

AUFBAU UND CHARAKTERISIERUNG EINES EXPERIMENTS
FÜR REFLEXIONSMESSUNGEN MIT VAKUUM-UV-LICHT
CONSTRUCTION AND CHARACTERIZATION OF AN
EXPERIMENT FOR REFLECTION MEASUREMENTS WITH
VACUUM-UV-LIGHT

MASTERARBEIT

VON

ANDREAS SPRENGER

STUDIENGANG MASTER OF EDUCATION GYM/GES

24.11.2011

REFERENTEN:

PROF. DR. CHR. WEINHEIMER

PROF. DR. A. KHOUKAZ

UNIVERSITÄT MÜNSTER

FACHBEREICH PHYSIK

INSTITUT FÜR KERNPHYSIK

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

Aufbau und Charakterisierung eines Experiments für Reflexionsmessungen mit
Vakuum-UV-Licht

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.

Münster, 24.11.2011
Ort, Datum

Andreas Sprenger

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
1.1. Dunkle Materie	1
1.1.1. Hinweise auf Dunkle Materie	1
1.2. XENON100 / XENON1T	4
1.2.1. Das Prinzip der XENON-TPC	4
1.2.2. Der XENON-Detektor	6
1.2.3. Ausblick	7
1.3. Aufbau der Arbeit	8
2. Eine VUV-Streukammer für das XENON-Projekt	9
2.1. Motivation	9
2.2. Aufbau der Apparatur	10
2.2.1. Reproduzierbarkeit der Einstellungen am Manipulator	12
3. Das Kaltschildsystem der VUV-Streukammer	15
3.1. Die Kälteschilde	15
3.1.1. Berechnung der Kälteschilde	16
3.1.2. Physikalische Abschätzung der Wärmestrahlung	17
3.1.3. Diskussion der verwendeten Parameter	19
3.1.4. Physikalische Abschätzung der Wärmeleitung	21
3.1.5. Fazit	23
3.2. Temperaturmessung	23
3.2.1. Aufbau der Temperaturmessung	23
3.2.2. Eichung der PT100-Messungen	24
4. Frequenzselektive fokussierte VUV-m Lichtquelle	26
4.1. Deuteriumlampe und Stabilität	26
4.1.1. Einschaltverhalten der Deuteriumlampe	26
4.1.2. Wellenlängenabhängigkeit	28
4.1.3. Stabilität der Messungen	28
4.2. McPherson Gitterspektrograph	29
4.2.1. Eichung des Gitterspektrographen	29

4.2.2.	Vergleich mit einem 532nm-Laser-Spektrum	33
4.2.3.	Zur Einstellung des Gitterspektrographen	34
4.3.	Fokussierungssystem	34
4.3.1.	Wellenlängenabhängigkeit der Brennweite	35
4.3.2.	Aufbau des Systems aus Kollimator und Quarzlinse	38
4.3.3.	Strahlfleckgröße verschiedener Wellenlängen	41
5.	Fazit und Ausblick	53
A.	Anhang	54
A.1.	Kälteschild	54
A.2.	Fitparameter der PT100-Auslese	55
A.3.	Spektrum der Deuteriumlampe	55

1. Einleitung

1.1. Dunkle Materie

Es ist eine erstaunliche Tatsache, dass, während man in den letzten zweihundert Jahren große Fortschritte bei der Erforschung der Materie gemacht hat, sich diese Forschung eigentlich nur auf 5% [Jar11] dessen bezog, aus dem das Universum besteht. Eine bisher unentdeckte Materiesorte ist die Dunkle Materie, für deren Existenz es jedoch einige Hinweise gibt. Man nimmt heute an, dass das Universum zu ca. 5% aus baryonischer Masse besteht, zu 23% aus Dunkle Materie und zu 73% aus Dunkle Energie, über die jedoch sonst nur wenig bekannt ist.

1.1.1. Hinweise auf Dunkle Materie

Die Existenz Dunkler Materie gilt mittlerweile als anerkannt [Nak10], da es eine Vielzahl von Hinweisen gibt, die auf ihre Existenz schließen lassen. Von diesen sollen hier zwei wichtige Beispiele aufgeführt werden.

