



Monte-Carlo-Simulation eines Nachweissystems für Einzelphotonen am Speicherring CRYRING

BACHELORARBEIT
zur Erlangung des akademischen Grades
BACHELOR OF SCIENCE

Westfälische Wilhelms-Universität Münster
Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät
Institut für Kernphysik

vorgelegt von
DOMINIK THOMAS

Münster, Juni 2016

Dominik Thomas
Mierendorffstr. 18
48151 Münster

d_thom04@uni-muenster.de
Matrikelnummer: 394302

Dekan: Prof. Dr. Christian Weinheimer

Erstgutachter: Dr. Volker Hannen

Zweitgutachter: Prof. Dr. Christian Weinheimer

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
1.1. CRYRING/LSR	1
1.2. Laserinduzierte Fluoreszenz	1
1.3. Aufbau eines Nachweissystems für Fluoreszenzphotonen	2
2. Detektordesign	5
2.1. Ziele des Detektors	5
2.1.1. Bauliche Einschränkungen	5
2.1.2. Vergleichbare Detektionssysteme	5
COLLAPS	6
TRIGA	7
Verbesserung des TRIGA-Detektors	7
Halbkugeldetektor	8
2.2. Theorie	9
2.2.1. Lambda-Boost	9
2.2.2. Detektierbare Photonen	11
2.2.3. Ellipse	13
Einschränkungen für die Länge der Hauptachsen	13
Vorteile einer Ellipse als Primärspiegel	14
2.2.4. Compound Parabolic Concentrator	14
2.2.5. Kegelstumpf als Alternative zum CPC	16
2.3. Optische Materialien	17
2.3.1. Reflektierende Materialien für die Spiegel	17
2.3.2. Transimissionseigenschaften der Flanschfenster	19
2.4. Photomultiplier	19
2.5. Planung des Detektordesigns	20
2.5.1. Freie Parameter und weitere relevante Aspekte	21
3. Geant4-Simulation	23
3.1. Geant4	23
3.2. Implementierung der Simulationssoftware	23
3.3. Simulationsergebnisse	24
3.3.1. Vergleich unterschiedlicher Detektionssysteme	24
3.3.2. Größe der Ellipse	26
3.3.3. Fenstergröße	27
3.3.4. Variation des Sekundärspiegels	28
3.3.5. Simulation mit MIRO2 als Reflektionsschicht	28
3.3.6. Weitere Aspekte	28

4. Resultierendes Design	31
4.1. Analyse der detektierten Photonen	32
5. Zusammenfassung und Ausblick	39
A. Simulationssoftware	41
B. Ellipsenbedingung	47
C. CRYRING	49
D. Literaturverzeichnis	51
E. Erklärung des Studierenden	53

1. Einleitung

1.1. CRYRING/LSR

Am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung in Darmstadt befindet sich zurzeit ein *Low-energy Storage Ring* (LSR), der CRYRING, im Aufbau.

Der Speicherring wurde vorher im Manne Siegbahn Labor in Stockholm für Experimente der Atomphysik eingesetzt und gelangte als schwedischer Beitrag zum FAIR Projekt. Dort wird er Experimente bei Ionenenergien von ca. 300 keV/u bis 14 MeV/u ermöglichen [1].

In Abb. 1.1 ist eine Übersicht der verschiedenen Sektionen des CRYRINGS dargestellt. In dieser Arbeit wird die Geometrie für ein optisches Nachweissystem für Fluoreszenzphotonen der im Ring gespeicherten Ionen erarbeitet. Dieses System ist für die Sektion S5 im Speicherring geplant, links neben dem weiß eingezeichneten Gastarget in Abb. 1.2. Genaue Daten des CRYRINGS und eine technische Skizze der Sektion befinden sich im Anhang C.

1.2. Laserinduzierte Fluoreszenz

Am CRYRING sind unter anderem Laserspektroskopieexperimente mit gespeicherten Ionen geplant. Für Experimente der Emissionsspektroskopie soll ein optisches Nachweissystem gebaut werden. Exemplarisch auftretende Wellenlängen liegen bei 280 nm und 313 nm für einfach geladene Magnesium und Berylliumionen bis hin zu 854 nm und 866 nm bei Übergängen in Ca^+ -Ionen.

Um die Übergangswellenlänge zu bestimmen wird ein durchstimmbarer Laser eingesetzt, dessen Wellenlänge im zeitlichen Verlauf schrittweise verändert wird. Stimmt die Laserwellenlänge mit einer Übergangswellenlänge der Ionen überein, werden diese angeregt und reagieren sich anschließend spontan unter Abgabe eines Photons ab (Fluoreszenz). Der genau Zeitpunkt des Übergangs ist, ähnlich zum radioaktiven Zerfall, nicht vorhersehbar, dafür aber die Wahrscheinlichkeit für die Photonemission im zeitlichen Verlauf. Werden die Fluoreszenzphotonen mit Hilfe eines Photomultipliers registriert, ergibt sich in Abhängigkeit der eingestellten Wellenlänge ein Verlauf, wie zum Beispiel in Abb. 1.3. Durch diese Vorgehensweise kann die Übergangswellenlänge im Laborsystem bestimmt werden.

Die natürliche Linienbreite der Ionen ist abhängig von der Lebensdauer des angeregten Zustandes. Für Experimente der Laserspektroskopie an bewegten Ionen findet eine Verbreiterung der Übergangswellenlänge aufgrund des Dopplereffektes statt. Daher liegt die Bestimmungsgenauigkeit der Wellenlänge von Ionen im Speicherring normalerweise im $10^{-4} - 10^{-5}$ Bereich [4]. In einer Penningfalle ist es möglich, die Genauigkeit angesichts der annähernd ruhenden Ionen auf einen

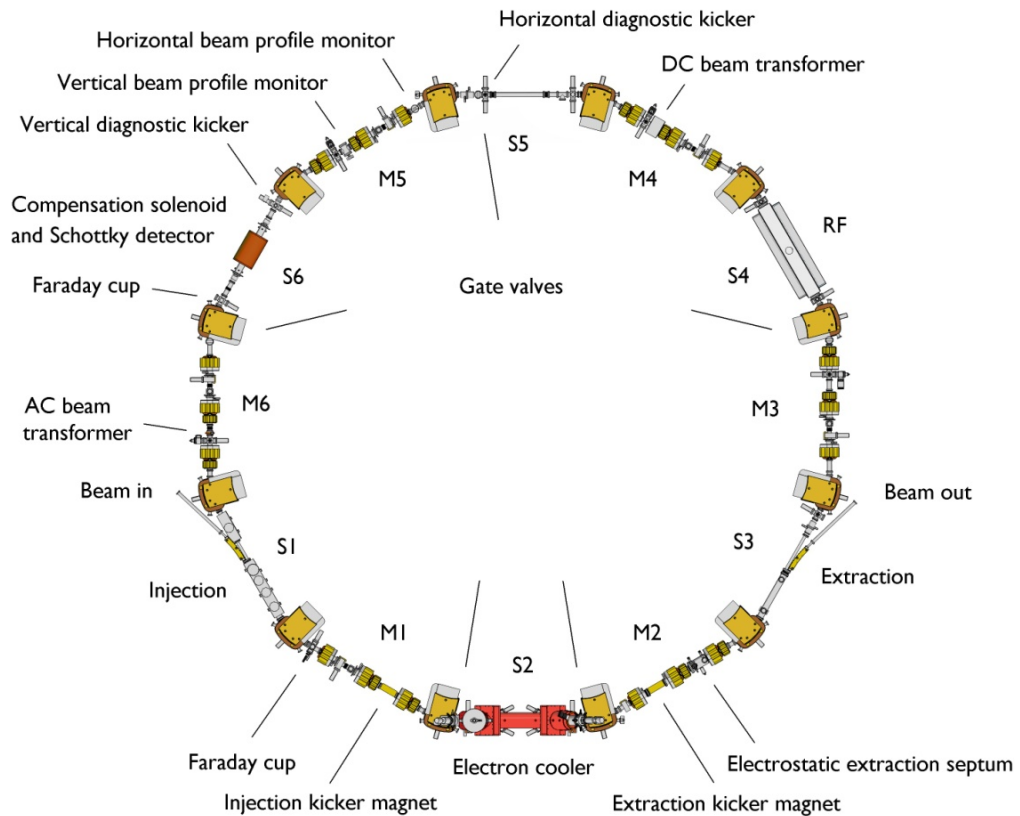


Abbildung 1.1.: Layout vom Speicherring CRYRING am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung. Das geplante Nachweissystem soll in Sektion S5 eingebaut werden [2].

relativen Wellenlängenfehler von 10^{-7} zu verringern [5].

1.3. Aufbau eines Nachweissystems für Fluoreszenzphotonen

Für die Detektion der Fluoreszenzphotonen wird in der Arbeitsgruppe von Prof. Weinheimer ein Detektionssystem entwickelt, welches möglichst viele der in Laserspektroskopieexperimenten am CRYRING entstehenden Photonen registrieren soll. Aufgrund der niedrigen Geschwindigkeiten der angeregten Ionen im LSR ist deren Emission im Wesentlichen isotrop verteilt über alle Raumwinkel.

Das geplante System soll Fluoreszenzphotonen in einem breiten Wellenlängenbereich von UV (z.B. 280 nm Übergang in Mg^+) bis zum Beginn des Infrarotbereichs (z.B. 854/866 nm in der DR bei Ca^+) mit hoher Effizienz nachweisen.

Hierfür wird ein Spiegelsystem um den Ionenstrahl installiert, welches die Photonen durch UV-transparente Fensterflansche auf Photomultiplier außerhalb des evakuierten Strahlrohrs fokussiert. Da dies nicht abbildungsgetreu geschehen muss, können Elemente aus der nichtabbildenden Optik verwendet werden.

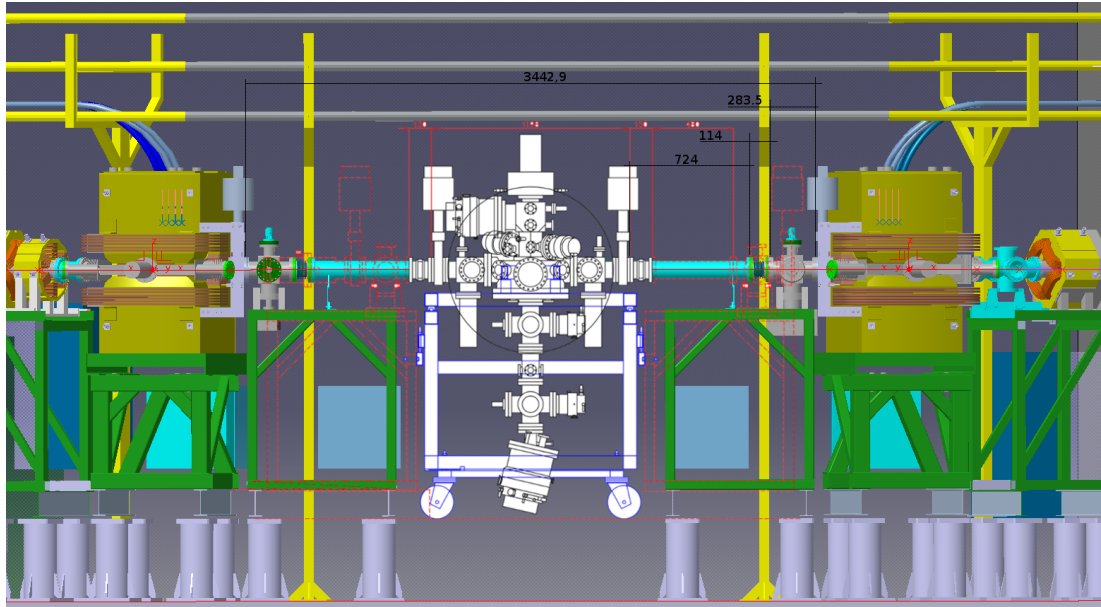


Abbildung 1.2.: Zeichnung der Speicherringsektion S5. Für die Position des Nachweissystems ist die linke türkise Röhre, neben dem weiß dargestellten Gastarget, vorgesehen [3].

Damit die Spiegel eine hohe Reflektivität über das gesamte Spektrum erreichen, müssen geeignete Materialien getestet werden. Das von der Arbeitsgruppe in einem früheren Nachweissystem benutzte Material MIRO2 kann hier aufgrund einer geringen Reflektivität im UV-Bereich nicht benutzt werden.

Darüber hinaus soll der Untergrund möglichst gering gehalten werden. Dies wird mit geeignetem Material und durch eine optimierte Geometrie erreicht, die vor allem Photonen von der Ionenstrahllinie auf die Photomultiplier (PMTs) abbildet. Um eine hohe Akzeptanz zu erreichen wird in dieser Bachelorarbeit die Geometrie des Detektorssystems schrittweise mithilfe von Geant4-Simulationen optimiert und es werden verschiedene geometrische Ansätze evaluiert [6], [7].

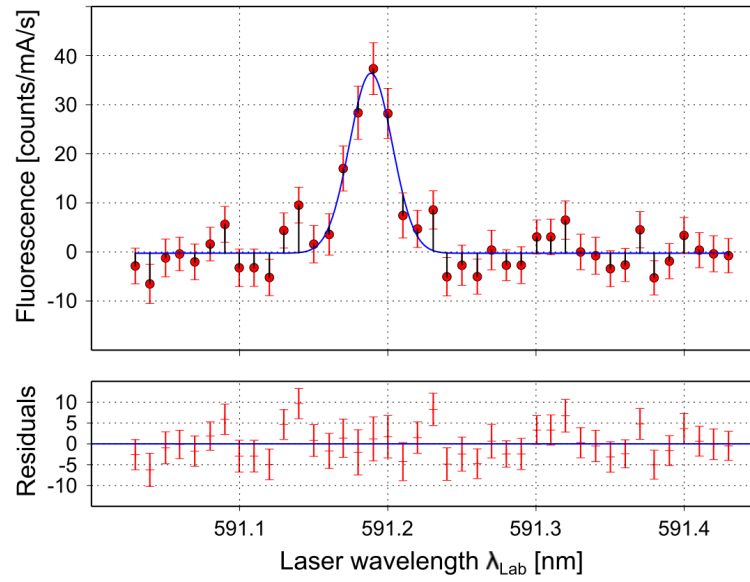


Abbildung 1.3.: Resonanzsignal des Hyperfeinübergangs in wasserstoffähnlichem Bismuth am ESR-Beschleuniger in Darmstadt [4].

2. Detektordesign

2.1. Ziele des Detektors

Die sich aus der Einleitung ergebenden Ziele des Detektors sind eine hohe Akzeptanz und ein geringer Untergrund. Dies kann durch eine hohe Reflektivität des Materials und eine optimierte Geometrie des Detektors erreicht werden. In dieser Bachelorarbeit wird hauptsächlich auf geometrische Aspekte eingegangen. Besonders die entstehenden Photonen entlang des Ionenstrahls müssen sehr effektiv auf die PMTs fokussiert werden. Der genaue Ort, an dem die Photonen entstanden sind, muss nicht erkannt werden.

2.1.1. Bauliche Einschränkungen

Für das Detektionssystem müssen einige Beschränkungen beachtet werden.

Zum einen ist direkt nach der Einkopplung der Ionen in den Ring der Strahl nicht fokussiert. Dies wird erst nach mehreren Umläufen durch den im Speicherring vorhandenen Elektronenkühler erreicht. Deshalb muss der Detektor einen Mindestabstand von 5 cm zum Strahl einhalten. Weitere Einschränkungen sind durch die Umgebung des Detektors gegeben. Direkt an das Detektionssystem angeschlossen ist ein Scraper, der der Positionsermittlung des Strahles dient. An der anderen Seite ist ein Balg, der den transversalen Versatz des anliegenden Gastargets aufängt. Daher stehen in Strahlrichtung nur ca. 52 cm für die optischen Elemente des Systems zur Verfügung. Da zu Beginn der Arbeit noch von ca. 1 m Platz ausgegangen wurde, ist dieses Maß in den ersten Simulationen benutzt worden. Später wurde die Länge der Detektionskammer auf 50 cm verkleinert.

Nicht nur die Länge der Nachweiskammer beeinflusst die Anzahl der detektierten Photonen, sondern auch viele weitere Faktoren.

Um die Geometrie, ohne Wissen über das spätere Spiegelmaterial, zu optimieren, wurde eine technisch sicher machbare Reflektivität von 90 % über das gesamte Spektrum angenommen.

2.1.2. Vergleichbare Detektionssysteme

Es existieren bereits mehrere Detektoren für ähnliche Anwendungsfälle, die hier kurz erläutert werden. Um die Detektoren zu vergleichen, wird die äquivalente Observationslänge ϵ_{EOL} eingeführt. Sie entspricht der Länge eines Detektors, mit einer Effizienz von 100 %, bei dem dieselbe Anzahl an Photonen auf den PMTs landet. Bei einem 25 cm langen Detektor, bei dem nur 10 % der Photonen auf einen PMT geführt werden, beträgt die äquivalente Observationslänge $\epsilon_{EOL} = 2,5$ cm.

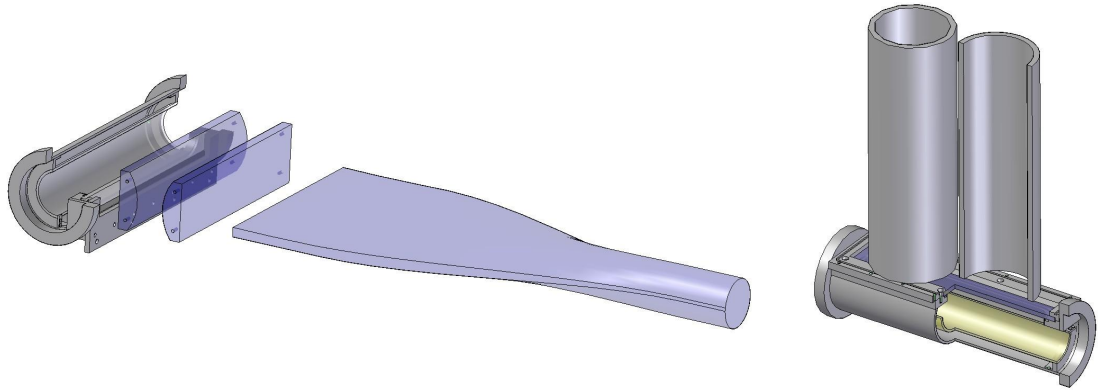


Abbildung 2.1.: Variationen des COLLAPS-Detektors. Links mit Lichtwellenleiter und rechts mit einem Linsensystem [8].

