

# Untergrundreduktion an der Thomson-Strahldetektionsanlage des HIM

Arbeit zur Erlangung des wissenschaftlichen Grades

Master of Science in Physik

von

**Timo Stengler**

Vorgelegt dem

Fachbereich Physik, Mathematik und Informatik (FB 08)

der

Johannes Gutenberg-Universität Mainz

am

15. Oktober 2014





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 15. Oktober 2014

Timo Stengler

Helmholtz-Institut Mainz  
Johann-Joachim-Becherweg 36  
Johannes Gutenberg-Universität D-55099 Mainz  
stengler@kph.uni-mainz.de



# Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Zusammensetzung des Untergrunds bei nichtinvasiver Elektronenstrahldiagnose, speziell bei Thomson-Streuung, untersucht.

Mit Hilfe der Thomson-Streuung sollen Rückschlüsse auf das Strahlprofil des Elektronenstrahls gezogen werden. Bei dieser Methode werden für das Signal geringe Raten im Bereich von wenigen 10 Hz erwartet. Für ein gutes Signal-zu-Untergrund-Verhältnis muss der Untergrund so weit wie möglich reduziert werden. Um die geeigneten Methoden zur Untergrundreduktion zu finden, sollte die Zusammensetzung des Untergrunds bekannt sein und wird daher auf seine Quellen, die spektrale Zusammensetzung und die zeitliche Struktur hin untersucht.

Ziel dieser Arbeit ist es, den Untergrund bei dieser Messmethode zu analysieren und basierend auf diesen Erkenntnissen diesen so zu reduzieren, dass eine Vermessung des Strahlprofils möglich wird. Für die Analyse des Untergrunds wird zwischen strahlkorrelierten und strahlunkorrelierten Quellen für den Untergrund unterschieden. Strahlunkorrelierte Untergrundquellen sind zum Beispiel externe Lichtquellen und das thermische Rauschen des Detektors, aber auch durch andere elektrische Verbraucher induzierte Störsignale. Der strahlkorrelierte Untergrund lässt sich bei gepulstem Elektronenstrahl und Laser durch Koinzidenzmessung stark unterdrücken. Bei nicht gepulsten Strahlen, wie im Elektronenkühler des HESR, hat der strahlunkorrelierte Untergrund eine stärkere Bedeutung.

Der strahlkorrelierte Untergrund hat den Elektronenstrahl oder den Laserstrahl als Quelle. Dabei kann der laserstrahlkorrelierte Untergrund durch Reflexion in der Kammer entstehen. Der Elektronenstrahl produziert detektierbare Photonen durch Strahlverlust, aber auch durch von Elektronen angeregte Fluoreszenz, beispielsweise durch die Interaktion mit Leuchtschirmen und mit Restgas.

Für diese Messung wurde eine Halterung für den Detektor mit abbildendem System konstruiert. Um den strahlunkorrelierten Untergrund zu reduzieren, wurde ein Zähleraufbau mit Koinzidenzmessung verwirklicht. Diese ist auf den Duty Cycle des Elektronenstrahls und des Lasers angepasst.

Die Ergebnisse können im Hinblick auf weitere nichtinvasive, optische Strahldiagnosemethoden wie die strahlinduzierte Fluoreszenz (BIF) und verschiedene Einsatzgebiete, wie in Elektronenkühlern und energierückgewinnenden Linearbeschleunigern, hilfreich sein.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>3</b>
2.1	FAIR und HESR . . . . .	3
2.2	Elektronenkühler am HESR und Teststand . . . . .	5
2.2.1	Der Elektronenkühler-Teststand am Helmholtz-Institut Mainz . . . . .	8
2.3	Thomson-Streuung . . . . .	9
2.3.1	Prinzip des Thomson-Laser-Scanners (TLS) . . . . .	9
2.3.2	Durch Thomson-Streuung erzeugte Rate . . . . .	11
2.3.3	Abhängigkeit der TLS-Wellenlänge und -Rate von der Elektronenenergie und dem Streuwinkel . . . . .	13
2.4	Strahlinduzierte Fluoreszenz (BIF) . . . . .	15
2.4.1	Strahlinduzierte Fluoreszenz als nichtinvasives Messverfahren . . . . .	15
2.4.2	Energieverlust von Elektronen in Materie . . . . .	17
2.4.3	Durch strahlinduzierte Fluoreszenz erwartete Rate . . . . .	18
<b>3</b>	<b>Teststand für nichtinvasive Strahlungsmessmethoden</b>	<b>21</b>
3.1	Aufbau des Thomson-Laser-Scanners . . . . .	24
3.2	Zähleraufbau für TLS . . . . .	26
3.2.1	Bestimmung der Verzögerungszeiten . . . . .	27
3.2.2	Photomultiplier als Detektor . . . . .	28
3.2.3	Photon Counting Unit (PCU) . . . . .	30
3.2.4	Alternativer Aufbau . . . . .	30
<b>4</b>	<b>Strahlunkorrelierter Untergrund</b>	<b>31</b>
4.1	Thermisches Rauschen des Photomultipliers . . . . .	31
4.2	Thermisches Rauschen des erwärmten Photomultipliers . . . . .	34
4.3	Elektrische Störsignale . . . . .	35
4.4	Strahlunkorrelierte Untergrund-Messungen in der TLS-Kammer . . . . .	37
4.5	Strahlunkorrelierter Untergrund im HESR-Kühler und Teststand . . . . .	39

<b>5 Strahlkorrelierter Untergrund</b>	<b>41</b>
5.1 Strahlinduzierte Fluoreszenz als Untergrund bei Thomson-Streuung . . .	41
5.2 Restgasanalyse der Strahlführung . . . . .	44
5.3 Synchronisation des Gatesignals durch Variation der Verzögerung . . .	46
5.3.1 Untergrund durch den YAG-Schirm der TLS-Kammer . . . . .	48
5.3.2 Untergrund durch den YAG-Schirm der BIF-Kammer . . . . .	50
5.4 Untergrund durch Strahlverlust in der TLS-Kammer . . . . .	53
5.5 Untergrund durch Strahlverlust an verschiedenen Orten der Vakuum- kammer . . . . .	57
5.6 Auswirkungen des Untergrunds durch den Elektronenstrahl auf den TLS- Betrieb . . . . .	59
5.7 Untergrund durch den IR-Laser . . . . .	61
<b>6 Fazit</b>	<b>67</b>
<b>7 Anhang</b>	<b>69</b>
7.1 Einstellungen für die Strahlverlustmessung in Kapitel 5.4 und 5.5 . . .	69
7.2 Reflexionskurve der BBAR3-Beschichtung . . . . .	70
7.3 Daten für unterschiedliche Leuchtschirmmaterialien aus Kapitel 5.3.2, Abbildung 5.6 . . . . .	71
<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>73</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>75</b>
<b>Danksagung</b>	<b>79</b>

# 1 Einleitung

Für die aktuelle Grundlagenforschung im Bereich der Struktur der Materie wird in Darmstadt die internationale Beschleunigeranlage FAIR<sup>1</sup> gebaut. Hier sollen Experimente zur Struktur von atomaren und subatomaren Teilchen stattfinden [FAIR'13].

Das Experiment PANDA<sup>2</sup> soll die starke Wechselwirkung durch Protonen-Antiprotonen-Annihilation untersuchen. Hierfür wird in einem Speicherring, dem sogenannten HESR<sup>3</sup>, ein internes Target verwendet, das von einem rezirkulierenden Antiprotonenstrahl durchflogen wird. Durch die Wechselwirkung mit dem Target wird die Emittanz bei jedem Durchlauf vergrößert, was zu einer Verringerung der Strahlintensität pro Umlauf führt und letztendlich einen Strahlverlust herbeiführen kann [PANDA].

Um die Reaktionsrate im Experiment über eine längere Zeit konstant zu halten, soll mittels eines Elektronenkühlers die Emittanzaufweitung des Antiprotonenstrahls kompensiert werden. Die Diagnose des Elektronenkühlerstrahls mit einer Strahlleistung von mehreren Megawatt erfordert neue, nichtinvasive Messmethoden [TSL'09].

Bei etablierten, invasiven Strahlmessmethoden wie Leuchtschirmen oder Faraday-Detektoren geht der komplette Strahl verloren. Da diese für den Elektronenkühler ungeeignet sind, sollen nichtinvasive Messmethoden für Elektronenbeschleuniger verwirklicht werden. Zwei Methoden werden derzeit am Helmholtz-Institut Mainz entwickelt: die strahlinduzierte Fluoreszenz (BIF)<sup>4</sup> und der Thomson-Laser-Scanner (TLS) [Weilbach]. Die Tests finden an der Elektronentestquelle (PKAT) des Instituts für Kernphysik der Universität Mainz statt [Hartmann'97].

Diese Masterarbeit befasst sich mit der Optimierung des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses des Thomson-Laser-Scanners. Ziel soll es sein, den Untergrund der Anlage so zu reduzieren, dass eine Profilmessung möglich wird.

Die Funktionsweise nichtinvasiver Strahldetektion wird in Kapitel 2.3 und 2.4 für den TLS und für BIF beschrieben. Die Beschreibung der experimentellen Aufbauten inklusive der Elektronenquelle befindet sich in Kapitel 3. Aussagen über den strahlunkorrelierten Untergrund werden in Kapitel 4 und über den strahlkorrelierten Untergrund in Kapitel 5 getroffen.

---

<sup>1</sup>FAIR=“Facility for Antiproton and Ion Research“

<sup>2</sup>PANDA=“Antiprotonen-Annihilation in Darmstadt“

<sup>3</sup>HESR=“Hochenergie-Speicherring“

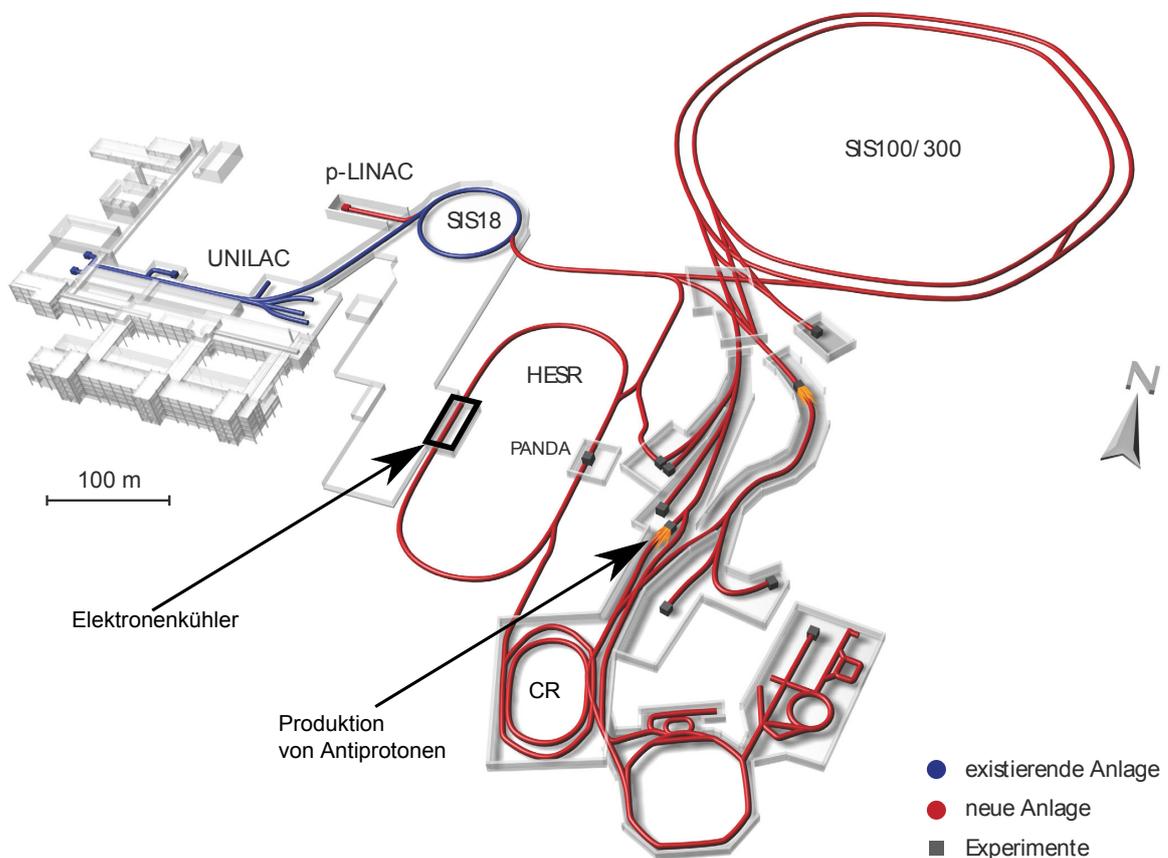
<sup>4</sup>BIF = engl. Beam Induced Fluorescence



# 2 Theoretische Grundlagen

## 2.1 FAIR und HESR

Die in dieser Arbeit untersuchten nichtinvasiven Strahldiagnosemethoden sollen als Teil des Elektronenkühlers des Hochenergiespeicherrings (HESR) der Beschleunigeranlage FAIR eingesetzt werden. Ein Überblick über die Anlage wird in Abbildung 2.1 gegeben.



**Abbildung 2.1:** Geplanter Aufbau der Beschleunigeranlage FAIR („Facility for Anti-proton and Ion Research“) in Darmstadt [FAIR’13]. In Blau ist die bereits existierende Anlage der GSI („Gesellschaft für Schwerionenforschung“) eingezeichnet. Diese wird als Vorbeschleuniger für den neuen Beschleuniger genutzt. Die sich im Bau befindlichen Anlagen sind rot markiert. Die in dieser Arbeit beschriebenen Experimente sollen im geplanten Elektronenkühler des Hochenergiespeicherrings (HESR) eingebaut werden. Es sind nur die für diese Arbeit wichtigen Teile der Strahlführung und Experimente bezeichnet.

Die internationale Beschleunigeranlage FAIR wird das bestehende Schwerionen-Synchrotron (SIS 18) des GSI Helmholtzzentrums für Schwerionenforschung als Vorbeschleuniger nutzen. Ein neuer Linearbeschleuniger (p-LINAC) beschleunigt Protonen auf die für das SIS 18 benötigte Energie. Aus dem SIS 18 werden die Protonen in ein größeres Synchrotron, das SIS 100, geleitet. Hier werden sie auf ihre benötigte Endenergie beschleunigt und auf ein Target zur Erzeugung von Antiprotonen geschossen. Die erzeugten Antiprotonen werden zunächst in einem Kollektorring (CR) gesammelt, bevor sie in den HESR gelangen.

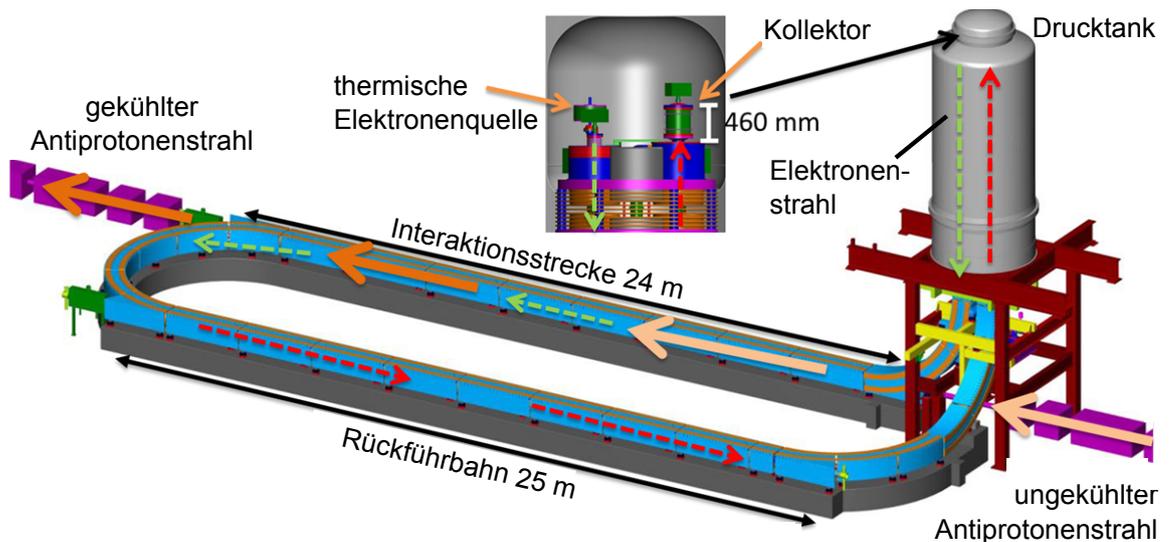
Der HESR ist für die Speicherung von Protonen und Antiprotonen ausgelegt und beherbergt das interne Experiment PANDA (Antiprotonen-Annihilation in Darmstadt). Mit dem PANDA-Experiment soll die starke Wechselwirkung durch Antiprotonen-Annihilation in einem internen Fixed-Target-Experiment erforscht werden.

## 2.2 Elektronenkühler am HESR und Teststand

Für das PANDA-Experiment ist es wichtig, so lange wie möglich konstante Strahleigenschaften zu halten. Durch die Wechselwirkung des Antiprotonenstrahls mit dem internen Target kommt es zu einer Verschlechterung der Strahleigenschaften. Bei jedem Durchlauf vergrößert sich die Emittanz des Strahls. Dies wiederholt sich so lange, bis dieser verloren geht.

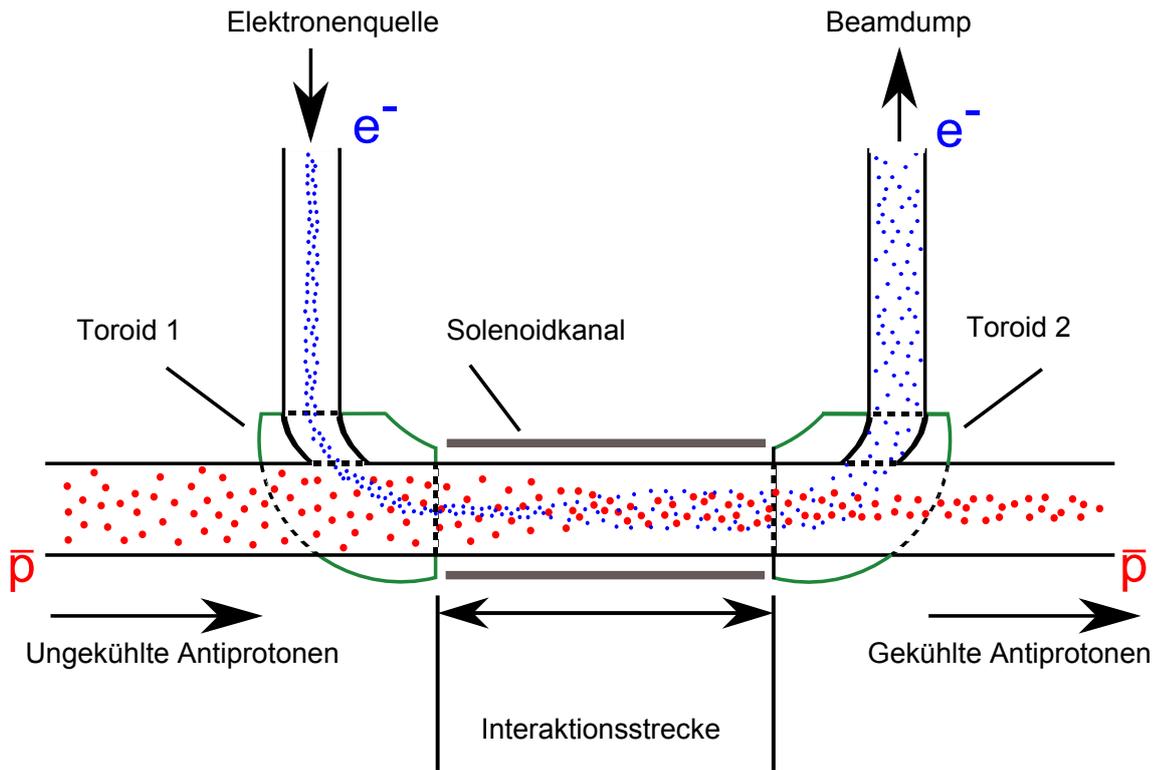
Um die Lebensdauer des Strahls im Speicherring zu erhöhen, soll ein Elektronenkühler in den HESR integriert werden. Der Elektronenkühler soll die Emittanz des Antiprotonenstrahls verkleinern und so der Emittanzaufweitung durch das interne Target entgegenwirken. Das Designkonzept des Kühlers ist in Abbildung 2.2 gezeigt.

Die Elektronenkühlung basiert auf Coulombstößen zwischen einem Elektronenstrahl mit kleiner Emittanz („kühler Strahl“) und einem Teilchenstrahl mit großer Emittanz („heißer Strahl“). Hierbei kommt es zu einem Impulsübertrag des Teilchenstrahls auf den Elektronenstrahl. Dies führt zu einer Verringerung der Emittanz des Teilchenstrahls und zu einer Emittanzvergrößerung des Elektronenstrahls. Man spricht hierbei von der Kühlung des Teilchenstrahls.



**Abbildung 2.2:** Designstudie des TSL Uppsala zum geplanten Elektronenkühler im Hochenergie-Speicherring an FAIR. Eine thermische Elektronenquelle emittiert einen hochbrillanten Elektronenstrahl. Dieser wird auf einer 24 m langen Interaktionsstrecke mit dem Antiprotonenstrahl überlagert. Hier kommt es zur Kühlung, wie in Abbildung 2.3 gezeigt ist. Über eine 25 m lange Rückföhrbahn wird der Elektronenstrahl in einen Beamdump geleitet. Elektronenquelle und Beamdump befinden sich zur elektrischen Isolation in einem Drucktank mit SF<sub>6</sub>-Gas [TSL'09].

Dieses Verfahren verstößt nicht gegen den Satz von Liouville, da die Emittanz beider Strahlen auf der Kühlstrecke erhalten bleibt und nur vom Teilchenstrahl auf den Elektronenstrahl übertragen wird. Da der Elektronenstrahl nach der Interaktion vernichtet wird und für eine weitere Kühlung des Hadronenstrahls, zum Beispiel Antiprotonen, ein neuer Elektronenstrahl zur Verfügung gestellt wird, erhält man eine kontinuierliche Kühlleistung, bis die Emittanzen beider Strahlen im Gleichgewicht sind. Der Elektro-



**Abbildung 2.3:** Funktionsweise eines Elektronenkühlers. Der hochbrillante Elektronenstrahl wird mittels eines Toroids (Toroid 1) auf die Bahn der Antiprotonen gelenkt. Der Antiprotonenstrahl wird durch Coulombstöße mit dem Elektronenstrahl gekühlt. Dabei heizt sich der Elektronenstrahl auf. Dies bedeutet, dass die Emittanz des Antiprotonenstrahls verringert und die des Elektronenstrahls vergrößert wird. Der aufgeheizte Elektronenstrahl wird mittels des Toroids 2 ausgekoppelt und in einen Beamdump geleitet. Um die Interaktionsstrecke befindet sich ein Solenoidkanal, dessen Magnetfeld die Elektronen auf eine Spiralbahn zwingt.

nenstrahl wird durch eine thermische Elektronenquelle erzeugt, die in einem Drucktank mit  $\text{SF}_6$ -Gas untergebracht ist. Das Gas dient der elektrischen Isolation, sodass die benötigte Beschleunigungsspannung angelegt werden kann, ohne dass es zu Überschlägen kommt. Da zur Energierückgewinnung der Elektronenstrahl vor seiner Vernichtung in einem Beamdump im selben Maße entschleunigt wie anfangs beschleunigt wird, befinden sich auch die Entschleunigungsstrecke und der Beamdump innerhalb des Druck-

tanks.

Die Elektronen sollen elektrostatisch auf bis zu  $E_{e^-} = 4,5 \text{ MeV}$  beschleunigt werden (in Ausbaustufe II bis  $E_{e^-} = 8 \text{ MeV}$ ). Dies entspricht der benötigten kinetischen Energie, die nötig ist, damit die Elektronen dieselbe Geschwindigkeit wie die Antiprotonen erreichen. Deren Energie soll je nach Experimentiermodus von  $E_{\bar{p}} = 0,83 \text{ GeV}$  bis zu  $E_{\bar{p}} = 8 \text{ GeV}$  variiert werden können [TSL'09, S.8].

Die Formel (2.1) zeigt, welche Spanne die kinetische Energie der Elektronen für die Bandbreite der Antiprotonenenergie abdecken muss.

$$\begin{aligned} \langle E_{e^-} \rangle &= \frac{m_{e^-}}{m_{\bar{p}}} \langle E_{\bar{p}} \rangle \\ &= 5,54 \cdot 10^{-4} \langle E_{\bar{p}} \rangle \\ &= \begin{cases} 0,452 \text{ MeV} & \langle E_{\bar{p}} \rangle = 0,83 \text{ GeV} \\ 4,36 \text{ MeV} & \langle E_{\bar{p}} \rangle = 8 \text{ GeV} \end{cases} \end{aligned} \quad (2.1)$$

Nach der Erzeugung des Elektronenstrahls wird dieser auf die Bahn der Antiprotonen gelenkt, wo sich beide Teilchenstrahlen überlagern und sich mit derselben Geschwindigkeit bewegen. Das Einlenken auf die Kühlstrecke und das Auslenken aus der Kühlstrecke der Elektronen geschieht mittels Toroidmagneten. Auf der Kühlstrecke kommt es zu Coulombstößen zwischen Antiprotonen und Elektronen. Da die Antiprotonen im Vergleich zu den Elektronen eine viel größere transversale Impulskomponente besitzen, kommt es zu einem Impulsübertrag von den Antiprotonen auf die Elektronen. Der Impulsübertrag der Stöße sorgt dafür, dass die transversale Impulsverteilung der Antiprotonen kleiner wird. Wird derselbe Antiprotonenstrahl nun mehrmals durch die Kühlstrecke des Elektronenkühlers gelenkt, so verringert sich die transversale Impulsbreite des Antiprotonenstrahls immer weiter.

Um die Kühlwirkung noch zu verstärken, befindet sich die Kühlstrecke in einem Solenoidfeld, das die Elektronen auf eine Spiralbahn zwingt. Dadurch wird die maximale transversale Ablage der Teilchen von der Sollbahn nun durch den Radius der Zyklotronbahn begrenzt. Um diesen möglichst klein zu halten, muss die Magnetfeldstärke hoch sein.

Im geplanten Elektronenkühler soll das Magnetfeld eine variable Stärke von  $B = 0,07 \text{ T}$  bis  $B = 0,2 \text{ T}$  besitzen [TSL'09, S.9]. Der Radius der Zyklotronbahn ist gegeben durch:

$$r = \frac{m_e v_{\perp}}{eB} \quad (2.2)$$

Unter der Annahme, dass die transversale Energie der Elektronen durch die Temperaturverteilung dominiert wird, lässt sich der Radius der Zyklotronbahn berechnen. Die Kathode kann bei einer Temperatur zwischen  $T_{\text{Kathode}} = 950\text{ °C}$  und  $1200\text{ °C}$  betrieben werden [TB-198]. Als Rechengrundlage wird ein Mittelwert von  $T_{\text{Kathode}} = 1075\text{ °C}$  angenommen.

Da die thermionisch erzeugten Elektronen der Maxwell-Boltzmann-Verteilung folgen, lässt sich ihre mittlere Geschwindigkeit bestimmen:

$$v = \sqrt{\frac{8k_{\text{B}}T}{\pi m_{\text{e-}}}} \quad (2.3)$$

Dabei verteilt sich die Energie auf alle drei Raumrichtungen gleichermaßen. Betrachtet man nur die transversalen Komponenten, muss also der Faktor  $\frac{2}{3}$  berücksichtigt werden.

$$v_{\perp} = \sqrt{\frac{8k_{\text{B}}\frac{2}{3}T}{\pi m_{\text{e-}}}} \quad (2.4)$$

$$= 186\,248 \frac{\text{m}}{\text{s}} \quad (2.5)$$

Daraus folgt ein Zyklotronradius für die angestrebten Magnetfelder von  $B = 0,07\text{ T}$  bis  $B = 0,2\text{ T}$ :

$$r = \begin{cases} 15,1\ \mu\text{m} & B = 0,07\ \text{T} \\ 5,29\ \mu\text{m} & B = 0,2\ \text{T} \end{cases}$$

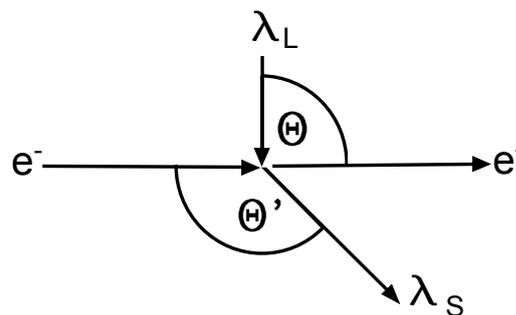
### 2.2.1 Der Elektronenkühler-Teststand am Helmholtz-Institut Mainz

Der Strahlstrom des Elektronenkühlers soll  $I_{\text{e-}} = 1\ \text{A}$  betragen. Die Eigenschaften der Kathode und des Kollektors für den HESR-Elektronenkühler bei diesem Strahlstrom werden am Elektronenkühler-Teststand des Helmholtz-Instituts Mainz untersucht [Friederich'13, S.5f]. Der Teststand besteht aus einer thermionischen Elektronenquelle. Die Elektronen werden auf  $E_{\text{Kin}} = 26\ \text{keV}$  beschleunigt und über einen 1 m langen Strahlweg im Solenoidfeld in einen Kollektor geleitet. Der Druck innerhalb der Vakuumkammer soll  $p < 1 \cdot 10^{-9}\ \text{mbar}$  betragen [Bruker'14]. Ein Skizze des Aufbaus kann in Kapitel 4.5 gefunden werden.

## 2.3 Thomson-Streuung

### 2.3.1 Prinzip des Thomson-Laser-Scanners (TLS)

Das zentrale in dieser Arbeit diskutierte nichtinvasive Verfahren zur Strahldetektion, der Thomson-Laser-Scanner, beruht auf der Thomson-Streuung. Als Thomson-Streuung wird die elastische Streuung von Photonen an freien Elektronen bezeichnet. Unter einem Winkel von  $\theta = 90^\circ$  wird ein Laser auf die Sollbahn der Elektronen gerichtet. Treffen die Photonen auf die Elektronen des Strahls, kommt es zur Thomson-Streuung. Ein Photomultiplier detektiert die gestreuten Photonen unter einem Winkel von  $\theta' = 135^\circ$ , wobei die Winkel wie in Abbildung 2.4 definiert sind.

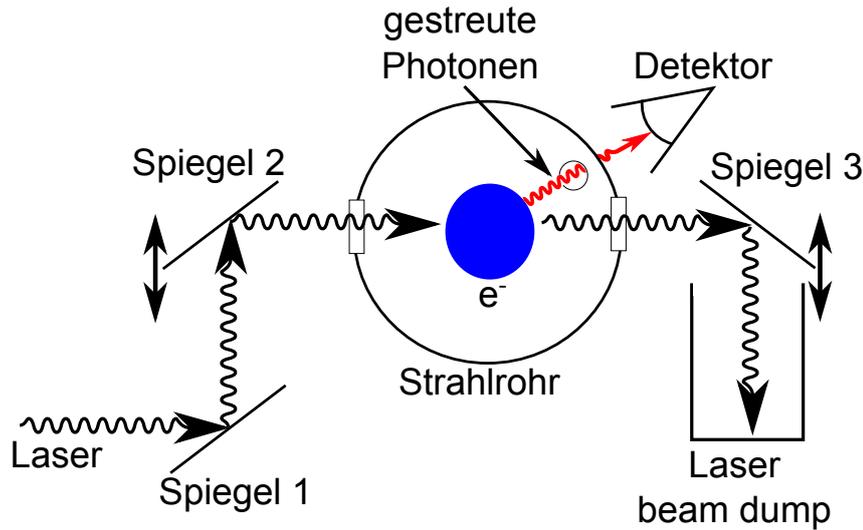


**Abbildung 2.4:** Skizze der Thomson-Streuung. Hierbei bezeichnet  $\theta$  den Winkel zwischen einfallendem Laser mit Wellenlänge  $\lambda_L$  und dem ausfallenden  $e^-$ -Strahl. Der Winkel  $\theta'$  ist der definierte Detektionswinkel zwischen einfallendem Elektronenstrahl und gestreuten Photonen mit Wellenlänge  $\lambda_S$ . Mit dem in der Skizze gewählten Winkel  $\theta'$  ergibt sich die relativistische Dopplerverschiebung wie in Formel (2.6) dargestellt.

