

# Strahlinduzierte Fluoreszenzmessungen zur Vorbereitung auf nichtinvasive Elektronenstrahlprofildetektion am HESR-Kühler

Clara Hörner

2. Januar 2012

Bachelorarbeit  
im Fach Physik

1. Gutachter: PD Dr. Kurt Aulenbacher



Institut für Kernphysik  
Johannes Gutenberg Universität Mainz



## Inhaltsverzeichnis

<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>1 Grundlagen</b>	<b>2</b>
1.1 Elektronenkühlung am HESR . . . . .	2
1.2 Energieverlust geladener Teilchen in Materie . . . . .	5
1.3 Nichtinvasive Strahlprofilmessung . . . . .	10
1.4 Teststand für BIF-Messungen . . . . .	12
1.4.1 Strahlungsmessung und Photomultiplier . . . . .	15
<b>2 Messung der Fluoreszenzraten</b>	<b>18</b>
2.1 Röntgenuntergrund . . . . .	19
2.2 Signal-Strahlstrom-Abhängigkeit . . . . .	21
2.3 Signal-Druck-Abhängigkeit . . . . .	21
2.4 Spannung des Photomultipliers . . . . .	22
2.5 Massenspektrum . . . . .	24
2.6 Theoretische Raten . . . . .	25
<b>3 Das optische Abbildungssystem</b>	<b>27</b>
3.1 Tiefenschärfe der Linse . . . . .	28
3.2 Auflösungsvermögen . . . . .	33
<b>4 Zusammenfassung</b>	<b>35</b>
4.1 Messung der Fluoreszenzraten . . . . .	35
4.2 Das optische Abbildungssystem . . . . .	35
4.3 Ausblick . . . . .	35
<b>Literatur</b>	<b>38</b>
<b>Anhang</b>	<b>39</b>



## Einleitung

Für Experimente mit Teilchenstrahlen muss die Strahlposition im Vakuumsystem und das Strahlprofil genau bestimmt werden können. Bei hohen Strahlintensitäten werden invasive, direkt in den Strahl gefahrene Messgeräte zerstört, da sie der thermischen Beanspruchung durch die auftreffenden Strahlteilchen nicht mehr standhalten. Daher können übliche Strahlpositionsmessgeräte, wie Leuchtschirme oder Drahtscanner, nicht mehr verwendet werden [1]. Am Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GSI in Darmstadt ist im Rahmen des FAIR („Facility for Antiproton and Ion Research“)-Projektes die Elektronenkühlung von Antiprotonen am HESR („High- Energy- Storage-Ring“)-Speicherring geplant. Hierzu soll ein Elektronenstrahl mit einer Energie von 4.5 MeV und einem Strahlstrom von 1 A verwendet werden, das einer Strahlleistung von 4.5 MW entspricht [2]. Für die Vermessung von Strahlströmen mit diesen hohen Leistungen sind neuere, berührungslose Messverfahren notwendig [3]. Eine Methode für die nichtinvasive Vermessung von Teilchenstrahlen nutzt die optische Auswertung von strahlinduzierter Fluoreszenz. Die Wechselwirkung des Strahls mit Restgasmolekülen bewirkt die Emission von Licht. Eine Aufzeichnung des Fluoreszenzlichtes ermöglicht eine geometrische Rekonstruktion des Strahlprofils, ohne die Strahlqualität dabei zu beeinflussen [1]. Diese strahlinduzierten Fluoreszenz-Monitore wurden bisher hauptsächlich für die Vermessung von Protonen- oder Schwerionenstrahlen angewendet [1]. Bei niedrigen Strahlenergien sollten sie auch zur Vermessung von Elektronenstrahlen eingesetzt werden können, wenn der differenzielle Energieverlust von Teilchen in Materie vergleichsweise groß ist und Bremsstrahlungswechselwirkungen noch nicht überwiegen. Die Wechselwirkungsprozesse von Elektronenstrahlen in Gasen sind so vergleichbar mit denen von Protonen- oder Schwerionenstrahlen [3]. Diese Arbeit dokumentiert die Aufnahme von Fluoreszenzraten per Photomultiplier an einem Teststand mit einem 100 keV Elektronenstrahl [4] in Druckbereichen von  $10^{-8}$  mbar bis  $10^{-5}$  mbar und vergleicht mit theoretisch zu erwartenden Raten. Außerdem wird der optische Tiefenschärfebereich einer 1:1 Abbildung mit einer Linse im Hinblick auf ortsauflösende Messungen bestimmt. Das Ziel dieser Arbeit ist es, Messungen mit einem ortsauflösenden Detektor durch Überprüfung der theoretischen Grundlagen vorzubereiten.

# 1 Grundlagen

## 1.1 Elektronenkühlung am HESR

An der 1969 gegründete Gesellschaft für Schwerionenforschung GSI in Darmstadt, seit 2008 Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung, wird Grundlagen- und angewandte Forschung betrieben. Es wurden prominente Fortschritte im Bereich der Kernphysik, zum Beispiel bei der Synthese superschwerer Elemente oder im Bereich der Tumorthherapie mit Ionenstrahlen erreicht. Mit dem FAIR („Facility for Antiproton and Ion Research“)-Projekt ist eine Erweiterung zu einem internationalen Beschleunigerzentrum für Forschung mit Ionen- und Antiprotonenstrahlen geplant. Die bestehende GSI-Anlage mit dem Schwerionen-Synchrotron SIS 18 soll als Vorbeschleuniger für den neuen Beschleunigerkomplex FAIR dienen, der aus einem Doppelringbeschleuniger sowie ein System von Speicherringen und Experimentierstationen bestehen wird [5], wie in Abbildung 1 gezeigt wird.

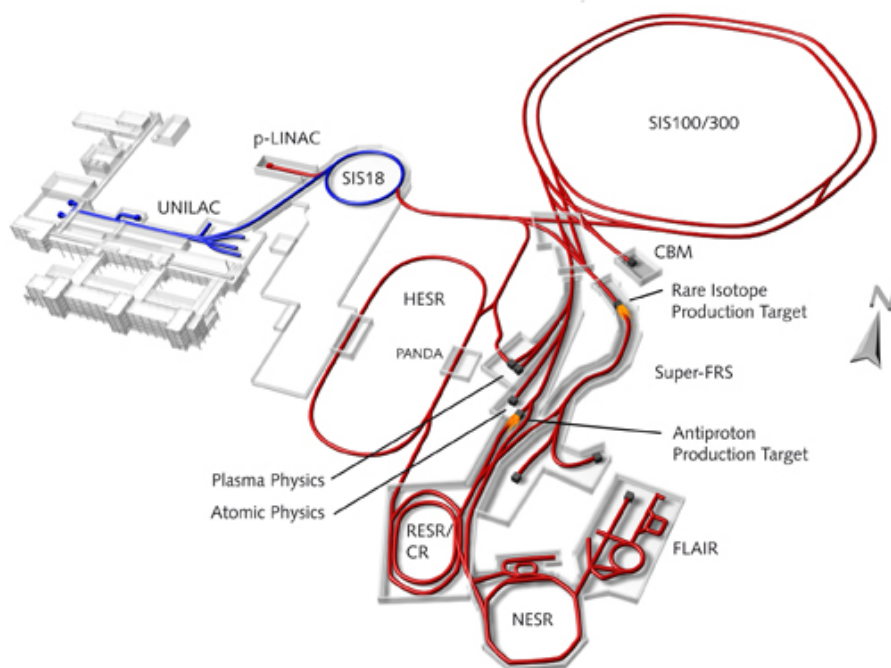


Abbildung 1: FAIR-Projekt: bestehende Anlage (blau) und geplanter Ausbau (rot) aus Doppelringbeschleuniger SIS100/ 300 und System von Speicherringen [6]

Im HESR sollen Antiprotonen gespeichert werden, die für Fixed-Target-Experimente am PANDA-Detektor genutzt werden sollen. Antiprotonen werden durch Paarbildungs-

effekte bei der Kollision eines Protonenstrahls hoher Energie auf ein Target erzeugt, sodass ein Antiprotonenstrahl ein breites Spektrum an Impulsen  $p_r$  in radialer Richtung zur Strahlachse besitzt.

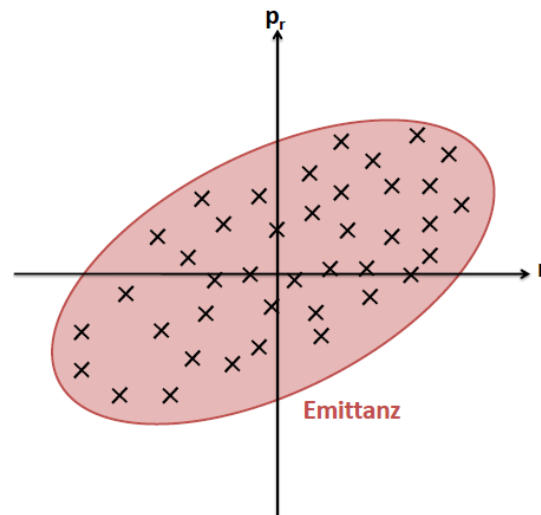


Abbildung 2: Radialer Phasenraum der Antiprotonen. Die Fläche, die die Phasenraumkoordinaten aller Teilchen umschließt, ist die Emittanz [7].

Abbildung 2 zeigt den ungekühlten Antiprotonenstrahl im Phasenraum, welcher hier als 2-dimensionaler Unterraum durch die Koordinaten der radialen Komponente  $r$  und des Radialimpulses  $p_r$  dargestellt wird. Die rot umrahmte Fläche wird als Emittanz bezeichnet und kann verringert werden, indem ein gleichphasiger Elektronenstrahl mit der gleichen Geschwindigkeit  $v$  dem Antiprotonenstrahl entlang einer Kühlstrecke überlagert wird. In diesem überlagerten System entsprechen Geschwindigkeits- und Richtungsabweichungen einer Temperaturdifferenz zwischen den beiden Strahlen. Die Strahlteilchen geben einen Teil ihrer radialen Impulse an die Elektronen ab und werden so „abgekühlt“, bis ein thermisches Gleichgewicht zwischen beiden Strahlen gegeben ist.

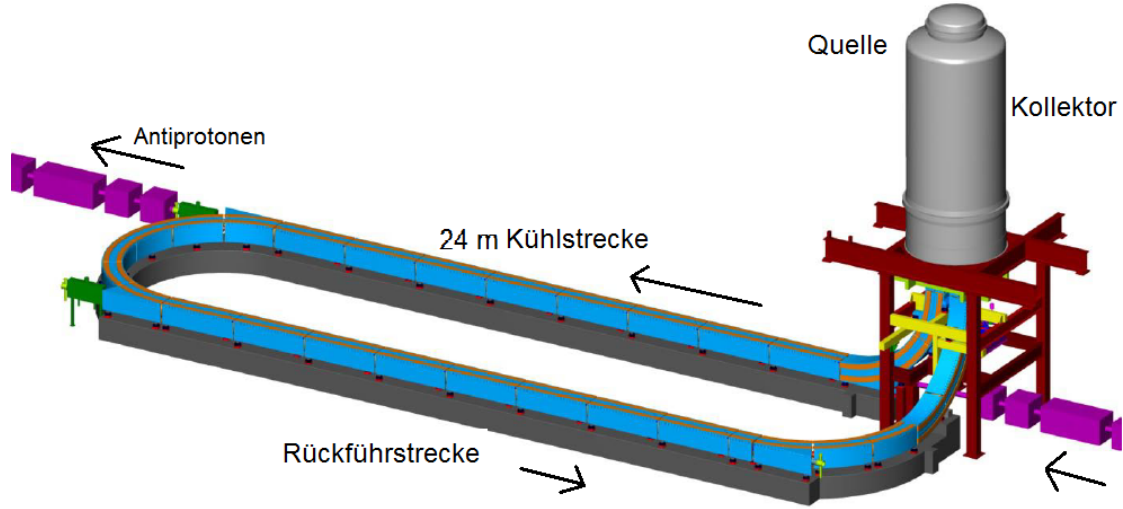


Abbildung 3: Der geplante HESR- Elektronenkühler: 24 m Kühlstrecke (blau) entlang des Ionenstrahles (lila) [2].

Am HESR-Kühler sollen Antiprotonen mit einer Energie von 8.2 GeV auf einer 24m langen Kühlstrecke gekühlt werden [8], [2]. Elektronen lassen sich aufgrund ihrer viel geringeren Masse  $m_e \ll m_p$  mit weniger Energie im Vergleich zum Antiprotonenstrahl auf die gleiche Geschwindigkeit beschleunigen. Bei Übereinstimmung der Geschwindigkeiten  $v$  stimmen auch die relativistischen  $\gamma$ -Faktoren beider Teilchenstrahlen überein:

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad \text{und} \quad \gamma = \frac{E_{ges}}{m_0 c^2} \approx \frac{E_{kin}}{m_0 c^2} \quad (1)$$

$$\frac{E_{ges,e^-}}{m_{e^-} c^2} = \gamma_{e^-} = \gamma_{\bar{p}} = \frac{E_{ges,\bar{p}}}{m_{\bar{p}} c^2} \quad (2)$$

$$E_{ges,e^-} = \frac{m_{e^-}}{m_{\bar{p}}} \cdot E_{ges,\bar{p}} \approx \frac{0.511}{938} \cdot 8.2 \text{ GeV} = 4.5 \text{ MeV} \quad (3)$$

Damit der Elektronenstrahl in seiner Geschwindigkeit  $v$  mit dem Antiprotonenstrahl übereinstimmt, muss seine Energie 4.5 MeV betragen [7]. Der kühlende Elektronenstrahl muss exakt ausgerichtet sein, da schon kleinste Abweichungen beim Eintritt des Elektronenstrahls während der langen Kühlstrecke von größter Auswirkung sein können. Die Differenz von 1 mrad als Beispiel, wird sich zwischen beiden Strahlen nach 24 m als eine Differenz von 24 mm auswirken, womit die Größenordnung der absoluten



Strahlbreite erreicht ist. Somit stellen sich hohe Präzisionsanforderungen an die Vermessung des zu kühlenden Strahls [3]. Aufgrund der hohen Strahlleistung bedarf es einer nicht- invasiven Messmethode. Hierbei könnte auch die Methode der berührungslosen Strahlprofilmessung durch strahlinduzierte Fluoreszenz zur Anwendung kommen.

## 1.2 Energieverlust geladener Teilchen in Materie

Jeglicher Durchgang von Teilchen durch Materie ist mit einem Energieverlust verbunden. Bei elastischen Stößen werden geringe Energieüberträge unterhalb der Anregungs- oder Ionisierungsschwelle der Atomhüllen als Rückstoß aufgenommen und verursachen Richtungsänderungen der Projektilteilchen. Den Hauptbestandteil der Wechselwirkungen bei Strahlen niedrigerer Energie machen inelastische Stöße der Strahlteilchen mit den Hüllenelektronen der Absorber aus. Diese bewirken auch eine geringe Aussendung von Fluoreszenzphotonen. Die durchquerenden Teilchen können die Hülle der Absorbieratome als Ganzes anregen oder bei ausreichendem Energieübertrag auch ionisieren. Sie verlieren dabei einen geringen Teil ihrer Bewegungsenergie. Diese Wechselwirkungen ermöglichen die nichtinvasive Strahlprofilmessung.