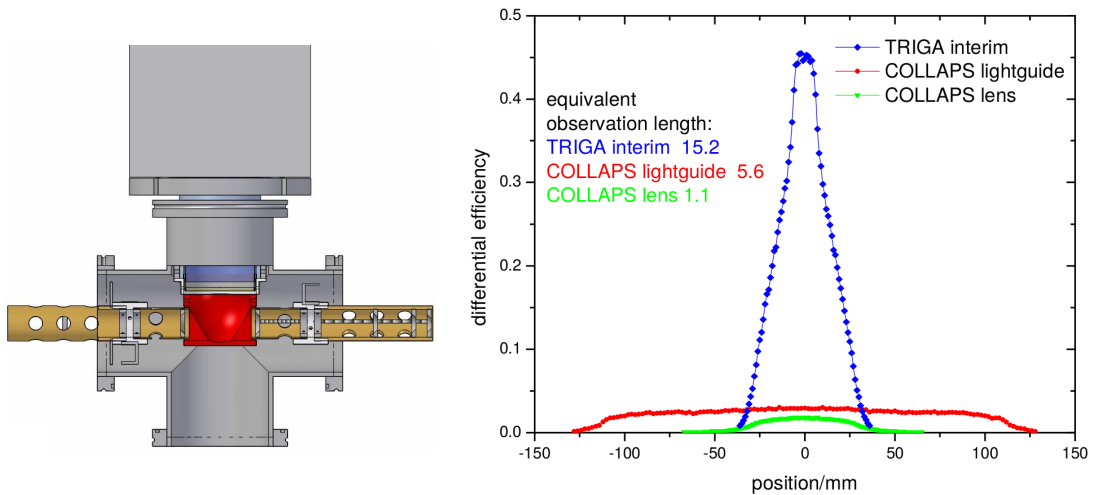


Abbildung 2.2.: Ehemaliger TRIGA-Detektor (links) und differentielle Effizienz von TRIGA und COLLAPS (rechts) [8].

Mit dieser Variablen wird keine Rücksicht auf die Effizienz des verwendeten PMT oder auf den Hintergrund genommen. Dies muss zusätzlich betrachtet werden.

COLLAPS

COLLAPS steht für *COLlinear LAsEr SPectroscopy* und das Experiment befindet sich bei ISOLDE am CERN. Um Photonen auf einem PMT zu fokussieren wurde zuerst der Detektor in Abb. 2.1 eingesetzt. Er besteht aus einem verspiegelten Vakuumrohr mit einem seitlichen Fenster. Nach der Transmission der Photonen durch das Fenster werden sie mittels eines Lichtwellenleiters auf den PMT geleitet. Durch die schlechte Transmission des Lichtwellenleiters im UV-Bereich ist dieses System nur für ausgewählte Wellenlängen einsetzbar, weshalb es später durch das Linsensystem rechts in der Abbildung ersetzt wurde.

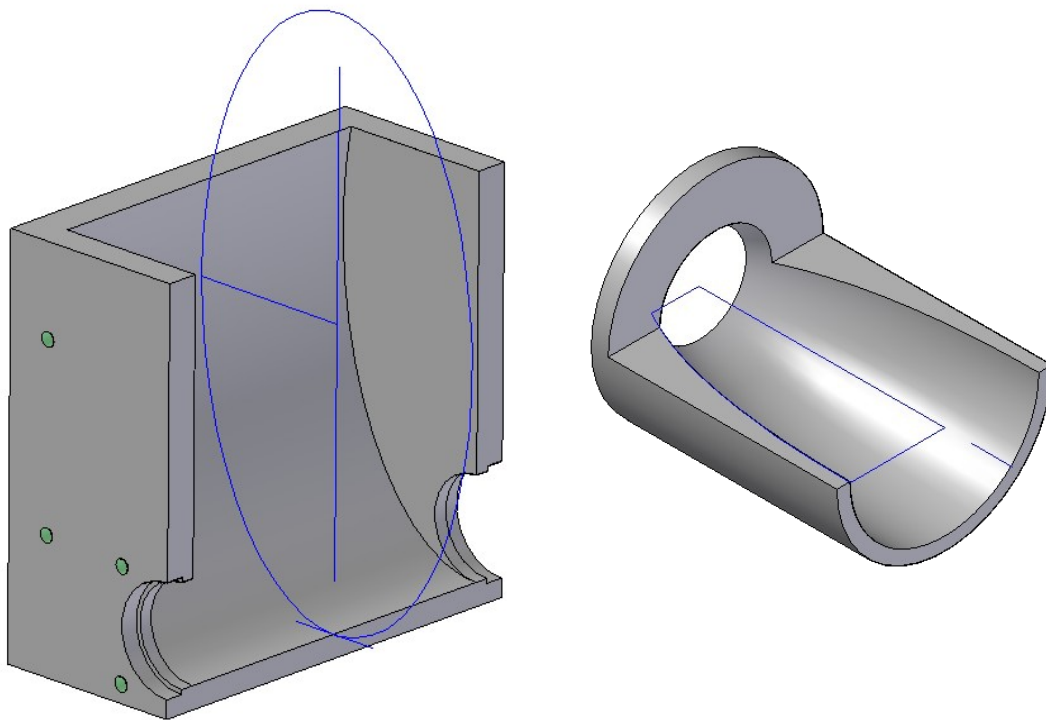


Abbildung 2.3.: Hauptspiegel und CPC der TRIGA-Laser-Detektionsregion nach Michael Hammen. Nicht maßstabsgetreu [8].

TRIGA

Am TRIGA-Experiment in Mainz besteht der Primärspiegel aus einem Ellipsoid und ein Lichtwellenleiter leitet die Photonen zu einem PMT, zu sehen in Abb. 2.2. Im Diagramm rechts in der Abbildung ist zu erkennen, dass mit dieser Geometrie eine hohe Effizienz erreicht wird, bei einer kürzeren Länge. Der Nachteil liegt wieder in der Einschränkung der Wellenlänge aufgrund des verwendeten Lichtwellenleiters und der Ellipsoid fokussiert nicht nur die Fluoreszenzphotonen, sondern auch Hintergrundphotonen auf den PMT.

Verbesserung des TRIGA-Detektors

Eine Verbesserung des TRIGA-Detektors wurde in der Diplomarbeit von Michael Hammen entwickelt [8].

Der in der Arbeit entwickelte Detektor besteht aus zwei Komponenten:

Elliptischer Spiegel Die Aufgabe der Ellipse ist es, die entstehenden Photonen vom Ionenstrahl, der sich in einem Brennpunkt der Ellipse befindet, zum zweiten Brennpunkt zu leiten, um sie von dort mit optischen Elementen auf die PMTs zu fokussieren.

Compound Parabolic Concentrator Der Compound Parabolic Concentrator, kurz CPC, ist ein Bauelement aus der nichtabbildenden Optik. Er wird hauptsächlich in der Photovoltaik eingesetzt. Seine Aufgabe ist es alle Photonen, die

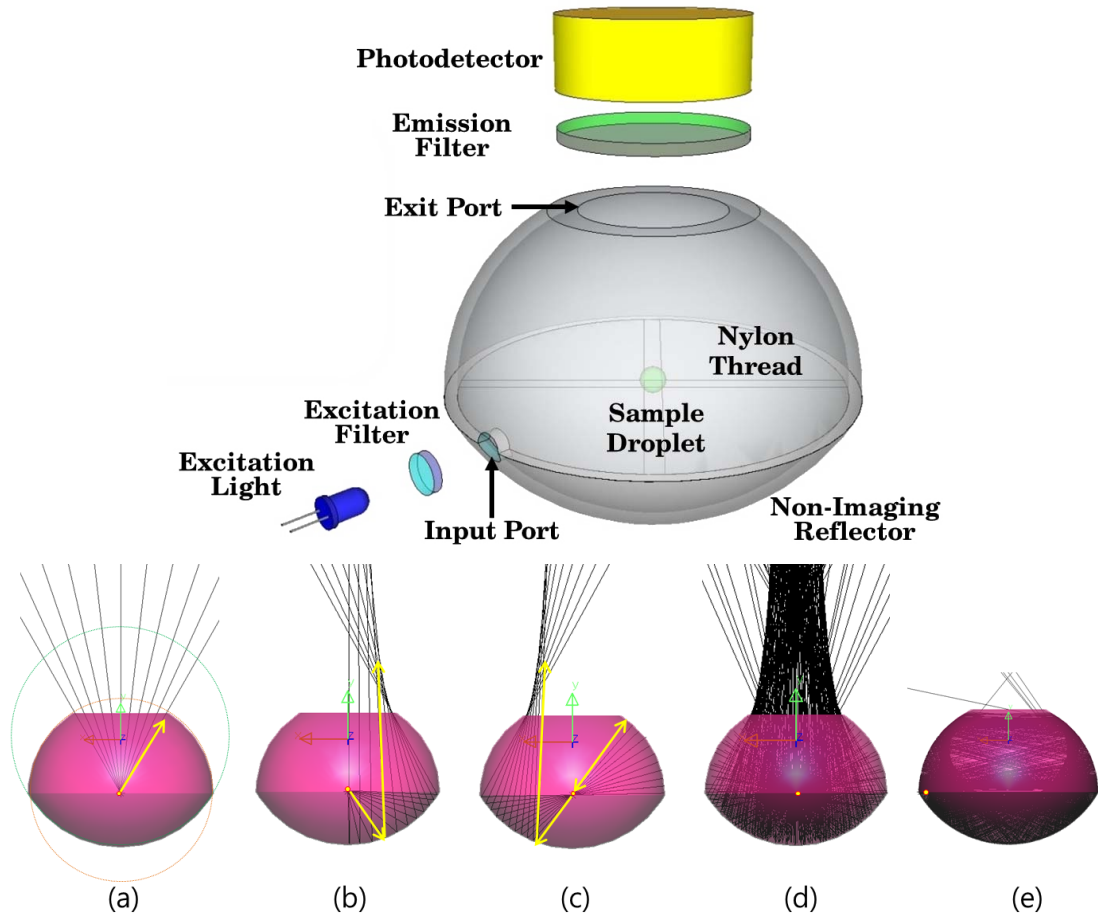


Abbildung 2.4.: Aufbau des Halbkugeldetektors (oben) und Funktionsprinzip (unten) [9].

in einem bestimmten Winkelbereich in den CPC eintreffen, auf einen PMT zu bündeln. Je PMT wird ein CPC benutzt.

In Kapitel 2.2 werden die Komponenten genauer beschrieben und analysiert. Die CAD-Entwürfe von Michael Hammen sind in Abb. 2.3 zu sehen.

Der Detektor ist wegen der verwendeten Bauteile für Photonen aus dem gesamten optischen Spektrum einsetzbar. Aufgrund der guten Eigenschaften wurde er als Hauptvorlage für den Detektor am CRYRING gehandhabt.

Halbkugeldetektor

Eine weitere mögliche Umsetzung ist der Halbkugeldetektor oben in Abb. 2.4. Er wird hauptsächlich zur Analyse von medizinischen Proben eingesetzt und ist von südkoreanischen Wissenschaftlern entwickelt und patentiert worden [10]. Der Detektor besteht aus zwei Halbkugeln, die Photonen auf den PMT an der Spitze fokussieren.

2.2. Theorie

In dem folgenden Kapitel werden die Hauptkomponenten des Detektionssystems genauer erläutert und mathematisch beschrieben. Außerdem werden weitere wichtige Bedingungen hergeleitet.

2.2.1. Lambda-Boost

Bei der Berechnung der Wellenlänge der Photonen ist zu beachten, dass die Ionen sich in einem bewegten Bezugssystem befinden.

Für die Wellenlänge λ am Detektor gilt wegen des Dopplereffektes

$$\lambda = cT_P - v_z T_P \cos \theta. \quad (2.1)$$

c ist die Lichtgeschwindigkeit, T_P die Periodendauer des Senders und v_z die Geschwindigkeit des Senders. θ entspricht dem Winkel zwischen Bewegungsrichtung und Emissionsrichtung. Da die Ionen sich bewegen muss die relativistische Zeitdilatation beachtet werden, weshalb unter Einführung der Wellenlänge λ' im Bezugssystem der Ionen

$$T_P = \gamma T' = \gamma \frac{\lambda'}{c} \quad (2.2)$$

gilt, mit der Periodendauer T' im Bezugssystem der Ionen und dem Lorentzfaktor γ .

Einsetzen in (2.1) führt unter Benutzung von $\beta = v_z/c$ zur Formel des relativistischen Dopplereffektes

$$\lambda = \gamma \lambda' (1 - \beta \cos \theta). \quad (2.3)$$

Der Emissionswinkel θ' der Photonen ist isotrop im Bezugssystem der Ionen verteilt. Aufgrund relativistischer Effekte ist der Winkel im Laborsystem verschoben. Im Bezugssystem der Ionen gilt

$$\cos \theta' = \frac{z'}{ct'} = \frac{\gamma(z - \beta ct)}{\gamma(ct - \beta z)}, \quad (2.4)$$

mit $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ und z' als der vom Photon in der Ionen-Zeit t' entlang der z -Achse zurückgelegten Strecke.

Im Laborsystem gilt

$$\cos \theta = \frac{z}{ct}. \quad (2.5)$$

z und t sind hier analog zu oben, aber im Bezugssystem des Labors.

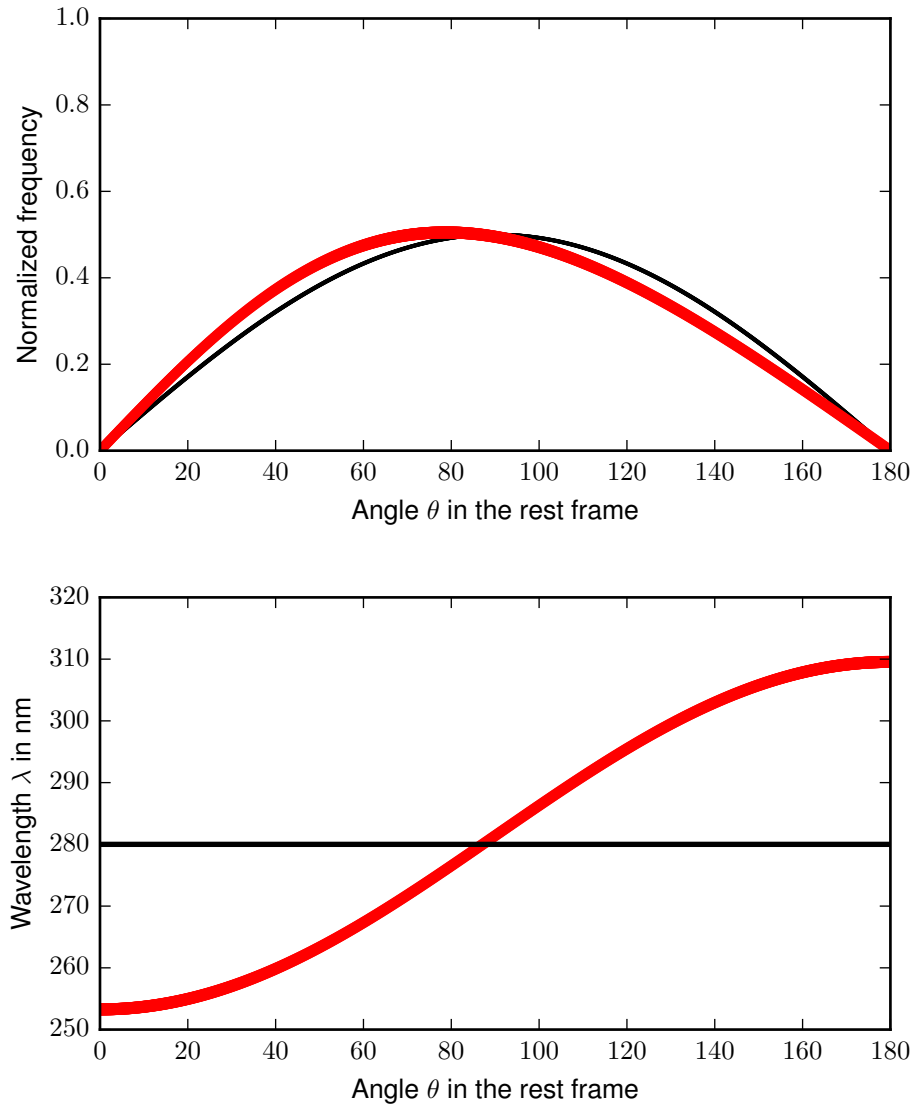


Abbildung 2.5.: Winkelaberration der Photonen (oben) und relativistischer Dopplereffekt der Wellenlänge (unten) für $\beta = 0,1$ und $\lambda = 280$ nm.

Die Kombination beider Gleichungen führt auf

$$\cos \theta = \frac{\cos \theta' + \beta}{1 - \beta \cos \theta'} \quad (2.6)$$

Die relativistische Aberration nach Formel (2.6) führt dazu, dass bei hohen Ionen-geschwindigkeiten die meisten Photonen in Bewegungsrichtung abgestrahlt werden.

Am CRYRING werden die Ionen auf niedrige Umlaufgeschwindigkeiten von z.B. 10 % der Lichtgeschwindigkeit beschleunigt. Anhand Abb. 2.5 ist zu erkennen, dass deshalb der Vorwärtsboost vernachlässigbar ist. Aus diesem Grund sollte der Detektor eine möglichst vollständige Raumwinkelabdeckung besitzen.

Die Wellenlängenverschiebung führt dazu, dass bei Experimenten mit einer Wellenlänge von 280 nm Photonen zwischen 250 nm und 310 nm registriert werden müssen.

2.2.2. Detektierbare Photonen

Eine Raumwinkelabdeckung von 4π wäre ideal für einen Detektor, ist aber Aufgrund der Strahleintritts- und Ausgangsöffnung mit dem Radius r nicht möglich. In diesem Abschnitt wird die Prozentzahl an detektierbaren Photonen berechnet, die im Detektor entstehen und ihn nicht verlassen.

Auftretende Reflexionen, durch die die Photonen wieder austreten können, werden vernachlässigt, ebenso der Lambda-Boost.

Die Eingangs- und Ausgangsöffnungen der Nachweisstrecke decken vom Entstehungsort des Photons einen Raumwinkel von

$$\int_0^{2\pi} \int_0^\theta \sin \theta' d\theta' d\phi = 2\pi(1 - \cos \theta) \quad (2.7)$$

ab.

Entsteht das Photon im Abstand d von der Öffnung, gilt $\cos \theta = \frac{d}{\sqrt{r^2 + d^2}}$.