Die gestreuten Photonen können gemessen werden und liefern so Informationen über die Elektronendichte. Um aus der Thomson-Streuung eine Information über die Strahl-lage und das Profil zu erhalten, wird der Laserstrahl vertikal über den Elektronenstrahl bewegt. Betrachtet man die Formel 2.13 für die Rate der Thomsonstreuung, so zeigt sich, dass sie proportional zur Elektronendichte ist.

Hält man alle anderen Parameter konstant, kann durch eine schrittweise Änderung der vertikalen Position des Laserstrahls die Lage des Elektronenstrahls bestimmt werden. Da die Elektronendichte im Randfeld des Elektronenstrahls langsam zunimmt, bis man den Elektronenstrahl voll erreicht, kann durch die Änderung der Streurrate das Profil vermessen werden. In Abbildung 2.5 ist der Aufbau des Thomson-Laser-Scanners schematisch gezeigt.

Das Photon, das dabei unter einem Winkel  $\theta$  eingestrahlt und im Winkel  $\theta'$  gestreut wird, erfährt hierdurch eine Wellenlängenänderung.



**Abbildung 2.5:** Aufbau des TLS: Der Laser wird über ein Spiegelsystem (Spiegel 1 und 2) durch ein Fenster in das Strahlrohr geleitet. Dort kommt es zur Thomson-Streuung am Elektronenstrahl. Die gestreuten Photonen werden durch ein Fenster in den Detektor geleitet. Der ungestreute Anteil des Lasers wird über einen Spiegel (3) in einen Beamdump geleitet. Die Spiegel 2 und 3 sind in vertikaler Ebene verschiebbar und in dieser Bewegung gekoppelt. Damit lässt sich das Profil des Elektronenstrahls messen, ohne ihn zu zerstören. Die Flugrichtung der Elektronen zeigt in die Ebene hinein.

Befinden sich die Elektronen nicht in Ruhe, sondern bewegen sich selbst mit einer relativistischen Geschwindigkeit, kommt es zu einer Impulsübertragung des Elektrons auf das Photon. Der Impulsübertrag hängt zum einen von der Geschwindigkeit  $\beta$  ab und zum anderen von den Winkeln  $\theta$  und  $\theta'$ . Er führt zu einer Änderung der Wellenlänge, sodass sich der relativistische Dopplereffekt zeigt [Habfast'87, S. 2]:

$$\lambda_{\text{Streu}} = \lambda_{\text{Laser}} \frac{1 + \beta \cos \theta'}{1 + \beta \cos \theta} \quad (2.6)$$

Die in dieser Arbeit verwendete Elektronenquelle (PKAT) erzeugt Elektronen mit einer Energie von  $E_{\text{Kin}} = 100 \text{ keV}$  (siehe Kapitel 3). Dies entspricht einer Geschwindigkeit von  $\beta = 0,55$ . Der verwendete Laser hat eine Wellenlänge von  $\lambda_{\text{Laser}} = 1030 \text{ nm}$ . Daraus folgt die Streuwellenlänge unter den bevorzugten Winkeln mit:

$$\lambda_{\text{Streu}} = 1030 \text{ nm} \frac{1 + 0,55 \cos 135^\circ}{1 + 0,55 \cos 90^\circ} \quad (2.7)$$

$$\lambda_{\text{Streu}} = 630,7 \text{ nm} \quad (2.8)$$

Die Veränderung der Eigenschaften des Elektronenstrahls durch Impulsübertrag bei der Streuung sind vernachlässigbar.

### 2.3.2 Durch Thomson-Streuung erzeugte Rate

Der Wirkungsquerschnitt für die Thomson-Streuung wurde von J. J. Thomson berechnet:

$$\sigma_{\text{Thomson}} = \frac{8\pi}{3} \frac{e^4}{m_e^2 c^4} = \frac{8\pi}{3} r_0^2 = 0,665 \text{ b} \quad (2.9)$$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt lautet [Jackson'85, S.814]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} \left( \frac{e^2}{mc^2} \right)^2 (1 + \cos^2 \theta') \quad (2.10)$$

$$= \frac{1}{2} r_0^2 (1 + \cos^2 \theta') \quad (2.11)$$

Bei dem im Experiment verwendeten Streuwinkel von  $\theta' = 135^\circ$  ergibt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt mit:

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\theta'=135^\circ} = 59,56 \frac{\text{mb}}{\text{sr}} \quad (2.12)$$

Um die Durchführbarkeit des Experiments mit Thomson-Streuung zu bestimmen, muss zunächst die erwartete Rate berechnet werden. Sie lässt mit folgender Formel abschätzen [Habfast'87, S.3]:

$$R = \frac{d\sigma}{d\Omega} N_L P \eta_e \epsilon \Lambda_{\text{Lorentz}}(\beta, \gamma) \int \Delta\Omega d\ell \quad (2.13)$$

$$= \frac{1}{2} r_0^2 (1 + \cos^2 \theta') N_L P \eta_e \epsilon \Delta\Omega \ell \frac{1}{\gamma} \frac{1 + \beta \cos \theta}{1 + \beta \cos \theta'} \quad (2.14)$$

Die einzelnen Größen der Formeln sind in Tabelle 2.1 beschrieben. Die Werte beziehen sich auf die in dieser Arbeit verwendete Apparatur.

Die Rate hängt neben einigen Naturkonstanten in erster Linie von der Laserleistung und der Elektronendichte  $\eta_e$  ab, da die meisten anderen Parameter durch den apparativen Aufbau gegeben sind. So können die Winkel  $\theta$  und  $\theta'$  aufgrund des Aufbaus als konstant angenommen werden, ebenso wie die Geschwindigkeit der Elektronen und die Raumwinkelakzeptanz.  $\int \Delta\Omega d\ell = \Delta\Omega \cdot \ell$  gilt, da die Interaktionslänge vom Laserfleck dominiert wird. Die Ausdehnung des Laserflecks ist sehr klein gegenüber der Entfernung zum Detektor. Daher wurde für die Energie von  $E_{\text{Kin}} = 100 \text{ keV}$  diese Annahme gemacht. In Kapitel 2.3.3 wird genauer auf die Winkelabhängigkeit der Wellenlänge und Rate eingegangen.

Größe	Wert	Bezeichnung
$\frac{d\sigma}{d\Omega}$	$59,56 \cdot 10^{-31} \text{ mb sr}^{-1}$	Diff. Wirkungsquerschnitt vgl. (2.11)
$N_L$	$5,19 \cdot 10^{18} \text{ J}^{-1}$	Anzahl der Photonen pro Joule für den IR-Laser mit $\lambda = 1030 \text{ nm}$
$P$	150 W	Leistung des Lasers; $n_{\text{Photonen}} = N_L \cdot P = \frac{E\lambda}{hc}$
$\eta_e$	$1,2 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$	Elektronendichte für einen Peakstrom von $I_{\text{Peak}} = 100 \text{ mA}$
$\epsilon$	2 %	Detektoreffizienz
$\Delta\Omega$	217 msr	Raumwinkelakzeptanz
$\ell$	3 mm	$= d_{\text{Elektronenstrahl}}$ Interaktionslänge
$\int \Delta\Omega d\ell$		$= \Delta\Omega \cdot \ell$ Integral über den Raumwinkel
$\Lambda_L(\beta, \gamma)$	1,366	$= \frac{1}{\gamma} \frac{1+\beta \cos\theta}{1+\beta \cos\theta'}$ Koeffizient aus der Lorentztransformation
$r_0$	$2,818 \cdot 10^{-15} \text{ m}$	klassischer Elektronenradius
$\theta$	$90^\circ$	Winkel zwischen einlaufendem Laser- und auslaufendem Elektronenstrahl
$\theta'$	$135^\circ$	Winkel zwischen einlaufenden Elektronen- und gestreuten Laserstrahl

**Tabelle 2.1:** Beschreibung der Größen der Formeln (2.13) und (2.14). Soweit nicht anders gekennzeichnet wurden alle Naturkonstanten aus [NIST'14] entnommen.

Die Elektronendichte  $\eta_e$  für ein homogenes Strahlprofil ist proportional zum Peakstrom des Elektronenstrahls und berechnet sich wie folgt:

$$\eta_e = \frac{I_{e^-, \text{Peak}}}{e} \frac{1}{2\pi r^2} \frac{1}{\beta c} \quad (2.15)$$

Die Rate ist ein vereinfachtes Modell in Bezug auf die Elektronendichte. Hierbei wird nicht die Interaktionslänge  $\delta x$  innerhalb eines ausgedehnten Elektronenstrahls berücksichtigt. Dabei muss zur exakten Berechnung der Rate das Integral der Elektronendichte über die Interaktionslänge  $\delta x$  gebildet werden:

$$\eta_e = \int_{-\frac{\delta x}{2}}^{\frac{\delta x}{2}} \eta_{e, 2d}(x) dx. \quad (2.16)$$

Die Rate für das Experiment wurde für diese Arbeit mit der vereinfachten Formel 2.14 abgeschätzt. Berechnet man sie, so erhält man für eine Laserleistung von  $P = 150 \text{ W}$ , einen Spitzenwert des Stroms der Elektronen von  $I_{\text{Peak}} = 100 \text{ mA}$  und einen Strahldurchmesser von  $\ell = 3 \text{ mm}$  eine Rate von:

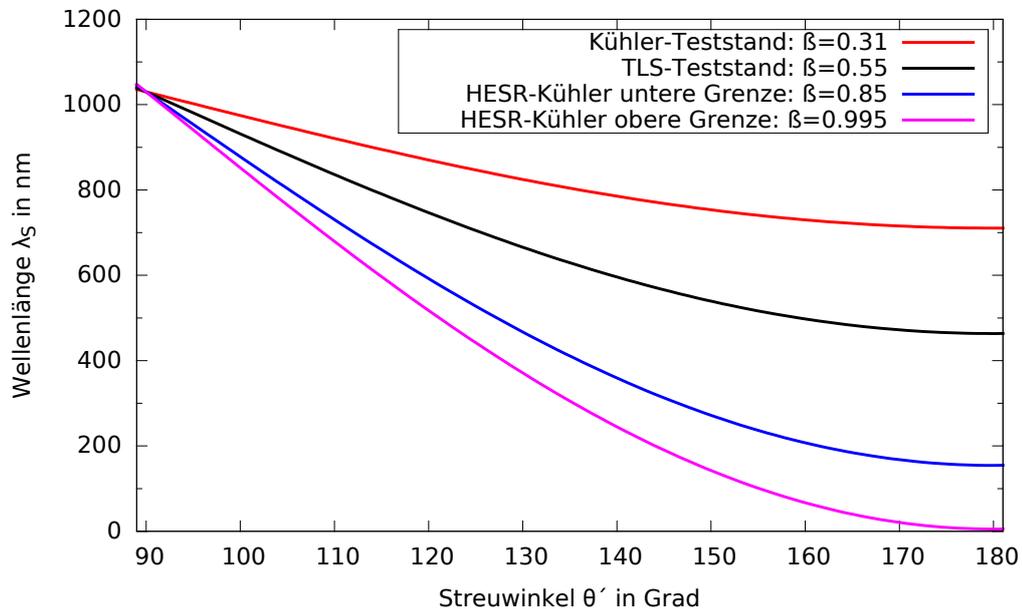
$$R \Big|_{I_{\text{Peak}}=100 \text{ mA}, P=150 \text{ W}, \ell=3 \text{ mm}} \approx 29 \text{ Hz} \quad (2.17)$$

Es zeigt sich, dass die Raten sehr niedrig sind. Um ein gutes Signal-zu-Untergrund-Verhältnis zu erzeugen, muss daher der Untergrund in der Anlage so weit wie möglich reduziert werden.

### 2.3.3 Abhängigkeit der TLS-Wellenlänge und -Rate von der Elektronenenergie und dem Streuwinkel

Aufgrund der Raumwinkelakzeptanz gibt es eine Bandbreite der detektierbaren Wellenlänge. Bei einem Streuwinkel von  $\theta' = (135 \pm 9)^\circ$  ergibt sich eine Bandbreite von  $\Delta\lambda_S = 572 \text{ nm}$  bis  $697 \text{ nm}$ .

Da der Einsatz des Thomson-Laser-Scanners mittelfristig im Elektronenkühler-Teststand des Helmholtz-Instituts Mainz und langfristig im Elektronenkühler des HESR am FAIR geplant ist, muss die TLS-Rate und Wellenlänge für die verschiedenen Einsatzgebiete neu berechnet werden. Durch andere Anforderungen der Anlagen verändern sich die Parameter für die Energie der Elektronen und der Streuwinkel  $\theta'$ . Die Wellenlänge berechnet sich wie in Formel 2.6 angegeben. Um die Variation der Wellenlänge durch Thomson-Streuung für die verschiedenen Apparaturen zu erhalten, wurde der Einstrahlwinkel des Lasers  $\theta = 90^\circ$  konstant gehalten und für jedes Szenario der Streuwinkel von  $\theta' = 90^\circ$  bis  $180^\circ$  variiert. Der Verlauf der Wellenlänge der gestreuten Photonen ist in Abbildung 2.6 gezeigt.



**Abbildung 2.6:** Variation der Wellenlänge bei unterschiedlichen Elektronenenergien und Streuwinkeln. Der Einfallswinkel des Lasers wird in dieser Rechnung konstant gehalten. Es gilt:  $\theta = 90^\circ$ . Der in dieser Arbeit verwendete Aufbau ist in schwarz dargestellt. Bei der oberen Grenze der Energie im HESR-Kühler beträgt bei einem Streuwinkel von  $\theta' = 180^\circ$  die Wellenlänge  $\lambda_S = 5 \text{ nm}$ .

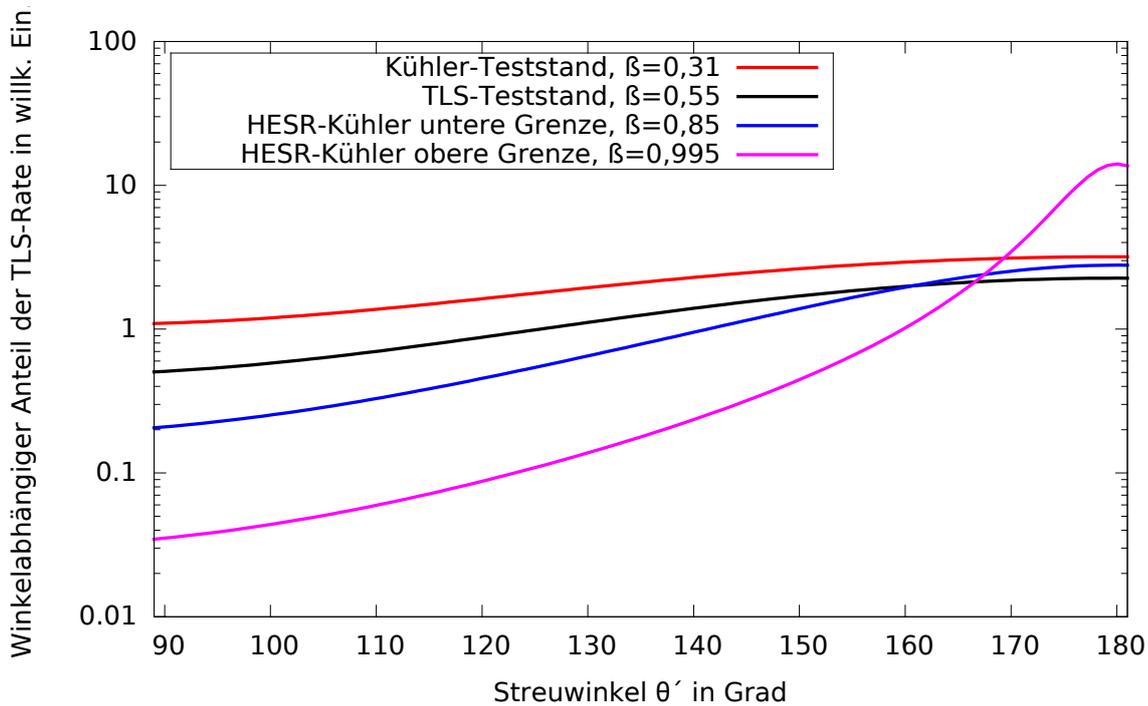
## 2 Theoretische Grundlagen

Dies zeigt, dass je nach Einsatzgebiet der Detektionswinkel so gewählt werden muss, dass die gestreuten Photonen nachweisbar sind.

Die Rate der gestreuten Photonen aus Formel 2.13 zeigt eine starke Abhängigkeit vom Detektionswinkel  $\theta'$  und der Energie der Elektronen. Der winkelabhängigen Anteil der Rate  $R_{\perp}$  lautet:

$$R(E_e, \theta') \propto I_{e^-, \text{Peak}} \cdot \frac{1}{\beta \cdot c} \frac{1}{\gamma} \frac{1 + \cos^2 \theta'}{1 + \beta \cdot \cos \theta'} = R_{\perp} \quad (2.18)$$

Trägt man nun den winkelabhängigen Anteil der Rate  $R_{\perp}$  für die verschiedenen Einsatzgebiete gegen den Streuwinkel  $\theta'$  auf, so erhält man den Abbildung 2.7 gezeigten Verlauf.



**Abbildung 2.7:** Winkelabhängigkeit der TLS-Rate bei verschiedenen Energien. Der winkelabhängige Anteil der Rate durch TLS bei der oberen Energiegrenze des HESR-Kühlers steigt bis auf  $R = 328 \text{ Hz}$  bei  $\theta' = 180^\circ$  an.

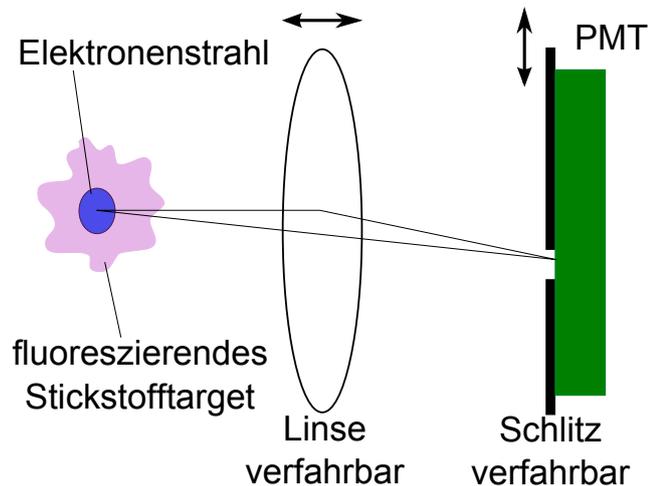
Betrachtet man die Abbildungen 2.6 und 2.7, so zeigt es sich, dass der Einsatz an den verschiedenen Apparaturen unterschiedliche Anforderungen an den Aufbau des TLS stellt. Insbesondere der Detektor muss je nach Aufbau passend gewählt werden.

## 2.4 Strahlinduzierte Fluoreszenz (BIF)

Strahlinduzierte Fluoreszenz wird in dieser Arbeit hauptsächlich als eine Untergrundquelle für den Thomson-Laser-Scanner betrachtet. Dieser Effekt kann auch zur Diagnose des Elektronenstrahls verwendet werden. Dies wird zur Zeit am Helmholtz-Institut Mainz untersucht [Hörner'12, Weilbach].

### 2.4.1 Strahlinduzierte Fluoreszenz als nichtinvasives Messverfahren

Die strahlinduzierte Fluoreszenz beruht auf der Anregung von Hüllenelektronen von Gasteilchen durch Teilchenstöße, in dieser Arbeit im Speziellen mit Elektronen. Hierbei werden die Gasteilchen angeregt. Die entstehenden Photonen können detektiert und somit Rückschlüsse auf den Elektronenstrahl gezogen werden. Vorherige Arbeiten haben die Eignung von Stickstoff als Gasart aufgezeigt [Böhme'10].



**Abbildung 2.8:** Skizzierte Funktionsweise der strahlinduzierten Fluoreszenz (BIF) modifiziert nach [COOL'11]. Der Elektronenstrahl durchfliegt ein Stickstofftarget und regt dieses durch Stoßionisation an. Die angeregten Stickstoffmoleküle fallen unter Abstrahlung von Photonen in den Grundzustand. Diese können durch ein abbildendes System in einen Detektor (Photomultiplier) fokussiert werden. Dabei lässt sich durch das Verfahren der Linse die Tiefenschärfe einstellen. Die verfahrbare Schlitzzmaske dient der Vermessung der transversalen Strahlbreite und Lage, da der Detektor nicht ortsauflösend ist.

Dazu wird ein Stickstofftarget in den Strahlengang des Elektronenstrahls eingebracht. Beim Durchdringen des Gases kommt es zu Stößen zwischen den Elektronen und den Stickstoffatomen, wobei die Stickstoffatome angeregt werden. Die angeregten Gasteilchen regen sich unter Abstrahlung von Photonen nach einer Lebensdauer von  $\tau = (60,4 \pm 0,4)$  ns [Dotchin'73] ab.

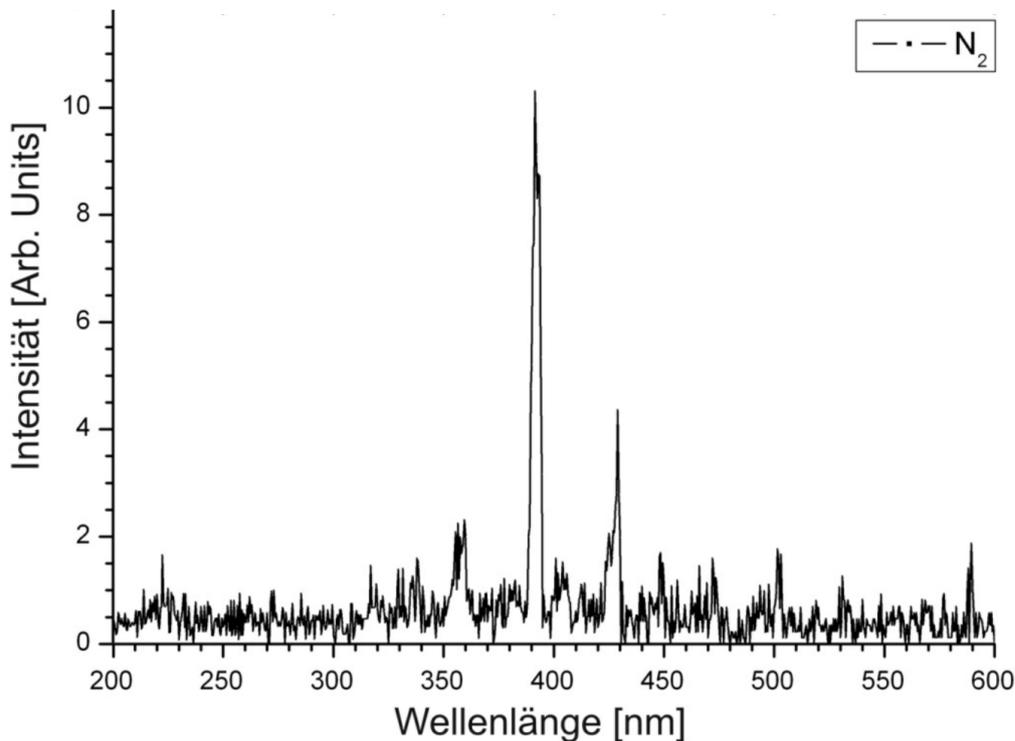
Über ein Fenster in der Vakuumkammer und ein abbildendes System lassen sich die Photonen aus der Vakuumkammer auskoppeln und auf einen Detektor leiten. Die Linse des abbildenden Systems ist beweglich, um eine Optimierung der Tiefenschärfe vorzunehmen. Mittels eines ortsauflösenden Detektors oder einer verfahrbaren Schlitzmaske vor einem nicht ortsauflösenden Detektor lassen sich von der Verteilung der Intensität des Lichts Rückschlüsse auf die Position und Strahlbreite des Elektronenstrahls ziehen.

Wenn man die mittlere Geschwindigkeit der Teilchen nach Maxwell-Boltzmann-Verteilung bei einer Temperatur von  $T = (20 \pm 1)^\circ\text{C}$  annimmt und die Verbreiterung des Gases nur in einer Raumrichtung zum Tragen kommt, so erhält man die Verbreiterung des gemessenen Profils mit:

$$\Delta x = \tau \cdot v_x = \tau \cdot \sqrt{\frac{8k_B \frac{1}{3} T}{\pi m_{e^-}}} \quad (2.19)$$

$$= (3,7 \pm 0,2) \text{ mm}. \quad (2.20)$$

Das Fluoreszenzspektrum von Stickstoff ist in Abbildung 2.9 gezeigt. Es entstehen eine dominante Hauptlinie bei  $\lambda_{\text{HL}} = 395 \text{ nm}$  und eine Nebenlinie bei  $\lambda_{\text{NL}} = 428 \text{ nm}$ . Das Verhältnis der beiden Intensitäten liegt bei  $I_{\text{NL}}/I_{\text{HL}} = \frac{1}{2,33}$ .



**Abbildung 2.9:** Spektrum der Photonen erzeugt im Stickstofftarget. Erkennbar sind die Hauptlinie bei  $\lambda_{\text{HL}} = 395 \text{ nm}$  und die Nebenlinie bei  $\lambda_{\text{NL}} = 428 \text{ nm}$  nach [Böhme'10, S.63].

Andere Gasarten eignen sich nicht im selben Maße wie Stickstoff. So sind, unter gleichen Bedingungen, die Intensitäten von Wasserstoff  $1 \cdot 10^{-4}$  Mal und von Xenon  $3 \cdot 10^{-3}$  Mal kleiner als die Intensität von Stickstoff [Böhme'10, S.63].

## 2.4.2 Energieverlust von Elektronen in Materie

Bei der strahlinduzierten Fluoreszenz sind die gemessenen Signale proportional zum Energieverlust im Gastarget. Deshalb benötigt man eine quantitative Abschätzung dieser Größe. Hierfür wird für die meisten Teilchenarten die Bethe-Bloch-Gleichung herangezogen [Leo'94, S. 24]. Für Elektronen muss eine modifizierte Gleichung verwendet werden, da bei dem Durchgang von Elektronen durch Materie neben dem Energieverlust auch Vielfachstreuung und Bremsstrahlung auftreten [Leo'94, S.37f]. Die Bremsstrahlung kann bei den hier verwendeten Strahlparametern vernachlässigt werden. So beträgt der Energieverlust durch Bremsstrahlung bei einer Strahlenergie von 100 keV nur 0,12 % [Hörner'12, S.6].

Mit diesen Anpassungen ergibt sich die Formel für den Energieverlust von Elektronen in Materie, normiert auf die Dichte des Targets [Berger-Seltzer'64, S. 4] [Leo'94, S. 37f].

$$-\frac{1}{\rho} \left( \frac{dE}{dx} \right)_{e^-} = \frac{2\pi N_A r_0^2 m_e c^2}{\beta^2} \frac{Z}{A} \left\{ \ln \left( \frac{\gamma^2 (\gamma + 2)}{2 \left( \frac{J}{m_e c^2} \right)^2} \right) + F^- + \left( -\delta - \frac{C}{Z} \right) \right\} \quad (2.21)$$

$$F^- = 1 - \beta^2 + \frac{\left[ \frac{\gamma^2}{8} - (2\gamma + 1) \ln(2) \right]}{\gamma^2} \quad (2.22)$$

Hierbei wurden die Dichte- und Schalenkorrektur nach [Leo'94, S.26] berechnet. Für die verwendete Elektronenquelle PKAT mit den Parametern  $\beta = 0,55$  und damit  $\gamma = \sqrt{\frac{1}{1-\beta^2}} = 1,196$  folgt keine Dichtekorrektur, da  $\log_{10}(\beta\gamma) < 1,738$  ist.

Berechnet man den Energieverlust normiert auf die Targetdichte, erhält man:

$$-\frac{1}{\rho} \left( \frac{dE}{dx} \right)_{e^-} = 4,725 \text{ MeV cm}^2/\text{g} \quad (2.23)$$

Größe		Bezeichnung
$\rho$		Dichte des Targets in $\text{g}/\text{cm}^3$
$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{e^-}$		Energieverlust pro Strecke für Elektronen
$N_A$	$6,022 \cdot 10^{23} \text{ 1/mol}$	Avogadrokonstante
$r_0$	$2,82 \cdot 10^{-15} \text{ m}$	klassischer Elektronenradius
$m_e$	$511 \text{ keV}$	Elektronenmasse
$\beta$	$\frac{v}{c} = 0,55$	Geschwindigkeit der Elektronen in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit
$\gamma$	$\sqrt{\frac{1}{1-\beta^2}}$	Lorentzfaktor
$Z$	7	Kernladungszahl des Targetmaterials: Stickstoff
$A$	$14,01 \text{ g/mol}$	atomare Masse des Targetmaterials: Stickstoff
$J$	$J_{N_2} = 82 \text{ eV}$	mittlere Anregungsenergie des Targetmaterials
$F^-$	0,249	Korrekturfaktor für Elektronen [Berger-Seltzer'64, S. 4]
$\delta$	$\delta_{N_2} = 0$	Dichtekorrektur, da $\log_{10}(\beta\gamma) < 1,738$ [Leo'94, S.26]
$C$	$C_{N_2} = 0,0128513$	Schalenkorrekturfaktor

**Tabelle 2.2:** Beschreibung der Größen der Formeln (2.21) bis (2.22). Die Naturkonstanten wurden, wenn nicht anders vermerkt, der Datenbank [NIST'14] entnommen.

### 2.4.3 Durch strahlinduzierte Fluoreszenz erwartete Rate

Um eine Abschätzung der Höhe des zu erwartenden Signals zu erhalten, lässt sich die Rate theoretisch bestimmen. Die Rate  $R$  der strahlinduzierten Fluoreszenz in Einheiten von  $\text{s}^{-1} \text{ cm}^{-1}$  hängt in erster Linie von der Anzahl der erzeugten Photonen in Abhängigkeit des Targets sowie vom Strahlstrom des Elektronenstrahls  $I_{\text{Strahl}}$  ab.

Die Energie, die benötigt wird, um ein Photon im sichtbaren Spektrum zu erzeugen, wird als Photonenproduktionskoeffizient  $p_{\gamma, N_2}$  bezeichnet und wurde von M.A. Plum et al. experimentell für Stickstoff bestimmt [Plum'02]. Neben diesen Faktoren hängt die Rate auch vom Aufbau ab, der sich durch eine endliche Raumwinkelakzeptanz  $\Delta\Omega$  des Detektors und die Transmission der optischen Elemente äußert. Diese werden unter den Korrekturfaktoren  $\prod_i \epsilon_i^{\text{optik}}$  zusammengefasst. Es entstehen Transmissionsverluste bei jedem Durchgang durch ein optisch dichtes Medium, wie Vakuumfenster und Linsen.

$$R = N_{\gamma}(\rho, E) \frac{I_{\text{Strahl}} p M_{\text{Mol}}}{e RT} \prod_i \epsilon_i^{\text{optik}} \quad (2.24)$$

Dabei berechnen sich die Anzahl der entstehenden Photonen  $N_\gamma(\rho, E)$ , in Abhängigkeit des Energieverlusts im Target, und die Korrekturfaktoren für die optischen Elemente wie folgt:

$$N_\gamma(\rho, E) = -\frac{1}{\rho} \left( \frac{dE}{dx} \right)_{e^-} \frac{1}{p_{\gamma, N_2}} \quad (2.25)$$

$$\prod_i \epsilon_i^{\text{optik}} = \Delta\Omega \cdot T_{\text{Trans}} \cdot l_{\text{Detektor}} \cdot \eta \quad (2.26)$$

Die einzelnen Größen in Formel (2.24) bis (2.26) werden in Tabelle 2.3 beschrieben.