Rotationsgeschwindigkeiten von Galaxien

Als berühmteste Entdeckung, die auf Dunkle Materie hindeutet, ist die unerwartete Rotationsgeschwindigkeit von Galaxien zu nennen. Diese scheint den Gesetzen der Gravitation zu widersprechen. Bei Galaxien, deren leuchtende (sichtbare) Masse sich hauptsächlich in ihrem Zentrum befindet, erwartet man, dass die Geschwindigkeit von Objekten am Rand der Galaxie mit $v(r) \propto \sqrt{M/r}$ (mit M : Masse des Galaxiezentrums) abnimmt. Tatsächlich zeigen Messungen der Rotationsgeschwindigkeiten vieler Galaxien jedoch, dass die Geschwindigkeit nach außen hin

etwa konstant bleibt (s. Abb. 1.1). Die Ergebnisse legen nahe, dass es nicht sichtbare Masse in den Galaxien geben muss, die eine kugelsymmetrische Verteilung in der Galaxis hat, sodass es neben dem sichtbaren Massenzentrum eine weitere Massenverteilung mit größerem Radius geben muss. Diese Masse heißt Dunkle Materie, wobei nach den Teilchen, aus denen sie besteht, aktuell geforscht wird.

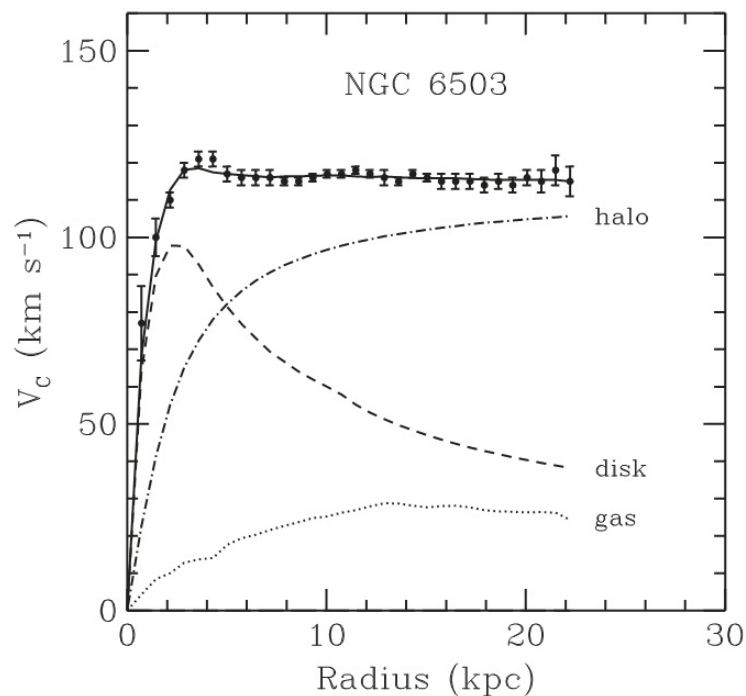


Abbildung 1.1.: Rotationskurve von NGC 6503. Die getrichelten Linien geben die unterschiedlichen Anteile zu der Rotationsgeschwindigkeit an, Abb. nach [Ber05].

Gravitationslinsen

Einen weiteren Hinweis auf Dunkle Materie erhält man durch die Messung von Gravitationslinsen. Nach der allgemeinen Relativitätstheorie wird das Licht, das sich zwischen einem entfernten leuchtenden Objekt und einem Beobachter bewegt, abgelenkt, sofern sich eine große Masse (die quasi als Linse wirkt) zwischen dem Beobachter und dem leuchtenden Objekt befindet (s. Abb. 1.2). Diesen Effekt macht man sich in der Astronomie zunutze, indem man über die Messung der Ablenkung des Lichts (bzw. der „Verzerrung“ des Bildes) Gravitationsfelder bestimmt.

