahlprofile dar. Die Signalamplituden sämtlicher Ionen-

Spezies in Abbildung 4.9 (oben) wurde auf den Strahlstrom (Teilchenzahl pro Puls) normiert. Im Falle der Tantal und Xenon-Ionen wurde zusätzlich auf das Quadrat der mittleren Projektilladung \bar{q}^2 und die Projektilmasse m_p im Verhältnis zu Uran-Ionen normiert, siehe Gleichung (2.7). Die Bethe-Bloch-Funktion zeigt in diesem Energiebereich eine Abhängigkeit $\propto \bar{q}^2/E_{Ion}$ und weist in einem Fit an die Messdaten von Uran, Tantal und Xenon Ionen eine gute Übereinstimmung auf.

In der zweiten Grafik aus Abbildung 4.9 (Mitte) ist der Untergrund aufgetragen. Dazu wurden über die ROI der Randbereiche außerhalb des FOV (rot) Helligkeits-Mittelwerte bestimmt. Für die schwerioneninduzierte Neutronen-Erzeugungsrate $Y_{Neutron}$ wurde eine quadratische Abhängigkeit von der Projektilenergie nach Gleichung (2.25) angenommen. Auch hier wurden sämtliche Messdaten auf den Strahlstrom normiert und Tantal und Xenon-Ionen auf ihre Masse und ihre quadrierten Kernladungszahlen im Verhältnis zum Uran. Ein quadratischer Fit durch die Untergrund-Messreihe zeigt eine gute Übereinstimmung mit Messergebnissen für Uran mit 80 ms Belichtungszeit bei langsamer Extraktion. Die binnen $1,5 \mu s$ extrahierten Tantal und Xenon-Pulse wurden mit lediglich $2 \mu s$ Belichtungszeit aufgenommen und weisen einen ≈ 4 -fach geringeren Untergrundbeitrag auf.

In der dritten Grafik aus Abbildung 4.9 (unten) ist das für den Experimentator entscheidende Signal-zu-Untergrund-Verhältnis in halblogarithmischer Darstellung und beliebigen Einheiten zu sehen. Aufgrund der erwarteten Abhängigkeit des differentiellen Enerverlustes $\propto \bar{q}^2/E_{Ion}$ bis etwa 200 AMeV und der $\propto E^2$ -Abhängigkeit der Neutronen-Erzeugungsrate skaliert das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis bis zu dieser Energie $\propto 1/E^3$. Im Bereich ≥ 200 AMeV fällt die Bethe-Bloch Funktion nicht mehr quadratisch ab, sondern flacher, siehe Kapitel 2.1. Trotzdem fällt im gesamten Energiebereich von 50 bis 750 AMeV das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis um zwei Größenordnungen. Im Falle schneller Extraktion binnen $1,5 \mu s$ und angepasster Belichtungszeit ($2 \mu s$) kann der Untergrundbeitrag bei gleichbleibender Profilintensität um einen Faktor 4 unterdrückt werden, siehe Messwerte für Tantal und Xenon-Ionen in Abbildung 4.9. Offenbar sind die Lebensdauern der betrachteten Fluoreszenzübergänge (~ 60 ns) im Stickstoff wesentlich kürzer als die bei schneller Extraktion eingestellte Belichtungszeit von $2 \mu s$. Der Untergrund scheint hingegen ein ausgedehnteres Zeitprofil zu haben. Dabei treten die wesentlichen Beiträge erst nach dem schnell-extrahierten Strahlpuls auf. Diese Eigenschaft wurde in Kapitel 4.7 Abbildung 4.28 in Experiment und Simulation eingehend untersucht.

Am Ende dieses Abschnittes soll der Einfluss der Folienfenster genauer betrachtet werden. Die $50 \mu m$ starken Edelstahlfenster befinden sich am Ende des Strahlzweiges unmittelbar vor dem Beamdump und 8 m vor der BIF-Kammer. Sie dienen der vakuumtechnischen Trennung des Testvolumens gegenüber dem UHV des Synchrotrons und dem Atmosphärendruck des Caves. An jeder Folie kommt es, abhängig von der kinetischen Energie und dem Ladungszustand der Schwerionen, zu Energieverlust und Umladung. Durch eine Simulation mit dem Global-Code [GLOBAL (2007)] und [Scheidenberger u. a. (1998)] können bei gegebener Projektilenergie E

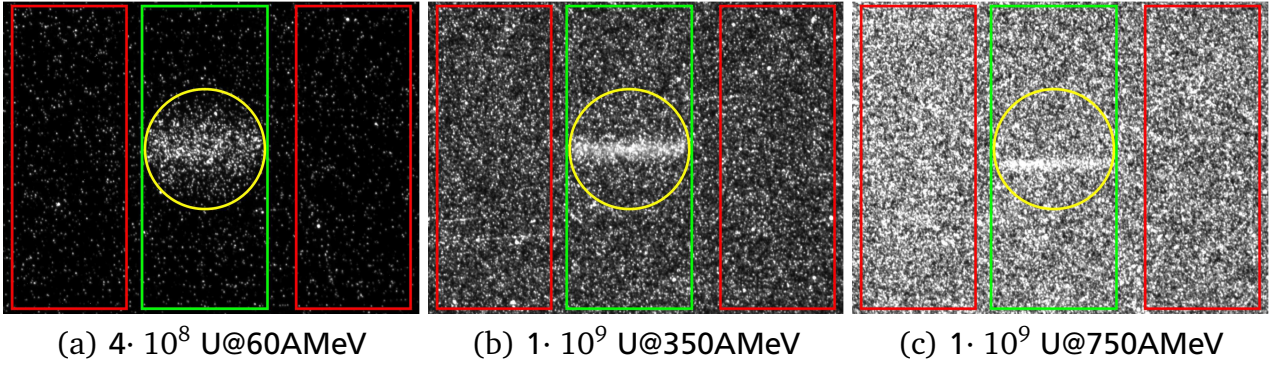


Abbildung 4.8: BIF-Aufnahmen für steigende Projektilenergie in 10^{-3} mbar Stickstoff, gemittelt über 20 Strahlpulse, mit dem FOV begrenzt durch den Fensterflansch (gelb), der ROI für die Profilprojektion (grün) und der ROI zur Untergrundbestimmung (rot).

Tabelle 4.1: Ergebnisse der GLOBAL-Simulation für U^{73+} , Ta^{24+} und Xe^{48+} Ionen in den untersuchten Energien E_{in} [AMeV] nach $50 \mu\text{m}$ Edelstahlfolie, Fehlerabschätzung siehe [GLOBAL (2007)]. Neben der Austrittsenergie E_{out} [AMeV] wird die durchschnittliche Restelektronenzahl \bar{n}_e und die Wahrscheinlichkeiten $p(n_e)$ [%] für $n_e=0$ bis $n_e=9$ Restelektronen nach der Folie gegeben.

$^{238}_{92+}\text{U}^{73+}$												
E_{in}	E_{out}	\bar{n}_e	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
60	51,5	6,2	-	-	0,8	4,2	11,2	18,8	22,0	19,2	12,9	6,8
100	93,9	3,3	-	1,1	25,5	35,8	24,1	10,0	2,8	0,6	0,1	-
150	145,1	2,3	0,5	8,7	59,3	25,5	5,3	0,7	0,1	-	-	-
350	346,6	1,3	13,8	44,5	40,3	1,4	-	-	-	-	-	-
550	547,1	1,2	18,0	48,1	33,5	0,4	-	-	-	-	-	-
750	747,4	1,1	18,9	48,4	32,4	0,2	-	-	-	-	-	-
$^{181}_{73+}\text{Ta}^{24+}$												
E_{in}	E_{out}	\bar{n}_e	0 [%]	1	2	3	4	5	6	7	8	9
100	94,7	2,2	1,1	12,9	58,7	22,4	4,3	0,5	-	-	-	-
$^{131}_{54+}\text{Xe}^{48+}$												
E_{in}	E_{out}	\bar{n}_e	0 [%]	1	2	3	4	5	6	7	8	9
200	197,3	0,2	80,3	18,4	1,3	-	-	-	-	-	-	-

= E_{in} und Restelektronenzahl \bar{n}_e des Schwerions die kinetische Energie hinter der Folie E_{out} sowie die Wahrscheinlichkeitsverteilung $P(n_e)$ für Restelektronen n_e simuliert werden. Die Simulationsergebnisse aus Tabelle 4.1 waren die Grundlage der Auswertung in Abbildung 4.9. Für den Bethe-Bloch-Fit wurde Gleichung (2.8) mit $\bar{q} = Z + \bar{n}_e$, \bar{n}_e als mittlere Restelektronenzahl und $E = E_{out}$ genutzt. Der relative Energieverlust ist bei niedrigen Energien E_{in} größer als bei hohen Energien. Mit steigender Energie verlieren die Schwerionen immer mehr Elektronen, die Stripping-Effizienz wächst an. Folglich erhöht sich durch das Folienfenster der Energieverlust im nachfolgenden Gasvolumen.

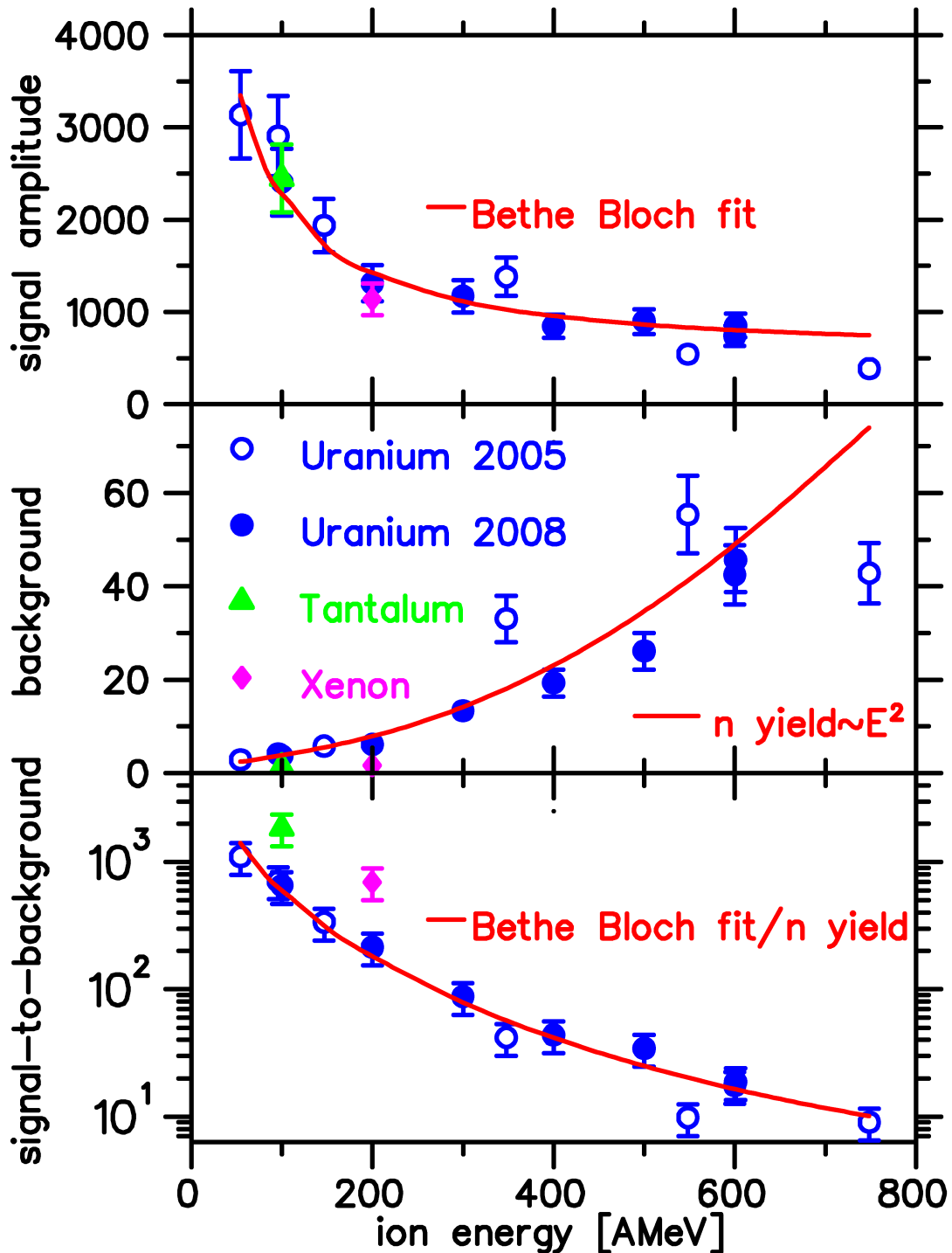


Abbildung 4.9: Signal und Untergrund für verschiedene Projektilenergien und Ionen-Spezies, U^{72+} (blau), Ta^{24+} (grün) und Xe^{48+} (pink). Integriertes Strahlprofil $\hat{=}$ Signalamplitude nach Untergrundabzug (oben), Untergrund (Mitte) und Signal zu Untergrund (unten). Signalamplituden von Xe und Ta sind bezüglich U auf Ladung und Masse normiert, ihr Untergrund bezüglich U auf ihre Masse. Die Ordinate ist in beliebigen Einheiten angegeben. Die Messdaten aus 2008 wurden unter möglichst ähnlichen Bedingungen, jedoch mit einer komplett neu aufgebauten BV-Kamera aufgenommen. Der experimentelle Fehler ist die Standardabweichung der Serie aus 20 einzelnen Fluoreszenzaufnahmen, bei unveränderten Strahleigenschaften.

Tabelle 4.2: Ergebnisse zur spektralen Untersuchung mit Schmalbandfiltern für ausgewählte Stickstoffübergänge. Stellvertretend für eine ganze Messreihe sind in den folgenden vier Beispielen (GSI) aufgeführt: die relative Intensität in einem Wellenlängenbereich und die zugehörige Profildbreite σ , dargestellt für jeweils verschiedene Gasdrücke und Strahlparameter. Die relativen Intensitäten in den Beispielen 1-4 (GSI) ergeben in der Summe 100 %. im Vergleichsbeispiel [Hughes und Philpot (1961)] für 200 keV Protonen wurde jedoch ein Spektrometer verwendet (350-600 nm) - die Summe der vier Übergänge ist deshalb < 100 %.

4.54 AMeV Ni⁶⁺, p = 1·10⁻⁵ mbar Nitrogen					(GSI)
Selected transition	N ₂ ⁺ (0-0)	N ₂ ⁺ (0-1)	N ₂ ⁺ (0-2)	N ₂ (0-0)	
Central wavelength	$\lambda_0=390$ nm	$\lambda_0=430$ nm	$\lambda_0=470$ nm	$\lambda_0=337$ nm	
Integral intensity [%]	85±12	10±2	4.8±.7	0.1±.01	
Profile width σ [mm]	1.023(3)	0.909(7)	1.16(3)	1.6(1)	
4.54 AMeV Ni⁶⁺, p = 1·10⁻³ mbar Nitrogen					(GSI)
Selected transition	N ₂ ⁺ (0-0)	N ₂ ⁺ (0-1)	N ₂ ⁺ (0-2)	N ₂ (0-0)	
Central wavelength	$\lambda_0=390$ nm	$\lambda_0=430$ nm	$\lambda_0=470$ nm	$\lambda_0=337$ nm	
Integral intensity [%]	87±13	12±2	1.3±.15	0.2±.02	
Profile width σ [mm]	1.078(4)	0.992(4)	1.134(4)	1.99(3)	
11.46 AMeV Ni⁶⁺, p = 1·10⁻³ mbar Nitrogen					(GSI)
Selected transition	N ₂ ⁺ (0-0)	N ₂ ⁺ (0-1)	N ₂ ⁺ (0-2)	N ₂ (0-0)	
Central wavelength	$\lambda_0=390$ nm	$\lambda_0=430$ nm	$\lambda_0=470$ nm	$\lambda_0=337$ nm	
Integral intensity [%]	86±13	13±2	1.3±.2	0.2±.02	
Profile width σ [mm]	1.96(01)	1.95(1)	2.13(3)	2.3(2)	
200 AMeV Au⁶⁴⁺, p = 5·10⁻² mbar Nitrogen					(GSI)
Selected transition	N ₂ ⁺ (0-0)	N ₂ ⁺ (0-1)	N ₂ ⁺ (0-2)	N ₂ (0-0)	
Central wavelength	$\lambda_0=390$ nm	$\lambda_0=430$ nm	$\lambda_0=470$ nm	$\lambda_0=337$ nm	
Integral intensity [%]	50±8	29±4.5	5±0,8	16±2.5	
200 keV protons, p = 2,67·10⁻² mbar Nitrogen; Data from [Hughes und Philpot (1961)]					
Selected transition	N ₂ ⁺ (0-0)	N ₂ ⁺ (0-1)	N ₂ ⁺ (0-2)	N ₂ (0-0)	
Integral intensity [%]	66,0	18,6	3,4	$\leq 0,2$ [≥ 10]*	

4.4 BIF-Spektren von N2 und Edelgasen

Für ein besseres Verständnis der Anregungsprozesse ist die Kenntnis der Fluoreszenzspektren eine wichtige Voraussetzung. Wie im Kapitel 3.3 beschrieben, war der erste Ansatz zur spektralen Profilanalyse das zusätzliche Vorschalten eines Filtrerrades mit schmalbandigen 10-nm-Interferenzfiltern. Diese waren anhand des nach [Hughes und Philpot (1961)] erwarteten Stickstoffspektrums für die prominentesten Linien ausgewählt. Mit Zentralwellenlängen λ_0 bei 337, 390, 430 und 470 nm wurden für jeweils gleichbleibende Strahlbedingungen Messreihen in Stickstoff durchgeführt. Die gemessenen Intensitäten durch einen bestimmten Filter und die zugehörigen Profildbreiten sind in Tabelle 4.2 dargestellt.

Die Ergebnisse zeigen für den Aufbau am UNILAC im Druckbereich von $p = 1 \cdot 10^{-5}$ mbar übereinstimmende Ergebnisse sowohl in der relativen Profilintensität für die betrachteten Bandpassfilter als auch in der gemessenen Breite der Strahlprofile. Profile aus den N_2^+ -Übergängen zeigen übereinstimmende Breiten, jene aus dem neutralen N_2 -Übergang in der rechten Spalte zeigen bis zu 80% breitere Profile. Allerdings ist die relative Intensität dieser Übergänge gering, so dass sie zu keiner wesentlichen Verbreiterung beitragen, siehe 4.2. Am Hochenergiemessplatz, hinter dem SIS-18 konnten höhere Drücke von $p = 5 \cdot 10^{-2}$ mbar eingelassen werden. In diesem Druckbereich verschieben sich die Intensitäten zu Gunsten des N_2 -Übergangs. Ein Experiment von Hughes und Philpot (1961) mit 200 keV Protonen, bestätigt diese Ergebnisse. Für einen Gasdruck von $p = 2,67 \cdot 10^{-2}$ mbar wurden ähnliche relative Intensitäten gemessen. Zudem zeigt sich auch hier in dem Randbereich des Strahlprofils eine größere relative Intensität des N^+ -Übergangs bei 337 nm (mit * gekennzeichnet). Höhere Drücke begünstigen demnach den neutralen N_2 -Übergang, und dieser zeigt eine signifikante Verbreiterung der gemessenen Strahlprofile.

Generell ist Methode der schmalbandigen Interferenzfilter sehr empfindlich, sofern Filter hoher Transmission (≥ 50 %) gewählt werden. Allerdings ist zur korrekten Interpretation der Ergebnisse stets eine sehr gute Kenntnis der tatsächlich zu erwartenden Linien Voraussetzung. Alle unerwarteten Linien liegen mit hoher Wahrscheinlichkeit außerhalb der gewählten Frequenzbänder. Die Summe ihrer Intensitäten lässt sich zwar mit Hilfe einer Vergleichsmessung ohne Filter unter Annahme aller Filtertransmissionen ausrechnen, ihre Lage kennt man deshalb jedoch nicht. Hierin zeigt sich der wesentliche Vorteil einer breitbandigen spektralen Untersuchung. Wird wie im Folgenden ein abbildendes Spektrometer verwendet (siehe Kapitel 3.6), so wird darüber hinaus gleichzeitig räumliche Information gewonnen. Eine Aufnahme, wie in Abbildung 3.12 dargestellt, enthält Profil- und Spektralinformation, die je nach Projektionsrichtung entweder als Spektrum oder Strahlprofil einer bestimmten Wellenlänge betrachtet werden kann.

4.4.1 BIF-Spektroskopie für schnelle Stöße

Die im folgenden Abschnitt gezeigten Ergebnisse wurden alle an X2, einem Niederenergie-Meßplatz des UNILAC gewonnen für Energien von jeweils ≈ 5 AMeV. Für diese Energie besitzen die Projektilionen eine Geschwindigkeit von 10 % c und bewegen sich somit über eine Größenordnung schneller als die Elektronen des Gastargets, deren Geschwindigkeit in klassischer Betrachtung mit der Bohr'schen Geschwindigkeit von 0,36 % c genähert wird. Wie in Kapitel 2.2.1 beschrieben, können die Elektronen dem Projektilion nicht folgen. Die Anregung findet als schnelle Störung quasiinstantan statt. Des Weiteren sind der breite spektrale Messbereich von 290 bis 800 nm sowie die mit einem Massenspektrometer permanent kontrollierte Gaszusammensetzung hervorzuheben. Die Spektren wurden zunächst mit einer Kalibrationslichtquel-

le vorkalibriert und anschließend mit jeder weiteren zuverlässig identifizierten Emissionslinie schrittweise verfeinert. Mit dieser Methode konnte die Wellenlänge der gemessenen Übergänge mit einem absoluten Fehler ≤ 1 nm angegeben werden. Im folgenden Schritt wurden die atomaren Übergänge der Edelgase mit den Referenzwerten aus [NIST u. a. (2009)] und die Stickstoff-Übergänge mit den Referenzen aus [Nicholls u. a. (1959); Hughes und Philpot (1961) und Lee und Suen (1998)] verglichen.

Für die leichten Edelgase Helium und Neon sowie für Stickstoff war die Zuordnung meist eindeutig. Für die schwereren, elektronenreichen Edelgase Argon, Krypton und Xenon waren die Zuordnungen zumeist nicht eindeutig. In diesen Fällen wurde innerhalb einer ± 1 -nm-Umgebung der gemessenen Wellenlänge der wahrscheinlichste Übergang mit dem größten Einsteinkoeffizienten A_{ik} für spontane Emission ausgewählt. Kamen trotz dieser Randbedingungen mehrere Übergänge ähnlich großer A_{ik} in Frage, so wurden diese auch aufgeführt. Jede Messreihe für Protonen, Schwefel und Tantalionen ist grafisch in einem Mehrfachplot dargestellt, siehe Abbildung 4.10 sortiert nach Gasen. Alle Linien $\geq 3\%$ relativer Intensität sind indiziert und können in der zugehörigen Tabelle nachgeschlagen werden. Diese sind analog zu den gemessenen Spektren nach Gasspezies sortiert und aufgelistet mit dem Index der gemessenen Wellenlänge und der gemessenen relativen Intensität. In den weiteren Spalten sind die Wellenlänge λ_0 der zugeordneten Übergänge, der Ionisierungsgrad, der Einsteinkoeffizient für spontane Emission A_{ik} , die Konfiguration, die Termbezeichnung und der Gesamt-Elektronenspin angegeben.

Tabelle 4.3: Identifizierte Übergänge der Fluoreszenzspektren aus Abbildung 4.10, angeregt durch $5,01 \cdot 10^{11}$ Protonen pro Puls (5 ms) mit $E_{kin}=4,757$ AMeV in 10^{-3} mbar Xenon, Krypton, Argon, Neon, Helium und Stickstoff [Walasek-Hoehne (2009)]. Gemessene Wellenlängen wurden mit der Datenbasis [NIST u. a. (2009)] verglichen und der nächstliegenden Übergang angegeben. Bei mehreren Übergängen wurde der wahrscheinlichere angegeben. Bei starken Übergängen ähnlicher Wahrscheinlichkeit wurden sämtliche angegeben. Für λ_{mess} wird ein Fehler von $\pm 1,5$ nm angenommen, die relative Intensität (*Int.*) ist mit einem relativen Fehler $\leq 10\%$ behaftet.

Gas-species								
No.	λ_{mess} [nm]	Int. [%]	λ_0 [nm]	Ion	A_{ik} [1/s]	Configuration	Terms	$J_i - J_k$
Xenon								
1)	390	3,9	390,79	Xe II		$5p^4(^3P_2)6p$ $-5p^4(^3P_1)6d$	[3]–[3]	$(\frac{5}{2} - \frac{5}{2})$
2)	409	6,5	409,89	Xe II		$5p^4(^3P_2)6p$ $-5p^4(^1S_0)5d$	[1]–[2]	$(\frac{1}{2} - \frac{3}{2})$
3)	419&430	7,0	418,01	Xe II		$5p^4(^3P_2)6p$ $-5p^4(^3P_2)6d$	[2]–[2]	$(\frac{3}{2} - \frac{3}{2})$
			429,64	Xe II		$5p^4(^3P_2)6p$	[2]–[0]	$(\frac{3}{2} - \frac{1}{2})$

Tabelle 4.3: (fortgesetzt)

Gas-species								
No.	λ_{mess} [nm]	Int. [%]	λ_0 [nm]	Ion	A_{ik} [1/s]	Configuration	Terms	$J_i - J_k$
						$-5p^4(^1D_2)5d$		
4)	446	6,0	446,22	Xe II	-	$5p^4(^3P_2)6p$ $-5p^4(^3P_2)6d$	[3]-[4]	$(\frac{7}{2} - \frac{3}{2})$
5)	466	8,6	466,85	Xe II		$5p^4(^3P_1)5d$ $-5p^4(^1D_2)6p$	[2]-[1]	$(\frac{3}{2} - \frac{3}{2})$
6)	483	4,6	484,43	Xe II	$1,1 \cdot 10^8$	$5p^4(^3P_2)6s$ $-5p^4(^3P_0)6p$	[2]-[3]	$(\frac{5}{2} - \frac{7}{2})$
7)	496	5,2	497,21	Xe II		$5p^4(^1D_2)6s$ $-5p^4(^1D_2)6p$	[2]-[1]	$(\frac{5}{2} - \frac{3}{2})$
8)	525	2,4	526,20	Xe II	$8,5 \cdot 10^7$	$5p^4(^1D_2)6s$ $-5p^4(^3P_1)6p$	[2]-[2]	$(\frac{5}{2} - \frac{5}{2})$
9)	538	3,1	537,24	Xe II	$7,1 \cdot 10^7$	$5p^4(^3P_2)6s$ $-5p^4(^3P_2)6p$	[2]-[1]	$(\frac{3}{2} - \frac{1}{2})$
10)	554	3,4	553,12	Xe II	$8,8 \cdot 10^6$	$5p^4(^3P_2)5d$ $-5p^4(^3P_2)6p$	[3]-[3]	$(\frac{7}{2} - \frac{5}{2})$
11)	596	2,6	597,67	Xe II	$2,8 \cdot 10^7$	$5p^4(^3P_2)6s$ $-5p^4(^3P_2)6p$	[2]-[2]	$(\frac{3}{2} - \frac{3}{2})$
Krypton								
1)	349&356	3,2		Kr				
2)	377*	3,5	377,80	Kr II		$4s^2 4p^4(^3P)5p$ $-4s^2 4p^4(^3P)5d$	$^2D - ^2F$	$(\frac{5}{2} - \frac{7}{2})$
3)	389*	5,6	387,54	Kr II		$4s^2 4p^4(^3P)5p$ $-4s^2 4p^4(^3P)5d$	$^4S - ^4P$	$(\frac{3}{2} - \frac{5}{2})$
4)	407	4,1	406,51	Kr II		$4s^2 4p^4(^1D)5s$ $-4s^2 4p^4(^1D)5p$	$^2D - ^2D$	$(\frac{3}{2} - \frac{3}{2})$
5)	431*	9,3	431,78	Kr II		$4s^2 4p^4(^3P)5p$ $-4s^2 4p^4(^3P)6s$	$^2D - ^2[3]$	$(\frac{5}{2} - \frac{5}{2})$
6)	443	7,8	443,17	Kr II	$1,8 \cdot 10^8$	$3s^2 3p^4(^3P)5s$ $-3s^2 3p^4(^3P)5p$	$^4P - ^4D$	$(\frac{1}{2} - \frac{1}{2})$
7)	460*	8,8	458,30	Kr II	$7,6 \cdot 10^7$	$4s^2 4p^4(^3P)5p$ $-4s^2 4p^4(^3P)6s$	$^4D - ^4P$	$(\frac{5}{2} - \frac{3}{2})$
			463,39	Kr II	$7,1 \cdot 10^7$	$4s^2 4p^4(^1D)5s$	$^2D - ^2F$	$(\frac{3}{2} - \frac{5}{2})$

Tabelle 4.3: (fortgesetzt)

Gas-species								
No.	λ_{mess} [nm]	Int. [%]	λ_0 [nm]	Ion	A_{ik} [1/s]	Configuration	Terms	$J_i - J_k$
						$-4s^2 4p^4(^1D)5p$		
8)	474*	7,1	473,90	Kr II	$7,6 \cdot 10^7$	$4s^2 4p^4(^3P)5s$ $-4s^2 4p^4(^3P)5p$	$^4P - ^4P$	$(\frac{5}{2} - \frac{5}{2})$
9)	495*	2,5	494,56	Kr II		$4s^2 4p^4(^3P)4d$ $-4s^2 4p^4(^3P)5p$	$^4D - ^2D$	$(\frac{1}{2} - \frac{3}{2})$
10)	564	3,0	563,30	Kr II		$4s^2 4p^4(^3P)4d$ $-4s^2 4p^4(^1D)5p$	$^2F - ^2D$	$(\frac{5}{2} - \frac{5}{2})$
Argon								
1)	362	3,1	362,24	Ar II	$6,4 \cdot 10^7$	$3s^2 3p^4(^3P)4p$ $-3s^2 3p^4(^3P)5s$	$^4P - ^4P$	$(\frac{3}{2} - \frac{1}{2})$
2)	376	2,4	376,53	Ar II	$9,8 \cdot 10^7$	$3s^2 3p^4(^3P)4p$ $-3s^2 3p^4(^3P)5s$	$^4P - ^4P$	$(\frac{5}{2} - \frac{5}{2})$
3)	391	3,1	392,57	Ar II	$1,4 \cdot 10^8$	$3s^2 3p^4(^1D)4p$ $-3s^2 3p^4(^1D)5s$	$^2F - ^2D$	$(\frac{5}{2} - \frac{3}{2})$
4)	407*	2,9	407,20	Ar II	$5,8 \cdot 10^7$	$3s^2 3p^4(^1D)4s$ $-3s^2 3p^4(^1D)4p$	$^2D - ^2D$	$(\frac{5}{2} - \frac{5}{2})$
5)	417*	6,5	417,93	Ar II	$1,3 \cdot 10^7$	$3s^2 3p^4(^3P)4p$ $-3s^2 3p^4(^3P)5s$	$^4D - ^4P$	$(\frac{5}{2} - \frac{5}{2})$
6)	427	13,2	427,75	Ar II	$8,0 \cdot 10^7$	$3s^2 3p^4(^1D)4s$ $-3s^2 3p^4(^1D)4p$	$^2D - ^2P$	$(\frac{5}{2} - \frac{3}{2})$
7)	440*	6,6	440,10	Ar II	$3,0 \cdot 10^7$	$3s^2 3p^4(^3P)3d$ $-3s^2 3p^4(^3P)4p$	$^4D - ^4P$	$(\frac{7}{2} - \frac{5}{2})$
8)	461*	7,9	460,96	Ar II	$7,9 \cdot 10^7$	$3s^2 3p^4(^1D)4s$ $-3s^2 3p^4(^1D)4p$	$^2D - ^2F$	$(\frac{5}{2} - \frac{7}{2})$
9)	474*	5,0	473,59	Ar II	$5,8 \cdot 10^7$	$3s^2 3p^4(^3P)4s$ $-3s^2 3p^4(^3P)4p$	$^4P - ^4P$	$(\frac{5}{2} - \frac{3}{2})$
10)	487*	3,7	487,98	Ar II	$8,2 \cdot 10^7$	$3s^2 3p^4(^3P)4s$ $-3s^2 3p^4(^3P)4p$	$^2P - ^2D$	$(\frac{3}{2} - \frac{5}{2})$
Neon								
1)	333&338	13,7	332,37	Ne II	$1,6 \cdot 10^8$	$2s^2 2p^4(^3P)3s$ $-2s^2 2p^4(^3P)3p$	$^2P - ^2P$	$(\frac{3}{2} - \frac{3}{2})$
			338,84	Ne II	$2,2 \cdot 10^8$	$2s^2 2p^4(^3P)3p$ $-2s^2 2p^4(^3P)3d$	$^2D - ^2F$	$(\frac{3}{2} - \frac{5}{2})$