Größe	Werte	Bezeichnung
$N_\gamma(\rho, E)$	$1,313 \cdot 10^3 \text{ cm}^2/\text{g}$	Anzahl der Photonen in Abhängigkeit der Targetdichte und der im Target deponierten Energie
$I_{\text{Strahl}}$	variabel	mittlerer Elektronenstrahlstrom
$p$	unbekannt	Partialdruck von Stickstoff. Siehe Kapitel 5.1
$M_{\text{Mol}}$	$28,02 \text{ g mol}^{-1}$	molare Masse für molekularen Stickstoff
$e$	$1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$	Elementarladung
$R$	$8,314 \text{ m}^3 \text{ Pa}/(\text{mol K})$	universelle Gaskonstante
$T$	293,15 K	Raumtemperatur
$\epsilon_i^{\text{optik}}$	unbekannt	Korrekturfaktoren durch die Optik. In Kapitel 5.1 bestimmt.
$\Delta\Omega$	217 msr	Raumwinkelakzeptanz
$T_{\text{Trans}}$	unbekannt	Transmissionskoeffizient. In Kapitel 5.1 bestimmt.
$l_{\text{Detektor}}$	0,8 cm	Länge der sensitiven Fläche des Detektors [Ham R4332]
$\eta$	0,3	Quantenausbeute des Detektors für $\lambda = 395 \text{ nm}$ [Ham R4332]
$-\frac{1}{\rho} \left( \frac{dE}{dx} \right)_{e^-}$	$4,725 \text{ MeV cm}^2/\text{g}$	Energieverlust der Elektronen normiert auf die Dichte des Targets (siehe Kapitel 2.4.2)
$p_{\gamma, N_2}$	3,6 keV	Photonenproduktionskoeffizient [Plum'02, S.83]

**Tabelle 2.3:** Beschreibung der Größen der Formeln (2.24) bis (2.26). Die Naturkonstanten wurden, wenn nicht anders vermerkt, der Datenbank [NIST'14] entnommen. Die Werte gelten für die Bestimmung des Untergrunds durch strahlinduzierte Fluoreszenz in der TLS-Kammer. Für die Nutzung der strahlinduzierten Fluoreszenz als Strahlidiagnose müssen die Daten [Hörner'12] entnommen werden.

Fasst man alle bekannten Konstanten zusammen, erhält man die Ratengleichung in Abhängigkeit der Transmission, des Strahlstroms und Gasdrucks:

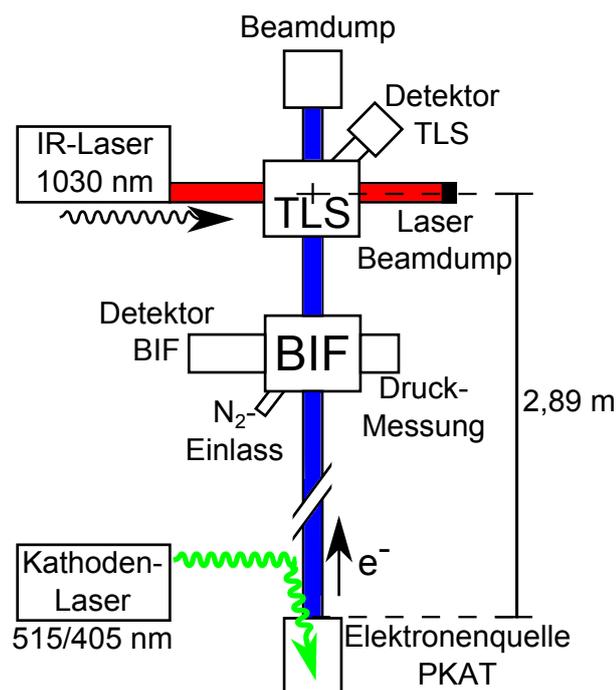
$$R = \rho_{\text{BIF, Theorie}} \cdot I_{\text{Strahl}} \cdot p \cdot T_{\text{Trans}} \quad (2.27)$$

$$\rho_{\text{BIF, Theorie}} = 4,905 \cdot 10^8 \frac{\text{Hz}}{\mu\text{A mbar}} \quad (2.28)$$



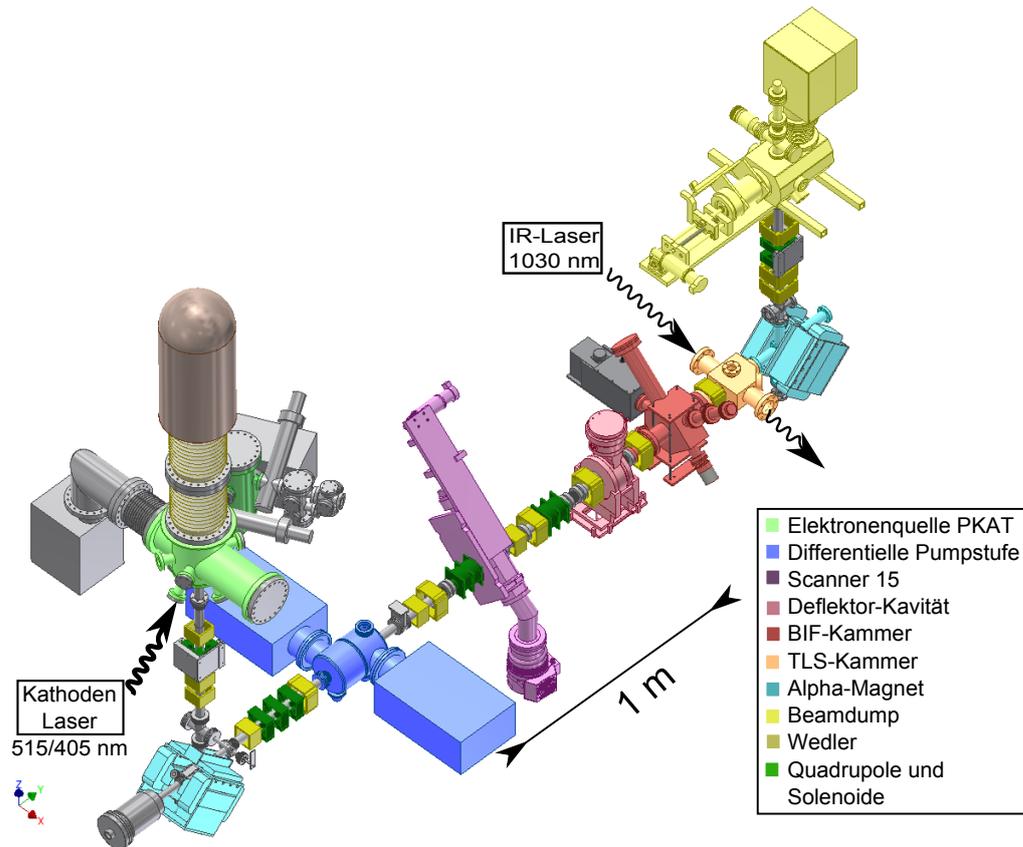
### 3 Teststand für nichtinvasive Strahlungsmessmethoden

Zwei nichtinvasive Strahlungsmessmethoden werden zurzeit an der Testquelle für Elektronenstrahlen (PKAT) des Instituts für Kernphysik der Universität Mainz getestet. Der gesamte Aufbau der Messkammern für Thomson-Laser-Scanner (TLS) und strahlinduzierte Fluoreszenz (BIF) ist in Skizze 3.1 gezeigt. In Blau ist die Sollbahn der Elektronen und in Rot der Strahlengang des IR-Lasers eingezeichnet. In Grün ist der Strahlengang des Kathoden-Lasers, der die Elektronen in der Elektronenquelle PKAT erzeugt, angedeutet.



**Abbildung 3.1:** Übersicht über den Aufbau zum Test von strahlinduzierter Fluoreszenz (BIF) und des Thomson-Laser-Scanners (TLS) als nichtinvasive Strahlungsmessmethode für den Elektronenkühler am HESR. Der Strahlengang des Kathoden-Lasers, der die Elektronen in der Elektronenquelle PKAT erzeugt, ist in Grün eingezeichnet. Der Strahlengang der Elektronen ist in Blau eingezeichnet, der des IR-Lasers für den TLS in Rot. Die Skizze ist nicht maßstäblich. Andere Experimente, Pumpen sowie Strahlführungselemente wurden in dieser Skizze vernachlässigt.

Die Elektronenquelle PKAT beruht auf Photoemission von Elektronen aus einem Galliumarsenid-Halbleiter (GaAs). Mittels eines Lasers werden die Elektronen im Halbleiter angeregt, sodass sie diesen verlassen können. Zur besseren Unterscheidung mit dem IR-Laser des Thomson-Laser-Scanners wird in dieser Arbeit von Kathoden-Laser gesprochen. Durch eine angelegte Spannung werden die Elektronen auf eine Energie von 100 keV beschleunigt. Über einen Alpha-Magneten wird der Elektronenstrahl auf die Experimentierstrecke gelenkt, bevor ein zweiter Alpha-Magnet den Elektronenstrahl zum Beamdump leitet. Der komplette Aufbau zeigt die CAD-Zeichnung in Abbildung 3.2.



**Abbildung 3.2:** Gesamtübersicht über den Aufbau zum Test von strahlinduzierter Fluoreszenz (BIF) und des Thomson-Laser-Scanners (TLS) [Schwartz'14]. Der Elektronenstrahl wird in der Elektronenquelle PKAT (hellgrün) per Photoemission erzeugt, durch einen Alpha-Magneten auf die eigentliche Strahlbahn geleitet und durchfliegt hier eine Strecke mit Diagnoseelementen (Scanner 15 in Lila) und Aufbauten für Experimente. Davon sind für diese Arbeit die BIF-Kammer (rot) und die TLS-Kammer (orange) wichtig. Die Deflektorkavität (rosa) wird für andere Experimente benötigt und war während der Untersuchungen für diese Arbeit ausgeschaltet.

Die verschiedenen Magnete wie Wedler, Quadrupole und Solenoide dienen der Strahlführung. Auf der Experimentierstrecke befinden sich neben den für diese Arbeit benötigten Aufbauten auch weitere Experimente. Die in Abbildung 3.2 eingezeichnete

Deflektor-Kavität wird für Experimente zur zeitaufgelösten Messung von Elektronenbunchen benötigt. Sie blieb daher während der Experimente für diese Arbeit ausgeschaltet, sodass sie als Driftstrecke behandelt werden kann.

Der in Lila dargestellte Scanner 15 dient zur invasiven Strahldiagnose. Hier befinden sich ein Faraday-Cup und ein Leuchtschirm, die bei Bedarf in den Strahlengang gefahren werden können. Für eine bessere Sicht auf den Leuchtschirm kann man mit einer Lichtquelle die Strahlführung beleuchten. Dieses Licht kann zu einem messbaren Untergrund im PMT führen. Darauf wird in Kapitel 4.4 genauer eingegangen.

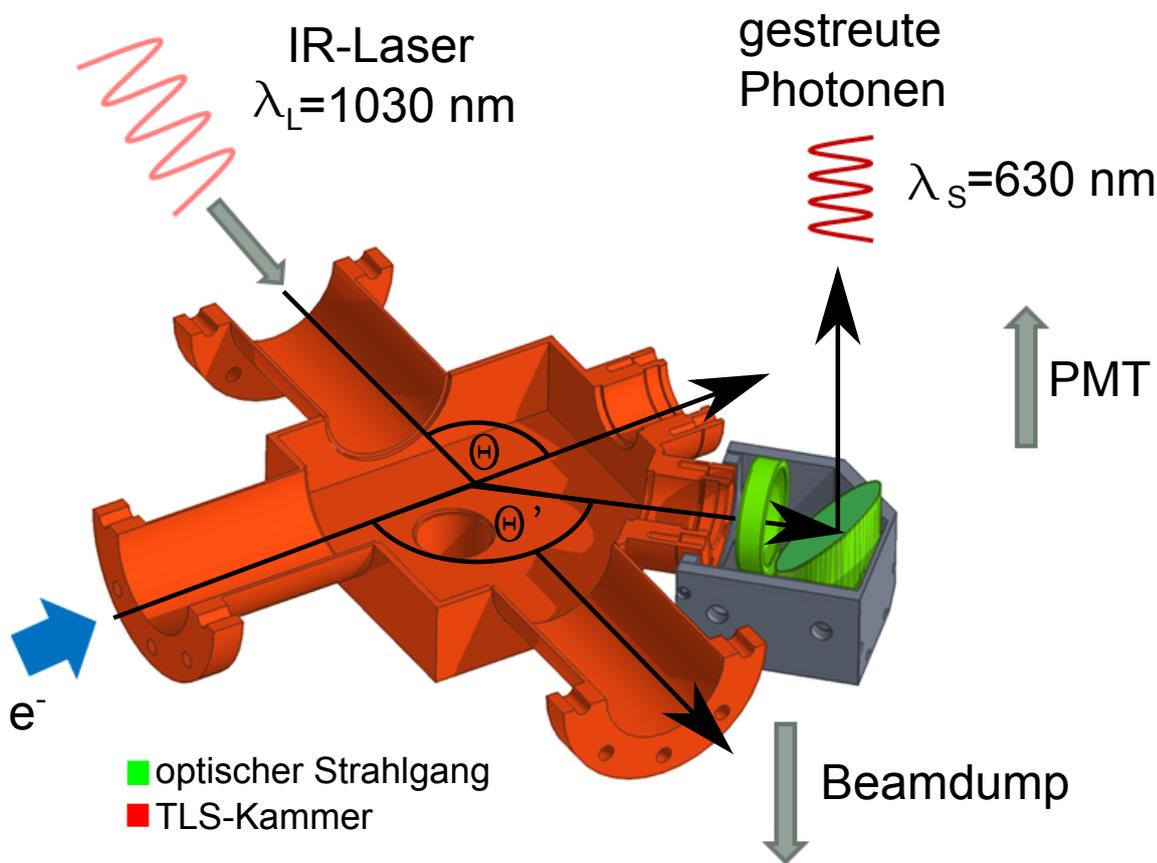
Bei dem Kathoden-Laser handelt es sich um einen gepulsten Faserlaser mit  $\lambda = 515 \text{ nm}$  und einer maximalen mittleren Laserleistung von  $P_{\text{Laser}} = 15 \text{ W}$ . Die produzierten Pulse haben eine Länge von  $t = 19,2 \text{ ns}$  mit einer Repetitionsrate von  $R_{\text{RPR}} = 150 \text{ kHz}$  [Eolite Grün]. Da die so erzeugten Elektronenpulse so lang wie der Laserpuls sind, wird der Duty Cycle im TLS-Betrieb  $3 \cdot 10^{-3}$  betragen.

Als Alternative für den Faserlaser kann eine Laserdiode mit einer Wellenlänge von  $\lambda = 405 \text{ nm}$  und einer Laserleistung von  $P_{\text{Laser}} = 150 \text{ mW}$  verwendet werden [Int.Komm.]. Im Folgenden werden bei der Beschreibung der Messungen die Pulslänge und Repetitionsrate nur dann aufgelistet, wenn es sich nicht um einen d.c.-Strahl handelt.

### 3.1 Aufbau des Thomson-Laser-Scanners

Der Thomson-Laser-Scanner besteht aus einer Vakuumkammer mit Kantenlänge von 16 cm mit fünf Flanschen in der Elektronenstrahl-Laser-Ebene. Jeweils zwei dienen als Strahlengang für den Laser und den Elektronenstrahl.

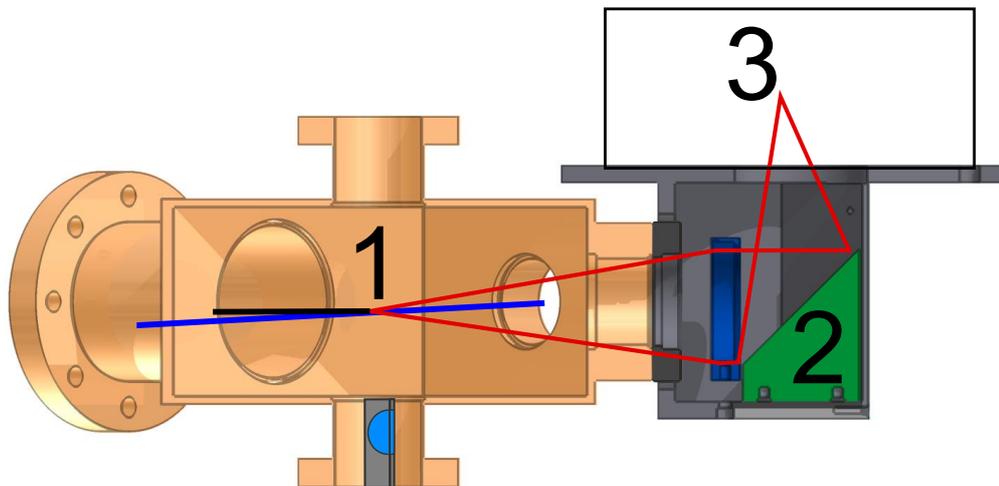
In Abbildung 3.3 ist ein Querschnitt der Kammer mit den Strahlgängen des Lasers, des Elektronenstrahls und der gestreuten Photonen eingezeichnet. Hierbei beträgt der Winkel zwischen einlaufendem Laser- und Elektronenstrahl  $\theta = 90^\circ$ . Bei dem IR-Laser handelt es sich um einen Faserlaser mit  $P_{\text{Laser}} = 150 \text{ W}$ . Dieser erzeugt Laserpulse mit einer Länge von 16,1 ns [Eolite IR]. Dieser wird über zwei entspiegelte Quarzglasfenster in die Vakuumkammer ein- und ausgekoppelt.



**Abbildung 3.3:** Querschnitt des Aufbaus des Thomson-Laser-Scanners mit Strahlengang. Es sind die Strahlengänge des Lasers, des Elektronenstrahls und der gestreuten Photonen gezeigt. Die Winkel  $\theta$  und  $\theta'$  entsprechen den Winkeln in Abbildung 2.4.

Der Detektor für die gestreuten Photonen ist unter einem Winkel von  $\theta' = 135^\circ$  zwischen einfallendem Laserstrahl und gestreuten Photonen aufgestellt. Zum Auskoppeln der gestreuten Photonen dient ein entspiegeltes Quarzglasfenster. Durch das Fenster gelangen die Photonen auf eine Linse und einen Parabolspiegel, die die Photonen auf die sensitive Fläche des PMT fokussieren.

Ein schematischer Strahlengang des Elektronenstrahls und des gestreuten Laserlichts ist in Abbildung 3.4 gezeigt. Dabei zeigen die roten Linien den möglichen Strahlengang der gestreuten Photonen.



**Abbildung 3.4:** Querschnitt der TLS-Kammer mit angeschlossener abbildender Optik. Die Strahlengänge des Lasers, des Elektronenstrahls und der detektierbaren gestreuten Photonen sind mit den Farben Schwarz, Blau und Rot eingezeichnet. (1) bezeichnet den Wechselwirkungspunkt zwischen Laser und Elektronenstrahl. Die gestreuten Photonen gelangen durch ein Vakuumfenster auf eine Linse, die die Strahlen parallelisiert und auf einen Parabolspiegel (2) lenkt. Dieser fokussiert das Licht auf den Photomultiplier (3). Im Flansch im Boden der Kammer befindet sich ein YAG-Schirm (hellblau). Dieser lässt sich bei Bedarf in den Strahlengang fahren, um die Strahlage zu detektieren und somit die Transmission zu optimieren.

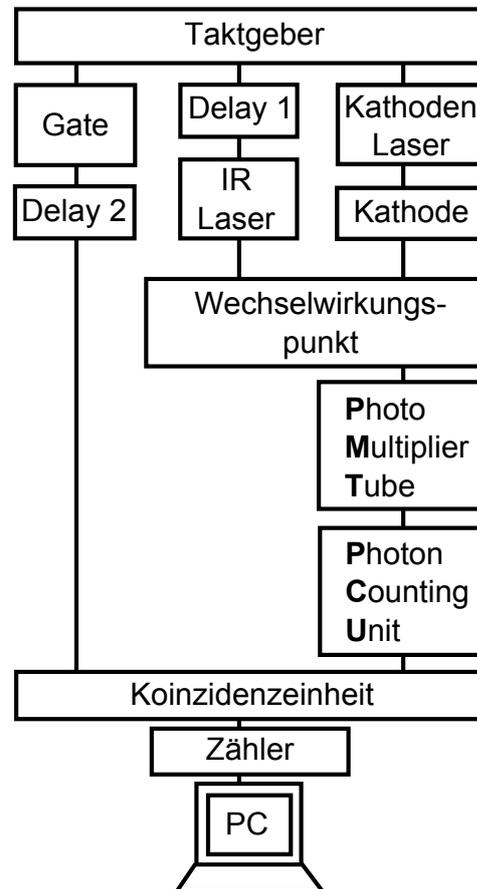
In einer weiteren Öffnung im Boden der Kammer befindet sich ein YAG-Schirm zur Strahlagedetektion. Dieser lässt sich bei Bedarf in die Sollbahn des Elektronenstrahls fahren. Er wurde jedoch im Laufe dieser Arbeit entfernt (siehe hierzu Kapitel 5.3).

## 3.2 Zähleraufbau für TLS

Bei der Detektion der gestreuten Photonen aus der Thomson-Streuung ist es nötig, den Untergrund so weit wie möglich zu reduzieren. Wie in Kapitel 2.3.2 hergeleitet wurde, ist das erwartete Signal mit  $\lambda_{\text{TLS}} = 29 \text{ Hz}$  so klein, dass kleinste Rauschquellen es überdecken können.

Aufgrund der gebunchten Struktur des Elektronenstrahls findet eine Wechselwirkung nur statt, solange sich der IR-Laserpuls und der Elektronenbunch im Interaktionspunkt treffen. Die Länge des Elektronenbunchs entspricht  $t = 20 \text{ ns}$ , die des Lasers beträgt  $t = 16,1 \text{ ns}$ . Die Signale müssen so zueinander angepasst werden, dass der Laserpuls des IR-Lasers und der Elektronenbunch gleichzeitig am Wechselwirkungspunkt eintreffen. Dazu dient die Verzögerung „Delay 1“. Sie gleicht die unterschiedlichen Laufzeiten des Laserpulses und Elektronenbunchs aus. Dabei sind auch die Verzögerungen aus den Signallaufzeiten in den Kabeln zum Kathoden-Laser und IR-Laser berücksichtigt.

Schaltet man nun eine Koinzidenzeinheit zwischen den Zähler und den Photomultiplier, wird der strahlunkorrelierte Untergrund um den Duty Cycle ( $3 \cdot 10^{-3}$ ) unterdrückt. Ein Schema für die dafür benötigte Schaltung ist in Abbildung 3.5 gezeigt. Für diese Schaltung muss das Gate-Signal so gewählt werden, dass nur die Signale aus dem Zeitraum der Wechselwirkung vom Zähler erfasst werden. Es muss also mindestens  $t = 20 \text{ ns}$  lang sein. Wird der Zeitraum zu kurz gewählt, schneidet man echtes Signal ab. Bei einem zu langen Zeitintervall, wird hingegen zuviel strahlunkorrelierter Untergrund mit aufgenommen. Damit das Gate-Signal gleichzeitig mit dem verarbeiteten Signal aus der Thomson-Streuung in der Koinzidenzeinheit eintrifft, muss es durch eine weitere Verzögerung „Delay 2“ mit dem Signal aus der Thomson-Streuung synchronisiert werden.



**Abbildung 3.5:** Aufbau der Schaltung mit Delay. Der Kathoden-Laser zur Erzeugung des Elektronenstrahls und der IR-Laser für die Thomson-Streuung werden durch denselben Taktgeber gesteuert. Die Verzögerungen dienen der Synchronisation der Signale.

### 3.2.1 Bestimmung der Verzögerungszeiten

Zur Bestimmung der Verzögerungszeiten wurden die Laufzeiten in den Kabeln berücksichtigt und die Zeit bestimmt, die nötig ist, damit der Elektronenstrahl von der Photokathode zum Wechselwirkungspunkt kommt. Die Strecke außerhalb der Elektronenquelle wurde der CAD-Konstruktionsskizze [Schwartz'14] und der Bahnkurve innerhalb der Alpha-Magnete [Steffens'93, S.65] entnommen. Die Geschwindigkeit der Elektronen liegt dabei bei  $v = 0,55c$ . Zwischen Kathode und Anode kann nicht von einer konstanten Geschwindigkeit ausgegangen werden. Daher wird die Flugzeit  $t$  wie in [Riehn'11, S.42] für eine Startenergie von  $E_{\text{Kin}}|_{t=0} = 0 \text{ eV}$  bestimmt:

$$t = \sqrt{\left(\frac{s}{c} + A\right)^2 - A^2} \quad (3.1)$$

$$= 1,29 \text{ ns} \quad (3.2)$$

mit  $A = \frac{m_0 c}{e E_{\text{Elek}}}$ , wobei  $m_0$  die Ruhemasse des Elektrons,  $c$  die Lichtgeschwindigkeit,  $e$  die Elementarladung und  $E_{\text{Elek}}$  die Beschleunigungsspannung in Volt pro Meter ist. Die Beschleunigungsstrecke ist dabei  $s = 0,15 \text{ m}$ .

Die Verzögerungszeit für den IR-Laser ergibt sich zu:

$$\text{Delay}_1 = 27 \text{ ns}. \quad (3.3)$$

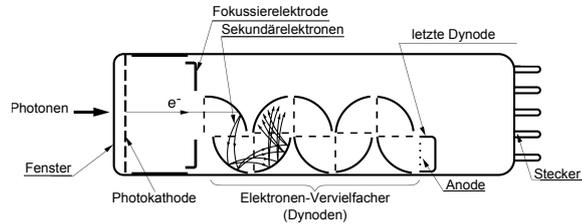
Aufgrund der endlichen Übertragungsgeschwindigkeit der Signale in den genutzten Kabeln benötigt das Gate eine Verzögerung von  $\text{Delay}_2 = 140 \text{ ns}$ . Hierzu kommt noch die Verzögerungszeit durch den Photomultiplier und die Elektronik der Photon Counting Unit. Die gesamte Verzögerung „Delay 2“ wurde in Kapitel 5.3 experimentell bestimmt. Diese folgt zu:

$$\text{Delay}_2 = 1,25 \text{ } \mu\text{s}. \quad (3.4)$$

### 3.2.2 Photomultiplier als Detektor

Der in dieser Arbeit verwendete Detektor ist ein Photomultiplier (PMT) mit einer Empfindlichkeit zwischen  $\lambda = 160$  bis  $750$  nm. Ein schematischer Aufbau eines Photomultipliers ist in Abbildung 3.6 dargestellt.

Der Photomultiplier nutzt zur Detektion von einzelnen Photonen den photoelektrischen Effekt aus. Dabei löst ein Photon beim Auftreffen auf die Photokathode ein Elektron aus dem Material. Durch eine angelegte Spannung wird das Elektron auf eine Dynode beschleunigt. Dabei handelt es sich um eine Elektrode, die über einen Spannungsteiler mit weiteren Elektroden verbunden ist. Trifft ein Elektron auf die Dynode, erzeugt es mehrere Elektronen, sogenannte Sekundärelektronen. Die Sekundärelektronen werden durch das vom Spannungsteiler erzeugte elektrische Feld auf die nächste Dynode beschleunigt. An dieser werden pro Elektron weitere Sekundärelektronen freigesetzt, die wiederum durch das elektrische Feld auf die nächste Dynode beschleunigt werden. Dies geschieht so lange, bis die Sekundärelektronen der letzten Dynode die Anode erreichen. Diese können als Strom ausgelesen werden [PMT'07].



**Abbildung 3.6:** Schematischer Aufbau eines Photomultipliers. Photonen gelangen durch ein Fenster auf eine Photokathode. Hier erzeugen sie Elektronen. Diese werden über eine anliegende Spannung auf eine Dynode beschleunigt und schlagen hier aufgrund der Beschleunigung mehr Elektronen aus dem Material. Dies geht über eine ganze Reihe von Dynoden, bis schließlich eine messbare Anzahl an Elektronen entstanden ist. Diese gelangen auf die Anode und können als Strom gemessen werden. Die Verstärkung hängt von der Anzahl der Dynoden und der Stärke des anliegenden Feldes ab [PMT'07].

Der in dieser Arbeit verwendete PMT besteht aus einer Bialkali-Photokathode mit 9 Dynoden. Die Quanteneffizienz beträgt im Maximum 40 % (bei einer Wellenlänge von 210 nm) [Ham R4332]. Bei einer Wellenlänge von 630 nm beträgt sie nur noch 2 %.

In dieser Arbeit wurde der PMT mit einer Versorgungsspannung von 1000 V betrieben. Die Verstärkung beträgt dabei laut Hersteller  $G = 1 \cdot 10^7$ .

Um den Zusammenhang zwischen dem analogen Strom dem PMT und der Zählrate mit Zähleraufbau herzustellen, wurde der Untergrund digital und analog vermessen.

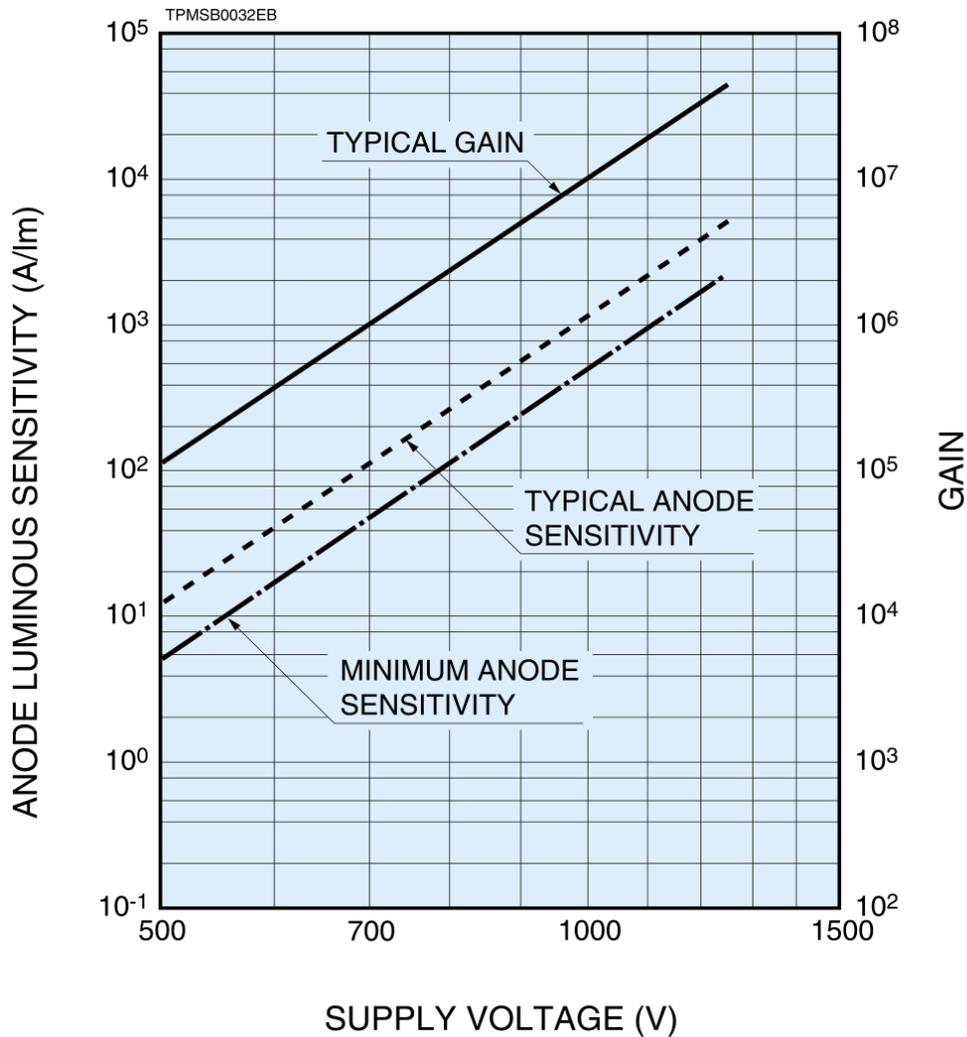
Es wurde der Untergrund an der TLS-Kammer vermessen. Nach der Optimierung führte diese Messung an der TLS-Kammer zu einem Untergrund von:

$$I_{UG} = (0,30 \pm 0,02) \text{ nA.} \quad (3.5)$$

Ein zeitnaher Umbau auf den Zähleraufbau brachte folgende Rate:

$$R_{UG} = (180 \pm 5) \text{ Hz}, \quad (3.6)$$

wobei der analoge Strom und die Rate über fünf Minuten gemittelt wurden.