Höher energetische Elektronen erfahren weitere Wechselwirkungen mit dem Coulombfeld der Atomkerne von den Absorberteilchen. Es können elastische Kernstreuungen, aber auch inelastische Kernstreuungen auftreten, die mit der Aussendung von Bremsstrahlung verbunden sind.

Die theoretische quantenmechanische Ableitung einer Formel für den differentiellen Energieverlust pro Weglänge durch die Anregungen der Elektronenhülle wurde von Hans Bethe und Felix Bloch 1932 entwickelt. Diese Bethe-Formel wurde für die Beschreibung des Energieverlustes speziell von Elektronen modifiziert. Der Energieverlust pro Weglängeneinheit kann näherungsweise bestimmt werden zu [14]:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[ \ln \frac{\tau^2(\tau + 2)}{2(I/m_e c^2)^2} + F(\tau) \right] \quad (4)$$

$r_e$  klassischer Elektronenradius =  $2.817 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$

$m_e$  Elektronenmasse

$N_a$  Avogadro- Konstante =  $6.022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$

$I$  mittleres Anregungspotential ( $\frac{I}{Z} = (12 + \frac{7}{Z}) \text{ eV}$ )

$Z$  Ladungszahl des absorbierenden Materials

$A$  Atomare Massenzahl des absorbierenden Materials

$\rho$  Dichte des absorbierenden Materials

$\beta$   $v/c$  der Projektilteilchen

$\tau$  kinetische Energie des Projektilteilchens in Einheiten von  $m_e c^2$

$$F(\tau) = 1 - \beta^2 + \frac{\tau^2 - (2\tau + 1) \ln 2}{(\tau + 1)^2} \text{ für } e^-$$

Für Stickstoff  $N_2$  als verwendetes Restgas ergibt sich  $-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} = 3.63 \text{ MeV cm}^2/g$  (auf die Dichte  $\rho$  normiert). In dieser Darstellung wurden Dichte- und Schalenkorrekturen vernachlässigt, da sich diese erst ab Strahlenergien von 1 GeV auswirken [14].

Die *kritische/Energie*, ab welcher Bremsstrahlungseffekte überwiegen, liegt bei [14]

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{Bethe}} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{Brems}} \quad \text{für } E = E_{\text{krit}} = \frac{800 \text{ MeV}}{Z + 1.2} = 52.63 \text{ MeV in } N_2 \quad (5)$$

Für eine Elektronenstrahlenergie von 100 keV, wie sie in dieser Arbeit verwendet wurde, können Bremsstrahlungseffekte vernachlässigt werden, auch bei einer 4.5 MeV Strahlenergie am HESR-Kühler sind diese Effekte noch relativ klein, siehe Tabelle 1.

Strahlenergie	100 keV	4.5 MeV
$-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx}_{\text{Bethe}} [\text{MeV cm}^2/g]$	3.63	1.11
$-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx}_{\text{Brems}} [\text{MeV cm}^2/g]$	0.0043	0.19
$\frac{\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx}_{\text{Brems}}}{\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx}_{\text{Bethe}}}$	0.0012	0.18

Tabelle 1: Mit [14] sind die Energieverluste durch Bremsstrahlung für Strahlenergien von 100 keV sowie 4.5 MeV bestimmt.

Der differenzielle Energieverlust nimmt mit  $\frac{1}{\beta^2}$  für höhere Strahlenergien und damit höheren Geschwindigkeiten  $v$  ab. Ein Strahl dieser Energie erzeugt daher weniger Fluoreszenzphotonen. Höherenergetische Elektronenstrahlen erzeugen Synchrotronstrahlung, eine Art Bremsstrahlung, die auch im materiefreien Raum bei der Ablenkung von Teilchen in äußeren Feldern ausgesendet wird. Ab einer Energie von 30 MeV kann diese Strahlung optisch nachgewiesen werden und bietet sich sodann als Methode zur Strahlpositionsvermessung an.

Die Bethe-Formel hängt linear von der Dichte  $\rho$  ab, die nach dem idealen Gasgesetz mit dem Druck  $p$  skaliert  $\rho = \frac{p \cdot M_{\text{mol}}}{R \cdot T}$ . So besteht eine lineare Abhängigkeit der Fluoreszenzrate vom Druck  $p$  des Restgases. Durch ein Einlassen von Gas kann der Druck  $p$  erhöht werden, um eine höhere Fluoreszenzausbeute zu erzielen. Außerdem ist die Bethe-Formel von dem  $\beta$ -Faktor  $v/c$  abhängig, also der Geschwindigkeit  $v$  des eintreffenden Teilchens. Sie wird durch die Strahlenergie bestimmt, die in diesem Fall 100 keV beträgt. Entscheidend für den Betrag des differenziellen Energieverlustes ist der  $\beta$ -Faktor, sodass bei einer Übereinstimmung dieser Größe die differenziellen Energieverluste von Elektronen und Protonen vergleichbar sind.

Als Prozess des Energieverlustes skaliert die Photonenrate und damit der Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  für die Photonenerzeugung mit dem differentiellen Energieverlust pro Weglänge nach Bethe-Bloch. Das wurde experimentell für Protonenstrahlen verschiedener Energien von 50 MeV bis 25 GeV in einem Druckbereich von  $1.2 \cdot 10^{-6} \text{ mbar}$  bestätigt (am CERN PS und Booster) [9], wie Abbildung 4 zeigt. So konnte auch bestimmt werden, welcher mittlere Energieverlust zur Erzeugung eines Photons benötigt wird. Dieser Wert ist gasartspezifisch, da die innere atomare bzw. molekulare Struktur jeweils die Wahrscheinlichkeit für die Aussendung eines optischen Photons bestimmt. Für  $N_2$  wurde ermittelt (mit  $N_{\text{Photonen}}$  als gemessene Photonenzahl):

$$p_{\text{Photon}, N_2} = \frac{-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx}}{N_{\text{Photonen}}} = 3.6 \text{ keV}$$

Dieser Photoproduktionskoeffizient wird in dieser Arbeit zur Abschätzung theoretisch zur erwartenden Photonenrate verwendet.

$$\frac{-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx}}{p_{\text{Photon}}} = \frac{3.63 \text{ Mev} \cdot \text{cm}^2/\text{g}}{3.6 \text{ keV}} = 1008 \frac{\text{cm}^2}{\text{g}}$$

Durchquert ein Elektron eine Schicht mit der Massenbelegung  $x \cdot \text{g}/\text{cm}^2$  ( $x \ll 1$ ) so werden  $x \cdot 1008$  Photonen erzeugt. Die Zahl der Photonen pro Sekunde ist dann  $x \cdot 1008 \cdot \frac{I}{e}$  mit  $I$  = mittleres Anregungspotential des Absorbers Beispiel für  $x$ :

$$p = 10^{-5} \text{ mbar}, d = 10 \text{ cm} \rightarrow x \approx 10^{-10} \text{ g}/\text{cm}^2, x = \rho \cdot d$$

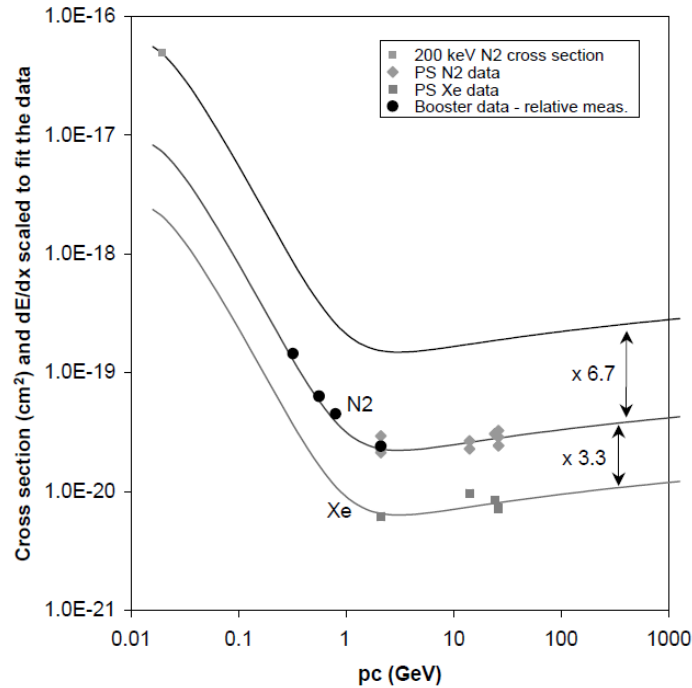


Abbildung 4: Die Wirkungsquerschnitte für die Photonenerzeugung in  $N_2$  und Xe wurden am CERN PS und Booster für Strahlenergien von 50 MeV bis 25 GeV gemessen [9]. Diese skalieren nach Bethe-Blochs differenziellem Energieverlust, wie es die Kurve der Bethe-Formel durch die Messwerte zeigt.

Durch Gaseinlass kann auch ein bestimmtes Gas mit hohen Wirkungsquerschnitten  $\sigma$  für die Photonenerzeugung als „Restgas“ ausgewählt werden. Es sollte intensive Emissionslinien im sichtbaren Bereich haben, damit es gut von strahlungssensitiven Messgeräten aufgezeichnet und durch Gläser abgebildet werden kann. Ferner ist eine möglichst geringe Fluoreszenzlebensdauer erwünscht, da es sonst zu einer Verfälschung der orts aufgelösten Messung des Strahlprofils kommt, wenn sich angeregte Gasmoleküle innerhalb ihrer Lebensdauer im Strahlrohr verteilen. Das Gas sollte, wenn der Druckbereich wieder verringert werden soll, mit den verwendeten Pumpsystemen auch möglichst einfach aus dem Strahlrohr wieder hinaus gepumpt werden können [9]. Es bietet sich an, Stickstoff  $N_2$  zu verwenden. Stickstoff zeigt intensive Fluoreszenzlinien im ultravioletten bis grünen Bereich des optischen Spektrums (350-500 nm). Eine Linse aus Quarzglas (fused silica) mit einer Transmission für Ultraviolett- bis Infrarotstrahlung (200-2500 nm), ermöglicht die Aufnahme der Fluoreszenzphotonen. Die Lebensdauer von Stickstoff ist mit 60 ns vergleichsweise gering [9]. Eine inelastische Streuung durch atomare Stöße zwischen Strahlteilchen und Restgas führt zu einem Energieübertrag in das elektronische System der Gasmoleküle.

Die Elektronen eines zweiatomigen Stickstoffmoleküls besitzen verschiedene dis-

krete Energiezustände. Ein zweiatomiges Molekül kann als ein hantelförmiges Objekt beschrieben werden, sodass sich verschiedene weitere Rotations- und Schwingungsfreiheitsgrade ergeben. Damit verbundene weitere Anregungszustände spalten die Energieniveaus feiner auf, wie in Abbildung 5 gezeigt.

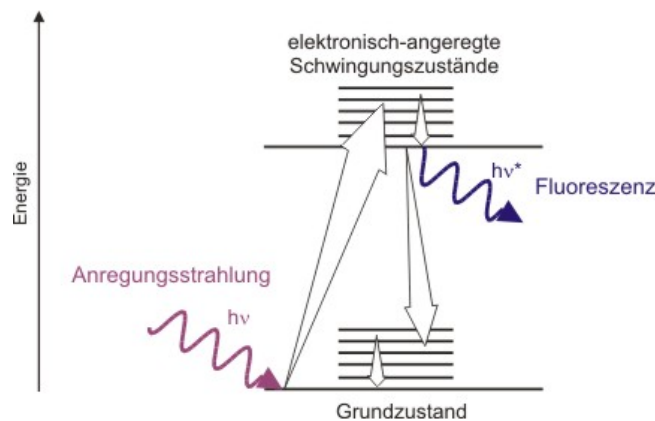


Abbildung 5: Energieniveauschema mit Fluoreszenzübergängen: Durch die Anregungsstrahlung kann ein höheres Energieniveau der Elektronen im Molekül erreicht werden, das durch Aussenden eines Fluoreszenzphotons  $h\nu^*$  und Schwingungsabregungen in den Grundzustand relaxiert [23]

Die energetische Anregung führt zu einer Anregung der Molekülelektronen in ein höheres Energieniveau. Nach einer bestimmten Lebensdauer des angeregten Zustands kann das System durch Aussenden von Photonen der Wellenlänge  $\lambda$  oder auch strahlungslosen Vorgängen wie Wärmeaussendung (Schwingungsabregungen) in den energetisch niedrigsten und günstigsten Grundzustand relaxieren. Die Wellenlänge der ausgesendeten Photonen beträgt  $\lambda = \frac{h \cdot c}{\Delta E}$  mit  $\Delta E$  als Energiedifferenz zwischen beiden Übergängen. Der Prozess der schnellen Photonenaussendung wird Fluoreszenz genannt. Fluoreszenz ist ein quantenmechanisch erlaubter Übergang, da ein Übergang zwischen Zuständen gleichen Spins erfolgt und hat daher vergleichsweise kurze Lebensdauern. Die erzeugten Photonen werden dabei in alle Raumrichtungen statistisch gleichverteilt ausgesendet.

Die mittlere Lebensdauer der Photonenaussendung von Stickstoff mit 60 ns [9] ist über alle möglichen Fluoreszenzlinien und Anregungszustände gemittelt. Die intensivsten Linien von Stickstoff sind in dem folgenden Spektrum 6(b) dargestellt. Ein Vergleich der Linienspektren verschiedener Gase zeigt die intensivsten Emissionslinien und somit höchste Fluoreszenzausbeute bei Stickstoff  $N_2$ .