Tabelle 4.3: (fortgesetzt)

Gas-species								
No.	λ_{mess} [nm]	Int. [%]	λ_0 [nm]	Ion	A_{ik} [1/s]	Configuration	Terms	$J_i - J_k$
2)	349	9,1	348,07	Ne II	$1,6 \cdot 10^8$	$2s^2 2p^4 ({}^1S) 3s$ $-2s^2 2p^4 ({}^1S) 3p$	${}^2S - {}^2P$	$(\frac{1}{2} - \frac{3}{2})$
3)	372	3,2	371,31	Ne II	$1,3 \cdot 10^8$	$2s^2 2p^4 ({}^3P) 3s$ $-2s^2 2p^4 ({}^3P) 3p$	${}^2P - {}^2D$	$(\frac{3}{2} - \frac{5}{2})$
4)	514	2,5	514,49	Ne I		$2s^2 2p^5 ({}^2P_{\frac{1}{2}}) 3p$ $-2s^2 2p^5 ({}^2P_{\frac{1}{2}}) 5d$	${}^2[\frac{3}{2}] - {}^2[\frac{5}{2}]$	(2-3)
5)	584	9,9	585,25	Ne I	$6,8 \cdot 10^7$	$2s^2 2p^5 ({}^2P_{\frac{1}{2}}) 3s$ $-2s^2 2p^5 ({}^2P_{\frac{1}{2}}) 3p$	${}^2[\frac{1}{2}] - {}^2[\frac{1}{2}]$	(1-0)
6)	603&608 &615	8,5	602,99	Ne I	$5,6 \cdot 10^6$	$2s^2 2p^5 ({}^2P_{\frac{3}{2}}) 3s$ $-2s^2 2p^5 ({}^2P_{\frac{1}{2}}) 3p$	${}^2[\frac{3}{2}] - {}^2[\frac{1}{2}]$	(1-1)
			607,43	Ne I	$6,0 \cdot 10^7$	$2s^2 2p^5 ({}^2P_{\frac{3}{2}}) 3s$ $-2s^2 2p^5 ({}^2P_{\frac{3}{2}}) 3p$	${}^2[\frac{3}{2}] - {}^2[\frac{1}{2}]$	(1-0)
			614,31	Ne I	$2,8 \cdot 10^7$	$2s^2 2p^5 ({}^2P_{\frac{3}{2}}) 3s$ $-2s^2 2p^5 ({}^2P_{\frac{3}{2}}) 3p$	${}^2[\frac{3}{2}] - {}^2[\frac{3}{2}]$	(2-2)
7)	622	2,2	621,73	Ne I	$3,4 \cdot 10^6$	$2s^2 2p^5 ({}^2P_{\frac{3}{2}}) 3s$ $-2s^2 2p^5 ({}^2P_{\frac{3}{2}}) 3p$	${}^2[\frac{3}{2}] - {}^2[\frac{3}{2}]$	(2-1)
8)	633	3,1	633,44	Ne I	$1,6 \cdot 10^7$	$2s^2 2p^5 ({}^2P_{\frac{3}{2}}) 3s$ $-2s^2 2p^5 ({}^2P_{\frac{3}{2}}) 3p$	${}^2[\frac{3}{2}] - {}^2[\frac{5}{2}]$	(2-2)
9)	666	3,1	667,82	Ne I	$2,3 \cdot 10^7$	$2s^2 2p^5 ({}^2P_{\frac{1}{2}}) 3s$ $-2s^2 2p^5 ({}^2P_{\frac{1}{2}}) 3p$	${}^2[\frac{1}{2}] - {}^2[\frac{3}{2}]$	(1-2)
Helium								
1)	364	3,7	363,42	He I	$2,6 \cdot 10^6$	$1s 2p - 1s 8d$	${}^3P - {}^3D$	(2-3)
2)	394	10,6	396,47	He I	$7,2 \cdot 10^6$	$1s 2s - 1s 4p$	${}^1S - {}^1P$	(0-1)
3)	415	3,3	414,38	He I	$5,0 \cdot 10^6$	$1s 2p - 1s 6d$	${}^1P - {}^1D$	(1-2)
4)	442	2,1	443,76	He I	$3,1 \cdot 10^6$	$1s 2p - 1s 5s$	${}^1P - {}^1S$	(1-0)
5)	447	1,8	447,14	He I	$7,0 \cdot 10^5$	$1s 2p - 1s 4d$	${}^1P - {}^1S$	(2-1)
			447,14	He I	$6,3 \cdot 10^6$	$1s 2p - 1s 4d$	${}^1P - {}^1S$	(2-2)
			447,14	He I	$2,5 \cdot 10^7$	$1s 2p - 1s 4d$	${}^1P - {}^1S$	(2-3)
6)	470	1,5	471,31	He I	$5,9 \cdot 10^6$	$1s 2p - 1s 4s$	${}^3P - {}^3S$	(2-1)
7)	502	29,8	501,6	He I	$1,4 \cdot 10^7$	$1s 2s - 1s 3p$	${}^1S - {}^1P$	(0-1)
Nitrogen								
1)	359	2,6	358,2	N_2^+		$B^2\Sigma_u^+(v' = 1)$ $-X^2\Sigma_g^+(v'' = 0)$	B-X	

Tabelle 4.3: (fortgesetzt)

Gas-species								
No.	λ_{mess} [nm]	Int. [%]	λ_0 [nm]	Ion	A_{ik} [1/s]	Configuration	Terms	J_i-J_k
2)	391	49,4	391,4	N_2^+		$B^2\Sigma_u^+(v' = 0)$ $-X^2\Sigma_g^+(v'' = 0)$	B-X	
3)	428	23,3	427,8	N_2^+		$B^2\Sigma_u^+(v' = 0)$ $-X^2\Sigma_g^+(v'' = 1)$	B-X	
4)	470	5,3	470,9	N_2^+		$B^2\Sigma_u^+(v' = 0)$ $-X^2\Sigma_g^+(v'' = 2)$	B-X	
5)	776	2,5	776,22	N II	$8,7 \cdot 10^6$	$2s^2 2p(^2P) 3p$ $-2s^2 2p(^2P) 3d$	$^1D-^1D$	(2-2)

Im Gegensatz zu den beiden folgenden Messreihen mit Schwefel und Tantalionen gibt es für die Untersuchung mit Protonen einige Besonderheiten zu nennen. So sind die angegebenen Teilchenzahlen pro Makropuls des UNILAC mit $5,01 \cdot 10^{11}$ für Protonen zwar größer als jene $3,2 \cdot 10^{11}$ für die S^{6+} Ionen und $3,4 \cdot 10^{10}$ Ta^{24+} Ionen. Wie in Kapitel 2.2 beschrieben, skaliert die Lichtausbeute Y jedoch mit dem Quadrat der Projektilladung. Bei nahezu identischen Energien kann man die zu erwartenden relativen Intensitäten mit dem Produkt aus Teilchenzahl und Ladungsquadrat angeben:

$$Y \propto q_{\text{Projektil}}^2 \cdot N \quad \rightarrow \quad Y_p \approx 5,01 \cdot 10^{11} \leq Y_{S^{6+}} \approx 1,15 \cdot 10^{13} \leq Y_{Ta^{24+}} \approx 1,96 \cdot 10^{13} \quad (4.1)$$

Diese Abschätzung macht deutlich, dass Protonen für gegebene Strahlparameter im Vergleich zu Tantalionen nur ein Vierzigstel der Lichtausbeute erwarten lassen und verglichen mit dem Schwefelstrahl nur etwa ein Zwanzigstel. Um das Schrotrauschen zu begrenzen, wurde für die Gase mit geringerer Lichtausbeute der Eintrittsspalt auf Kosten der spektralen Auflösung weiter geöffnet, siehe Abbildung 4.10 (Übergang 7) mit ≈ 10 nm instrumenteller Breite. Trotz dieser Maßnahme sind die Spektren der schweren Edelgase, insbesondere das Xenonspektrum stark verrauscht, so dass eine Zuordnung der Übergänge meist nicht eindeutig möglich war. Im Vergleich zwischen Xenonspektren angeregt durch Schwefel- und Tantalionen in den Abbildungen 4.11 und 4.12, wird das wesentlich bessere Signal zu Rausch Verhältnis für die Tantalionen ersichtlich.

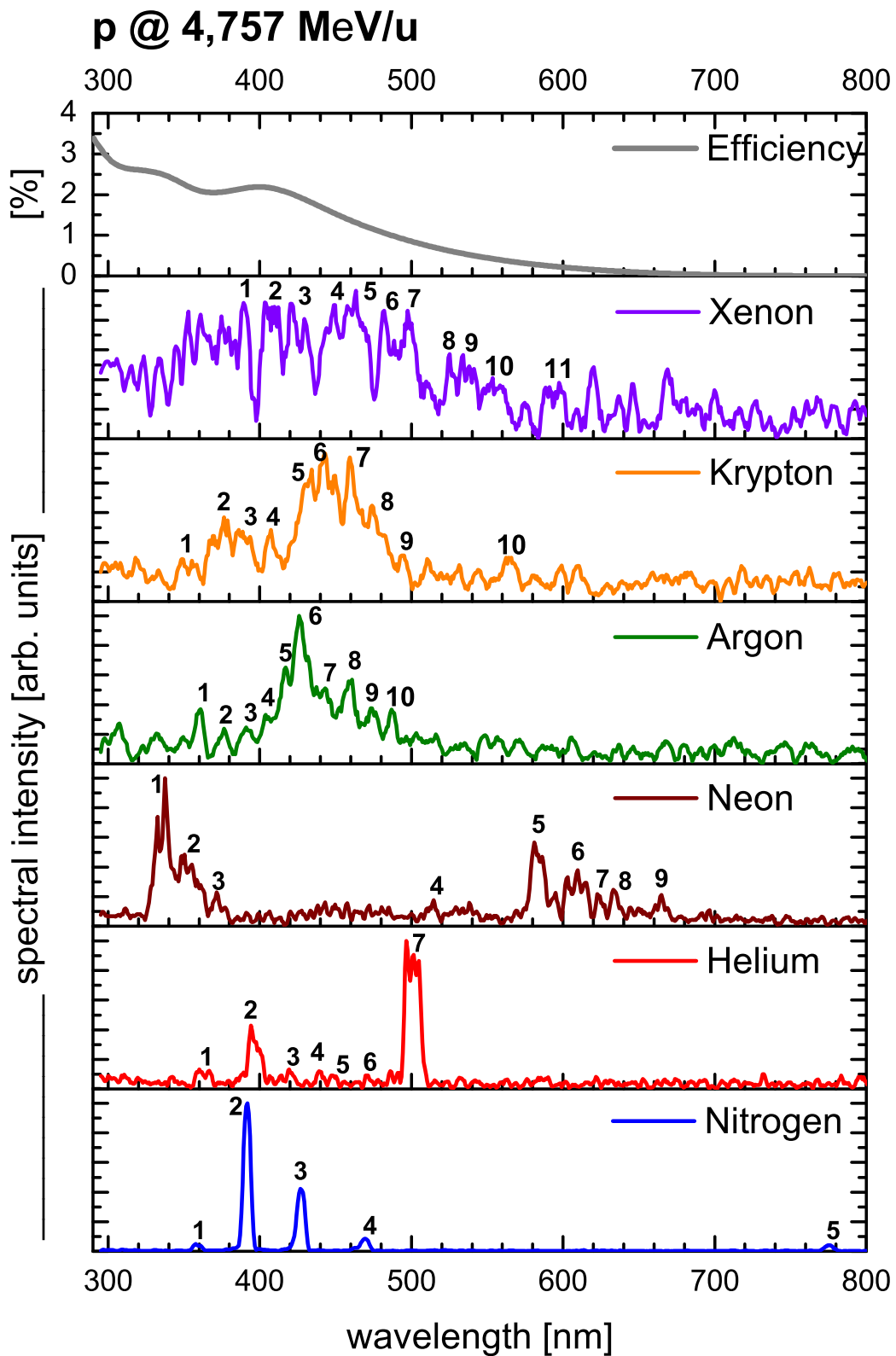


Abbildung 4.10: Fluoreszenzspektren angeregt durch $5,01 \cdot 10^{11}$ Protonen pro Puls (5 ms) mit $E_{kin}=4,757$ A MeV in 10^{-3} mbar Xe, Kr, Ar, Ne, He und N_2 [Walasek-Hoehne (2009)].

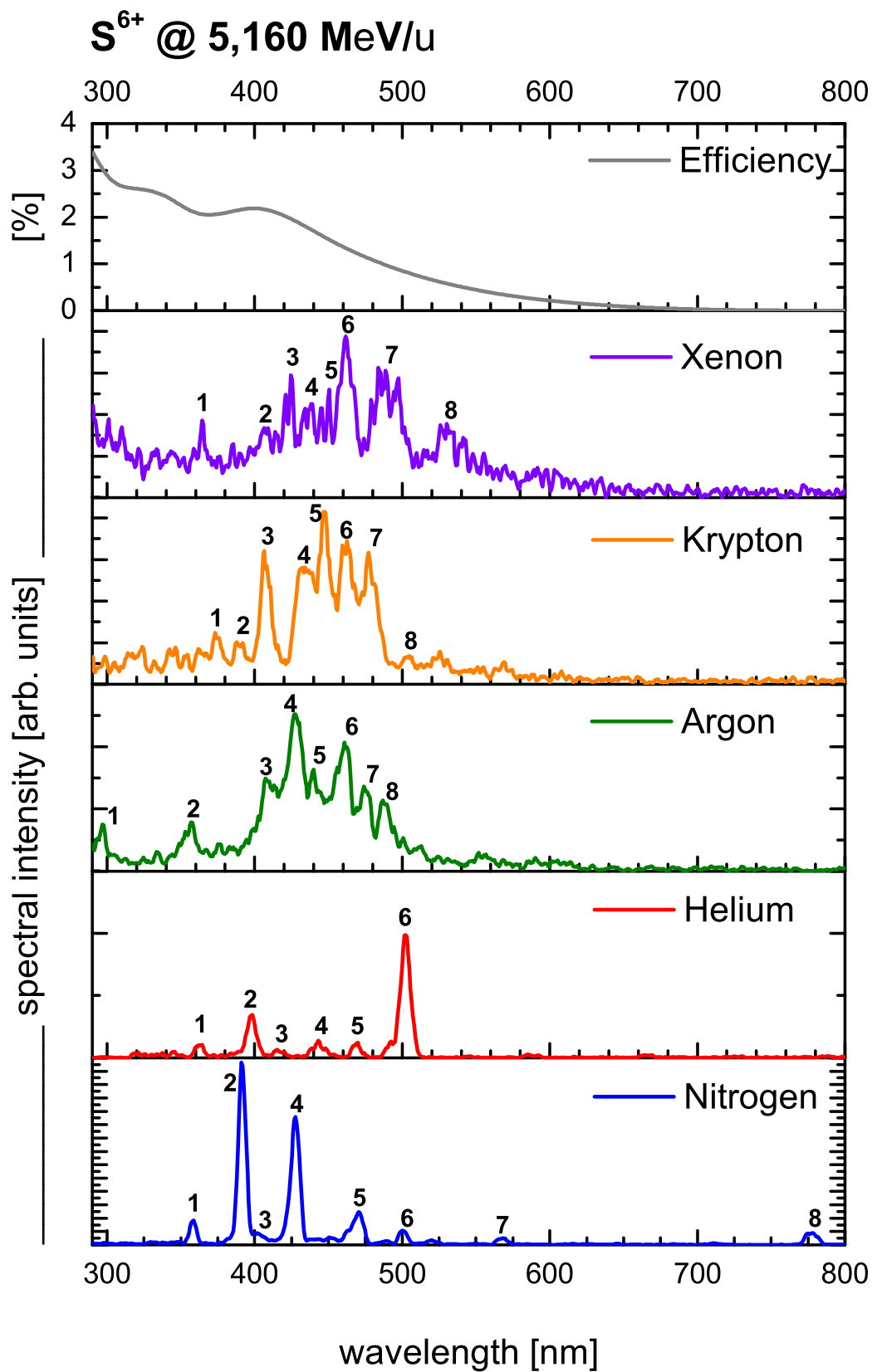


Abbildung 4.11: Fluoreszenzspektren angeregt durch $3,2 \cdot 10^{11}$ S⁶⁺-Ionen pro Puls (5 ms) mit $E_{kin}=5,160$ AMeV in 10^{-3} mbar Xenon, Krypton, Argon, Helium und Stickstoff.

Tabelle 4.4: Identifizierte Übergänge der Fluoreszenzspektren aus Abbildung 4.11, angeregt durch $3,2 \cdot 10^{11}$ S^{6+} -Ionen pro Puls (5 ms) mit $E_{kin}=5,160$ AMeV in 10^{-3} mbar Xenon, Krypton, Argon, Helium und Stickstoff. Gemessene Wellenlängen wurden mit der Datenbasis [NIST u. a. (2009)] verglichen und der nächstliegenden Übergang angegeben. Bei mehreren Übergängen wurde der wahrscheinlichere angegeben. Bei starken Übergängen ähnlicher Wahrscheinlichkeit wurden sämtliche angegeben. Für λ_{mess} wird ein Fehler von $\pm 1,5$ nm angenommen, die relative Intensität (*Int.*) ist mit einem relativen Fehler ≤ 10 % behaftet.

Gas-species								
No.	λ_{mess} [nm]	<i>Int.</i> [%]	λ_0 [nm]	Ion	A_{ik} [1/s]	Configuration	Terms	J_i-J_k
Xenon								
1)	365	4,1	366,17	Xe II		$5p^4(^3P_2)5d$ $-5p^4(^3P_1)6p$	[1]–[1]	$(\frac{1}{2}-\frac{3}{2})$
2)	406*	4,1	405,75	Xe II		$5p^4(^3P_2)6p$ $-5p^4(^3P_2)6d$	[2]–[4]	$(\frac{5}{2}-\frac{7}{2})$
3)	421&425*	5,6	421,37	Xe II		$5p^4(^3P_0)6p$ $-5p^4(^3P_0)6d$	[1]–[2]	$(\frac{1}{2}-\frac{3}{2})$
			424,54	Xe II		$5p^4(^3P_2)6p$ $-5p^4(^3P_2)6d$	[2]–[3]	$(\frac{5}{2}-\frac{7}{2})$
4)	437*	5,1	436,92	Xe II		$5p^4(^3P_2)6p$ $-5p^4(^3P_2)6d$	[1]–[1]	$(\frac{1}{2}-\frac{1}{2})$
5)	445&451	2,4	446,22	Xe II		$5p^4(^3P_2)6p$ $-5p^4(^3P_2)6d$	[3]–[4]	$(\frac{7}{2}-\frac{3}{2})$
			552,42	Xe II		$5p^4(^3P_0)6s$ $-5p^4(^3P_1)6p$	[3]–[2]	$(\frac{1}{2}-\frac{3}{2})$
6)	461*	12,0	460,30	Xe II	$8,2 \cdot 10^7$	$5p^4(^3P_2)6s$ $-5p^4(^3P_2)6p$	[2]–[1]	$(\frac{3}{2}-\frac{3}{2})$
7)	484*	15,6	484,43	Xe II	$1,1 \cdot 10^8$	$5p^4(^3P_2)6s$ $-5p^4(^3P_0)6p$	[2]–[3]	$(\frac{5}{2}-\frac{7}{2})$
8)	530*	4,6	529,22	Xe II	$8,9 \cdot 10^7$	$5p^4(^3P_2)6s$ $-5p^4(^3P_2)6p$	[2]–[2]	$(\frac{5}{2}-\frac{5}{2})$
Krypton								
1)	373	3,7	373,58	Kr II		$4s^2 4p^4(^3P)5p$ $-4s^2 4p^4(^3P)5d$	$^4D-^4F$	$(\frac{3}{2}-\frac{3}{2})$
2)	388*	3,3	387,54	Kr II		$4s^2 4p^4(^3P)5p$ $-4s^2 4p^4(^3P)5d$	$^4S-^4P$	$(\frac{3}{2}-\frac{5}{2})$
3)	407	10,4	406,51	Kr II		$4s^2 4p^4(^1D)5s$ $-4s^2 4p^4(^1D)5p$	$^2D-^2D$	$(\frac{3}{2}-\frac{3}{2})$

Tabelle 4.4: (fortgesetzt)

Gas-species $\sum I; \sum I_{gas}; \sum I_{gas\&Z}$								
No.	λ_{mess} [nm]	Int. [%]	λ_0 [nm]	Ion	A_{ik} [1/s]	Configuration	Terms	$J_i - J_k$
4)	434*	13,7	435,10	Kr II		$4s^2 4p^4(^1D)4d$ $-4s^2 4p^4(^3P)4f$	$^2D-^2[3]$	$(\frac{3}{2} - \frac{5}{2})$
5)	447	12,1	440,10	Kr II	$3,0 \cdot 10^7$	$3s^2 3p^4(^3P)3d$ $-3s^2 3p^4(^3P)4p$	$^4D-^4P$	$(\frac{7}{2} - \frac{5}{2})$
6)	463*	12,2	463,39	Kr II	$7,1 \cdot 10^7$	$4s^2 4p^4(^1D)5s$ $-4s^2 4p^4(^1D)5p$	$^2D-^2F$	$(\frac{3}{2} - \frac{5}{2})$
7)	477*	12,7	476,57	Kr II	$6,7 \cdot 10^7$	$4s^2 4p^4(^3P)5s$ $-4s^2 4p^4(^3P)5p$	$^4P-^4D$	$(\frac{3}{2} - \frac{5}{2})$
8)	505*	2,0	505,45	Kr II		$4s^2 4p^4(^1D)5p$ $-4s^2 4p^4(^1D)6s$	$^2D-^2D$	$(\frac{3}{2} - \frac{5}{2})$
Argon								
1)	297	2,9	297,91	Ar II	$4,2 \cdot 10^7$	$3s^2 3p^4(^3P)4s$ $-3s^2 3p^4(^3P)4p$	$^2P-^2P$	$(\frac{1}{2} - \frac{1}{2})$
2)	357*	5,1	357,66	Ar II	$2,8 \cdot 10^8$	$3s^2 3p^4(^3P)4p$ $-3s^2 3p^4(^3P)4d$	$^4D-^4F$	$(\frac{5}{2} - \frac{7}{2})$
3)	407*	11,2	407,20	Ar II	$5,8 \cdot 10^7$	$3s^2 3p^4(^1D)4s$ $-3s^2 3p^4(^1D)4p$	$^2D-^2D$	$(\frac{5}{2} - \frac{5}{2})$
4)	427	18,9	427,75	Ar II	$8,0 \cdot 10^7$	$3s^2 3p^4(^1D)4s$ $-3s^2 3p^4(^1D)4p$	$^2D-^2P$	$(\frac{5}{2} - \frac{3}{2})$
5)	440*	7,8	440,10	Ar II	$3,0 \cdot 10^7$	$3s^2 3p^4(^3P)3d$ $-3s^2 3p^4(^3P)4p$	$^4D-^4P$	$(\frac{7}{2} - \frac{5}{2})$
6)	461*	15,1	460,96	Ar II	$7,9 \cdot 10^7$	$3s^2 3p^4(^1D)4s$ $-3s^2 3p^4(^1D)4p$	$^2D-^2F$	$(\frac{5}{2} - \frac{7}{2})$
7)	474*	7,6	473,59 476,48	Ar II Ar II	$5,8 \cdot 10^7$ $6,4 \cdot 10^7$	$3s^2 3p^4(^3P)4s$ $-3s^2 3p^4(^3P)4p$ $3s^2 3p^4(^3P)4s$ $-3s^2 3p^4(^3P)4p$	$^4P-^4P$ $^2P-^2P$	$(\frac{5}{2} - \frac{3}{2})$ $(\frac{1}{2} - \frac{3}{2})$
8)	487*	6,7	487,98	Ar II	$8,2 \cdot 10^7$	$3s^2 3p^4(^3P)4s$ $-3s^2 3p^4(^3P)4p$	$^2P-^2D$	$(\frac{3}{2} - \frac{5}{2})$
Helium 9,9%; 3,6%; 25,5%								
1)	364	4,2	363,42 363,42 363,42	He I He I He I	$7,3 \cdot 10^4$ $2,6 \cdot 10^6$ $6,5 \cdot 10^5$	$1s2p-1s8d$ $1s2p-1s8d$ $1s2p-1s8d$	$^3P-^3D$ $^3P-^3D$ $^3P-^3D$	(2-1) (2-3) (2-2)

Tabelle 4.4: (fortgesetzt)

Gas-species $\sum I; \sum I_{gas}; \sum I_{gas\&Z}$								
No.	λ_{mess} [nm]	Int. [%]	λ_0 [nm]	Ion	A_{ik} [1/s]	Configuration	Terms	J_i-J_k
2)	398	16,3	396,47	He I	$7,2 \cdot 10^6$	1s2s-1s4p	$^1S-^1P$	(0-1)
3)	413&415	2,9	412,08	He I	$1,4 \cdot 10^6$	1s2p-1s5s	$^3P-^3S$	(1-1)
			412,99	He I	$4,8 \cdot 10^5$	1s2p-1s5s	$^3P-^3S$	(0-1)
			414,38	He I	$5,0 \cdot 10^6$	1s2p-1s6d	$^1P-^1D$	(1-2)
4)	443&448	6,7	443,76	He I	$3,1 \cdot 10^6$	1s2p-1s5s	$^1P-^1S$	(1-0)
			447,14	He I	$7,0 \cdot 10^5$	1s2p-1s4d	$^1P-^1S$	(2-1)
			447,14	He I	$6,3 \cdot 10^6$	1s2p-1s4d	$^1P-^1S$	(2-2)
			447,14	He I	$2,5 \cdot 10^7$	1s2p-1s4d	$^1P-^1S$	(2-3)
5)	470	4,8	471,31	He I	$5,9 \cdot 10^6$	1s2p-1s4s	$^3P-^3S$	(2-1)
			471,34	He I	$1,2 \cdot 10^6$	1s2p-1s4s	$^3P-^3S$	(0-1)
6)	502	48,2	501,60	He I	$1,4 \cdot 10^7$	1s2s-1s3p	$^1S-^1P$	(0-1)
Nitrogen 100%; 100%; 100%								
1)	359	4,2	358,2	N_2^+		$B^2\Sigma_u^+(v' = 1)$ $-X^2\Sigma_g^+(v'' = 0)$	B-X	
2)	391	42,2	391,4	N_2^+		$B^2\Sigma_u^+(v' = 0)$ $-X^2\Sigma_g^+(v'' = 0)$	B-X	
3)	401	2,9	399,50	N II	$1,4 \cdot 10^8$	$2s^22p(^2P)3s$ $-2s^22p(^2P)3p$	$^1P-^1D$	(1-2)
4)	428	9,4	427,8	N_2^+		$B^2\Sigma_u^+(v' = 0)$ $-X^2\Sigma_g^+(v'' = 1)$	B-X	
5)	471	9,4	470,9	N_2^+		$B^2\Sigma_u^+(v' = 0)$ $-X^2\Sigma_g^+(v'' = 2)$	B-X	
6)	500	3,0	500,51	N II	$1,2 \cdot 10^8$	$2s^22p(^2P)3p$ $-2s^22p(^2P)3d$	$^3D-^3F$	(3-4)
7)	568	1,6	567,96	N II	$5,3 \cdot 10^7$	$2s^22p(^2P)3s$ $-2s^22p(^2P)3p$	$^3P-^3D$	(2-3)
8)	777	3,4	776,22	N II	$8,7 \cdot 10^6$	$2s^22p(^2P)3p$ $-2s^22p(^2P)3d$	$^1D-^1D$	(2-2)

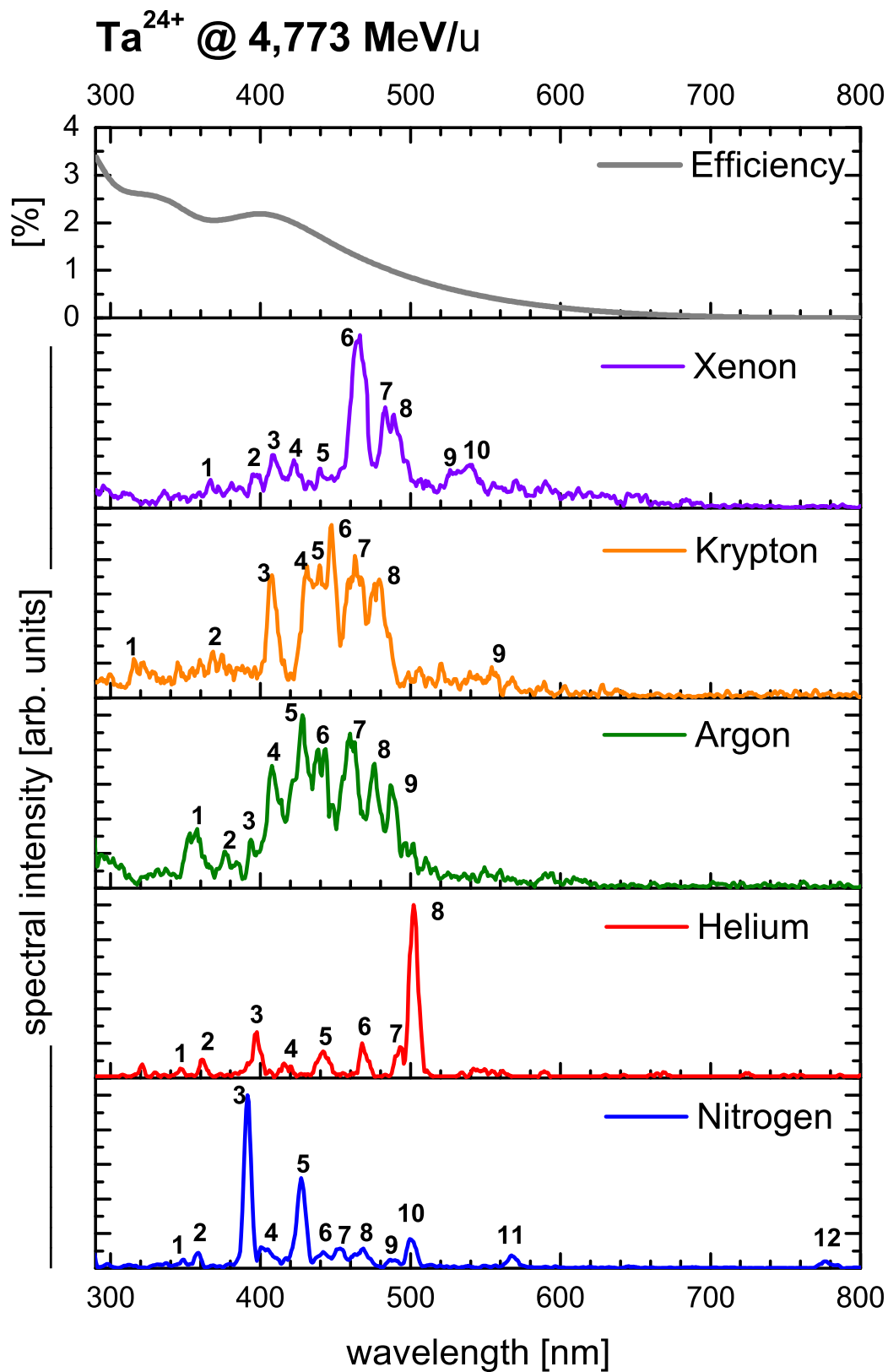


Abbildung 4.12: Fluoreszenzspektren angeregt durch $3,4 \cdot 10^{10}$ Ta²⁴⁺-Ionen pro Puls ($250 \mu s$) mit $E_{kin} = 4,773$ A MeV in 10^{-3} mbar Xenon, Krypton, Argon, Helium und Stickstoff.