**Abbildung 3.7:** Verlauf der typischen Verstärkung eines R4332 Photomultipliers [Ham R4332]. Bei einer Versorgungsspannung von  $U = 1000 \text{ V}$  beträgt die Verstärkung  $G = 1 \cdot 10^7$ . Diese Angabe stimmt mit der Berechnung in Formel (3.9) überein.

Mit dem analogen Strom und der Rate aus der digitalen Messung lässt sich nun die Verstärkung  $G$  des PMT bestimmen. Dafür bestimmt man aus dem analogen Strom die Anzahl der Elektronen pro Sekunde und teilt diese durch den Verstärkungsfaktor, um die Rate zu erhalten:

$$R = \frac{I}{G \cdot e} \quad (3.7)$$

Setzt man nun für die Anzahl der Ereignisse  $R$  die tatsächlich gemessene Rate  $R_{UG}$  und für den analogen Strom  $I_{UG}$  ein, lässt sich der Verstärkungsfaktor bestimmen:

$$G = \frac{I_{UG}}{R_{UG} \cdot e} \quad (3.8)$$

$$G = (1,04 \pm 0,08) \cdot 10^7 \quad (3.9)$$

Wie in Abbildung 3.7 gezeigt wurde, stimmt der berechnete Wert mit der Angabe des Herstellers überein.

#### 3.2.3 Photon Counting Unit (PCU)

Die von dem PMT ausgegebenen Signale werden von der Photon Counting Unit (PCU) verarbeitet. Diese besteht aus einem Diskriminator, dessen Diskriminatorschwelle auf  $U_{Dis} = (130 \pm 2) \text{ mV}$  eingestellt wurde. Dies ist die Schwelle, bei der die PCU keine Rate mehr zählt, wenn der PMT im gekühlten Zustand ohne Versorgungsspannung und ohne Photonen angeschlossen ist.

#### 3.2.4 Alternativer Aufbau

Durch einen Defekt des IR-Lasers und einen damit einhergehenden Ausfall des grünen Kathoden-Lasers mit  $\lambda = 515 \text{ nm}$  konnten Teile der Messungen nicht mit dem Aufbau aus Abbildung 3.1 und 3.5 durchgeführt werden. Dadurch bedingt musste mit alternativen Laserquellen gearbeitet werden. Im Falle des Kathodenlasers wurde dieser durch eine Laserdiode mit einer Wellenlänge von  $\lambda = 405 \text{ nm}$  und  $P_{Laser} = 150 \text{ mW}$  ersetzt. Dies resultiert in einem geringeren Strom des Elektronenstrahls.

Der IR-Laser mit  $\lambda = 1030 \text{ nm}$  und  $P_{Laser} = 150 \text{ W}$  wurde durch eine Laserdiode mit  $\lambda = 980 \text{ nm}$  und  $P_{Laser} = 100 \text{ mW}$  ersetzt. Mit dieser ist man nicht in der Lage, Thomson-Streuung nachzuweisen, da die Laserleistung zu gering ist. Allerdings eignet sie sich gut, um einen maximalen Untergrund durch den  $\lambda = 1030 \text{ nm}$  IR-Laser in der TLS-Kammer abzuschätzen, da ihre Wellenlänge näher an dem detektierbaren Wellenlängenbereich des PMT liegt.

Da mit den alternativen Laserdioden keine Thomson-Streuung messbar ist, wurden diese nicht synchronisiert. Die Tests des strahlkorrelierten Untergrunds durch Elektronenstrahl und Laser in TLS-Kammer wurden separat und ohne Koinzidenzeinheit und Gate durchgeführt.

# 4 Strahlunkorrelierter Untergrund

## 4.1 Thermisches Rauschen des Photomultipliers

Der Detektor selbst ist eine potentielle Quelle für strahlunkorrelierten Untergrund. Durch die geringe Austrittsarbeit des Dynodenmaterials im PMT in Verbindung mit thermischer Anregung werden Elektronen aus dem Material gelöst. Diese werden gleichermaßen wie die durch die Photonen erzeugten Elektronen durch die anliegende Spannung beschleunigt, sodass ein Rauschen entsteht. Dieses Rauschen kann durch Kühlung des Photomultipliers reduziert werden.

Die Richardson-Gleichung beschreibt den Effekt des temperaturinduzierten Elektronenaustritts. Sie zeigt den Zusammenhang zwischen der entstehenden Stromdichte, dem Material und der Temperatur auf und wird in Formel (4.1) mathematisch beschrieben. Dabei stehen  $J$  für die Stromdichte,  $A$  für die Richardson-Konstante,  $T$  für die Temperatur,  $k_B$  für die Boltzmann-Konstante und  $W_e$  für die Austrittsarbeit des Materials.

$$J = AT^2 e^{-\frac{W_e}{k_B T}} \quad (4.1)$$

Folgende Werte wurden zur Auswertung der Richardson-Gleichung verwendet:

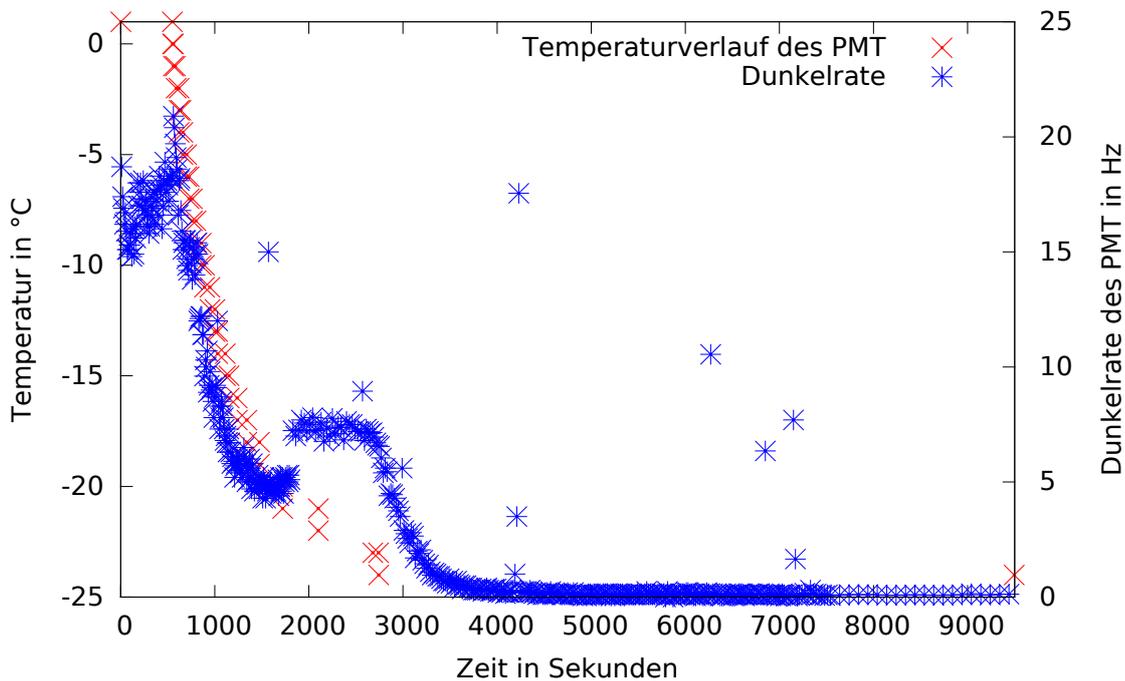
Größe	Wert	Bezeichnung	Quelle
$A$	$1,2017 \cdot 10^6 \text{ A}/(\text{m}^2 \text{ K}^2)$	Richardson-Konstante	[Dushman'23]
$k_B$	$1,3806 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$	Boltzmann-Konstante	[NIST'14]
$W_e$	< 1 bis 2,1 eV	Austrittsarbeit von Bialkali	[Photonis'02, Sommer'68]

**Tabelle 4.1:** Beschreibung der Größen der Formel (4.1)

Um den thermischen Dunkelstrom des Detektors in Abhängigkeit von der Temperatur zu bestimmen, wurde dieser lichtdicht verschlossen und mittels eines Kühlers von Raumtemperatur auf bis zu  $T = -23,5 \text{ °C}$  gekühlt. Während des Kühlvorgangs wurde sowohl die Temperatur als auch der Dunkelstrom gemessen. Diese Messung wurde je einmal für die Messung des analogen Signalstroms des PMT und für die zählerbasierende Messung von Pulsen mit Diskriminator durchgeführt.

#### 4 Strahlunkorrelierter Untergrund

Ein Vergleich mit der Richardson-Gleichung in Abbildung 4.2 ergibt, dass die Rate für den Dunkelstrom nicht erreicht wird. Bei der analogen Messung liegt es unter anderem daran, dass die Auflösung des Amperemeters nicht ausreicht, kleinere Dunkelströme zu messen. Bei der Messung mit Zähler gibt es viele äußere Einflüsse, die das Messergebnis verfälschen. Jede Spannungsspitze im Netz erzeugt ein starkes Signal. So kann zum Beispiel das Einschalten der Leuchtstoffröhren im Laser-, PKAT- oder PKA2-Labor Impulse auslösen. Auch wenn kein Licht in die Apparatur gelangen konnte, ist während des Betriebs eine erhöhte Rate zu sehen. Dieser Effekt ist in Abbildung 4.1 im Bereich von 1500 bis 3000s zu sehen. Eine genauere Beschreibung des Effekts ist in Kapitel 4.3 gegeben.



**Abbildung 4.1:** Vermessung des thermischen Untergrunds des Photomultipliers (PMT) als Rate. Die Ausreißer von der erwarteten Kurve liegen an den Spannungsspitzen im Stromnetz, die durch das Einschalten großer Verbraucher entstehen. Im Zeitintervall von  $t = 1500$  s bis  $t = 3000$  s ist zu erkennen, dass während der Messung der IR-Laser getestet wurde.

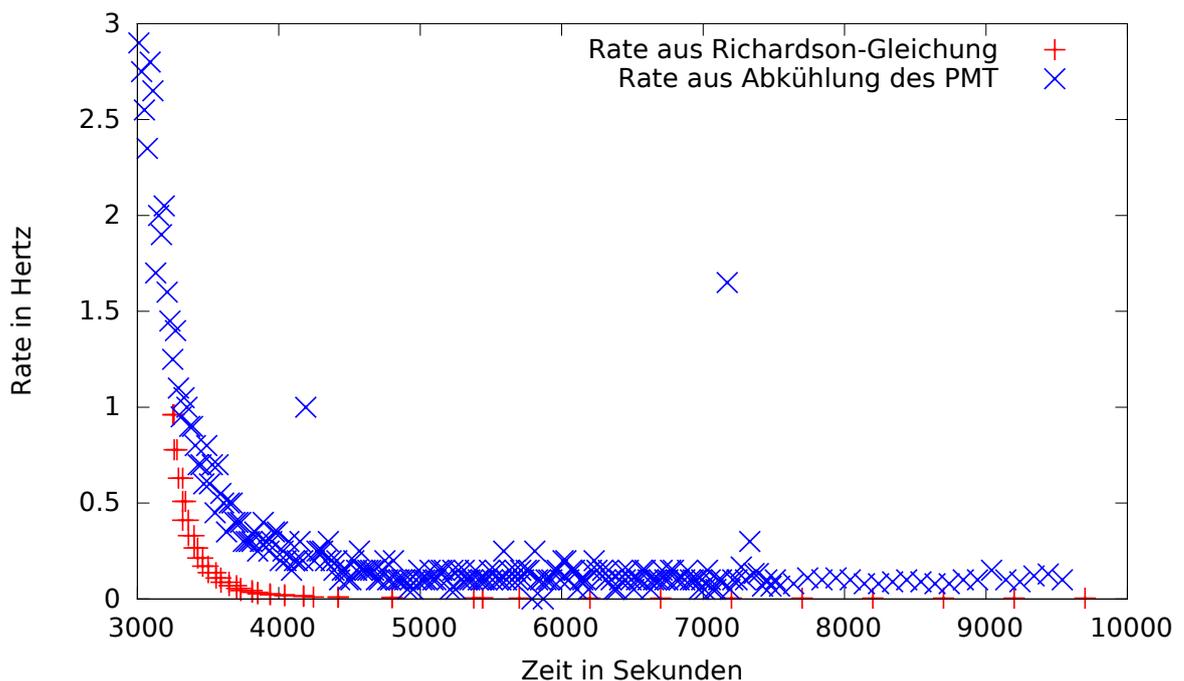
Vergleicht man die gemessene Rate mit der Richardsgleichung, fällt zunächst auf, dass die Raten langsamer fallen, als die Richardsgleichung es vorhersagt. Mit einem Offset von 2700s lassen sich die Raten aus dem Abkühlvorgang jedoch mit der Richardsgleichung vergleichen. Dies ist in Abbildung 4.2 gezeigt. Dabei wurden die Raten aus der Richardsgleichung mit dem Temperaturverlauf aus Abbildung 4.1 auf den zeitlichen Verlauf des Abkühlvorgangs umgerechnet.

Der Offset von 2700s zeigt, dass das Innere des PMTs viel langsamer abkühlt als der Kühler um den PMT.

Mittelt man die gemessene Dunkelrate bei einer Temperatur von  $T = -24^\circ\text{C}$ , wird ein Untergrund von  $R_{\text{gemessen}} = (0,11 \pm 0,04)\text{ Hz}$  erreicht. Berechnet man eine Rate aus der Richardson-Gleichung bei dieser Temperatur und einer Austrittsarbeit von  $1,3\text{ eV}$ , so erhält man  $R_{\text{Richardson}} = 3,9 \cdot 10^{-3}\text{ Hz}$ . Laut Richardson-Gleichung würde ein Untergrund von  $0,11\text{ Hz}$  einer Temperatur von  $-10^\circ\text{C}$  entsprechen.

Da die gemessene Rate nicht weiter fällt, ist es wahrscheinlich, dass sich die Dynoden bei einer Gleichgewichtstemperatur in der Nähe von  $-24^\circ\text{C}$  befinden.

Mehrere Faktoren können für die Differenz zwischen der theoretischen und der gemessenen Rate verantwortlich sein. Zum einen kann es sein, dass die Austrittsarbeit nicht korrekt gewählt wurde. Eine Änderung der Austrittsarbeit alleine, im Bereich der in Tabelle 4.1 angegebenen Werte, kann diese Ratendifferenz nicht erklären. Es könnte ebenfalls die Diskriminatorschwelle falsch gesetzt sein, sodass mehr Signal zugelassen wird, als aus dem PMT stammt. Dadurch wird das gemessene Signal um ein Rauschen vergrößert. Ebenso könnten zusätzliche Signale aus der Höhenstrahlung oder von radioaktiven Nukliden im Bialkali-Material der sensitiven Fläche oder dem Glaskörper des PMT stammen.



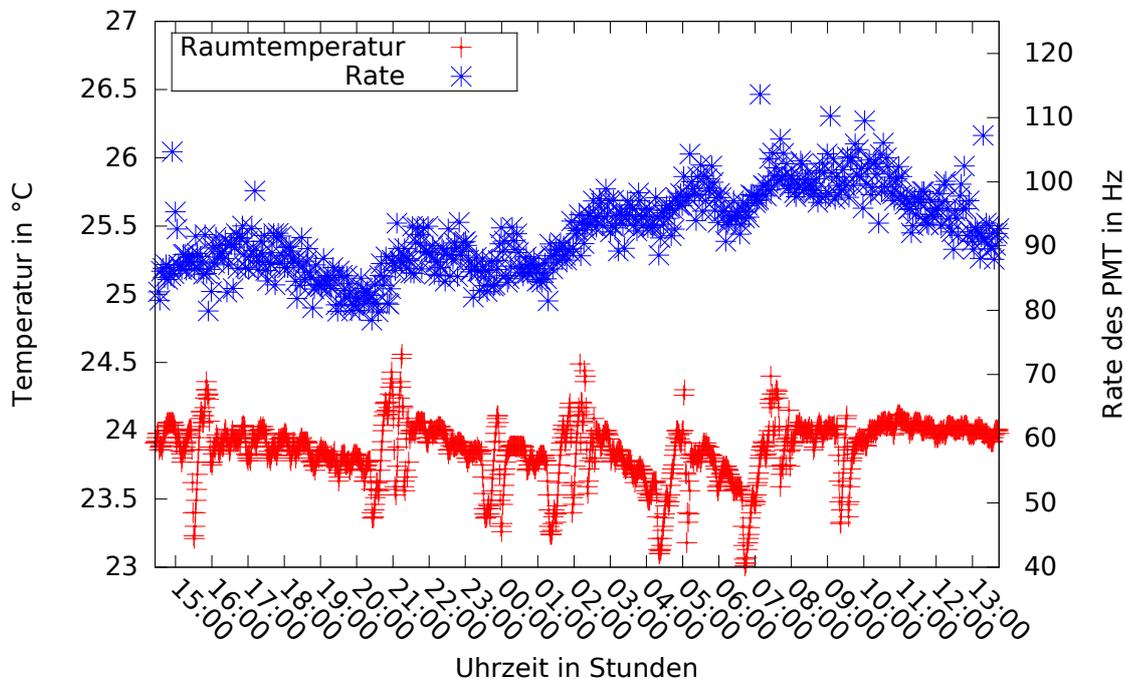
**Abbildung 4.2:** Vergleich der Rate durch Abkühlen des PMT mit der Richardson-Gleichung. Dabei wird der Abkühlprozess aus Abbildung 4.1 ab  $3000\text{ s}$  betrachtet. Die Richardson-Gleichung wurde für eine Temperaturspanne von  $20^\circ\text{C}$  bis  $-25^\circ\text{C}$  geplottet.

## 4.2 Thermisches Rauschen des erwärmten Photomultipliers

Durch einen Ausfall des Kühlelements für den Photomultiplier wurde mit ungekühltem PMT gemessen. Dafür wurde der PMT-Kühler durch eine lichtdichte Einhausung aus Aluminium mit separatem Sockel für den PMT getauscht. Misst man nun das thermische Signal mit diesem Aufbau ohne Koinzidenzeinheit, so erhält man auf Basis von 2165 Messungen über je 30s einen Mittelwert der Rate von:

$$R_{\text{warm}} = (92,5 \pm 8,3) \text{ Hz} \quad (4.2)$$

Insgesamt wurde dreiundzwanzig Stunden lang gemessen. In Abbildung 4.3 sind die Messungen der Rate gegen die Zeit aufgetragen.



**Abbildung 4.3:** Vergleich der Raumtemperatur mit dem Untergrundrauschen des ungekühlten PMT.

Bei einem Vergleich der Schwankungen in der Rate mit der Raumtemperatur zeigt sich, dass die Raumtemperatur nur auf  $\Delta T = 1^\circ\text{C}$  stabilisiert ist und regelmäßig übersteuert, um sich wieder um die mittleren  $24^\circ\text{C}$  zu stabilisieren. Diese lokalen Minima und Maxima finden sich in der Rate wieder. Einzelne Ausreißer in der Rate lassen sich durch elektrische Störsignale erklären (vgl. Kapitel 4.3). Die Ausreißer in den ersten Stunden der Messung lassen sich durch die Arbeiten im angrenzenden Labor erklären.

Die Ausreißer von 07:00 bis 10:00 Uhr erklären sich wiederum durch die Nutzung der Beleuchtung in den angrenzenden Räumen.

Trotz der Rate von  $R_{\text{Warm}} = (92,5 \pm 8,3)$  Hz ist eine Messung der Thomson-Streuung möglich, da durch den Aufbau mit Koinzidenzeinheit dieser Untergrund um den Duty Cycle von  $3 \cdot 10^{-3}$  unterdrückt wird. Der Untergrund im Zähleraufbau beträgt somit  $R_{\text{Warm, Gate}} = 0,3$  Hz.

## 4.3 Elektrische Störsignale

Der Zähleraufbau ohne Gate ermöglicht eine genauere Vermessung des Untergrunds als die analoge Methode, sodass Umwelteinflüsse genauer untersucht werden können. Ein Phänomen ist die Erhöhung der gemessenen Rate durch Schwankungen im Stromnetz. Die systematische Untersuchung zeigt, dass einzelne elektrische Verbraucher in der Umgebung des Versuchsaufbaus hohe Signale erzeugen und somit die Messrate verfälschen.

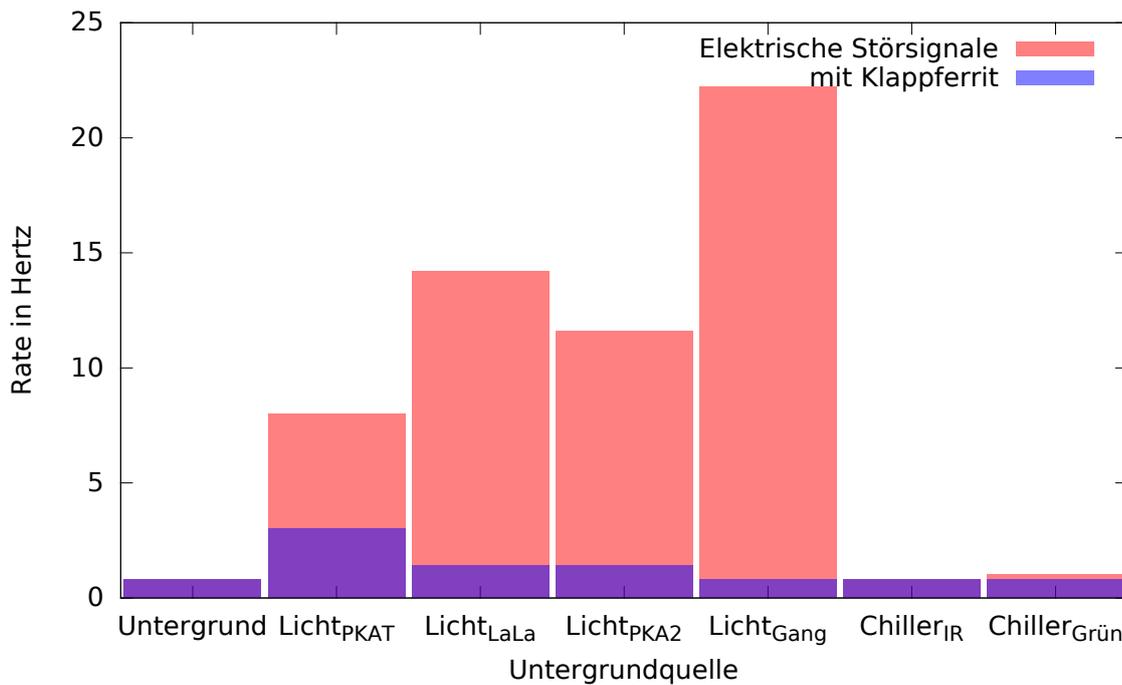
Dieser Effekt zeigt sich in der Messung zur Dunkelrate des Photomultipliers in Abbildung 4.1. In der abfallenden Kurve der Rate zeigen sich Ausreißer und ein Plateau. Das Plateau zwischen  $t = 1500$  s und  $t = 3000$  s entstand während Tests des 150 W IR-Lasers für die Thomson-Streuung. Ebenso sind über die gesamte Messung einzelne Ausreißer zu erkennen. Da der Strahlgang an mehreren Stellen blockiert war, ist davon auszugehen, dass die Arbeiten am IR-Laser elektromagnetische Schwankungen erzeugt haben und Streulicht auszuschließen ist.

Die Ausreißer über ein Messintervall mit Raten von bis zu 15 Hz kommen vom An- und Abschalten einzelner Verbraucher in der Nähe des Versuchsaufbaus.

Eine Folgemessung der gekühlten Photokathode (d.h. Betriebstemperatur von  $T = -25$  °C) in einer lichtdichten Kammer ergibt, dass die Beleuchtung der beiden angrenzenden Labors und des vorbeiführenden Gangs die stärksten Störsignale induziert. Hierbei spielt jedoch nur der Einschaltvorgang der Leuchtstoffröhren eine Rolle, nicht der dauerhafte Betrieb. Dies liegt daran, dass die Leuchtstoffröhren zum Einschalten eine erhöhte Spannung benötigen. Das von dieser Spannung erzeugte Signal wird von Detektor, Kabel und Elektronik als Antenne aufgenommen und als Signal weitergegeben. Als eine wirksame Methode zur Reduktion der Störsignale hat sich ein Klappferrit um das Kabel zwischen Photomultiplier und Photon Counting Unit erwiesen. Dieser ringförmige Ferritkern wurde um das Kabel von PMT zu PCU gelegt und drosselt Störsignale, die mit gleicher Phase auf Außen- und Innenleiter transportiert werden.

Die Auswirkung eines Klappferrits auf die erzeugbaren Störsignale durch Verbraucher in der Nähe der Anlage ist in Abbildung 4.4 dargestellt.

Es ist jedoch nicht belegt, dass der Klappferrit auch bei der permanenten Erhöhung



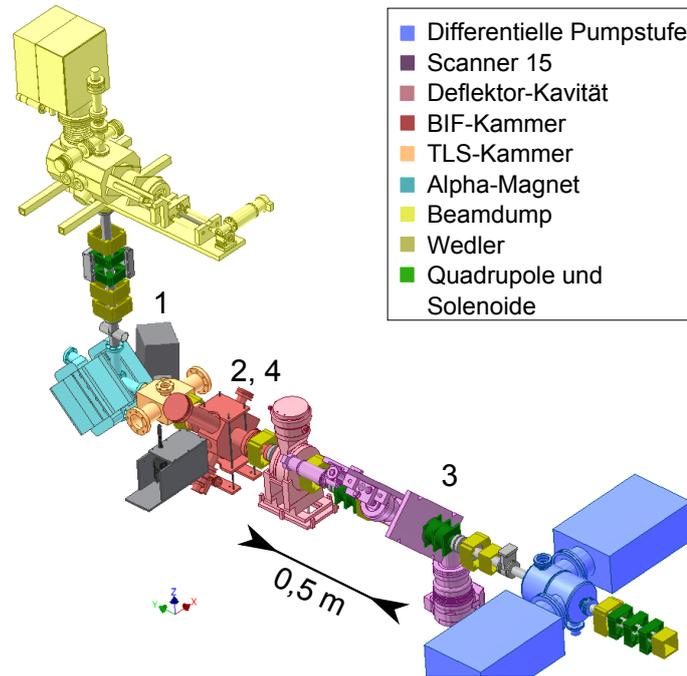
**Abbildung 4.4:** Vergleich der erzeugten Störsignale durch elektrische Verbraucher in der Nähe des Versuchsaufbaus mit und ohne Klappferrit um das Signalkabel von PMT zu Photon Counting Unit. Die Störsignale lassen sich durch einen Klappferrit unterdrücken. Dabei handelt es sich um einen ringförmigen Ferritkern, der um das Kabel gelegt werden kann. Dieser wirkt auf Störsignale als Drossel.

der Rate durch den IR-Laser in Abbildung 4.1 hilft, da dieser nach der Messung auf Grund eines Defekts nicht mehr zur Verfügung stand. Da diese Messung nicht wiederholt werden konnte, ist nicht auszuschließen, dass der permanente Untergrund auch von einem kleinem Lichtleck stammen könnte.

Für die Messung an der TLS-Kammer werden die elektrischen Störsignale zwar im Bereich der erwarteten Raten liegen, aber dadurch, dass es sich bei ihnen um kurzzeitige Phänomene handelt, lassen sie sich bei mehreren Messungen mit hoher zeitlicher Auflösung als Ausreißer erkennen und können so bei der Auswertung vernachlässigt werden.

## 4.4 Strahlunkorrelierte Untergrund-Messungen in der TLS-Kammer

Bei der Vermessungen des strahlunkorrelierten Untergrunds an der Thomson-Laser-Scanner-Kammer wird zunächst der Untergrund ohne Koinzidenz untersucht. Um die Lichtdichtigkeit der Anlage zu überprüfen, wurde die Rate bei abgedunkelter und beleuchteter Anlage verglichen. Da der Photomultiplier sensitiv auf sichtbares Licht ist, steigt die Rate, sobald ein Lichtleck in der Kammer vorliegt. Deshalb ist es essentiell, auf die Lichtdichtigkeit der Vakuumkammer zu achten und Lecks gegebenenfalls abzudichten.



**Abbildung 4.5:** Testaufbau für BIF und TLS an der PKAT-Testquelle. Die Nummern (1) bis (4) bezeichnen die Untergrundquellen aus Tabelle 4.2.

Vor der Optimierung der Lichtdichtigkeit liegt eine Rate von  $R = 180$  Hz vor. Nach der Beseitigung von Lichtlecks beträgt der permanente Untergrund:

$$R_{\text{UG,optimiert}} = (0,9 \pm 0,2) \text{ Hz.} \quad (4.3)$$

Um die Auswirkung verschiedener Lichtquellen innerhalb des Aufbaus quantitativ abzuschätzen, wurden diese einzeln vermessen. Dabei handelt es sich um die Lichter für die invasiven Strahlmessmethoden mit Leuchtschirm. Die Leuchtschirme werden durch Fenster mit Kameras beobachtet. Um die Strahlage auf den Leuchtschirmen besser zu erkennen, kann mit Lichtern die Strahlführung beleuchtet werden. Diese befinden sich unter anderem am Scanner 15 und in der BIF-Kammer.

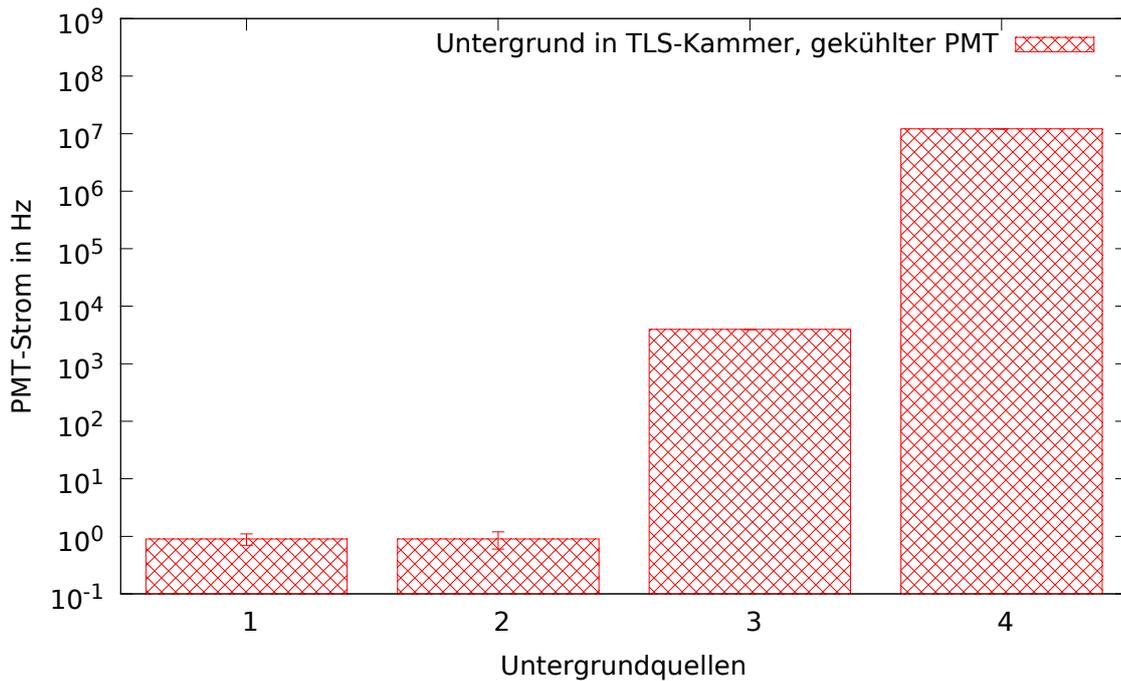
#### 4 Strahlunkorrelierter Untergrund

Der Versuchsaufbau mit den Orten der Lichtquellen ist in Abbildung 4.5 gezeigt. Die Nummern 1 bis 4 entsprechen den Messungen in der Tabelle 4.2 und sind am Ort ihres Entstehens eingezeichnet.