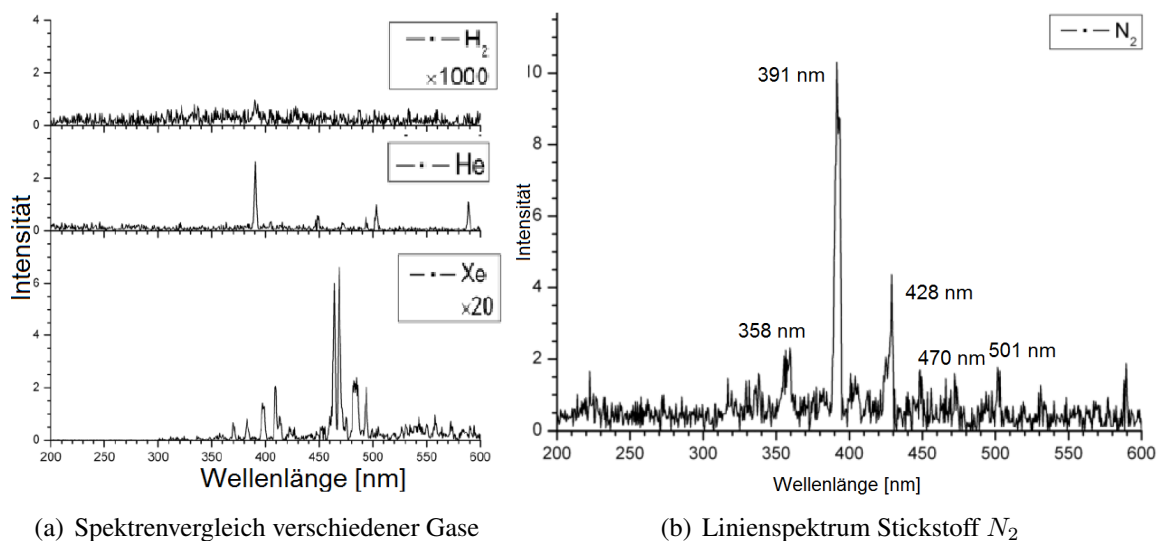


Abbildung 6: Im sichtbaren Bereich wurden Szintillationsspektren verschiedener Gase aufgenommen. Die Intensität von  $H_2$  wurde um einen Faktor 1000, die von Xe um einen Faktor 20 vergrößert dargestellt. Die intensivsten Emissionslinien zeigt Stickstoff  $N_2$  bei 391 nm, 358 nm und 428 nm im nahen ultravioletten Bereich [12].

### 1.3 Nichtinvasive Strahlprofilmessung

Eine Positionsmessung ist zum Beispiel am HESR für die Ausrichtung von Elektronenstrahlen bei der Strahlkühlung von Antiprotonen notwendig, um eine exakte Überlappung beider Strahlen sicherzustellen. Ein Strahl geladener Teilchen erzeugt Fluoreszenzphotonen an seiner Durchflugposition, die in alle Richtungen ausgesendet werden. Diese können an einem Fenster seitlich am Strahlrohr mit einem strahlungssensitiven Gerät wie einer Kamera oder einem Vielkanalphotomultiplier aufgezeichnet werden und ermöglichen eine ortsabhängige Rekonstruktion der Intensitätsverteilung des durchlaufenden Strahls [1]. Die Messung benötigt keine weiteren Einbauten im Vakuum. Zur Erhöhung der Photonennrate im Detektor kann ein Partialdruck gut fluoreszierenden Gases (hier Stickstoff  $N_2$ ) eingelassen werden ohne dabei den Absolutdruck zu stark zu erhöhen.

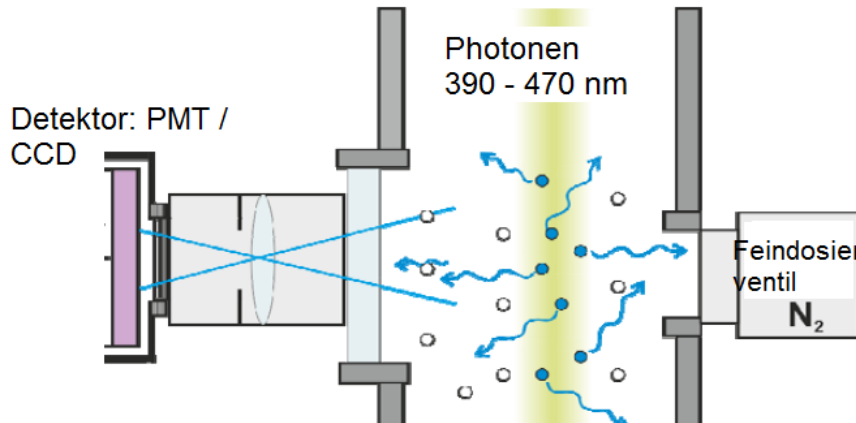


Abbildung 7: Schema eines strahlinduzierten Fluoreszenzmonitors: Fluoreszenzphotonen werden in alle Richtungen ausgesendet, die seitlich durch ein optisches Abbildungssystem und einen strahlungssensitiven Detektor aufgezeichnet werden. Durch das Feindosierventil kann der Restgasdruck im Strahlrohr variiert werden [13].

Die Photonenausbeute  $Y_{Photon}$  ist hier als erwartete Größe bezogen auf den verwendeten Aufbau angegeben, sodass die Korrekturfaktoren des optischen Abbildungssystems und des Strahlungsmessgerätes ( $\prod_{i=1}^N p_{optik,i}$ ) als limitierende Faktoren der zu messenden Rate eingerechnet werden, siehe Kapitel 1.4.1. Die Formel 6 gibt die zu erwartende Anzahl an Photonen an, die vom Messgerät detektiert werden.

$$Y_{Photon} \left[ \frac{1}{s \cdot cm} \right] = -\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \frac{1}{p_{Photon}} \frac{I_{Strahl}}{e} \prod_{i=1}^N p_{optik,i} \rho_{Restgas} \quad (6)$$

Das Fluoreszenzleuchten entsteht als Folge einer energetischen Anregung durch atomare inelastische Stöße zwischen den Strahlteilchen und den Restgasmolekülen. Die Intensität  $Y_{Photon}$  als Anzahl emittierter Photonen skaliert demnach mit dem differentiellen Energieverlust geladener Teilchen in Materie ( $-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx}$ ) sowie mit der Intensität des eintreffenden Strahlstroms  $I$  und der Dichte  $\rho$  bzw. dem Druck  $p$  und der Sorte des Restgases.

Nach dem idealen Gasgesetz gilt für die Dichte  $\rho$

$$\rho_{Restgas} = \frac{p \cdot M_{Mol}}{R \cdot T}$$

mit  $p$ : Druck,  $M_{Mol}$ : Molare Masse,  $R$ : Univ. Gaskonstante,  $T$ : Temperatur.

Aufgrund der kurzen Fluoreszenzlebensdauern (einige ns) wird angenommen, es entsteht ein Fluoreszenzphoton an der selben Stelle, an der ein Restgasmolekül angeregt

wird [9]. Die Anzahl entstehender Photonen hängt demnach von der lokalen Strahlintensität ab, sodass die Photonenquellstärke proportional zur Elektronenintensität ist [9]. Die Fluoreszenzentstehung kann als nichtinvasiver Prozess angesehen werden. Betrachtet man den mittleren Energieverlust in einem Druck von  $10^{-5}$  mbar und einer Länge von  $d = 10$  cm, demnach einer Massenbelegung von  $10^{-5} \text{ mbar} \cdot 10 \text{ cm} \approx 10^{-10} \text{ g/cm}^2$ .  $-\frac{dE}{dx} = 3.63 \text{ MeV cm}^2/\text{g} \cdot 10^{-10} \text{ g/cm}^2 \approx 3 \cdot 10^{-4} \text{ eV}$ . Bei einem Strahlstrom von 100 keV ist der Energieverlust von  $3 \cdot 10^{-4} \text{ eV}$  zu vernachlässigen.

Das Messverfahren der strahlinduzierten Fluoreszenz wurde bisher zur Strahlprofilmessung von Schwerionenstrahlen verwendet [1], [9], [12]. Diese Arbeit soll eine Anwendung dieses Prinzips auf Elektronenstrahlen zeigen [3]. Da beim Energieverlust von Elektronen in Materie für höhere Energien neben Anregungsprozessen ab einer Energie von einigen MeV auch Bremsstrahlung eine bedeutende Rolle spielt, sind Elektronenstrahlinduzierte Fluoreszenzprozesse weniger von Interesse gewesen, da Synchrotronstrahlung zur Detektion verwendet werden konnte oder bei sehr niedrigen Strahlleistungen auch invasive Messmethoden wie Leuchtschirme oder Drahtgitter ausreichten.

## 1.4 Teststand für BIF-Messungen

Am Mainzer Mikrotron (MAMI) gibt es eine Testquelle für polarisierte Elektronenstrahlen [4]. Der Elektronenstrahl wird durch Photoemission aus einer Halbleiterkathode (NEA-GaAs) erzeugt. Ein Laser führt zu einer Absorption von Elektronen vom Valenz- in das Leitungsband [4]. Die Elektronen können den Kristall verlassen und werden in einem elektrischen Potential von  $U_{stat} = 100 \text{ kV}$  beschleunigt. Die Intensität des Lasers steuert die Intensität des Elektronenstrahls. Für diese Arbeit werden solche Ströme bis  $100 \mu\text{A}$  verwendet.



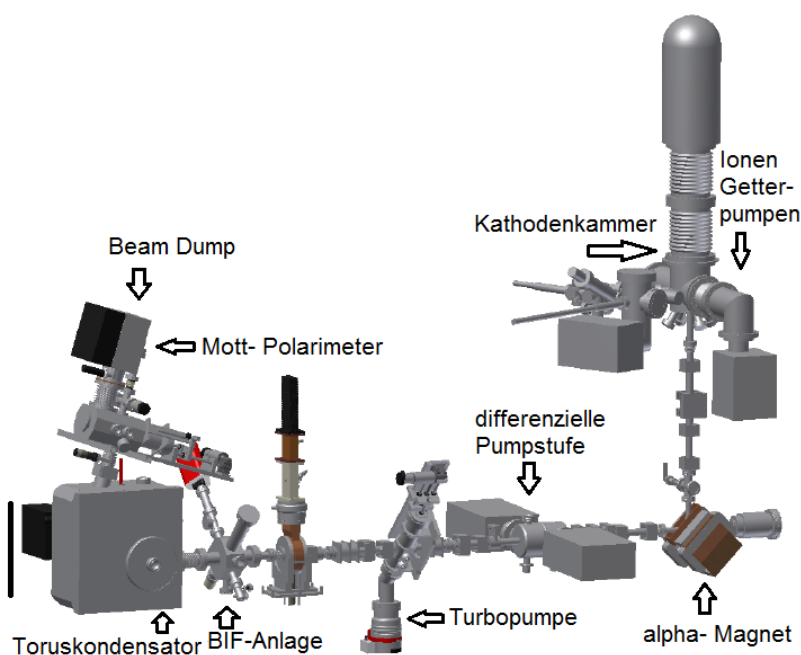


Abbildung 8: Skizze der Testquelle: In der Kathodenkammer werden die Elektronenströme erzeugt und passieren die Strahlführungsstrecke.

Die Photokathode benötigt Ultrahochvakuum mit einem Restgasdruck  $< 10^{-11} \text{ mbar}$  [4]. Die Fluoreszenzmessung soll innerhalb eines Druckbereiches von  $10^{-5} \text{ mbar}$  bis  $10^{-8} \text{ mbar}$  durchgeführt werden. Dafür befindet sich ein differenzielles Pumpsystem zwischen dem Bereich der Kathode und der Vakuumkammer zur Messung der strahlinduzierten Fluoreszenz, sodass auf der Seite der Kathode zwei Ionengetterpumpen konstant das Ultrahochvakuum erhalten und nur der Elektronenstrahl durch eine Blende in die Messkammer eintreten kann, wo der Druck durch Einlassen von Restgas variiert wird [3]. Der erzeugte Elektronenstrahl durchläuft eine Transferstrecke von einigen Metern, bis er in einem Faraday-Detektor endet. Hier wird der absolute Strahlstrom gemessen. Dieser Wert wird mit einem zweiten Wert verglichen, der an der Quelle aufgenommen wird, um Transmissionsverluste zu detektieren, die beim Durchlaufen der Teststrecke auftreten könnten. Treffen Strahlanteile auf Leitungselemente, so verursacht das einen starken Untergrund von Röntgenstrahlung, den das Strahlungsmessgerät ebenso detektiert. Deshalb müssen Transmissionsverluste auf ein vernachlässigbar kleines Niveau (1%) reduziert werden.

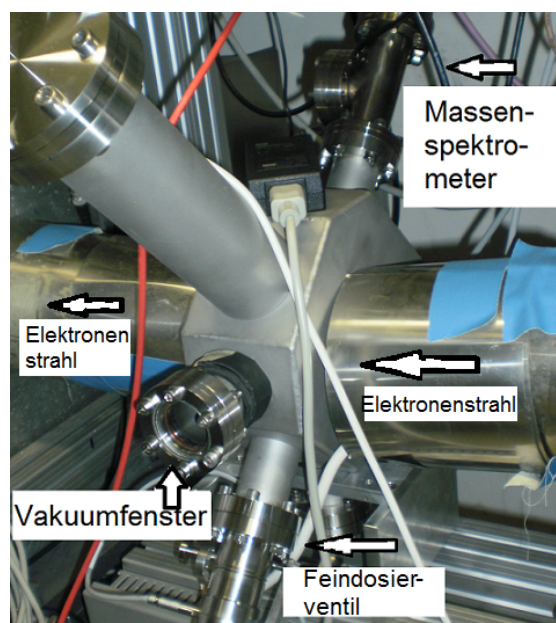


Abbildung 9: Foto der Vakuumkammer: Am Vakuumfenster kann ein Strahlungsmessgerät angeschlossen werden. Das Gasventil ermöglicht die Druckeinstellung. Mit dem Massenspektrometer kann die Restgaszusammensetzung bestimmt werden. Der Elektronenstrahl läuft von rechts nach links.

Seitlich an der Vakuumkammer befindet sich ein Fenster aus Quarzglas (fused silica), durchlässig für Infrarot- bis Ultraviolettstrahlung (200-2500 nm Wellenlänge), um Fluoreszenzlicht für die Strahlprofildetektion aufnehmen zu können. Das Leckventil ermöglicht eine Variation des Drucks in der Kammer, der mit dem Drucksensor gemessen werden kann. Außerdem kann ein Massenspektrometer partielle Gasdrücke verschiedener Gasarten bestimmen [3]. Die Fluoreszenzausbeute ist gasartspezifisch, sodass für die Analyse der Höhe der gemessenen Rate eine genaue Kenntnis der Gaszusammensetzung erforderlich ist.

Am HESR- Elektronenkühler sollen Strahlströme von 1 A in einem Druckbereich von  $1 \cdot 10^{-9} \text{ mbar}$  verwendet werden [2]. Wenn ein spezielles Restgas wie Stickstoff  $N_2$  mit einem Partialdruck von ebenfalls  $1 \cdot 10^{-9} \text{ mbar}$  eingelassen wird, hätte das mit einem Absolutdruck von  $2 \cdot 10^{-9} \text{ mbar}$  geringe Auswirkungen auf die Vakuumqualität des Strahlrohrs. Am Teststand ist der Strahlstrom mit  $100 \mu\text{A}$  um einen Faktor  $10^{-4}$  geringer als der des HESR-Elektronenkühlers und der Partialdruck von Stickstoff  $N_2$  liegt um den gleichen Faktor höher. Nach Formel 6 sollte die Fluoreszenzausbeute jeweils gleich sein und am Teststand vergleichbar hohe Fluoreszenzintensitäten wie unter Bedingungen des HESR gemessen werden.