Tabelle 4.5: Identifizierte Übergänge der Fluoreszenzspektren aus Abbildung 4.12, angeregt durch $3,4 \cdot 10^{10}$ Ta²⁴⁺-Ionen pro Puls (250 μ s) mit $E_{kin}=4,773$ AMeV in 10^{-3} mbar Xenon, Krypton, Argon, Helium und Stickstoff. Gemessene Wellenlängen wurden mit der Datenbasis [NIST u. a. (2009)] verglichen und der nächstliegende Übergang angegeben. Bei mehreren Übergängen wurde der wahrscheinlichere angegeben. Bei starken Übergängen ähnlicher Wahrscheinlichkeit wurden sämtliche angegeben. Für λ_{mess} wird ein Fehler von $\pm 1,5$ nm angenommen, die relative Intensität (*Int.*) ist mit einem relativen Fehler ≤ 10 % behaftet.

Gas-species								
No.	λ_{mess} [nm]	Int. [%]	λ_0 [nm]	Ion	A_{ik} [1/s]	Configuration	Terms	$J_i - J_k$
Xenon 20,6%; 90,0%; 23,3%								
1)	366	1,5	366,17	Xe II		5p ⁴ (³ P ₂)5d -5p ⁴ (³ P ₁)6p	[1]-[1]	($\frac{1}{2} - \frac{3}{2}$)
2)	396*	2,5		Xe				
3)	406*	5,2		Xe				
4)	422*	3,3	422,30	Xe II		5p ⁴ (³ P ₁)6p -5p ⁴ (³ P ₁)6d	[2]-[3]	($\frac{3}{2} - \frac{5}{2}$)
5)	439*	3,1	439,32	Xe II		5p ⁴ (³ P ₀)6p -5p ⁴ (³ P ₀)6d	[1]-[2]	($\frac{3}{2} - \frac{5}{2}$)
6)	462*	20,8	460,30	Xe II	$8,2 \cdot 10^7$	5p ⁴ (³ P ₂)6s -5p ⁴ (³ P ₂)6p	[2]-[1]	($\frac{3}{2} - \frac{3}{2}$)
7)	483*	7,5	484,43	Xe II	$1,1 \cdot 10^8$	5p ⁴ (³ P ₂)6s -5p ⁴ (³ P ₀)6p	[2]-[3]	($\frac{5}{2} - \frac{7}{2}$)
8)	489*	7,4	488,73	Xe II		5p ⁴ (³ P ₁)6s -5p ⁴ (³ P ₁)6p	[1]-[2]	($\frac{3}{2} - \frac{3}{2}$)
			489,00	Xe II		5p ⁴ (³ P ₁)5p -5p ⁴ (¹ D ₂)6p	[3]-[3]	($\frac{7}{2} - \frac{5}{2}$)
			489,00	Xe II		5p ⁴ (³ P ₂)6s -5p ⁴ (³ P ₀)6p	[2]-[3]	($\frac{5}{2} - \frac{5}{2}$)
9)	527*	3,7	526,20	Xe II	$8,5 \cdot 10^7$	5p ⁴ (¹ D ₂)6s -5p ⁴ (¹ D ₂)6p	[2]-[2]	($\frac{3}{2} - \frac{3}{2}$)
10)	541*	5,8	541,91	Xe II	$6,2 \cdot 10^7$	5p ⁴ (³ P ₂)6s -5p ⁴ (³ P ₂)6p	[2]-[3]	($\frac{3}{2} - \frac{5}{2}$)
Krypton 22,6%; 65,1%; 25,3%								
1)	316	1,6	315,10	Kr II		4s ² 4p ⁴ (³ P)5s -4s ² 4p ⁴ (¹ D)5p	² P- ² P	($\frac{3}{2} - \frac{3}{2}$)
2)	368	2,1	368,04	Kr II		4s ² 4p ⁴ (³ P)5p -4s ² 4p ⁴ (³ P)5d	⁴ P- ⁴ D	($\frac{3}{2} - \frac{5}{2}$)

Tabelle 4.5: (fortgesetzt)

Gas-species $\sum I; \sum I_{gas}; \sum I_{gas\&Z}$								
No.	λ_{mess} [nm]	Int. [%]	λ_0 [nm]	Ion	A_{ik} [1/s]	Configuration	Terms	$J_i - J_k$
3)	407	9,2	406,51	Kr II		4s ² 4p ⁴ (¹ D)5s -4s ² 4p ⁴ (¹ D)5p	² D- ² D	$(\frac{3}{2} - \frac{3}{2})$
4)	431	10,0	431,78	Kr II		4s ² 4p ⁴ (³ P)5p -4s ² 4p ⁴ (³ P)6s	² D- ² P	$(\frac{5}{2} - \frac{5}{2})$
5)	439	8,6	438,65	Kr II		4s ² 4p ⁴ (³ P)5p -4s ² 4p ⁴ (³ P)6s	⁴ P- ⁴ P	$(\frac{3}{2} - \frac{5}{2})$
6)	447	10,2	447,50	Kr II		3s ² 3p ⁴ (¹ D)5s -3s ² 3p ⁴ (¹ D)5p	² D- ² P	$(\frac{5}{2} - \frac{3}{2})$
7)	463*	14,3	463,39	Kr II	7,1·10 ⁷	4s ² 4p ⁴ (¹ D)5s -4s ² 4p ⁴ (¹ D)5p	² D- ² F	$(\frac{3}{2} - \frac{5}{2})$
8)	476&480	9,3	476,57	Kr II	6,7·10 ⁷	4s ² 4p ⁴ (³ P)5s -4s ² 4p ⁴ (³ P)5p	⁴ P- ⁴ D	$(\frac{3}{2} - \frac{5}{2})$
			481,17	Kr II	1,7·10 ⁷	4s ² 4p ⁴ (³ P)5s -4s ² 4p ⁴ (³ P)5p	⁴ P- ⁴ D	$(\frac{1}{2} - \frac{3}{2})$
9)	554*	1,9	555,30	Kr II		4s ² 4p ⁴ (¹ D)4d -4s ² 4p ⁴ (³ P ₂)4t	² D- ² [3]	$(\frac{3}{2} - \frac{5}{2})$
Argon 21,5%; 33,6%; 26,1%								
1)	357*	5,8	357,66	Ar II	2,8·10 ⁸	3s ² 3p ⁴ (³ P)4p -3s ² 3p ⁴ (³ P)4d	⁴ D- ⁴ F	$(\frac{5}{2} - \frac{7}{2})$
2)	376	2,2	376,53	Ar II	9,8·10 ⁷	3s ² 3p ⁴ (³ P)4p -3s ² 3p ⁴ (³ P)5s	⁴ P- ⁴ P	$(\frac{5}{2} - \frac{5}{2})$
3)	394	2,2	394,61	Ar II	1,4·10 ⁸	3s ² 3p ⁴ (¹ D)4p -3s ² 3p ⁴ (¹ D)5s	² F- ² D	$(\frac{7}{2} - \frac{5}{2})$
4)	407*	9,7	407,20	Ar II	5,8·10 ⁷	3s ² 3p ⁴ (¹ D)4s -3s ² 3p ⁴ (¹ D)4p	² D- ² D	$(\frac{5}{2} - \frac{5}{2})$
5)	427	14,2	427,75	Ar II	8,0·10 ⁷	3s ² 3p ⁴ (¹ D)4s -3s ² 3p ⁴ (¹ D)4p	² D- ² P	$(\frac{5}{2} - \frac{3}{2})$
6)	440*	9,8	440,10	Ar II	3,0·10 ⁷	3s ² 3p ⁴ (³ P)3d -3s ² 3p ⁴ (³ P)4p	⁴ D- ⁴ P	$(\frac{7}{2} - \frac{5}{2})$
7)	461*	14,7	460,96	Ar II	7,9·10 ⁷	3s ² 3p ⁴ (¹ D)4s -3s ² 3p ⁴ (¹ D)4p	² D- ² F	$(\frac{5}{2} - \frac{7}{2})$
8)	474*	8,3	473,59	Ar II	5,8·10 ⁷	3s ² 3p ⁴ (³ P)4s -3s ² 3p ⁴ (³ P)4p	⁴ P- ⁴ P	$(\frac{5}{2} - \frac{3}{2})$

Tabelle 4.5: (fortgesetzt)

Gas-species $\sum I; \sum I_{gas}; \sum I_{gas\&Z}$								
No.	λ_{mess} [nm]	Int. [%]	λ_0 [nm]	Ion	A_{ik} [1/s]	Configuration	Terms	$J_i - J_k$
			476,48	Ar II	$6,4 \cdot 10^7$	$3s^2 3p^4 (^3P) 4s$ $-3s^2 3p^4 (^3P) 4p$	$^2P - ^2P$	$(\frac{1}{2} - \frac{3}{2})$
9)	487*	7,0	487,98	Ar II	$8,2 \cdot 10^7$	$3s^2 3p^4 (^3P) 4s$ $-3s^2 3p^4 (^3P) 4p$	$^2P - ^2D$	$(\frac{3}{2} - \frac{5}{2})$
Helium 9,7%; 3,6%; 24,8%								
1)	346	1,6	344,76	He I	$2,4 \cdot 10^6$	$1s 2p - 1s 6p$	$^1S - ^1P$	(0-1)
2)	364	3,1	363,42	He I	$2,6 \cdot 10^6$	$1s 2p - 1s 8d$	$^3P - ^3D$	(2-3)
3)	397	10,2	396,47	He I	$7,2 \cdot 10^6$	$1s 2s - 1s 4p$	$^1S - ^1P$	(0-1)
4)	416	3,3	414,38	He I	$5,0 \cdot 10^6$	$1s 2p - 1s 6d$	$^1P - ^1D$	(1-2)
5)	443&447	7,3	443,76	He I	$3,1 \cdot 10^6$	$1s 2p - 1s 5s$	$^1P - ^1S$	(1-0)
			447,14	He I	$2,5 \cdot 10^7$	$1s 2p - 1s 4d$	$^1P - ^1S$	(2-3)
6)	470	6,5	471,31	He I	$5,9 \cdot 10^6$	$1s 2p - 1s 4s$	$^3P - ^3S$	(2-1)
7)	493	5,1	492,19	He I	$2,0 \cdot 10^7$	$1s 2p - 1s 4p$	$^1P - ^1D$	(1-2)
8)	502	34,4	501,6	He I	$1,4 \cdot 10^7$	$1s 2s - 1s 3p$	$^1S - ^1P$	(0-1)
Nitrogen 100%; 100%; 100%								
1)	349	1,5	347,81	N IV	$1,1 \cdot 10^8$	$1s^2 2s 3s - 1s^2 2s 3p$	$^3S - ^3P$	(1-2)
			348,30	N IV	$1,1 \cdot 10^8$	$1s^2 2s 3s - 1s^2 2s 3p$	$^3S - ^3P$	(1-1)
			348,49	N IV	$1,1 \cdot 10^8$	$1s^2 2s 3s - 1s^2 2s 3p$	$^3S - ^3P$	(1-0)
2)	359	2,3	358,2	N_2^+		$B^2 \Sigma_u^+ (v' = 1)$ $-X^2 \Sigma_g^+ (v'' = 0)$	B-X	
3)	391	28,9	391,4	N_2^+		$B^2 \Sigma_u^+ (v' = 0)$ $-X^2 \Sigma_g^+ (v'' = 0)$	B-X	
4)	400&405	6,4	399,50	N II	$1,4 \cdot 10^8$	$2s^2 2p (^2P) 3s$ $-2s^2 2p (^2P) 3p$	$^1P - ^1D$	(1-2)
			404,13	N II				
5)	428	18,9	427,8	N_2^+		$B^2 \Sigma_u^+ (v' = 0)$ $-X^2 \Sigma_g^+ (v'' = 1)$	B-X	
6)	442	4,0	443,27	N II				
7)	453	4,8	453,05	N II				
8)	469	6,2	470,9	N_2^+		$B^2 \Sigma_u^+ (v' = 0)$ $-X^2 \Sigma_g^+ (v'' = 2)$	B-X	
9)	486	2,3	486,72	N III	$6,2 \cdot 10^7$	$2s 2p (^3P) 3p$ $-2s 2p (^3P) 3d$	$^4D - ^4F$	$(\frac{7}{2} - \frac{9}{2})$

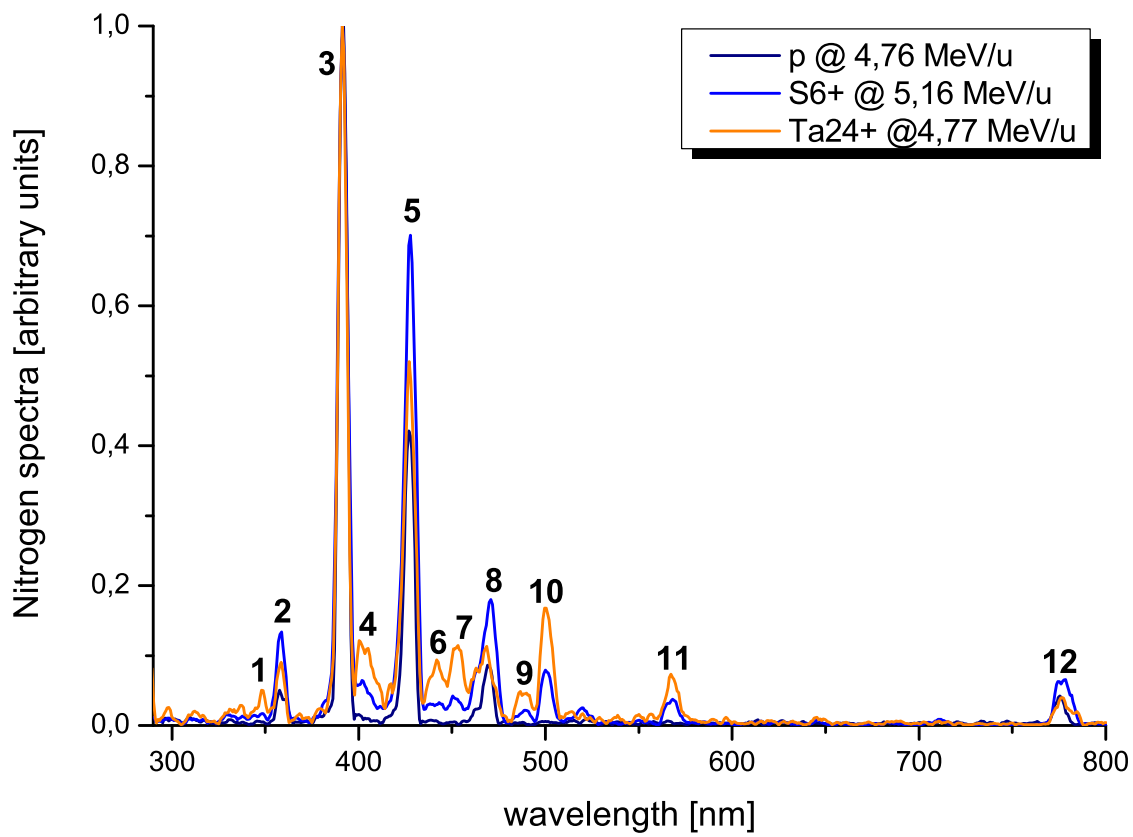


Abbildung 4.13: Vergleich aller Stickstoffspektren gemessen an X2 für Protonen, Schwefel- und Tantalionen (farbig). Für steigende Projektillmasse und Ladung treten zusätzliche Linien auf. Die Indizierung ist aus der Tantal-Messreihe übernommen, die zugehörigen Übergänge sind in Tabelle 4.5 aufgeführt. Die Spektren sind für ihre intensivsten Linie bei 391 nm auf eins normiert.

Tabelle 4.5: (fortgesetzt)

Gas-species $\sum I; \sum I_{gas}; \sum I_{gas\&Z}$								
No.	λ_{mess} [nm]	Int. [%]	λ_0 [nm]	Ion	A_{ik} [1/s]	Configuration	Terms	J_i-J_k
10)	500	6,4	500,51	N II	$1,2 \cdot 10^8$	$2s^2 2p(^2P) 3p$ $-2s^2 2p(^2P) 3d$	$^3D-^3F$	(3-4)
11)	568	3,0	567,96	N II	$5,3 \cdot 10^7$	$2s^2 2p(^2P) 3s$ $-2s^2 2p(^2P) 3p$	$^3P-^3D$	(2-3)
12)	777	1,7	776,22	N II	$8,7 \cdot 10^6$	$2s^2 2p(^2P) 3p$ $-2s^2 2p(^2P) 3d$	$^1D-^1D$	(2-2)

Gemeinsamkeiten der Messreihen aus den Abbildungen 4.10, 4.11 und 4.12 sind die gasart-spezifischen Verteilungen der Linien. Bei Stickstoff und Helium konzentriert sich die Lichtaus-

Tabelle 4.6: Intensitäten der Fluoreszenzspektren für Schwefel- und Tantalionen jeweils integriert über den gesamten Spektralbereich von 290 bis 800 nm. Dabei sind mit $\sum I_{mess}$, die tatsächlich gemessenen Intensitäten angegeben. Gemäß Abbildung 3.14 wurde $\sum I_{gas}$ auf den gaspezifischen Druck normiert, $\sum I_{gas\&Z}$ darüber hinaus auf die Kernladungszahl. Dabei sind f_{gas} , Z und $f_{current}$ die verwendeten Normierungsfaktoren. Relative Intensitäten [%] sind in jeder Spalte auf das Spaltenmaximum, hier die Stickstoffintensität mit [100%] normiert. Der relative Fehler wird durch die Intensitätsmessung bestimmt und kann mit $\leq 10\%$ angenommen werden.

5,160 A MeV S⁶⁺, p = 1·10⁻³ mbar						
Gas	f_{gas}	Z	$f_{current}$	$\sum I_{mess}$; [%]	$\sum I_{gas}$; [%]	$\sum I_{gas\&Z}$; [%]
Nitrogen	1,44	14	60 μ A	371,85; [100]	258,22; [100]	18,44; [100]
Helium	3,92	2	60 μ A	36,9; [9,9]	9,4; [3,6]	4,7; [25,5]
Argon	0,92	18	60 μ A	90,2; [24,2]	98,0; [38,0]	5,4; [29,5]
Krypton	0,50	36	60 μ A	81,5; [21,9]	163,0; [63,1]	4,5; [24,6]
Xenon	0,33	54	60 μ A	73,3; [19,7]	222,1; [86,0]	4,1; [22,3]
4,773 A MeV Ta²⁴⁺, p = 1·10⁻³ mbar						
Gas	f_{gas}	Z	$f_{current}$	$\sum I_{mess}$; [%]	$\sum I_{curr\&gas}$; [%]	$\sum I_{curr\&gas\&Z}$; [%]
Nitrogen	1,44	14	0,30 mA	170,2; [100]	118,2; [100]	8,4; [100]
Helium	3,92	2	0,30 mA	16,5; [9,7]	4,2; [3,6]	2,1; [24,8]
Argon	0,92	18	0,32 mA	39,0; [22,9]	39,7; [33,6]	2,2; [26,1]
Krypton	0,50	36	0,25 mA	32,0; [18,8]	76,9; [65,1]	2,1; [25,3]
Xenon	0,33	54	0,35 mA	41,0; [24,1]	106,5; [90,1]	2,0; [23,3]

beute auf wenige starke Übergänge, während bei den schwereren Edelgasen mit steigender Elektronenzahl, eine Verteilung auf zahlreiche schwächere Übergänge zu beobachten ist. Im direkten Vergleich der Messreihen zeigen sich auch deutliche Unterschiede. Zur besseren Vergleichbarkeit sind in Abbildung 4.13 die Stickstoffspektren zur Anregung durch Protonen, Schwefel- und Tantalionen gemeinsam dargestellt. Mit steigender Projektillmasse und Ladung treten neben den prominenten Linien einfach positiv geladener Stickstoffmoleküle auch Übergänge hervor, die auf dissoziierte, einfach positiv geladene Stickstoffatome zurückzuführen sind.

Über die Lage und Intensität einzelner Linien hinaus ist auch die integrale Lichtausbeute im untersuchten Spektralbereich von 290 bis 800 nm von Interesse. In Tabelle 4.6 sind sämtliche Intensitäten aufgeführt. Zunächst die tatsächlich gemessene Intensität $\sum I_{mess}$ und in der folgenden Spalte die Intensitäten normiert auf den gasartabhängigen Druck $\sum I_{gas}$, um Einflüsse der Druckmessröhre auszuschließen, siehe Abbildung 3.14. Im letzten Schritt wird in $\sum I_{gas\&Z}$ zusätzlich noch auf die Kernladungszahl normiert. Aufgrund der Proportionalität $\frac{-dE}{dx} \propto Z$ ist dieser Wert ein Maß für die Lichtausbeute pro differenziellem Energieverlust. Im Falle der Fluoreszenzspektren durch Tantalionen aus der MEVVA-Quelle mit teilweise erheblichen Stromschwankungen musste ebenfalls auf diesen Wert normiert werden. Stickstoff weist in allen Spektren die höchste gemessene Lichtausbeute auf, und Stickstoffspektren zeigen daher auch das beste Signal-zu-Rausch-Verhältnis. Die integralen Intensitäten unterscheiden sich

weit weniger als die Intensitäten einzelner Übergänge, für Schwefel- und Tantalionen sind die Ergebnisse nahezu identisch. Besonders hervorzuheben ist das Intensitätsverhältnis $\sum I_{gas\&Z}$ bzw. $\sum I_{curr\&gas\&Z}$ von Stickstoff zu allen andern Edelgasen von 4:1. Dieses Ergebnis wird bestätigt durch Messungen am CERN Proton Synchrotron (PS) und Superconducting Proton Synchrotron (SPS) für Projektilenergien von 50 AMeV – 25 AGeV. Dort wurde über den gesamten Energiebereich ein Intensitätsverhältnis von Stickstoff zu Xenon von 3,3/1 gemessenen [Plum u. a. (2002)].

4.4.2 BIF-Spektroskopie für langsame Stöße

Die am NDCX verfügbaren Kaliumionen werden lediglich auf 7,5 AkeV beschleunigt und erreichen mit 0,016% c nur etwa ein Fünfzigstel der Bohr'schen Geschwindigkeit von 0,36% c. Der Kern des Projektils befindet sich klassisch betrachtet demnach für viele Elektronenumläufe in der Nähe des Targetkerns, siehe Kapitel 2.2.2. Dadurch können sich quasimolekulare Anregungszustände ausbilden, welche sich in veränderten Anregungswahrscheinlichkeiten und demzufolge auch in veränderten Spektren darstellen. Wie in den vorangegangenen Fällen für schnelle Stöße sind in Abbildung 4.14 die Spektren für sämtliche Gase übereinander geplottet. In der zugehörigen Tabelle 4.7 finden sich sämtliche indizierte Spektrallinien sowie identifizierte Übergänge. Wichtige Unterschiede zur vorhergehenden Messreihe sind die Lichtsammeloptik aus Glas sowie nachfolgende Faseroptik mit eingeschränkter UV-Transmission, siehe Abbildung 3.9. Wie in Kapitel 3.5 beschrieben, wird auf die räumliche Abbildung verzichtet und statt dessen in der zweiten Ebene mit einer Schlierenkamera die Zeit dargestellt. Die größere Dispersion des Spektrometers führt zu einem schmaleren nutzbaren Spektralbereich. Deshalb wurde im Falle des Stickstoffspektrums der Ablenkspiegel gedreht, um den kurzwelligen Spektralbereich bis hin zur Transmissiongrenze ebenfalls aufnehmen zu können, dargestellt in den beiden überlappenden Stickstoffspektren in den Abbildungen 4.14 und 4.15. In diesem Aufbau konnte kein Massenspektrometer integriert werden, so dass trotz der Druckerhöhung von 10^{-8} mbar Basisdruck um fast fünf Größenordnungen auf $6,7 \cdot 10^{-4}$ mbar Verunreinigungen nicht ausgeschlossen werden können. Es ist gasartunabhängig eine starke Linie bei 777 nm zu beobachten. Die gute Übereinstimmung dieser Linie und einer weiteren bei 701 nm mit Sauerstoffübergängen lässt einen großen Wasserdampfbeitrag von den ungeheizten Kammerwänden vermuten. Im Unterschied zu den GSI-Kammern stand das System in den Umbauphasen komplett offen, so dass Wasserdampf und andere Verunreinigungen ohne weiteres eindringen konnten.

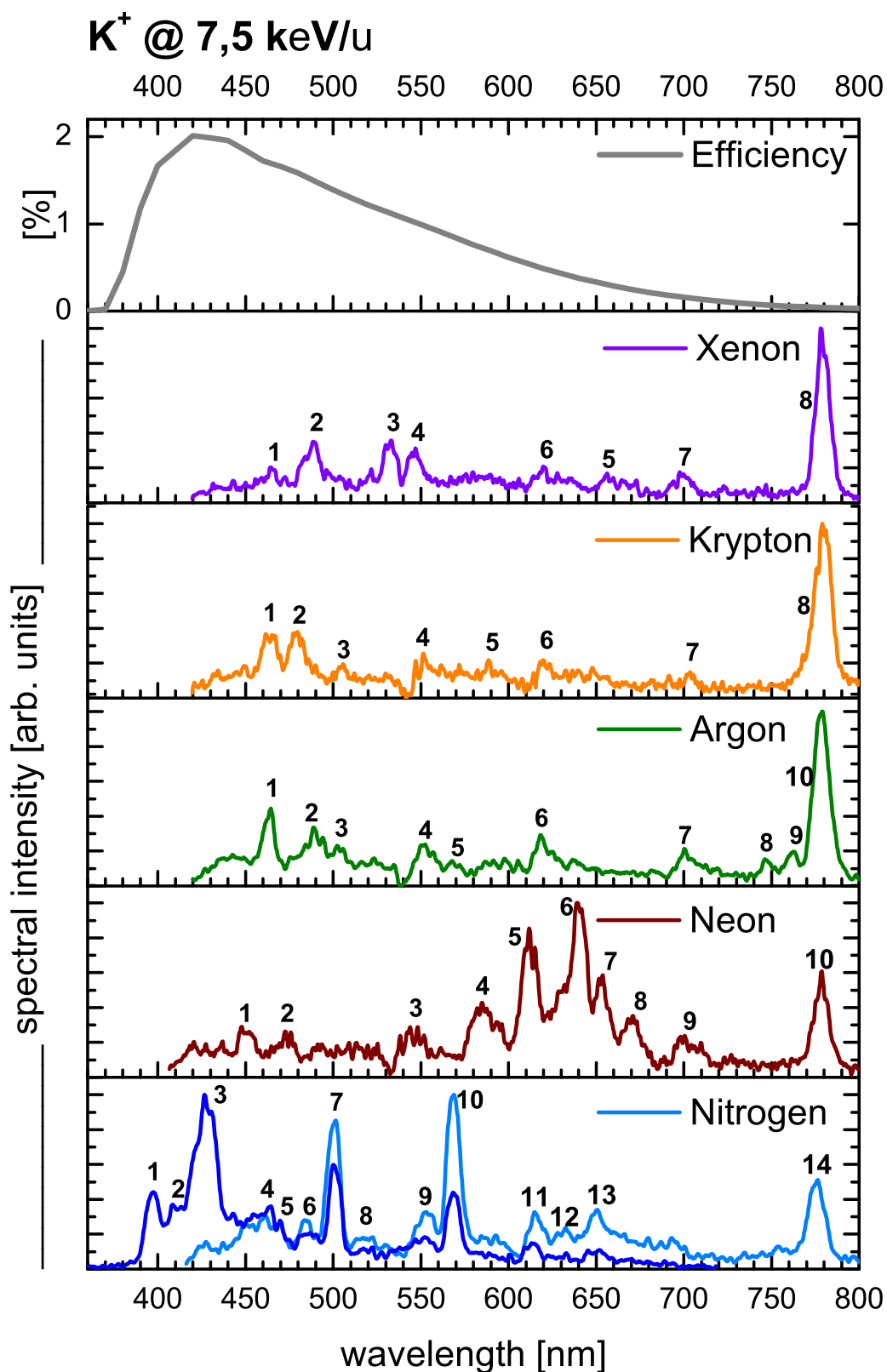


Abbildung 4.14: Fluoreszenzspektren angeregt durch $2 \cdot 10^{11}$ K⁺ Ionen pro Puls ($50 \mu s$) mit $E_{kin}=7,7$ AkeV in $6,67 \cdot 10^{-4}$ mbar Xenon, Krypton, Argon, Neon und Stickstoff.

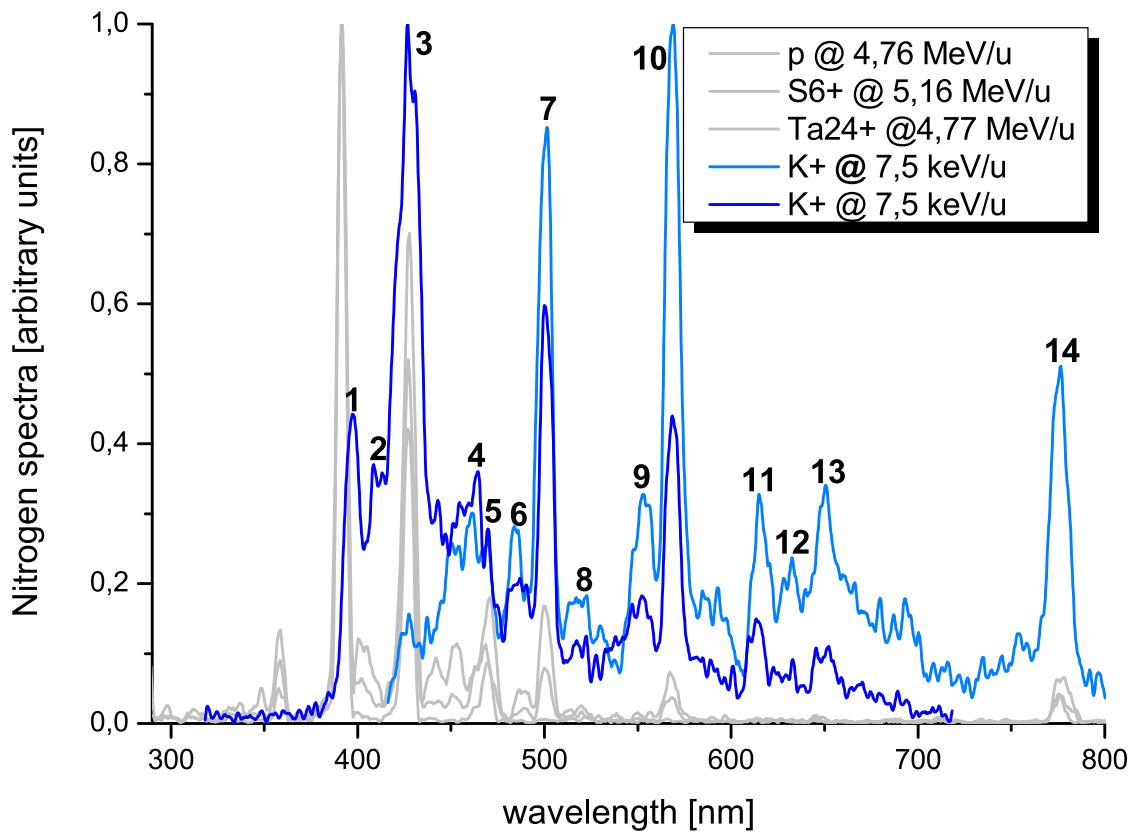


Abbildung 4.15: Stickstoffspektren gemessen am NDCX für K^+ -Ionen in zwei überlappenden Wellenlängenbereichen (farbig). Im Vergleich zu den an X2 aufgenommenen Spektren (grau) zeigen sich vor allem Übereinstimmungen in atomaren Übergängen. Die Indizierung ist identisch zu jener in Abbildung 4.14. Die Übergänge dieses Spektrums sind in Tabelle 4.7 detailliert aufgeführt. Die Spektren sind mit den jeweils stärksten Übergängen bei $\lambda = 427$ und 568 nm auf eins normiert.