Nr.	$R_{\text{PMT}}$ in Hz	Beschreibung
1	$(0,9 \pm 0,2)$	Untergrund des gekühlten PMT
2	$(0,9 \pm 0,3)$	Penning-Entladung im Druckmesskopf
3	$(3819,4 \pm 53,4)$	Auswirkung des Lichts an Scanner 15
4	$(12,08 \pm 0,01) \cdot 10^6$	Auswirkung der LED an der BIF-Kammer

**Tabelle 4.2:** Ergebnisse der Vermessung des Untergrunds mit gekühltem PMT. Es wurden als Untergrundquellen der Druckmesskopf in der BIF-Kammer und die Lichter an Scanner 15 und in der BIF-Kammer vermessen. Es zeigt sich, dass der Druckmesskopf bei einem Druck in der Strahlführung von  $p = 3 \cdot 10^{-7}$  mbar nicht zum Untergrund beiträgt.

Die Daten der gesamten Messung befinden sich in Tabelle 4.2 und sind in Abbildung 4.6 dargestellt.



**Abbildung 4.6:** Vergleich der erzeugten Untergründe durch Lichter und den Druckmesskopf in der Vakuumkammer. Bei der Messung (1) handelt es sich um den Untergrund des gekühlten PMT und bei (2) um den Untergrund mit Druckmesskopf. Die Messungen (3) und (4) beziehen sich auf die Messung mit dem Licht an Scanner 15 und der LED in der BIF-Kammer. Der Druckmesskopf hat keine Auswirkung auf die gemessene Rate, während die Lichter Raten im Bereich von kHz bis MHz erzeugen.

Während der Messungen mit dem Druckmesskopf war die BIF-Kammer nicht mit Gas gefüllt, sodass der Druck bei  $3 \cdot 10^{-7}$  mbar lag. Da dieser Druck hauptsächlich von Wasserstoff dominiert wird und dieser  $10^4$  Mal schwächer leuchtet als Stickstoff [Böhme'10, S. 63], deckt sich das Messergebnis mit den Erwartungen.

Die Lichtquellen überstrahlen das erwartete Signal bei TLS-Messungen. Die theoretischen Raten des Thomson-Laser-Scanners von ca. 30 Hz werden um den Faktor  $1 \cdot 10^6$  übertroffen, wenn das Licht in der BIF-Kammer während der Messung an ist. Das Licht an Scanner 15 erzeugt trotz größeren Abstands zur TLS-Kammer ein höheres Signal als die erwartete Rate.

Bei der Messung mit Koinzidenzeinheit unterdrückt diese den permanenten Untergrund um den Duty Cycle mit Faktor  $3 \cdot 10^{-3}$ . Das Licht an Scanner 15 wird dann dennoch mit 8 Hz gemessen. Das Licht in der BIF-Kammer wird bei der Messung mit Koinzidenzeinheit immer noch mit 12 kHz detektiert und übertrifft somit die erwartete Rate.

Gleiches gilt für die Messung mit Koinzidenzeinheit. Es ist nicht ratsam, die Lichtquelle an Scanner 15 während der TLS-Messung angeschaltet zu lassen, da der Photomultiplier Hystereseeffekte zeigen kann.

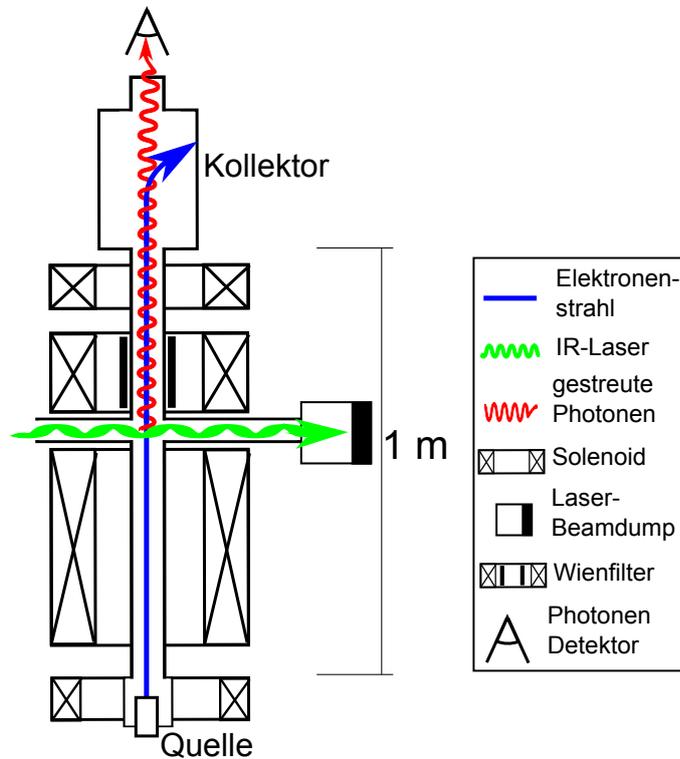
Die LED an der BIF-Kammer emittiert Licht im Wellenlängenbereich von  $\lambda = 400 - 700$  nm [Schwartz'14]. Da aufgrund der Wellenlängen auch ein schmalbandiger Bandpassfilter um die Wellenlänge von 630 nm das Signal nicht filtern kann, muss darauf geachtet werden, dass während der Messungen mit dem Thomson-Laser-Scanner kein Licht in der Vakuumkammer leuchtet.

## 4.5 Strahlunkorrelierter Untergrund im HESR-Kühler und Teststand

Beim Einsatz im Elektronenkühler-Teststand und im HESR-Elektronenkühler liegen andere Verhältnisse, da es hier einen d.c.-Strahl gibt. Hier ist besonders darauf zu achten, dass der strahlunkorrelierte Untergrund so gering wie möglich gehalten wird.

Im Elektronenkühler-Teststand gibt es zum jetzigen Zeitpunkt bereits Untergrund durch Licht, das sich nicht abschalten lässt. Da die Elektronen im Elektronenkühler-Teststand über eine thermionische Quelle erzeugt werden, erzeugt diese Photonen im sichtbaren Spektrum [Bruker'14]. Ebenso steht zu befürchten, dass auch der Kollektor als Untergrundquelle dient. Da hier die Elektronen auf die Kupferoberfläche treffen, erzeugen sie Sekundärelektronen und unter Umständen ebenso detektierbare Photonen [Friederich'13].

In Abbildung 4.7 ist eine Skizze des Elektronenkühler-Teststands gezeigt. Aufgrund des linearen Aufbaus steht zu vermuten, dass Streulicht und permanente Untergründe hohe Raten verursachen können.



**Abbildung 4.7:** Aufbau des Elektronenkühler-Teststands mit einer möglichen Konfiguration des Thomson-Laser-Scanners mit einem Streuwinkel von  $\theta' = 180^\circ$ . Der Elektronenstrahl wird in einer thermionischen Quelle erzeugt und wird innerhalb eines Solenoidkanals in einen Kollektor geleitet (siehe hierzu [Friederich'13]). Bei einem TLS-Aufbau mit diesem Winkel müsste der Elektronenstrahl im Kollektor durch ein Magnetfeld an eine Kollektorwand geleitet werden.

Untersuchungen zur optimalen Positionierung des TLS im Elektronenkühler-Teststand werden in weiterführenden Arbeiten behandelt.

# 5 Strahlkorrelierter Untergrund

## 5.1 Strahlinduzierte Fluoreszenz als Untergrund bei Thomson-Streuung

Der Elektronenstrahl kann mit dem Restgas in der Vakuumkammer wechselwirken und somit durch strahlinduzierte Fluoreszenz einen messbaren Untergrund erzeugen. Aus Kapitel 2.4.3 ist bekannt, dass sich die Rate in Abhängigkeit linear zum Strahlstrom und Druck des Restgases verhält, wenn es sich dabei um Stickstoff handelt. Da bekannt ist, dass die gemessenen Raten der Theorie folgen (siehe hierzu [Hörner'12]), lässt sich für den TLS-Betrieb bei einem Strahlstrom von  $I_{e^-} = 200 \mu\text{A}$  die Rate für einen Partialdruck von Stickstoff berechnen.

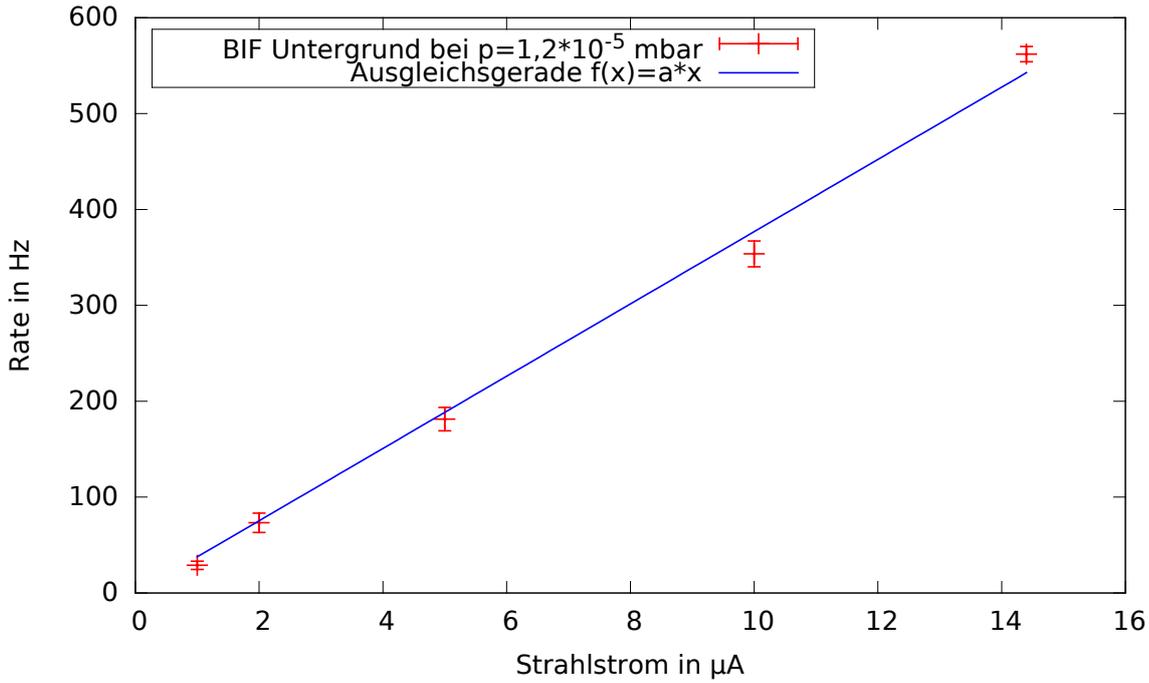
Um den Untergrund durch strahlinduzierte Fluoreszenz abzuschätzen, wurde zunächst der Elektronenstrahl auf eine hohe Transmission von  $T \geq 98\%$  optimiert und über das Dosierventil in der BIF-Kammer Luft eingelassen. Da Luft zu 75% aus Stickstoff besteht, kann so die Rate bestimmt werden. Für die Messung wurde ein Druck von  $1,2 \cdot 10^{-5} \text{ mbar}$  eingestellt. Dabei wurde der Strahlstrom variiert und die Rate gemessen. Diese Messung ist in Abbildung 5.1 gezeigt.

Legt man eine Ausgleichsgerade der Form  $f(x) = a \cdot x$  an die Daten an, so erhält man eine Steigung von:

$$a_{\text{BIF-UG, } 1,2 \cdot 10^{-5} \text{ mbar}} = (37,69 \pm 0,89) \frac{\text{Hz}}{\mu\text{A}}. \quad (5.1)$$

Um eine allgemeine Aussage zum Druck zu machen, lässt sich diese Steigung durch den Partialdruck von Stickstoff teilen.

$$\rho_{\text{BIF-UG}} = \frac{a_{\text{BIF-UG, } 1,2 \cdot 10^{-5} \text{ mbar}}}{1,2 \cdot 10^{-5} \text{ mbar}} \quad (5.2)$$



**Abbildung 5.1:** Messung der Rate abhängig vom Strahlstrom, bei einem Druck in der Strahlführung von  $p = 1,2 \cdot 10^{-5}$  mbar. Da Luft mit 75 % Stickstoff in die Strahlführung gelassen wurde, beträgt der Partialdruck von Stickstoff  $p_{\text{Stickstoff}} = 9 \cdot 10^{-6}$  mbar.

Mit diesem druckunabhängigen Vorfaktor lässt sich eine druck- und strahlstromabhängige Ratengleichung aufstellen:

$$R_{\text{BIF-UG}} = \rho_{\text{BIF-UG}} \cdot I_{e^-} \cdot p_{\text{N}_2} \quad (5.3)$$

$$\rho_{\text{BIF-UG}} = (4,187 \pm 0,098) \cdot 10^6 \frac{\text{Hz}}{\mu\text{A mbar}} \quad (5.4)$$

Vergleicht man den so bestimmten Wert mit dem aus Formel 2.28, so erhält man den Transmissionskoeffizienten der Optik:

$$T_{\text{Trans}} = \frac{R_{\text{BIF-UG}}}{R_{\text{BIF, Theorie}}} = \frac{\rho_{\text{BIF-UG}}}{\rho_{\text{BIF, Theorie}}} \quad (5.5)$$

$$= \frac{(4,187 \pm 0,098) \cdot 10^6 \frac{\text{Hz}}{\mu\text{A mbar}}}{4,905 \cdot 10^8 \frac{\text{Hz}}{\mu\text{A mbar}}} \quad (5.6)$$

$$= (8,5 \pm 0,2) \cdot 10^{-3} \quad (5.7)$$

Diese Zahl erscheint recht gering. Da es sich bei dem Fenster zum Detektor um ein Quarzglasfenster mit Breitbandantireflexbeschichtung von 500 nm bis 1100 nm handelt, wird die Wellenlänge außerhalb stark reflektiert [Vacom:BBAR]. Eine Transmission von 0,85 % dieser Wellenlängen erscheint jedoch zu niedrig. In Abbildung 7.1 in Anhang

7.2 ist die Reflexionskurve der BBAR3-Beschichtung gezeigt. Laut Korrespondenz mit der Firma VACOM kann jedoch davon ausgegangen, dass die Transmission für 395 nm bis 428 nm am geringsten sein wird [Vacom:BBAR3].

Bei der optimierten Transmission erzeugt der Elektronenstrahl bei einem Strahlstrom von  $I_{e^-} = 21 \mu\text{A}$  und einem Druck in der Strahlführung von  $p = 3 \cdot 10^{-7}$  mbar eine Rate von  $R = (242 \pm 6)$  Hz. Da während der Optimierung der Transmission Leuchtschirme und Lichtquellen in der Vakuumkammer verwendet wurden, fällt die Rate ohne Elektronenstrahl etwas höher als in Kapitel 4.2 aus. Der aus Messungen vor und nach dem Einschalten des Elektronenstrahls gemittelte Untergrund beträgt  $R_{\text{UG}} = (173 \pm 8)$  Hz. Damit beträgt die untergrundreduzierte Rate bei eingeschaltetem Elektronenstrahl mit  $I_{e^-} = 21 \mu\text{A}$ :

$$R_{0, T \geq 98\%} = (69 \pm 10) \text{ Hz} \quad (5.8)$$

Nimmt man an, dass diese Rate komplett aus strahlinduzierter Fluoreszenz stammt, so lässt sich mit Formel 5.4 der Partialdruck von Stickstoff in der Kammer berechnen.

$$p_{\text{TLS, exp.}} = \frac{R_{0, T \geq 98\%}}{I_{e^-} \cdot \rho_{\text{BIF-UG}}} \quad (5.9)$$

$$= 7,8 \cdot 10^{-7} \text{ mbar} \quad (5.10)$$

Dieser Anteil übersteigt den Kammerdruck um mehr als das Doppelte. Nach den Messungen wurde daher eine Restgasanalyse durchgeführt. Die Restgasanalyse ist im Kapitel 5.2 in Abbildung 5.2 gezeigt. Sie ergibt, dass das Restgas zu 53,5% durch Stickstoff dominiert wird und Luft in die Vakuumkammer eindringen kann. Da die Rate bei optimierter Transmission in Formel 5.8 gezeigt hat, dass es während der Messungen kein Leck in dieser Größenordnung gab, bleibt die Zusammensetzung des Restgases für den Regelbetrieb unbekannt.

Berechnet man den Kammerdruck mit der theoretischen Rate aus Formel 2.28, so erhält man eine Rate von:

$$p_{\text{TLS, theo}} = 6,7 \cdot 10^{-9} \text{ mbar} \quad (5.11)$$

Der berechnete Druck aus den experimentellen Daten und aus der Theorie unterscheidet sich um zwei Größenordnungen. Es müssen also weitere Tests durchgeführt werden, um den Untergrund durch strahlinduzierte Fluoreszenz genauer zu bestimmen.

Da Stickstoff jedoch leicht durch Turbopumpen aus dem Vakuumsystem gepumpt wird, kann davon ausgegangen werden, dass das Restgas einer dichten Kammer durch Wasserstoff dominiert ist. Daraus lässt sich ein Untergrund aus BIF für den Thomson-

Laser-Scanner mit  $R_{\text{BIF, H}_2} = 0,2 \text{ Hz}$  bestimmen. Es muss jedoch davon Ausgegangen werden, dass das Restgas aus einer Mischung verschiedener Gase besteht. Nimmt man einen Anteil von 1 % bis 10 % Stickstoff an, erhält man eine Rate von  $R_{\text{BIF, 1\% N}_2} = 25 \text{ Hz}$  bis  $R_{\text{BIF, 10\% N}_2} = 248 \text{ Hz}$ .

Um eine Rate von 1 Hz als Untergrund zu erreichen, darf der Partialdruck von Stickstoff nur  $1 \cdot 10^{-9} \text{ mbar}$  betragen. Der Untergrund aus strahlinduzierter Fluoreszenz hängt empfindlich vom Partialdruck von Stickstoff im Restgas ab. Es ist deswegen wichtig, die Leckrate so niedrig wie möglich zu halten. Um das Vakuum in der Strahlführung um eine Größenordnung zu verbessern, kann sie ausgeheizt werden. Stickstoff und Wasserstoff strahlen bei strahlinduzierter Fluoreszenz Licht im Bereich von 350 bis 500 nm ab [Böhme'10], sodass sich der Untergrund durch einen Filter weiter unterdrücken lässt.

Ein Filter müsste diese Wellenlängen, im Gegensatz zur gesuchten Wellenlänge von 630 nm, um das 250- bis 700-fache unterdrücken, um auf einen Untergrund durch strahlinduzierte Fluoreszenz von ca. 1 Hz zu kommen.

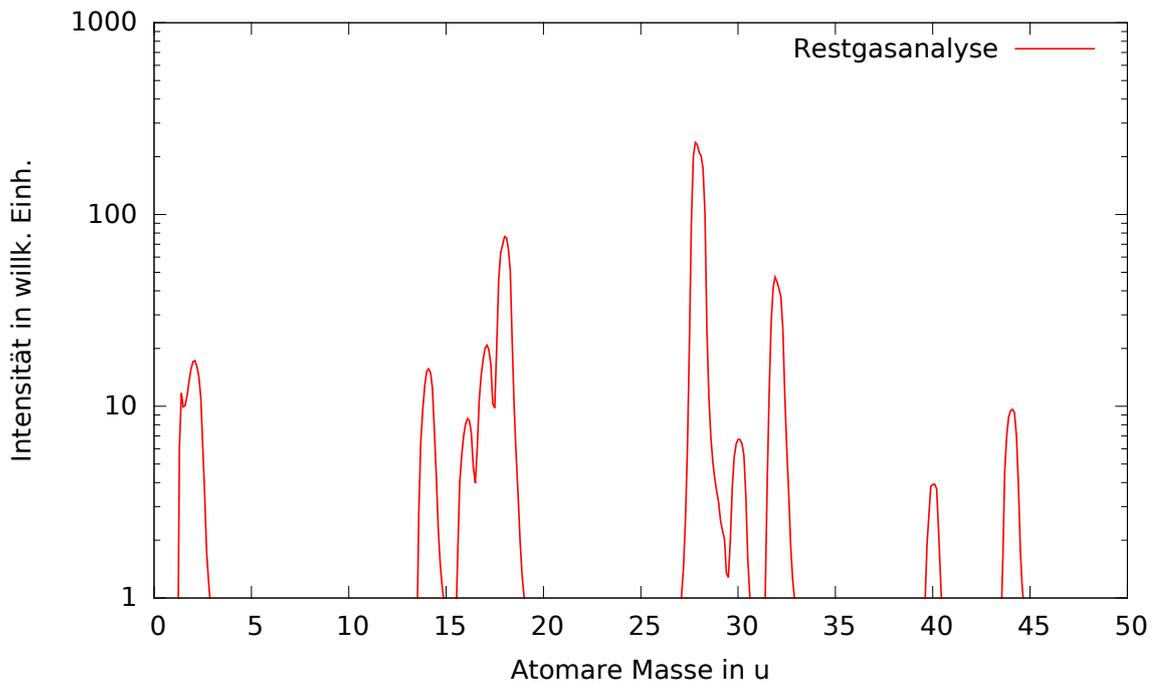
## 5.2 Restgasanalyse der Strahlführung

Zur Bestimmung des Stickstoffanteils im Restgas der Vakuumkammer wurde ein Massenseparator an die BIF-Kammer angebracht und das Restgas vermessen. Das gemessene Spektrum ist in Abbildung 5.2 abgebildet.

Vergleicht man die gemessenen Intensitäten von 28 u, 32 u und 40 u miteinander, lässt sich ein Rückschluss auf ein Leck ziehen, da diese Massen den drei Hauptkomponenten von Luft entsprechen. Nimmt man an, dass es sich bei  $m = 28 \text{ u}$  um Stickstoff, bei  $m = 32 \text{ u}$  um Sauerstoff und bei  $m = 40 \text{ u}$  um Argon handelt, kann man die relativen Intensitäten der Peaks miteinander vergleichen und überprüfen, ob diese der Zusammensetzung von Luft entsprechen. Es ist dabei zu beachten, dass 28 u auch zu Kohlenstoffmonoxid gehört. Dies ist in einer unausgeheizten Kammer auch vorhanden.

In der Luft befindet sich Stickstoff mit 78,1 %, Sauerstoff mit 20,9 % und Argon mit 0,93 % [Williams]. Unter der Annahme, dass es sich beim Peak bei 40 u um Argon aus der Luft handelt, kann man die Verhältnisse der Intensität des Stickstoffpeaks und des Sauerstoffpeaks zu der Intensität des Argonpeaks bilden. Es ergibt sich:

$$I_{\text{N}_2} : I_{\text{O}_2} : I_{\text{Ar}} = 60 : 12 : 1 \quad (5.12)$$



**Abbildung 5.2:** Vermessung der Restgaszusammensetzung im Strahlgang. Dabei ist die gemessene Intensität in willkürlichen Einheiten pro atomare Masseinheit aufgetragen. Bei einem Gesamtdruck von  $3 \cdot 10^{-7}$  mbar wird das Spektrum durch die Massen 28 und 18 dominiert. Das Verhältnis der Intensitäten von Stickstoff ( $M_{N_2} = 28$  u), Sauerstoff ( $M_{O_2} = 32$  u) und Argon ( $M_{Ar} = 40$  u) deutet auf ein Leck in der Vakuumkammer hin.

Stickstoff lässt sich sehr leicht durch Turbopumpen aus dem Vakuumsystem befördern, so dass das Verhältnis von Stickstoff zu Sauerstoff und Argon viel kleiner sein müsste, wenn die Vakuumapparatur dicht wäre. Daher kann von einem Leck ausgegangen werden.

Betrachtet man das Spektrum, so zeigt sich, dass molekularer Stickstoff bei der atomaren Masse 28 u das Spektrum dominiert. Bestimmt man die Fläche der Peaks bei  $m_{N_2} = 28$  u und  $m_{N_2} = 14$  u und teilt sie durch die gesamte Intensität der Messung, erhält man den Anteil von  $\frac{I_{N_2}}{I_{\text{Gesamt}}} = 53,5\%$ .

Da bei den Messungen des strahlkorrelierten Untergrunds bei einer optimierten Transmission jedoch nur eine Rate von  $R = 69$  Hz vorlag, kann davon ausgegangen werden, dass während den Messungen des strahlkorrelierten Untergrunds kein Leck vorlag.

Es lässt sich daraus schließen, dass das Leck erst durch die Belüftung der Vakuumkammer entstanden ist. Daher kann in dieser Arbeit keine genaue Angabe über den Partialdruck von Stickstoff im Vakuumsystem gegeben werden.

### 5.3 Synchronisation des Gatesignals durch Variation der Verzögerung

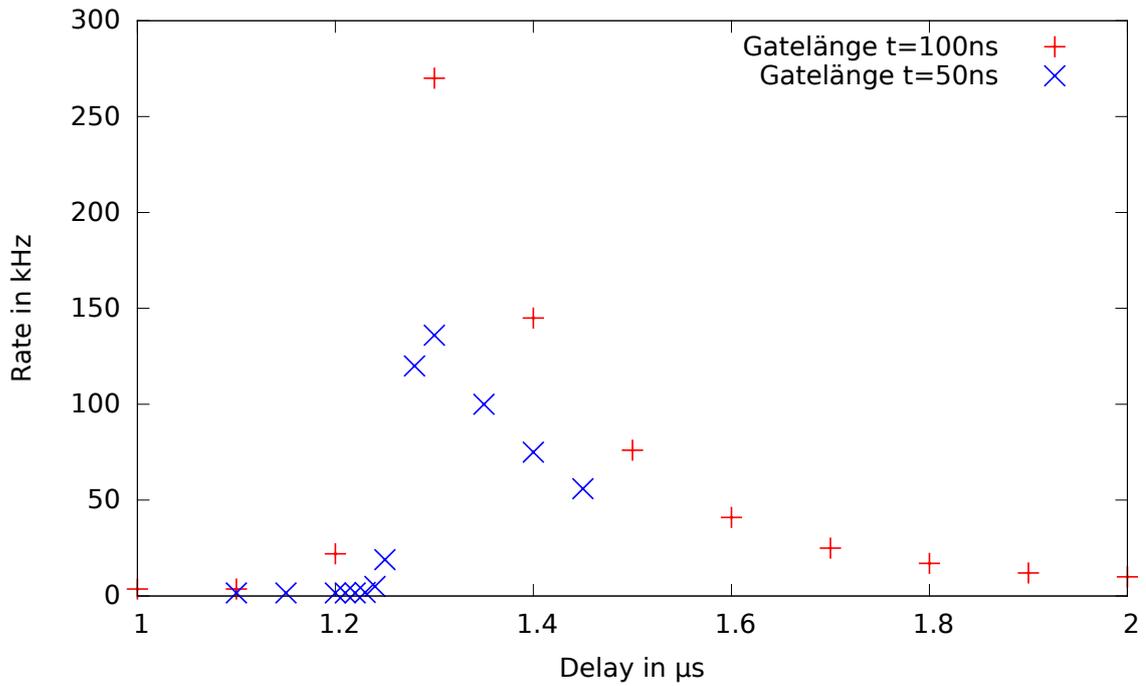
Die Verzögerung „Delay 2“ dient der Synchronisation des Gatesignals mit den TLS-Signalen an der Koinzidenzeinheit. Damit der strahlunkorrelierte Untergrund unterdrückt wird und keine Signale aus der Thomson-Streuung ignoriert werden, muss die Verzögerung optimal angepasst werden. Dazu wurde der Leuchtschirm aus Yttrium-Aluminium-Granat (YAG) in der TLS-Kammer verwendet. Treffen Elektronen auf den YAG-Schirm, wird das YAG-Material angeregt und strahlt Photonen im sichtbaren Spektrum ab. Verändert man nun die Verzögerung des Gatesignals und trägt die gemessenen Raten gegen die Verzögerung auf kann man das Signal des Leuchtschirms suchen. Dabei reicht ein kleiner Strahlstrom von ca. 5 pA aus, um den YAG-Schirm im Strahlgang zum Leuchten zu bringen.

Das Amperemeter kann Ströme nur mit einer Auflösung von 10 nA messen. Um einen Strom von einigen Pikoampere zu erzeugen, wurde daher der Elektronenstrahl auf  $I_{e^-} = 5 \mu\text{A}$ , mit hoher Transmission von  $T \approx 99\%$ , eingestellt und danach der Kathodenlaser mit einem  $10^{-6}$ -Abschwächer abgeschwächt. Da der erzeugte Strahlstrom linear mit der Leistung des Kathodenlasers skaliert, wird also ebenso der Elektronenstrahl auf ca.  $I_{e^-} = 5 \text{ pA}$  abgeschwächt.

Da die Länge des Elektronenbunchs, wie in Kapitel 3 beschrieben, ca. 20 ns lang ist und er sich mit einer Frequenz von 150 kHz wiederholt, darf die Breite des Gates nicht kürzer als 20 ns und nicht länger als  $6,67 \mu\text{s}$  sein, sonst werden Teile des Signals abgeschnitten oder Teile des nächsten Pulses mitgemessen.

Die Gatelänge  $\tau_{\text{Gate}}$  durch die Elektronik der PCU auf minimal  $\tau_{\text{Gate}} = 50 \text{ ns}$  begrenzt. Um sicherzugehen, dass kein Teil des Signals abgeschnitten wurde, wurde ein weiteres Mal mit 100 ns gemessen. Die Verzögerung des Gatesignals  $\Delta t$  wurde zwischen  $0,4 \mu\text{s}$  bis zu  $\Delta t = 2 \mu\text{s}$  variiert, um die ideale Einstellung der Verzögerungszeit zu finden. Die gemessenen Rate bei einem Strahlstrom von  $I_{e^-} \approx 5 \text{ pA}$  ist in Abbildung 5.3 für variierte Gatelängen  $\tau_{\text{Gate}}$  gegen die Verzögerung  $\Delta t$  aufgetragen.

In Abbildung 5.3 ist zu erkennen, dass mit Verschiebung des Gates die Rate bei  $\Delta t = 1,25 \mu\text{s}$  auf das Zehnfache des vorherigen Werts ansteigt und bei weiterem Verschieben des Gates langsam abfällt. Dies liegt an den kurzen Elektronenpulsen, die den YAG-Schirm anregen und so eine steile ansteigende Flanke erzeugen. Das Signal fällt langsam ab, da die angeregten Zustände im YAG eine Lebensdauer von 70 ns besitzen [YAG:Ce]. Die Differenz zwischen den Höhen der Signale kommt von der gewählten Gatelänge. Bei  $\tau = 100 \text{ ns}$  wird mehr vom Signal pro Messpunkt berücksichtigt.