Sei nun der Detektoraufbau folgender:

Die Mitte des Detektors liegt im Ursprung und die Eintritts- und Austrittsöffnungen befinden sich jeweils im Abstand l dazu. Ein Photon, welches auf der Achse am Ort x entsteht, sieht die beiden Öffnungen jeweils unter dem Abstand $d = l \pm x$ und damit unter dem Raumwinkel

$$\Omega_1 = 2\pi(1 - \frac{l+x}{\sqrt{r^2 + (l+x)^2}}) \text{ und } \Omega_2 = 2\pi(1 - \frac{l-x}{\sqrt{r^2 + (l-x)^2}}). \quad (2.8)$$

Die Wahrscheinlichkeit durch eine dieser Öffnungen zu gelangen liegt deshalb bei

$$\begin{aligned} P_1 &= \frac{\Omega_1 + \Omega_2}{4\pi} \\ &= 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{l+x}{\sqrt{r^2 + (l+x)^2}} + \frac{l-x}{\sqrt{r^2 + (l-x)^2}} \right) \end{aligned} \quad (2.9)$$

und die Wahrscheinlichkeit nicht durch eine der Öffnungen auszutreten bei

$$P_2 = 1 - P_1 = \frac{1}{2} \left(\frac{l+x}{\sqrt{r^2 + (l+x)^2}} + \frac{l-x}{\sqrt{r^2 + (l-x)^2}} \right). \quad (2.10)$$

Für die in der Simulation verwendeten Werte von $2l = 50 \text{ cm}$ und $r = 5 \text{ cm}$ ist der Verlauf in Abb. 2.6 geplottet.

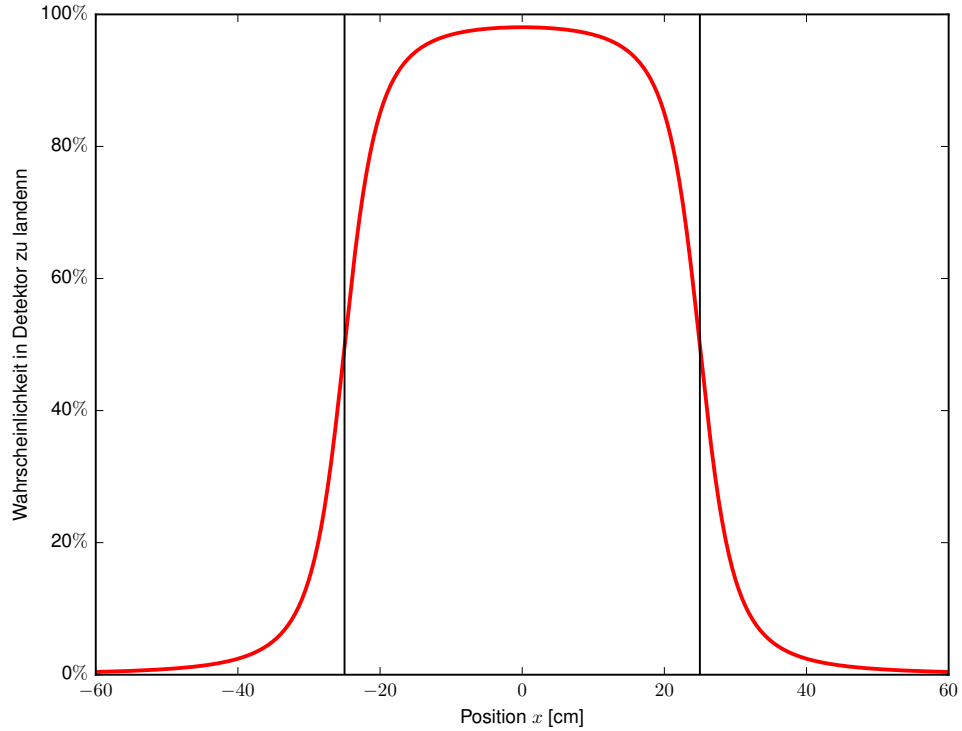


Abbildung 2.6.: Wahrscheinlichkeit eines an der Position x entstandenen Photons im Detektor der Länge $2l = 50\text{ cm}$ mit zwei Seitenöffnungen mit Radius $r = 5\text{ cm}$ zu verbleiben oder hinein zu gelangen.

Die Wahrscheinlichkeit, dass ein innerhalb der Kammer entstandenes Photon in dieser verbleibt, liegt bei

$$P_3 = \frac{1}{2l} \int_{-l}^l \frac{1}{2} \left(\frac{l+x}{\sqrt{r^2 + (l+x)^2}} + \frac{l-x}{\sqrt{r^2 + (l-x)^2}} \right) dx. \quad (2.11)$$

Für $\frac{l+x}{\sqrt{r^2 + (l+x)^2}}$ ergibt sich mit Substitution $z = l+x, dz = dx$

$$\int_{-l}^l \frac{l+x}{\sqrt{r^2 + (l+x)^2}} dx \stackrel{z=l+x}{=} \int_{z_1}^{z_2} \frac{z}{\sqrt{r^2 + z^2}} dz. \quad (2.12)$$

$\frac{z}{\sqrt{r^2 + z^2}}$ entspricht der Ableitung von $\sqrt{r^2 + z^2}$:

$$\int_{z_1}^{z_2} \frac{z}{\sqrt{r^2 + z^2}} dz = \sqrt{r^2 + z^2} \Big|_{z_1}^{z_2}. \quad (2.13)$$

Für den zweiten Summanden aus (2.11) geht man nach Substitution mit $z' = l-x$ analog vor und erhält insgesamt

$$P_3 = \frac{1}{4l} \left(\sqrt{r^2 + z^2} \Big|_{z_1}^{z_2} - \sqrt{r^2 + z'^2} \Big|_{z'_1}^{z'_2} \right) \quad (2.14)$$

$$= \frac{1}{4l} \left(\sqrt{r^2 + z^2} \Big|_0^{2l} - \sqrt{r^2 + z'^2} \Big|_{2l}^0 \right) \quad (2.15)$$

$$= \frac{1}{2l} \left(\sqrt{r^2 + 4l^2} - r \right) \quad (2.16)$$

Mit $2l = 50 \text{ cm}$ und $r = 5 \text{ cm}$ ergibt sich eine durchschnittliche Wahrscheinlichkeit von $P_{\text{PhotonBleibtInKammer}} = \frac{1}{50} (5\sqrt{101} - 5) \approx 90,5 \%$. Die restlichen $9,5 \%$ verlassen die Kammer.

2.2.3. Ellipse

Einschränkungen für die Länge der Hauptachsen

Die elliptische Form der Spiegelkammer des Detektors wird durch die Gleichung

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1 \quad (2.17)$$

beschrieben. Die Hauptachse b der Ellipse ist in y -Richtung gewählt, da die PMTs senkrecht über dem Ionenstrahl angebracht werden sollen. Damit dies gilt, muss $b \geq a$ sein.

Der Abstand e der Brennpunkte vom Mittelpunkt, die Exzentrizität, lässt sich über den Satz des Pythagoras berechnen:

$$e = \sqrt{b^2 - a^2}. \quad (2.18)$$

Da die Ellipse wegen den baulichen Beschränkungen in 2.1.1 mindestens 5 cm Abstand vom Strahl haben muss, unterliegen auch a und b Einschränkungen.

Um den Ionenstrahl muss ein Kreis mit dem Radius $r = 5 \text{ cm}$ frei bleiben. Der Strahl selbst ist im Brennpunkt im Abstand e vom Mittelpunkt der Ellipse. Die Ellipse ist deswegen um e in y -Richtung verschoben.

Es folgt, dass für die Gleichungen

$$x^2 + y^2 = r^2 \text{ und } \frac{x^2}{a^2} + \frac{(y - e)^2}{b^2} = 1$$

keine gemeinsame Lösung erlaubt ist. Das Problem lässt sich vereinfachen, indem nur die unteren Bögen des Kreises und der Ellipse betrachtet werden. Dies wird im Anhang B gelöst.

Eine einfachere Lösung, die zum selben Ergebnis führt, wird durch die Annahme erreicht, dass der Radius r des Kreises und der Abstand e des Brennpunktes, in

dem der Mittelpunkt des Kreises liegt, kleiner als die Halbachse b sein muss. Damit die Ellipse den Kreis umschließt muss zusätzlich $a, b \geq r$ gelten. Hieraus ergibt sich

$$\begin{aligned}
 e + r &\leq b \\
 \sqrt{b^2 - a^2} &\leq b - r \\
 b^2 - a^2 &\leq b^2 + r^2 - 2br \\
 2br - r^2 &\leq a^2 \\
 \sqrt{2br - r^2} &\leq a.
 \end{aligned} \tag{2.19}$$

Mit $a, b \geq r$ und $b \geq a$ bleibt für a, b die Bedingung

$$b \geq a \geq \sqrt{2br - r^2} \geq r. \tag{2.20}$$

Aufgrund des 5 cm-Mindestabstandes muss die Ellipse deswegen relativ groß werden.

Für eine maximale Exzentrizität muss a klein sein, weshalb höchstens

$$a = \sqrt{2br - r^2} \geq r. \tag{2.21}$$

erreichbar ist. Die Exzentrizität entspricht in dem Fall

$$e = \sqrt{b^2 - a^2} = \sqrt{b^2 - 2br + r^2} = b - r. \tag{2.22}$$

Vorteile einer Ellipse als Primärspiegel

Eine Ellipse hat den Vorteil, dass Photonen, die in einem der Brennpunkte entstehen, diese immer wieder durchlaufen und zur Hauptachse hin fokussiert werden. Wird von der Ellipse ein Stück der oberen Hälfte abgeschnitten, verlassen viele Photonen nach wenigen Reflektionen die Ellipse und können von einem Photomultiplier registriert werden.

Hintergrundphotonen, die zufällig an einem beliebigen anderen Ort entstehen, werden hingegen häufiger reflektiert, bevor sie in die Nähe der Öffnung gelangen. Da die Reflektivität des Materials nie bei 100 % liegt, ist hier die Wahrscheinlichkeit höher, dass die Hintergrundphotonen vorher absorbiert werden.

2.2.4. Compound Parabolic Concentrator

Ein Compound Parabolic Concentrator (CPC), auch Winston Cone genannt, ist ein Bauelement aus der nichtabbildenden Optik, welches nahezu das gesamte Licht, das unter dem Winkel θ_i in seine Eingangsapertur a einfällt, auf die kleinere Ausgangsapertur a' konzentriert. Abb. 2.7 verdeutlicht das Prinzip. a und a' sind neue Variablen und stehen nicht im Zusammenhang zur Halbachse der Ellipse aus dem vorherigen Abschnitt. Die nichtabbildende Optik ist ein Teilgebiet der Optik, das

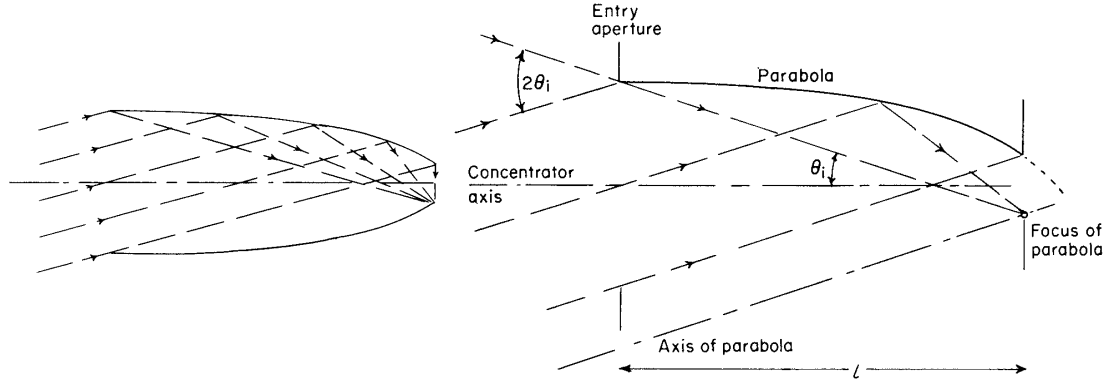


Abbildung 2.7.: Prinzip eines 2D-CPC bei maximalem Einfallswinkel (links) und Konstruktion (rechts) [11].

hauptsächlich in der Photovoltaik eingesetzt wird, wenn Licht nicht abbildungsstreu fokussiert werden soll.

In Abb. 2.7 ist auch zu sehen, dass ein 2D-CPC aus zwei abgeschnittenen Parabeln besteht, deren Fokus jeweils im Anfangspunkt der anderen Parabel an der Ausgangsapertur liegt.

Die Brennweite f der Parabeln beträgt

$$f = \frac{a'}{1 + \sin \theta_i}. \quad (2.23)$$

Die Gesamtlänge L des CPC beträgt

$$L = \frac{a'(1 + \sin \theta_i) \cos \theta_i}{\sin^2 \theta_i} \quad (2.24)$$

und die Eingangsapertur a beträgt bei fest vorgegebener Ausgangsapertur a'

$$a = \frac{a'}{\sin \theta_i}. \quad (2.25)$$

Damit lässt sich Gleichung (2.24) auch als

$$L = (a + a') \cot \theta_i \quad (2.26)$$

schreiben.

Ein 3D-CPC entsteht, wenn der 2D-CPC um die Symmetrieachse rotiert wird. Die Transmissionskurven für 3D-CPC mit verschiedenen Akzeptanzwinkeln werden oben in Abb. 2.8 gezeigt.

Gut zu erkennen ist, dass nahezu das gesamte Licht unterhalb des Akzeptanzwinkels θ_i auf die Ausgangsapertur fokussiert wird.

Die Gleichung eines 3D-CPC beträgt in (r, z) -Koordinaten

$$r = \frac{2f \sin(\phi - \theta_i)}{1 - \cos \phi}, \quad z = \frac{2f \cos(\phi - \theta_i)}{1 - \cos \phi}. \quad (2.27)$$

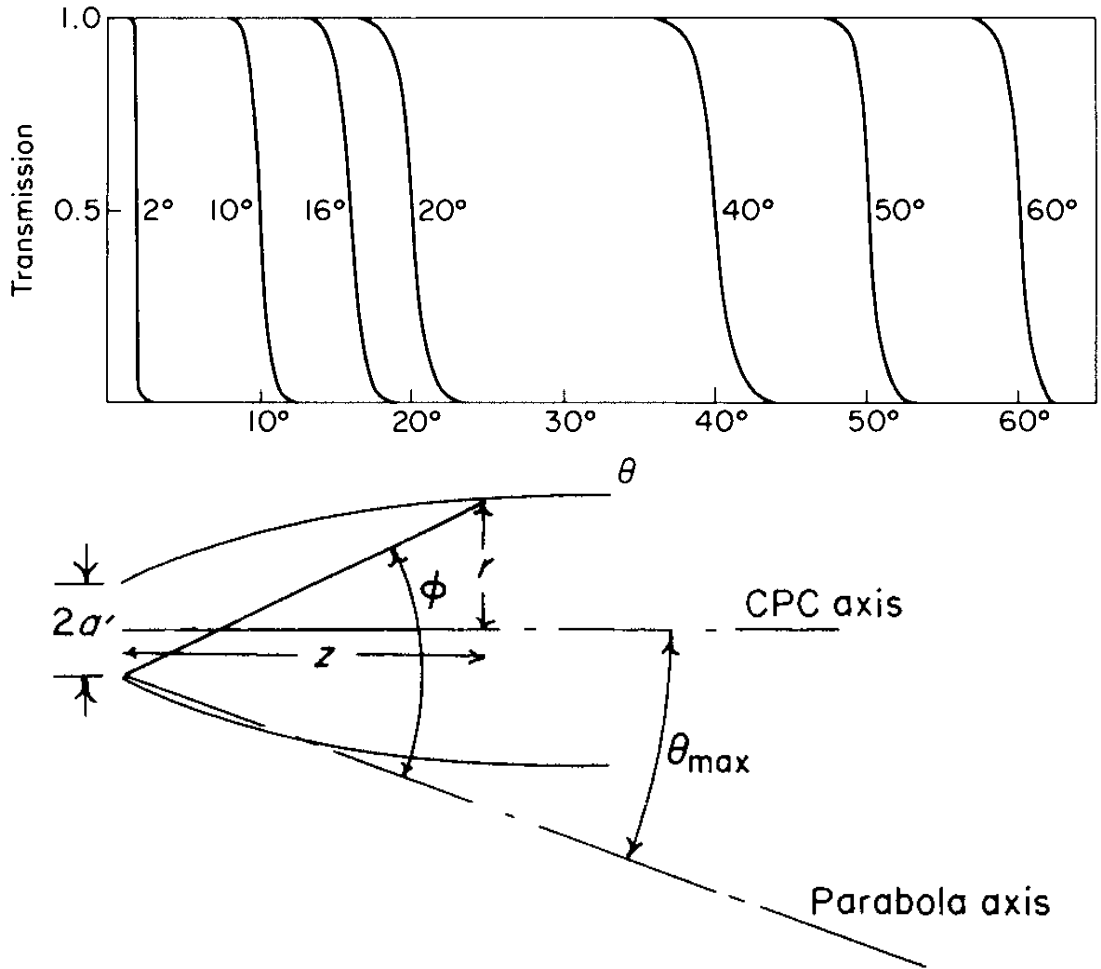


Abbildung 2.8.: Transmissionskurven für 3D-CPCs mit verschiedenen maximalen Akzeptanzwinkeln (oben) und mathematische Beschreibung eines 3D-CPC in (r, z) -Koordinaten (unten) [11].

Die Bedeutung der Variablen ϕ wird in der unteren Abbildung von 2.8 deutlich. Aufgrund des maximalen Akzeptanzwinkels θ_i kann ein CPC Photonen, die im Abstand h von der Eingangsapertur a entstehen, nur bis zu einem maximalen Versatz x_{\max} zur Mitte des CPC registrieren. Es gilt

$$x_{\max} = a + h \cdot \tan \theta_i. \quad (2.28)$$

Alle Photonen, deren x -Wert größer als x_{\max} sind, werden beim Eintritt in den CPC zurückreflektiert, da ihr Einfallswinkel θ größer als θ_i ist. Auf diese Weise lassen sich Untergrundphotonen, die nicht an der Position des Ionenstrahls emittiert werden, unterdrücken.

2.2.5. Kegelstumpf als Alternative zum CPC

Anstelle eines kompliziert herzustellendem CPC ist auch ein Kegelstumpf, wie oben in Abb. 2.9, einsetzbar.