Tabelle 4.7: Identifizierte Übergänge aus Fluoreszenzspektren aus Abbildung 4.14, angeregt durch $2 \cdot 10^{11}$ K^+ -Ionen pro Puls ($50 \mu s$) mit $E_{kin} = 7,7$ AkeV in $6,67 \cdot 10^{-4}$ mbar Xenon, Krypton, Argon, Neon und Stickstoff. Gemessene Wellenlängen wurden mit der Datenbasis [NIST u. a. (2009)] verglichen und der nächstliegenden Übergang angegeben. Bei mehreren Übergängen wurde der wahrscheinlichere angegeben. Bei starken Übergängen ähnlicher Wahrscheinlichkeit wurden sämtliche angegeben. Für λ_{mess} wird ein Fehler von $\pm 1,5$ nm angenommen, die relative Intensität (*Int.*) ist mit einem relativen Fehler ≤ 10 % behaftet.

Gas-species								
No.	λ_{mess} [nm]	<i>Int.</i> [%]	λ_0 [nm]	Ion	A_{ik} [1/s]	Configuration	Terms	$J_i - J_k$
Xenon								
1)	465	12,0	465,19	Xe II		$5p^4(^3P_1)6s$	[1]–[1]	$(\frac{3}{2} - \frac{3}{2})$

Tabelle 4.7: (fortgesetzt)

Gas-species								
No.	λ_{mess} [nm]	Int. [%]	λ_0 [nm]	Ion	A_{ik} [1/s]	Configuration	Terms	J_i-J_k
						$-5p^4(^3P_1)6p$		
2)	489	15,6	489,00	Xe II		$5p^4(^3P_1)5d$ $-5p^4(^1D_2)6p$	[3]-[3]	$(\frac{7}{2}-\frac{5}{2})$
3)	531	4,6	529,22	Xe II	$8,9 \cdot 10^7$	$5p^4(^3P_2)6s$ $-5p^4(^3P_2)6p$	[2]-[2]	$(\frac{5}{2}-\frac{5}{2})$
4)	547	4,1	547,26	Xe II	$9,9 \cdot 10^6$	$5p^4(^3P_2)5d$ $-5p^4(^3P_2)6p$	[3]-[3]	$(\frac{7}{2}-\frac{7}{2})$
5)	619	4,1	619,41	Xe II		$5p^4(^1D_2)5d$ $-5p^4(^3P_2)4t$	[1]-[2]	$(\frac{3}{2}-\frac{5}{2})$
6)	656	5,6	556,32	Xe II		$5p^4(^3P_2)5d$ $-5p^4(^3P_1)6p$	[0]-[0]	$(\frac{1}{2}-\frac{1}{2})$
7)	701	2,4	700,19	O I	$2,7 \cdot 10^6$	$2s^2 2p^3(^4S)3p$ $-2s^2 2p^3(^4S)4d$	$^3P-^3D$	(1-2)
8)	777	22,6	776,22	O I	$3,4 \cdot 10^7$	$2s^2 2p^3(^4S)3s$ $-4s^2 4p^4(^3P)4f$	$^5S-^5P$	(2-3)
Krypton								
1)	463	7,3	463,39	Kr II	$7,1 \cdot 10^7$	$4s^2 4p^4(^1D)5s$ $-4s^2 4p^4(^1D)5p$	$^2D-^2F$	$(\frac{3}{2}-\frac{5}{2})$
2)	477	8,4	476,57	Kr II	$6,7 \cdot 10^7$	$4s^2 4p^4(^3P)5s$ $-4s^2 4p^4(^3P)5p$	$^4P-^4D$	$(\frac{3}{2}-\frac{5}{2})$
3)	505	3,5	505,45	Kr II		$4s^2 4p^4(^1D)5p$ $-4s^2 4p^4(^1D)6s$	$^2D-^2D$	$(\frac{3}{2}-\frac{5}{2})$
4)	551	4,2	551,67	Kr I		$4s^2 4p^5(^2P_{\frac{1}{2}})5s$ $-4s^2 4p^5(^2P_{\frac{3}{2}})6p$	$^2[\frac{1}{2}]-^2[\frac{3}{2}]$	(0-1)
5)	588	3,2	587,09	Kr II	$1,8 \cdot 10^6$	$4s^2 4p^5(^2P_{\frac{3}{2}})5s$ $-4s^2 4p^5(^2P_{\frac{1}{2}})5p$	$^2[\frac{3}{2}]-^2[\frac{3}{2}]$	(1-2)
6)	618	4,2	618,54	Kr II		$4s^2 4p^4(^3P)5p$ $-4s^2 4p^4(^3P)6s$	$^4S-^4P$	$(\frac{3}{2}-\frac{3}{2})$
7)	701	2,4	700,19	O I	$2,7 \cdot 10^6$	$2s^2 2p^3(^4S)3p$ $-2s^2 2p^3(^4S)4d$	$^3P-^3D$	(1-2)
8)	777	22,6	776,22	O I	$3,4 \cdot 10^7$	$2s^2 2p^3(^4S)3s$ $-4s^2 4p^4(^3P)4f$	$^5S-^5P$	(2-3)

Tabelle 4.7: (fortgesetzt)

Gas-species								
No.	λ_{mess} [nm]	Int. [%]	λ_0 [nm]	Ion	A_{ik} [1/s]	Configuration	Terms	$J_i - J_k$
Argon								
1)	464	7,9	465,79	Ar II	$8,9 \cdot 10^7$	$3s^2 3p^4 (^3P) 4s$ $-3s^2 3p^4 (^3P) 4p$	$^2P - ^2P$	$(\frac{3}{2} - \frac{1}{2})$
2)	488	7,2	487,98	Ar II	$8,2 \cdot 10^7$	$3s^2 3p^4 (^3P) 4s$ $-3s^2 3p^4 (^3P) 4p$	$^2P - ^2D$	$(\frac{3}{2} - \frac{5}{2})$
3)	502	3,8	501,72	Ar II	$2,1 \cdot 10^7$	$3s^2 3p^4 (^3P) 3d$ $-3s^2 3p^4 (^1D) 4p$	$^2D - ^2F$	$(\frac{3}{2} - \frac{5}{2})$
4)	551	5,3	549,59	Ar I	$1,7 \cdot 10^6$	$3s^2 3p^5 (^3P_{\frac{3}{2}}) 4p$ $-3s^2 3p^5 (^3P_{\frac{3}{2}}) 6d$	$^2[\frac{5}{2}] - ^2[\frac{7}{2}]$	(3-4)
5)	568	2,5						
6)	618	6,7	617,23	Ar II	$2,0 \cdot 10^7$	$3s^2 3p^4 (^1D) 3d$ $-3s^2 3p^4 (^1D) 4p$	$^2G - ^2F$	$(\frac{7}{2} - \frac{5}{2})$
7)	701	9,7	700,19	O I	$2,7 \cdot 10^6$	$2s^2 2p^3 (^4S) 3p$ $-2s^2 2p^3 (^4S) 4d$	$^3P - ^3D$	(1-2)
8)	746	2,5						
9)	762	3,0	763,51	Ar I	$2,5 \cdot 10^7$	$3s^2 3p^5 (^2P_{\frac{3}{2}}) 4s$ $-3s^2 3p^5 (^2P_{\frac{3}{2}}) 4p$	$^2[\frac{3}{2}] - ^2[\frac{3}{2}]$	(2-2)
10)	777	20,0	776,22	O I	$3,4 \cdot 10^7$	$2s^2 2p^3 (^4S) 3s$ $-2s^2 2p^3 (^4S) 3p$	$^5S - ^5P$	(2-3)
Neon								
1)	450	3,5	448,81	Ne I		$2s^2 2p^5 (^2P_{\frac{3}{2}}) 3p$ $-2s^2 2p^5 (^2P_{\frac{3}{2}}) 7s$	$^2[\frac{1}{2}] - ^2[\frac{3}{2}]$	(1-2)
2)	472	3,9	471,53	Ne I		$2s^2 2p^5 (^2P_{\frac{3}{2}}) 3p$ $-2s^2 2p^5 (^2P_{\frac{3}{2}}) 6d$	$^2[\frac{5}{2}] - ^2[\frac{7}{2}]$	(3-4)
3)	544	4,7	543,37	Ne I	$2,8 \cdot 10^5$	$2s^2 2p^5 (^2P_{\frac{3}{2}}) 3p$ $-2s^2 2p^5 (^2P_{\frac{1}{2}}) 5s$	$^2[\frac{1}{2}] - ^2[\frac{1}{2}]$	(1-1)
4)	584	6,3	585,25	Ne I	$6,8 \cdot 10^7$	$2s^2 2p^5 (^2P_{\frac{1}{2}}) 3s$ $-2s^2 2p^5 (^2P_{\frac{1}{2}}) 3p$	$^2[\frac{1}{2}] - ^2[\frac{1}{2}]$	(1-0)
5)	613	11,2	614,31	Ne I	$2,8 \cdot 10^7$	$2s^2 2p^5 (^2P_{\frac{3}{2}}) 3s$ $-2s^2 2p^5 (^2P_{\frac{3}{2}}) 3p$	$^2[\frac{3}{2}] - ^2[\frac{3}{2}]$	(2-2)
6)	633	12,9	633,44	Ne I	$1,6 \cdot 10^7$	$2s^2 2p^5 (^2P_{\frac{3}{2}}) 3s$ $-2s^2 2p^5 (^2P_{\frac{3}{2}}) 3p$	$^2[\frac{3}{2}] - ^2[\frac{5}{2}]$	(2-2)

Tabelle 4.7: (fortgesetzt)

Gas-species								
No.	λ_{mess} [nm]	Int. [%]	λ_0 [nm]	Ion	A_{ik} [1/s]	Configuration	Terms	J_i-J_k
7)	653	7,0	653	Ne I	$1,1 \cdot 10^7$	$2s^2 2p^5 ({}^2P_{\frac{1}{2}}) 3s$ $-2s^2 2p^5 ({}^2P_{\frac{3}{2}}) 3p$	${}^2[\frac{1}{2}]^{-2}[\frac{3}{2}]$	(0-1)
8)	671	5,6	671,70	Ne I	$2,2 \cdot 10^7$	$2s^2 2p^5 ({}^2P_{\frac{1}{2}}) 3s$ $-2s^2 2p^5 ({}^2P_{\frac{1}{2}}) 3p$	${}^2[\frac{1}{2}]^{-2}[\frac{3}{2}]$	(1-1)
9)	699	4,2	700,19	O I	$2,7 \cdot 10^6$	$2s^2 2p^3 ({}^4S) 3p$ $-2s^2 2p^3 ({}^4S) 4d$	${}^3P-{}^3D$	(1-2)
10)	777	8,0	776,22	O I	$3,4 \cdot 10^7$	$2s^2 2p^3 ({}^4S) 3s$ $-2s^2 2p^3 ({}^4S) 3p$	${}^5S-{}^5P$	(2-3)
Nitrogen								
1)	398	7,0	399,50	N II	$1,4 \cdot 10^8$	$2s^2 2p ({}^2P) 3s$ $-2s^2 2p ({}^2P) 3p$	${}^1P-{}^1D$	(1-2)
2)	408&413	6,6	409,73	N III	$8,7 \cdot 10^7$	$2s^2 3s-2s^2 3p$	${}^2S-{}^2P$	$(\frac{1}{2}-\frac{3}{2})$
3)	428	24,5	427,8	N_2^+		$B^2\Sigma_u^+(v' = 0)$ $-X^2\Sigma_g^+(v'' = 1)$	B-X	
4)	464	4,9	464,31	N II	$4,5 \cdot 10^7$	$2s^2 2p ({}^2P) 3s$ $-2s^2 2p ({}^2P) 3p$	${}^3P-{}^3P$	(2-1)
5)	470	4,9	470,9	N_2^+		$B^2\Sigma_u^+(v' = 0)$ $-X^2\Sigma_g^+(v'' = 2)$	B-X	
6)	484	3,6	485,88	N III	$4,4 \cdot 10^7$	$2s^2 2p ({}^3P) 3d$ $-2s^2 2p ({}^3P) 3d$	${}^4D-{}^4F$	$(\frac{1}{2}-\frac{3}{2})$
7)	501	11,2	500,51	N II	$1,2 \cdot 10^8$	$2s^2 2p ({}^2P) 3p$ $-2s^2 2p ({}^2P) 3d$	${}^3D-{}^3F$	(3-4)
8)	516	3,3	515,99	O II	$3,1 \cdot 10^7$	$2s^2 2p^2 ({}^3P) 3p$ $-2s^2 2p^2 ({}^3P) 3d$	${}^2P-{}^2P$	$(\frac{1}{2}-\frac{1}{2})$
9)	552	6,0	553,54	N II	$6,0 \cdot 10^7$	$2s 2p^2 ({}^4P) 3s$ $-2s 2p^2 ({}^4P) 3p$	${}^5P-{}^5D$	(3-4)
10)	568	13,8	567,96	N II	$5,3 \cdot 10^7$	$2s^2 2p ({}^2P) 3s$ $-2s^2 2p ({}^2P) 3p$	${}^3P-{}^3D$	(2-3)
11)	616	5,0	616,78	N II	$2,7 \cdot 10^7$	$2s^2 2p ({}^2P) 3d$ $-2s^2 2p ({}^2P) 4p$	${}^3F-{}^3D$	(4-3)
12)	632	3,8	632,84	N II	$4,3 \cdot 10^6$	$2s^2 2p ({}^2P) 3d$ $-2s^2 2p ({}^2P) 4p$	${}^3D-{}^3P$	(2-2)
13)	650	5,3	648,21	N II	$3,0 \cdot 10^7$	$2s^2 2p ({}^2P) 3s$	${}^1P-{}^1P$	(1-1)

Tabelle 4.7: (fortgesetzt)

Gas-species								
No.	λ_{mess} [nm]	Int. [%]	λ_0 [nm]	Ion	A_{ik} [1/s]	Configuration	Terms	J_i-J_k
						$-2s^22p(^2P)3p$		
14)	777	9,1	776,22	O I	$3,4 \cdot 10^7$	$2s^22p^3(^4S)3s$ $-2s^22p^3(^4S)3p$	$^5S-^5P$	(2-3)

4.5 Zeitprofile mit dem Schlieren-Spektrometer

Mit dem Schlieren-Spektrometer aus Abbildung 3.6 wurden am NDCX zeitlich gespreizte Fluoreszenzspektren aufgenommen. In Abbildung 3.7 aus Kapitel 3.5 ist eine typische Fluoreszenzaufnahme dargestellt. Für die folgende Untersuchung wurde die gesamte Aufnahme als ROI ausgewählt und in die Zeitachse projiziert. Auf diese Weise erhält man Zeitprofile, welche über den gesamten Spektralbereich integriert sind. Der Strahlpuls wurde für die gleichzeitig stattfindende Spektraluntersuchung auf $50 \mu s$ ausgedehnt, um das Schrotrauschen zu reduzieren. Zur vollständigen Überlappung des zeitlichen Beobachtungsfensters mit dem Strahlpuls wurden die Schlierenkamera und der gepulste Beschleuniger über das Beschleuniger-Zeitsignal miteinander synchronisiert. Die Durchlaufzeit des Ablenkfeldes hatte mit $100 \mu s$ genau die doppelte Länge des Strahlpulses. Bei dieser Schlieren-Kamera [Hamamatsu (Typ: C-7700)] entspricht die gewählte Durchlaufzeit immer der Bildhöhe, also entsprechen 1024 Spalten-Pixel genau $100 \mu s$, bei einem Jitter ≤ 1 ns. Das Kalibrieren der Zeitachse war daher besonders einfach. Die Zeitprofile in Stickstoff, Neon, Argon, Krypton und Xenon aus den Aufnahmen der in Kapitel 2.2.2 beschriebenen Messreihe gewonnen. Angeregt wurde die Fluoreszenz durch den $50 \mu s$ K^+ -Strahlpuls aus $2 \cdot 10^{11}$ Ionen mit $E_{kin} = 7,5$ AkeV in $6,67 \cdot 10^{-4}$ mbar Xenon, Krypton, Argon, Neon und Stickstoff.

Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.16 dargestellt, mit $t=0$ zu Beginn des Strahlpulses und den Intensitäten frei skaliert in arbiträren Einheiten. Zunächst zeigen alle Zeitprofile sehr ähnliche Verläufe und sie stimmen mit der Referenzmessung des zeitlichen Stromverlaufs, aufgenommen mit einem strahlzerstörenden Faraday-Cup-Elektrometer, sehr gut überein. Der leicht erhöhte Strahlstrom zu Beginn des Strahlpulses wurde auch in den Faraday-Cup-Daten beobachtet. Während dieser Messreihe lief der Beschleuniger mit unveränderten Strahlparametern. Puls-zu-Puls-Fluktuationen können aufgrund der Mittelung über 60 Einzelpulse vernachlässigt werden. Auch zeigt die ansteigende Flanke unabhängig vom Schrotrauschen ihren Maximalwert bei etwa $3 \mu s$. Betrachtet man hingegen die abfallenden Flanken und vergleicht Stickstoff-, Xenon- und Neon-Profile mit den Argon und Krypton-Profilen, so fallen letztgenannte $2-3 \mu s$ später auf ihre Ursprungswerte zurück. Dieser Effekt kann durch Intensitätsunterschiede der Profile erklärt werden, da Stickstoff (1590), Xenon (985) und Neon (901) gegenüber Argon (610) und Kryp-

ton (647) die höheren Intensitäten und damit einen größeren Signal-zu-Untergrund-Abstand aufweisen. Vergleicht man nun Literaturwerte für die Lebensdauern der wichtigsten Übergänge mit der Dauer des Strahlpulses, so sind diese 1–4 Größenordnungen kürzer. Zum Zeitpunkt der Experimente (Juni 2008) stand das Bunch-Kompressions-Modul noch nicht zur Verfügung. Damit lassen sich in Zukunft bis zu $5 \cdot 10^{10}$ K^+ -Ionen innerhalb eines 3 ns langen Strahlpulses abrufen. Mit diesen Strahlparametern ließen sich Lebensdauern der meisten Übergänge messen. Für die gegebenen Strahlparameter mit 50 μs Pulslänge können zumindest intensive metastabile Übergänge mit Lebensdauern im hundert Mikrosekundenbereich ausgeschlossen werden.

4.6 Strahlprofile für verschiedene Arbeitsgase

Das in Kapitel 3.6 beschriebene abbildende Spektrometer ist in der Lage, noch einzelne Photonen, aufgetrennt nach Ort und Wellenlänge, darzustellen. Kapitel 4.4 war auf die spektrale Auswertung fokussiert, während im Folgenden die Ergebnisse der Profil-Auswertung vorgestellt werden. In der Abbildung 4.17 sind zwei Fluoreszenzaufnahmen, angeregt durch je $3,2 \cdot 10^{11}$ S^{6+} -Ionen pro Puls mit $E_{kin} = 5,160$ AMeV, einmal in 10^{-3} mbar N_2 und in 10^{-3} mbar He gegenübergestellt. Für unveränderte Strahlparameter zeigt die Fluoreszenzaufnahme in Helium drastisch verbreiterte Profile für einige Wellenlängen und Übergänge. Ähnliche Beobachtung speziell für Helium wurden ebenfalls für hochenergetische Protonen gemacht [Shea (2009)] und [Dölling (2009)]. Aus den Fluoreszenzaufnahmen für Stickstoff, Helium, Argon, Krypton und Xenon wurden durch Projektion Strahlprofile gewonnen und diese zur besseren Vergleichbarkeit der Profilform auf ihr Maximum normiert. Im oberen Teil der Abbildung 4.18 erstreckt sich die ROI jeweils über die gesamte Aufnahme. Deshalb tragen zu diesen Profilen sämtliche optische Übergänge im Wellenlängenbereich von 290–800 nm bei. Wie bereits in der Fluoreszenzaufnahme zu sehen, ist das Strahlprofil in Helium drastisch verbreitert. Die gemessenen Strahlprofile in allen anderen untersuchten Gasen zeigen eine sehr gute Übereinstimmung in der Profilform, trotz unterschiedlicher Signal-zu-Rauschabstände (Schrotrauschen) für unterschiedliche Intensitäten.

Betrachtet man das Fluoreszenzbild hingegen durch ein schmales Projektionsfenster 'ROI-Profilen' von lediglich 10 nm Fensterbreite, wie in Abbildung 4.17 zu sehen, so werden die Strahlprofile einzelner Übergänge sichtbar. In Abbildung 4.18 (Mitte) sind auf diese Weise Strahlprofile aller identifizierten Stickstoffübergänge aus Abbildung 4.11 bzw. Tabelle 4.4 dargestellt. Die Profile zeigen gute Übereinstimmung, lediglich die Profile schwacher Übergänge 1), 6) und 7) zeigen ein erhöhtes Rauschniveau und liegen aufgrund der Normierung besonders an den Rändern oberhalb der Profile intensiverer Übergänge. Anders verhält es sich für die für jeweils einzelne Übergänge dargestellten Strahlprofile in Helium, siehe Abbildung 4.18. Insbesondere die Strahlprofile aus den identifizierten Übergängen 1), 5) und 6) sind stark verbreitert. Die unterschiedlichen Profildauern sind in diesem Fall nicht durch die geringe In-

K^+ @ 7,5 keV/u in 50 μs

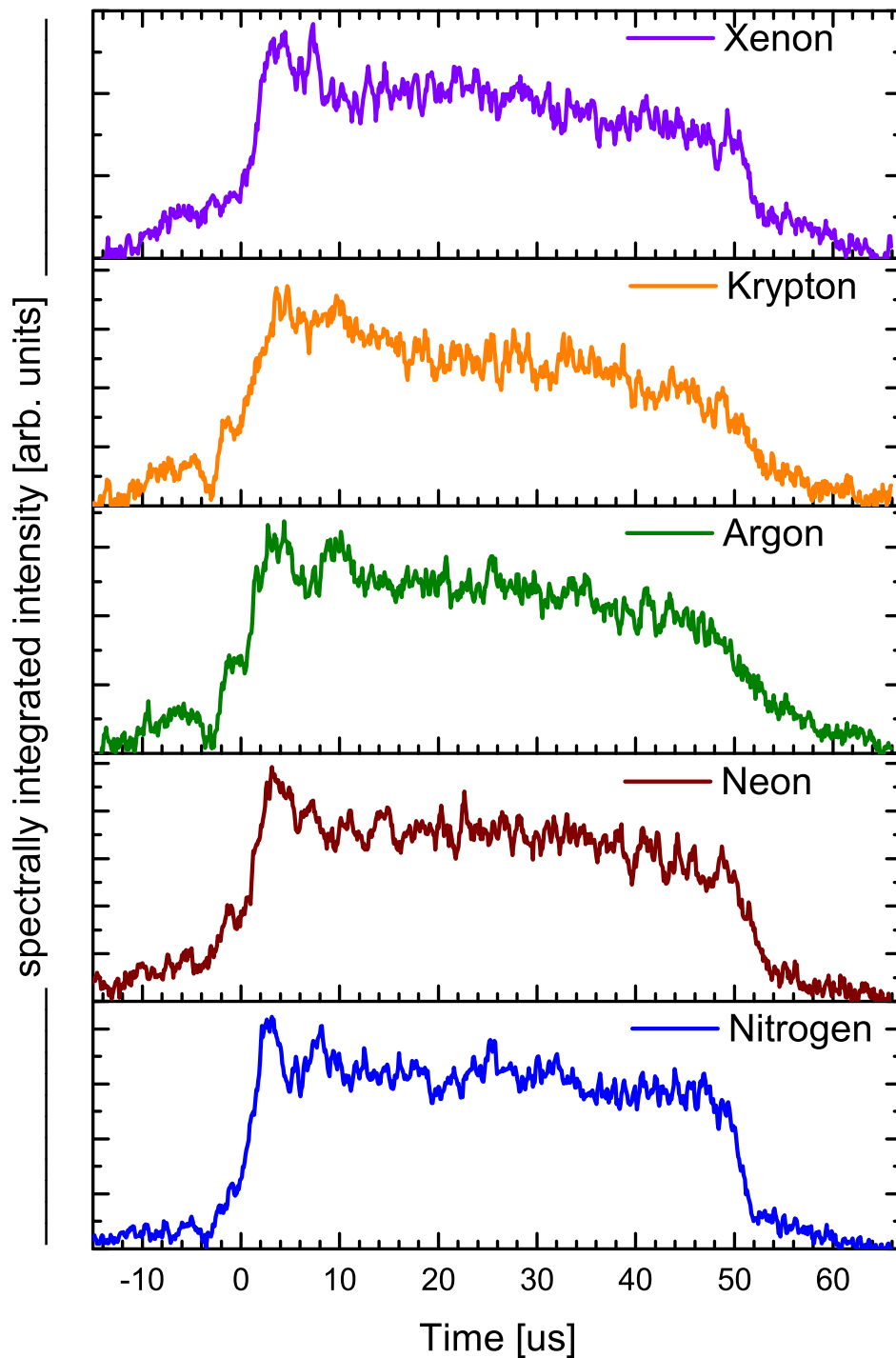


Abbildung 4.16: Zeitprofile von Fluoreszenzspektren, angeregt durch einen $50\mu s$ langen K^+ -Strahlpuls aus $2 \cdot 10^{11}$ Ionen, mit $E_{kin}=7,5$ AkeV in $6,67 \cdot 10^{-4}$ mbar Xenon, Krypton, Argon, Neon und Stickstoff, aufgenommen mit dem Schlieren-Spektrometer, gemittelt über jeweils 60 Einzelprofile.

tensitäten und folglich hochskalierte Rauschbeiträge zu erklären. So ist das Profil aus 7) dem mit 42 % intensivsten Helium-Übergang zuzuordnen. In der Analyse eines verbreiterten Profils wurde an die Verbreiterung bzw. die Schultern des Strahlprofils eine breite Gauß-Funktion angepasst. Wird diese vom ursprüngliche gemessenen Profil abgezogen, so erhält man als Differenzsignal das selbe schmale Strahlprofil, das auch mit allen anderen Gasen gemessen wurde [Walasek-Hoehne (2009)].

Offenbar gibt es zusätzlich zum Anregungsmechanismus, der bei allen anderen Gasen zu beobachten ist, noch einen weiteren Mechanismus, der die starke Profilaufweitungen verursacht. Eine mögliche Erklärung könnte die Anreicherung des Strahl-Gas-Wechselwirkungsvolumens mit metastabilem Helium des Triplett-Systems 2^3S und des Singulett-Systems 2^1S sein. Aufgrund der Auswahlregeln können diese Zustände nicht durch optische Übergänge relaxieren und wegen des Interkombinationsverbotes auch nicht in das jeweils andere System übergehen [Mayer-Kuckuk (1997)]. Aus diesem Grund haben die beiden Zustände lange Lebensdauern. Für das Triplett-System wurde eine Lebensdauer von 7870 s [Hodgman u. a. (2009a)], [Hodgman u. a. (2009b)] und für das metastabile Singulettssystem von 19 ms gemessen [Baldwin (2004)]. Im Falle langer Strahlpulse (ms) reichern diese angeregten Zustände an. Erst durch die Wechselwirkung mit Sekundärelektronen werden sie auf Niveaus kürzerer Lebensdauer gehoben, die wiederum in erlaubten optischen Übergängen relaxieren. Damit wären die breiteren Profile durch die indirekte Anregung durch Sekundärelektronen zu erklären, die von dem Ort ihrer Entstehung beim Stoß eines Strahlions mit einem Helium-Molekül bis zum Ort der Wechselwirkung mit dem metastabilen Helium eine bestimmte freie Weglänge zurücklegen [Turner (1999)]. Dieser Weg ist abhängig von der Gasdichte. Die Häufigkeit des Prozesses hängt von der Gasdichte und dem Anteil des metastabilen Heliums ab.

Alle anderen Gase weisen, wie im Kapitel 4.5 gezeigt, keine ähnlich langlebigen metastabilen Zustände auf, so dass sich diese während eines Strahlpulses auch nicht anreichern können und folglich auch keine Verbreiterung verursachen. Für die gemessenen Strahlprofile eines Protonenstrahls in Helium zeigt sich ein vergleichbares Ergebnis, siehe Abbildung 4.19. Auch in diesem Fall sind die Strahlprofile in allen Gasen bis auf Helium zueinander ähnlich und wesentlich schmäler als jenes in Helium. Nur in Helium wurden in diesem Experiment stark verbreiterte Strahlprofile beobachtet. In dieser Untersuchung stand zusätzlich noch Neon zur Verfügung, welches als zweitleichtestes Edelgas in der beobachteten Profilform den schweren Edelgasen gleicht. Aus diesen Gründen scheidet Helium im Hinblick auf die Nutzung als fluoreszierendes Gas im BIF-Monitor aus. Alle anderen Gase zeigen mit den getesteten Strahlparametern übereinstimmende Strahlprofile und sind als Arbeitsgase für den BIF-Monitor prinzipiell einsetzbar.

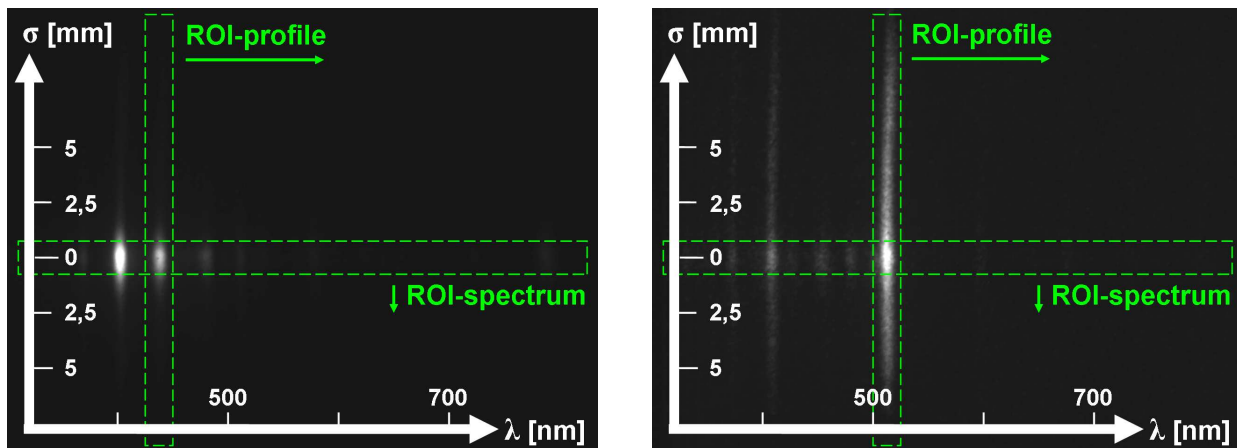


Abbildung 4.17: Vergleich von Fluoreszenzaufnahmen mit dem abbildenden Spektrometer in 10^{-3} mbar N_2 und He, angeregt durch $3,2 \cdot 10^{11}$ S^{6+} -Ionen pro Puls (5 ms) mit $E_{kin} = 5,160$ A MeV.