### 1.4.1 Strahlungsmessung und Photomultiplier

Für die Messung der Fluoreszenzraten sind eine Reihe weiterer praktischer Überlegungen zu berücksichtigen, die sich auf die optische Abbildung der Strahlung auf das strahlungssensitive Messgerät beziehen:

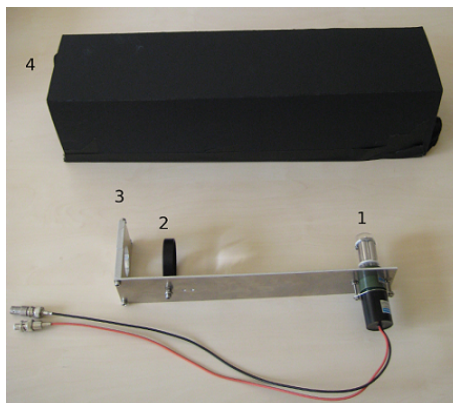


Abbildung 10: 1 Photomultiplier, 2 Linse, 3 Befestigung, 4 Abschirmung [3]

Die Photonenrate muss bekannt sein, da die durch Fluoreszenz von Restgasmolekülen erzeugte Lichtintensität als vergleichsweise gering zu erwarten ist. Daher muss ein Strahlungsmessgerät mit einem niedrigen Rauschlevel kleiner der Photonenrate verwendet werden.

Für erste Strahlungsmessungen wird daher ein Photomultiplier (Firma Hamamatsu Typ R4332) eingesetzt, der lediglich die Höhe der erzeugten Photonenraten an der Position einer späteren Kamera misst. Der Photomultiplier hat eine spektrale Empfindlichkeit im Wellenlängenbereich von 160 bis 750 nm, sodass der Emissionsbereich von Stickstoff abgedeckt ist. Die Bialkali Photokathode hat eine Quantenausbeute von  $\eta = \frac{\text{Anzahl auftreffender Photonen}}{\text{Anzahl ausgelöster Elektronen}} = 30\% \rightarrow P_{Det} = 0.3$  mit einer effektiven Fläche von  $8 * 24 \text{mm}^2$  [15]. Das Fenstermaterial des Photomultipliers besteht aus Quarzglas (fused silica). Der Verstärkungsfaktor (Gain) beträgt  $10^7$  [15]. Die spezifische Austrittsarbeit („work function“) für Elektronen aus dem Material der Fotokathode sowie der Parallelelektroden ist gering, um hohe Effizienzen für den Fotoeffekt und die sekundären Emissionen zu erhalten. Nachteilig ist dabei, dass schon bei Raumtemperatur thermisch induzierte Emissionen von Elektronen auftreten können. Der durch diese „thermionische Emission“ der Kathode erzeugte Strom wird ebenfalls verstärkt und führt zu  $I_{Anode} \approx 5 \text{nA}$  Anodendunkelstrom, wobei der Wert nach einer längeren Lagerung des Photomultipliers im Dunkeln unterschritten werden kann. Ein Kühlen des Photomultipliers würde eine weitere Verringerung des Dunkelstroms bewirken.

Wird die Betriebsspannung des Photomultipliers zu hoch gewählt, können Feldemissionseffekte auftreten, bei denen Elektronen aufgrund des starken elektrischen Fel-

des zwischen den Dynoden aus dessen Material austreten. Diese Feldemissionseffekte würden ein abruptes Ansteigen des Dunkelstromes bewirken. Jedoch sollte dieser Effekt nicht auftreten, da der Photomultiplier hier mit 1000 V im mittleren Bereich betrieben wird. Eine weitere, nicht verhinderbare Rauschquelle stellen kosmische Strahlungsteilchen, hauptsächlich Myonen sowie winzige Restmengen von radioaktiven Substanzen (z.B. K40) dar, die in Bauteilen oder Wänden vorhanden sind.

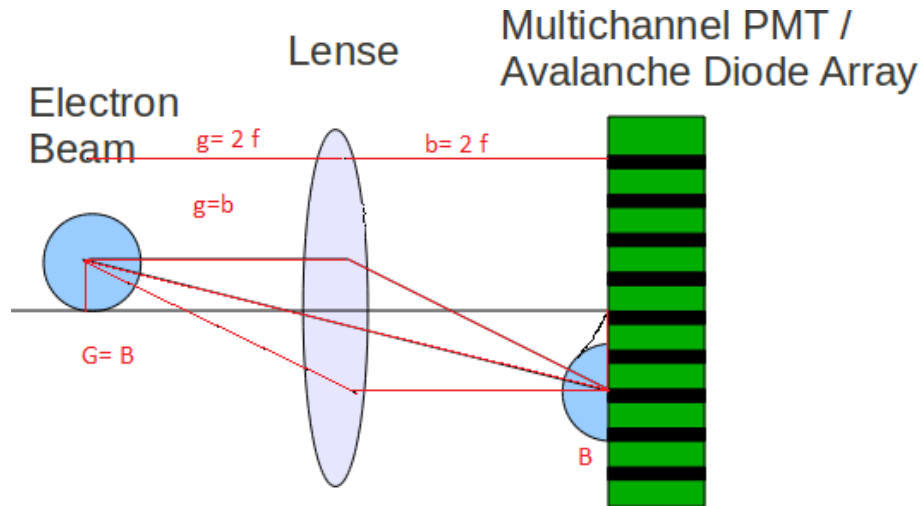


Abbildung 11: Die optische Abbildung: Gegenstandsweite  $g$  und Bildweite  $b$  betragen  $2f$ , sodass eine 1:1 Abbildung entsteht. Ein ortsauflösender Detektor (Multichannel-PMT/ Avalanchediodenarray) misst in den einzelnen Schlitzen die eintreffenden Photonenraten [3].

$$\frac{B}{G} = \frac{b}{g} \quad b = g \rightarrow B = G \quad (7)$$

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{b} + \frac{1}{g} \quad b = g \rightarrow b = g = 2 \cdot f \quad (8)$$

Das optische Abbildungssystem besteht aus einer bikonvexen Linse, die mit dem Photomultiplier auf einer Schiene montiert ist und die Strahlung in einer 1:1 Abbildung auf die sensitive Fläche des Photomultipliers führt, siehe Abbildung 10. Das Material der Linse ist Quarzglas (fused silica) und die Brennweite  $f$  beträgt 10 cm. Die Gleichung des Abbildungsmaßstabes, Gleichung 7, besagt eine 1:1 Abbildungsgröße des Bildes,  $B=G$ , bei gleicher Bildweite  $b$  und Gegenstandsweite  $g$ . Die Abbildungsgleichung 8 gibt die Gegenstandsweite  $g$  und Bildweite  $b$  zu  $2 \cdot f$  an, wie auch in Abbildung 11 dargestellt. An der Stelle des Photomultipliers ist hier eine Vielkanalplatte eingezeichnet,

die ortsauflösend die eintreffenden Photonen in den einzelnen Kanälen (grüne Rechtecke) misst.

Der abgegriffene Raumwinkel wird durch die Fläche des Vakuumfensters am Strahlrohr bestimmt, sowie dem Abstand von diesem zum Strahldurchflug, da sich die Linse direkt hinter diesem Fenster befindet und im Durchmesser größer ist als das Vakuumfenster.

$$\Omega = \frac{A_{\text{Fenster}}}{r_{\text{Strahlabstand}}^2} = 3.01 \cdot 10^{-2} \text{sr}$$

Das aufgezeichnete Fluoreszenzlicht passiert beim Durchlaufen der optischen Abbildung 6 Grenzflächen verschiedener Brechungsindizes. Nach den Fresnelschen Formeln berechnet sich der transmittierte Anteil des Strahlung mit dem Brechungsindex für Quarzglas  $n=1.46$  zu:

Reflektierter Anteil an einer Grenzfläche:

$$r = \left( \frac{n-1}{n+1} \right)^2 = 0.035 \quad (9)$$

Ingesamt passiert der Strahlengang 6 Grenzflächen:

$$(1-r)^6 = 0.965^6 = 0.81 \quad (10)$$

Transmittierter Anteil:

$$P_{\text{transm}} = 0.81 \quad (11)$$

20% der Strahlung gehen durch Reflexion verloren.

Im Aufbau sollte sich der Strahl auf der optischen Achse mit dem Mittelpunkt der Linse und der effektiven Fläche des Photomultipliers befinden, sodass das Bild vollständig auf die sensitive Fläche ( $8 \cdot 24 \text{mm}^2$ ) abgebildet wird. Anderenfalls würden nicht detektierte Strahlungsverluste auftreten und die gemessene Rate erheblich vermindern. Spätere ortsauflösende Messungen sind in ihrer Genauigkeit auf den Tiefenschärfebereich des optischen Abbildungssystems und generell durch das optische Auflösungsvermögen begrenzt, siehe Kapitel 3.2. Bei der theoretischen Abschätzung der zu messenden Photonennrate in Kapitel 2.6 müssen alle genannten optischen und messgerätspezifischen Korrekturfaktoren berücksichtigt werden.

## 2 Messung der Fluoreszenzraten

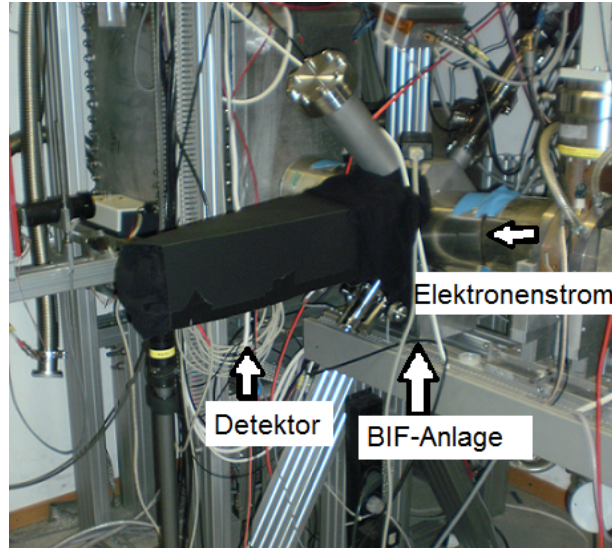


Abbildung 12: Strahlrohr mit angeschlossenen Detektor aus Photomultiplier und optischer Abbildung, die zum Schutz vor Restlichtquellen abgeschirmt sind.

Der Detektor wird am Strahlrohr der Testquelle seitlich am Vakuumbereich angebracht, sodass zwischen der Linse und dem Ort des Strahldurchflugs ein Abstand von 20 cm liegt. Es werden nun die analogen Anodenströme des Photomultipliers gemessen. Bei fester Strahlenergie von 100 keV wird jeweils ein bestimmter Druck aus dem Bereich von  $10^{-5}$  mbar bis  $10^{-8}$  mbar eingestellt und eine Kurve von Strahlströmen bis zu 100  $\mu$ A aufgenommen. Der Photomultiplier ist an eine computergesteuerte Hochspannungsquelle angeschlossen, die konstant eine Spannung von 1000 V ausgibt. Die Messung wird im dunklen Labor durchgeführt, und die Anzeigen des Photomultipliers und Amperemeters vom Strahlstrom befinden sich im Nebenlabor. Zusätzlich wird der Detektor abgeschirmt, um vor Restlichtquellen wie leuchtenden Schaltern zu schützen, wie es in Bild 12 zu sehen ist. So sollte der Strahlungsuntergrund minimalisiert sein und ohne Strahlstrom nur das Dunkelstromsignal gemessen werden (siehe Kapitel 1.4.1). Der Druck wird mit Hilfe eines Piezoelementes im Leckventil variiert, indem Stickstoff durch das Leckventil eingelassen wird. Nach Variieren des Absolutdrucks im Strahlrohr muss abgewartet werden, bis sich dieser wieder stabilisiert hat. An einem Penningvakuummeter kann der Druck abgelesen werden. Das Messgerät misst den Druck durch Ionenströme, die zwischen zwei Elektroden aus dem Restgas durch Stoßionisation erzeugt werden. Das führt auch zu Fluoreszenzanregungen, sodass es während der Fluoreszenzmessung ausgeschaltet sein muss, um Photonenuntergrund im Strahlrohr zu verhindern. Die Anzeigen des Vakuummeters werden vor und nach der Messung verglichen und

das Mittel beider Druckwerte für die Auswertung verwendet. Das Messgerät ist auf trockene Luft,  $N_2$ ,  $O_2$  und  $CO_2$  geeicht [16] und zeigt den Absolutdruck des Restgases, das hauptsächlich aus Stickstoff besteht, korrekt an. Das Photomultiplier-Signal wird mit einer Rate von  $10^5$  V/A verstärkt und per Multimeter abgelesen. Eine Steuerung der Laserintensität variiert den Strahlstrom.

Der Strahlstrom wird per Multimeter an der Elektronenquelle sowie am Faraday-Cup, dem Ende des Strahlführung, gemessen. So kann überprüft werden, dass der Strahl die Leitung transmissionsfrei durchläuft. Sollten Strahlverluste durch Auftreffen des Strahls auf Strahlführungselemente entstehen, wäre das mit der Entstehung von Röntgenstrahlung verbunden. Röntgenstrahlung entsteht durch die starke Abbremsung von Elektronen und durchdringt das Gehäuse des Photomultipliers. So verursacht diese Strahlung ebenfalls Elektronenemission aus den Dynoden des Photomultipliers und damit messbares Signal. Dieser Strahlungsuntergrund muss bei der Messung von strahlinduzierter Fluoreszenz verhindert werden, da er zu erheblichen Verfälschungen der gemessenen Raten führen kann. Das zeigt auch der nächste Abschnitt:

## 2.1 Röntgenuntergrund

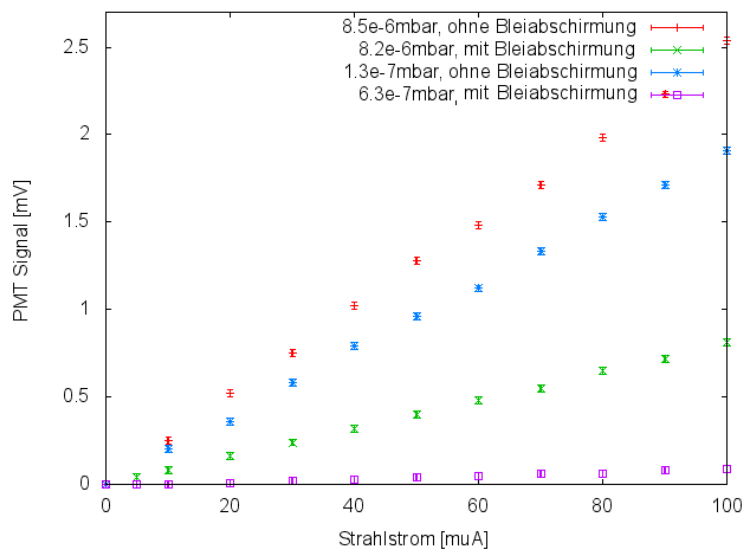


Abbildung 13: Vergleich von Raten mit und ohne Bleiabschirmung. Die Höhe des Dunkelstromes, gemessen ohne Strahlstrom, ist von allen Werten abgezogen. Ohne Bleiabschirmung liegt die gemessene Fluoreszenzrate fast 3 mal höher als mit.