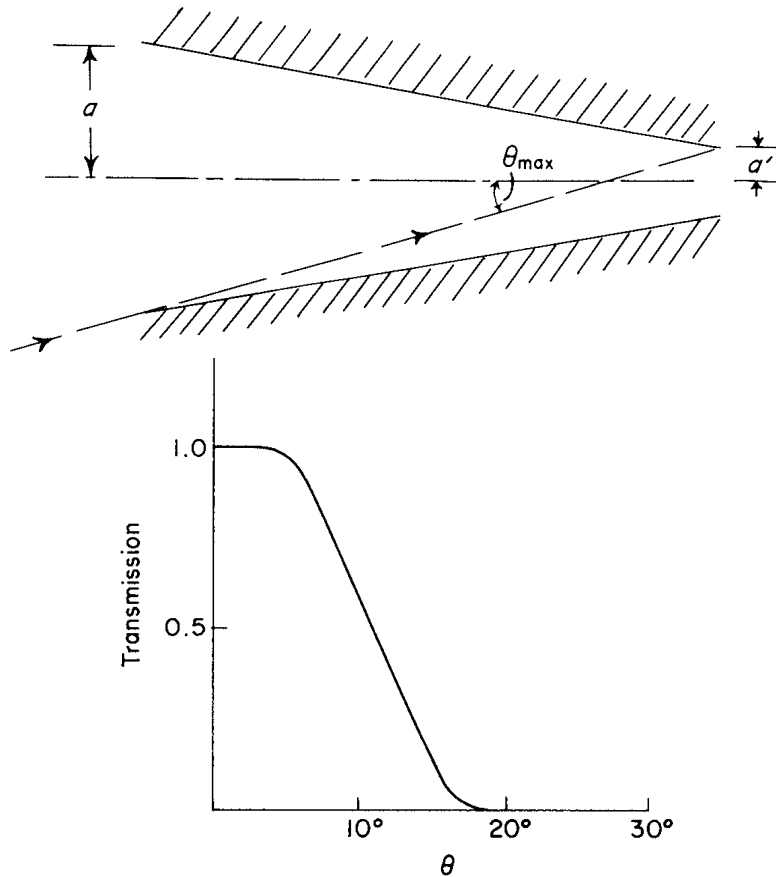


Abbildung 2.9.: Skizze eines Kegelstumpfes (oben) und Transmissionskurve (unten) [11].

Zu diesem Fall ist jedoch der Akzeptanzwinkel, mit dem alle Photonen unterhalb θ_{\max} selektierbar sind, weniger scharf definiert (unten in Abb. 2.9). Dafür ist die Fertigung weitaus simpler.

2.3. Optische Materialien

Obwohl in dieser Arbeit hauptsächlich geometrische Optimierungen vorgenommen werden, ist es unumgänglich sich mit den grundlegenden Eigenschaften der in Frage kommenden Spiegelmaterialien zu beschäftigen.

2.3.1. Reflektierende Materialien für die Spiegel

Für die Reflektion der Photonen auf die PMTs ist ein hochreflektives Spiegelmaterial sehr wichtig. Oben in Abb. 2.10 sind die Reflektionskurven für verschiedene Materialien zu sehen, die für optische Anwendungen häufig eingesetzt werden. Lediglich Aluminium besitzt eine hohe Reflektivität über das gesamte relevante Spektrum. Die untere Grafik gehört zum Material MIRO2, das bereits am ESR eingesetzt wird. Es besteht aus beschichtetem Aluminium. Vorteilhaft wäre, wenn es auch für das Detektionssystem verwendbar ist, da neue Materialien an Teilchen-

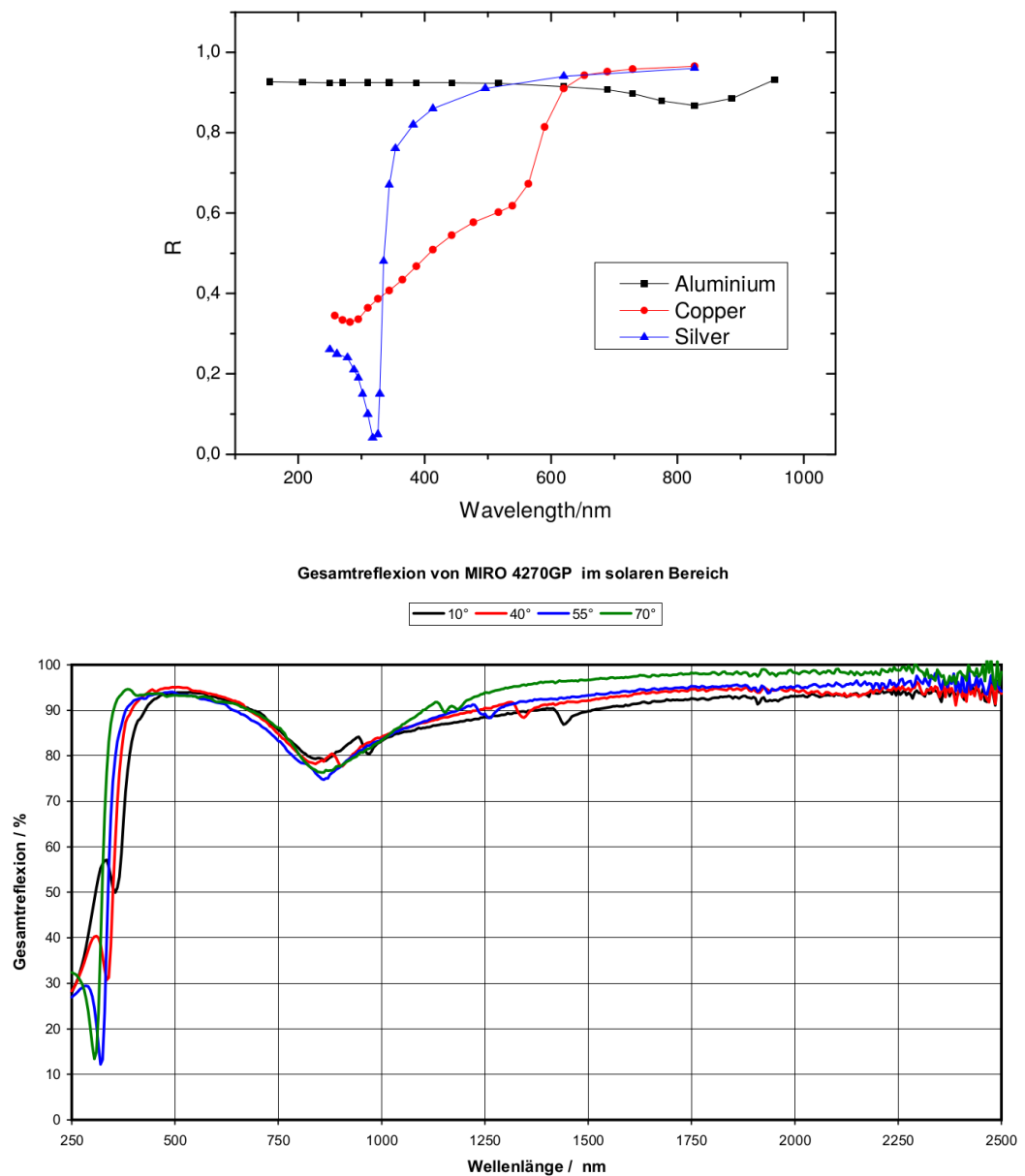


Abbildung 2.10.: Reflektionskurven von Aluminium, Kupfer und Silber (oben) und MIRO2 (unten) [12], [13].

beschleunigern erst ausführlich zu testen sind.

Aufgrund der schlechten Reflektionseigenschaften im nahen UV ist es jedoch wahrscheinlich nicht einsetzbar. Des Weiteren entfällt es zur Fertigung eines CPCs, da das Material gebogen nur in Form von gewalzten Blechen angeboten wird.

Vorerst wurde für die Simulation eine durchschnittliche Reflektivität von 90 % angenommen, die mit einer polierten Aluminiumoberfläche erreicht werden kann.

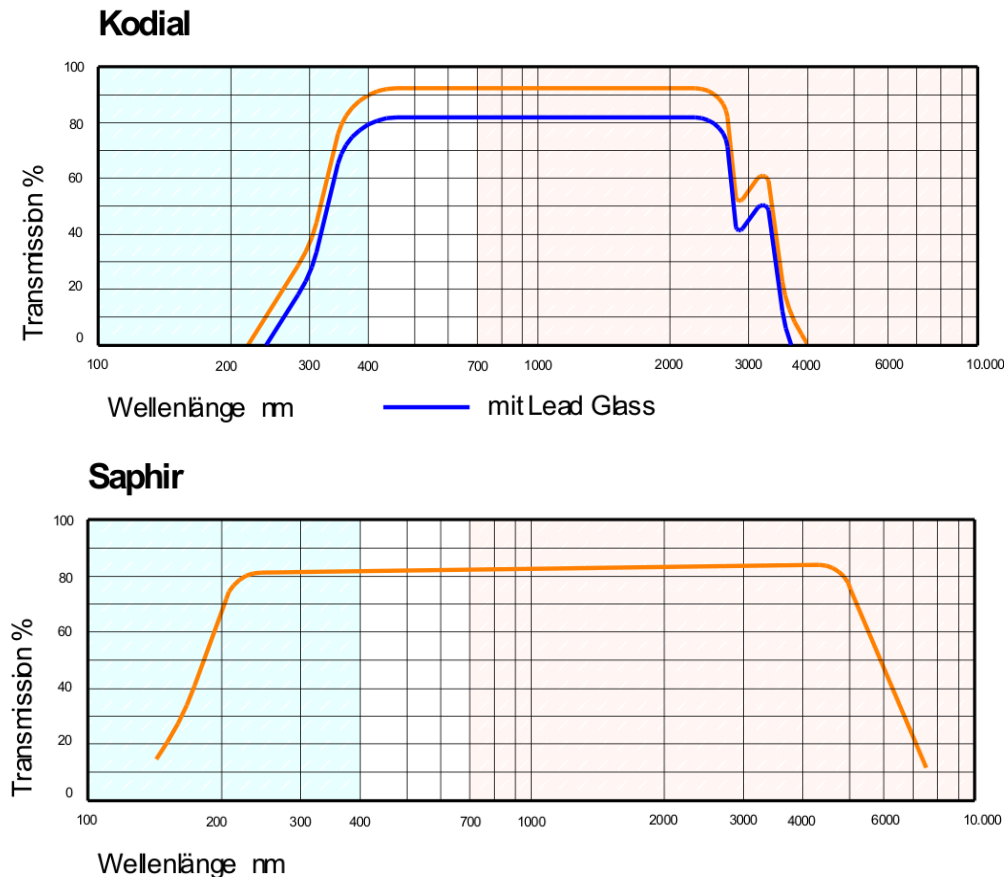


Abbildung 2.11.: Transmissionscharakteristik eines Kodialfensters (oben) und eines Saphirfensters (unten) [14].

2.3.2. Transimissionseigenschaften der Flanschfenster

Damit die Photonen von innerhalb des Vakuums auf die außerhalb liegenden PMTs treffen, müssen sie durch ein Fenster transmittiert werden. Standardmäßig werden hierfür Kodialglasfenster eingesetzt, deren Transmissions-eigenschaften in Abb. 2.11 oben dargestellt sind.

Bessere Eigenschaften besitzen Saphirfenster, deren Transmissionskurve in der Abbildung unten zu sehen sind. Da diese eine gute Transmissionscharakteristik über das gesamte optische Spektrum besitzen, wurde entschieden, für alle Fenster Saphirglas einzusetzen.

Da diese Entscheidung im Verlauf der Arbeit getroffen wurde, sind im Programmcode Reste der vorherigen Implementierung zu finden. Dort wird die Transmissionskurve in die mittlere freie Weglänge umgerechnet.

2.4. Photomultiplier

Die Eigenschaften des Photomultipliers (PMT) sind nicht in die Simulation eingeflossen, außer die aktive Fläche des PMT mit 46 mm Durchmesser, da in dieser Arbeit der Fokus in der geometrischen Optimierung liegt. Die 46 mm entsprechen

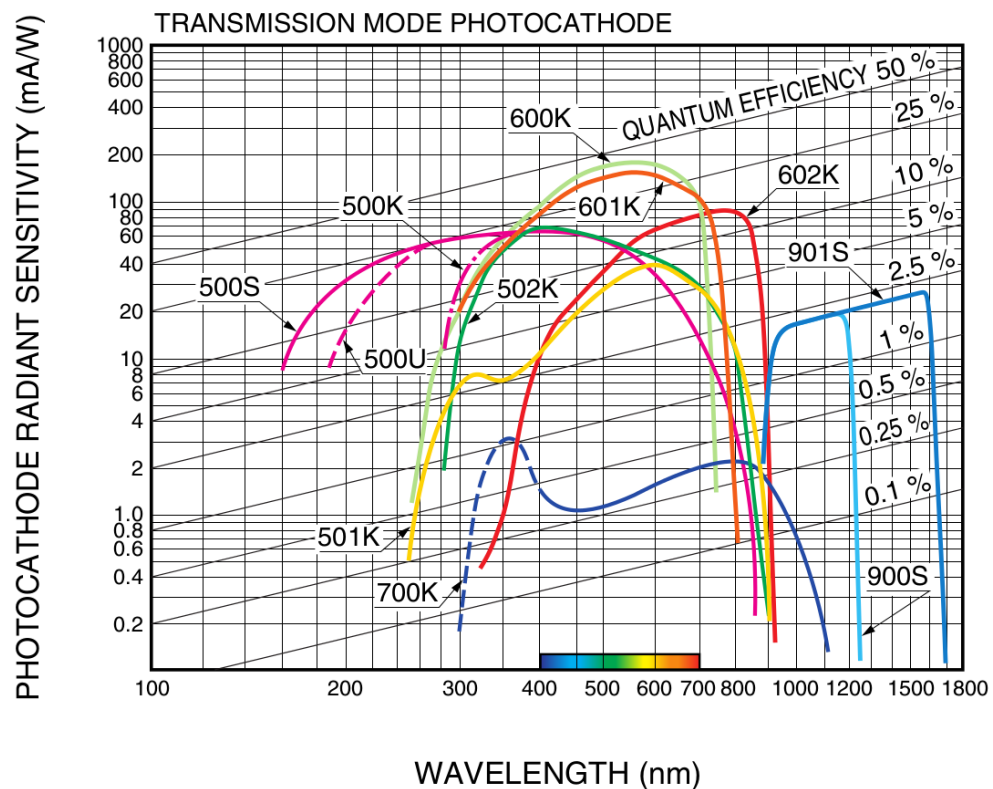


Abbildung 2.12.: Quanteneffizienz verschiedener PMT-Materialien

einem typischen Wert für den PMTs mit hohen Detektionseffizienzen im relevanten Wellenlängenbereich erhältlich sind.

Die späteren Registrierraten sind abhängig von der Quanteneffizienz des PMT, die wiederum vom eingesetzten Kathodenmaterial abhängt. In Abb. 2.12 werden exemplarisch die Effizienzkurven verschiedener Materialien des Herstellers Hamamatsu gezeigt.

Da kein Material ideale Eigenschaften über den gesamten Wellenlängenbereich von 200 nm bis 800 nm besitzt, sollten die PMT je nach Anwendungsfall austauschbar sein. Aus diesem und aus Platzgründen werden sie außerhalb der Vakuumröhre platziert. Es bietet sich an für das Nachweissystem zwei Sätze von PMTs zu beschaffen, um mit einem Satz im nahen UV-Bereich und mit dem anderen im nahen IF-Bereich zu arbeiten.

Für die Simulation wird eine Quanteneffizienz von 100 % angenommen, um Information zu sammeln, wie viele Photonen auf den PMTs landen.

2.5. Planung des Detektordesigns

Für das Detektionssystem ergab sich als erster Entwurf ein zweikomponentiges Spiegelsystem. Die PMT liegen außerhalb des Vakuums und sind somit austauschbar und besitzen mehr Platz, z.B. für Kühlgehäuse. Die Photonen gelangen durch ein Fenster, das auch im UV-nahen Bereich transparent ist, zum PMT. Die Fenster sind gleichmäßig über die zur Verfügung stehende Länge verteilt. Die Seitenwände

des Detektors sind verspiegelt.

Die Aufgabe des Primärspiegels im Vakuum ist es, die Photonen auf die Fenster zu fokussieren, wobei der Hintergrund gut unterdrückt werden soll. Hier stehen mehrere Möglichkeiten aus Abschnitt 2.1.2 zur Verfügung, wobei die Ellipse als vielversprechendste gilt.

Nachdem die Photonen das Fenster passiert haben, werden sie mit dem Sekundärspiegel vom größeren Fensterdurchmesser auf die kleinere aktive Fläche des PMT fokussiert. Hintergrundphotonen sollten nach Möglichkeit nicht fokussiert werden. Zur Auswahl stehen ein CPC oder ein Kegelstumpf. Ein Lichtwellenleiter ist nicht einsetzbar, weil er im UV-Bereich keine guten Transmissionseigenschaften besitzt. Für Primär- und Sekundärspiegel wird eine Reflektivität von 90 % über das gesamte Spektrum angenommen.

2.5.1. Freie Parameter und weitere relevante Aspekte

Mithilfe der Simulationen sollen die folgenden Aspekte und deren Einfluss auf die Photonendetektion untersucht werden:

- die Fokussierung der Photonen unter Verwendung der verschiedenen genannten Detektionssysteme
- die Länge der Halbachsen der Ellipse und deren Verhältnis zueinander
- der Einfluss von Spiegeln an beiden Enden der Ellipse
- ein Versatz der Ellipse
- die Position der CPCs, beispielsweise ob die Eingangsöffnung direkt im Brennpunkt oder an der Stelle, an der die Ellipsenbreite gleich der Eingangsöffnung ist, liegen soll
- verschiedene Arten des CPC, zum Beispiel ein "Two-Stage-CPC"

Weitere Aspekte, die im Verlauf untersucht werden:

- statt Photonen im Zentrum des Strahls zu erzeugen, entstehen sie gaußförmig um das Zentrum herum
- der Einfluss der Reflektivität des Spiegelmaterials.
- der Einfluss von Untergrundsignalen, wie Photonen die nicht in der Nähe des Strahles entstanden sind.
- von welchen Orten und unter welchem Winkel wurden die detektierten Photonen ausgesendet
- wie viele Photonen werden detektiert, die innerhalb der Detektorkammer entstanden sind und wie viele Hintergrundphotonen

3. Geant4-Simulation

3.1. Geant4

Geant4 ist ein in C++ geschriebenes Softwareframework, welches hauptsächlich für Monte-Carlo-Simulationen in der Hochenergiephysik benutzt wird, zum Beispiel für den ALICE-Detektor am CERN. Weitere Anwendungsgebiete sind die medizinische Physik und Astroteilchenphysik. Ausführliche Informationen zu Geant4 findet man auf der Homepage <http://geant4.web.cern.ch/>. In dieser Arbeit wird es zur Anwendung in der geometrischen Optik eingesetzt. Grundlegende optische Prozesse, wie Brechung, Reflexion und Transmission, werden von der Software berechnet.