4.7 Ergebnisse zum Gamma und Neutronen-Strahlungsfeld an HTP

Dieses Kapitel befasst sich mit der Charakterisierung radioaktiver Strahlung am Hochenergiemessplatz HTP hinter dem SIS-18 mit der Zielsetzung, empfindliche bildverstärkte Kameras der BIF-Monitore durch eine geeignete Schirmung zu schützen. Im ersten Abschnitt werden die Ergebnisse der experimentellen Methoden diskutiert und im zweiten Abschnitt mit den Ergebnissen aus den Simulationen in Verbindung gebracht. In Kapitel 3.8 wurden die verwendeten Strahlungsmessgeräte und ihre Platzierung am Hochenergiemessplatz HTP beschrieben. Die meisten Messpunkte wurden dabei mit TLDs aufgenommen als passiv Gamma-Detektoren, bzw. Gamma- und Neutronen-Detektoren, falls sie innerhalb einer Moderator-Kugel (GSI-Kugel) installiert waren, siehe Abbildung 3.15. Die gemessenen Gamma- und Neutronendosen sind in Tabelle 4.8 aufgeführt. In beiden GSI-Kugeln (grün) an den Positionen 1) und 2) wurden ≈ 89 % der deponierten Dosis durch Neutronen erzeugt. Die TLD-Gamma-Dosimeter zeigen mit wachsendem Abstand zum Beamdump fallende Dosis. Das TLD an Position 10) weist mit 15 mSv einen wieder ansteigenden Wert auf, der auf Strahlverlust und Wechselwirkung im direkt benachbarten Edelstahl-Folienfenster (schwarz) zurückzuführen ist. Dabei sind alle TLD-Daten mit einem relativen Messfehler ≤ 15 % behaftet, nach [Wengenroth und Vogt (2009)].

Die beiden elektronisch ausgelesenen Messgeräte für Gamma- und Neutronendosis, unmittelbar neben der BV-Kamera platziert, nahmen in 60-sekündigen Integrationsintervallen die akkumulierte Strahlendosis auf. Es wurden 5 Beschleuniger-Füllungen, entsprechend $\leq 5 \cdot 10^9$ Ar^{18+} -Ionen jeweils innerhalb 9,3 s extrahiert. Während der Messreihe wurden Ar-Ionen für je 60 Minuten mit 300 bzw. 600 A MeV und für 150 Minuten mit 900 A MeV verwendet. Bereits die erste Messdatenanalyse offenbarte eine eklatante Abweichung zur den TLD-Messungen im Verhältnis von Gamma-Dosis/Neutronendosis $\leq 0,1$ %. Es wird vermutet, dass der Gamma-Monitor basierend auf einem Szintillator+PMT für $\approx 10^8$ Ionen pro Sekunde in Sättigung betrieben wur-

Beam Profiles of S^{6+} in 10^{-3} mbar

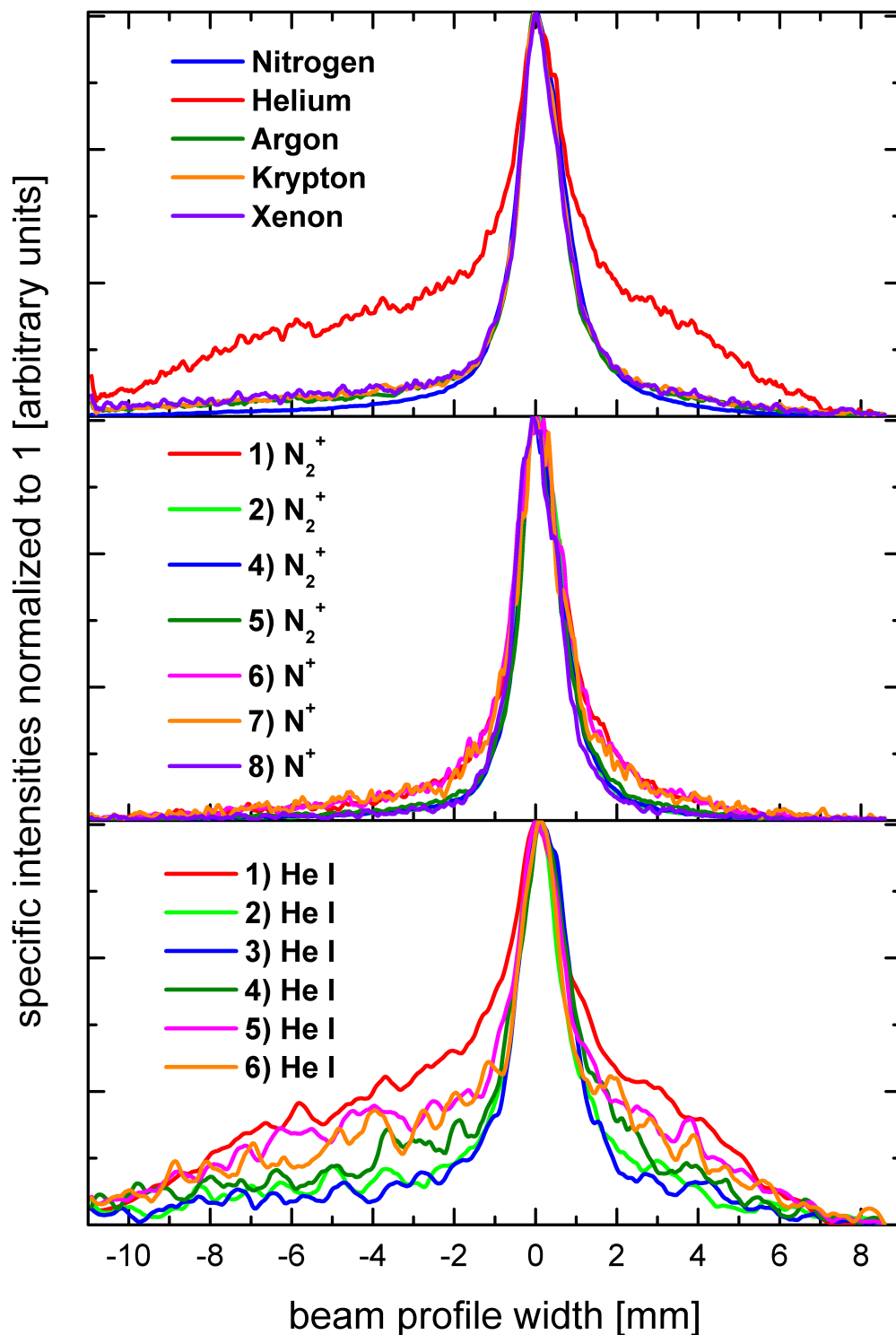


Abbildung 4.18: Normierte Strahlprofile des S^{6+} -Strahls über den gesamten Frequenzbereich integriert (obere Grafik) für diverse Arbeitsgase, und wellenlängenselektiv für indizierte N_2 -Übergänge (mittlere Grafik) bzw. He-Übergänge (untere Grafik), entsprechend Tabelle 4.4, angeregt durch $3,2 \cdot 10^{11}$ Ionen pro Puls (5 ms) mit $E_{kin} = 5,160$ A MeV, gemittelt über 2000 Pulse.

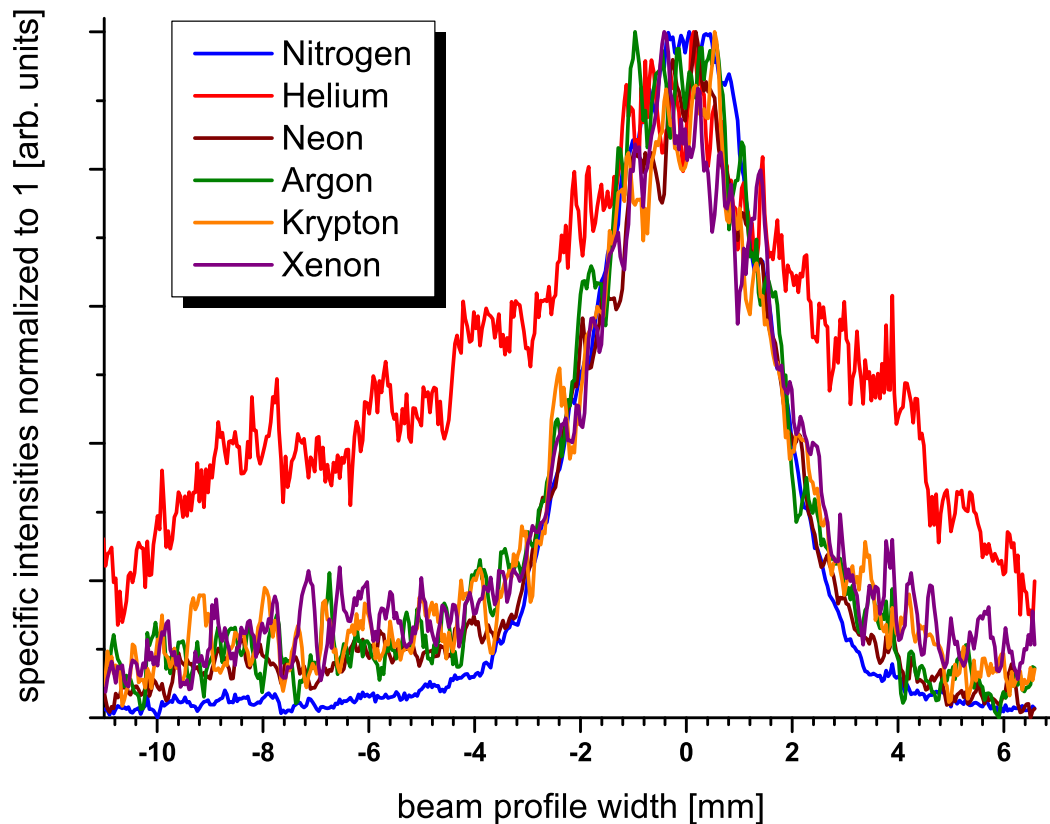


Abbildung 4.19: Normierte Strahlprofile des p-Strahls über den gesamten Frequenzbereich integriert für diverse Arbeitsgase mit 10^{-3} mbar, angeregt durch $5,01 \cdot 10^{11}$ Protonen pro Puls (5 ms) mit $E_{kin}=4,757$ A MeV, gemittelt über 2000 Pulse.

Tabelle 4.8: TLD-Messwerte tabellarisch als Gamma-Dosimeter ohne Moderator und als Neutronen-Dosimeter (GSI-Kugel). Positionen der Messgeräte sind Abbildung 3.15 zu entnehmen.

Moderator	Position	Gamma-Dosis [mSv]	Neutronen-Dosis [mSv]
GSI-Kugel Ø 50 cm PE-Pb	1	3	25
GSI-Kugel Ø 50 cm PE-Pb	2	7	54
ohne	3	286	-
ohne	4	341	-
ohne	5	45	-
ohne	6	40	-
ohne	7	6	-
ohne	8	10	-
ohne	9	5	-
ohne	10	15	-

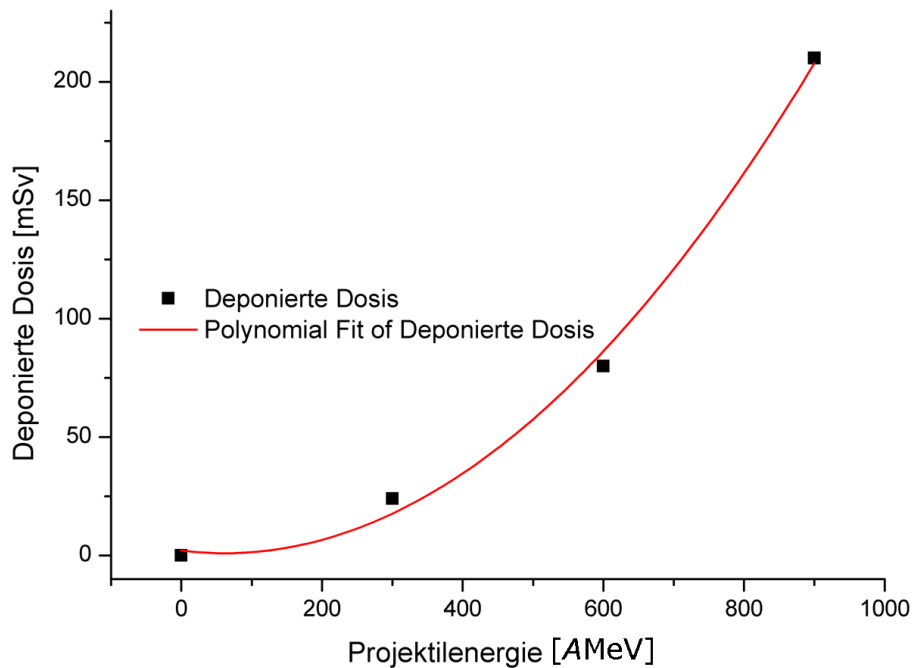


Abbildung 4.20: Neutronendosis abhängig von der Projektilenergie (300, 600, 900 AMeV), induziert durch 10^9 Ar¹⁸⁺ Ionen pro Puls, langsam extrahiert (1,5 s) mit 9,3 s Zykluszeit, aufgenommen in 60 s Integrationszeit. Vom Hersteller wird ein relativer Messfehler ≤ 1 % angegeben [MAB-Solutions].

de. Der Neutronenmonitor als Proportionaldetektor hingegen im Rahmen des relativen Messfehlers von 10 % korrekt funktionierte. In der Grafik 4.20 ist die gemessene Neutronendosis für 300, 600 und 900 AMeV aufgeführt. Konstruiert man noch zusätzlich einen Datenpunkt für 0 MeV bei nicht vorhandener Dosis, so kann eine Parabel mit 99 prozentigem Bestimmtheitsmaß R^2 angefitet werden. Die Definition des Bestimmtheitsmaßes R^2 ist in Gleichung (4.2) gegeben, mit \bar{Y} dem Mittelwert der Y 's und \hat{Y}_i , den geschätzten Regresswerten aus dem Regressionsmodell. Damit folgt die Neutronenerzeugungsrate der in Gleichung (2.25) aus Kapitel 2.8 vorhergesagten quadratischen Abhängigkeit von der Projektilenergie.

$$R^2 = 1 - \frac{\sum_{i=1}^n (Y_i - \hat{Y}_i)^2}{\sum_{i=1}^n (Y_i - \bar{Y})^2} = 1 - \frac{\text{Variation der Residuen}}{\text{Variation von Y}} \quad (4.2)$$

Mit einem mit Flüssig-Stickstoff gekühlten hochreinen Germanium-Detektor in koaxialer Ausführung [Ortec] wurden Gamma-Spektren für verschiedene Teilchenenergien aufgenom-

Gamma Energy Spectra with Ge-Crystal

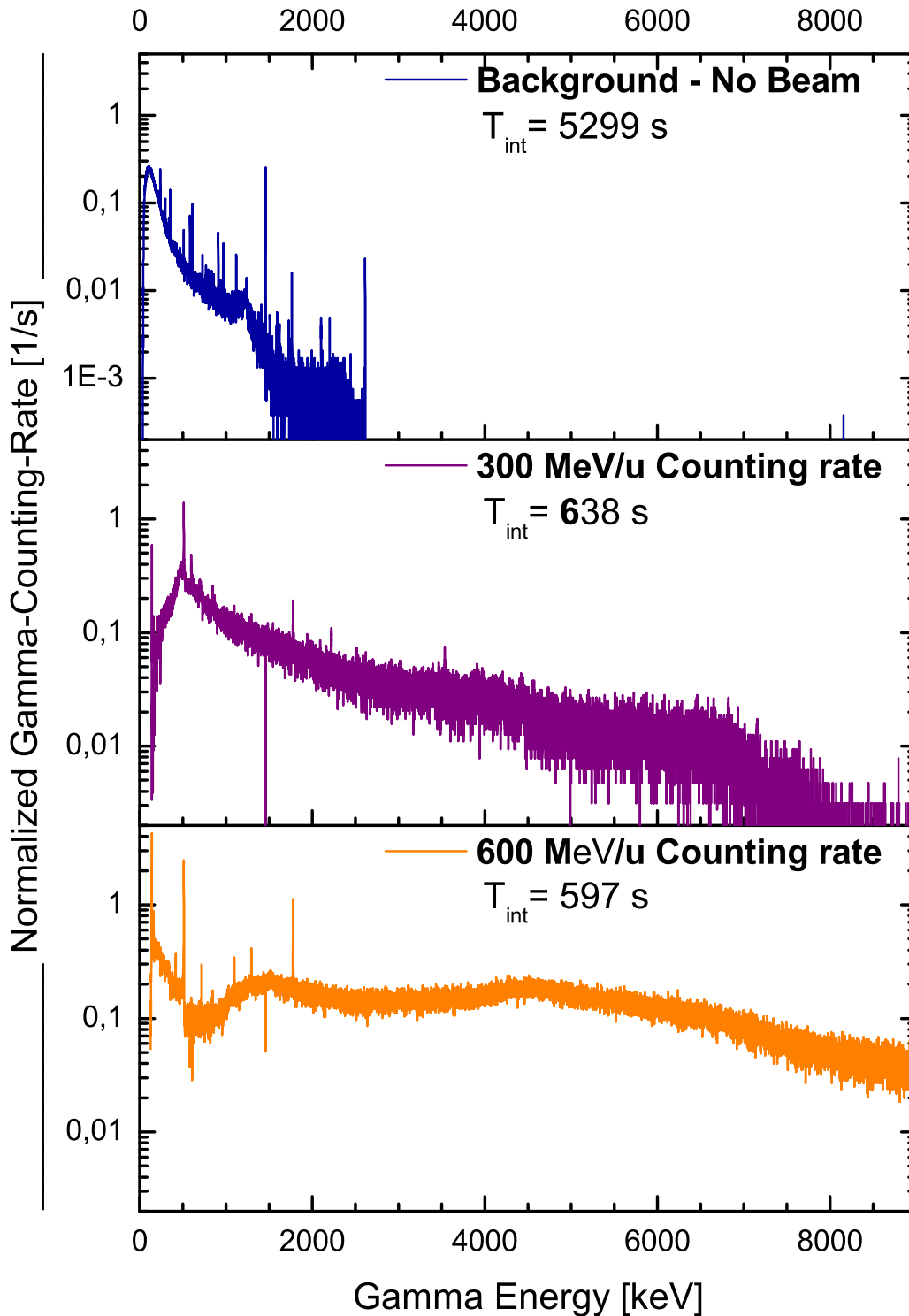


Abbildung 4.21: Untergrund-Spektrum (blau) und strahlinduzierte Gamma-Spektren im HTP-Cave für 300 (violett) und 600 AMeV (orange) Projektilenergie eines Ar^{18+} Strahls mit 1,5 s Pulslänge und $6 \cdot 10^9$ Ionen/60 s. Spektren wurden auf *counts/s* normiert, jedoch mit unterschiedlichen Integrationszeiten T_{int} aufgenommen.

men. In Abbildung 4.21 ist der Untergrund vor Beginn der Strahlzeit (blau) und die strahlinduzierten Gamma-Spektren für 300 AMeV (violett) und 600 AMeV (orange) dargestellt. Dabei stieg die Zahl der nicht verworfenen Ereignisse pro Sekunde von 96 über 640 bis auf 2100 für 600 AMeV Strahlenergie. Bei 900 AMeV Strahlenergie wurde wider Erwarten mit 1054 Counts eine sinkende Zahl von Ereignissen pro Sekunde registriert. Offenbar verwarf der 'pile-up rejector' [Ortec] einen Großteil der Pulse, das Spektrum wurde aus diesem Grund hier nicht dargestellt.

Bereits bei 300 AMeV Projektilenergie zeigt das Spektrum wesentliche Beiträge für Energien oberhalb der Höchstenergie des diskreten Untergrundspektrums ≥ 2614 keV aus ^{208}Tl , als Zerfallsprodukt des natürlich vorkommenden ^{232}Th . Für 600 AMeV Projektilenergie ist ein weiterer Anstieg der Zählrate sowie eine Ausdehnung des Spektrums hin zu höheren Gamma-Energien zu beobachten.

Geht man davon aus, dass bei eingeschaltetem 'pile-up rejector' die relativen Pulshöhen korrekt gemessen wurden, so kann das quasi-kontinuierliche strahlinduzierte Gamma-Spektrum durch verschiedene Prozesse erklärt werden. Dabei könnten sich intensive Kernübergänge durch vielfache Compton-Streuung zu einem Compton-Kontinuum überlagern [Radon und Vogt (2009)]. Ionen- und fragmentinduzierte Bremsstrahlung im Beamdump könnte ebenfalls ein kontinuierliches Spektrum erklären. Inelastische Streuung von Neutronen an den Ge-Kernen erzeugen charakteristische Kernspektren [Knoll (1989)] und gehen ebenfalls in das Spektrum ein. Aus der Zählrate $R_{693 \text{ keV}}$ für die intensivste Linie bei 693,4 keV des ^{72}Ge (n, n') Prozesses lässt sich für das Detektorvolumen $V_{det.}$ von $\approx 282 \text{ cm}^3$ der Neutronenfluss F_n abschätzen [Bell (1974)], siehe Gleichung (4.3). Für den 600-AMeV-Fall beträgt der Neutronenfluss daher mindestens $102 \text{ 1/(s cm}^2\text{)}$. Die tatsächlichen Neutronenflüsse bzw. die Anzahl detektierter Pulse waren jedoch größer als die Zahl der nach dem 'pile-up rejector' gespeicherten Pulse.

$$F_n (600\text{AMeV}) \geq \frac{300 \text{ cm} \cdot (R_{693 \text{ keV}} \text{ 1/s})}{V_{det.} \text{ cm}^3} = \frac{300 \text{ cm} \cdot (96 \text{ 1/s})}{282 \text{ cm}^3} = 102 \frac{1}{\text{s} \cdot \text{cm}^2} \quad (4.3)$$

Für die Auslegung einer passenden Schirmung ist insbesondere der hochenergetische Anteil der hier betrachteten Gammastrahlung von Bedeutung, weil sie die benötigte Schirmungsdicke bestimmt. Darüber hinaus spielen auch Neutronen eine wichtige Rolle, siehe Abbildung 4.29. Allerdings sinkt gerade in diesem Energiebereich (≥ 3 MeV) aufgrund des begrenzten Detektorvolumens die Effizienz des Detektors. Eine präzise Intensitätskalibrierung bis 9 MeV ist ebenfalls nicht ohne weiteres durchzuführen, so dass die Messdaten der Gammaskopie in der Gesamtschau lediglich eine qualitative Betrachtung zulassen und detaillierte Simulationen einen geschlosseneren Einblick versprechen.

Nach der Vermessung des Strahlungsfeldes mit verschiedenen Dosimetern, stellt sich die Frage nach einer umfassenderen Beschreibung auch abseits der Detektoren. Hierzu wurde mit der Hilfe der Arbeitsgruppen Biophysik [Iwase und Schardt (2006)] und FAIR-AT [Plotnikov

Tabelle 4.9: Gamma-Dosis, Neutronen-Dosis und relative Gamma-Dosis mit FLUKA für verschiedene Positionen. Dosis ist hier in Sv/Ion und Integrationsvolumen von 5 dm³ angegeben. Kante 1 bezeichnet die dem Beamdum zugewandte Kante des Würfels, Kante 2, die abgewandte. Der relative Fehler für die simulierten γ bzw. n-Dosis kann mit 10 % angegeben werden [Plotnikov (2009)].

Position der Zelle	γ -Dosis [Sv/Ion/5dm ³]	n-Dosis [Sv/Ion/5dm ³]	rel. Dosis $\frac{\gamma}{\gamma+n}$
GSI-Ball 1	$3,52 \cdot 10^{-5}$	$4,71 \cdot 10^{-4}$	6,95 %
Kante 1	$4,67 \cdot 10^{-5}$	$6,19 \cdot 10^{-4}$	7,02 %
Schirmungs-Zentrum	$1,79 \cdot 10^{-6}$	$3,75 \cdot 10^{-5}$	4,35 %
Kante 2	$1,13 \cdot 10^{-6}$	$2,65 \cdot 10^{-5}$	4,09 %

(2009)] das strahlinduzierte Strahlungsfeld mit numerischen Monte-Carlo-Codes simuliert und für den BIF-Monitor wichtige Aspekte betrachtet. Zunächst werden einige Ergebnisse der aktuellen Simulation des Strahlungsfeldes für die oben genannten Strahlparameter des Experimentes mit Ar¹⁸⁺ mit 300, 600 und 900 AMeV beschrieben. Der verwendete Code [FLUKA (2009)], [Fassò u. a. (2003)] benötigt hierzu die geometrischen Begrenzungen des Caves in Form einer CAD-Maske, siehe maßstäbliche Aufsicht in Abbildung 3.15. Dabei wurden noch die 1 m starke Bodenplatte sowie eine Deckenplatte in 5 m Höhe hinzugefügt und sämtliche Körper mit den zugehörigen Materialeigenschaften für Beton im Falle der Wände und für Kohlenstoff und Eisen im Falle des Beam-Dumps belegt. Für den Beton wurde eine Massendichte $\rho = 2,35 \text{ g/cm}^3$ eingesetzt mit folgender Zusammensetzung: 51,1% O, 35,8% Si, 8,6% Ca, 2,0% Al, 1,2% Fe, 0,6% H, 0,4% C und 0,3% Na, als Standardwert für FLUKA-Simulationen an der GSI. Im nächsten Schritt wurde über das gesamte Volumen von 12 x 9,9 m² Grundfläche und 7 m Höhe ein Gitter aus einzelnen Zellen zu 10 x 10 cm² Länge bzw. Breite und 50 cm Höhe gelegt. Daraus ergeben sich 14 Ebenen zu je 11880 Zellen. FLUKA gibt nun für jede einzelne Zelle die gewünschten Werte, wie Energiedeposition, Gamma-Dosis, Neutronen-Dosis aus. In den vorgestellten Rechnungen wurden für einen Parametersatz jeweils 2,5 Millionen Einzel-Ionen betrachtet.

Zur Beurteilung der mit FLUKA gewonnenen Daten wurde ein Vergleich angestellt. In Abbildung 4.22 sind die gemessene Gamma-Dosis (rot) der TLD-Dosimeter 3–10 gemeinsam mit den simulierten Gamma-Dosis, der jeweils korrespondierenden Zelle (schwarz) dargestellt. Für diesen relativen Vergleich wurde die Dosis in beliebigen Einheiten angegeben und auf den ersten Messwert normiert. Dabei zeigt sich im Rahmen des 15 %-igen Messfehlers tendenzielle Übereinstimmung. Lediglich für das zweite TLD-Dosimeter weicht die Simulation deutlich nach unten ab. Grund dafür war eine in der Simulation nicht berücksichtigte Bleischirmung von 20 x 50 x 50 cm unmittelbar vor dem Dosimeter, welche durch n- γ -Reaktionen die gemessene Gamma-Dosis erhöhen kann. Bei der Modellierung des Caves wurde eine weitere Strahlführung mit zum Teil massiven Komponenten (Magneten, Betonstützen) vernachlässigt. Trotzdem liefert die FLUKA-Simulation einen nützlichen Anhaltspunkt über die Dosisverteilung.

Simulation Benchmark - Comparison TLD-data vs. FLUKA

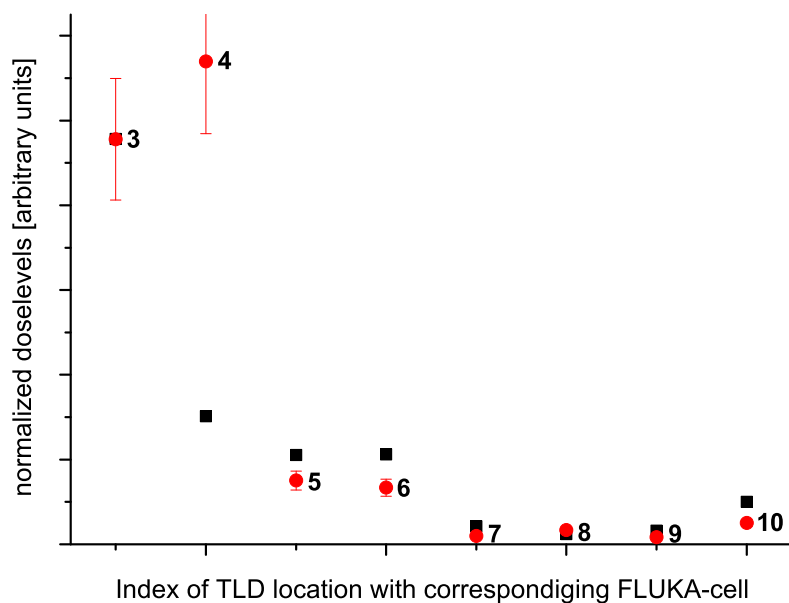


Abbildung 4.22: FLUKA Benchmark-Test für die Simulation der Gamma-Dosis im HTP-Cave. Gemessene Dosis (rot) und Ergebnisse für die entsprechende Zelle (schwarz) in beliebigen Einheiten. Die Position der TLD-Dosimeter lässt sich über den Index aus Abbildung 3.15 entnehmen.

Für das im Folgenden betrachtete Schirmungskonzept wird durch die Simulation eine Prognose über dessen Wirkung überhaupt erst möglich. Um die Abschirmwirkung eines 1 m^3 messenden Betonwürfels beurteilen zu können, wurde eine entsprechende Simulation durchgeführt, siehe Abbildungen 4.24 und 4.25. In 60 cm Abstand zur Strahlachse und auf der selben Höhe wurde die Schirmung (weiß-umrandet) eingefügt. Es werden dabei die Ebene in der Höhe des Strahlrohrs betrachtet. In Tabelle 4.9 sind Gamma- und Neutronendosen an der Position des GSI-Balls 1, der dem Beamdump zugewandten Schirmungskante "Kante 1", dem Schirmungszentrum und der dem Beamdump abgewandten "Kante 2" angegeben. An beiden Positionen außerhalb der Schirmung beträgt die relative Gamma-Dosis $\approx 7 \%$, im Zentrum der Schirmung fällt sie auf $4,4 \%$ ab. Die wichtigste Erkenntnis aus der Simulation betrifft die Effizienz der Schirmung. Demnach werden im Zentrum der Schirmung Neutronen zu 94% unterdrückt, Gammastrahlung gar um 96% . An der Position "Kante 2" ist die Unterdrückung nochmals besser wie man in den Abbildungen 4.24 und 4.25 deutlich nachvollziehen kann. Am äußersten Rand der Schirmung "Kante 2" ist die geringste Dosis abzulesen. Hinter der Schirmung bildet sich regelrecht ein "Strahlungsschatten" aus. Vergleichbare Simulationen zu einem anderen GSI-Cave findet man in [Plotnikov u. a. (2009)].

In einer vorhergehenden Simulation mit dem PHITS-Code [Iwase u. a. (2002)] wurde speziell der Neutronenfluss im HTP-Cave untersucht. Passend zu den Strahlparametern aus Abbildung 4.9 wurde Xenon als Projektil-Ion, mit 200 AMeV kinetischer Energie ausgewählt. Wie bereits

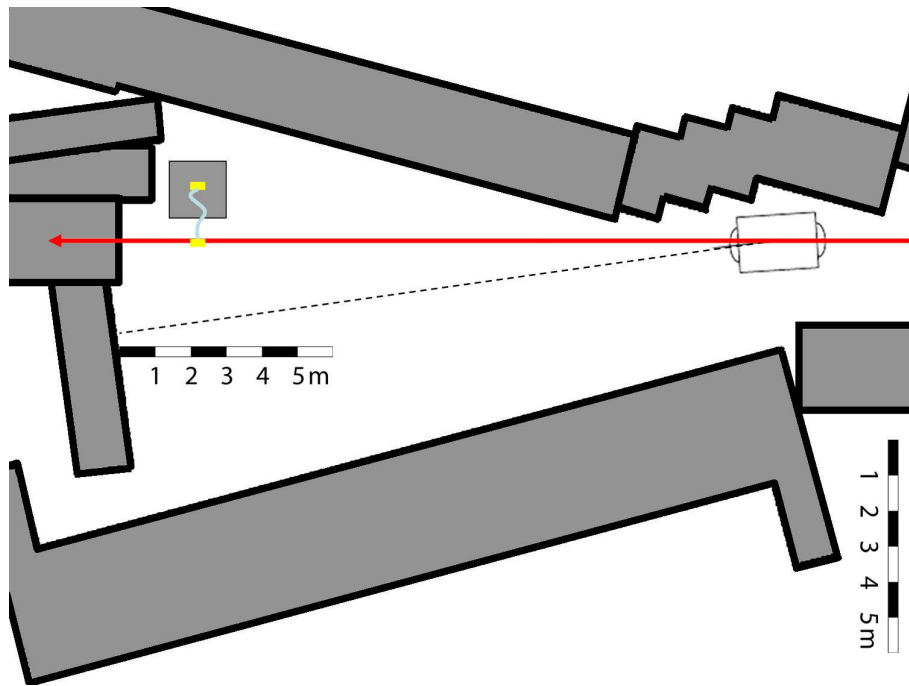


Abbildung 4.23: Maßstäbliche Aufsichtsdarstellung des HTP-Caves mit einer würfelförmigen Schirmung in Höhe des Strahlrohrs. Die Schirmung (grau), das geschirmte Volumen (gelb) und der Bildleiter (blau) sind schematisch dargestellt. In den zugehörigen Simulationen in Abbildungen 4.24 und 4.25 sind die Strahlungsflüsse im Cave für 1 m Würfel-Kantenlänge dargestellt.

für die FLUKA-Simulation erläutert, wurde auch hier zunächst ein schematisches CAD des Caves HTP erstellt und die Geometrie mit entsprechenden Materialeigenschaften (Dichte, Massen- und Kernladungszahlen) für Beton, Eisen und Blei belegt, siehe Abbildung 4.26. Dabei wurde im ersten Schritt ein Integrationsgitter mit 50 cm Kantenlänge gewählt, um eine Übersicht zu gewinnen. Im zweiten Schritt wurde die Maschenweite auf 10 cm verkleinert und schließlich mehr als 2 Millionen Projektil-Ionen betrachtet, bis in der betrachteten Integrations-Zelle am Ort des Bildverstärkers die gewünschte Statistik erreicht war. In Abbildung 4.27 ist das Neutronen-Energiespektrum dieser Zelle aufgetragen. Im Ergebnis sind Neutronenenergien von 1 eV bis 400 MeV, also noch oberhalb der Projektilenergie $E_{Xe} = 200$ AMeV vertreten. Dabei kommt der mit Abstand größte Beitrag (logarithmische anwachsende Binbreite) aus dem niederenergetischen Bereich ≤ 30 MeV.