Erste Messungen der Fluoreszenzraten wurden durch einen hohen strahlstromabhängigen Untergrund verfälscht [3], der durch den Aufprall des Strahls auf den Faraday-

Detektor im Beam-dump am Ende des Strahlrohrs entsteht. Diese Untergrundstrahlung war proportional zur Strahlstromintensität und druckunabhängig. Das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis betrug 1:4 und ab einem Druckbereich von  $1.8 \cdot 10^{-6}$  mbar ist keine Druckabhängigkeit des Signals mehr zu erkennen gewesen. Eine 1 cm dicke Bleiabschirmung um den Faraday-Detektor herum kann diesen Untergrund verhindern. Abbildung 13 zeigt den Vergleich der gemessenen Raten mit und ohne die Bleiabschirmung.

$S_1 = 8.5 \cdot 10^{-6}$ mbar ohne Bleiabschirmung	2.54
$S_2 = 8.2 \cdot 10^{-6}$ mbar mit Bleiabschirmung	0.81
$\frac{S_1}{S_2}$	3.14
$S_3 = 1.3 \cdot 10^{-7}$ mbar ohne Bleiabschirmung	1.91
$S_4 = 6.3 \cdot 10^{-7}$ mbar mit Bleiabschirmung	0.09
$\frac{S_3}{S_4}$	21.22

Tabelle 2: Signale bei  $100 \mu\text{A}$  Strahlstrom, siehe Abbildung 13

Ohne die Bleiabschirmung liegt die gemessene Rate 3 mal so hoch wie mit und im niedrigeren Druckbereich fällt dieser Unterschied noch größer aus, da das gemessene Signal fast komplett aus Röntgenstrahlung besteht.

Es wird eine Messung durchgeführt, bei der das Vakuumfenster durch ein Stück Pappe abgeschirmt ist, um zu überprüfen, dass mit der Bleiabschirmung keine Quellen von Röntgenstrahlung mehr vorhanden sind. Röntgenstrahlung könnte die Pappe passieren und würde strahlstromabhängiges Signal verursachen. Das gemessene Signal entspricht ohne Strahlstrom sowie bei langsamen Erhöhen des Strahlstroms bis auf  $100 \mu\text{A}$  konstant der Höhe des Dunkelstromsignals von 0.15 mV. Somit kann für folgende Messungen die Aufzeichnung von Röntgenstrahlung ausgeschlossen werden. Die gemessenen Raten sollten durch Fluoreszenzphotonen entstehen, die durch das Vakuumfenster und die optische Abbildung detektiert werden. Das Dunkelstromsignal von 0.15 mV entspricht einem Strom von 1.5 nA, einem Wert unterhalb der vom Hersteller angegebenen Dunkelstromangabe von 5 nA. Der konstante Wert des Dunkelstromes kann von allen Raten für die grafische Darstellung abgezogen und diese so untergrundbereinigt dargestellt werden. Durch Kühlen des Photomultipliers könnte der Wert noch weiter reduziert werden.



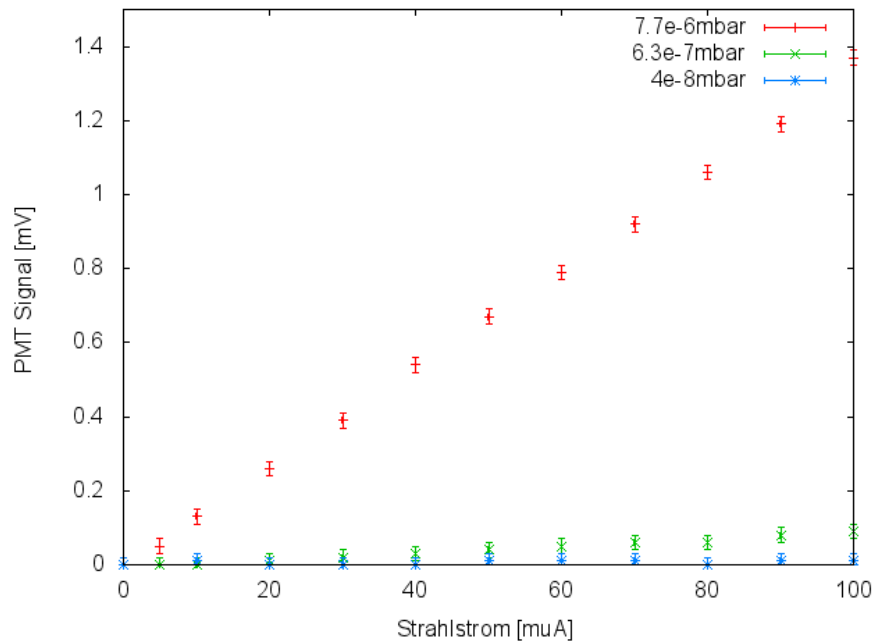


Abbildung 14: Kurven aufgenommen bei verschiedenen Drücken. Die lineare Strahlstromabhängigkeit ist für die oberen beiden Kurven zu erkennen. Die Kurve bei  $4 \cdot 10^{-8}$  mbar entspricht nur noch der Höhe des Dunkelstromsignals.

## 2.2 Signal-Strahlstrom-Abhängigkeit

Die theoretische Abschätzung der zu messenden Photonenrate sagt eine lineare Abhängigkeit der Photonenrate und damit des gemessenen Signals zu der Größe des Strahlstromes voraus (siehe Formel 6). Je mehr Strahlteilchen auf die Restgasmoleküle treffen, desto mehr Fluoreszenzanregungen finden statt. Der lineare Zusammenhang wird durchgängig durch alle Messungen bestätigt, wie auch Abbildung 14 zeigt. Für einen Druck von  $7.7 \cdot 10^{-6}$  mbar und  $100 \mu\text{A}$  Strahlstrom wird ein Signal-zu-Untergrund-Verhältnis von 8 zu 1 erreicht, für einen Strahlstrom von  $50 \mu\text{A}$  beträgt es 4 zu 1 und bei einem Strahlstrom von  $10 \mu\text{A}$  liegt es unter 1:1.

## 2.3 Signal-Druck-Abhängigkeit

Die theoretische Abschätzung der erwarteten Photonenrate besagt einen linearen Zusammenhang zum Druck im Strahlrohr (siehe Formel 6). Ein höherer Druck führt nach dem linearen Gasgesetz zu einer höheren Teilchendichte  $\rho = \frac{pM_{Mol}}{RT}$ . Umso höher die Teilchendichte im Strahlrohr ist, desto höher ist auch der Energieverlust der Strahlteil-

chen und umso häufiger führt der durchquerende Strahlstrom zu Fluoreszenzanregungen. Die Messungen bestätigen den linearen Zusammenhang zwischen dem eingestellten Druck und der Höhe des gemessenen Signals, wie Abbildung 14 zeigt. Die Verhältnisse der gemessenen Raten bei unterschiedlichen Druckwerten skalieren nach der Theorie wie ihre Druckwerte zueinander.

$$\frac{S(7.7 \cdot 10^{-6} \text{mbar})}{S(6.3 \cdot 10^{-7} \text{mbar})} = \frac{1.37}{0.09} \approx 15 \quad (12)$$

$$\frac{7.7 \cdot 10^{-6} \text{mbar}}{6.3 \cdot 10^{-7} \text{mbar}} = \frac{77}{6.3} \approx 12 \quad (13)$$

Die Messung bestätigt das im Groben. Jedoch könnte auch bei einem Absolutdruck im Strahlrohr von  $4 \cdot 10^{-8}$  mbar die Restgaszusammensetzung einen niedrigeren Stickstoffanteil enthalten, wenn Stickstoff am meisten aus dem Restgas hinaus gepumpt wird. Das hätte eine niedrigere Fluoreszenzausbeute zur Folge. Für einen Druck von  $6.3 \cdot 10^{-7}$  mbar ist noch ein Signal linear zum Strahlstrom zu erkennen, für  $4 \cdot 10^{-8}$  mbar hat das Signal konstant die Höhe des Dunkelstromes.

Für einen Absolutdruck von  $7.7 \cdot 10^{-6}$  mbar erhält man aus den gemessenen Werten bei  $100 \mu\text{A}$  Strahlstrom ein Signal-zu-Untergrund-Verhältnis von 8:1, bei  $6.3 \cdot 10^{-7}$  mbar beträgt es etwa 2:3, bei  $4 \cdot 10^{-8}$  mbar ist das Signal zu niedrig um es vom Dunkelstrom unterscheiden zu können. Ein Kühlen des Photomultipliers könnte die Aufzeichnung dieser niedrigeren Signale möglich machen.

## 2.4 Spannung des Photomultipliers

Für erste Messungen, siehe Abbildung 13, ist eine Spannungsversorgung für den Photomultiplier verwendet worden, die sich als nicht stabil genug herausstellte, sodass Schwankungen der ausgegebenen Spannung auftraten. Deshalb wird für weitere Messungen eine computergesteuerte Spannungsversorgung genutzt, deren Gleichmäßigkeit hier überprüft wird. Bei einem konstanten Strahlstrom von  $100 \mu\text{A}$  wird die Betriebsspannung des Photomultipliers in Schritten von 0.01 kV durch einem Bereich von 0.9 kV bis 1 kV

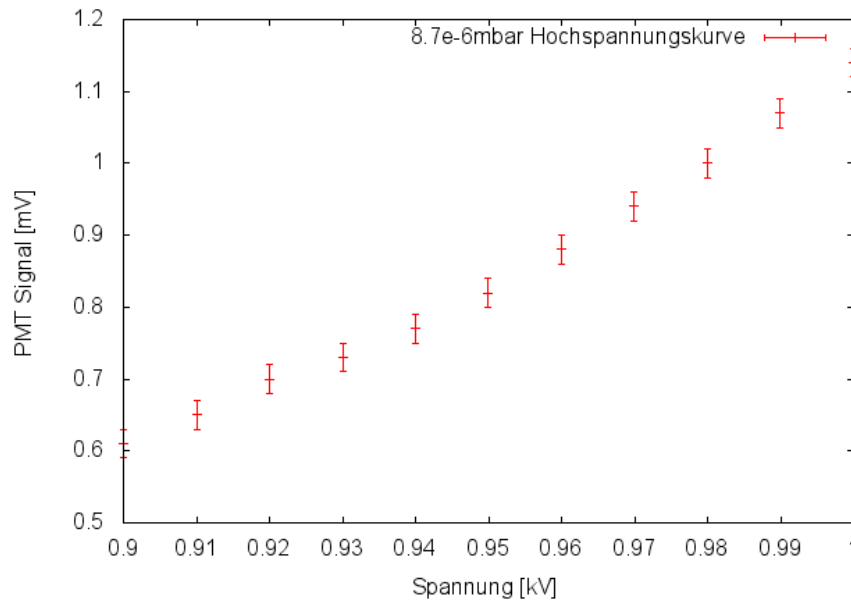


Abbildung 15: Hochspannungskurve des Photomultipliers. Es ist ein stabiler Verlauf des Photomultipliersignals in Abhängigkeit zur Betriebsspannung zu erkennen. Eine Verringerung der Betriebsspannung um 10 % bewirkt eine Verringerung des Signals um 50%.

variiert.

Es ist ein stabiler Verlauf des Photomultipliersignals in Abhängigkeit zur Betriebsspannung zu erkennen. Der Verstärkungsfaktor (Gain) des Photomultipliers exponentiell von der angelegten Betriebsspannung abhängig. Für kleine Variationen der Spannung ist dieser Zusammenhang näherungsweise linear, wie Abbildung 15 zeigt.

$$e^{K \cdot (U + \Delta U)} = e^{KU} \cdot e^{K\Delta U} \approx e^{KU} \cdot (1 + K\Delta U) \text{ wenn } \Delta U \ll 1 \quad (14)$$

$K$ = Verstärkungsfaktor (Gain),  $U=0.9$  kV,  $\Delta U =0.1$  kV. Aufgrund des gleichmäßigen Zusammenhangs zwischen Signal und Spannung kann das Auftreten von plötzlichen Feldemissionseffekten ausgeschlossen werden, die zu Verzerrungen des Signals führen würden. Eine Verringerung der Betriebsspannung um 10 % gegenüber der üblichen Spannung von 1 kV verringert das gemessene Signal um einen Faktor 2, wie es auch dem Datenblatt des Photomultipliers zu entnehmen ist [15].

## 2.5 Massenspektrum

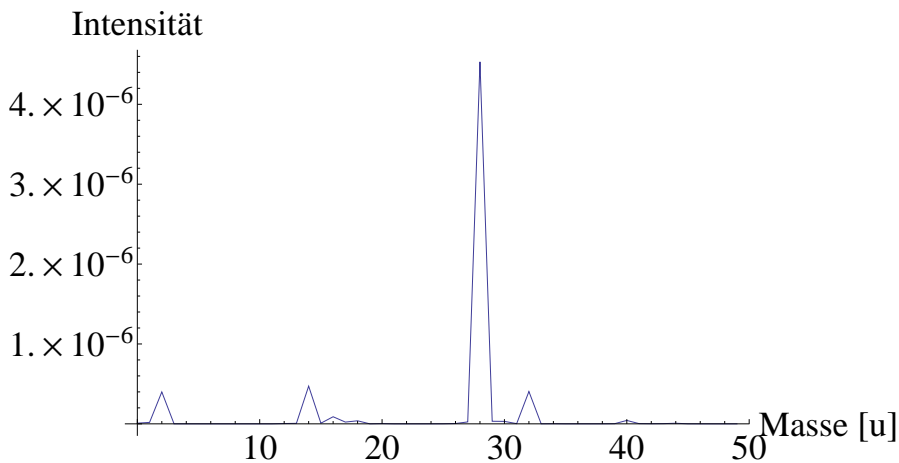


Abbildung 16: Massenspektrum. Der Stickstoffpeak bei  $m=28u$  liegt signifikant am höchsten. Weitere Peaks lassen noch einen geringen Anteil an Wasserstoff  $H_2$  ( $m=2u$ ), Sauerstoff  $O_2$  ( $m=32u$ ) und atomaren Stickstoffionen  $N^+$  ( $m=14u$ ) erkennen.

Mit dem Massenspektrometer werden Restgasspektren aufgenommen, um den Stickstoffanteil des Restgases zu bestimmen. Das Massenspektrometer ionisiert die Restgasmoleküle und misst die Anteile einzelner Ionenströme zu den verschiedenen atomaren Massen. Der Stickstoffpeak ( $m=28u$ ) liegt signifikant am höchsten. Weitere Peaks deuten auf einen geringen Anteil Wasserstoff  $H_2$  ( $m=2u$ ) und Sauerstoff  $O_2$  ( $m=32u$ ) hin, beides Stoffe mit sehr geringer Fluoreszenzausbeute. Es wird der relative Anteil von Stickstoff  $N_2$  ( $m=28u$ ) und Stickstoffionen  $N^+$  ( $m=14u$ ) im Vergleich zu allen gemessenen Ionenströmen zu

$$\frac{I_{N_2}}{I_{ges}} = 0.75$$

bestimmt. Die Ionisationsfähigkeiten einzelner Elemente unterscheiden sich [17], sodass diese bei der Bestimmung des Gesamtstromes  $I_{ges}$  entsprechend gewichtet werden müssen.