Für ein optisches Nachweissystem am Hochenergiespeicherring ESR am GSI in Darmstadt wurde bereits von Volker Hannen und Denis Anielski eine Monte-Carlo-Simulation für angeregte relativistische Ionen geschrieben [13]. Das Programm wurde als Basis für die vorgestellten Simulationen benutzt um neue Detektorgeometrien zu testen. Im Verlauf der Arbeit wurden weitreichende Ergänzungen und Änderungen am Quelltext vorgenommen.

3.2. Implementierung der Simulationssoftware

In diesem Kapitel werden grundlegende Aspekte der Simulationssoftware beschrieben. Die Aufgaben der einzelnen Programmdateien ist unter A.5 kurz erklärt.

Die Erzeugung der Detektorgeometrie ist so implementiert, dass zuerst ein Vollzylinder in der Detektionssektion erzeugt wird, aus dem anschließend, je nach ausgewähltem Primärspiegel, z.B. die Ellipse oder eine andere Konstruktion ausgeschnitten wird. Dadurch muss nicht zusätzlich auf die Wanddicke der Spiegel geachtet werden. Zusätzlich werden die Löcher zu den Fensterflanschen herausgeschnitten. Nach Erzeugung der Flansche wird für jeden PMT der ausgewählte Sekundärspiegel hinzugefügt, auf den der PMT gesetzt wird. Für die Materialien werden die Eigenschaften aus 2.3 benutzt. Beim Start der Simulation werden die Fluoreszenzphotonen der angeregten Ionen auf einer zufälligen Position entlang der z-Achse mit der eingestellten Wellenlänge erzeugt. Der Bereich entlang der z-Achse ist einstellbar und es kann zusätzlich eine Gaußsche Verteilung um die Achse angenommen werden. Die Verteilung des Abstrahlwinkels ist isotrop im Schwerpunktsystem der Ionen. Abhängig von der Ionengeschwindigkeit und dem Abstrahlwinkel wird nach den Formeln (2.3) und (2.6) der Winkel und die Wellenlänge im Laborsystem verschoben. Die Ionen fliegen in Richtung der positiven z-Achse durch den Detektor.

Die eine Hälfte der bei einer Simulation erzeugten Photonen werden als Beam-

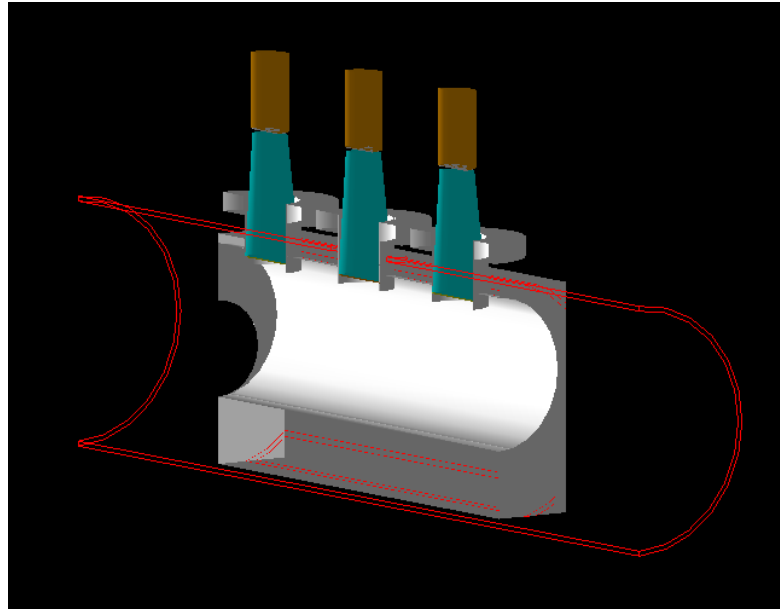


Abbildung 3.1.: Anfängliches Modell der Detektionsstrecke

photonen entlang der z -Achse erzeugt. Die zweite Hälfte der Photonen werden als Hintergrund erzeugt. Je nach Einstellung als Laserhintergrund oder als Restgashintergrund. Beim Laserhintergrund werden die Photonen an der Position der Laser in 1,5 m Entfernung links und 3,5 m rechts vom Detektor erzeugt und fokussiert auf die Detektoröffnungen emittiert. Der Gashintergrund simuliert angeregte Restgasmoleküle die an einer zufälligen Position innerhalb der Detektorkammer ein Photon in eine zufällige Richtung emittieren.

In Abb. 3.1 ist ein Bild aus der Anfangsphase der Bachelorarbeit zu sehen. Die PMT sind orange, blau die damals noch eingesetzten Lichtwellenleiter. Die Fenster sind noch abgesenkt, was später verändert wurde. In diesem Entwurf wurde bereits Rücksicht auf den späteren Platz von ca. 50 cm genommen. Vorherige Entwürfe gingen bis zu einer Länge von 1 m und einer Höhe von 1 m. Die Größe der Ellipse wurde später darauf eingeschränkt, dass sie in ein Vakuumrohr von 250 mm passen muss. Bis zu dieser Größe sind Vakuumrohre standardmäßig erhältlich.

3.3. Simulationsergebnisse

3.3.1. Vergleich unterschiedlicher Detektionssysteme

Der Vergleich der unterschiedlichen Detektionssysteme, die in Kap. 2.1.2 vorgestellt wurden, ist in Tabelle 3.1 zu finden. Zusätzlich wurde eine Variante des Halbkugeldetektors getestet, bei dem die Kugelsymmetrie durch eine Achsensymmetrie ersetzt wurde und die untere Kugel durch einen Ausschnitt einer gestreckten Ellipse ausgetauscht ist. Eine Seitenansicht dieser Geometrie ist links in Abb. 3.3 zu sehen. Die Fehlergröße beträgt aufgrund der Zufallsverteilung jeweils \sqrt{N} .

Mit der Ellipse wurden von den 1 Mio. Laserhintergrundphotonen nur 3 Photonen registriert. Grund dafür ist der flache Einfallswinkel, mit dem die Hintergrund-

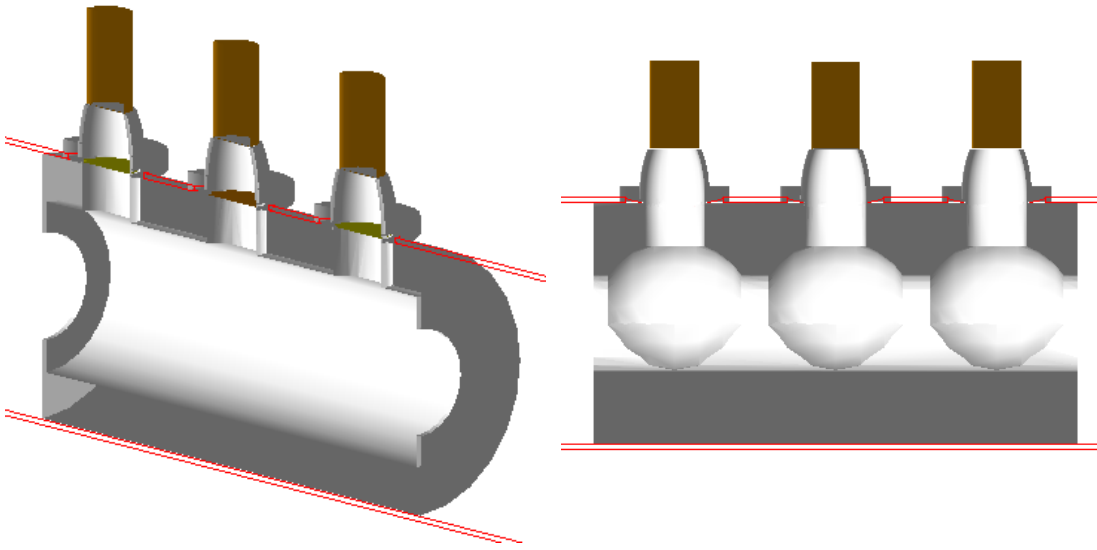


Abbildung 3.2.: Simulierte Spiegelgeometrien der Röhre (links) und des Halbkugeldektors (rechts).

Detektortyp	Detektierte Beamphotonen in %	ϵ_{EOL} in cm
Halbkugelreflektor	$3,59 \pm 0,02$	$1,79 \pm 0,01$
Röhre	$3,66 \pm 0,02$	$2,10 \pm 0,01$
Gestreckter Halbkugelreflektor	$7,69 \pm 0,03$	$3,85 \pm 0,02$
Gestreckte Ellipse	$11,78 \pm 0,03$	$5,89 \pm 0,02$

Detektortyp	Detektierter Laserhintergrund in %	Detektierter Gashintergrund in %
Halbkugelreflektor	$2,36 \pm 0,2$	$7,51 \pm 0,03$
Röhre	$43 \times 10^{-3} \pm 7 \times 10^{-3}$	$3,71 \pm 0,02$
Gestreckter Halbkugelreflektor	$1 \times 10^{-3} \pm 1 \times 10^{-3}$	$2,45 \pm 0,02$
Gestreckte Ellipse	$3 \times 10^{-3} \pm 2 \times 10^{-3}$	$3,47 \pm 0,02$

Tabelle 3.1.: Vergleich unterschiedlicher Detektionssysteme.

photonen in den Detektor gelangen. Auf ihrem Weg zum PMT werden sie häufig reflektiert, weshalb sie mit hoher Wahrscheinlichkeit absorbiert werden. Zusätzlich müssen sie einen bestimmten Winkel beim Eintritt in den CPC besitzen um nicht reflektiert zu werden.

Die Ellipse wurde aufgrund der Daten für das spätere Detektionssystem ausgewählt. Sie detektiert mit Abstand die meisten Beamphotonen, weshalb der leicht höhere Hintergrund zum gestreckten Halbkugelreflektor vertretbar ist. Da der Laserhintergrund weitaus geringer ist als der simulierte Gashintergrund, wird er im weiteren Verlauf der Arbeit vernachlässigt.

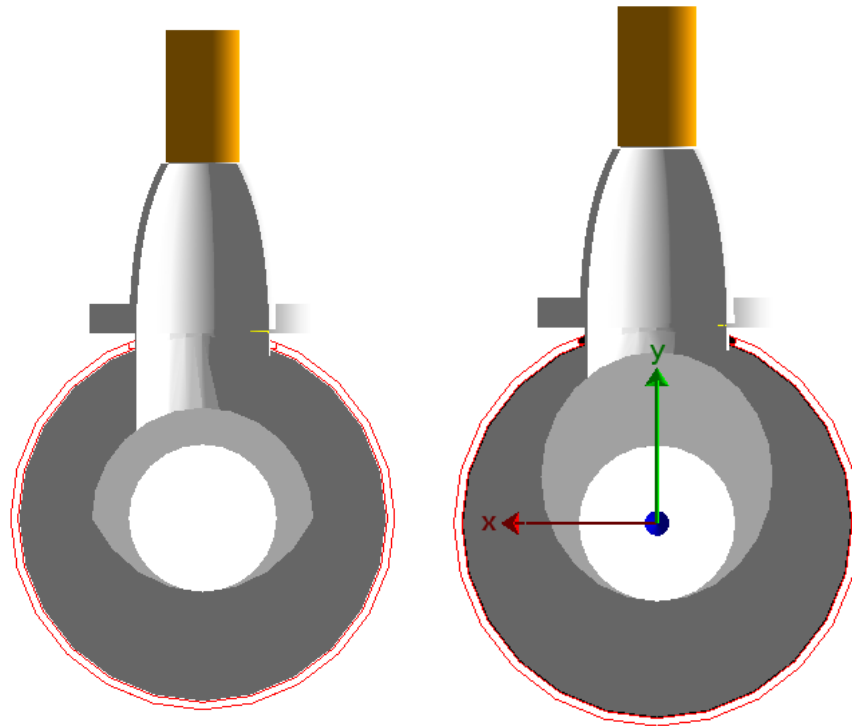


Abbildung 3.3.: Seitenansicht der simulierten Spiegelgeometrien des gestreckten Halbkugeldetektors (links) und Ellipse (rechts).

3.3.2. Größe der Ellipse

Vom gestreckten Halbkugelreflektor, der Röhre und der Ellipse wurden weitere Simulationen bei Variation der Größe des Hauptspiegels durchgeführt. Da beim Halbkugelreflektor und der Röhre keine großen Verbesserungen erreicht wurden, wird hier nur auf die Ellipse näher eingegangen.

Erste Experimente mit der Exzentrizität der Ellipse kamen zu dem Ergebnis, dass eine höchstmögliche Exzentrizität erreicht werden sollte, da so die meisten Photonen nahe zum Lot des CPC einfallen und detektiert werden.

Gleichzeitig kann die Exzentrizität nicht beliebig erhöht werden, da sonst der geforderte Mindestabstand von 5 cm zum Strahl nicht eingehalten wird. Deshalb wurde Formel (2.21) benutzt. Durch diese Formel wird die maximal erreichbare Exzentrizität abhängig von der großen Halbachse b erreicht.

In Abb. 3.4 ist die Anzahl der detektierten Photonen für verschiedene Ellipsenpositionen, bei Variation der Größe der Halbachse, geplottet. Bei einer Verschiebung des Strahls um -75 mm entlang der y -Richtung ist die Kammer nach unten nicht geschlossen. Bei einer Verschiebung des Strahls um 25 mm in Richtung der PMTs wird keine Verbesserung erreicht, dafür bei einer Verschiebung um -70 mm von den PMTs weg, da als Konsequenz die Ellipse mit $b = 110$ mm sehr groß werden kann.

Wird die Ellipse weiter vergrößert, passt sie nicht mehr in die Kammer und der Detektor ist nach oben geöffnet, weshalb die Anzahl der detektierten Photonen einbricht.

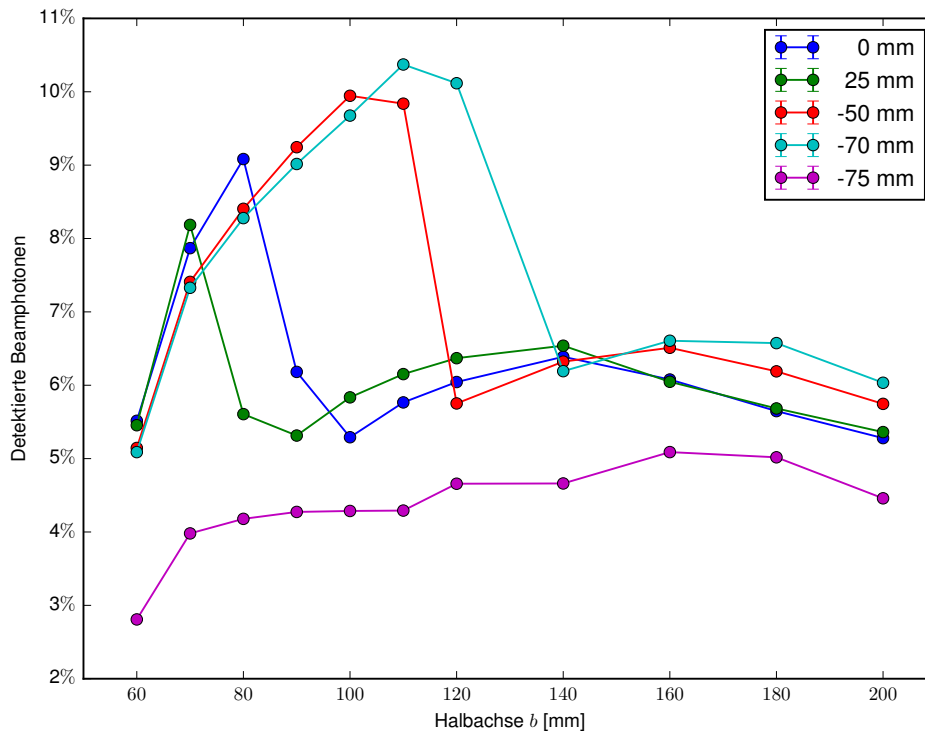


Abbildung 3.4.: Detektionsrate in Abhängigkeit der Halbachse b der Ellipse für verschiedene Positionen des unteren Ellipsenbrennpunktes entlang der y -Achse. Zur besseren Übersicht wurden zusammengehörige Punkte verbunden. Die Fehler liegen bei maximal $\pm 0,03\%$, weshalb sie von den Punkten überdeckt werden und nicht sichtbar sind.

3.3.3. Fenstergröße

Die Saphirfenster sind in unterschiedlichen Größen erhältlich. Dies wurde in einem Simulationsdurchgang berücksichtigt. Da die aktive Fläche des PMT einen Durchmesser von 46 mm hat und alle CF-Flansche unter DN 63 CF einen kleineren Fensterdurchmesser haben, wurden diese nicht simuliert. Mit diesen Fenstern wäre eine optimale Ausnutzung der aktiven Fläche nicht möglich. Für alle Flansche über DN 100 CF passen diese bei der begrenzten Länge des Detektors auf 50 cm und der Benutzung von drei Flanschen nicht mehr in den zur Verfügung stehenden Platz.

Es zeigte sich, dass mit einem DN 63 CF Fenster $12,58 \pm 0,04\%$ an Beamphotonen registriert werden, wohingegen es beim DN 100 CF Fenster nur $10,21 \pm 0,03\%$ sind. Die Fensterdurchmesser betragen 63 mm und 89 mm.

Vom Gashintergrund wurden beim DN 63 CF Fenster $3,14 \pm 0,02\%$ und mit dem DN 100 CF Fenster $2,83 \pm 0,02\%$ der Photonen detektiert.

Da bei der Verwendung des größeren Fensters das Licht schlechter auf die PMTs fokussiert wird, wurde entschieden im weiteren Verlauf DN 63 CF Fenster einzusetzen.

3.3.4. Variation des Sekundärspiegels

Der CPC besitzt eine komplexe Geometrie, dessen Fertigung nur sinnvoll ist, wenn sich eindeutige Vorteile ergeben. Aus diesem Grund wurde der CPC mit einem Spiegel in Form eines Kegelstumpfes derselben Länge verglichen.

Bei der Simulation zeigte sich überraschenderweise, dass der CPC kaum eine Verbesserung bringt. Mit dem CPC und DN 63 CF Fenstern wurden $13,33 \pm 0,04 \%$ der Beamphotonen detektiert, beim Kegelstumpf $13,06 \pm 0,04 \%$. Mit Kegelstümpfen werden $3,59 \pm 0,02 \%$ der Hintergrundphotonen detektiert, mit CPCs $3,65 \pm 0,02 \%$. Es ergibt sich nur eine geringfügige Verbesserung bei Verwendung eines CPCs für die Anzahl der detektierten Beamphotonen.