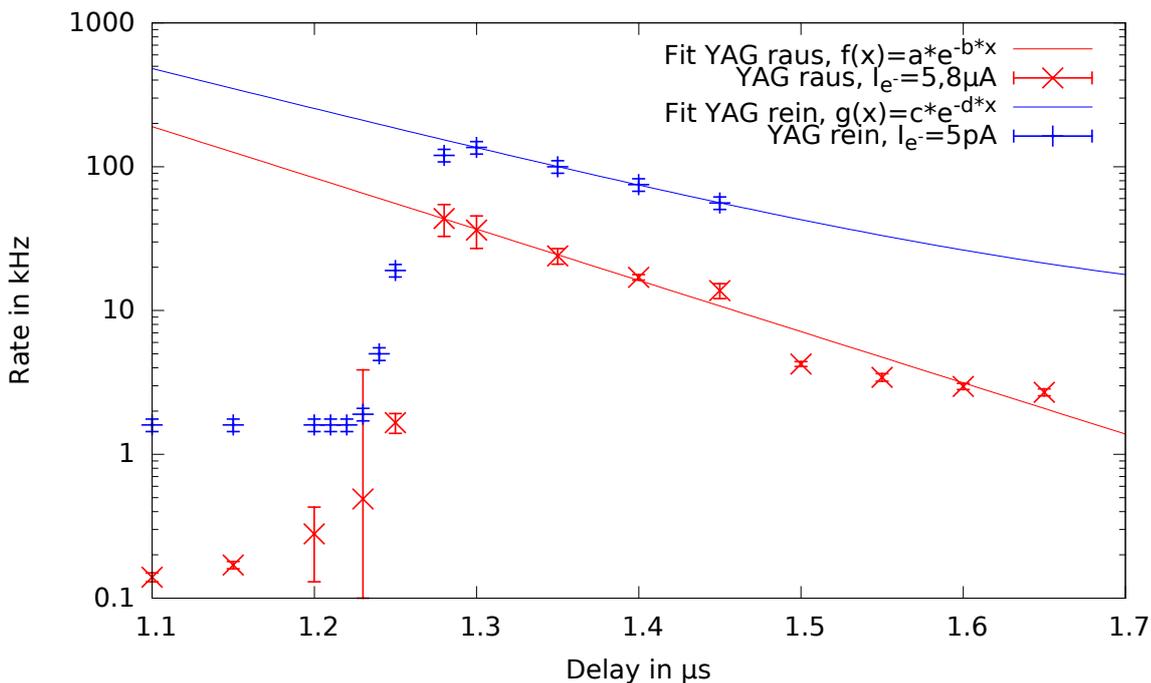


**Abbildung 5.3:** Vermessung des Ansprechverhaltens des Zähleraufbaus bei Verschiebung des Gates um bis zu  $7\ \mu\text{s}$ . Der mittlere Strahlstrom beträgt  $I_{e^-} \approx 5\ \text{pA}$ .

Die Gatelänge wurde mit  $50\ \text{ns}$  gewählt, um den strahlunkorrelierten Untergrund so weit wie möglich zu unterdrücken. Der Faktor zur Unterdrückung entspricht somit nicht dem Duty Cycle von  $3 \cdot 10^{-3}$ , sondern  $7,5 \cdot 10^{-3}$ .

### 5.3.1 Untergrund durch den YAG-Schirm der TLS-Kammer

Nach der Bestimmung der Verzögerung für das Gate wurde der YAG-Schirm aus der Sollbahn der Elektronen gefahren. Mit einem Strahlstrom von  $I_{e^-} = 5,8 \mu\text{A}$  sollte der Untergrund durch den Elektronenstrahl untersucht werden. Es zeigte sich jedoch ein Untergrund von 80 kHz. Der zeitliche Verlauf des Signals wurde genau wie in Kapitel 5.3 untersucht, indem die Verzögerung des Gates variiert wurde. Dabei zeigte es sich, dass das Untergrundsignal dieselbe Form hat wie das des YAG-Schirms. Die Raten unterscheiden sich bei herausgefahrenen und hineingefahrenem YAG-Schirm um ca. 7 Größenordnungen.



**Abbildung 5.4:** Rate durch den YAG-Schirm in der TLS-Kammer logarithmisch gegen die Verschiebung des Gates aufgetragen. Die Gatelänge entspricht  $\tau = 50 \text{ ns}$ . In Blau ist die Rate des YAG-Schirms im Strahlgang der TLS-Kammer erzeugt durch einen kleinen Strom von ca.  $I_{e^-} = 5 \text{ pA}$  dargestellt. In Rot ist die Rate aufgetragen, die bei herausgefahrenen YAG-Schirm bei einem Strahlstrom von  $I_{e^-} = 5,8 \mu\text{A}$  erzeugt wird. Die Raten unterscheiden sich um ca. 7 Größenordnungen. Das Verhalten bei der Verschiebung des Gates bleibt jedoch gleich. Dies weist darauf hin, dass der YAG-Schirm auch in Ruheposition („YAG-Raus“) von Elektronen getroffen wird und somit einen Untergrund erzeugt.

In Abbildung 3.4 auf Seite 25 ist die Position des YAG-Schirms eingezeichnet. Die Oberkante befindet sich im herausgefahrenen Zustand 4,6 cm unterhalb der Sollachse der Elektronen. Da sich der YAG-Schirm so nah an der Sollachse des Elektronenstrahls befindet, können Elektronen aus dem Halo auf den Schirm fallen und somit ein Signal erzeugen. Die Anregung des YAG-Schirms hat eine Lebensdauer von 70 ns, was

einer Halbwertszeit von 48,5 ns entspricht. Neben dieser kurzlebigen Komponente gibt es noch eine langlebige Nachglühkomponente, sodass nach einer Abklingzeit von 6 ms weniger als 0,005 % der Photonen erzeugt werden [YAG:Ce]. Für die langlebige Komponente ist die Halbwertszeit jedoch nicht bekannt.

Um herauszufinden, ob die abfallende Flanke vom YAG-Schirm erzeugt wird, wird eine Messung mit YAG-Schirm in der Strahlführung und in Ruheposition gemessen. Danach wird verglichen, inwiefern die beiden Kurven sich ähneln.

Betrachtet man die Daten in Abbildung 5.4, so zeigt sich sowohl für den YAG-Schirm im Strahlengang („YAG rein“) als auch in Ruheposition („YAG raus“) die charakteristische Kurve mit steilem Anstieg der Rate bis zu einer Verzögerung von  $\Delta t = 1,3 \mu\text{s}$ . Bei einer weiteren Verzögerung beginnt die Rate wieder zu fallen.

Um nun die Halbwertszeit des Abklingens zu bestimmen wird an die abfallende Flanke ein Fit folgender Form gelegt:

$$f(x) = a \cdot e^{-\lambda \cdot \Delta t} \quad (5.13)$$

$$T_{\frac{1}{2}} = \frac{\ln 2}{\lambda} \quad (5.14)$$

Hierbei beschreibt  $\lambda$  die Abklingkonstante. Daraus lässt sich die Halbwertszeit  $T_{\frac{1}{2}}$  bestimmen. Die Werte für die einzelnen Parameter der Fits und die daraus resultierende Halbwertszeit stehen in Tabelle 5.1.

Parameter	YAG <sub>rein</sub> im Strahlengang	YAG <sub>raus</sub> in Ruheposition
$a$	$(43,4 \pm 1,3) \text{ kHz}$	$(6,5 \pm 3,5) \cdot 10^5 \text{ kHz}$
$\lambda$	$(8,2 \pm 0,5) \frac{1}{\mu\text{s}}$	$(6,5 \pm 0,4) \frac{1}{\mu\text{s}}$
$T_{\frac{1}{2}}$	$(84,5 \pm 5,2) \text{ ns}$	$(106,7 \pm 6,7) \text{ ns}$

**Tabelle 5.1:** Fitparameter des exponentiellen Abfalls und der daraus resultierenden Halbwertszeit nach Formel (5.13) und (5.14). Die Halbwertszeit für die kurzlebige Komponente beträgt  $T_{\frac{1}{2} \text{ Lit.}} = 48,5 \text{ ns}$  [YAG:Ce].

Diese Verlängerung der Halbwertszeit beim YAG-Schirm im hineingefahrenen Zustand liegt vermutlich an der langlebigen Komponente des Nachglühens. Die Differenz von 22,2 ns zwischen den gemessenen Halbwertszeiten im hinein- und herausgefahrenen Zustand kann daran liegen, dass die emittierten Photonen nicht direkt in den Detektor gelangen, sondern über mehrfache Streuung an den Wänden der TLS-Kammer dorthin gelangen.

Da der YAG-Schirm an der TLS-Kammer eine so hohe Rate erzeugt, die die Suche nach jedem anderen strahlinduzierten Untergrund behindert, wurde er aus dem Aufbau entfernt. Nach dem Ausbau des des YAG-Schirms konnte kein Signal mehr gefunden

werden. Dies ist jedoch keine dauerhafte Lösung, da die Optimierung der Transmission des Elektronenstrahls ohne YAG-Schirm in der TLS-Kammer schwerer fällt. Längerfristig besteht die Möglichkeit, eine Abschirmung des YAG-Schirms im Ruhezustand zu realisieren. Dies wäre zum Beispiel durch das Anbringen einer Verschlusskappe des Flansches an der Halterung des YAG-Schirms möglich.

### 5.3.2 Untergrund durch den YAG-Schirm der BIF-Kammer

Da der YAG-Schirm an der TLS-Kammer einen so großen Untergrund erzeugt hat, liegt die Vermutung nahe, dass der YAG-Schirm im nur 32 cm entfernten Zentrum der BIF-Kammer ebenso einen messbaren Untergrund erzeugt.

Es kam zwischen der Messung des Untergrunds des YAG-Schirms in der TLS-Kammer zum Ausfall des grünen Kathodenlasers, sodass dieser für die Messung nicht zur Verfügung stand. Daher wurde die Laserdiode mit 405 nm als Kathodenlaser eingesetzt. Da der Laserdiodentreiber keine kürzeren Pulse zulässt, wurden 10  $\mu$ s lange Laserpulse gewählt. Das Gate wurde ebenso wie in Kapitel 5.3.1 mit einer Länge von  $\tau = 50$  ns eingestellt.

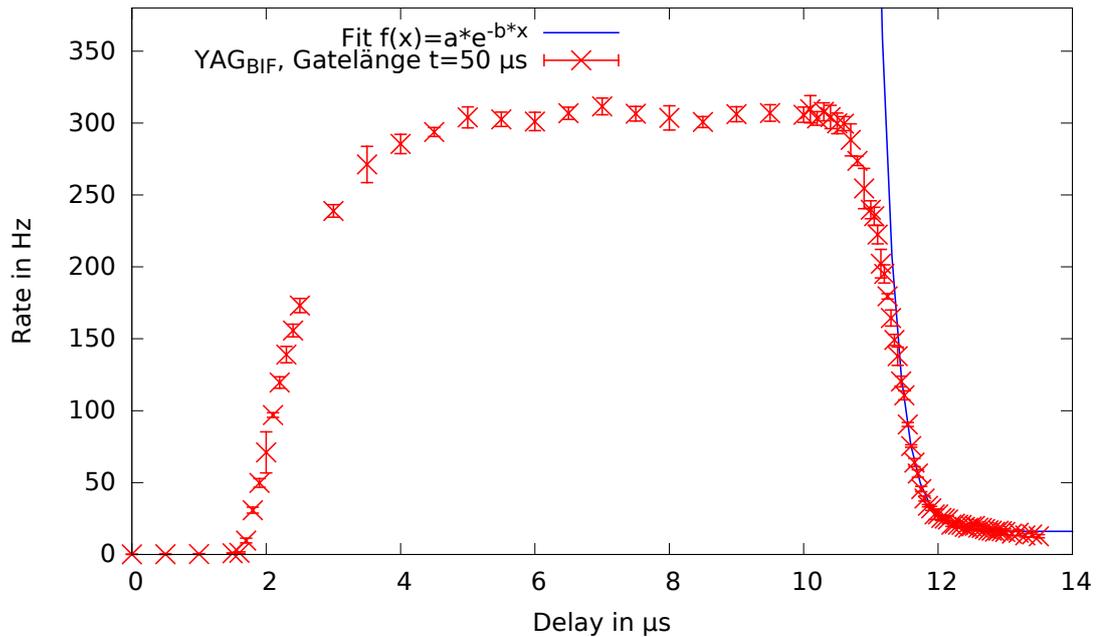
Bei einem im aktuellen Aufbau maximal erzeugbaren Strom von 25  $\mu$ A und einem im herausgefahrenen Zustand befindlichen YAG-Schirm lässt sich keine messbare Rate erzeugen. Bei einem Strom von  $I_e < 1$  nA erzeugt der hineingefahrene YAG-Schirm ein pulsartiges Signal, das in Abbildung 5.5 dargestellt ist.

Betrachtet man den Abfall des Pulses genauer, so lässt sich ebenso wie beim YAG-Schirm der TLS-Kammer eine Halbwertszeit bestimmen. Dafür wird die abfallende Flanke der Messwerte gefittet.

$$f(x) = (694 \pm 42) \text{ Hz} \cdot e^{-(4,11 \pm 0,12) \text{ Hz} \cdot \Delta t} + (16,1 \pm 0,5) \text{ Hz} \quad (5.15)$$

$$T_{\frac{1}{2}} = \frac{\ln 2}{\lambda} = (168,6 \pm 4,9) \text{ ns} \quad (5.16)$$

Da es sich um einen YAG-Schirm gleicher Bauart wie in Kapitel 5.3.1 handelt, zeigt der direkte Vergleich, dass die errechnete Halbwertszeit weiter von der Literaturangabe abweicht als die Messungen in der TLS-Kammer zeigen. Dies könnte daran liegen, dass der YAG-Schirm weiter vom Detektor entfernt ist. Daher kommt es zu längeren Wegen durch Streuung in den Kammern, die das Signal verzögert. Ebenso unterscheiden sich die Anstiegs- und Abklingzeit der Laserpulse durch das Tauschen des grünen Kathodenlasers gegen die Laserdiode und beeinflussen damit ebenfalls den Fit.



**Abbildung 5.5:** Erzeugtes Signal durch den YAG-Schirm der BIF-Kammer im Strahlengang der Elektronen. Der Strahlstrom wurde so variiert, bis ein Signal zu erkennen ist. Er liegt bei  $I_e < 1 \text{ nA}$ . Um die Halbwertszeit des Signals zu bestimmen, wurde an die abfallende Flanke eine exponentielle Kurve gefittet.

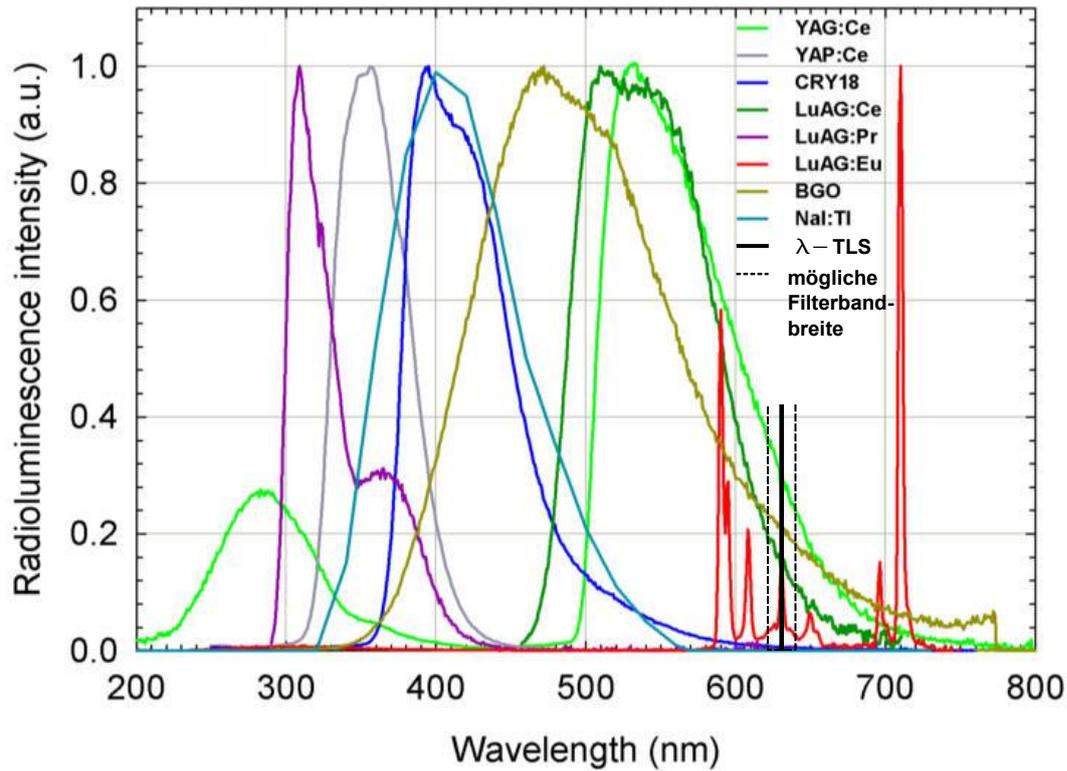
Da für den Thomson-Laser-Scanner Strahlströme von  $200 \mu\text{A}$  vorgesehen sind, muss der BIF-Schirm noch einmal mit diesen hohen Strömen im herausgefahrenen Zustand untersucht werden.

Problematisch ist der Untergrund durch die YAG-Schirme deshalb, da sie unter anderem auch bei der gesuchten Wellenlänge von  $630 \text{ nm}$  Photonen abstrahlen. Zwar liegt die Wellenlänge mit maximaler Intensität bei  $550 \text{ nm}$  [Spektrum YAG:Ce], jedoch ist in Abbildung 5.6 eindeutig zu erkennen, dass bei der gesuchten Wellenlänge von  $630 \text{ nm}$  noch immer ca. 40% relativer Intensität abgestrahlt wird.

Sollte der YAG-Schirm der BIF-Kammer bei hohen Strahlströmen einen Untergrund erzeugen, muss er ausgebaut werden, oder im herausgefahrenen Zustand vor Elektronen abgeschirmt werden. Dies könnte, wie beim YAG-Schirm in der TLS-Kammer, durch eine Änderung der Halterung des YAG-Schirms geschehen. Dabei müsste diese mit einem Verschluss für den Flansch versehen werden, in dem der YAG-Schirm ruht.

Alternativ wäre es auch möglich, den Abstand zwischen Sollbahn der Elektronen und der Ruheposition zu vergrößern, sodass weniger Elektronen den YAG-Schirm erreichen können.

Der Einsatz eines Bandpassfilters um  $(630 \pm 10) \text{ nm}$  deckt bei YAG:Ce noch ca. 8% der Intensitätsverteilung ab. Im Anhang befinden sich in Abbildung 7.2 die Eigenschaften der unterschiedlichen Leuchtschirm-Materialien aus Abbildung 5.6.



**Abbildung 5.6:** Spektrum des emittierten Lichts mehrerer Szintillationsmaterialien [Spektrum YAG:Ce]. Der Leuchtschirm besteht aus YAG:Ce. Es ist deutlich zu erkennen, dass der YAG-Schirm auch noch bei einer Wellenlänge von 630 nm mit einer relativen Intensität von 40 % leuchtet. Dieses Licht lässt sich nicht komplett mit Filtern beseitigen.

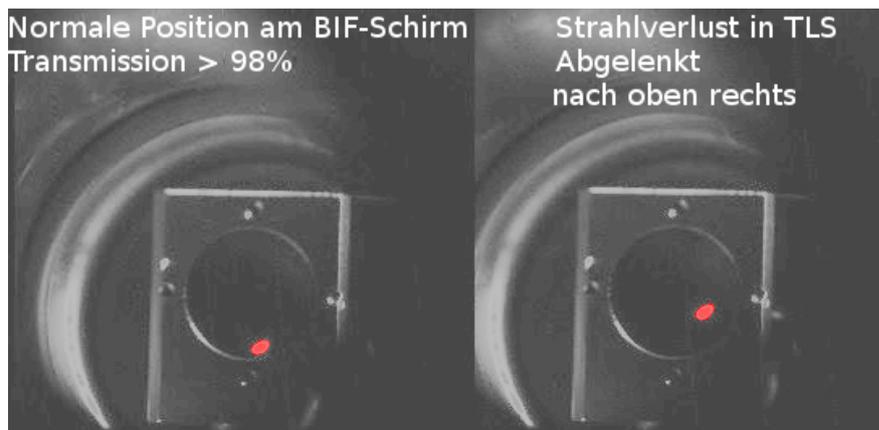
Vergleicht man Wellenlänge und Eigenschaften der verschiedenen Materialien, so zeigt sich, dass das Material CRY18 ähnliche Eigenschaften wie YAG:Ce hat, aber die erzeugten Wellenlängen zwischen 350 nm und 610 nm liegen. Durch einen Tausch der Materialien in Kombination mit einem schmalbandigen Filter könnte der Untergrund durch die Leuchtschirme komplett unterdrückt werden.

## 5.4 Untergrund durch Strahlverlust in der TLS-Kammer

Zur systematischen Untersuchung des Untergrunds durch Strahlverlust wurde der Elektronenstrahl so abgelenkt, dass er innerhalb der TLS-Kammer auf die Kammerwände traf. Damit sichergestellt ist, dass der Strahlverlust in der Thomson-Kammer geschieht, wird zunächst auf eine Transmission von  $T \geq 98\%$  optimiert. Die Messung wird ohne Gate und Koinzidenzeinheit durchgeführt, da der gemessene Untergrund strahlinduziert ist und somit innerhalb des Gates liegt. Bei einem Strahlstrom von  $I_{e^-} = 21 \mu\text{A}$  gibt es also einen Strahlverlust von  $I_{\text{Verlust}} = 420 \text{ nA}$  auf dem Weg von der Elektronenquelle bis zum Beamdump.

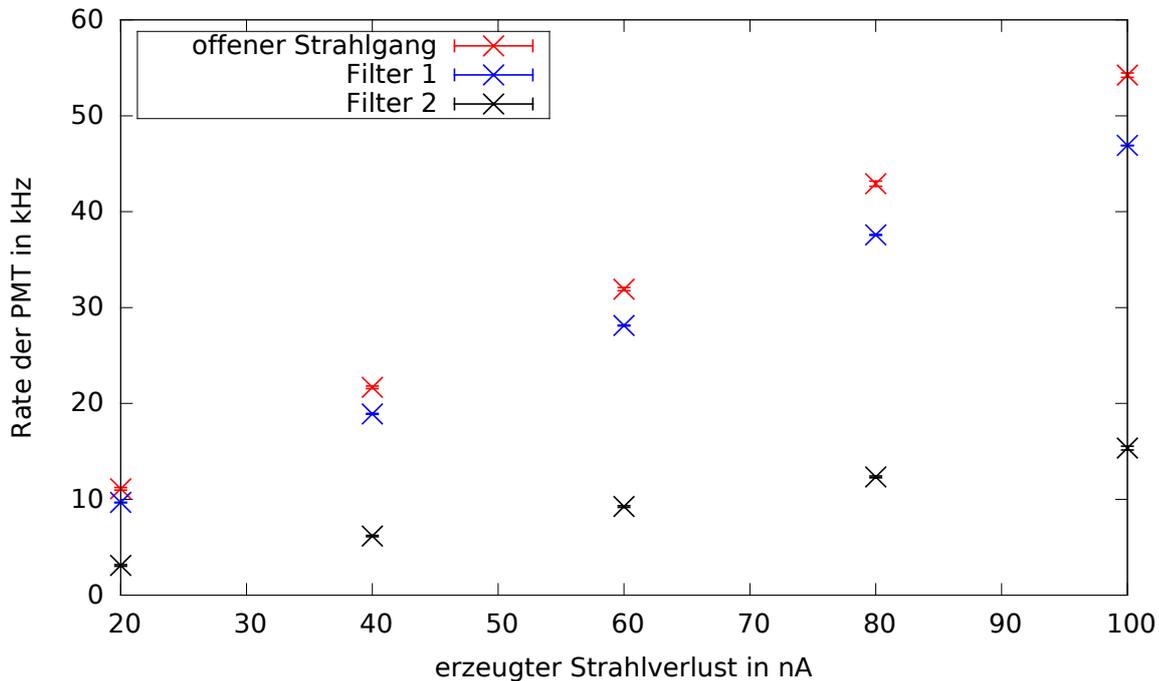
Wie bereits in Kapitel 5.1, Formel 5.8 beschrieben wurde bei einem Strahlstrom von  $I_{e^-} = 21 \mu\text{A}$  und einer optimierten Transmission von  $T \geq 98\%$  die untergrundreduzierte Rate  $R_{0, T \geq 98\%} = (69 \pm 10) \text{ Hz}$  gemessen. Sie setzt sich durch Signale aus strahlinduzierter Fluoreszenz und durch Elektronenstrahlverlust zusammen.

Nach der Optimierung auf die Transmission wird mit dem 42 cm vor der TLS-Kammer befindlichen Wedler 19 die Strahlage so weit verändert, bis die Rate des Photomultipliers maximal wird. Die genaue Lage des Wedlers 19 ist im Kapitel 5.5 in Abbildung 5.10 eingezeichnet. Diese Optimierung wurde mit einem Strahlstrom von  $7 \text{ nA}$  durchgeführt. Die Änderung der Strahlage lässt sich auf dem YAG-Schirm in der BIF-Kammer detektieren. Der Schirm befindet sich 32 cm vor dem Wechselwirkungspunkt in der Thomson-Kammer. Diese Änderung ist in Abbildung 5.7 gezeigt. Die Ablenkung nach oben rechts entspricht der Richtung, in der der Detektor liegt.



**Abbildung 5.7:** Aufnahme des YAG-Schirms in der BIF-Kammer. Dabei ist der Strahlfleck rot eingefärbt. Links ist die normale Position bei einer Transmission von  $T \geq 98\%$  auf dem YAG-Schirm gezeigt. Auf der rechten Seite ist die Position des Elektronenstrahls auf dem YAG-Schirm gezeigt, wenn der Strahl auf eine Kammerwand geleitet wird, sodass die Rate im PMT maximal wird. Der YAG-Schirm befindet sich 32 cm vor dem Wechselwirkungspunkt in der Thomson-Kammer.

Um nun die Abhängigkeit des Untergrunds vom Strahlverlust zu bestimmen, wird der Strahlstrom variiert und die Raten in 10 Messungen über je 10 s aufgenommen und gemittelt. Um den Anteil an Röntgenstrahlung im gemessenen Untergrund zu bestimmen, wird der Strahlgang blockiert, sodass kein Licht mehr über den Spiegel auf den PMT geleitet werden kann. Aus der sensitiven Fläche des PMT werden durch Röntgenstrahlung Elektronen gelöst, die ein Signal verursachen. Eine gemessene Rate mit gekühltem PMT muss somit von Gammastrahlung stammen. Um dies zu verifizieren, wurde in einem weiteren Schritt eine zusätzliche Bleiabschirmung um den Detektor angebracht. Diese blockiert Röntgenstrahlung, sodass nur noch das Rauschen des PMT zu messen sein sollte.



**Abbildung 5.8:** Messung der Rate durch Strahlverlust in der TLS-Kammer. Der Vergleich der Filtermessungen mit der Messung mit offenem Strahlgang lässt den Schluss zu, dass rund 67 % des erzeugten Untergrunds im Wellenlängenbereich von 445 bis 710 nm liegt. Die Messungen mit blockiertem Strahlgang einerseits und blockiertem Strahlgang und Bleiabschirmung andererseits waren über die gesamte Messung konstant. Dabei betragen die Raten im Mittel  $R_{\text{Blockiert}} = (127 \pm 4)$  Hz und  $R_{\text{Blockiert \& Blei}} = (116 \pm 4)$  Hz.

Weiterhin lässt sich durch das Einbringen der beiden Filter mit  $\lambda_{\text{Filter 1}} = 315 \text{ nm} - 710 \text{ nm}$  und  $\lambda_{\text{Filter 2}} = (315 \text{ nm} - 445 \text{ nm}); (715 \text{ nm} - 1095 \text{ nm})$  die detektierbare Wellenlänge begrenzen (siehe Abbildung 5.9 und die Quellen [TL:FGB25] und [TL:FGS900]).

Betrachtet man die Ergebnisse in Abbildung 5.8, so zeigt sich ein linearer Zusammenhang zwischen dem erzeugten Strahlverlust und der gemessenen Rate. Dies folgt

$I_{\text{Strahl}}$ in nA	$R_{\text{Offen}}$ in Hz	$R_{\text{Blockiert}}$ in Hz	$R_{\text{Blockiert \& Blei}}$ in Hz
20	11088 $\pm$ 132	129 $\pm$ 4	116 $\pm$ 4
40	21671 $\pm$ 134	125 $\pm$ 4	114 $\pm$ 6
60	31910 $\pm$ 161	124 $\pm$ 4	117 $\pm$ 5
80	42917 $\pm$ 268	126 $\pm$ 5	118 $\pm$ 2
100	54236 $\pm$ 229	129 $\pm$ 5	117 $\pm$ 2

**Tabelle 5.2:** Gemessene Raten bei offenem und blockiertem Strahlgang und bei einer zusätzlichen Bleiabschirmung zum blockierten Strahlgang.

aus dem Ansteigen der Anzahl der Elektronen mit dem Strahlstrom und somit mit der Erhöhung der produzierten Photonen beim Auftreffen auf die Kammerwand.

Ein Vergleich zwischen der Messung mit offenem Strahlgang und mit blockiertem Strahlgang zeigt, dass der Großteil des Signals durch Strahlverlust innerhalb der Vakuumkammer als Photonen im Detektionsbereich des PMT entsteht. Die Messung mit offenem Strahlgang zeigt im Vergleich zur Messung mit Filter 1 keinen nennenswerten Unterschied. Im Bereich von  $\lambda = 315 - 710$  nm kann eine Transmission durch den Filter 1 im Mittel von  $T = 85\%$  angenommen werden (siehe Abbildung 5.9). Korrigiert man die Messung, so sind die Raten mit Filter größer als mit offenem Strahlgang. Dies spricht dafür, dass nur wenige Photonen außerhalb des Wellenlängenbereichs des ersten Filters liegen.

$I_{\text{Strahl}}$ in nA	$R_{\text{Filter 1}}$ in Hz	$R_{\text{Filter 2}}$ in Hz	$\frac{R_{\text{Filter 2}}}{T_{\text{Filter 2}} \cdot R_{\text{Offen}}}$ in %
20	9762 $\pm$ 129	3099 $\pm$ 88	32,9 $\pm$ 1,0
40	19003 $\pm$ 141	6161 $\pm$ 64	33,4 $\pm$ 0,4
60	28226 $\pm$ 55	9254 $\pm$ 84	34,1 $\pm$ 0,4
80	37677 $\pm$ 57	12335 $\pm$ 95	33,8 $\pm$ 0,3
100	47002 $\pm$ 94	15341 $\pm$ 195	33,3 $\pm$ 0,4

**Tabelle 5.3:** Gemessene Raten bei der Messung mit Filter 1 (Bandpass zwischen 315 bis 715 nm) und bei Filter 2 (Bandpass zwischen 315 bis 445 nm und 715 bis 1095 nm). Die Transmission der Filter ist im Mittel  $T = 85\%$ .  $R_{\text{Offen}}$  wurde Tabelle 5.2 entnommen. Das Verhältnis zwischen  $R_{\text{Filter 2}}$  und  $R_{\text{Offen}}$  ist um den Transmissionsverlust bereinigt.

Vergleicht man die Messungen mit Filter 2 mit dem offenen Strahlgang, so zeigt sich, dass ein Anteil von 33% des Signals des offenen Strahlgangs durch den Filter gelangt und somit im Wellenlängenbereich von  $\lambda_{\text{Filter 2}} = 315 - 445$  nm liegt. Da 100% des Signals innerhalb des Bandpasses von Filter 1 liegt, also innerhalb von  $\lambda_{\text{Filter 1}} = 315 - 710$  nm, lässt dies den Rückschluss zu, dass die restlichen 66,6% innerhalb des Bereichs von  $\lambda = 445 - 715$  nm liegen.