	Masse [u]	Ionisationsfähigkeit rel. zu $N_2$
$H_2$	2	0.41
$N_2$	28	1
$N^+$	14	1
$O_2$	32	0.78
Ar	40	1.42

Tabelle 3: Werte der Ionisationsfähigkeit des Massenspektrometers relativ zu  $N_2$  [17]

Bei der Abschätzung der zu messenden Photonenrate muss berücksichtigt werden, dass das Restgas nur zu 75% aus Stickstoff besteht.

## 2.6 Theoretische Raten

Mit Hilfe der theoretischen Abschätzung (Formel 6) und allen optischen Korrekturfaktoren kann nun ein Vergleich der gemessenen Raten mit den theoretisch bestimmten durchgeführt werden. Die theoretischen Raten liegen um einen Faktor 2-3 über den gemessenen Raten bei den letzten Messungen.

$$Y_{Photon} = N_{Strahlstrom} \cdot \frac{-\frac{dE}{\rho \cdot dx}}{p_{Photon}} \cdot \rho_{Restgas} \cdot P_{Det} \cdot \Omega \cdot L_{PMT} \cdot P_{refl} \cdot P_{Anteil N_2}$$

$N_{Strahl}$	$I_{Strahl} \cdot 6.241 \cdot 10^{18} \frac{e^-}{s}$
$\frac{-\frac{dE}{\rho \cdot dx}}{p_{Photon}}$	$\frac{3.63 MeV cm^2/g}{3.6 keV}$
$\rho_{Restgas}$	$\frac{p \cdot M_{mol}}{T \cdot R}$
$P_{Det}$	0.3
$\Omega$	$3.1 \cdot 10^{-2} sr$
$L_{PMT}[cm]$	0.8
$P_{transm}$	0.8
$P_{Anteil N_2}$	0.75

Tabelle 4: Parameter zur Berechnung einer theoretischen Abschätzung

	$N_{Theo}$ [1/s]	$N_{Mess}$ [1/s]	$\frac{N_{Theo}}{N_{Mess}}$
$8.6 \cdot 10^{-6} mbar$ (1. Messungen)	45977	4368	10.53
$1 \cdot 10^{-6} mbar$	5346	655	8.16
$7.7 \cdot 10^{-6} mbar$ (letzte Messungen)	24699	8550	2.89
$6.3 \cdot 10^{-7} mbar$	3368	561	6.

Tabelle 5: Theoretische und gemessene Photonenanzahlen

Zu Beginn der Messung lagen die gemessenen Raten bei einem Druck von  $8.6 \cdot 10^{-6} mbar$  um einen Faktor 10 unter den theoretisch bestimmten, um einen Faktor 8 in einem niedrigeren Druckbereich bei  $1 \cdot 10^{-6} mbar$  (Abbildung 13). Das deutete darauf hin, dass der Versuchsaufbau noch nicht hinreichend dem Untersuchungsziel genügte und daher nach Ursachen für diese großen Abweichungen gesucht werden musste. Es stellte sich heraus, dass die Linse des optischen Abbildungssystems nicht die angenommene Brennweite von  $f=10cm$  sondern eine Brennweite  $f=15cm$  hatte, sodass die Abstände

zwischen Strahl Linse und Photomultiplier, die jeweils  $2f$  betragen, falsch eingestellt waren. So ist das Bild nicht 1:1 auf die sensitive Fläche des Photomultipliers gelangt. Für weitere Messungen wird eine Linse mit einer Brennweite  $f=10\text{cm}$  und ein neuer Aufbau mit passenden Abständen verwendet. Außerdem sind bei der theoretischen Abschätzung der Photonrate die Reflektionsverluste unterschätzt worden, die beim Passieren der Strahlung durch insgesamt 6 Grenzflächen verschiedener Brechungsindizes auftreten (siehe 1.4.1). So kann die gemessene Rate bis auf einen Faktor 2-3 unter die theoretische Rate reduziert werden bei einem Druck von  $7.7 \cdot 10^{-6}\text{mbar}$ . Im niedrigeren Druckbereich bei  $6.3 \cdot 10^{-7}\text{mbar}$  liegt die Rate noch tiefer unter der theoretischen Rate. Die verbleibende Abweichung zwischen der theoretischen und gemessenen Rate kann hauptsächlich mit möglichen Schwankungen des Verstärkungsfaktor (Gain) von  $10^7$  vom Photomultiplier begründet werden. Dieser Verstärkungsfaktor müsste durch eine Eichmessung überprüft werden, indem man aufgezeichnete Pulse bei einer Lichtquelle definierter Intensität zählt. In dieser Arbeit ist aufgrund der aufwendigeren Durchführung aus Zeitgründen die Zählung einzelner Pulse mit dem Photomultiplier nicht möglich gewesen. Mögliche Abweichungen wären eventuell auch bei der Sensitivität der Photokathode von  $P_{\text{Photo}} = 0.3$  des Photomultipliers möglich. Außerdem beruht die theoretische Abschätzung auf dem experimentell bestimmten Photoproduktionskoeffizienten  $P_{\text{Photo}} = 3.6\text{keV}$  [9]. Alle diese Werte sind statistische Mittelwerte und können mit Schwankungen verbunden sein.

### 3 Das optische Abbildungssystem

Das Fluoreszenzlicht wird vom Ort des Strahldurchflugs in alle Richtungen ausgesendet. Das Vakuumfenster seitlich am Strahlrohr ermöglicht eine Aufzeichnung der Fluoreszenzphotonen, die in diese Richtung fallen. Mit einer Linse wird eine 1:1 Abbildung auf ein strahlungssensitives Gerät, hier einem Photomultiplier, gebildet, um ein Bild wie das Entstehungsbild im Strahlrohr zu erhalten. Jedes strahlungssensitive Gerät ist durch eine bestimmte sensitive Fläche begrenzt, auf der eintreffende Photonen aufgezeichnet werden. Beim Photomultiplier befindet sich seitlich eine Eintrittsfläche von  $(8 \cdot 24)mm$ , durch die Photonen in den inneren Verstärkungsbereich eintreten. Bei einer Kamera besteht diese Fläche aus einem Chip aus einzelnen Pixeln. Es muss bei der Installation des optischen Abbildungssystems, hier der Linse, darauf geachtet werden, dass das Bild vollständig auf die sensitive Fläche abgebildet wird. Anderenfalls würden nicht detektierte Strahlungsverluste auftreten und zu einer erheblichen Verminderung der aufgezeichneten Rate oder zur Aufzeichnung eines abgeschnittenen Bildes führen. Genau dies war bei ersten Messungen am Teststand passiert, da die Brennweite der verwendeten Linse  $f=15$  cm statt wie angenommen  $f=10$  cm betrug und die Abstände der optischen Abbildung zu gering waren.

Betrachtet man die Abbildung des Strahlbildes mit einer Linse seitlich am Strahlrohr, so könnten bei einer Aufzeichnung größere vertikale Abweichungen des Strahls von der optischen Achse zu einem Strahlungsverlust führen, wenn die Abbildung auf einen Bereich außerhalb der Höhe der sensitiven Fläche fällt. Horizontale Abweichungen sollten keine Auswirkungen haben, da der Strahl auch horizontal verläuft. Bei einer späteren ortsauflösenden Aufzeichnung per Kamera muss zusätzlich beachtet werden, dass die Abbildungsschärfe jedes optischen Systems nur auf einen bestimmten Bereich im Objektraum, dem Tiefenschärfebereich, begrenzt ist. Der Strahldurchlauf muss sich mit seiner Breite von etwa 1mm, wie er bei der Testquelle gegeben ist, vollständig in diesem Bereich befinden. Bei nicht genau bekanntem Strahldurchlauf im Rohr kann es zu kleinen Abweichungen in der Gegenstandsweite kommen. Dadurch darf es zu keinem Schärfeabfall des aufgezeichneten Bildes kommen. So ist es im Hinblick auf spätere Messungen per Kamera sinnvoll, mit einem Aufbau außerhalb des Strahlrohrs den Tiefenschärfebereich der Linse experimentell zu überprüfen.

### 3.1 Tiefenschärfe der Linse

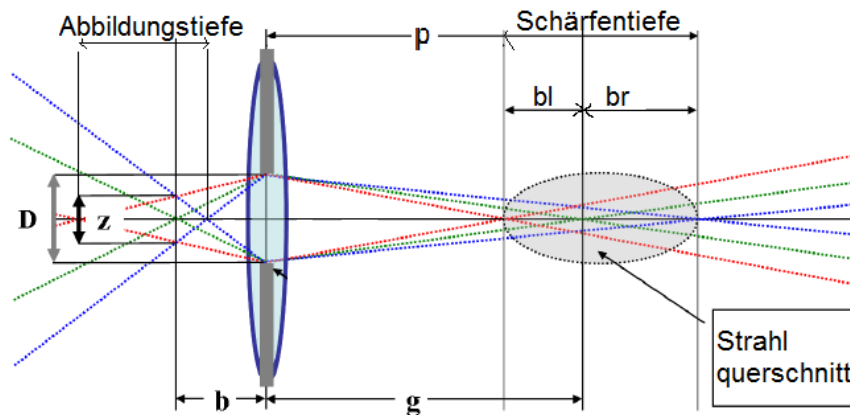


Abbildung 17: Der Zerstreungskreis  $z$  bestimmt die Abbildungstiefe. Die bildseitigen Strahlengänge sind verkleinert dargestellt. Abbildungstiefe= $b_l+b_r$  und Schärfentiefe sind bei einer 1:1 Abbildung gleich. Der Strahlquerschnitt muss mindestens abgedeckt sein [10].

$$\frac{D}{z} = \frac{g + b_r}{g} \quad \frac{D}{z} = \frac{g - b_l}{b_l} \quad (15)$$

$$b_r = \frac{g}{\frac{D}{z} - 1} \quad b_l = -\frac{g}{\frac{D}{z} + 1} \quad (16)$$

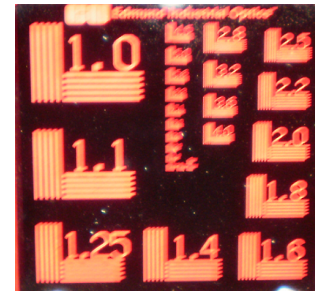
Der Tiefenschärfebereich ist ein Maß für die Breite im Objektraum, die bei einer Abbildung hinreichend scharf aufgezeichnet wird. Dieser Bereich ist bei der Abbildung per Linse dadurch begrenzt, dass sich die Strahlen von Punkten außerhalb des Tiefenschärfebereiches zu weit vor oder hinter der Bildebene schneiden. Dadurch wird eine punktförmige Abbildung als unscharfer Kreis dargestellt. Man definiert den Tiefenschärfebereich als Breite zwischen den Positionen, von denen aus punktförmige Objekte als Zerstreungskreis der Breite  $z$  abgebildet werden.

Bei einer 1:1 Abbildung stimmt dieser Bereich auch mit der Abbildungstiefe im Bildraum überein. Die Gleichungen 15 resultieren aus Anwendung des Strahlensatzes auf die Strahlengänge aus Abbildung 17. Umstellen der Gleichungen nach  $b_l$  und  $b_r$ , den links- und rechtsseitig vom fokussierten Punkt liegenden Schärfebereichen, ermöglicht eine theoretische Berechnung der Tiefenschärfe aus den bekannten Parametern Gegenstandsweite  $g$ , Linsendurchmesser  $D$  und dem Zerstreungskreis  $z$ , siehe Formel 16.





(a) Aufbau zur Bestimmung der Tiefenschärfe. Der Abstand zwischen Linse und Kamera wird variiert.



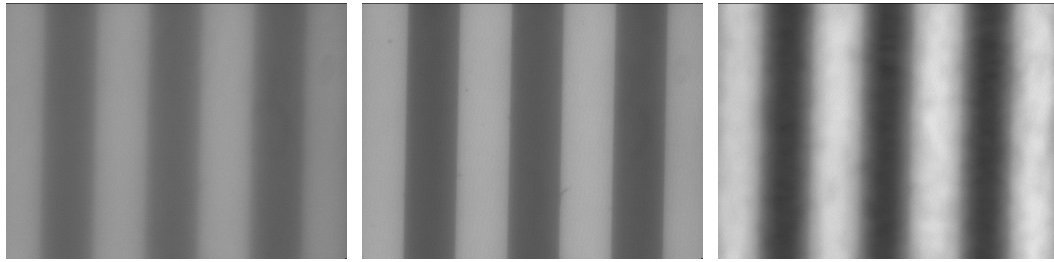
(b) Strichplatte mit Linienstrukturen unterschiedlicher Breite.

Zur experimentellen Bestimmung des Tiefenschärfebereiches wird eine diffus leuchtende Strichplatte mit der Linse in einer 1:1 Abbildung auf eine Kamera abgebildet. Die Linienbreiten der Strichplatte betragen 0.9 mm sowie  $71\mu\text{m}$ ,  $62\mu\text{m}$  und  $55\mu\text{m}$ . Strichplatte und Linse werden im festen Abstand von  $2f$  montiert, und die Kamera befindet sich auf einer fein verschiebbaren Platte, die durch eine Mykrometerschraube eingestellt werden kann. Eine Umdrehung entspricht dabei 0.5 mm und der Nullpunkt der Umdrehungszahl wird in die Mitte der Skala der Mykrometerschraube (12.5 mm) gesetzt. Mit diesem Aufbau werden Bilder per Kamera in verschiedenen Abständen zwischen Kamera und Linse, der Bildweite  $b$ , aufgenommen.

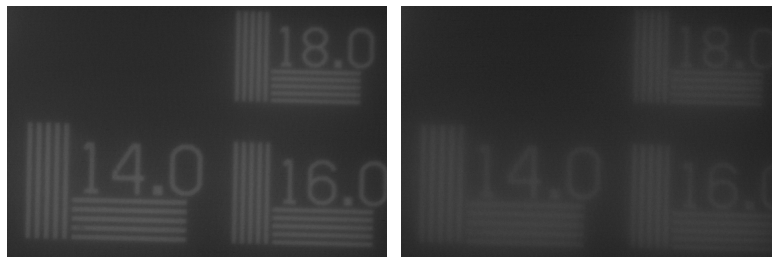
Der Zerstreungskreis  $z$  ist hier durch die abgebildete Linienbreite gegeben.

$$Z = \text{Linienbreite} \cdot \text{Abbildungsmaßstab} \frac{G}{B} (= 1) = \text{Linienbreite} \quad (17)$$

Durch die verbreiterte Abbildung überlappen sich nebeneinanderliegende Bildpunkte, und es kommt zu einem Intensitätsabfall zwischen den aufgezeichneten Linien. Der Schärfentiefebereich soll als der Bereich bestimmt werden, in dem die aufgezeichneten Bilder einen Intensitätsabfall von weniger als 50 % zwischen den einzelnen Linien zeigen, da sich dann die leuchtenden Linien soweit verbreitert haben, dass sie über den gesamten dunklen Bereich laufen.