Im letzten Schritt der PHITS-Analyse wurde das errechnete Flugzeitspektrum mit den Untergrundraten der ABLASS-Szintillationszähler verglichen, siehe (Kapitel 3.8), Abbildung 4.28. Durch Randbedingungen der PHITS-Simulation und aufgrund begrenzter Rechenkapazität, wurde das Flugzeit-Diagramm nach 2 ms abgeschnitten. Innerhalb des für ABLASS empfindlichen Zeitbereichs stimmen die gemessenen Halbwertszeiten des Untergrundes und die simulierten Flugzeiten der Neutronen mit 1,7 ms und 2,3 ms gut überein. Diese lange Halbwertszeit ist durch lange Driftstrecken vielfach gestreuter thermischer Neutronen und durch vielstufige Moderationsprozesse in der Betonschirmung zu erklären. Die Simulation zeigt noch einen

Neutron flux 900 MeV/u Ar¹⁸⁺ [SV/paritcle/5 dm³] 1m³ concrete-shielding

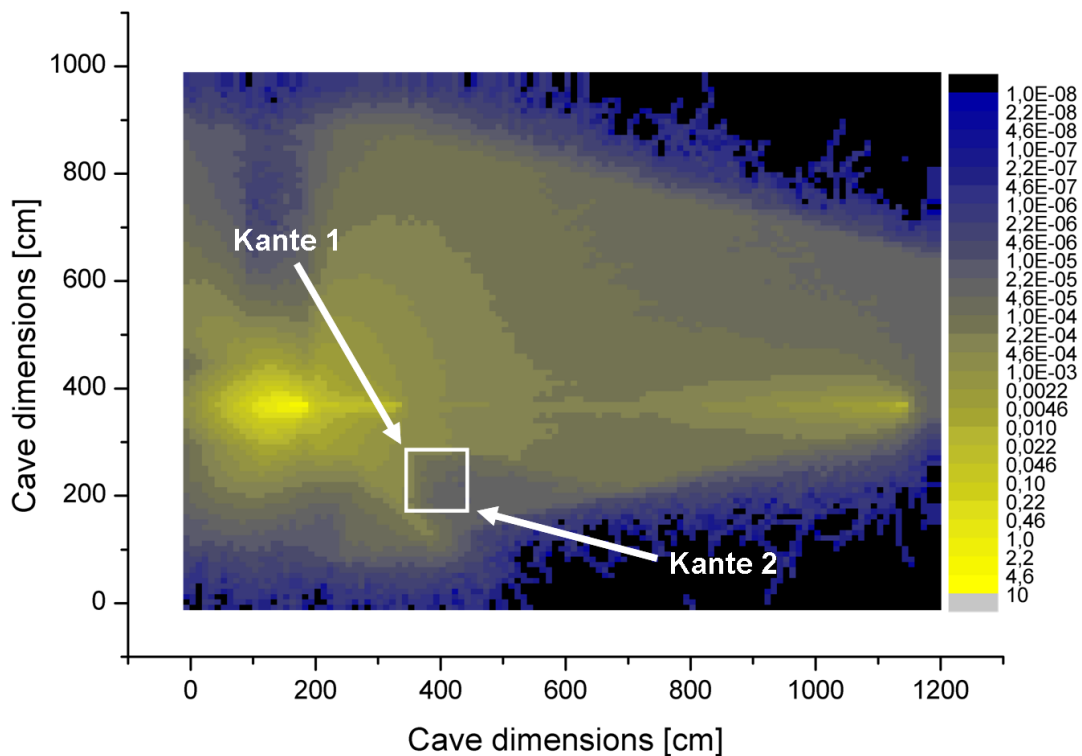


Abbildung 4.24: Maßstäbliche Untersicht (spiegelverkehrt zu Abbildung 4.23) des Neutronenflusses in HTP durch eine FLUKA-Simulation. Projektilion ist ⁴⁰Ar¹⁸⁺ mit 900 AMeV. Die angegebenen Strahlungsflüsse beziehen sich auf ein Volumen von 10 x 10 x 50 cm $\hat{=}$ 5 dm³. Die Schirmung ist weiß umrandet.

zweiten schnelleren Zerfall mit einer Halbwertszeit $< 40 \mu\text{s}$. Jedoch können bei der gewählten Photomultiplerverstärkung Raten über einigen 1000 counts pro ms nicht mehr zutreffend verarbeitet werden. Aus diesem Grund konnten für den schnelleren Zerfall keine experimentellen Vergleichsdaten herangezogen werden. Damit erweist sich auch die PHITS-Simulation in Kombination mit der experimentellen Verifikation als äußerst nützliches Werkzeug. Eine ortsauflösende präzise Messung von Neutronen-Energiespektren ist im simulierten Energiebereich (thermisch–400 MeV) auf direktem Wege nicht ohne weiteres möglich [Iwase und Schardt (2006)].

4.8 Ergebnisse zum Kameravergleich

Der Grund, nach alternativen hochempfindlicher Kamerasystemen zu suchen und insbesondere ihr Verhalten in verschiedenen Strahlungsfeldern zu beschreiben, ist der Notwendigkeit einer hohen Strahlungstoleranz geschuldet, wie in Kapitel 2.8, 4.3 und 4.7 vorgestellt. Aus Voruntersuchungen war bereits bekannt, dass der strahlungsinduzierte Untergrund der ICCD-Kamera in der Photokathode erzeugt wird. Die empfindlichen Komponenten der EMCCD-Kamera sind

Gamma flux 900 MeV/u Ar¹⁸⁺ [SV/paritcle/5 dm³] 1m³ concrete-shielding

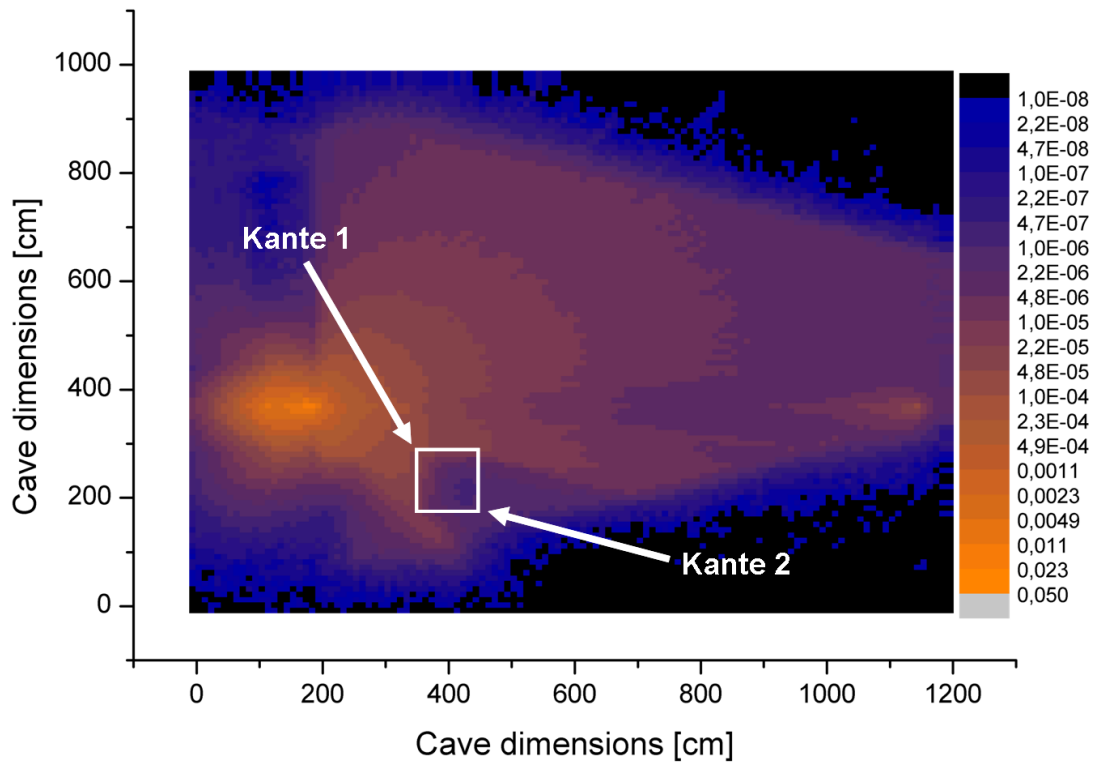


Abbildung 4.25: Maßstäbliche Übersicht (spiegelverkehrt zu Abbildung 4.23) des Gamma-Strahlungsflusses in HTP durch eine FLUKA-Simulation. Projektion ist $^{40}\text{Ar}^{18+}$ mit 900 A MeV. Die angegebenen Strahlungsflüsse beziehen sich auf ein Volumen von $10 \times 10 \times 50 \text{ cm} \hat{=} 5 \text{ dm}^3$. Die Schirmung ist weiß umrandet.

hingegen auf einem Silizium-Chip untergebracht, so dass sich folgende Vorüberlegung anbot. Aus einer Datenbank [NNDC] für totale Wechselwirkungsquerschnitte von Neutronen und Gamma-Strahlung mit Materie wurden unter Berücksichtigung der stöchiometrischen Zusammensetzung der Sensormaterialien resultierende Wirkungsquerschnitte beschafft, siehe Abbildung 4.29. Dabei stellen die gestrichelten Kurven totale Wirkungsquerschnitte für sämtliche Gamma-Reaktionen mit Energien zwischen 1 keV und 100 MeV und die durchgezogenen Kurven totale Wirkungsquerschnitte für alle n-Relationen im Energiebereich von 0,01 eV – 20 MeV dar. Im Falle der ICCD-Kamera mit einer (Na₂KSb)Cs-Photokathode ist der totale Wirkungsquerschnitt für Gamma und n-Reaktionen stets einen Faktor 5–10 größer als für Silizium. Zum Vergleich der Kamerasysteme muss noch auf das Produkt aus dem aktiven Volumen des Sensors und seiner Dichte normiert werden, siehe Gleichung (4.4).

$$\frac{A_{EMCCD} \cdot d_{EMCCD} \cdot m_{A,EMCCD}}{A_{ICCD} \cdot d_{ICCD} \cdot \bar{m}_{A,ICCD}} = \frac{0.66 \text{ cm}^2 \cdot 15 \mu\text{m} \cdot 28}{4.91 \text{ cm}^2 \cdot 0.5 \mu\text{m} \cdot 46} = 2.37 \quad (4.4)$$

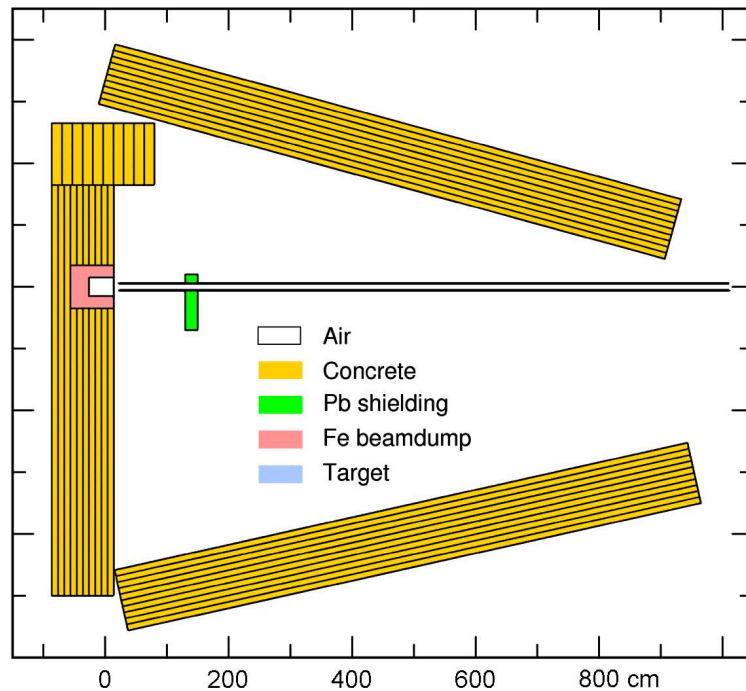


Abbildung 4.26: CAD-Modell des Caves HTP in der Aufsicht in der Ebene des Strahlrohrs als Grundlage für die PHITS-Simulation. Unterschiedlich eingefärbte Bereiche sind in der Legende erklärt und stehen für verschiedene Materialien.

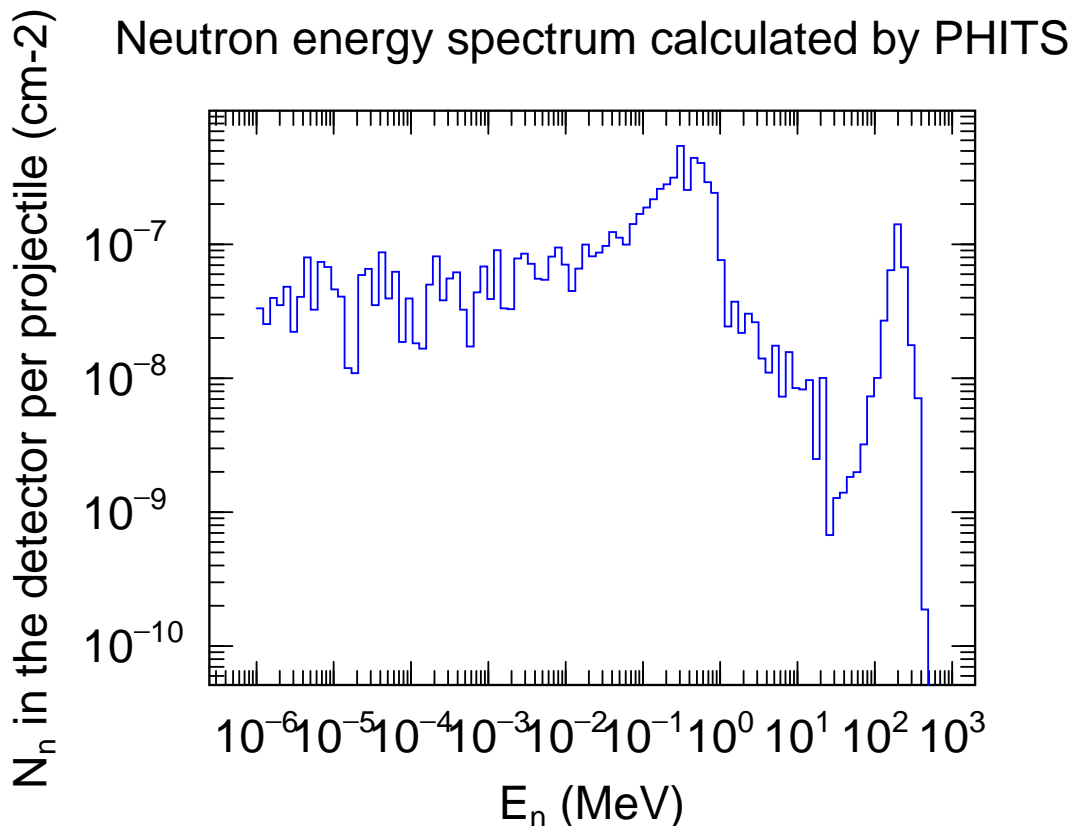


Abbildung 4.27: Neutronen-Energiespektrum mit PHITS für eine 1 dm^3 große Zelle für ≥ 2 Millionen Xe^{48+} Ionen mit 200 A MeV. Die Binbreite wächst logarithmisch an, so dass die Histogramm-Balken einfach addiert werden können.

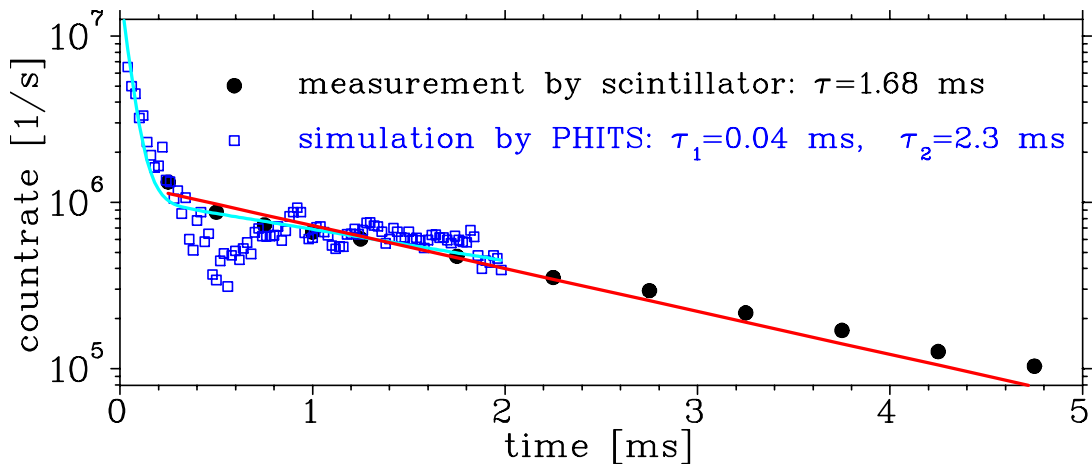


Abbildung 4.28: Vergleich des simulierten Neutronen-Zeitspektrums (blau) mit Plastik-Szintillator-Daten (schwarz) für 200 AMeV Xe^{48+} -Ionen. Exponentieller Fit an Messdaten (rot) und Resultierende aus 2 Exp. Fits an Simulation (hellblau) mit entsprechenden Halbwertszeiten. Die simulierten Daten sind in beliebigen Einheiten angegeben.

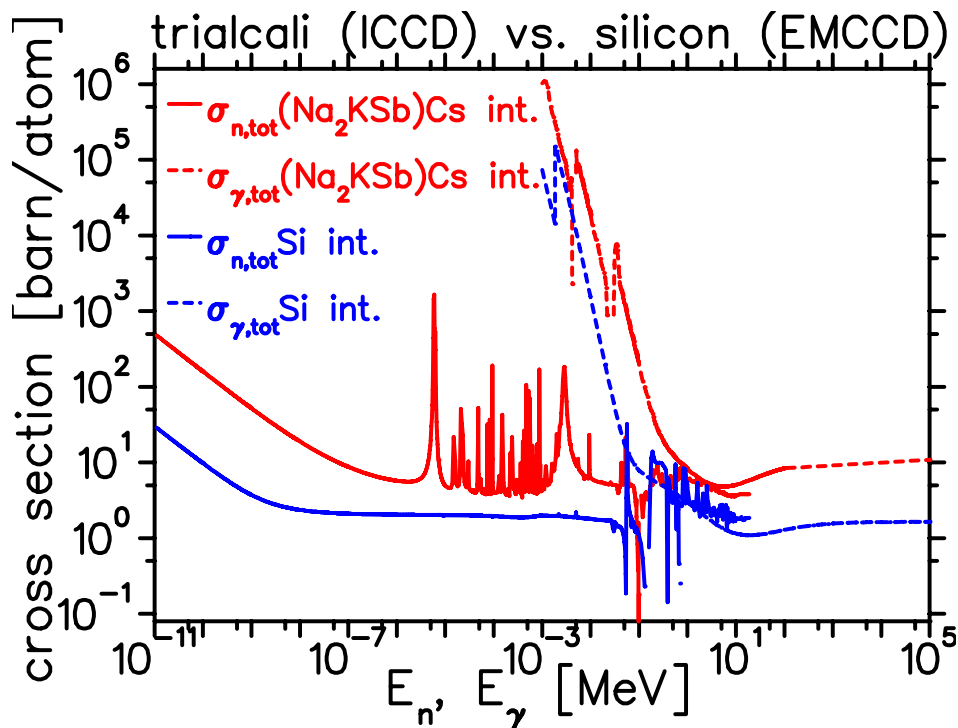


Abbildung 4.29: Absolute Wirkungsquerschnitte für Gamma-Wechselwirkung (gestrichelt) und Neutronen-Wechselwirkung (durchgezogen) in Silizium (blau) und $(\text{Na}_2\text{KSb})\text{Cs} \hat{=} \text{Trialkali}$ (rot) in Barn/Atom - entnommen aus [NNDC].

Mit Hilfe der Datenbank und einer kleinen Abschätzung ergibt sich für die EMCCD-Kamera eine 2,5–5-fach geringere Strahlungsempfindlichkeit. Wie in Kapitel 3.9 beschrieben, war der Kameravergleich in zwei Szenarien aufgeteilt. Im Bestrahlungs-Szenario wurden beide Kamerasysteme mit radioaktiven Quellen bestrahlt. Die Ergebnisse der Untersuchung sind in Tabelle 4.10 aufgeführt. Dabei wurden relative Intensitäten berechnet aus dem mittleren Grauwert des Bildes

Tabelle 4.10: Vergleich der Strahlungsempfindlichkeit. Relativer strahlungsinduzierter Untergrund, normiert auf die 8- bzw. 16-Bit Dynamik mit Untergrundabzug. Mit ^{241}Am und ^{60}Co als Gamma-Strahler verschiedener Energie und $^{241}\text{Am-Be}$ als Neutronen-Emitter, dabei 4 mm Bleischirmung zur Gamma-Unterdrückung und $\frac{\gamma}{n}$ von $\approx 1\%$.

Radioaktive Quelle	Energie [keV]	ICCD-Kamera	EMCCD-Kamera	ICCD/EMCCD
Untergrund	-	9.4E^{-5}	1.1E^{-3}	8.5E^{-2}
$^{241}\text{Am}/\gamma$	13.9 & 59.5	8.8E^{-2}	2.6E^{-2}	3.4
$^{60}\text{Co}/\gamma$	1173 & 1332	4.3E^{-1}	2.1E^{-1}	2.0
$^{241}\text{Am-Be}/n/\text{Pb}$	$10^3\text{-}10^4$	1.9E^{-3}	1.3E^{-3}	1.5

Tabelle 4.11: Vergleich der Kamera Empfindlichkeit. Relative Signalamplitude der Strahlprofile, normiert auf die 8- bzw. 16-Bit Dynamik mit Untergrundabzug. Druckvariation N_2 von $10^{-6}\text{-}10^{-3}$ mbar. Die letzte Spalte zeigt das Verhältnis relativer und absoluter (kursiv) Signalamplituden.

p [mbar]	ICCD-Kamera	ICCD-Kamera&Bildleiter	EMCCD-Kamera	ICCD/EMCCD
$1\cdot 10^{-6}$	0,55 %	-	0,076 %	72; <i>0,28</i>
$5\cdot 10^{-6}$	3,2 %	-	0,11 %	29; <i>0,11</i>
$1\cdot 10^{-5}$	6,8 %	-	0,26 %	26; <i>0,10</i>
$5\cdot 10^{-5}$	29 %	0,71 %	0,97 %	30; <i>0,12</i>
$1\cdot 10^{-3}$	-	18 %	23 %	-

bezogen auf 256 (ICCD 8-Bit) bzw. 65536 (EMCCD 16-Bit). Zur direkten Vergleichbarkeit beider Kamerasysteme wurden zusätzlich die Verhältnisse aus den relativen Intensitäten gebildet (rechte Spalte). In der Untergrundmessung ohne radioaktive Quelle schneidet die ICCD-Kamera eine Größenordnung besser ab. Unter Gamma-Bestrahlung liegt sie hingegen einen Faktor 2–3,4 und unter n-Bestrahlung einen Faktor 1,5 über der EMCCD-Kamera und erweist sich somit als empfindlicher gegenüber radioaktiver Strahlung. Dieses Ergebnis stimmt mit der zuvor gezeigten Abschätzung anhand einer Materialbetrachtung sehr gut überein. Diese sagte einen 2,5–5-fach höheren strahlungsinduzierten Untergrund für die ICCD-Kamera voraus.

Im zweiten Teil der Untersuchung wurden im UNILAC-Szenario die Kamera-Empfindlichkeit sowie die Bildqualität gemessen und verglichen. Die Kameras wurden als BIF-Monitor betrieben zur Aufnahme von Strahlprofilen eines $1,2\text{ ms } 60\ \mu\text{A Ni}^{13+}$ -Strahls in $10^{-6}\text{-}10^{-3}$ mbar N_2 . In Tabelle 4.11 sind die relativen Profilintensitäten, abzüglich des Untergrundes, bezogen auf 256 (ICCD 8-Bit) bzw. 65536 (EMCCD 16-Bit) für verschiedene Gasdrücke dargestellt. Ein direkter Vergleich ist in diesem Szenario komplizierter. Zwar kann auch hier das Verhältnis relativer Intensitäten, also der Aussteuerung beider Systeme gebildet werden, mit einem 26–72-fach größeren Wert für die ICCD-Kamera. Jedoch lässt sich der tatsächliche Informationsgehalt der Aufnahme durch die Zahl der ausgesteuerten Graustufen ausdrücken, siehe Tabelle 4.11 letzte Spalte (kursiv). Danach schneidet die EMCCD-Kamera einen Faktor 3,5–10 besser ab. In Abbildung 4.31 sind die Profilprojektionen beider Kamerasysteme aus Abbildung 4.30 gegenüber-

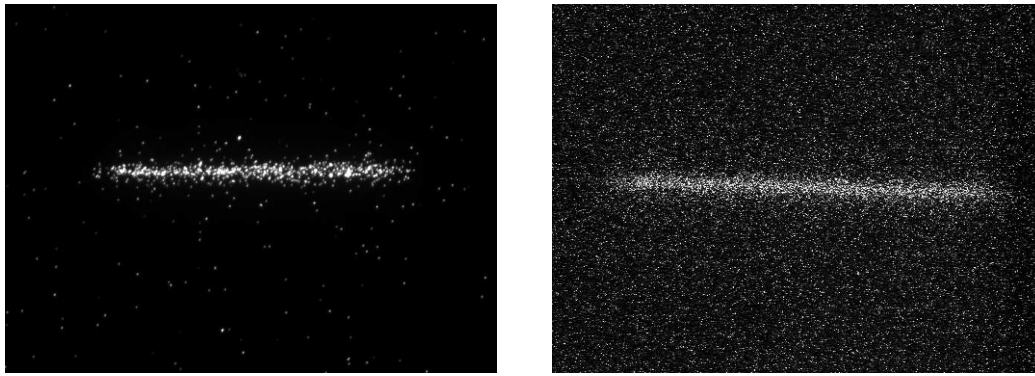


Abbildung 4.30: Vergleich - BIF-Aufnahmen eines 1,2 ms, 60 μA , Ni^{13+} Strahls in 10^{-4} mbar N_2 , aufgenommen mit einer ICCD (links) und einer gekühlten EMCCD (rechts).

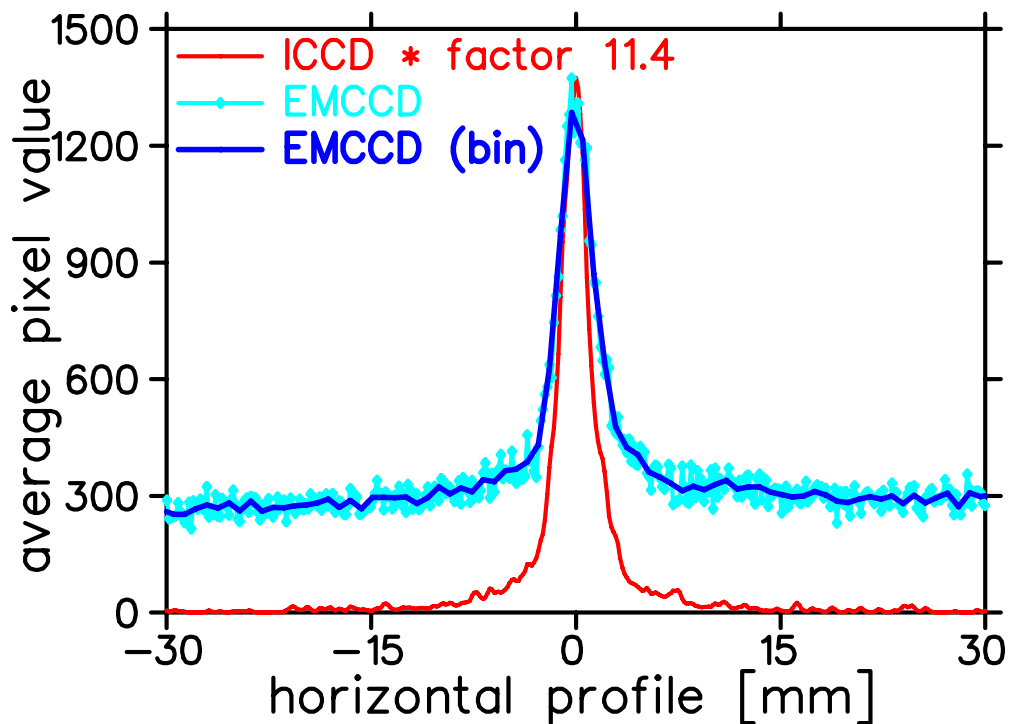


Abbildung 4.31: Vergleich - Strahlprofile eines 1,2 ms, 60 μA , Ni^{13+} Strahls in 10^{-4} mbar N_2 , aufgenommen mit einer ICCD (8-bit) und EMCCD (16-bit) Kamera. Zum Ausgleich der 5-fach höheren Auflösung der EMCCD-Kamera, wurden jeweils 5 Pixel zusammengefasst.

gestellt. Das EMCCD-Profil (hellblau) ist unverändert, das der ICCD-Kamera (rot) zur besseren Darstellung auf die selbe Amplitude um einen Faktor 11,4 gestreckt dargestellt. Es fällt zunächst der signifikante Untergrundbeitrag der EMCCD-Kamera auf. Die ICCD-Kamera hingegen zeigt diesen nicht. Die ≈ 5 -fache Auflösung der EMCCD-Kamera, abgeleitet aus der mittleren Fleck-Größe der Ereignisse, führt zu einer größeren Fluktuation. Fasst man in der Projektion jeweils 5 Kanäle zusammen (dunkelblau), so sind die Fluktuationen mit denen des ICCD-Profils vergleichbar. In den Rohdaten aus Abbildung 4.30 zeigt sich für die EMCCD-Kamera neben den

Tabelle 4.12: Untergrundbeitrag - Bildleiter im HTP-Strahlungsfeld erzeugt durch 10^9 Ar^{18+} Ionen mit 300 A MeV innerhalb $1,5 \mu\text{s}$. Anordnung des Bildleiters war vergleichbar zu Abbildung 3.18. Blende des Objektivs war stets geschlossen (F 360), der Gasdruck auf 10^{-3} mbar eingestellt. Effektiver \emptyset Grauwert durch Untergrundabzug und Normieren auf die Teilchenzahl.