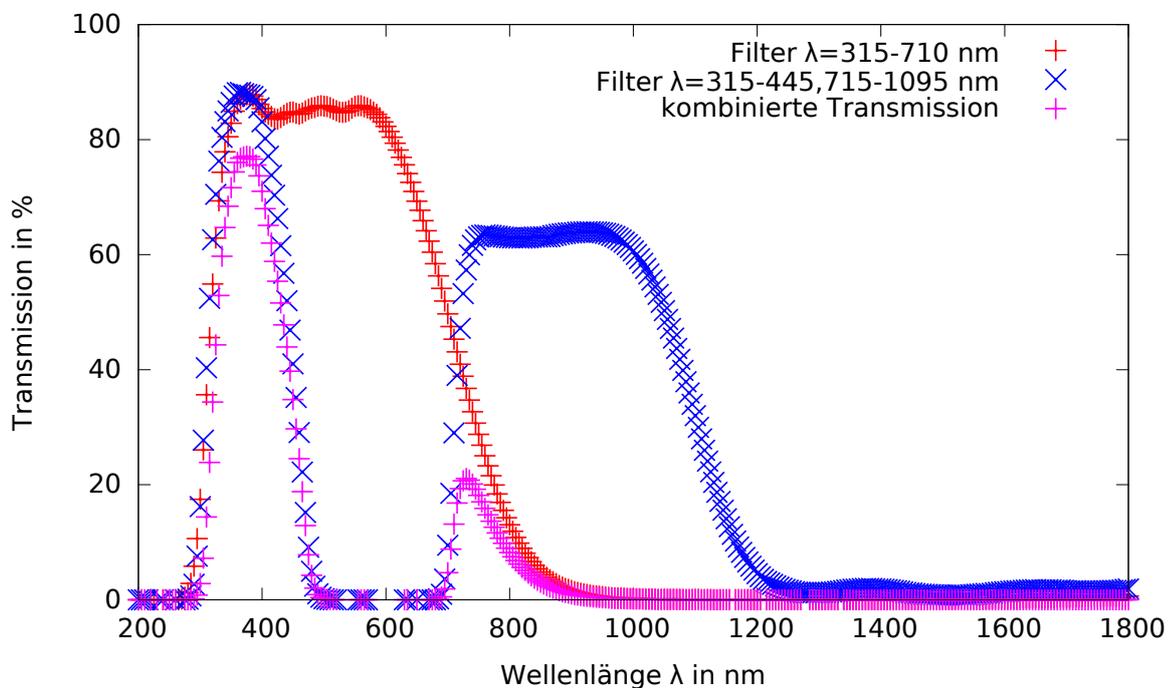
## 5 Strahlkorrelierter Untergrund

Bedingt durch die Wellenlänge der gestreuten Photonen aus der Thomson-Streuung mit  $\lambda_{\text{TLS}} = 630 \text{ nm}$  kann dieser Untergrund durch Filter weiter unterdrückt aber nicht vollständig beseitigt werden.

Die genauere Betrachtung der Messungen aus Tabelle 5.2 mit blockiertem Strahlgang einerseits und mit blockiertem Strahlgang und Bleiabschirmung andererseits zeigt zunächst einmal, dass das Signal bei angebrachter Bleiabschirmung um 10 % geringer ist als bei einem blockierten Strahlgang ohne Bleiabschirmung um den PMT.

Da dieses Signal jedoch vom Strahlstrom unabhängig scheint, liegt der Schluss nahe, dass es sich dabei nicht um Gammastrahlung handelt, sondern um ein kleines Lichtleck im Bereich der PMT-Befestigung in der Größenordnung von 10 Hz. Dieses wurde vermutlich durch die zusätzlich angebrachte Bleiabschirmung verdeckt.

Die Transmission der beiden Filter aus Abbildung 5.8 ist in Abbildung 5.9 gezeigt.

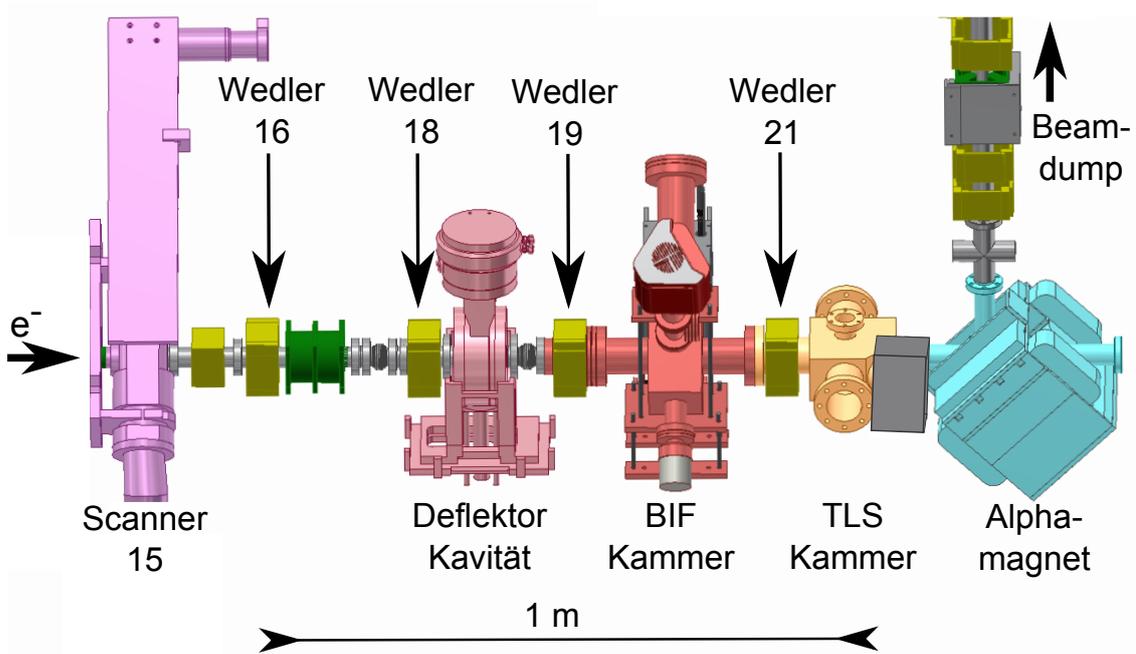


**Abbildung 5.9:** Transmissionsspektren der Filter, die in Abbildung 5.8 verwendet wurden [TL:FGB25], [TL:FGS900].

Da der gemessene Strahlverlust mit Wedler 19 die Rate bei optimierter Transmission um mehr als 3 Größenordnungen übersteigt, findet bei optimierter Transmission kaum Strahlverlust in der TLS-Kammer statt.

## 5.5 Untergrund durch Strahlverlust an verschiedenen Orten der Vakuummkammer

Um den Einfluss vom Strahlverlust außerhalb der TLS-Kammer auf den Untergrund zu untersuchen, wurde an verschiedenen Orten der Strahlführung ein Strahlverlust herbeigeführt. Dazu wurden die verschiedenen Wedler in Abbildung 5.10 verwendet. Die Messung folgt dabei dem in Kapitel 5.4 beschriebenen Ablauf. Zur Maximierung des Signals in der TLS-Kammer wurden die jeweiligen Wedlereinstellungen variiert.



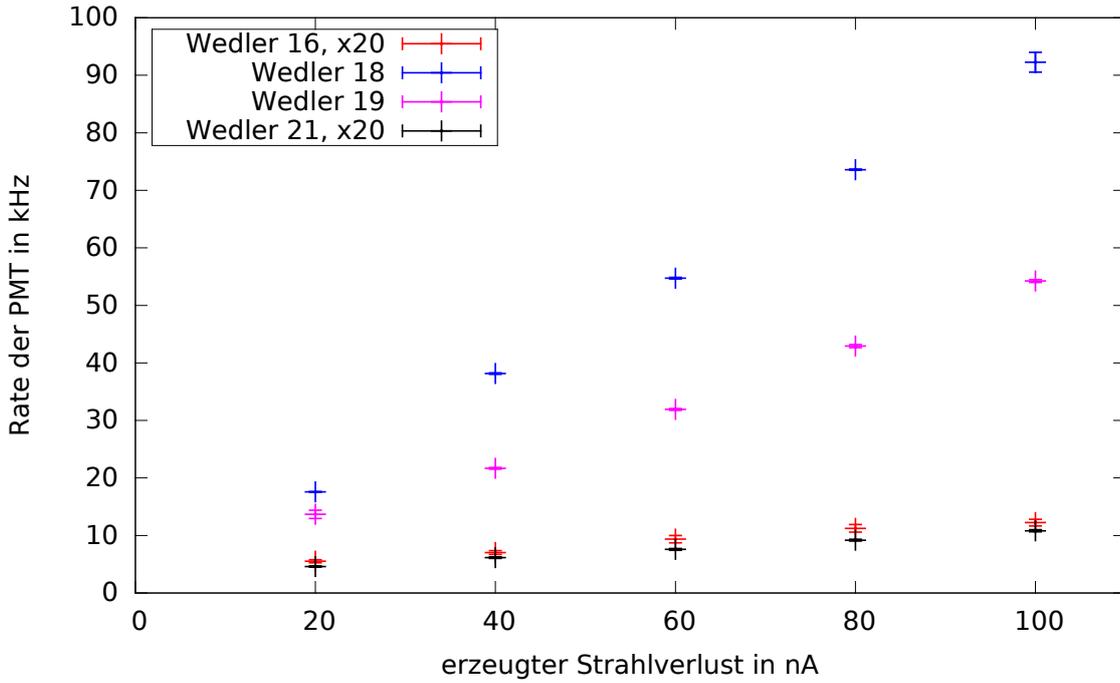
**Abbildung 5.10:** Strahlverlust an verschiedenen Stellen verursacht. Es wird der jeweilige Wedler angegeben, mit dem der Strahlverlust herbeigeführt wurde.

Um sicherzustellen, dass der Strahlverlust vor dem nächsten Wedler stattfand, wurde darauf geachtet, dass keine Änderung an der Rate stattfand, wenn die jeweils nachfolgenden Wedler verändert oder ausgeschaltet wurden.

Bei der Messung mit Strahlverlust durch Wedler 21 wurde kein Strahlverlust mit 100 % erreicht, ohne die anderen apparativen Einstellungen zu ändern. Daher wurde der Strom des Alpha-Magneten geändert und somit auf das Maximum der Rate optimiert. Die Einstellungen zur Erzeugung des Strahlverlusts durch die Wedler befinden sich im Anhang 7.1.

Die Werte sind in Tabelle 5.4 aufgelistet und in Abbildung 5.11 dargestellt. Dabei wurden die Raten pro Messpunkt über 10 Messungen je 10 s lang gemittelt.

Wie in Kapitel 5.4 zeigt sich ebenfalls ein linearer Zusammenhang zwischen Strahlstrom und Rate. Dabei ändert sich die Steigung mit dem Ort des Strahlverlusts.



**Abbildung 5.11:** Strahlverlust verursacht bei variiertem Ort in der Kammer. Es wird der jeweilige Wedler angegeben, mit dem der Strahlverlust herbeigeführt wurde. Zur besseren Darstellung sind die Werte für Wedler 16 und Wedler 21 um den Faktor 20 gestreckt.

Auffällig ist die Abhängigkeit der Rate vom Abstand des Orts des Strahlverlusts zur TLS-Kammer. Vergleicht man die Messungen zwischen Wedler 18 und 19, so wird deutlich, dass mit dem Wedler 18 besser in die TLS-Kammer getroffen werden kann. Daher ist die Rate, die durch den Strahlverlust mit Wedler 18 erreicht wird, höher als mit Wedler 19, der in Kapitel 5.4 eingesetzt wurde.

$I_{e^-}$ in nA	$R_{W\ 16}$ in kHz	$R_{W\ 18}$ in kHz	$R_{W\ 19}$ in kHz	$R_{W\ 21}$ in kHz
20	$(276 \pm 13) \cdot 10^{-3}$	$17,58 \pm 0,06$	$13,68 \pm 0,73$	$(230 \pm 6) \cdot 10^{-3}$
40	$(352 \pm 16) \cdot 10^{-3}$	$38,15 \pm 0,12$	$21,67 \pm 0,13$	$(307 \pm 7) \cdot 10^{-3}$
60	$(468 \pm 32) \cdot 10^{-3}$	$54,72 \pm 0,15$	$31,91 \pm 0,16$	$(379 \pm 8) \cdot 10^{-3}$
80	$(562 \pm 33) \cdot 10^{-3}$	$73,59 \pm 0,09$	$42,92 \pm 0,27$	$(459 \pm 8) \cdot 10^{-3}$
100	$(612 \pm 29) \cdot 10^{-3}$	$92,26 \pm 1,72$	$54,24 \pm 0,23$	$(541 \pm 9) \cdot 10^{-3}$

**Tabelle 5.4:** Gemessene Raten bei unterschiedlichen Orten des Strahlverlusts und variierten Strahlströmen.

Der Abstand vom Wedler 16 zum Wechselwirkungspunkt in der TLS-Kammer beträgt 1,13m. Der Strahlverlust geschieht vermutlich vor dem Wedler 18, da dessen Magnetfeld nicht ausreicht, um den Elektronenstrahl wieder auf den YAG-Schirm in der BIF-Kammer zu lenken.

## 5.6 Auswirkungen des Untergrunds durch den Elektronenstrahl auf den TLS-Betrieb

Es zeigt sich, dass ein Strahlverlust von 20 nA in der Nähe der TLS-Kammer eine Rate von  $(230 \pm 6)$  Hz bis zu 17,5 kHz verursachen kann.

Legt man nun an die Werte für Wedler 18 eine Gerade an, so erhält man eine Steigung von

$$m = (0,924 \pm 0,015) \frac{\text{Hz}}{\text{pA}}. \quad (5.17)$$

Damit lässt sich der maximale Untergrund durch Strahlverlust in der TLS-Kammer für beliebige Strahlströme berechnen.

## 5.6 Auswirkungen des Untergrunds durch den Elektronenstrahl auf den TLS-Betrieb

Bei einer auf  $T = 98\%$  optimierten Transmission und einem daraus folgenden Strahlverlust von  $I_{\text{Verlust}} = 420 \text{ nA}$  kommt es zu einer Rate von  $(69 \pm 10)$  Hz.

Nimmt man an, dass die Rate durch einen ungünstigen Strahlverlust in der TLS-Kammer erzeugt wird, so lässt sich aus den Daten für Wedler 18 abschätzen, wie hoch der Anteil in der TLS-Kammer ist. Demnach entsprechen  $(69 \pm 10)$  Hz einem Strahlverlust in der TLS-Kammer in Höhe von  $I_{\text{Verlust}, 69 \text{ Hz}} = 75 \text{ pA}$ . Daraus folgt:

$$\delta I = \frac{I_{\text{Verlust, abgeschätzt}}}{I_{\text{Verlust}}} = \frac{75 \text{ pA}}{420 \text{ nA}} = 1,79 \cdot 10^{-4} \quad (5.18)$$

Unter der Annahme, dass  $\delta I$  unabhängig vom Strahlstrom ist, lässt sich mit dieser Größe und  $m$  aus Formel 5.17 die erwartete Rate durch Strahlverlust in Abhängigkeit des mittleren Strahlstroms ausdrücken:

$$R_{\text{TLS Verlust}} = I_{e^-} \cdot (1 - T) \cdot \delta I \cdot m \quad (5.19)$$

$$= I_{e^-} \cdot (1 - T) \cdot 165 \frac{\text{Hz}}{\mu\text{A}} \quad (5.20)$$

Dabei bezeichnet  $T$  die Transmission des Elektronenstrahls durch die Vakuumkammer. Bei einem für die TLS-Messungen angestrebten mittleren Elektronenstrahlstrom von  $\bar{I}_{e^-} = 200 \mu\text{A}$  und einer Transmission von  $T = 99,9\%$  folgt aus Gleichung 5.20 eine Rate von:

$$R_{\text{TLS Verlust}, 200 \mu\text{A}} = 33 \text{ Hz}. \quad (5.21)$$

Verschiedene Faktoren können diesen Untergrund noch weiter reduzieren. Zum einen ist die Transmission sicherlich noch weiter zu verbessern. Es wurde bereits früher an

einer baugleichen Elektronenquelle (PKA2) mit einem zusätzlichen Fokussierelement unterhalb der Quelle gezeigt, dass der relative Strahlverlust nach dem ersten Alpha-Magneten bei  $I_{e^-} = 2 \text{ mA}$  weniger als  $5 \cdot 10^{-6}$  beträgt [Barday'06]. Ohne dieses zusätzliche Solenoid konnten bisher hohe Transmissionen von  $T > 98\%$  nur bis  $I_{e^-} = 60 \mu\text{A}$  erreicht werden. Dies liegt vermutlich daran, dass ohne das zusätzliche Fokussierelement der Strahl durch die Raumladung so weit verbreitert wird, dass die später folgenden Fokussierelemente ihn nicht wieder in demselben Maße verschmälern können. Durch das Anbringen eines weiteren Fokussierelements ließen sich die Transmission und der Strahlstrom noch weiter verbessern.

Eine Schwärzung der TLS-Kammer würde den Untergrund weiter reduzieren, da sie Reflexionen unterdrückt.

Da die zeitliche Struktur der durch Strahlverlust entstehenden Photonen nicht genau bekannt ist, bleibt offen, ob die Photonen spontan erzeugt werden und ob es endliche Ansprech- und Abklingzeiten gibt. Für den zweiten Fall wäre es möglich, dass der Koinzidenzaufbau den Untergrund weiter unterdrücken kann.

Mit diesen Verbesserungen erscheint es möglich, ein Signal-zu-Untergrund-Verhältnis von  $\frac{S}{N} \geq 1$  zu erreichen. Der abgeschätzte Untergrund ist viel größer als die erwartete Rate der Thomson-Streuung. Da bereits in Kapitel 5.4 gezeigt wurde, dass das Licht aus Strahlverlust auch im Wellenlängenbereich der Thomson-Streuung liegt, lässt sich dieser Untergrund durch einen schmalbandigen Filter um 630 nm nicht komplett unterdrücken. Wie hoch der Untergrund durch Strahlverlust wirklich ausfällt und wie weit er sich durch einen schmalbandigen Filter reduzieren lässt, muss in weiterführenden Arbeiten überprüft werden.

## 5.7 Untergrund durch den IR-Laser

Neben dem Elektronenstrahl kann der IR-Laser eine Quelle für strahlkorrelierten Untergrund sein. Da sich dieser Laser wegen eines Defektes in Reparatur befand, wurde alternativ zum Abschätzen des Untergrunds die Laserdiode mit 980 nm verwendet.

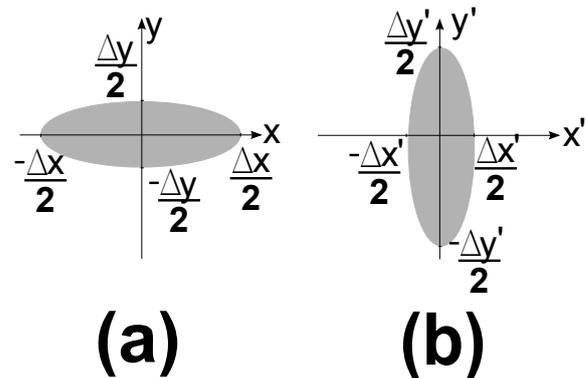
Um den maximal erzeugbaren Untergrund durch den Laser zu simulieren, wurde mit einem möglichst breiten Strahlprofil der Laserdiode in die TLS-Kammer gestrahlt.

Da der PMT auf diese Wellenlänge sensitiver reagiert als auf 1030 nm, kann mit dieser Messung eine obere Grenze des Untergrunds durch den IR-Laser bestimmt werden.

Alle optischen Bauteile wie Fenster, Linsen und Spiegel besitzen ähnliche Transmissionskoeffizienten für 980 nm wie für 1030 nm. Der reflektierende Anteil pro optischen Übergang beträgt bei den Ein- und Auskoppelfenstern für den ungestreuten Laser bei 980 nm ca. 0,5% [Vacom:VAR4 (1064)], sodass mehr als 99% des Lichtes der Laserdiode in die TLS-Kammer gelangt. Das Auskoppelfenster für die gestreuten Photonen aus der Thomson-Streuung reflektiert für beide Wellenlängen pro optischen Übergang ca. 0,6% der Intensität der Laser [Vacom:BBAR]. Der Spiegel reflektiert beide Wellenlängen mit 97,1% [TL:MPD508]. Dies zeigt, dass die gestreuten Photonen beider Wellenlängen, die einmal im optischen Strahlengang des Detektors an der TLS-Kammer angekommen sind, den Detektor im gleichen Maß erreichen.

Für die Vermessung des Untergrunds wurde die unfokussierte Laserdiode so nah wie möglich vor das Einkoppelfenster für den IR-Laser in die TLS-Kammer gestellt.

Da der Laserfleck eine stark elliptische Form aufweist, wurde die Untersuchung des Untergrunds in zwei Messungen aufgeteilt. Im ersten Teil des Versuchs wurde das Strahlprofil der Laserdiode so aufgestellt, dass die Hauptachse horizontal ausgerichtet ist (Abbildung 5.12 (a)) und somit in der Ebene von IR-Laser- und Elektronenstrahl liegt. Im zweiten Teil des Experiments wurde das Profil des Lasers um 90° gedreht, sodass die Hauptachse des Laserflecks senkrecht zur IR-Laser- und Elektronenstrahlebene steht (Abbildung 5.12 (b)).



**Abbildung 5.12:** Das Profil der 980 nm-Laserdiode zur Abschätzung des maximalen Untergrunds durch den IR-Laser. Das Laserdiodenprofil weist nach einer Strecke von 3,5 cm diese elliptische Form auf. Bei den Teilen (a) und (b) handelt es sich um denselben Strahlfleck, nur dass er in (b) um 90° gedreht wurde. Die Maße des Strahlflecks können Tabelle 5.5 entnommen werden.

Zur Charakterisierung des Strahlflecks der Laserdiode wurde die Haupt- und Nebenachse in verschiedenen Abständen vermessen. Dabei wurden die Entfernung von 3,5 cm, 6 cm, 20 cm und 30 cm vermessen. Die 6 cm entsprechen dem Abstand der Laserdiode zum Eintrittsfenster, die 20 cm entsprechen dem Abstand der Laserdiode zum Wechselwirkungspunkt und die 30 cm dem zum Auskoppelfenster des Detektors.

Die gemessene Hauptachse  $\Delta x$  und Nebenachse  $\Delta y$  in den verschiedenen Entfernungen sind in Tabelle 5.5 aufgelistet. Dabei nimmt die Intensität des Strahlflecks mit der Entfernung ab, sodass die Ränder unscharf werden. Dadurch steigt die Ungenauigkeit der Messung bei den Abständen 20 cm und 30 cm.

Abstand in cm	$\Delta x = \Delta y'$ in cm	$\Delta y = \Delta x'$ in cm
3,5	$1,4 \pm 0,1$	$0,28 \pm 0,05$
6	$1,5 \pm 0,1$	$0,30 \pm 0,05$
20	$3,4 \pm 0,4$	$0,67 \pm 0,30$
30	$3,6 \pm 0,4$	$0,83 \pm 0,30$

**Tabelle 5.5:** Vermessung des Laserstrahlflecks bei verschiedenen Abständen. Dabei entsprechen 6 cm dem Abstand der Laserdiode zum Eintrittsfenster, 20 cm zum Wechselwirkungspunkt und 30 cm zum Auskoppelfenster des Detektors. Die Ungenauigkeiten kommen durch die abgeschwächte Intensität des Strahlflecks zustande, da der Strahlfleck nicht mehr exakt abgrenzbar war.

Wie der Tabelle 5.5 zu entnehmen ist, weitet sich der Strahlfleck bis zum Wechselwirkungspunkt auf der Haupt- und Nebenachse auf mehr als das Doppelte auf.

Variiert man die Laserleistung der Laserdiode, erhält man die Raten aus Tabelle 5.6 für vertikale und horizontale Ausrichtung des Strahlflecks.

Laserleistung in mW	$R_{\text{vertikal}}$ in Hz	$R_{\text{horizontal}}$ in Hz
0	$0,0 \pm 7,4$	$0,0 \pm 6,5$
3,05	$46,6 \pm 5,0$	$16,9 \pm 7,2$
10,4	$133,0 \pm 9,5$	$50,9 \pm 5,9$
23	$303,1 \pm 12,6$	$104,4 \pm 9,1$
31,5	$405,0 \pm 11,6$	$138,0 \pm 7,7$
40,2	$538,4 \pm 11,5$	$172,1 \pm 10,0$
49,5	$678,5 \pm 16,2$	$203,4 \pm 10,6$

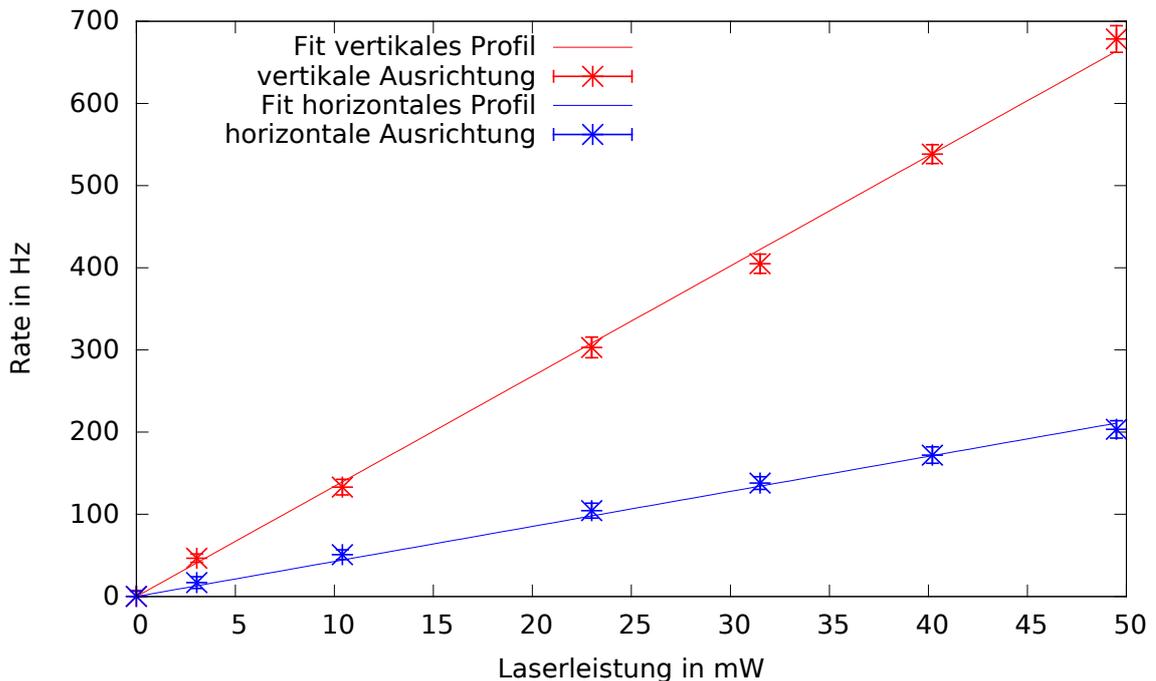
**Tabelle 5.6:** Raten durch Streuung des Laserlichts in der TLS-Kammer. Dabei wurde sowohl die Leistung der Laserdiode wie auch die Orientierung des Profils variiert. Die Daten sind um den permanenten Untergrund von  $(100,0 \pm 6,5)$  Hz bereinigt.

Es zeigt sich ein linearer Zusammenhang zwischen Laserleistung und gemessener Rate. Legt man eine Ausgleichsgerade mit Steigung  $a$  an die Werte für die Raten bei horizontal und vertikal ausgerichtetem Strahlprofil an, so ergeben sich folgende Steigungen:

$$a_{\text{Vertikal}} = (13,41 \pm 0,14) \text{ Hz/mW}, \quad (5.22)$$

$$a_{\text{Horizontal}} = (4,26 \pm 0,07) \text{ Hz/mW}. \quad (5.23)$$

In Abbildung 5.13 sind die Raten gegen die Laserleistung der Laserdiode aufgetragen.



**Abbildung 5.13:** Messung des durch eine 980 nm Laserdiode erzeugten Untergrunds. In Rot sind die Raten mit horizontaler Ausrichtung und in Blau die Raten mit vertikaler Ausrichtung des elliptischen Profils des Lasers dargestellt.

Man erkennt, dass die vertikale Ausrichtung des Laserflecks (Abbildung 5.12 (b)) höhere Raten als die horizontale Ausrichtung erzeugt. Dies zeigt, dass bei horizontaler Ausrichtung der Laserfleck zu klein ist, damit die Photonen direkt in den optischen Strahlgang zum Detektor fallen.

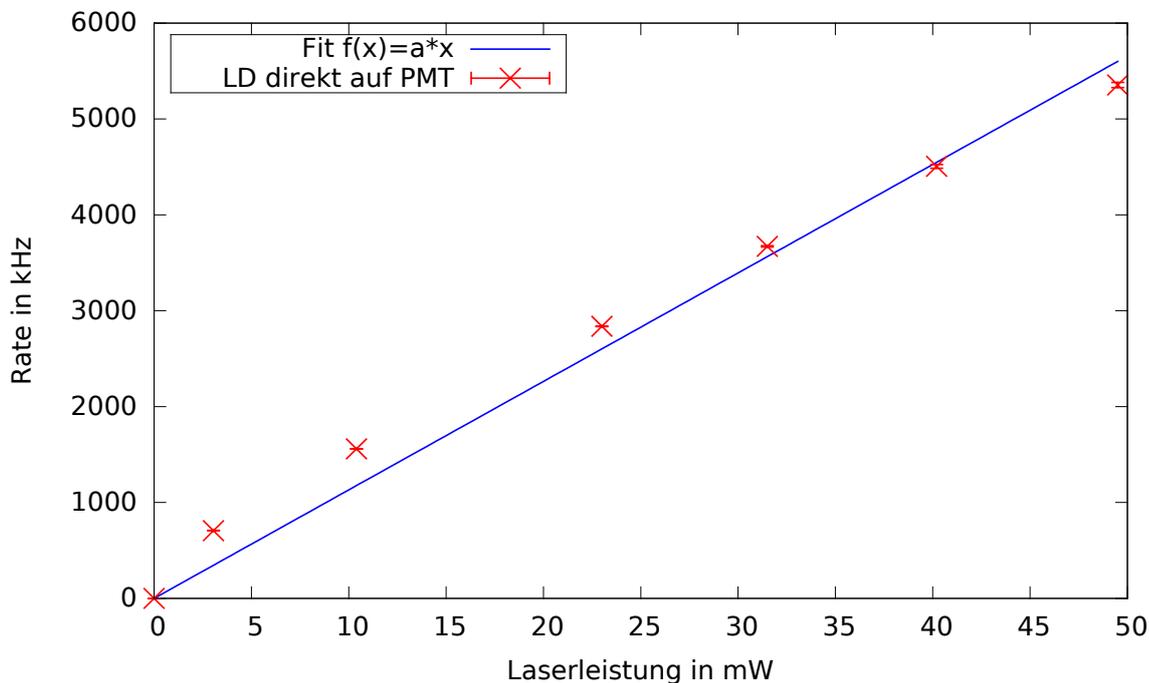
Es kommt vermutlich zur Reflexion an den Kammerwänden, sodass die gestreuten Photonen den Detektor erreichen. Da es sich bei diesem Strahlprofil um ein Extrembeispiel handelt und der IR-Laser ein rundes, fokussiertes Strahlprofil aufweist, wird der IR-Laser im geringeren Maß gestreut. Ebenso sind die Koppelfenster besser auf den IR-Laser angepasst, sodass es zu weniger Streuung an den Fenstern kommt.