(c) Bild bei Abstandposition - 2.5 mm  $\hat{=}$  19.75 cm zwischen Kamera und Linse (d) Bild bei Abstandposition 0  $\hat{=}$  20 cm zwischen Kamera und Linse (e) Bild bei Abstandposition - 10 mm  $\hat{=}$  21 cm zwischen Kamera und Linse



(f) Position 0  $\hat{=}$  20 cm zwischen Kamera und Linse (g) Position 2 mm  $\hat{=}$  19.8 cm zwischen Kamera und Linse

Auf den einzelnen Bildern ist ein fokussierter Punkt größter Schärfe und ein Schärfeabfall der Bilder für ein Verringern und Vergrößern der Bildweite  $b$  vom fokussierten Punkt zu erkennen.

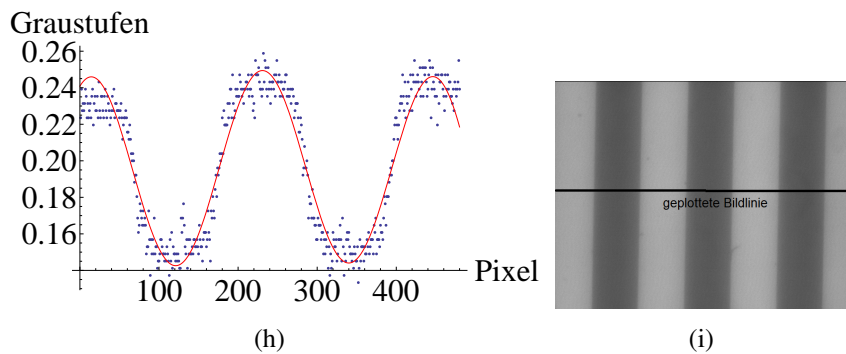


Abbildung 18: Fit durch Abstandposition -3 mm  $\hat{=}$  20.3 cm zwischen Kamera und Linse, Linie 100 der Bildmatrix. Die Fitfunktion erlaubt eine Bestimmung der Intensitätsdifferenz zwischen den Maxima und Minima als ein Maß für die Schärfe. In jedem Bild wird durch mehrere Linien gefittet und über die bestimmten Intensitätsdifferenzen zwischen den Maxima und Minima gemittelt.

Aus jedem Bild werden 5 einzelne Linien in Graustufenskala (0=schwarz, 1=weiss) geplottet und die Summe dreier Gauß- Verteilungen durch die Werte gelegt:

$$f(x) = a \cdot \exp\left(\frac{-(x - c_1)^2}{2 \cdot b^2}\right) + a \cdot \exp\left(\frac{-(x - c_2)^2}{2 \cdot b^2}\right) + a \cdot \exp\left(\frac{-(x - c_3)^2}{2 \cdot b^2}\right) + d$$

mit  $a, b, c_1, c_2, c_3, d$  als Fitparameter. Aus den Fitfunktionen werden die Differenzen zwischen Maxima und Minima für mehrere Linien bestimmt und für ein Bild gemittelt. Man erhält ein Maß für den Intensitätsabfall zwischen den einzelnen Linien. Ein Vergleich der gemittelten Intensitätsdifferenzen über alle Bilder, aufgenommen in verschiedenen Abständen zwischen Linse und Kamera, ermöglicht die Bestimmung der Bildschärfen im Vergleich der Bilder zueinander.

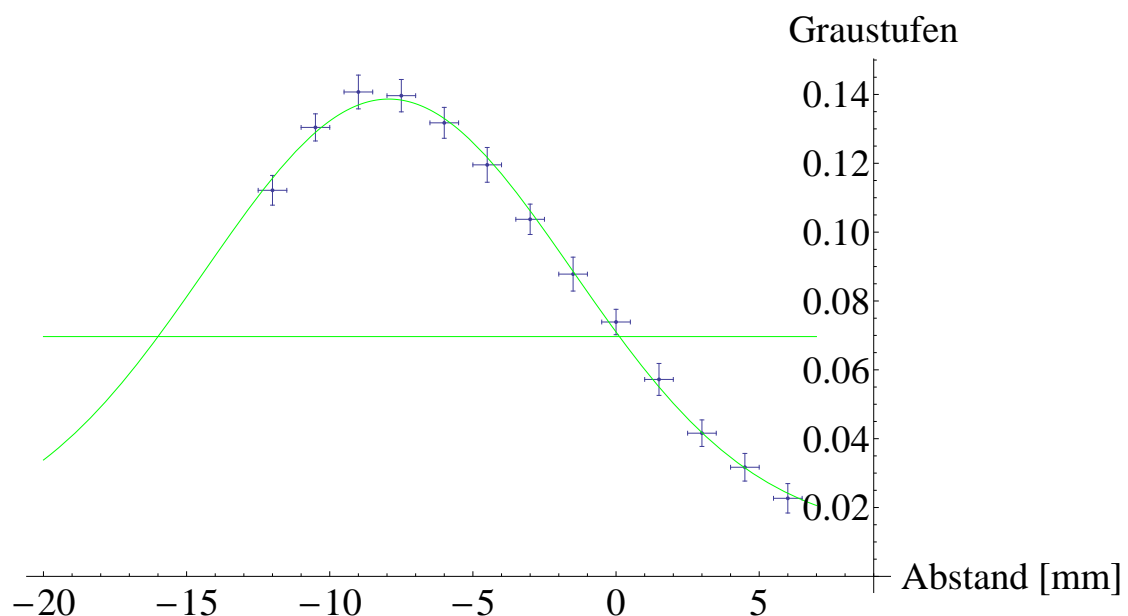


Abbildung 19: 0.9 mm Linien der Strichplatte, Plot der Intensitätsdifferenzen. Die Schnittpunkte der Geraden mit der Fitkurve bestimmen den Tiefenschärfebereich = 15.48 mm

Die Intensitätsdifferenzen werden über die Abstandsvariation von den  $b = 20\text{cm}$  zwischen Linse und Kamera geplottet, in dem das Bild aufgenommen wurde. Man erkennt einen gaußförmigen Verlauf mit einem Maximum, der dem fokussierten Punkt entspricht und von dem aus auf beiden Seiten die Bildschärfe abnimmt. Der Schärfentiefebereich kann als der Abstandsbereich bestimmt werden, in dem die Intensitätsdifferenzen um weniger als die Hälfte abgefallen sind. Dieser Bereich ist in Abbildung 19 durch die Schnittpunkte der Fitkurve mit der Geraden bei einem Wert von 50 % des maximalen Wertes gegeben.

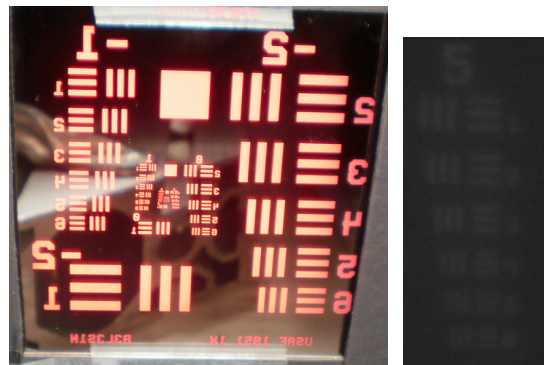
Strichbreite	Linse f=10cm	
	theor. Tiefenschärfe (br+bl siehe Abb. 17)[mm]	Tiefenschärfe [mm]
0.9 mm	14.19 mm	15.48
71.43 $\mu\text{m}$	1.12	2.56
62.5 $\mu\text{m}$	0.98	2.14
55.55 $\mu\text{m}$	0.87	1.86

Die Tiefenschärfeergebnisse liegen im Bereich der theoretischen Werte. Der Tiefenschärfebereich für Strukturen wie der zu vermessende Elektronenstrahl mit einer Breite von etwa 1 mm liegt bei 15 mm. Somit sind auch kleine Verschiebungen des Strahls im Strahlrohr innerhalb dieses Bereiches möglich.

Sollte ein größerer Tiefenschärfebereich benötigt werden, beispielsweise bei ungenauer Kenntnis der Strahlposition im Strahlrohr, könnte die Linse abgeblendet werden, das allerdings mit einer Verschlechterung des abgegriffenen Raumwinkels verbunden wäre, oder es könnte eine Linse mit einer größeren Brennweite und ein dementsprechend größerer Aufbau verwendet werden. Der abgegriffene Raumwinkel, der hier durch das Vakuumfenster bestimmt wird, könnte auch durch eine Verschiebung des Fensterflansches in Richtung Strahlrohr verbessert werden. Je nachdem, wie genau der Strahldurchlauf in der Leitung bestimmt werden kann und die Schärfe bei der Strahlprofilmessung gewünscht ist, könnte der Aufbau demnach modifiziert werden.

Es werden bei einer guten Ausrichtung der optischen Abbildung auch kleinere Strukturen im Bereich von einigen Zehn  $\mu\text{m}$  aufgelöst. Die ermittelten Tiefenschärfebereiche für kleinere Linienbreiten liegen bei 2-3 mm und damit über den theoretischen Bereichen von etwa 1 mm Breite. Jedoch sind Abbildungen dieser Größe durch das Auflösungsvermögen der Kamera prinzipiell in ihrer Genauigkeit begrenzt, da auf einige wenige Pixel aufgezeichnet wird.

### 3.2 Auflösungsvermögen



(a) Strichplatte zur Messung des Auflösungsvermögens (b) Foto  
 Auflösungsvermögens

Abbildung 20: Zur Messung des absoluten Auflösungsvermögens wird eine leuchtende Strichplatte aufgezeichnet. So lässt sich bestimmen, welche Linienbreiten minimal aufgelöst werden können.

Für das Auflösungsvermögen der Linse setzt die theoretische wellenoptische Beschreibung mit dem Rayleigh-Kriterium eine Grenze:

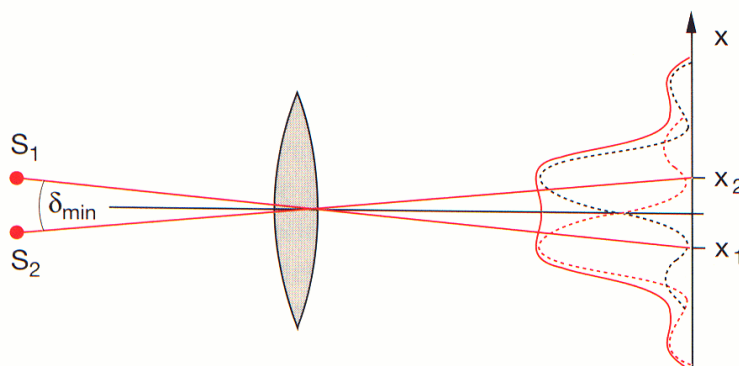


Abbildung 21: Auflösungsvermögen: der minimale Abstand im Bildbereich beträgt der Radius des 1. Beugungsmaximums. Zwei nebeneinanderliegende Punkte können noch aufgelöst werden, wenn ihre Beugungsmaxima um eine Breite wenigstens des Radius  $r_{Airy}$  auseinander liegen. [22].

$$s_{min} = 1.22 \frac{\lambda f}{D} = 1.7 \mu m$$

$$\lambda = 700nm \text{ als obere Grenze } f = 10cm \ D = 5cm$$

Ein Lichtbündel erfährt Beugung beim Durchgang durch die Linse als kreisförmige Blende. Das Beugungsbild besteht aus einem kreisförmigen Maximum, das von Beugungsringen abnehmender Intensität umgeben wird. Der Radius des Maximums ist als  $r_{Airy} = 1.22 \cdot \frac{\lambda f}{D}$  bekannt. Zwei abgebildete Punkte können noch als getrennt aufgelöst werden, wenn ihre Beugungsmaxima um eine Breite wenigstens des Radius  $r_{Airy}$  auseinander liegen. Diese Breite stimmt bei einer 1:1 Abbildung mit der minimal aufzulösenden Breite im Objektraum überein.

Die Genauigkeit der Tiefenschärfemessung wurde durch das Auflösungsvermögen der verwendeten Kamera prinzipiell begrenzt. Die Pixelgröße der Kamera beträgt  $10 \mu m$ . Genauere Auflösungen als eine Pixelbreite sind mit der Kamera nicht möglich. Das minimale Auflösungsvermögen der Kamera wurde experimentell durch die Abbildung einer noch feineren Strichplatte bestimmt. Eine Auswertung mit Mathematica wie bei der Tiefenschärfebestimmung war durch die sehr kleine Bildfläche der Linien nicht mehr möglich. Jedoch kann man mit dem Auge auf dem aufgezeichneten Bild noch eine Trennung der dritten Linien aus Spalte 5 erkennen. Dieser Breitenbereich von  $24.8 \mu m$  ist etwa halb so klein wie die kleinste Linienbreite, von der eine Tiefenschärfe bestimmt wurde. Die Bestimmung des Tiefeschärfebereiches dieser feineren Strukturen ist demnach in der Genauigkeit begrenzt.

## 4 Zusammenfassung

### 4.1 Messung der Fluoreszenzraten

Die lineare Abhängigkeit der strahlinduzierten Fluoreszenzrate zum Strahlstrom und Druck wurde bestätigt. Der anfängliche Abweichung der gemessenen Raten von der Theorie um einen Faktor 10 konnte bis auf einen Faktor 3 reduziert werden. Das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis konnte dadurch im Druckbereich von  $10^{-5}$  mbar von 1:4 auf 8:1 verbessert werden. Dieser Druckbereich stellte sich am geeignetsten für die strahlinduzierte Fluoreszenzmessung heraus, in niedrigeren Druckbereichen lag das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis niedriger. Beim geplanten HESR-Elektronenkühler sollte die Photonenausbeute ähnlich sein, da der Strahlstrom mit 1 A um einen Faktor  $10^4$  höher, und der Druck mit  $10^{-9}$  mbar um den gleichen Faktor niedriger liegt.

Auch niedrigere Drücke,  $10^{-7}$  mbar, zeigen strahlstromabhängige Raten. Mit einer Reduktion des Dunkelstromes, beispielsweise durch Kühlen des Strahlungsmessgerätes, könnten demnach am HESR auch niedrigere Partialdrücke von Stickstoff als  $10^{-9}$  mbar zur strahlinduzierten Fluoreszenzmessung ausreichen.