Aufbau	Teilchenzahl	\emptyset Grauwert	effektiver \emptyset Grauwert
BV-Kamera ohne Bildleiter	kein Strahl	0,036	0
BV-Kamera ohne Bildleiter	$6,3 \cdot 10^8$	1,539	2,379
BV-Kamera mit Bildleiter	$1,0 \cdot 10^9$	3,139	3,103

beschriebenen Effekten noch die ≈ 6 -fache Zahl an Ereignissen (Photonen), was in der höheren Quanteneffizienz von 90 % im Vergleich zu 15 % bei der ICCD-Kamera begründet ist.

4.9 Ergebnisse zum Bildleitertest

Auch beim Test des Bildleiters als Bestandteil des Schirmungskonzeptes wurden das Verhalten im Strahlungsfeld, insbesondere Szintillation, sowie die Abbildungseigenschaften untersucht. Das Bestrahlungs-Szenario wurde unter realistischen Bedingungen für durchschnittlich 10^9 Ar^{18+} -Ionen mit 300 A MeV bei $1,5 \mu\text{s}$ Pulslänge am Hochenergiemeßplatz HTP hinter dem SIS-18 durchgeführt. Zentrale Frage war der Beitrag strahlungsinduzierter Szintillation aus den Lichtwellenleitern des Bildleiters. Diese wäre nur durch geeignete Spektralfilter von der gewünschten Gasfluoreszenz zu unterscheiden. Mit vollständig abgeblendetem Objektiv und 10^{-3} mbar N_2 in der BIF-Kammer wurden zunächst eine Untergrundmessung ohne Strahl durchgeführt. Im Folgenden das Experiment mit Stahl und schließlich mit dem montierten Bildleiter wiederholt. Die Ergebnisse aus Tabelle 4.12 zeigen sowohl den gemessenen mittleren Grauwert als auch den effektiven mittleren Grauwert nach Untergrundabzug und normiert auf die Teilchenzahl. Aus dem Vergleich der Effektivwerte ergibt sich für den Aufbau mit BV-Kamera und Bildleiter (inklusive Relais-Optik) ein um 30 % erhöhter Untergrund, der durch strahlungsinduzierte Szintillation des Bildleiters erklärt werden kann.

Im zweiten Teil der Untersuchung standen Abbildungseigenschaften und Lichtstärke im Vordergrund. Wie in Kapitel 3.10 beschrieben und in Abbildung 3.18 dargestellt, wurde im ersten Fall die BV-Kamera direkt vor dem Fensterflansch montiert; im zweiten Fall wurde noch der Bildleiter mit Relais-Optik zwischengeschaltet. Die Lichtausbeute des Gesamtsystems ist in Tabelle 4.11 in der dritten Spalte aufgeführt. Danach erreicht das Gesamtsystem eine ≈ 40 -fach geringere Lichtausbeute. So erreicht der Bildleiter bei 400 nm eine Transmission von 35 %, gemäß Spezifikation. In einem Laborversuch wurde die Transmission der Relais-Optik zu 7,3 % bestimmt. In Gleichung (4.5) wird mit der Objektiv-Transmission T_L , der Bildleiter-Transmission T_B und der Transmission der Relais-Optik T_R eine 39,1-fach geringere Lichtausbeute berechnet. Optische Auflösung sowie die Abbildungseigenschaften des BIF-Monitors wurden durch

den Bildleiter hingegen nicht beeinflusst, siehe auch [Becker u. a. (2008)]. Die größten Verluste werden durch die Relais-Optik verursacht und sollten in einem dezidierten Prototyp vermieden werden. Man würde in diesem Falle den Bildleiter mit Hilfe von Immersionsöl und einer geeigneten Präzisionsmechanik direkt an die Photokathode, bzw. den Sensor der BV-Kamera koppeln.

$$\frac{I_{\text{direkt}}}{I_{\text{Bildleiter}}} = \frac{I_0 \cdot T_L}{I_0 \cdot T_L \cdot T_B \cdot T_R} = \frac{1}{T_B \cdot T_R} = \frac{1}{35\% \cdot 7,3\%} = 39,1 \quad (4.5)$$

5 Schlussfolgerungen - Resumee

In diesem Kapitel werden die wesentlichen Ergebnisse der experimentellen Untersuchung aus Kapitel 4 in Abschnitten zusammengefasst und mit den physikalischen Grundlagen aus Kapitel 2 in Beziehung gesetzt. Schlussfolgerungen für die möglichen Anwendungsszenarien sowie die geeignete Auswahl von Komponenten werden ebenfalls diskutiert. Das Kapitel schließt mit einer kurzen Zusammenfassung.

5.1 Profilintensität skaliert linear mit dem Gasdruck

Die Variation des Gasdrucks über sechs Größenordnungen von 10^{-6} – $8 \cdot 10^{-1}$ mbar zeigte eine lineare Abhängigkeit der Profilintensität von dem eingestellten Gasdruck. Die Profilbreite blieb im angegebenen Druckbereich konstant, siehe Kapitel 4.2. Die Messergebnisse bestätigen die theoretischen Vorüberlegungen zur Lichtausbeute in Kapitel 2.3, in denen ebenfalls eine lineare Abhängigkeit der Lichtausbeute von der Gasdichte erwartet wird. Für den Betrieb des BIF-Monitors bedeutet dieses Ergebnis, dass der Gasdruck als freier Parameter genutzt werden kann, um die Profilintensität bei gegebenen Strahlparametern auf das gewünschte Maß einzustellen, z.B: 200 Ereignisse pro Bild. Der Vollständigkeit halber muss erwähnt werden, dass für Gasdrücke im Millibar-Bereich erste Abweichungen erkennbar waren. Die Profilintensität blieb unter dem linear extrapolierten Fit und das Strahlprofil zeigte eine signifikante Verbreiterung, siehe Abbildung 4.7. In diesem Druckbereich liegt die mittlere freie Weglänge unterhalb von $100 \mu\text{m}$ und Prozesse wie Stoßrelaxation treten in Konkurrenz zur spontanen Fluoreszenzemission. Verbreiterte Strahlprofile sind durch Anregungen durch Sekundärelektronen zu erklären, siehe Kapitel 2.2. Für eine korrekte Strahlprofilmessung sollte deshalb ein geringerer Gasdruck eingestellt werden. Auf diese Weise sinkt zudem der Energieverlust der Projektionen sowie deren Umladungswahrscheinlichkeit [Omet (2008)].

5.2 Profilintensität skaliert mit dE/dx

Aus der Variation der Projektilenergie konnten gleich zwei wichtige Ergebnisse gewonnen werden, siehe Kapitel 4.3. Zum einen skalierte die Profilintensität mit der Projektilenergie wie der differenzielle Energieverlust nach Bethe, siehe Abbildung 4.9. Folglich muss der Konversionsfaktor f von deponierter Energie in Strahlungsenergie über den beobachteten Energiebereich $50 - 750 \text{ AMeV}$ konstant sein, siehe Gleichung (2.9). Diese Beobachtung stimmt mit den Beobachtungen am CERN PS sowie dem SPS für Projektilenergien von $50 \text{ AMeV} - 25 \text{ AGeV}$ überein [Plum u. a. (2002)], [Variola u. a. (2007)]. Zum anderen zeigt der strahlungsinduzierte Unter-

grund eine quadratische Abhängigkeit von der Projektilenergie, siehe Abbildung 4.9. Messungen und Simulationen aus Kapitel 4.7 zeigten ein von Neutronen dominiertes Strahlungsfeld. Die Schlussfolgerung, dass es sich um neutroneninduzierte Untergrundeignisse handelt, wird zudem durch die theoretische Neutronenerzeugungsrate aus Gleichung (2.25) gestützt. Diese sagt ebenfalls eine quadratische Abhängigkeit von der Projektilenergie voraus.

Für Strahlprofilmessungen mit Projektilenergien ≥ 500 AMeV in der Nähe eines Targets oder Beam-Dumps ist eine drastische Reduzierung des Strahlungsuntergrundes zur Verbesserung des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses eminent. Das kann im Falle schneller Extraktion durch kurze Belichtungszeiten $\approx 1 \mu\text{s}$ geschehen, weil der wesentlich langsamer abklingende Strahlungsuntergrund dadurch nicht mehr detektiert wird, siehe Abbildung 4.28. Sollen zudem langfristige Prozesse, wie die in Kapitel 2.8 diskutierten Strahlenschäden an den Komponenten des Monitors vermieden werden, so ist eine geeignete Schirmung unumgänglich, siehe Kapitel 3.10.

5.3 Vergleich möglicher Arbeitsgase

Vor dem Hintergrund der Reduzierung systematischer Profilmessfehler und dem Einfluss der Molekülmasse sowie der mittleren Lebensdauer auf die zu erwartenden Messfehler, siehe Kapitel 2.7, war eine umfangreiche Untersuchung alternativer Arbeitsgase von besonderem Interesse, siehe Kapitel 4.4. Neben Stickstoff als dominierende Restgasspezies im Druckbereich $\geq 10^{-8}$ mbar wurden Edelgase untersucht. Aufgrund ihres atomaren Vorkommens wurde Dissoziation als mögliche Ursache für Profilverbreiterung ausgeschlossen, siehe Kapitel 2.5. Zudem ist die Physik atomarer Übergänge gut verstanden und sämtliche Übergänge können in Datenbanken nachgeschlagen werden [NIST u. a. (2009)]. Für Protonen, Schwefel-, Kalium- und Uran-Ionen mit Energien von 5 AMeV bzw. 7,5 AkeV in Stickstoff und Edelgasen wurden Fluoreszenzspektren und spektral aufgelöste Strahlprofile aufgenommen. Die intensivsten optischen Übergänge wurden mit ihrer Wellenlänge sowie ihrer relativen Intensität benannt und sofern dies möglich war, elektronischen Übergängen zugeordnet, siehe Tabellen 4.3, 4.4, 4.5 und 4.7. Alle Gase bis auf Helium zeigten ausschließlich Übergänge ionisierter Gasmoleküle. Für Helium liegen diese Übergänge aufgrund der höheren Bindungsenergie im Vakuum-UV bei 30 – 165 nm und damit außerhalb des Messbereiches. Die Stickstoffspektren wiesen auch atomare N^+ -Übergänge auf. Im Falle langsamer Stöße waren atomare Übergänge sogar dominant, siehe Tabelle 4.7. Stickstoff zeigte bei der Untersuchung das konzentrierteste Spektrum mit wenigen jedoch intensiven Spektrallinien. Erwartungsgemäß verteilte sich für schwere, elektronenreiche Edelgase die Gesamtintensität auf eine wachsende Zahl von Übergängen, siehe Abbildungen 4.10, 4.11, 4.12 und 4.14. Im Vergleich spektraler Intensitäten im Wellenlängenbereich 290-800 nm wies Stickstoff stets die größte Intensität auf. Wurde zudem auf den Strahlstrom, die Kernladungszahl des Gastargets und damit auf den differentiellen Energieverlust normiert, so wiesen unabhängig von den Strahlparametern sämtliche Edelgase ≈ 25 % der Intensität von Stickstoff auf, siehe Tabelle

4.6. Auch dieses Ergebnis wird bestätigt durch Messungen am CERN PS und SPS für Projektilenergien von 50 AMeV – 25 AGeV. Dort betrug die Lichtausbeute in Xenon über den gesamten Energiebereich $\approx 30\%$ der in Stickstoff gemessenen [Plum u. a. (2002)].

Die gleichzeitig aufgenommenen Strahlprofile zeigten für Neon, Argon, Krypton, Xenon und Stickstoff eine sehr gute Übereinstimmung. In Helium wurden hingegen stark verbreiterte Profile gemessen. Es wird vermutet, dass metastabile Zustände erst durch die Wechselwirkung mit Sekundärelektronen auf Niveaus mit erlaubten optischen Übergängen angehoben werden, siehe Kapitel 4.6. In dieser Interpretation trägt die freie Weglänge der Sekundärelektronen zu einer Verbreiterung der Strahlprofile bei. Für alle anderen Gase konnte durch die Messung von Zeitprofilen metastabile Zustände ausgeschlossen werden, siehe Kapitel 4.5. Untersuchungen an anderen Instituten bestätigen die Beobachtung für Helium [Dölling (2009)], [Shea (2009)].

Seitens der Lichtausbeute sind alle untersuchten Edelgase ähnlich effizient, Helium sollte aufgrund der stark verbreiterten Profile jedoch nicht eingesetzt werden. Für Anwendungen mit geringer Linienladungsdichte und vernachlässigbarer Drift im elektrischen Feld ist Stickstoff geeignet, ansonsten stellen die schweren Edelgase Xenon und Krypton eine Alternative dar, siehe Kapitel 2.5.

5.4 Strahlungsuntergrund und Schirmung

Umfangreiche Messungen und Simulationen des Strahlungsfeldes am HTP-Messplatz hinter dem SIS-18 ergaben einen Strahlungsuntergrund, der zu $\approx 90\%$ auf Neutronen entfällt und quadratisch mit der Projektilenergie anwächst, siehe Kapitel 4.7. Etwa 10% des Strahlungsuntergrundes werden durch Gamma-Strahlung verursacht. Mit Hilfe der Simulation wurde die Effizienz einer möglichen Abschirmung charakterisiert. Demnach werden im Zentrum der 1 m^3 starken Beton-Schirmung Neutronen zu 94% unterdrückt, Gammastrahlung gar um 96% . Die beste Strahlungsunterdrückung wurde jedoch nicht im Zentrum, sondern am Rand "Kante 2" erreicht, siehe Abbildungen 4.24, 4.25 und Tabelle 4.9. Folglich stellt eine 1 m^3 große Schirmung noch nicht das Optimum dar und es wäre durch eine weitere Vergrößerung auf 8 m^3 im Zentrum nochmals eine um 30% geringere Neutronendosis bzw. 37% geringere Gammadosis möglich. Die asymmetrische Dosisverteilung in der Schirmung ist ein Indiz für schnelle Neutronen, die gerichtet aus dem Beamdump austreten. Eine asymmetrische Schirmung könnte in Richtung der Strahlungsquelle besonders dick und in der abgewandten Richtung wesentlich dünner konstruiert sein.

Thematisch eng verknüpft war der Test zweier bildverstärkter Kamerasysteme in puncto Bildeigenschaften sowie kurzfristige Strahlungseffekte, siehe Kapitel 2.8 und 4.8. Bereits die theoretische Gegenüberstellung totaler Wirkungsquerschnitte der Sensormaterialien mit Neutronen- und Gammastrahlung deutete auf eine geringere Strahlungsempfindlichkeit des Silizium-Sensors der EMCCD-Kamera hin, siehe Abbildung 4.29. Auch experimentell im Strahlungsfeld

radioaktiver Quellen erwies sich die getestete EMCCD-Kamera als weniger empfindlich gegenüber Neutronen und Gammastrahlung als die ICCD-Kamera, bei gleichzeitig besserer Quanteneffizienz.

Der Bildleiter ist das zentrale Bauteil im vorgestellten Schirmungskonzept und transportiert das Fluoreszenzbild vom Strahlrohr zur abgeschirmten BV-Kamera in das Innere der Schirmung, siehe Kapitel 3.10. Dabei konzentrierte sich die Untersuchung auf die optische Transmission des Bildleiters, die Abbildungseigenschaften sowie mögliche strahlungsinduzierte Fluoreszenz in den Glasfasern, siehe Kapitel 4.9. Mit 35 % mittlerer Transmission im Bereich 380 – 800 nm entsprach der Bildleiter der Spezifikation. Profilmessfehler aufgrund der Bildqualität konnten im Experiment am UNILAC-Messplatz ausgeschlossen werden [Becker u. a. (2008)]. Die strahlungsinduzierte Fluoreszenz im Glas des Bildleiters und der Kopplungsoptik führte zu einem Untergrundanstieg um 30 %, siehe Tabelle 4.12.

5.5 Resumee

Der BIF-Monitor wird am UNILAC an bald 7 Stationen als nicht-invasiver Strahlprofilmonitor genutzt [Forck und Bank (2002)] und [Andre u. a. (2008)]. Im Rahmen dieser Arbeit konnten grundsätzliche physikalische Zusammenhänge untersucht werden, die zu einem besseren Verständnis des Messsystems beitragen. Es wurden Möglichkeiten aufgezeigt, wie durch die geeignete Auslegung technischer Komponenten sowie die Wahl eines geeigneten Arbeitsgases der BIF-Monitor auch für hohe Projektilenergien bei gleichzeitig hohen Neutronen-Flüssen einzusetzen ist. Im folgenden Kapitel 6 werden einige technische Verbesserungen vorgestellt.

6 Ausblick

Neben dem Einsatz im UNILAC und der Low Energy Beam Transportline (LEBT) in der bestehenden Anlage der GSI sind zahlreiche BIF-Monitore im Rahmen des FAIR-Projektes eingeplant [FAIR (2006)]. Im neuen Linearbeschleuniger für Protonen (p-linac), den Hochenergie-Strahltransferstrecken (HEBT) und vor Produktionstargets wie dem neuen supraleitenden Fragmentseparator (SFRS) sind BIF-Monitore zur zerstörungsfreien Strahlprofilmessung vorgesehen. Die derzeitige Realisierung des Messsystems muss an die neuen Anforderungen entsprechend angepasst werden. Im Folgenden sind wesentliche Verbesserungsmöglichkeiten beschrieben, die im nächsten Entwicklungsschritt zum Einsatz kommen sollen.

6.1 Optimierte telezentrische Objektive

In Kapitel 2.7 wurden systematische Fehler aufgrund der optischen Abbildung diskutiert. Durch den Einsatz telezentrischer Objektive würde die perspektivische Verzerrung vollständig eliminiert. Dabei liegt die Eintrittspupille im Unendlichen und die Hauptstrahlen verlaufen im Objektraum parallel zur optischen Achse. Die wesentliche Eigenschaft dieses Strahlengangs ist der konstante Abbildungsmaßstab bei kleiner Blendenöffnung und großer Schärfentiefe [Schuhmann und Thoeniss (1998)]. Typische Blendenzahlen dieser Objektive sind $\kappa \geq 10$. Im Vergleich zu den verwendeten Objektiven [Pentax] mit $\kappa = 1,4$ wird nur ein Fünzigstel des Lichtes durchgelassen. Somit stellen telezentrische Objektive nur im Falle großer Strahlbreiten, folglich signifikanter Fehler in der Breitenbestimmung, siehe Kapitel 2.7, und gleichzeitig hoher Lichtausbeute eine Alternative dar.

6.2 Optimierte Bildauswertung

Aufgrund der Streuung von Photoelektronen in ICCD-Kameras werden Einzelereignisse als Flecke dargestellt, siehe Kapitel 2.4. Dabei ist die Helligkeit im Zentrum des Flecks am größten und fällt zum Rand hin ab. Im Kapitel 4.8 wurden für das eingesetzte ICCD-System Fleckgrößen von 5 x 5 Pixeln gemessen. Insbesondere zur Auswertung der Spektralbilder war es von Interesse, die optische Auflösung des Systems zu verbessern, um beispielsweise zwei benachbarte Spektrallinien besser trennen zu können. Mit Hilfe eines Bilderkennungsalgorithmus [ImageJ] wurden die Aufnahmen aus 256 Graustufen für einen vorgegebenen Schwellwert in binäre Bilddaten umgewandelt. Die Flecken erscheinen nunmehr als scharf berandete Objekte, deren Schwerpunkt bestimmt werden kann. In der Ausgabe entsteht eine Bildmatrix, in der jeder ermittelte Schwerpunkt genau einem Pixel zugeordnet wird. Die Zeilenauflösung konnte

mit dieser Methode um einen Faktor 5 verbessert werden. Es ist geplant, den Algorithmus in die bestehende Nutzersoftware [Haseitl u. a. (2009)] zu integrieren. Die Grenzen dieses Verfahrens sind durch die Trennbarkeit überlappender Einzelereignisse gegeben.

6.3 Effiziente linsenoptische Kopplung der Bildverstärker

Bereits im Strahlungsfeld des UNILAC zeigen sich bei sämtlichen CCD-Kameras mit wachsender integraler Dosis eine wachsende Zahl permanent vollständig ausgesteuerter Pixel (Hotpixel). Zwar kann man beispielsweise Hotpixel durch Software-Korrekturen eliminieren oder durch geeignete Schirmung das verursachende Strahlungsfeld abschwächen, doch ist eine modulare Auslegung der BV-Kamera von großen Nutzen. Wird anstelle der einseitig geklebten Taper-Kopplung eine linsenoptische Kopplung verwendet, so kann mit wenigen Handgriffen ein Kamera-Austausch vorgenommen werden. Die linsenoptische Kopplung wird bereits von einigen Herstellern eingesetzt, jedoch bietet das hier vorgestellte System die Wahlfreiheit zwischen verschiedensten Digitalkameras, je nach Anwendungsfall. Beispielhaft seien gekühlte Sensoren für geringes thermisches Rauschen bei langen Belichtungszeiten, Sensoren hoher Auflösung oder besonders hoher Auslesegeschwindigkeit (z.B. High-Speed, auch Double-Shutter) zur Aufnahme dynamischer Prozesse genannt. Für den Einsatz in strahlender Umgebung sind spezielle strahlungsresistente CMOS-Sensoren interessant. Entwicklungen im Bereich digitaler Schnittstellen wie FireWire, Kameralink oder Gigabit-Ethernet vollziehen sich ebenfalls rasant, so dass auch unter diesem Aspekt eine leichte Austauschbarkeit große Vorteile bietet.

Die Besonderheit der in Abbildung 6.1 gezeigten Konstruktion betrifft die Kameramontage. Dabei legt der C-Mount-Anschluss das Anlagemaß zum Schneckengang und die Bildebene fest und dient als mechanische Halterung. Beim Aufschrauben zufällig festgelegte Drehwinkel können durch eine drehbare Anschlussplatte ausgeglichen werden. Das verwendete Objektiv [Schneider-Optics (Typ: Componon 2,8/35)] ist für den benötigten Abbildungsmaßstab $\beta = 0,6$ einsetzbar und arbeitet in den Auflösungsgrenzen von Bildverstärker und Kamerasensor verzeichnungsarm. Mit Hilfe des über eine Wartungsöffnung erreichbaren 12-mm-Schneckengangs, kann auf den Sensor fokussiert werden. Für den gewählten Abbildungsmaßstab werden 2/3"-Sensoren noch vollständig auf den Phosphorschirm mit $\varnothing 25$ mm abgebildet, in umgekehrter Projektionsrichtung betrachtet. Sollen noch größere Sensoren genutzt werden, so müsste das Gehäuse gekürzt werden, für 1" Sensoren und $\beta = 1$ um 9 mm. Der Prototyp aus Abbildung 6.1 wurde gemeinsam mit [Proxitronic] entwickelt und wurde vor Kurzem in Betrieb genommen.

6.4 Gepulster Gaseinlass

Sämtliche an der GSI installierten BIF-Monitore nutzen ein geregeltes Nadelventil, mit dessen Hilfe ein dynamischer Gleichgewichtsdruck gegen die Turbo-Molekular-Pumpe (TMP)s ein-

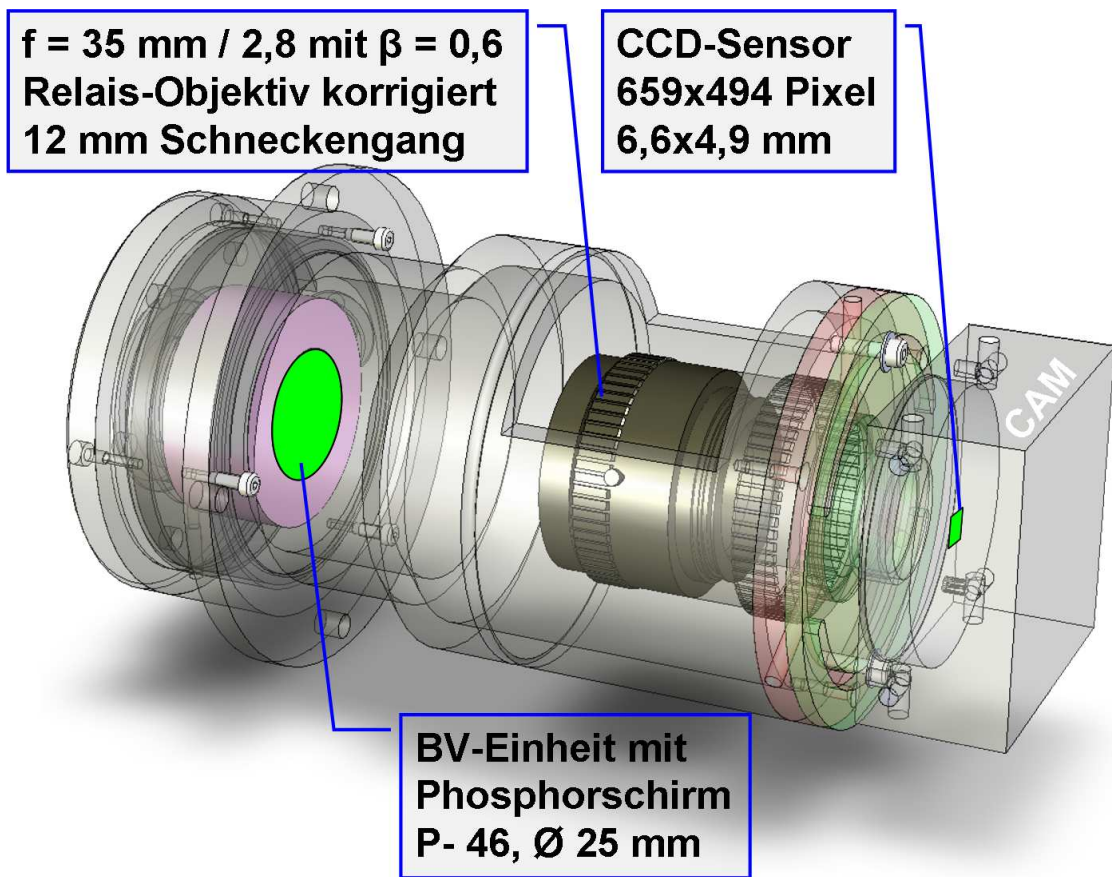


Abbildung 6.1: Prototyp zur linsenoptischen Kopplung einer BV-Kamera [Proxitronic]. Abbildungsmaßstab $\beta=0,6$ bei einer Gegenstandsweite von 65,4 mm, einem Anlagemaß von 51,8 mm und einer zusätzlichen Gehäuselänge von 130 mm. Modulares Spezial-Objektiv [Schneider-Optics] Typ: Componon 2,8/35 mit 12 mm Schneckengang. Verschließbare Wartungsöffnung zur Justage (Iris&Fokus). Montage beliebiger Kameras über den C-mount Flansch. Beliebige Drehwinkel der Kamera sind einstellbar. In dieser Konfiguration für Chipgrößen $\leq 2/3''$ einsetzbar.

gestellt wird, siehe Kapitel 1.3. Selbst bei unkritischen Vakuumanforderungen im UNILAC mit $p \geq 10^{-8}$ mbar, stellt die permanente Gaslast $p_{BIF} \approx 10^{-6}$ mbar eine zusätzliche Belastung dar. Insbesondere bei einem 0,1%-igen Auslastungsgrad eines 200 μs Strahlpulses mit 5 Hz Wiederholrate im UNILAC-Hochstrombetrieb ist es wünschenswert, den Gasdruck synchron zum Strahlpuls anzuheben und in der Leerlaufphase den Gasfluss zu stoppen. Dieses Argument trifft erst recht für die HEBT-Strecken der geplanten FAIR-Anlage zu. In der Nähe der supraleitenden Synchrotrons sind die Vakuumanforderungen wesentlich höher und der zeitliche Auslastungsgrad nochmals geringer als im UNILAC.

Mit einem gepulsten Ventil könnte das fluoreszierende Gas synchron zum Strahlpuls eingelassen werden. Die mittlere Gaslast würde gegenüber des konstanten Gasflusses im Idealfall proportional zum tatsächlichen Auslastungsgrad absinken. Eine ältere technische Lösung bieten Magnetventile, in denen eine per Hochstrom-Puls gespeiste Tauchspule gegen eine starke Rückstellfeder wirkt den Ventilsplatt kurzzeitig öffnet. Eine geringere elektrische Leistungsaufnahme

und E-M-Störungen sind für Piezoventile zu erwarten [Combs u. a. (2004)]. Spannungsgesteuert und quasi-leistungslos werden minimale Pulsdauern von ≈ 20 ms erreicht [OA-Research]. Der mittlere Gasdruck würde für 1 Hz Wiederholrate folglich auf ein Fünfzigstel absinken. Bei gleichem mittleren Gasdruck wäre nunmehr ein 50-facher Peak-Druck einstellbar.

6.5 Prototyp eines geschirmten BIF-Monitors

Die Auswirkung strahlinduzierter Neutronen- und Gammastrahlung auf den BIF-Monitor war ein Untersuchungsschwerpunkt dieser Arbeit. Dabei wurde die Machbarkeit eines geschirmten Messsystems in einzelnen Schritten gezeigt. Am Hochenergiemessplatz HTP hinter dem SIS-18 wäre mit Hilfe eines Bildleiters eine BV-Kamera in eine Betonschirmung einzulassen. Den Simulationsergebnissen folgend, könnte die Schirmung asymmetrisch dimensioniert sein [Plotnikov (2009)]. Durch die Materialkombination von wasserstoffreichen Materialien zur Moderation der Neutronen und Materialien mit hohen Neutronen-Einfangsquerschnitten, wie Bohr oder Cadmium in einer schichtweisen Anordnung (Sandwich), könnte die Effizienz der Schirmung nochmals erhöht werden [Pyka (2008)]. Detailliertere Simulationen [FLUKA (2009)] wären der Startpunkt für diese Entwicklung.