Der CPC hätte nach Formel (2.25) einen Akzeptanzwinkel von

$$\theta_{max} = \arcsin \frac{46 \text{ mm}}{63 \text{ mm}} = 46,9^\circ. \quad (3.1)$$

Dieser Wert ist sehr groß, aber aufgrund der aktiven Fläche des PMT und des Fensterdurchmessers vorgeben. Aus diesem Grund bietet der CPC keine Vorteile. Wegen dieser Simulation wurde entschieden, einen Spiegel in Form eines Kegelstumpfes für den Detektor zu benutzen, da die komplizierte Geometrie des CPC keine nennenswerten Vorteile bietet.

3.3.5. Simulation mit MIRO2 als Reflektionsschicht

In Abschnitt 2.3.1 wurde das Material MIRO2 beschrieben, welches eine eingeschränkte Reflexion im nahen UV-Bereich besitzt. Für alle bisherigen Simulationen wurde eine Reflexion von 90 % im gesamten Spektrum angenommen. In diesem Abschnitt wird es durch die Reflektionswerte aus Abb. 2.10 rechts ersetzt.

Bei einer Wellenlänge von 350 nm zeigte sich eine Verringerung der gemessenen Photonen von $17,43 \pm 0,04 \%$ auf $13,62 \pm 0,04 \%$.

Dies entspricht einer deutlichen Verschlechterung, weshalb hier nach einer Alternative gesucht werden sollte.

3.3.6. Weitere Aspekte

In diesem Abschnitt wird kurz auf einige Aspekte eingegangen, die nicht im vorherigen Verlauf ausführlicher untersucht wurden, aber in die Überlegungen für das endgültige Detektordesign mit eingeflossen sind.

Zum einen gab es die Möglichkeit keine Spiegel an den Seiten des Detektors einzusetzen, damit auch weiter entfernt auftretende Photonen registriert werden. Würden die Seitenspiegel entfernt, würde das Streulicht der Laser in den Detektor gelangen. Außerdem entspricht der Einsatz von seitlichen Spiegeln ebenfalls einer Verlängerung des Detektors in der Art, dass schräg ausgesendete Photonen im Detektor bleiben und nach einigen Reflektionen auf einem PMT landen können.

Zum anderen existierte die Überlegung, die seitlichen Spiegel durch schwarze Oberflächen zu ersetzen, um die seitlich einfliegenden Hintergrundphotonen der Laser

zu absorbieren. Da von diesen bereits sehr wenig detektiert werden und bei schwarzen Seiten gleichzeitig weitaus weniger Beamphotonen registriert werden, wurde diese Überlegung verworfen.

Wird angenommen, dass die Photonen genau entlang der z -Achse entstehen, werden bei einer Simulation $8,99 \pm 0,03 \%$ der Photonen registriert. Nimmt man stattdessen eine Gaußverteilung mit einer Standardabweichung von 1 mm um die z -Achse an, verringert dieser Wert sich auf $8,24 \pm 0,03\%$ an detektierten Beamphotonen.

Als optimale Position für die sekundären Spiegel ergab sich die Stelle der Ellipse, an dem ihre Breite gleich dem Durchmesser der Eingangsöffnung der Fokussieroptik ist. Befindet sich die Eingangsöffnung direkt im zweiten Brennpunkt der Ellipse, ergibt sich kein Vorteil, da Photonen, die nicht sofort innerhalb der Öffnung landen, an der Außenwand der Optik reflektiert werden und nicht von einem Brennpunkt der Ellipse zum anderen reflektiert werden.

Ein weiterer Aspekt, der im Verlauf nicht genauer untersucht wurde, ist ein zweistufiger CPC. Diese Form wird benutzt, wenn die Länge eines CPC auf Kosten der Fokussiereigenschaften verkürzt soll. Da bereits der CPC verworfen wurde, wurde auf das zweistufige System nicht näher eingegangen.

4. Resultierendes Design

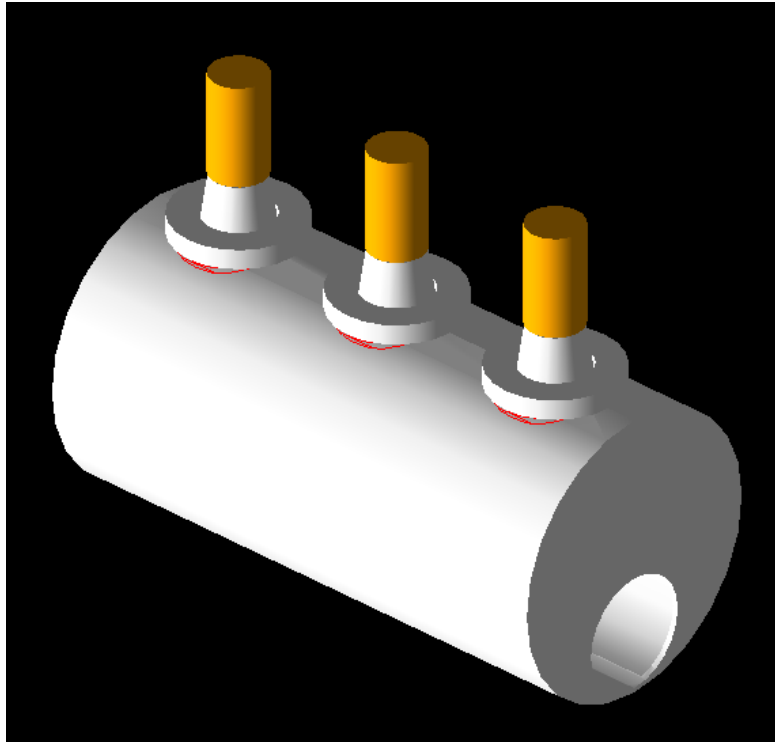


Abbildung 4.1.: 3D-Ansicht des optimierten Nachweissystems.

Der mit Hilfe der Geant4-Simulationen optimierte Entwurf des Nachweissystems für CRYRING ist in Abb. 4.1 und Abb. 4.2 zu sehen.

Die Gesamtlänge der Detektorkammer beträgt 50 cm, kann aber je nach Platz verlängert werden. Die Gesamtlänge der Ellipse beträgt 49 cm. Die große Halbachse b ist 110 mm lang, die kleine hat wegen Gleichung (2.21) eine Länge von $\approx 92,2$ mm. Die Exzentrizität liegt wegen Formel (2.22) bei 27,8 mm. Die Ellipse ist im Gegensatz zum Entwurf von Michael Hammen geschlossen und es treten weniger Beamphotonen direkt aus dem Detektor aus. Der Strahl ist um 70 mm vom Zentrum der Vakuumkammer nach unten verschoben.

Die Positionen der Fenster und Flansche sind auf der z -Achse relativ zur Systemmitte 0 cm und $\pm 25 \text{ cm} / 2 = \pm 12,5$ cm entfernt.

Als Sekundärspiegel werden Kegelstümpfe eingesetzt. Die aktive Fläche der PMT hat einen Durchmesser von 46 mm. Als Fensterflansch wird DN 63 CF mit Saphirgläsern benutzt.

Die Orientierung um die Strahlachse unterliegt keinen Bedingungen, weshalb der Detektor um die Achse drehbar ist. Bei eingeschränkten Platzverhältnissen könnten deshalb die PMT seitlich befestigt werden.

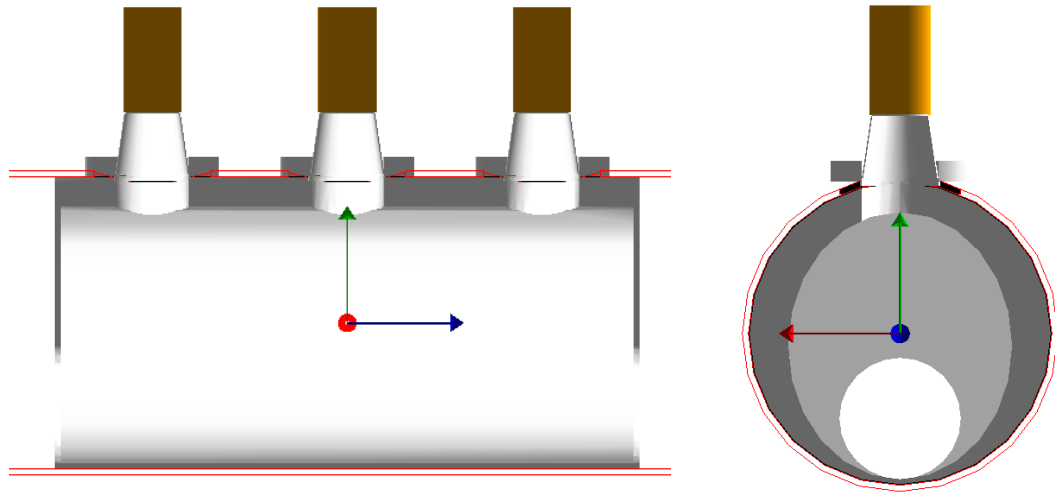


Abbildung 4.2.: Seiten- (links) und Frontansicht (rechts) bei aufgeschnittenem Detektor. Die x -Achse ist rot, die y -Achse grün und die z -Achse blau eingezeichnet.

4.1. Analyse der detektierten Photonen

Für den finalen Entwurf wurde eine umfangreichere Simulation mit 20 Mio. Photonen durchgeführt. Zusätzlich wurden die Beamphotonen bis 5 cm außerhalb der Detektoröffnungen erzeugt. Die Simulation wurde bei einer Wellenlänge von 400 nm ausgeführt.

Insgesamt wurden $16,82 \pm 0,01 \%$ der Beamphotonen registriert. Entsteht ein Photon innerhalb des Detektors, gelangt es mit einer Wahrscheinlichkeit von $19,39 \pm 0,01 \%$ zu einem PMT. Der Rest wird vorher absorbiert oder fliegt aus dem Detektor heraus. Es ist $\epsilon_{EOL} = 9,692 \pm 0,001 \text{ cm}$.

Es wurde kein Einziges von 10 Mio. Laserhintergrundphotonen registriert, weil der Einfallswinkel der Photonen zu klein ist um zu einem PMT zu gelangen. Der rechte Laser befindet sich in einem Abstand von 4,5 m zum Nachweissystem. Zum Ende der Arbeit ergab sich, dass diese Entfernung zu groß ist und er bei ungefähr 3,5 m stehen würde. Da selbst vom linken Laser, der 1,5 m entfernt ist, kein Photon auf einem PMT landete, wurde deshalb die Simulation nicht wiederholt.

Bei der Simulation des Restgashintergrundes wurden $2,33 \pm 0,01 \%$ der Photonen registriert.

In Abb. 4.3 sieht man oben die Verteilung der Wellenlänge im Laborsystem um 400 nm. Von den verschiedenen Wellenlängen werden nur ein Teil registriert (unten). In der oberen Grafik zur Polarwinkelverteilung ist ein leichter Lambdaboost zu kleineren Winkeln erkennbar. Die Verteilung der detektierten Photonen ist abgeschnitten (Abb. 4.4). Bei einem zu hohen oder zu kleinem Winkel gelangen die Photonen nicht zu einem der PMTs. Die Verteilung ist sehr symmetrisch. In der Mitte existiert ein lokales Minimum, da diese Photonen senkrecht im Detektor reflektiert werden, ohne eine seitliche Strecke zurückzulegen. Dadurch verbleiben sie an ihrem Entstehungsort. In Abb. 4.5 ist die Azimutverteilung abgebildet. Das obere Diagramm zeigt, abgesehen von statistischen Schwankungen, eine Gleichverteilung der Azimutwinkel. Im unteren Diagramm entspricht der große, schmale

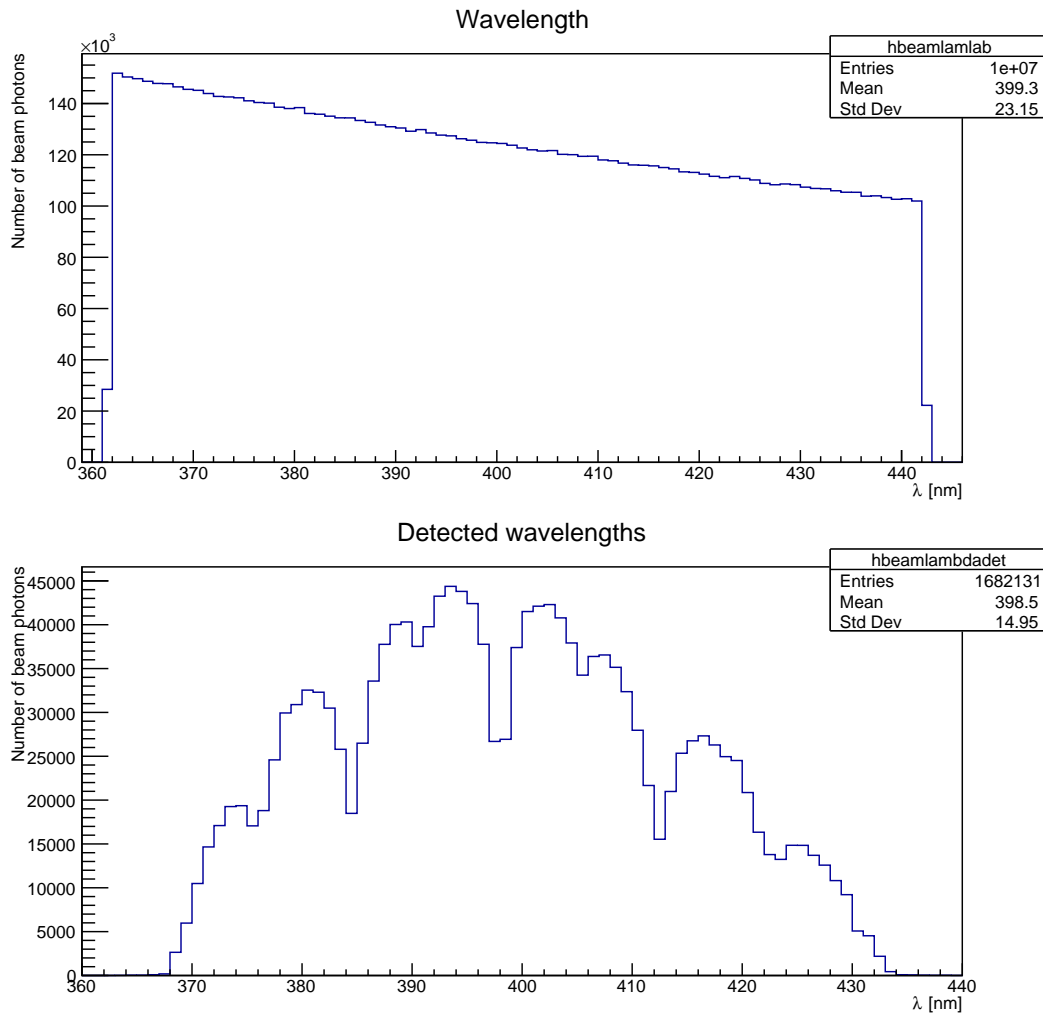


Abbildung 4.3.: Erzeugte (oben) und detektierte Wellenlängenverteilung (unten).

Peak solchen Photonen, die direkt ohne Reflektion auf einem PMT landen. Der kleinere, breite Peak mit zwei Nebenmaxima entsteht durch Photonen, die zuerst in der unteren Ellipsenhälfte reflektiert werden und danach auf einem PMT landen. Die zwei Minima existieren aufgrund von Reflektionen am Kegelstumpf. Das Diagramm aus Abb. 4.6 verdeutlicht von welcher Startposition, entlang der z -Achse, die meisten Photonen detektiert wurden. Diese Verteilung ist ähnlich zu Abb. 2.6. Photonen, die senkrecht zur Bewegungsrichtung ausgestrahlt werden, haben eine geringere Registrationswahrscheinlichkeit, da sie lediglich zwischen den Brennpunkten reflektiert werden, jedoch nicht durch den Detektor wandern. Durch diesen Effekt fliegen sie nur dann durch einen Fensterflansch, wenn sie sich bei ihrer Entstehung direkt unter einem Flansch befinden.

In Abb. 4.7 ist zu erkennen, dass auf dem PMT, der der Eingangsöffnung am nächsten liegt, hauptsächlich rückwärts emittierte Photonen landen. Für den mittleren PMT ist das Verhältnis gleichmäßig, während zum letzten PMT überwiegend in Bewegungsrichtung emittierte Photonen gelangen.

An den äußeren PMT werden jeweils $5,32 \pm 0,01 \%$ und $5,36 \pm 0,01 \%$ der Photonen detektiert, beim mittleren PMT sind es hingegen $6,14 \pm 0,01 \%$.