In dieser Arbeit wurde noch keine ortsabhängige Messung der Fluoreszenzraten durchgeführt. So wurde noch nicht überprüft, ob ortsauflösende Messungen wirklich möglich wären und ob nicht Effekte wie eine Verbreiterung des Fluoreszenzbildes durch ein Bewegen der angeregten Restgasmoleküle während ihrer Lebensdauer die ortsauflösenden Messungen beeinträchtigen könnten. Bis jetzt wurde die Qualität der nichtinvasiven Strahlprofilmessungen in vergleichbaren Arbeiten mit Schwerionenstrahlen bestätigt [1], [12].

### 4.2 Das optische Abbildungssystem

Für die Aufzeichnung der Strahlung per Linse ist eine genaue Abstandsjustierung von Bild- und Gegenstandsweite notwendig. Der Tiefenschärfebereich wurde als ausreichend auch für die Aufzeichnung von kleineren Strukturen bestimmt. Somit sollten auch kleinere Strahlstrukturen und Unebenheiten wie ein Verbreitern des Strahls detektiert werden können, was bei einem Elektronenstrahl zur Kühlung nicht passieren darf.

### 4.3 Ausblick

Als weitere Messung könnte zum Beispiel nur an einer bestimmten Linie auftreffende Strahlung aufgezeichnet werden, um zu überprüfen, dass die örtliche Fluoreszenzrate die Form einer geraden Linie hat, entsprechend des Elektronenstrahls. Dafür kann der Photomultiplier verwendet werden, der mit einer beweglichen Schlitzblende abgeschirmt wird. Schließlich soll mit einer Kamera ein Bild der einzelnen Photonen erstellt

werden. Aus der Intensität dieses Bildes kann das Strahlprofil rekonstruiert werden, siehe Abbildung 22.

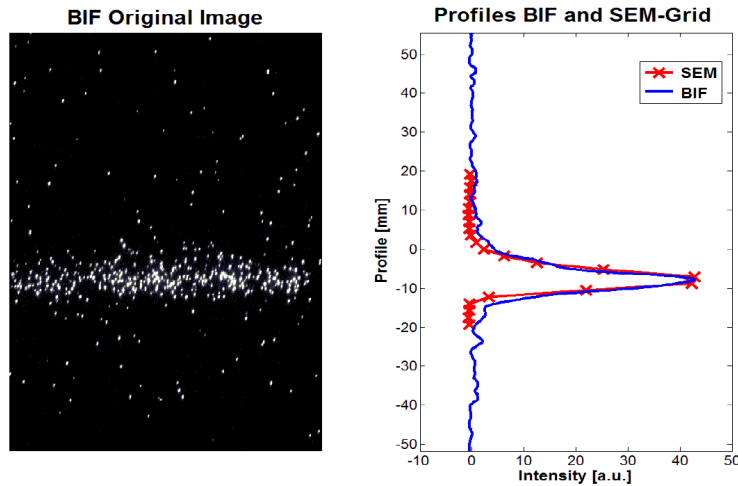


Abbildung 22: Ortsauflösende Strahlprofilmessung von U 39+ Ionen/ 11.4MeV/u am UNILAC. Das rekonstruierte Strahlprofil zeigt eine Übereinstimmung mit einem per SEM (Secondary Electron eMission)-Grid erstellten Profil [10].

Da bei strahlinduzierter Fluoreszenz nur eine vergleichsweise niedrige Photonrate erzeugt wird, muss eine Kamera mit niedrigem Rauschlevel verwendet werden, sonst könnte nicht mehr zwischen den gemessenen Photonen und dem Rauschlevel unterschieden werden. Es gibt zum Beispiel kommerziell erhältliche Geräte mit einem Bereich spektraler Empfindlichkeit von 180 nm bis 900 nm und einer mittleren Dunkelstromrate von 15 Elektronen/  $cm^2$ / sec [18]. Dieses Rauschlevel fällt bei der gemessenen Rate von  $8550 \frac{e^-}{cm}$  entlang der Strahllinie (siehe Kapitel 2.6) nicht merkbar ins Gewicht. Mit einem solchen Gerät kann ein Bild des Strahlprofils wie Abbildung 22 aufgenommen werden.



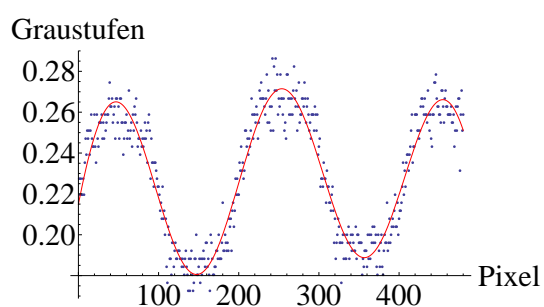
## Literatur

- [1] F. Becker, „Zerstörungsfreie Profilmessung intensiver Schwerionenstrahlen“, Dissertation, TU Darmstadt, GSI Darmstadt 2010
- [2] Uppsala University, HESR Electron Cooler Design Study, Uppsala 2009
- [3] T. Weilbach et al. „Optical Electron Beam Diagnostics for Relativistic Electron Cooling Devices“, Mainz 2011
- [4] P. Hartmann, „Aufbau einer gepulsten Quelle polarisierter Elektronen“, Dissertation, Mainz 1997
- [5] <http://www.gsi.de/portrait> (Stand 12/2011)
- [6] <http://www.fair-center.com> (Stand 12/2011)
- [7] S. Friederich, „Simulation eines Hochleistungskollektors für einen Elektronenstrahlkühler“, Bachelorarbeit, Johannes Gutenberg- Universität Mainz 2011
- [8] R. Toelle, K. Bongardt et al., „HESR AT FAIR: STATUS OF TECHNICAL PLANNING“, Proceedings of DIPAC07
- [9] M. Plum et al., Nucl. Instr. Meth. A 492 (2002), p. 74
- [10] F. Becker, „Beam Induced Fluorescence Monitors“, Proceedings of Dipac 2011, Hamburg
- [11] F. Becker et al., „Beam Induced Fluorescence Monitor- Spectroscopy in Nitrogen, Helium, Argon, Krypton and Xenon Gas“, Proceedings of BIW 2010, Santa Fee, New Mexico 2010
- [12] C. Boehme, T. Weis et al., „Gas Scintillation Beam Profile Monitor at Cosy Jülich“, BIW10 Preprint 2010
- [13] C. Andre, F. Becker et al., „Beam Induced Fluorescence (BIF) Monitors as a Standard Operating Tool“, Proceedings of DIPAC2011, Hamburg
- [14] W. Leo, „Techniques for Nuclear and Particle Physics“, Springer- Verlag, 2.Auflage 1994
- [15] Datenblatt „Hamamatsu, Photomultiplier Tube R4332“
- [16] „Pfeiffer Vacuum PKR 251- Kurzanleitung“

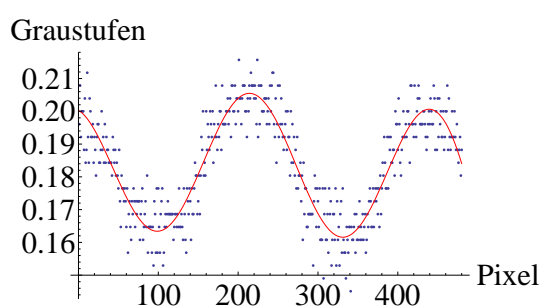
- [17] R. Holanda, J.Voc.Sci.Techval 10 1133, 1973
- [18] Poxitronic Detector Systems, „High Resolution Low Light Cameras“
- [19] [www.wikipedia.org](http://www.wikipedia.org)
- [20] [http://www.meduniwien.ac.at/zal/strahlenschutz/physikalische grundlagen/wechselwirkungelektronenstrahlungmaterie.html](http://www.meduniwien.ac.at/zal/strahlenschutz/physikalische_grundlagen/wechselwirkungelektronenstrahlungmaterie.html)
- [21] <https://www.zdv.uni-mainz.de/4039.php>
- [22] <http://www.chemgapedia.de/vsengine/media/vsc/de/ch/3/anc/irspek/irspektroskopie/irgeraetetechnik/ir861/aufloesung1m45bi0701.gif>
- [23] <http://www.systemtum.de/fluoreszenz.html>

## Anhang

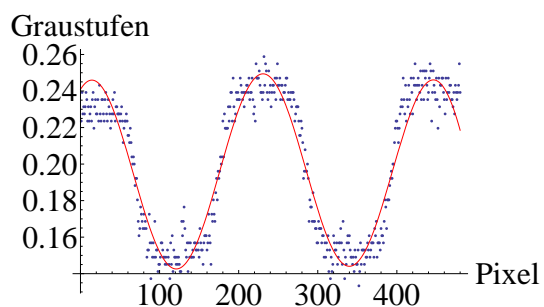
Hier werden Fits durch Bildlinien zur Bestimmung der Tiefenschärfe (Kapitel 3.1) dargestellt. In verschiedenen Abständen zwischen Kamera und Linse wurden Bilder aufgenommen, 5 Bildlinien jeweils in Graustufenskala geplottet und die Summe dreier Gaußkurven durchgelegt werden. Aus diesen Fitfunktionen lassen sich die Intensitätsdifferenzen innerhalb eines Bildes bestimmen. In den Plots auf der nächsten Seite sind diese über die einzelnen Bilder je nach Abstandsvariation von  $b=20$  cm dargestellt und ermöglichen die Bestimmung des Breitebereiches, in welchem die Intensität um weniger als 50% abgefallen ist. Das entspricht per Definition dem Tiefenschärfebereich.



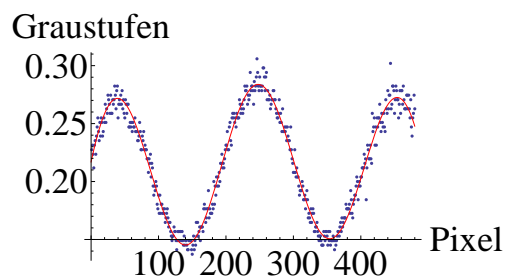
(a) Fit durch Bildlinie, Bild aufgenommen an Position  $0 \hat{=} 20$  cm Abstand zwischen Kamera und Linse



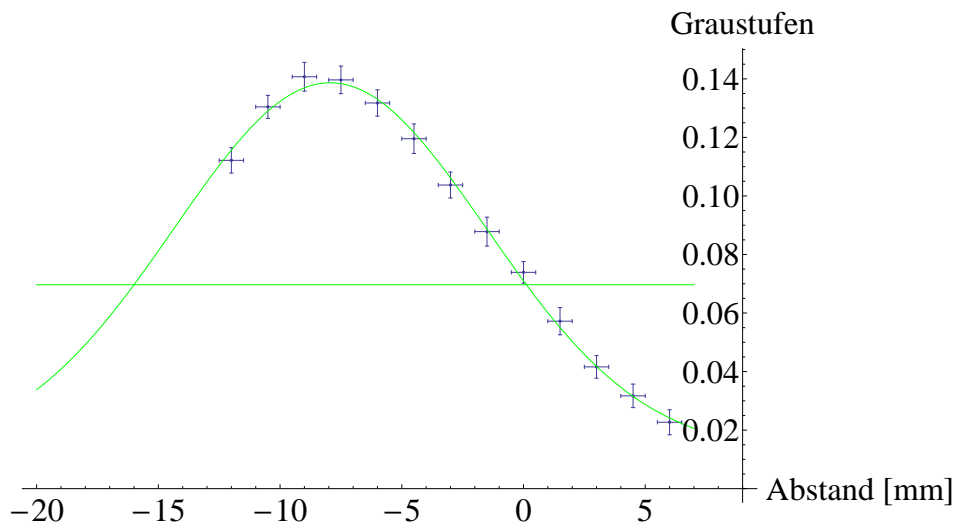
(b) Fit durch Bildlinie, Bild aufgenommen an Position  $3 \text{ mm} \hat{=} 19.7$  cm Abstand zwischen Kamera und Linse



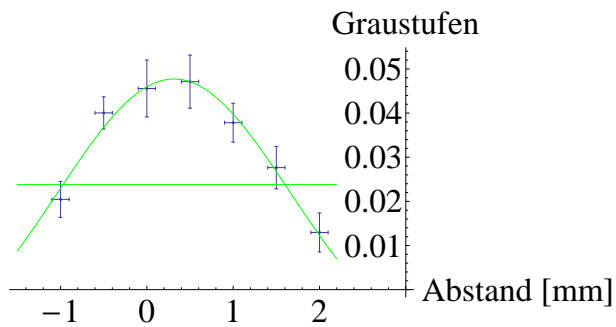
(c) Fit durch Bildlinie, Bild aufgenommen an Position  $-3 \text{ mm} \hat{=} 20.3$  cm Abstand zwischen Kamera und Linse



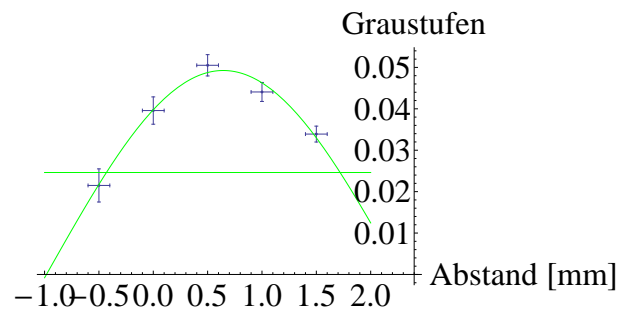
(d) Fit durch Bildlinie, Bild aufgenommen an Position  $-10.5 \text{ mm} \hat{=} 21.05$  cm Abstand zwischen Kamera und Linse



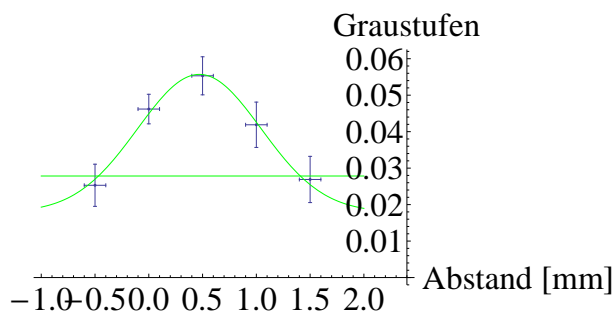
(e) 0.9 mm Linien der Strichplatte, Plot der Intensitätsdifferenzen. Die Schnittpunkte der Geraden mit der Fitkurve bestimmen den Tiefenschärfebereich = 15.48 mm



(f) 71.43  $\mu\text{m}$  Linien, Tiefenschärfe 2.56 mm



(g) 62.5  $\mu\text{m}$  Linien, Tiefenschärfe 2.14 mm



(h) 55.55  $\mu\text{m}$  Linien, Tiefenschärfe 1.86 mm

Ich versichere, dass ich die Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie Zitate kenntlich gemacht habe.

Mainz, den 2. Januar 2012

(Clara Hörner)

Clara Hörner  
Institut für Kernphysik  
Johannes Gutenberg-Universität Mainz  
Johann-Joachim-Becher-Weg 45  
D-55128 Mainz  
clarahoe@students.uni-mainz.de