Richtet man den Laser in einem Abstand von 1 cm auf den PMT, so erhält man Werte, die im Schnitt  $10^4$  Mal größer sind als die Werte durch Streuung in der TLS-Kammer. Diese sind in Tabelle 5.7 aufgelistet.

Laserleistung in mW	Rate <sub>Direkt</sub> in Hz
0	$0 \pm 13$
3,05	$(7,07 \pm 0,21) \cdot 10^5$
10,4	$(1,560 \pm 0,020) \cdot 10^6$
23	$2,84 \pm 0,02$
31,5	$(3,67 \pm 0,07) \cdot 10^6$
40,2	$(4,51 \pm 0,19) \cdot 10^6$
49,5	$(5,35 \pm 0,27) \cdot 10^6$

**Tabelle 5.7:** Raten durch das direkte Einstrahlen des Laserlichts auf die Laserdiode. Dabei wurde das Strahlprofil so ausgerichtet, dass es komplett auf die sensitive Fläche des Detektors fällt. Die Daten sind um den permanenten Untergrund von  $(109 \pm 13)$  Hz bereinigt.

In Abbildung 5.14 sind die Raten gegen die Laserleistung der Laserdiode bei direkter Einstrahlung aufgetragen.



**Abbildung 5.14:** Erzeugte Rate durch direkte Einstrahlung des Laserlichts auf den PMT. Dabei ist die Rate gegen die Laserleistung aufgetragen. An die erzeugte Rate pro Laserleistung wurde eine Gerade angefitet.

Betrachtet man die erzeugte Rate bei direkter Einstrahlung des Laserlichts auf den PMT, so erkennt man einen linearen Zusammenhang. Die gefittete Gerade hat eine Steigung von:

$$a_{\text{Direkt}} = (113,14 \pm 3,45) \frac{\text{kHz}}{\text{mW}}. \quad (5.24)$$

Vergleicht man die Daten aus der Messung in der TLS-Kammer aus Tabelle 5.6 und der Messung mit direkter Einstrahlung auf den PMT in Tabelle 5.7, so folgt, dass nur 0,01 % des Laserlichts als Streulicht im PMT landet.

Über die Sensitivität des PMT bei 1030 nm und bei 980 nm werden von Herstellerseite keine Angaben gemacht. Die Quanteneffizienz des PMT beträgt bei Wellenlängen über 750 nm unter 0,02 %.

Da bei ersten Vormessungen mit IR-Laser keine nennenswerte Aufweitung des Laserflecks vorgekommen ist, wird der wirkliche Untergrund des IR-Lasers weitaus geringer ausfallen als bei diesen Messungen. Der Strahlfleck des IR-Lasers wies bei den ersten Vormessungen ein rundes Profil auf, das sich bis in den Beamdump des Lasers auf ca. 1 cm aufgeweitet hat [Int.Komm.]. Da der Beamdump jedoch ca. 1 m hinter dem Wechselwirkungspunkt der TLS-Kammer liegt, ist der IR-Laserfleck im Bereich der TLS-Kammer viel fokussierter als der der Laserdiode. Der relative Anteil an gestreuten Photonen ist also geringer.

Des Weiteren liegt die Wellenlänge der Photonen weit von der gesuchten Wellenlänge von 630 nm entfernt. Dies ermöglicht den Einsatz eines schmalbandigen Filters um die gesuchte Wellenlänge, der den Untergrund durch den IR-Laser unterdrücken kann. Bei dieser Abschätzung der oberen Grenze des Untergrunds durch den IR-Laser sollte die Transmission des Bandpasses für Wellenlängen um 1030 nm unter  $1 \cdot 10^{-5}$  betragen.

Eine Schwärzung der Innenseite der Wände der TLS-Kammer kann die Anzahl der gestreuten Photonen, die den Detektor erreichen, stark reduzieren. Hierbei ist darauf zu achten, dass die Qualität des Vakuums davon nicht beeinflusst werden darf.

Aus der Messung mit direkter Einstrahlung von Laserlicht auf den PMT kann geschlossen werden, dass für eine Rate von 1 Hz nur die Menge an Photonen im Detektor ankommen darf, die einer Laserleistung von 10 nW entspricht.



## 6 Fazit

Im Rahmen dieser Arbeit konnte gezeigt werden, dass sich der strahlunkorrelierte Untergrund so weit reduzieren lässt, dass er die Messung des Thomson-Laser-Scanners nicht mehr behindert. Das thermische Rauschen des gekühlten PMT ist mit 0,1 Hz vernachlässigbar. Der Druckmesskopf, der während der BIF-Messung durchaus Einfluss auf die Messung hat [COOL'11], erzeugt für die TLS-Messungen keinen nennenswerten Untergrund. Dies gilt jedoch nur, wenn nicht beide Messmethoden parallel verwendet werden. Die parallele Messung mit BIF und TLS scheint aufgrund der gemessenen Raten bei TLS durch BIF bei einem Druck von  $1 \cdot 10^{-7}$  mbar mit ca.  $R = 800$  Hz unmöglich. Es wäre zu überprüfen, ob eine größere räumliche Trennung, in Kombination mit Filtern, eine parallele Messung ermöglichen kann.

Der strahlunkorrelierte Untergrund in der Kammer ist mit ca. 1 Hz viel geringer als das erwartete Signal des Thomson-Laser-Scanners. Mit einer Koinzidenzmessung mit einem Gate von der Breite der Interaktionszeit wird dieser Untergrund noch einmal um den Duty Cycle unterdrückt. Bei einer Gatelänge von 50 ns wird dieser Untergrund um den Faktor  $7,5 \cdot 10^{-3}$  unterdrückt.

Der strahlkorrelierte Untergrund erzeugt höhere Raten, die sich nicht durch eine Koinzidenzschaltung beseitigen lassen. Durch strahlinduzierte Fluoreszenz des Restgases wird im TLS-Betrieb ein Untergrund in Abhängigkeit der Restgaszusammensetzung erzeugt. Bei einem Druck in der Strahlführung von  $3 \cdot 10^{-7}$  mbar wird bei Annahme von 1 % bis 10 % Stickstoff eine Rate von 25 Hz bis 248 Hz erzeugt. Dieser Druck lässt sich durch die Verbesserung des Vakuums in der Strahlführung, z. B. durch Ausheizen, noch einmal um bis zu einer Größenordnung verringern. Der Einsatz von Filtern kann ebenso noch eine Verbesserung erzielen, da die Wellenlänge der entstehenden Photonen im Bereich von 350 bis 500 nm liegt.

Der YAG-Schirm in der TLS-Kammer hat in Ruhestellung den größten Untergrund von 80 kHz erzeugt. Daher ist mit dem Leuchtschirm in der Apparatur keine Messung möglich. Daher wurde er aus der Anlage entfernt. Der YAG-Schirm in der BIF-Kammer verursacht in Ruheposition bei Strahlströmen bis  $I_{e^-} = 25 \mu\text{A}$  keine messbare Rate. Ob dies auch bei dem gewünschten Strahlstrom von  $I_{e^-, \text{Soll}} = 200 \mu\text{A}$  noch der Fall ist, muss überprüft werden, sobald die dafür nötigen Strahlströme erreicht werden können.

Wenn die Leuchtschirme nicht ausgebaut werden können, ohne den allgemeinen Be-

trieb der Testquelle zu behindern, wäre es möglich, die YAG-Leuchtschirme durch Leuchtschirme anderer Art zu ersetzen. So würden Leuchtschirme zum Beispiel aus CRY018 (siehe Abbildung 5.6) oder einem vergleichbaren Szintillationsmaterial kein Licht um die Wellenlänge der Thomson-Streuung erzeugen. Dadurch wäre der Untergrund durch einen schmalbandigen Bandpassfilter filterbar. Die Machbarkeit eines Umbaus dieser Art bliebe zu prüfen.

Der strahlkorrelierte Untergrund des IR-Lasers konnte jedoch nicht vermessen werden. Hier zeigten die Messungen mit Laserdiode, dass schon bei geringen Laserleistungen sehr hohe Untergründe entstehen. Die Tests zu laserkorreliertem Untergrund lassen auf einen Untergrund von bis zu 600 kHz schließen, wenn 0,1 % des Laserlichts durch Reflexionen im Detektor ankommen. Dies ist ein Maximalwert und wird durch eine Fokussierung des IR-Lasers vermutlich deutlich geringer ausfallen. Dadurch, dass es sich um Licht der Wellenlänge von 1030 nm handelt, wäre dieser Untergrund auch durch einen schmalen Bandpassfilter auszuschließen. Die Messungen zum Untergrund durch den IR-Laser müssen jedoch erneut durchgeführt werden, wenn dieser wieder zur Verfügung steht. Eine Schwärzung der Vakuumkammer würde ebenso die Anzahl der gestreuten Photonen reduzieren.

Die Untergrundquelle, die am meisten Probleme bereitet, ist der Elektronenstrahlverlust, da nach den Abschätzungen aus Kapitel 5.5 selbst ein Strahlverlust von 0,1 % bei einem gewünschten mittleren Strahlstrom von  $I_{e^-, \text{ Soll}} = 200 \mu\text{A}$  noch einen Untergrund von bis zu 62 kHz erzeugt. Die Wellenlängen der so erzeugten Photonen liegen größtenteils im Bereich von  $\lambda = 445$  bis 710 nm, sodass selbst ein schmalbandiger Filter um 630 nm den Untergrund nicht komplett unterdrücken kann. Generell ist zu einem schmalbandigen Bandpassfilter zu raten, da dieser Wellenlängen außerhalb eines 5 nm-Bereichs um einen Faktor  $1 \cdot 10^{-5}$  drücken kann [TL:FLH633]. Es ist zu empfehlen, genaue Messungen mit schmalbandigem Filter durchzuführen, sobald hohe Strahlströme erreicht werden können.

Für den mittelfristigen Einsatz des TLS am Elektronenkühler-Teststand ist zu beachten, dass der strahlkorrelierte Untergrund aufgrund des d.c.-Strahls nicht durch eine Koinzidenzmessung unterdrückt werden kann, außer wenn der Laser im Pulsbetrieb genutzt wird. Das Leuchten der Kathode und des Kollektors können aufgrund des linearen Aufbaus als Untergrund sehr relevant sein. Es müssen weitere Studien folgen, wenn der TLS im Elektronenkühler-Teststand eingebaut werden soll.

# 7 Anhang

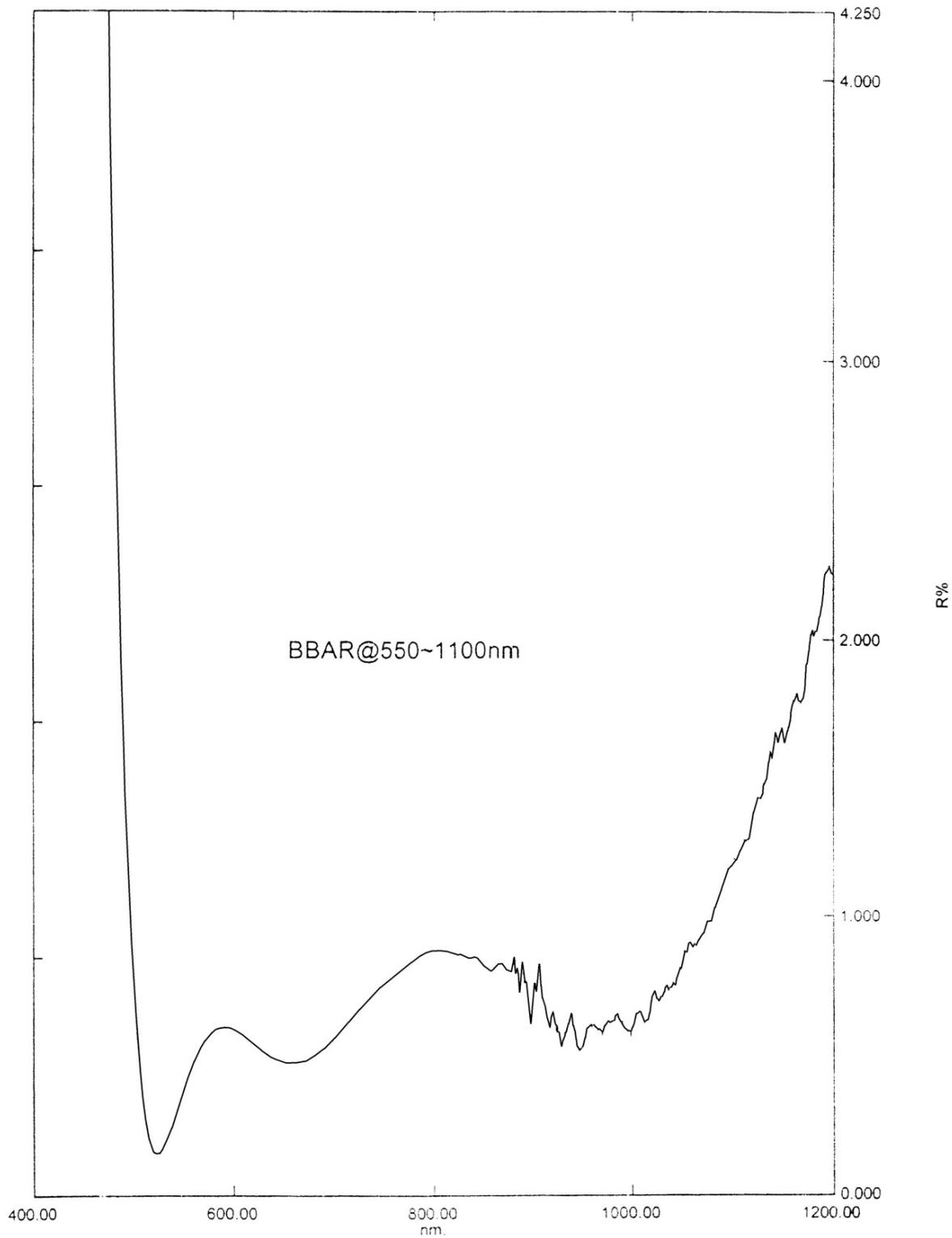
## 7.1 Einstellungen für die Strahlverlustmessung in Kapitel 5.4 und 5.5

Die Einstellungen der Wedler wurden wie folgt gewählt:

Ort des Strahlverlusts	$I_{\text{Horizontal}}$ in mA	$I_{\text{Vertikal}}$ in mA	Bemerkungen
Wedler 16	500 mA	500 mA	Solenoid 17, 18 aus
Wedler 18	100 mA	450 mA	Wedler 19 aus
Wedler 19	500 mA	0 mA	Wedler 21 aus
Wedler 21	-1000 mA	1000 mA	$I_{\text{Alphamagnet}} = 0,15 \text{ mA}$

**Tabelle 7.1:** Einstellung der Bestromung der Wedler für die Strahlverlustmessung.

## 7.2 Reflexionskurve der BBAR3-Beschichtung



**Abbildung 7.1:** Reflexionskurve der BBAR3-Beschichtung [Vacom:BBAR3]. Dabei liegt nach Auskunft der Firma VACOM das Maximum der Reflexion im Bereich von 395 nm bis 428 nm [Vacom:BBAR3].

## 7.3 Daten für unterschiedliche Leuchtschirmmaterialien aus Kapitel 5.3.2, Abbildung 5.6

	NaI:Tl	YAG:Ce	LuAG:Ce	YAP:Ce	CRY019	BGO	CaF:Eu	CsI:Tl	CRY018
<b>Physical properties</b>									
Density [g/cm <sup>3</sup> ]	3.67	4.57	6.73	5.37	7.1	7.13	3.18	4.51	4.50
Hardness [Mho]	2	8.5	8.5	8.6	-	5	4	2	5.8
Index of refraction	1.85	1.82	1.84	1.95	1.81	2.15	1.44	1.78	1.79
Crystal structure	Cubic	Cubic	Cubic	Rhombic	Monoclinic	Cubic	Cubic	Cubic	Monoclinic
Melting point [°C]	651	1970	2020	1875	2100	1050	1360	621	1980
Hygroscopic	Yes	No	No	No	No	No	No	Slightly	No
Linear coef. thermal expansion [10 <sup>-5</sup> /K]	4.75	0.8-0.9	-	0.4-1.1	1.8-10.3	0.7	1.95	5	-
Cleavage	Yes	No	No	No	Yes	No	Yes	No	Yes
Chemical formula	NaI	Y <sub>3</sub> Al <sub>5</sub> O <sub>12</sub>	Lu <sub>3</sub> Al <sub>5</sub> O <sub>12</sub>	YAlO <sub>3</sub>	-	Bi <sub>4</sub> (GeO <sub>4</sub> ) <sub>3</sub>	CaF <sub>2</sub>	CsI	-
<b>Luminescence properties</b>									
Integrated light output [% NaI:Tl]	100	40	20	70	75	15-20	50	45	80
Wavelength of max. emission [nm]	415	550	535	370	420	480	435	550	425
Decay constant [ns]	230	70	70	25	41	300	940	900	45
Afterglow [% at 6 ms]	0.5-5	<0.005	-	<0.005	-	<0.005	<0.3	<2	-
Radiation length [cm] for 511 keV	2.9	3.5	1.3	2.7	1.2	1.1	3.05	1.86	2.74
Photon yield at 300 K [10 <sup>3</sup> Ph/MeV]	38	35	20	25	24	8-10	23	52	30

**Abbildung 7.2:** Eigenschaften der unterschiedlichen Leuchtschirmmaterialien aus Abbildung 5.6 [YAG:Ce]. Das Material, das die ähnlichsten Eigenschaften mit YAG:Ce hat, aber nicht im Bereich von 630 nm leuchtet, ist CRY018. Es ist daher zu überlegen, die YAG:Ce-Leuchtschirme durch CRY018-Leuchtschirme zu ersetzen.



# Abbildungsverzeichnis

2.1	Aufbau der Beschleunigeranlage FAIR . . . . .	3
2.2	Geplanter Aufbau des HESR-Elektronenkühlers . . . . .	5
2.3	Funktionsweise eines Elektronenkühlers . . . . .	6
2.4	Skizze der Thomson-Streuung mit Winkeln $\theta$ und $\theta'$ . . . . .	9
2.5	Prinzip des Thomson-Laser-Scanners . . . . .	10
2.6	Variation von $\lambda_S$ über den Streuwinkel $\theta'$ für verschiedene Energien . . . . .	13
2.7	Winkelabhängigkeit der TLS-Rate bei verschiedenen Energien . . . . .	14
2.8	Funktionsweise der Messung mit strahlinduzierter Fluoreszenz . . . . .	15
2.9	Fluoreszenzspektrum von Stickstoff . . . . .	16
3.1	Skizze des Teststands für nichtinvasive Strahlungsmessmethoden . . . . .	21
3.2	Detaillierte Gesamtübersicht über den Teststand . . . . .	22
3.3	Querschnitt der TLS-Kammer . . . . .	24
3.4	Strahlengänge des Elektronen- und Laserstrahls in der TLS-Kammer . . . . .	25
3.5	Schaltung für Koinzidenzmessungen . . . . .	26
3.6	Aufbau eines Photomultipliers . . . . .	28
3.7	Verstärkung des Photomultipliers R4332 . . . . .	29
4.1	Vermessung des thermischen Untergrunds des PMT . . . . .	32
4.2	Vergleich des thermischen Rauschens mit der Richardson-Gleichung . . . . .	33
4.3	Langzeitmessung des thermischen Rauschens des PMT . . . . .	34
4.4	Vermessung der elektromagnetisch induzierten Störsignale . . . . .	36
4.5	Lage der strahlunkorrelierten Untergrundquellen im Teststand . . . . .	37
4.6	Strahlunkorrelierte Untergründe . . . . .	38
4.7	Aufbau des Elektronenkühler-Teststands . . . . .	40
5.1	Erzeugter Untergrund durch strahlinduzierte Fluoreszenz bei einem Druck von $1,2 \cdot 10^{-5}$ mbar . . . . .	42
5.2	Restgasanalyse des Vakuums im Strahlgang . . . . .	45
5.3	Ansprechverhalten des Zähleraufbaus . . . . .	47
5.4	strahlkorrelierter Untergrund durch den TLS-Leuchtschirm . . . . .	48
5.5	strahlkorrelierter Untergrund durch den BIF-Leuchtschirm . . . . .	51

## ABBILDUNGSVERZEICHNIS

5.6	Spektrum des emittierten Lichts der Leuchtschirme . . . . .	52
5.7	Position des Elektronenstrahls bei Strahlverlust mit Wedler 19 . . . . .	53
5.8	Strahlverlustmessung mit Wedler 19 . . . . .	54
5.9	Transmissionsspektren der verwendeten Filter . . . . .	56
5.10	Position der Wedler 16, 18, 19 und 21 . . . . .	57
5.11	Strahlverlust durch Wedler 16, 18, 19 und 21 . . . . .	58
5.12	Profil der unkollimierten Laserdiode . . . . .	61
5.13	Strahlkorrelierter Untergrund der unfokussierten Laserdiode . . . . .	63
5.14	Erzeugte Rate durch direkte Einstrahlung der Laserdiode in den PMT .	64
7.1	Reflexionskurve der BBAR3-Beschichtung . . . . .	70
7.2	Vergleich der Eigenschaften verschiedener Szintillationsmaterialien. . .	71

# Literaturverzeichnis

- [Aulenbacher'12] K. Aulenbacher *Beschleunigerphysik* Johannes-Gutenberg Universität Mainz, Skript zur Vorlesung, 2012
- [Barday'06] R. Barday, K. Aulenbacher *Polarized electron source operation at average currents of several milliamperes*. Proceedings of the 17th Spin Physics symposium, S.1019-2023, Kyoto, Japan, 2006
- [Becker'10] F. Becker, *Zerstörungsfreie Profilmessung intensiver Schwerionenstrahlen*. Dissertation, Technische Universität Darmstadt, 2010
- [Berger-Seltzer'64] M. J. Berger, S. M. Seltzer, *Tables of energy losses and ranges of electrons and positrons*. Scientific and Technical Information Division, NASA, Washington, D.C., 1964
- [Böhme'10] C. Böhme, *Untersuchung zur Profilmessung von Hadronenstrahlen mittels Restgaslumineszenz und -ionisation*. Dissertation, Technische Universität Dortmund, 2010
- [Bruker'14] M. Bruker, *interne Kommunikation*. 2014
- [COOL'11] T. Weilbach, K. Aulenbacher, J. Dietrich, *optical electron beam diagnostics for relativistic electron cooling devices* Proceedings of COOL'11, Alushta, Ukraine, 2011
- [Dietrich'14] J. Dietrich, *Vorlesung Verfahren der Teilchenkühlung* Helmholtz-Institut Mainz, 07. bis 09. März 2014
- [Dotchin'73] L. W. Dotchin, E. L. Chupp, D. J. Pegg, *Radiative lifetimes and pressure dependence of the relaxation rates of some vibronic levels in  $N_2^+$ ,  $N_2$ ,  $CO^+$ , and  $CO$*  J. Chem. Phys. 59 (1973) 3960
- [Dushman'23] S. Dushman, *Electron emission from metals as a function of temperature* Phys. Rev. 21, 623, 1923
- [Eolite Grün] Eolite Systems, *Datenblatt grüner Laser mit  $\lambda = 515$  nm: Test Report Boreas G10* 20.12.1012

- [Eolite IR] Eolite Systems, *Datenblatt IR-Laser mit  $\lambda = 515$  nm: Test Report Boreas IR150* 03.01.1012
- [FAIR'13] FAIR - Facility for Antiproton and Ion Research in Europe GmbH, Mit freundlicher Genehmigung der Pressestelle  
[http://www.fair-center.de/fileadmin/fair/publications\\_FAIR/FAIR\\_Broschuere\\_autumn2013\\_V3\\_72dpi.pdf](http://www.fair-center.de/fileadmin/fair/publications_FAIR/FAIR_Broschuere_autumn2013_V3_72dpi.pdf), zuletzt geprüft am 24. September 2014
- [Friederich'13] S. Friederich, *Kollektoreffizienzmessung an einem linearen Elektronenstrahlführungsaufbau mit Hilfe eines Wien-Filters* Masterarbeit, Johannes-Gutenberg Universität Mainz, 2013
- [Habfast'87] C. Habfast et. al., *Measurement of Laser Light Thomson-Scattered from a Cooling Electron Beam* Appl. Phys. B 44, 87-92, 1987
- [Ham R4332] Hamamatsu Photonics K.K. *Datenblatt: Photomultiplier tubes R3788,R4332* 2014
- [Hartmann'97] P. Hartmann, *Aufbau einer gepulsten Quelle polarisierter Elektronen* Dissertation, Johannes-Gutenberg Universität Mainz, 1997
- [Hörner'12] C. Hörner, *Strahlinduzierte Fluoreszenzmessungen zur Vorbereitung auf nichtinvasive Elektronenstrahlprofildetektion am HESR-Kühler* Bachelorarbeit, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2012
- [Int.Komm.] T. Weilbach, *Interne Kommunikation* 2014
- [Jackson'85] J. D. Jackson *klassische Elektrodynamik* Walter de Gruyter, 2. Auflage, 1985
- [Küster-Thiel] F. Küster, A. Thiel, K. Fischbeck *Rechentafeln für die Chemische Analytik* Walter de Gruyter, 104. Auflage, 1993
- [Leo'94] W. R. Leo, *Techniques for nuclear and particle physics experiments*. Springer-Verlag Berlin-Heidelberg, 1994
- [Marmier'77] P. Marmier *Kernphysik 1* 9. Auflage, ETH Zürich/Verlag der Fachvereine Zürich, 1977
- [NIST'14] National Institute of Standards and Technology, *Physical Reference Data - Fundamental Physical Constants* <http://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?k>, zuletzt geprüft am 14. April 2014

- [PANDA] PANDA „Anti-Proton Annihilation at Darmstadt“ <http://www-panda.gsi.de/>, zuletzt geprüft am 24. September 2014
- [Photonis'02] PHOTONIS France S.A.S., S. Flyncck, C. Marmonier, *Photonis - PHOTOMULTIPLIER TUBES principles & applications* Re-edited, September 2002
- [Plum'02] M. A. Plum, E. Bravin, J. Bossler, R. Maccaferri, *N<sub>2</sub> and Xe gas scintillation cross-section, spectrum, and lifetime measurements from 50 MeV to 25 GeV at the CERN PS and Booster*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 492 (2002) 74-90, 2002
- [PMT'07] Hamamatsu Photonics K. K., *Photomultiplier Tubes - Basics and Applications* 3. Auflage, 2007
- [Riehn'11] E. Riehn, *Photokathoden mit internem DBR-Reflektor als Quellen hochintensiver spinpolarisierter Elektronenstrahlen.*, Dissertation, Johannes-Gutenberg-Universität Mainz, 2011
- [Schwartz'14] M. Schwartz, *Interne Kommunikation* 2014
- [Sommer'68] A. Sommer, *Photoemissive materials: preparation, properties, and uses* 1. Auflage, John Wiley & Sons Verlag, 1968
- [Spektrum YAG:Ce] CRYTUR, spol. s r.o. *Spektrum des emittierten Lichts des YAG:Ce Schirms* <http://crytur.cz/files/editor/image/import-emission%20spectra.jpg>, zuletzt geprüft am 22. September 2014
- [Steffens'93] K.-H. Steffens *Konzeption und Optimierung eines 100 keV Injektionssystems zur Erzeugung eines longitudinal polarisierten Elektronenstrahls an MAMI*, Dissertation, Johannes-Gutenberg-Universität Mainz, 1993
- [TB-198] HeatWave Labs, Inc. *Datenblatt: TB-198 Standard Series Barium Tungsten Dispenser Cathodes* <http://www.cathode.com/pdf/tb-198.pdf>, zuletzt geprüft am 06. Oktober 2014
- [TL:FGB25] Thorlabs GmbH, *FGB25: Unmounted Double Bandpass Colored Glass Filters: 315 - 445 nm and 715 - 1095 nm, Transmission Raw Data* <http://www.thorlabs.de/images/TabImages/FGB25.xls>, zuletzt geprüft am 14. April 2014
- [TL:FGS900] Thorlabs GmbH, *FGS900: Unmounted Bandpass Colored Glass Filters: 315 - 710 nm, Transmission Raw Data* <http://www.thorlabs.de/images/TabImages/FGS900.xls>, zuletzt geprüft am 14. April 2014

- [TL:FLH633] Thorlabs GmbH, *FLH633-5 - Premium Bandpass Filter*, Ø25 mm,  $CWL = 633 \text{ nm}$ ,  $FWHM = 5 \text{ nm}$   
<http://www.thorlabs.de/thorproduct.cfm?partnumber=FLH633-5>, zuletzt geprüft am 14. August 2014
- [TL:LB4821] Thorlabs GmbH, *LB4821:  $f=100 \text{ mm}$  UV, fused silica bi-convex lens*  
<http://www.thorlabs.de/catalogpages/V21/677.PDF>, zuletzt geprüft am 14. August 2014
- [TL:MPD508] Thorlabs GmbH, *MPD508508-90-P01: Ø2“ 90° Off-Axis Parabolic Mirror, Prot. Silver, RFL = 4“* [http://www.thorlabs.de/images/TabImages/Thorlabs\\_Protected\\_Silver\\_Coating.xlsx](http://www.thorlabs.de/images/TabImages/Thorlabs_Protected_Silver_Coating.xlsx), zuletzt geprüft am 30. September 2014
- [TSL'09] The Svedberg Laboratory, *HESR Electron Cooler Design Study* Uppsala University, 2009
- [Vacom:BBAR] VACOM Vakuum Komponenten & Messtechnik GmbH, *Datenblatt: Schaugläser für UV-VIS-NIR, mit Antireflexbeschichtung, BBAR3* 2014
- [Vacom:BBAR3] VACOM Vakuum Komponenten & Messtechnik GmbH, *Reflexionskurve der BBAR3-Beschichtung* Korrespondenz 2014
- [Vacom:VAR4 (1064)] VACOM Vakuum Komponenten & Messtechnik GmbH, *Datenblatt: Schaugläser für UV-VIS-NIR, mit Antireflexbeschichtung, VAR4 (1064)* 2014
- [VacTech] Pfeiffer Vacuum GmbH, *The Vacuum Technology Book - Volume II - Kammern und Komponenten* April 2013
- [YAG:Ce] CRYTUR, spol. s r.o., *Datenblatt YAG:Ce Schirm*  
<http://crytur.cz/pages/33/scintillation-materials-data>, zuletzt geprüft am 05. September 2014
- [Waxler'71] R. Waxler, G. Cleek, *Refractive Indices of Fused Silica at Low Temperatures* Journal Of Research of the National Bureau of Standards, Vol- 15A, No. 4, Washington DC, 1971
- [Weilbach] T. Weilbach, *Dissertation* noch nicht veröffentlicht. Stand Oktober 2014
- [Wille'96] K. Wille, *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen* 2. Auflage, B. G. Teubner Stuttgart, 1996
- [Williams] D. Williams, National Space Science Data Center, *Earth Fact Sheet - Terrestrial Atmosphere* <http://nssdc.gsfc.nasa.gov/planetary/factsheet/earthfact.html>, zuletzt geprüft am 08. Oktober 2014

# Danksagung

Ich möchte mich an dieser Stelle im Besonderen bei Herrn Prof. Dr. Kurt Aulenbacher dafür bedanken, dass er mir die Durchführung dieser Arbeit ermöglicht hat und mich mit zahlreichen Anregungen sowie noch mehr Geduld unterstützte. Des Weiteren gilt mein Dank Tobias Weilbach für die intensive Betreuung und Hilfestellung über alle Höhen und Tiefen der Arbeit hindurch. Ebenso möchte ich hier Max Bruker danken, der stets bereit war, mit mir zu diskutieren.

Abschließend bedanke ich mich bei der gesamten Arbeitsgruppe B2/ACID für das angenehme Arbeitsklima und die permanente Bereitschaft, akute Probleme zu diskutieren und ggf. Hilfe zu leisten, und nicht zuletzt bei allen Personen, auf deren Unterstützung ich mich während der Entstehung dieser Arbeit immer verlassen konnte.