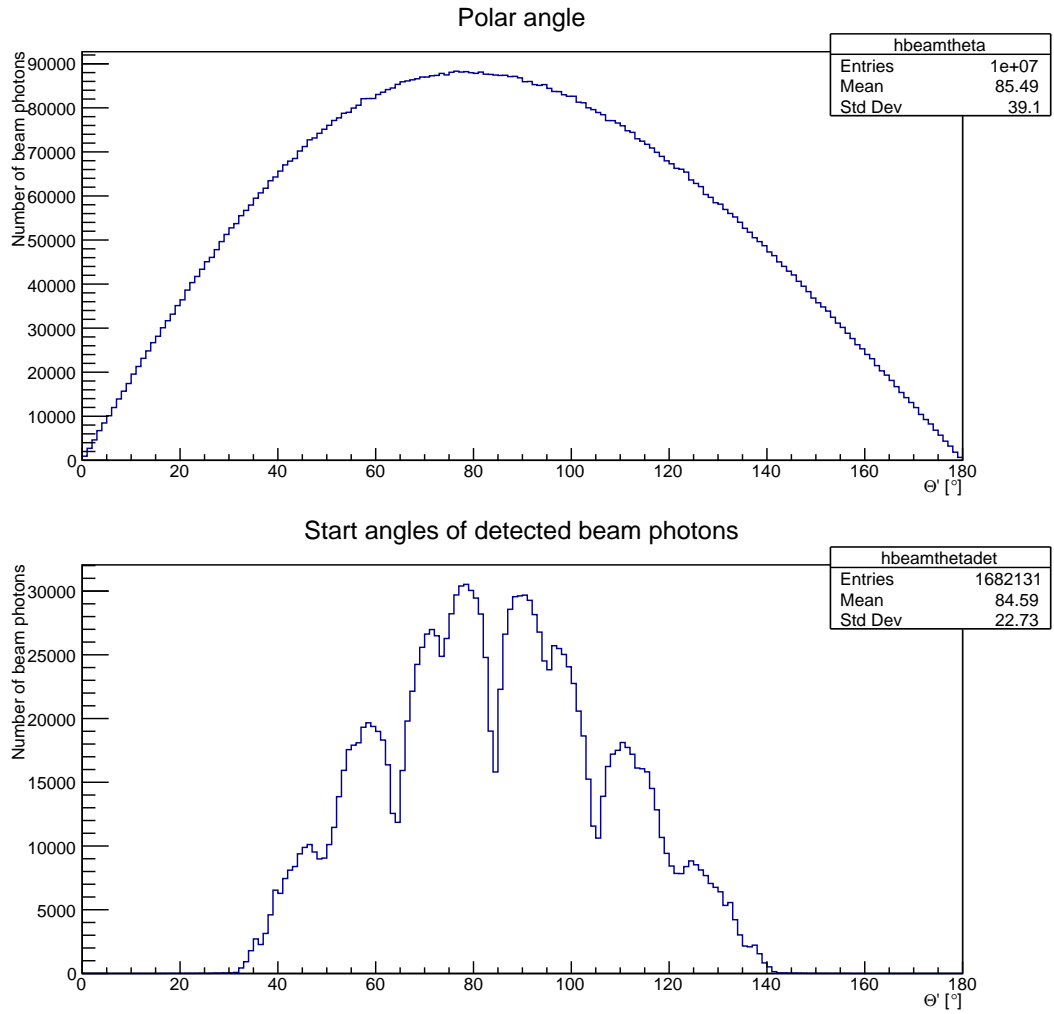


Abbildung 4.4.: Erzeugte (oben) und detektierte Polarwinkelverteilung (unten).

Die PMTs registrieren hauptsächlich Photonen, die im selben Teil der Kammer entstanden sind (Abb. 4.8).

Links in Abb. 4.9 ist zu erkennen, dass die Mehrzahl der Photonen in einem schmalen Streifen auf die aktive Fläche des PMT treffen. Bei der Modellierung des Hintergrundes durch angeregte Gasmoleküle treten diese gleichmäßig verteilt auf der Fläche auf (rechts in Abb. 4.9), weshalb mit einer Blende das Verhältnis zwischen Beam- und Hintergrundphotonen verbessert werden könnte.

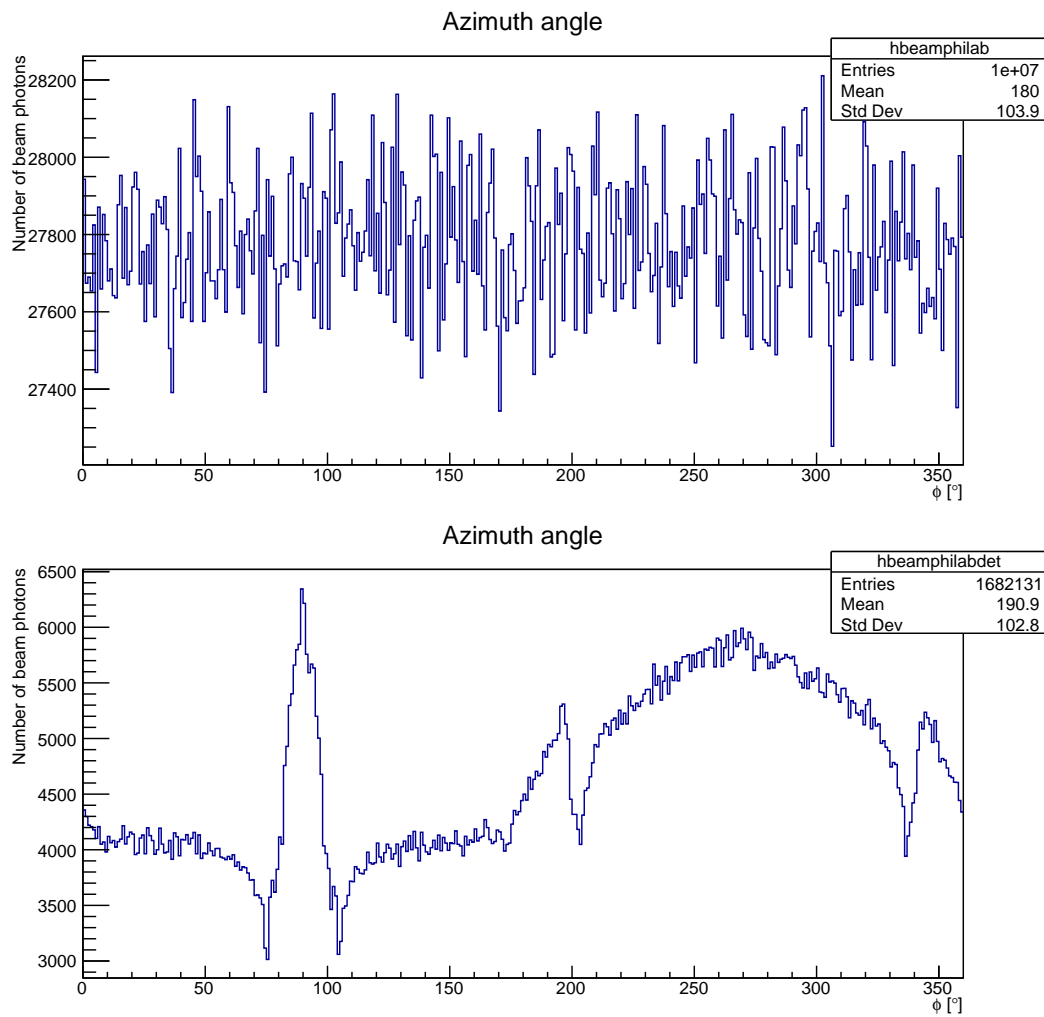


Abbildung 4.5.: Erzeugte (oben) und detektierte Azimutwinkelverteilung (unten).

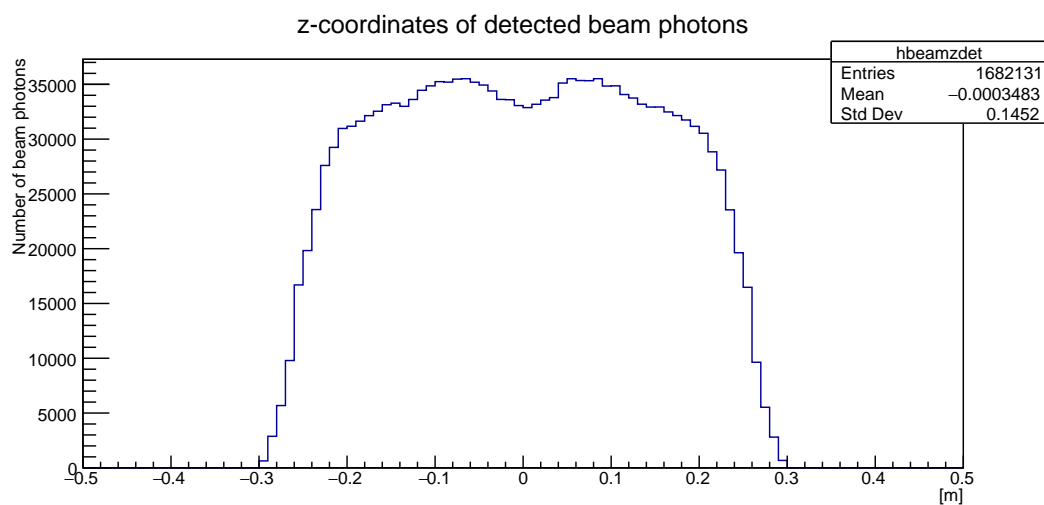


Abbildung 4.6.: Startpostion der detektierten Photonen entlang der z-Achse.

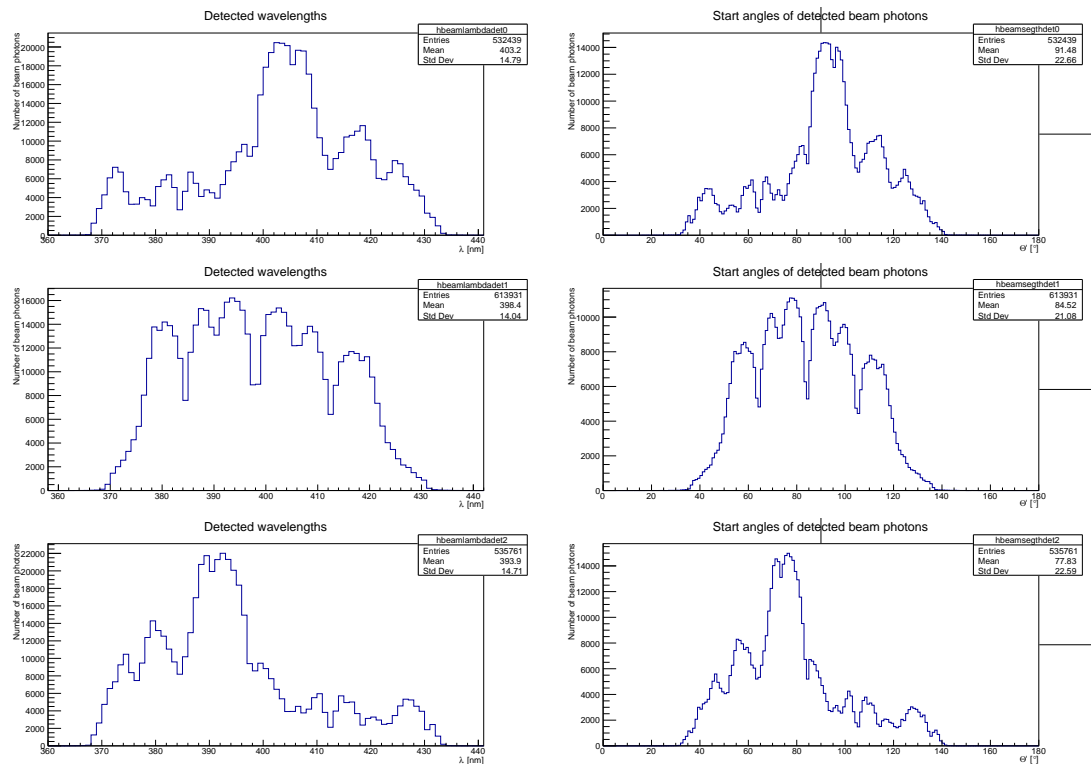


Abbildung 4.7.: Detektierte Wellenlängen- (links) und Polarwinkelverteilung (rechts) für die PMTs 1 (oben), 2 (Mitte), 3 (unten). Die PMTs sind nach der Reihenfolge in Strahlrichtung nummeriert.

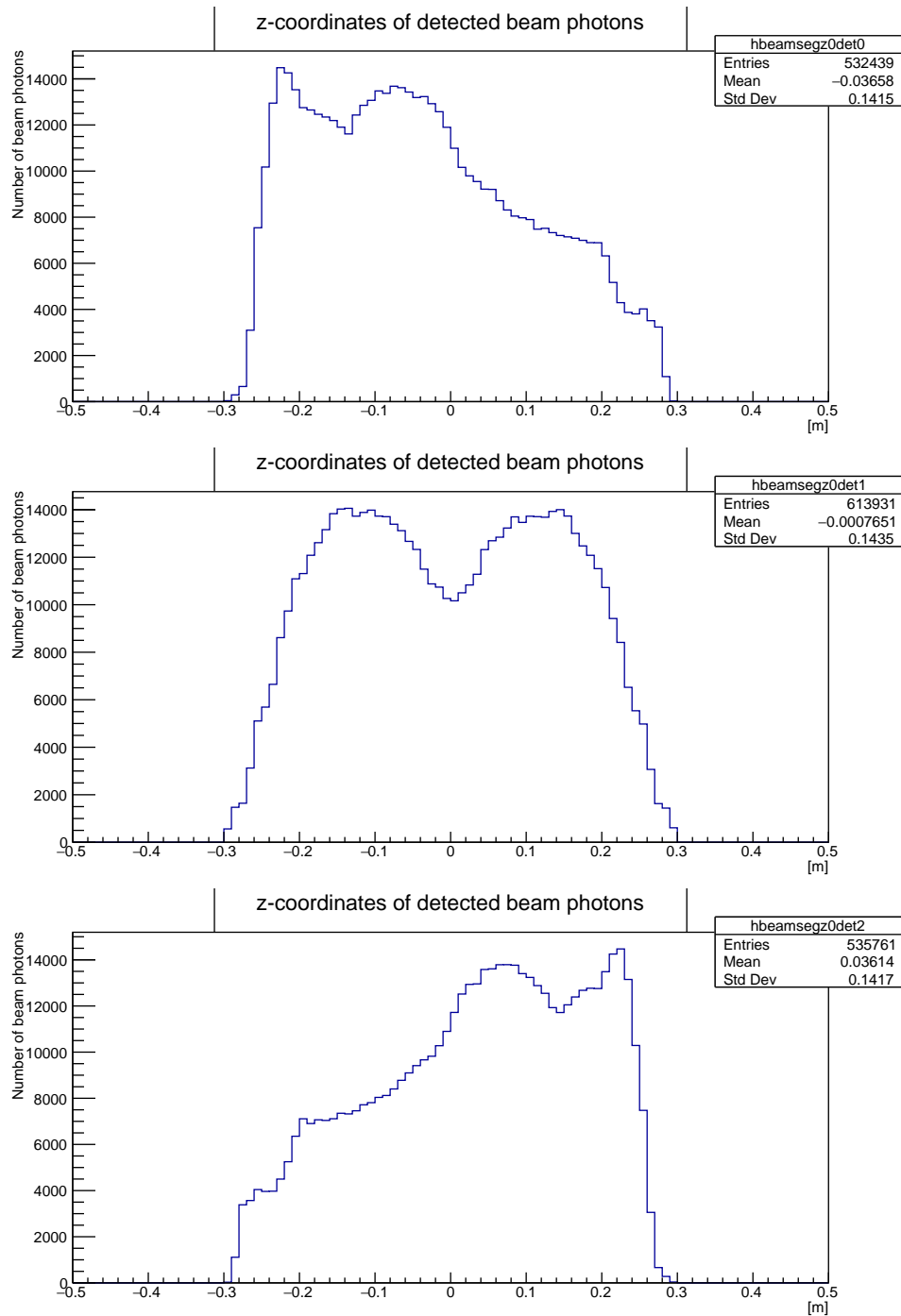


Abbildung 4.8.: Startpositionsverteilung der detektierten Beamphotonen für die PMTs 1 (oben), 2 (Mitte), 3 (unten).

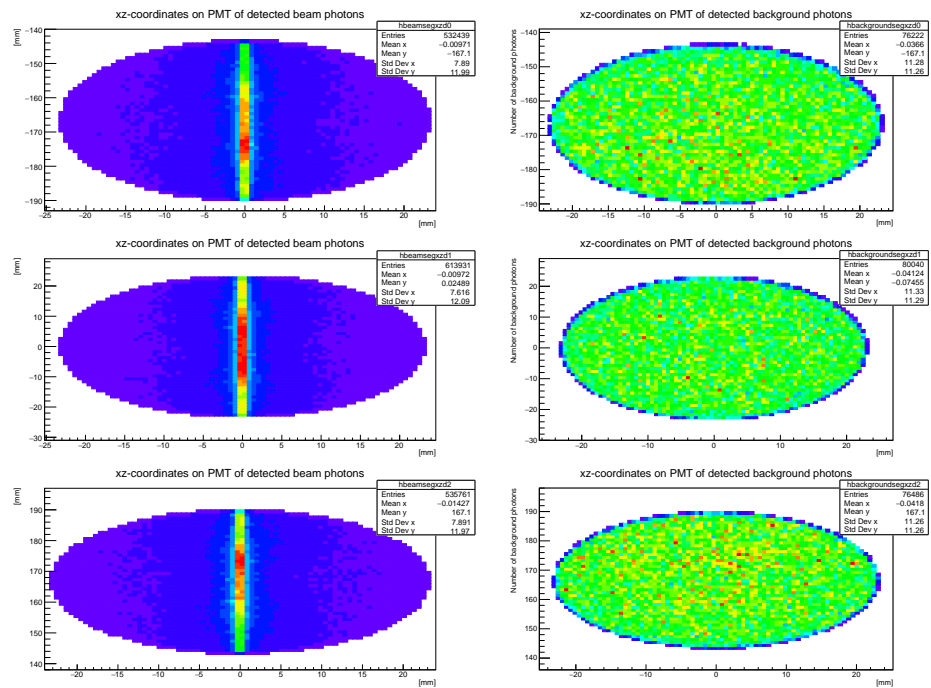


Abbildung 4.9.: Detektionsort der Beamphotonen auf der aktiven Fläche der PMTs (links) und der Restgasphotonen (rechts) für die PMTs 1 (oben), 2 (Mitte), 3 (unten).

5. Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Bachelorarbeit wurde das Ziel, einen Entwurf für ein optisches Nachweissystem am Speicherring CRYRING zu erstellen, erfolgreich abgeschlossen.

Es sind viele Simulationsdaten verschiedenster Konfigurationen entstanden und analysiert worden, die zu dem optimierten Entwurf in Kap. 4 geführt haben.

Es werden kaum Photonen des Laserhintergrundes registriert, obwohl bereits 1 Mio. Hintergrundphotonen so erzeugt werden, dass diese sicher in den Detektor gelangen können. Da hiervon weniger als 20 auf dem PMT landen, spricht dies für eine sehr gute Geometrie zur Unterdrückung des Laserstreulichtes. Die Detektionsrate ist gering, da die Photonen in einem zu flachen Winkel in den Detektor eintreten. Würde das Streulicht näher am Detektor entstehen, wäre die Wahrscheinlichkeit höher zu den PMTs zu gelangen.

Der Restgashintergrund ist mit einem detektierten Anteil von $2,33 \pm 0,01 \%$ sehr gering. Dieser niedrige Prozentsatz der optimierten Detektorgeometrie wird von keiner Konfiguration aus Tabelle 3.1 erreicht.

Aspekte, die in dieser Bachelorarbeit nicht weiter untersucht wurden, jedoch interessant sein könnten, ist die Länge des Kegelstumpfes, der in der Software automatisch dieselbe Länge wie der CPC besitzt. Eine Verkürzung führt vermutlich zu weniger Photonen auf den PMTs, da die Seiten eine größere Steigung besitzen und Photonen eher reflektiert werden. Eine Verlängerung führt zu flacheren Seiten auf Kosten des Akzeptanzwinkels.