Literaturverzeichnis

- [Abdallah u. a. 2000] ABDALLAH, M. A. ; WOLFF, W. ; WOLF, H. E. ; COELHO, L. F. S. ; COCKE, C. L. ; STOECKLI, M.: Observation of a Quasimolecular Ionization Window in Low-To-Intermediate Impact Velocity Collisions of He⁺ Ions With H₂ and He. In: *Physical Review A* 62 (2000), June, Nr. 012711, S. 1–10
- [Andover] ANDOVER: *10 nm Narrowband Interference Filters Types: 337FS10-50, 390FS10-50, 430FS10-50, 470FS10-50 and Wideband Filters Types: 475FG03-50, 395FG03-50, 011FG09-50.* – URL www.andovercorp.com
- [Andre u. a. 2008] ANDRE, C. ; BECKER, F. ; DORN, C. ; FORCK, P. ; GRAF, H. ; HASEITL, R. ; LANG, K. ; SCHWICKERT, M. ; WALASEK-HÖHNE, B.: Commissioning of Beam Induced Fluorescence Monitor at Unilac. In: *GSI Annual Scientific Report Bd. Accelerators-21, 2008*, S. 124
- [Baldwin 2004] BALDWIN, K. G. H.: Metastable Helium: Atom Optics with Nano-Grenades. In: *Journal of Contemporary Physics* 46 (2004), November, Nr. 2, S. 105–120
- [Basler] BASLER: *VGA Greyscale Camera IEEE1394a Type: 311f.* – URL www.baslerweb.com
- [Becker u. a. 2009] BECKER, F. ; ANDRE, C. ; BIENIOSEK, F. M. ; FORCK, P. ; HASEITL, R. ; HUG, A. ; NI, P. A. ; HOFFMANN, D.H.H. ; WALASEK-HOEHNE, B.: Beam Induced Fluorescence Monitor & Imaging Spectrography of Different Working Gases. In: *DIPAC, Basel*, URL <http://cern.ch/AccelConf/d09/papers/tupb02.pdf>, 2009, S. 161–163
- [Becker u. a. 2008] BECKER, F. ; ANDRE, C. ; BIENIOSEK, F. M. ; FORCK, P. ; NI, P. A. ; HOFFMANN, D. H. H.: Beam Induced Fluorescence (BIF) Monitor for Intense Heavy Ion Beams. In: *Beam Instr. Workshop, Lake Tahoe, 2008*, S. 339–343
- [Becker u. a. 2007] BECKER, F. ; ANDRE, C. ; FORCK, P. ; HOFFMANN, D.H.H.: Beam Induced Fluorescence (BIF) Monitor For Transverse Profile Determination Of 5 To 750 MeV/u Heavy Ion Beams. In: *DIPAC, Venice*, URL <http://cern.ch/AccelConf/d07/papers/moo3a02.pdf>, 2007, S. 33 – 35
- [Becker u. a. 2006a] BECKER, F. ; ANDRE, C. ; FORCK, P. ; HOFFMANN, D.H.H. ; IWASE, H.: Profile Measurement by Beam Induced Fluorescence for 60 to 750 MeV/u Heavy Ion Beams. In: *EPAC, Edinbrugh, 2006*, S. 1013–1015
- [Becker u. a. 2006b] BECKER, F. ; HUG, A. ; FORCK, P. ; KULISH, M. ; NI, P.A. ; UDREA, S. ; VARENTSOV, D.: Design, Development and Testing of non-intercepting Profile Diagnostics for Intense Heavy Ion Beams using a Capacitive Pickup and Beam Induced Gas Fluorescence Monitors. In: *Laser and Particle Beams* 24 (2006), S. 545–551

-
- [Bell 1974] BELL, R. A. I.: Tables for Calibration of Radiation Detectors. In: *Australian National University Report* 606 (1974)
- [Bethe 1930] BETHE, H.: Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie. In: *Annalen der Physik* 397 (1930), Nr. 3, S. 325–400
- [Bieniosek u. a. 2005] BIENIOSEK, F. M. ; EYLON, S. ; ROY, P.K. ; YU, S.S.: Optical Faraday Cup for Heavy Ion Beams. In: *PAC, Knoxville, Tennessee, 2005*, S. 1805–1807
- [Bloch 1933] BLOCH, F.: Zur Bremsung rasch bewegter Teilchen beim Durchgang durch Materie. In: *Annalen der Physik* 16 (1933), Nr. 5, S. 285–321
- [Blokland u. a. 2009] BLOKLAND, W. ; S, Aleksandrov ; COUSINEAU, S. ; MALYUTIN, D. ; STAROSTENKO, S.: Electron Scanner for SNS Ring Profile Measurements. In: *DIPAC, Basel, 2009*
- [Boehme 2010] BOEHME, C.: *Untersuchungen zur Profilmessung von Hadronenstrahlen mittels Restgaslumineszenz und -ionisation*, Universität Dortmund, Dissertation, 2010
- [Bunches 2004] BUNCHES: *Realisierung des Programms Bunches durch M. Herty*. 2004
- [Burtin u. a. 2000] BURTIN, G. ; CAMAS, J. ; FERIOLI, G. ; JUNG, R. ; KOOPMAN, J. ; PERRET, R. ; VARIOLA, A. ; VOUILLOT, J.M.: The Luminescence Profile Monitor of the CERN SPS. In: *EPAC, Vienna, 2000*, S. 256–258
- [Chang u. a. 1993] CHANG, B. K. ; YUANZHEN, Z. L. ; DAGANG, X.: Theoretical Study on the Thickness of Polychristalline Semiconductor Multialkali Photocathodes. In: ZHOU, L. W. (Hrsg.): *Photoelectronic Detection and Imaging*, April 1993, S. 174–178
- [Christmas 1980] CHRISTMAS, P: Average energy required to produce an ion pair : ICRU Report 31, 1979, ICRU Publications, PO Box 30165, Washington, DC 20014, U.S.A. 52 pp. £5.25. In: *Radiation Physics and Chemistry (1977)* 16 (1980), Nr. 6, S. 493 – 493. – URL [http://dx.doi.org/10.1016/0146-5724\(80\)90198-3](http://dx.doi.org/10.1016/0146-5724(80)90198-3). – ISSN 0146-5724
- [Combs u. a. 2004] COMBS, S. K. ; FOUST, C. R. ; GOUGE, M. J.: Fast-Opening, High-Throughput Gas Valve and Application for Inertial Fusion Energy R&D. In: *Review of scientific instruments* 75 (2004), January, Nr. 1, S. 270–272
- [DeLuca 1969] DELUCA, W. H.: Beam Detection using Residual Gas Ionization. In: *Transactions on Nuclear Science* 16 (1969), June, Nr. 3, S. 813–822
- [Dietrich u. a. 2007] DIETRICH, J. ; BOEHME, C. ; WEIS, T. ; BOTHA, A. H. ; CONRADIE, J. L. ; ROHWER, P.F: Beam Profile Measurements Based on Light Radiation of Atoms Excited by the Particle Beam. In: *PAC, Albuquerque, 2007*, S. 3955–3957

-
- [Dölling 2009] DÖLLING, Rudolf: *Private communications: Verbreiterte Strahlprofile für Protonen in Helim-Gas*. 2009. – URL www.psi.ch/forschung/benutzerlabor_protonen.shtml
- [Dolinska u. a. 2000] DOLINSKA, M. ; MÜLLER, R. W. ; STREHL, P.: The Electric Fields of Bunches. In: *Monte Carlo Simulation Code for the Trajectories of Charged Particles within the Electric Fields of Bunches* GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung (Veranst.), 2000, S. 1–53
- [Dotchin und Chupp 1973] DOTCHIN, L.W. ; CHUPP, E. L.: Radiative Lifetimes and Pressure Dependence of Relaxation Rates of Some Vibronic Levels in N₂⁺, N₂, Co⁺ and Co. In: *Journal of Chemical Physics* 59 (1973), Nr. 8, S. 3960–3967
- [FAIR 2006] FAIR: Baseline Technical Report, Vol. 2, p. 148-162 , 2006 / GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH. URL www.gsi.de/fair/reports/btr.html, 2006. – Baseline Technical Report
- [Fassò u. a. 2003] FASSÒ, A. ; FERRARI, A. ; ROESLER, S. ; SALA, P.R. ; BATTISTONI, G. ; CHERUTTI, F. ; GADIOLI, E. ; GARZELLI, M.V. ; BALLARINI, F. ; OTTOLENGHI, A. ; EMPL, A. ; RANFT, J.: The physics models of FLUKA: status and recent developments. In: *Computing in High Energy and Nuclear Physics 2003 Conference (CHEP2003)*, California Bd. MOMT005, 2003
- [FLUKA 2009] FLUKA: *Integrated Particle Physics Simulation Package*. 2009. – URL www.fluka.org; <http://www.slac.stanford.edu/cgi-wrap/getdoc/slac-r-773.pdf>
- [Forck 2006] FORCK, P.: *Lecture Notes on Beam Instrumentation and Diagnostics*. 2006
- [Forck und Bank 2002] FORCK, P. ; BANK, A.: Residual Gas Fluorescence for Profile Measurements at the GSI UNILAC. In: *EPAC, Paris, 2002*, S. 1885–1887
- [Forck u. a. 2005] FORCK, P. ; BANK, A. ; GIACOMINI, T. ; PETERS, A.: Profile Monitors Based on Residual Gas Interaction. In: *DIPAC, Lyon, 2005*
- [Friedman u. a. 2009] FRIEDMAN, A. ; BARNARD, J.J. ; BRIGGS, R.J. ; DAVIDSON, R.C. ; DORF, M. ; GROTE, D.P. ; HENESTROZA, E. ; LEE, E.P. ; LEITNER, M.A. ; LOGAN, B.G. ; SEFKOWICZ, A.B. ; SHARP, W.M. ; WALDRON, W.L. ; WELCH, D.R. ; DAVIDSON, R.C. ; YU, S.S.: Toward a Physics Design for NDCX-II, an Ion Accelerator for Warm Dense Matter and HIF Target Physics Studies. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 606 (2009), S. 6–10
- [GLOBAL 2007] GLOBAL: *A Charge-State Distribution Code as Part of the LISE++ Package - GLOBAL Program Version 3.7*. 2007. – URL <http://groups.nsl.msu.edu/lise/lise.html>
- [Hagmann u. a.] HAGMANN, S. ; BRÄUNING, H. ; FRITSCHKE, S.: *Private communications: Possible Effects of Quasimolecular-States in Low-energetic Heavy Ion-Atom Excitations*
- [Hamamatsu] HAMAMATSU: *High Dynamic Range Streak Camera C-7700 and EMCCD Camera C-910013*. – URL www.hamamatsu.com

-
- [Haseitl u. a. 2009] HASEITL, R. ; ANDRE, C. ; BECKER, F. ; FORCK, P.: Profileview - A Data Acquisition System for Beam Induced Fluorescence Monitors. In: *DIPAC, Basel, 2009*, S. 134–136
- [Henestroza u. a. 2004] HENESTROZA, Enrique ; EYLON, Shmuel ; ROY, Prabir K. ; YU, Simon S. ; ANDERS, Andre´ ; BIENIOSEK, Frank M. ; GREENWAY, Wayne G. ; LOGAN, B. G. ; MACGILL, Robert A. ; SHUMAN, Derek B. ; L.VANECEK, David ; L.WALDRO, William: Design and Characterization of a Neutralized-Transport Experiment for Heavy-Ion Fusion. In: *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams* 7 (2004), August, Nr. 083501, S. 1–29
- [Henschel u. a. 2001] HENSCHEL, H. ; KOERFER, M. ; WULF, F.: Fibre Optical Radiation Sensing System for Tesla. In: *DIPAC 2001* Bd. CT04, 2001, S. 73–75
- [Hodgman u. a. 2009a] HODGMAN, S. S. ; DALL, R. G. ; BALDWIN, K. G. H. ; TRUSCOTT, A. G.: Complete Ground-State Transition Rates for the Helium 2 3p Manifold. In: *Physical Review A* 80 (2009), October, Nr. 044501, S. 1–4
- [Hodgman u. a. 2009b] HODGMAN, S. S. ; DALL, R. G. ; BYRON, L. J. ; BALDWIN, K. G. H. ; BUCKMAN, S. J. ; TRUSCOTT, A. G.: Metastable Helium: A New Determination of the Longest Atomic Excited-State Lifetime. In: *Physical Review Letters* 103 (2009), July, Nr. 053002, S. 1–4
- [Hoffmann u. a. 2007] HOFFMANN, D.H.H. ; BLAZEVIC, A. ; KOROSTIYA, S. ; NI, P. ; PIKUZC, S.A. ; RETHFELD, B. ; ROSMEJ, O. ; ROTH, M. ; TAHIR, N.A. ; UDREA, S. ; VARENTSOV, D. ; WEYRICH, K. ; SHARKOVD, B.Yu. ; MARON, Y.: Inertial Fusion Energy Issues of Intense Heavy Ion And Laser Beams Interacting with Ionized Matter Studied at GSI-Darmstadt. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 577 (2007), S. 8–13
- [Hoffmann u. a. 2002] HOFFMANN, T. ; FORCK, P. ; LIAKIN, D. A.: New Spill Structure Analysis Tools for the VME Based Data Acquisition System ABLASS at GSI. In: *BIW-02, Brookhaven, 2002*
- [Hopkinson u. a. 1996] HOPKINSON, G.R. ; DALE, C. J. ; MARSHALL, P.W.: Proton Effects in Charge-Coupled Devices (CCD's). In: *Transactions on Nuclear Science* 43 (1996), April, Nr. 2, S. 614–627
- [Horiba] HORIBA: *CP140-104 and CP140-202 Imaging Spectrographs*. – URL www.horiba.com
- [Hughes und Philpot 1961] HUGHES, R. H. ; PHILPOT, J. L.: Spectra Induced by 200-keV Proton Impact on Nitrogen. In: *Physical Review* 123 (1961), S. 2084–2086
- [Hutchins u. a. 2005] HUTCHINS, S. ; FACCHINI, M. ; TSOULOU, E.: Radiation Tests on Solid State Cameras for Instrumentation. In: *DIPAC, Lyon, 2005*, S. 315–318

-
- [ImageJ] IMAGEJ: *Image Processing and Analysis in Java - Version: 1.42.* – URL <http://rsbweb.nih.gov/ij/>
- [Iwase u. a. 2002] IWASE, H. ; NIITA, K. ; NAKAMURA, T.: Development of General-Purpose Particle and Heavy Ion Transport Monte Carlo Code. In: *Journal of Nuclear Science and Technology* 39 (2002), Nr. 11, S. 1142–1151
- [Iwase und Schardt 2006] IWASE, H. ; SCHARDT, D.: *Private communications: Simulation of Neutron Flux-Distribution, Energy-Spectrum and Time-Spectrum with the PHITS-code.* 2006
- [Jacobsen 2008] JACOBSEN, Wolfgang: *Optik - Schwerpunkt aktueller Forschung.* Wolfgang Jacobsen, 2008. – 835–836 S. – URL www.wolfgang-jacobsen.de
- [Jennrich 1999] JENNRICH, O.: Ein Blick auf die Schärfentiefe. In: *Newsgroup Fotografie* (1999), November
- [Kawasaki u. a. 2006] KAWASAKI, Y. ; BERTAINA, M.E. ; SAKAKIB, N.: Performance of a Multi-Anode Photomultiplier Employing a Weak Electrostatic Focusing System. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 564 (2006), S. 378–394
- [Knoll 1989] KNOLL, G. F.: *Radiation Detection and Measurement.* second. Wiley & Sons, 1989. – 437–440 & 605–619 S
- [Krause 2001] KRAUSE, E.: *Online-Schärfentieferechner - Versioin 0.8.13.* 2001. – URL <http://www.erik-krausede/schaerfe.htm>
- [Kurosawa u. a. 2000] KUROSAWA, T. ; NAKAO, N. ; NAKAMURA, T. ; IWASE, H. ; SATO, H. ; UWAMINO, Y. ; FUKUMURA, A.: Neutron Yields from Thick C, Al, Cu and Pb Targets Bombarded by 400 MeV/u Ar, Fe, Xe and 800 MeV/u Si Ions. In: *Physical Review C* 62 (2000), Nr. 044615, S. 1–11
- [Lee und Suen 1998] LEE, Chin S. ; SUEN, Jenn T.: A study of the N₂ + frst negative system induced by H⁺, H₂⁺, H₃⁺, He⁺ and Ne⁺ on N₂. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B* 140 (1998), S. 273–280
- [Leo 1994] LEO, William R.: *Techniques for Nuclear and Praticle Physics Experiments.* Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1994 (ISBN 3-540-57280-5)
- [Liakin 2004] LIAKIN, D.: Analysis of the Electron Beam Scanning Method for Beam Profile Monitoring. In: *EPAC, Lucerne, 2004*, S. 2721–2723
- [Lindhard u. a. 1963] LINDHARD, J. ; SCHARFF, M. ; SHIØT, H. E.: Range concepts and heavy ion ranges. In: *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk* 33 (1963)

-
- [Linos] LINOS: *Inspec.X 2.8/50 UV-VIS (240-750 nm) apochromatisch korrigiertes Linsensystem.*
– URL www.linos.com
- [Logan u. a. 2006] LOGAN, B. G. ; BIENIOSEK, F.M. ; CELATA, C.M. ; COLEMAN, J. ; GREENWAY, W. ; HENESTROZA, E. ; KWAN, J.W. ; LEE, E. P. ; LEITNER, M. ; ROY, P.K. ; SEIDL, P.A. ; VAY, J-L. ; WALDRON, W.L. ; YU, S.S.: Recent U.S. Advances in Ion-Beam-Driven High Energy Density Physics and Heavy Ion Fusion. In: *Lawrence Berkeley National Laboratory (University of California, University of California) Paper*, 2006, S. 1–10
- [MAB-Solutions] MAB-SOLUTIONS: *NM 500 Neutronenmonitor und mab500BW/H Gamma-Dosis und Dosisleistungsmessgerät.* – URL www.mab-muenchen.de
- [Maushart und Piesch 1967] MAUSHART, R. ; PIESCH, E.: Thermolumineszenzdosimetrie - Stand und praktische Anwendungsmöglichkeiten - Kernforschungszentrum Karlsruhe. In: *G-I-T Fachzeitschrift für das Laboratorium* (1967), Oktober, Nr. 686, S. 970–978
- [Mayer-Kuckuk 1997] MAYER-KUCKUK, T.: *Atomphysik.* Teubner Verlag Stuttgart, 1997
- [Milosic 2009] MILOŠIĆ, Timo: *Simulation of Optical Distortions with Numeric Analysis - SLICEMAP-Code.* July 2009
- [Nicholls u. a. 1959] NICHOLLS, W. ; REEVES, E. M. ; BROMLEY, D. A.: Excitation of N and O, by 1/2 and 1 MeV Protons. In: *Proc. Phys. Soc. (London)* 74 (1959), S. 87–91
- [NIST u. a. 2009] NIST ; ASD-TEAM ; CORRESPONDING ; AUTHORS: *NIST Atomic Spectra Database (version 3.1.5), [Online].* July 2009. – URL <http://physics.nist.gov/asd3>
- [NNDC] NNDC: *National and Nuclear and Data and Center: Experimental Nuclear Reaction Data (EXFOR / CSISRS) Database Version of April 15, 2008.* – URL www.nndc.bnl.gov
- [OA-Research] OA-RESEARCH: *Piezoelectric Gas Doser - PLV3000, UHV compatible Leak Valve Actuated by Means of an Internal Piezoelectric Stack.* – URL www.oaresearch.co.uk
- [OceanOptics] OCEANOPTICS: *Cal-2000, Hg-Ar Calibration Standard.* – URL www.ocean-optics.com
- [Omet 2008] OMET, C.: *Kollimatorsystem zur Stabilisierung des dynamischen Restgasdruckes im Schwerionensynchrotron SIS-18,* Technische Universität Darmstadt, Dissertation, 2008
- [Ortec] ORTEC: *Amplifier: 671 Spectroscopy Amplifier with automatic pile-up rejector and baseline restorer; ADC: 919E EhterNIM Multichannel Buffer with 14 Bits on 16k channels 100 kHz Bandwidth, Detector: High Purity Co-axial Ge-Detector, Model: GEM-25185-P, 59 mm diameter and 54 mm length.* – URL www.ortec-online.com

-
- [Park 2003] PARK, S. T.: Neutron Energy Spectra of ^{252}Cf and an Americium Beryllium Source. In: *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry* 256 (2003), Nr. 1, S. 163–166
- [PDG 1984] PDG: Stopping Powers for Electrons and Positrons. In: *IRCU Report* (1984), Nr. 37
- [Pentax] PENTAX: *CCTV lens C-1614 ER / B-1214 ER voltage-controlled iris (16 mm / 12,5 mm, F 1,4-360, 400-800 nm) and B2528-UV lens (25 mm, F 2,8-16, 280-800 nm)*. – URL <http://security-systems.pentax.de>
- [Pfeiffer] PFEIFFER: *Druckmessröhren PKR-251 (Pirani-Kaltkathode) und CMR-264 (Kapazitiv), Servo-Nadelventil EVR-116 und Vacuum-Controller RVC-300 (Druckregelung)*. – URL www.pfeiffer-vacuum.de
- [Plotnikov u. a. 2009] PLOTNIKOV, A. ; FLOCH, E. ; MUSTAFIN, E. ; SCHUBERT, E. ; SEIDL, T. ; SMOLYAKOV, A. ; STRASIK, I.: Preparation of the Irradiation Test at Cave HHD of GSI Darmstadt. In: *HIAT - International Conference on Heavy Ion Accelerator Technology, Venice, 2009*
- [Plotnikov 2009] PLOTNIKOV, Andrey: *Simulations of Radiation fields with FLUKA - Particle Physics MonteCarlo Simulation Package*. July 2009. – URL <http://www.fluka.org/fluka.php>
- [Plum u. a. 2002] PLUM, M. A. ; BRAVIN, E. ; BOSSER, J. ; MACCAFERRI, R.: N_2 and Xe gas scintillation cross-section, spectrum, and lifetime measurements from 50 MeV to 25 GeV at the CERN PS and Booster. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 492 (2002), Nr. 1-2, S. 74 – 90. – URL [http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(02\)01287-1](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(02)01287-1). – ISSN 0168-9002
- [Pottin u. a. 2000] POTTIN, B. ; ARIANER, J. ; AUSSET, P. ; ESSABAA, S. ; GOBIN, R.: Optical Beam Profiler For High Current Beams. In: *EPAC, Vienna, 2000*, S. 960–962
- [Press u. a. 2007] PRESS, W. H. ; TEUKOLSKY, S. A. ; VETTERLING, W. T. ; FLANNERY, B. P. ; PRESS, W.H. (Hrsg.): *Numerical Recipes - The Art of Scientific Computing*. Third Edition. Cambridge University Press, 2007. – 766–772 S
- [Proxitronic] PROXITRONIC: *BV 2581 QY-V 100N Image Intensifier*. – URL www.proxitronic.de
- [Pyka 2008] PYKA, Nils: *private communications: Requirements for an appropriate Shielding Design*. 2008
- [Radon und Vogt 2009] RADON, Thorsten ; VOGT, Karsten: *Private communications: Generation of high energetic Gammas by Particle induced Bremstrahlung and Multi-Compton-Scattering in the Beam Dump*. 2009

-
- [Roy u. a. 2003] ROY, P. K. ; EYLON, S. ; HANNINK, R. ; HENESTROZA, E. ; LUDVIG, J. ; SHUMAN, D. ; YU, S. S.: Non-Intercepting Diagnostic for the Hif Neutralized Transport Experiment. In: *PAC, Portland, 2003*, S. 2625–2627
- [Rudd u. a. 1983] RUDD, M. E. ; DUBOIS, R. D. ; TOBUREN, L. H. ; RATCLIFFE, C. A.: Cross Section for Ionization of Gases by 5–4000-keV Protons and for Electron Capture by 5–150-keV Protons. In: *Physical Review A* 28 (1983), December, Nr. 6, S. 3244–3257. – URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.28.3244>
- [Rudd u. a. 1985] RUDD, M. E. ; GOFFE, T. V. ; ITOH, A. ; DUBOIS, R. D.: Cross Sections for Ionization Of Gases by 10–2000-keV He+ Ions and for Electron Capture and Loss by 5–350-keV He+ Ions. In: *Physical Review A* 32 (1985), August, Nr. 2, S. 829–835
- [Saint-Gobain] SAINT-GOBAIN: *BC-400 Fast Plastic Scintillator Crystal*. – URL www.saint-gobain.de
- [Sandoval u. a. 1993] SANDOVAL, D. P. ; GARCIA, R. C. ; GILPATRICK, J. D. ; SHINAS, M. A. ; WRIGHT, R. ; YUAN, V. ; ZANDER, M. E.: Fluorescence-Based Video Profile Beam Diagnostics: Theory and Experience. In: *Beam Instr. Workshop, Santa Fe, 1993* (319), S. 273–282
- [Scheick und Novak 2003] SCHEICK, L. ; NOVAK, F.: Hot Pixel Generation in Active Pixel Sensors: Dosimetric and Microdosimetric Response. In: *NASA Internal Report* 1779 (2003). – URL <http://trs-new.jpl.nasa.gov/dspace/bitstream/2014/38215/1/03-1779.pdf>
- [Scheidenberger u. a. 1998] SCHEIDENBERGER, C. ; STOEHLKER, T. ; MEYERHOF, W. E. ; GEISSEL, H. ; MOKLER, P. H. ; BLANK, B.: Charge States of Relativistic Heavy Ions in Matter. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B* 142 (1998), S. 441–462
- [Schneider-Optics] SCHNEIDER-OPTICS: *Vergrößerungsobjektiv Componon 2,8/35 mit Schneckengang Unifoc 12 und Xenoplan 50/2,8 bzw. Xenoplan 28/2,0*. – URL www.schneideroptics.com
- [Schott] SCHOTT: *Wound Fiber Bundle 12x12mm 122 cm Length - Imaging Series*. – URL www.us.schott.com
- [Schuhmann und Thoeniss 1998] SCHUHMAN, R. ; THOENISS, T.: Telezentrische Systeme für die optische Mess- und Prüftechnik. In: *Zeitschrift für Technisches Messen* 65 (1998), April, Nr. 4, S. 133–136
- [Shea 2009] SHEA, Tom: *Private communications: Increased Profile Width with Helium as Fluorescence Gas for on-target Diagnostic of an 1 GeV Proton-Beam*. 2009. – URL <http://neutrons.ornl.gov>

-
- [Sirianni u. a. 2005] SIRIANNI, M. ; MUTCHLER, M. ; LUCAS, R.: Hot Pixels Growth in ACS CCDs. In: *HST Calibration Workshop - Space Telescope Science Institute 21218* (2005)
- [SRIM 2006] SRIM: *Srim 2006 - Semi-Empirical Code for Energy Loss Calculation* by James Ziegler et al. 2006. – URL www.srim.org
- [Stolterfoht u. a. 1997] STOLTERFOHT, N. ; DUBOIS, R. D. ; RIVAROLA, R.D. ; ECKER, G. (Hrsg.): *Electron Emission in Heavy Ion-Atom Collisions*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1997
- [Turner 1999] TURNER, S.: *CERN Accelerator School - Vacuum technology - Congress Snekersten Denmark*. CERN, European Organization for Nuclear Research, 1999 (ISBN: 9290831499). – URL ISBN:9290831499
- [Vacom] VACOM: *Spektrosil-Fensterflansch 64 mm optische Qualität VPZ-64-QS und 35 mm VPZ-38-QS*. – URL www.vacum.de
- [Varentsov u. a. 2008] VARENTSOV, D. ; FERTMAN, A. D. ; TURTIKOV, V. I. ; ULRICH, A. ; WIESER, J. ; FORTOV, V. E. ; GOLUBEV, A. A. ; HOFFMANN, D. H. H. ; HUG, A. ; KULISH, M. ; MINTSEV, V. ; NI, P. A. ; NIKOLAEV, D. ; SHARKOV, B. Y. ; SHILKIN, N. ; TERNOVOI, V. Y. ; UDREA, S.: Transverse Optical Diagnostics for Intense Focused Heavy Ion Beams. In: *Contributions to Plasma Physics* 48 (2008), October, Nr. 8, S. 586–594
- [Varentsov u. a. 2007] VARENTSOV, D. ; TERNOVOI, V. Y. ; KULISH, M.: High-energy-density physics experiments with intense heavy ion beams. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 577 (2007), February, S. 262–266
- [Variola u. a. 2007] VARIOLA, A. ; JUNG, R. ; FERIOLI, G.: Characterization of a Nondestructive Beam Profile Monitor using Luminescent Emission. In: *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams* 10 (2007), August, Nr. 122801, S. 1–14. – URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.10.122801>
- [Walasek-Hoehne 2009] WALASEK-HOEHNEN, Beata: *Private communications: Durchführung der Spektroskopie-Experimente, Interpretation der Spektren und Strahlprofile aufgenommen mit dem abbildenden Spektrometer*. 2009
- [Wengenroth und Vogt 2009] WENGENROTH, M. ; VOGT, K.: *Private communications: Beratung und Durchführung der Messung des Strahlungsfeldes in HTP*. 2009
- [Yao 2006] YAO, W.-M.: Passage of Particles Through Matter. In: *Journal of Physics G* 33 (2006), Nr. 1. – URL <http://pdg.lbl.gov/>
- [Ziegler u. a. 1985] ZIEGLER, J. F. ; BIERSACK, J. P. ; LITTMARK, U.: *The Stopping and Range of Ions in Matter*. Pergamon, New York, 1985



Erklärung

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbständig und nur unter Verwendung der angegebenen Quellen und Hilfsmittel angefertigt und die den benutzten Quellen wörtlich oder inhaltlich entnommenen Stellen als solche kenntlich gemacht habe. Diese Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegen.

Darmstadt, den 26. November 2010

Frank Becker



Lebenslauf

<i>Name</i>	Frank Becker
<i>Geburtstag/-ort</i>	05.12.1978 in Darmstadt
<i>Staatsangehörigkeit</i>	deutsch

Ausbildung

<i>seit 09/2006</i>	Doktorand an der Technischen Universität Darmstadt (TUD), Institut für Kernphysik, Durchführung der Arbeit am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, Darmstadt in der Abteilung Strahldiagnose
<i>in 2007 und 2008</i>	Forschungsaufenthalte am LBNL, Berkeley zur Durchführung verschiedener Experimente zur Strahldiagnose und Plasmadiagnose am NDCX-Beschleuniger
<i>06/2005 – 06/2006</i>	Diplomarbeit an der TUD und GSI, betreut von Dr. Peter Forck. Abschluss Diplom Physik, Note: gut, Note der Diplomarbeit: sehr gut. Titel: <i>Ein strahlinduzierter Fluoreszenzmonitor zur nichtinvasiven Diagnostik intensiver Schwerionenstrahlen</i>
<i>01/2004 – 04/2004</i>	Teilnahme an der Joint Universities Accelerator School in Ar-champs bei Genf
<i>09/2001 – 08/2002</i>	Studium am ENSPG in Grenoble, im Rahmen des ERASMUS-Austauschprogrammes
<i>09/1999 – 08/2006</i>	Studium der Physik an der TUD
<i>1998</i>	Abitur an der Justus-Liebig Schule in Darmstadt

Sonstige Aktivitäten

<i>seit 2009</i>	Vorsitzender des Ausschusses für Soziales Sport und Kultur in der Stadtverordnetenversammlung Weiterstadts
<i>seit 2006</i>	Gewählter Abgeordneter des Stadtparlaments in der Stadtverordnetenversammlung Weiterstadts, mit den Schwerpunkten Sozial- Umwelt- und Energiepolitik
<i>seit 1994</i>	Saxophonist in mehreren Bands und Orchestern im Raum Darmstadt



Danksagung

Zuerst danke ich Herrn Professor Dr. Dr. h.c./RUS D.H.H. Hoffmann und Herrn Dr. P. Forck, dass sie diese Arbeit in der Strahldiagnoseabteilung der GSI ermöglichten, mich unterstützten und förderten. Herrn Professor Dr. J. Enders danke ich für seine hilfreichen Hinweise und seinen Rat in der letzten Phase des Schreibens.

Ich danke Dr. B. G. Logan und Dr. F. M. Bieniosek dafür die Forschungsaufenthalte am LBNL ermöglicht zu haben. Dr. P. A. Ni, W. L. Waldron, L. C. Heimbucher und Dr. A. Ratti danke ich für die fachliche und organisatorische Unterstützung, sowie ihre entgegenkommende herzliche Art. Für die technische Begleitung der Experimente danke ich T. Takeshi, C. Lee, M. Leitner sowie Frau Professor Dr. D. Leitner.

Ebenso danke ich B. Walasek-Höhne für ihre Unterstützung bei der Durchführung der spektroskopischen Untersuchungen an der GSI und für ihre Hilfe bei der Datenanalyse. Allen weiteren Mitgliedern der Abteilung Strahldiagnose der GSI danke ich für die großartige fachliche sowie technische Unterstützung, Hilfestellungen und Diskussionen in freundlicher Atmosphäre.

Meinen Kommilitonen A. Hug und T. Milosic danke ich für die Diskussionen und die Leihgabe optischer Hardware sowie die Entwicklung numerischer Werkzeuge. Mein Dank gilt M. Wengenroth, Dr. K. Vogt, T. Lehmann und Dr. T. Radon für Ihre große Unterstützung bei der Vermessung der Strahlungsfelder sowie Dr. A. Plotnikov für seine Hilfe mit der FLUKA-Simulation und für seine Erklärungen zur Interpretation der Ergebnisse. Meinem Kollegen R. Haseitl danke ich für die Entwicklung der Datenerfassungssoftware und für seinen unerschöpflichen Optimismus ('GSI rulez'). Ich danke all jenen ganz herzlich, die Zeit gefunden haben, meine Arbeit zu korrigieren.

Der letzte und wichtigste Dank gilt meinen Eltern.

ġafara 'l-lahu lilāšġāri 'littāā halakat bisababi haḍihi 'l-risālati.

غَفَرَ اللَّهُ لِلْأَشْجَارِ الَّتِي هَلَكَتْ بِسَبَبِ هَذِهِ الرِّسَالَةِ.

altes arabisches Sprichwort