Eine weitere Verbesserung des Beam-/Hintergrundphotonverhältnisses könnte durch eine Blende auf den Flanschfenstern erreicht werden und sollte genauer untersucht werden.

Eine offene Frage ist die Wahl des Spiegelmaterials. In 2.3.1 wurde gezeigt, dass MIRO2 schlechte Eigenschaften im UV-Bereich besitzt, weshalb es als Material unbenutzbar ist. Eine Option könnten polierte Aluminiumoberflächen darstellen. Es ist aber zu klären, ob Aluminium im Ultrahochvakuum des CRYRINGs verbaut werden darf und ob Probleme mit der Oxidation der Oberfläche auftreten können. Bisher wurde kein konkretes PMT-Modell ausgewählt, dessen Quanteneffizienz jedoch einen maßgeblichen Einfluss auf den Anteil der registrierten Photonen hat. Die Quanteneffizienz kann im Quellcode der Simulationssoftware leicht eingestellt werden.

Das Simulationsprogramm ist wiederverwendbar geschrieben, sodass es im weiteren Verlauf des Projekts anpassbar ist. Dies ist insbesondere hilfreich, wenn sich während der Umsetzung des Designs Änderungen ergeben. Aus diesem Grund sind die C++-Klassen extra in unterschiedlichen Namespaces geordnet und es wurden

lange, aber dafür verständliche Methoden- und Variablennamen verwendet. Verbesserungspotential besteht in der Hintergrundsimulation. Manchmal wäre es praktischer gewesen, nur den Hintergrund, oder nur die Beamphotonen zu simulieren. Eine weitere Verbesserung wäre es, wenn bei der Einführung einer neuen Variablen in **geometry.par** alle alten Parameterdateien weiterhin gültig sind und für den neuen Parameter einen Standardwert setzen würden. Zurzeit muss in jeder Parameterdatei die neue Variable hinzugefügt werden. Auch eine Auswahl der Parameterdatei beim Start würde die Handhabung weitaus einfacher machen. Das wären jedoch kleinere Komfortfeatures.

Die Umsetzung des optischen Nachweissystems soll 2017 am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung in Betrieb genommen werden.

A. Simulationssoftware

A.1. Systemvoraussetzungen

Die Simulation wurde auf einem Ubuntu-PC mit der Konfiguration in Tabelle A.1 ausgeführt. Das Programm sollte für Windows und Mac OS X ebenfalls kompilierbar sein. Die Skripte, wie `simulate.sh`, sind dann jedoch nicht mehr benutzbar.

Betriebssystem	Ubuntu 14.04 (64-bit)
Hauptspeicher	3,8 Gigabyte
Prozessor	Intel Core i5-4200M CPU @ 2,50 GHz x 4
gcc	Version 4.9.3
CMake	Version 2.8.12.2
ROOT	Version 6.04/08
GEANT4	Version 4.10.1

Tabelle A.1.: PC-Konfiguration mit der die Simulationen ausgeführt wurden.

A.2. Programm kompilieren

Das Programm mit dem Versionsstand zur Zeit der Abgabe kann von der angehängten CD bezogen werden. Die aktuellste Version ist immer unter <https://gitlab.com/Tommekk/LSR-Detector> zu finden und kann per `$ git clone https://gitlab.com/Tommekk/LSR-Detector` heruntergeladen werden.

Um das Programm zu kompilieren empfiehlt es sich, im Ordner *LSR-Detector/* mit `$ mkdir build` einen Ordner anzulegen. Nach Wechsel mit `$ cd build` in diesen kann per `$ cmake ..` das CMake-Projekt angelegt werden. Dafür ist es nötig, Geant4 und ROOT auf dem PC installiert zu haben und deren Variablen müssen vorher per `$. Path-to-Geant4-install/bin/geant4.sh` und `$. Path-to-ROOT/bin/thisroot.sh` in der Kommandozeilenumgebung gesetzt sein. Nach erfolgreichem Abschluss wird das Programm mit `$ make` erstellt und kann per `$./lsr_detector` das Programm mit GUI gestartet werden.

A.3. Simulationsdurchgang ausführen

Im Ordner *geometry/* befinden sich die Parameterdateien für verschiedene Simulationsdurchgänge. Um alle Simulationen auszuführen startet man das Skript `simulate.sh` im *build/*-Ordner und übergibt eine Liste der zu simulierenden Parameterdateien. Zum Beispiel `build/ $./simulate.sh ../geometry/CPCorCone/*.par`. Es können auch Dateien aus mehreren Ordnern simuliert werden.

A.4. Weitere Hinweise

Beim grafischen Start des Programms muss in der Eingabezeile `/control/execute OGL.mac` eingegeben werden, da es sonst bei neueren Versionen von Qt zu einem Speicherüberlauf kommt.

Das Programm ist strikt sequentiell. Das bedeutet, es werden nicht mehrere Kerne des Rechners gleichzeitig benutzt. Ebenso ist es nicht möglich zwei Simulationen im selben Ordner gleichzeitig zu starten, da in der Datei `lsr_histo.root` Daten zwischengespeichert werden.

Möchte man in einem Ordner einen Parameter in allen `.par`-Dateien ändern, ist folgendes Kommando sehr hilfreich: `$ sed -i /beam_y/s/75/70/g *.par`. Um nach einem Simulationsdurchgang die Anzahl aller detektierten Beamphotonen zu bekommen, kann man `$ grep "Detected beam photons"TODO_*/*.par.log` benutzen.

A.5. Programmstruktur

Das endgültige Programm besteht aus den folgenden Dateien:

A.5.1. PhysicsList.cc

In Geant4 muss vor Simulationsbeginn definiert werden, welche Teilchen erstellt werden sollen und welche physikalischen Prozesse beachtet werden müssen. Dies geschieht in der `PhysicsList.cc` in den Methoden `ConstructParticle()` und `ConstructProcess()`. In dem Programm werden die optische Absorption, die Rayleystreuung und die Reflektion und Refraktion an geometrischen Objekten beachtet.

A.5.2. DetectorConstruction.cc

`DetectorConstruction.cc` ist die wichtigste und umfangreichste Datei der Simulation. In ihr werden alle geometrischen Aspekte des Detektors festgelegt. Hierzu gehören die Materialeigenschaften und die Erzeugung und Positionierung der Bauteile. Je nach Einstellung, werden unterschiedliche Spiegelsysteme verwendet.

A.5.3. HistoManager.cc

In dieser Datei befinden sich allgemeine Histogramme, wie die erzeugte Winkelverteilung oder der Entstehungsort der Hintergrundphotonen.

A.5.4. PMTHisto.cc

Enthält Histogramme, die Daten zu einem bestimmten PMT enthalten. Zum Beispiel der Entstehungsort auf der z-Achse des detektierten Photons und den Detektionsort auf der aktiven Fläche des PMT.

A.5.5. Run.cc

Ein *Run* ist ein Start eines Simulationsdurchganges, währenddessen bestimmte Events abgefangen werden können. Dies wird jedoch in dieser Bachelorarbeit nicht benutzt. Hierfür wird `RunAction.cc` benutzt.

A.5.6. RunAction.cc

Die Klasse *RunAction* sind die Methoden `GenerateRun()`, `BeginOfRunAction()` und `EndOfRunAction()`. In dieser Klasse wird jeder neu angeforderte Run in `GenerateRun()` erzeugt, und am Anfang und am Ende eines Runs werden wichtige Informationen ausgegeben und in den Histogrammen gespeichert.

A.5.7. PrimaryGeneratorAction.cc

Die Erstellung eines optischen Photons oder Hintergrundphotons geschieht in dieser Datei. Hierbei ist der schwache Lambdaboost zu beachten.

A.5.8. Constants.hh

In *Constants.hh* werden die beiden Structs *transition_par_t* und *geometry_par_t* definiert, in denen die ausgelesenen Parameter aus *geometry.par* für die angeregten Ionen und die Detektorgeometrie gespeichert werden.

A.5.9. myutils.cc

Hier sind die Funktionen zur Auslese von Werten aus Dateien deklariert.

A.5.10. getpar.cc

Die Funktionen aus *myutils.cc* werden in dieser Datei verwendet um *geometry.par* auszulesen und die Werte schließlich in den Structs aus *Constants.hh* zu speichern.

A.5.11. Aperture.cc

In dieser Datei wird die Blende simuliert, die vor den Eingang des CPC gesetzt wird um Hintergrundphotonen zu unterdrücken.

A.5.12. Chamber.cc

Die *Chamber*-Klasse beinhaltet alle wichtigen geometrischen Parameter zur Kammer des Detektors, z.B. die Länge, Breite und Höhe und weitere wichtige Informationen.

A.5.13. CompoundParabolicConcentrator.cc

Diese Klasse enthält Informationen und erzeugt das geometrische Modell vom CPC.

A.5.14. **MirrorSection.cc und MirrorSectionFactory.cc**

Zur Modellierung der unterschiedlichen Spiegelgeometrien existiert die Mutterklasse **MirrorSection.cc**, von der alle implementierten Spiegelgeometrien erben. Dadurch besitzen alle Kindklassen dieselben Methoden und können im Programm ohne Sonderfallunterscheidung benutzt werden.

Für eine gute Modellierung wurde das Entwurfsmuster der Fabrikmethode verwendet. Dafür existiert die **MirrorSectionFactory.cc**. Sie liefert je nach Eingabe das gewünschte Objekt einer Kindklasse von *MirrorSection*

A.5.15. **Circle.cc**

Dies ist die einfachste Realisierung einer Spiegelstrecke. Sie besteht aus einem einzigen Zylinder, dessen Größe einstellbar ist.

A.5.16. **Ctpdfs.cc**

Bei dieser Spiegelstrecke besteht die obere Hälfte aus einem Zylinder und die untere aus einer Ellipse, in deren einem Brennpunkt der Ionenstrahl verläuft.

A.5.17. **ThreeCtpdfs.cc**

Ist die Realisierung eines Patentes aus der medizinischen Optik [9]. Das Modell besteht aus zwei Hemisphären.

A.5.18. **FocusEllipse.cc**

Eine Ellipse. Die Eigenschaften wurden bereits in Kapitel 2.2.3 ausführlich erklärt.

A.5.19. **ViewportWindow.cc, UVViewportWindow.cc und IFViewportWindow.cc**

Diese Klassen repräsentieren die Flanschfenster. Ursprünglich waren unterschiedliche Fenster geplant, je nach Aufgabe, ob der sich dahinter befindende PMT für UV- oder IF-Strahlung ausgelegt war. Da die UV-Fenster selbst im infraroten Spektrum gute Eigenschaften besitzen, wurde entschieden sie für alle Fenster zu benutzen. Deshalb wird **IFViewportWindow.cc** nicht mehr eingesetzt.

A.5.20. **geometry.par**

In der Datei **geometry.par** sind alle einstellbaren Simulationsparameter gespeichert und einstellbar. Jeder einstellbare Parameter ist in der Datei ausführlich erklärt.

A.5.21. `run.mac`

In `run.mac` ist gespeichert, wie viele Photonen in der Simulation erzeugt werden sollen. Wird zusätzlich der Hintergrund simuliert, wird die Hälfte davon als Hintergrundphotonen erzeugt.

A.5.22. `simulate.sh`

Das Bashskript `simulate.sh` wird für die Ausführung des Programms benutzt. In dem Ordner `geometry/` sind die Parameterdateien für unterschiedliche Simulation gespeichert. Durch einen Aufruf von z.B. `./simulate.sh ../pfad-zu-geometry-verzeichnis/test/*.par` wird für alle möglichen Szenarios im Testverzeichnis die Simulation durchgeführt. Es ist ebenfalls möglich das Skript für nur eine Datei oder den kompletten `geometry/`-Ordner zu starten.

A.5.23. `OGL.mac`

Die Datei enthält Einstellungen zur Anzeige des Detektors und muss beim Start des Programms mit GUI per Hand in der Konsole ausgeführt werden. Ansonsten kommt es bei einem automatischen Start mit neueren Versionen von Qt zu einem Speicherfehler.

B. Ellipsenbedingung

In diesem Abschnitt wird eine alternative Herleitung für die Ellipsenbedingung in Gleichung (2.20) erläutert.

Für die Ellipsen- und Kreisgleichungen aus (2.19)

$$x^2 + y^2 = r^2 \text{ und} \\ \frac{x^2}{a^2} + \frac{(y - e)^2}{b^2} = 1$$

dürfen keine gemeinsamen Lösungen existieren, da sich ansonsten der Kreis, der dem nötigen Mindestabstand entspricht, und die Ellipse des Primärspiegels überschneiden.

Es genügt, nur die beiden unteren Hälften von Ellipse und Kreis zu betrachten. Die Gleichungen lassen sich dann nach y auflösen und es bleibt eine Bedingung zu finden, sodass für

$$y = -\sqrt{r^2 - x^2} \text{ und} \\ y = -b\sqrt{1 - \frac{x^2}{a^2}} + e \tag{B.1}$$

keine Lösungen existieren.

Unter Benutzung eines Computeralgebraprogrammes mit der Bedingung $b > a > r > 0$ ergibt sich als Lösung

$$x = \pm \sqrt{\frac{a^2(a^2 + r^2 - 2br)}{a^2 - b^2}}. \tag{B.2}$$

Damit ein reales Ergebnis existiert, muss der Term unter der Wurzel positiv sein. Da der Nenner $a^2 - b^2$ wegen $a < b$ bereits negativ ist, muss es der Zähler auch sein. Dies ist für $a < \sqrt{2br - r^2}$ der Fall. Da nach der Bedingung gefragt ist, bei der für Ellipse und Kreis keine Überschneidung eintritt, muss $a > \sqrt{2br - r^2}$ gelten bzw. $a \geq \sqrt{2br - r^2}$, wenn sie sich am untersten Punkt tangieren dürfen.

C. CRYRING

Circumference	51.63 m
Rigidity at injection for ions (antiprotons, protons)	1.44 Tm (0.80 Tm)
Highest possible injection energy for \bar{p}, p	30 MeV
— for $^{12}\text{C}_{6+}$	24.7 MeV/u
— for $^{238}\text{U}_{92+}$ ($^{238}\text{U}_{89+}$)	14.8 MeV/u (13.9 MeV/u)
Lowest rigidity	0.054 Tm
Lowest energy	charge exchange limited
Magnet ramping (deceleration and acceleration)	7 T/s, 4 T/s, or 1 T/s
Vacuum pressure (N_2 equiv.)	$10^{-11} - 10^{-12}$ mbar
Beam injection	multi-turn and fast
Beam extraction	slow and fast
Ion sources for stand-alone operation	yes (300 keV/u, $q/A > 0.25$)

Tabelle C.1.: Tabellarische Übersicht der Daten des CRYRINGs [1].

Die technische Zeichnung auf der folgenden Seite wurden mit freundlicher Unterstützung von Zoran Andelkovic (GSI) zur Verfügung gestellt [3]. Der Maßstab in der technischen Zeichnung ist aufgrund der Verkleinerung nicht gültig.

D. Literaturverzeichnis

- [1] Michael et al. Lestinsky. CRYRING@ESR: A study group report, (2012)
- [2] H. et al. Danared. LSR, Low-energy Storage Ring, Technical Design Report, (2011)
- [3] Zoran Andelkovic. E-Mail-Kommunikation, (2016)
- [4] Johannes Ullmann, Zoran Andelkovic, Andreas Dax, Wolfgang Geithner, Christopher Geppert, Christian Gorges, Michael Hammen, Volker Hannen, Simon Kaufmann, Kristian König, Yuri Litvinov, Matthias Lochmann, Bernhard Maass, Johann Meisner, Tobias Murböck, Rodolfo Sánchez, Matthias Schmidt, Stefan Schmidt, Markus Steck, Thomas Stöhlker, Richard C Thompson, Jonas Vollbrecht, Christian Weinheimer, und Wilfried Nörtershäuser. *An improved value for the hyperfine splitting of hydrogen-like 209 bi 82+*. Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics **48**, 144022 (2015)
- [5] Zoran Andjelkovic, Shailen Bharadia, Bettina Sommer, Manuel Vogel, und Wilfried Nörtershäuser. *Towards high precision in-trap laser spectroscopy of highly charged ions*. Hyperfine Interactions **196**, 81–91 (2010)
- [6] Wilfried Nörtershäuser. Antrag zur BMBF Verbundforschung APPA.de, (2014) Technische Universität Darmstadt
- [7] Volker Hannen. Antrag zur BMBF Verbundforschung APPA.de, (2014) Universität Münster
- [8] Michael Hammen. Development, Construction and Test of an Efficient Fluorescence Detection Region for Collinear Laser Spectroscopy at TRIGA-Mainz, (2010)
- [9] B. Park, K. Kwon, und K. Yu. *Non-imaging fluorescence detection system with hemispherical dome reflectors*. In Optical MEMS and Nanophotonics (OMN), 2012 International Conference on, 196–197 (2012)
- [10] K. Yu, B. Park, und K. Kwon. Condensing-type portable fluorescence detection system, (2014) US Patent App. 13/716,065
- [11] R. Winston, J.C. Miñano, und P. Benítez. *Nonimaging Optics*. Electronics & Electrical Elsevier Academic Press (2005)
- [12] M. Bass. *Handbook of Optics II: Devices, measurements and properties*. Number 2 ed. in Handbook of Optics McGraw-Hill (1995)

- [13] Denis Anielski. Entwicklung eines Detektoraufbaus zur Bestimmung der 2s-Hyperfeinstrukturaufspaltung von $^{209}\text{Bi}^{80+}$ am Experimentierspeicherring an der GSI, (2010)
- [14] VAb Vakuum-Anlagenbau GmbH. VAb Produktkatalog 2015/2016 http://www.vab-vakuum.com/epaper/epaper/VAb-Katalog_2015-16.pdf, (2016)

E. Erklärung des Studierenden

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit mit dem Titel

**Monte-Carlo-Simulation eines Nachweissystems für Einzelphotonen
am Speicherring CRYRING**

selbständig verfasst habe, und dass ich keine anderen Quellen und Hilfsmittel als die angegebenen benutzt habe und dass die Stellen der Arbeit, die anderen Werken – auch elektronischen Medien – dem Wortlaut oder Sinn nach entnommen wurden, auf jeden Fall unter Angabe der Quelle als Entlehnung kenntlich gemacht worden sind.

Ich erkläre mich mit einer elektronischen Plagiatskontrolle und mit einer zu diesem Zweck erforderlichen Speicherung der Arbeit in einer Datenbank sowie ihrem Abgleich mit anderen Texten zwecks Auffindung von Übereinstimmungen einverstanden.

Münster, den 30. Juni 2016

Dominik Thomas