Ein Beispiel, wie sich hiermit Rückschlüsse auf Dunkle Materie ziehen lassen, ist der Bullet-Cluster [Nak10]. Dort sind vor ca. 100 Millionen Jahren zwei Gala-

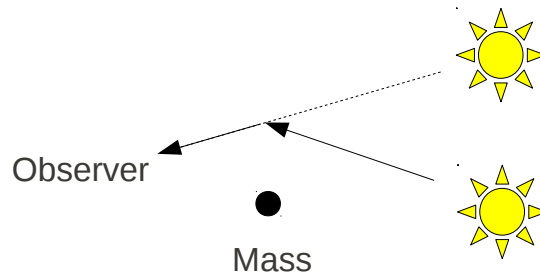


Abbildung 1.2.: Schematische Zeichnung zur Ablenkung eines Lichtstrahls durch eine große Masse. Das Licht hat für den Beobachter scheinbar eine andere Quelle.

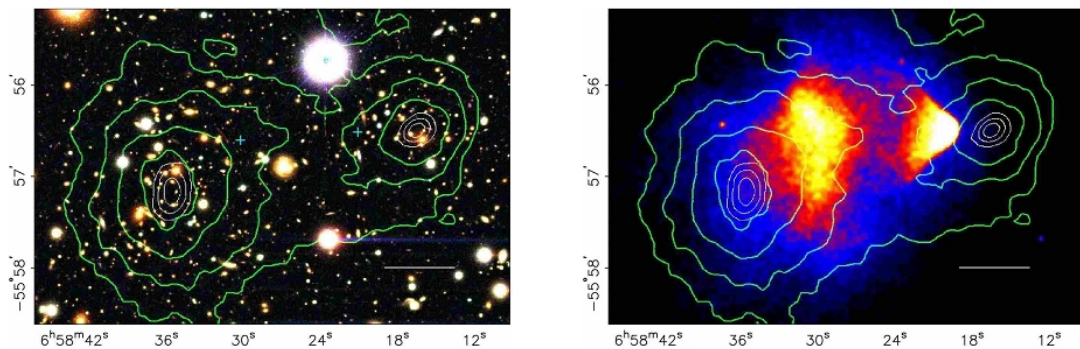


Abbildung 1.3.: Das Gravitationsfeld des Bullet-Clusters (grüne Konturen, links) und die über Röntgenbilder gemessene sichtbare Plasmamasse mit den darüber gelegten Konturen des Gravitationspotentials (rechts), [Clo06]

zueinander kollidiert. Der Großteil der sichtbaren Masse des Clusters besteht aus Röntgenstrahlung emittierendem Plasma, daneben machen die zwei Galaxiekonzentrationen mit ihren Sternen einen kleinen Teil der Masse aus. Weil die Wahrscheinlichkeit für Sternkollisionen (durch die großen Abstände und im Vergleich dazu punktförmigen Ausdehnungen der Sterne) sehr gering ist, sind die Sterne bei dieser Kollision unbeeinflusst geblieben und konnten sich daher mit gleicher Geschwindigkeit auf ihrer Flugbahn weiterbewegen. Das Plasma ist jedoch diffus ausgedehnt und wurde bei der Kollision deshalb stark abgebremst.

Über Röntgenmessungen konnte das Plasma vermessen werden und über Gravitationslinsenmessungen konnte das Gravitationspotential des Clusters vermessen werden. Es war anzunehmen, da die meiste sichtbare Masse aus dem Plasma besteht, dass das Gravitationspotential auch hier sein Zentrum hat. Tatsächlich befinden sich die Zentren des Gravitationspotentials jedoch in den Zentren der beiden Galaxiehaufen (s. Abb. 1.3 links). Da somit das Zentrum der Gesamtmasse nicht mit dem Zentrum der baryonischen Masse übereinstimmt, ist davon auszugehen,

dass ein Großteil der Masse nicht sichtbar ist und es sich daher um Dunkle Materie handelt [Clo06]. Außerdem kann mit diesem Beispiel gezeigt werden, dass Dunkle Materie offenbar wenig mit sich selbst wechselwirkt, denn sonst wäre sie ebenso abgebremst worden.

1.2. XENON100 / XENON1T

Ein Experiment zur Erforschung Dunkler Materie ist das XENON-Experiment. Hierbei sollen Stöße von WIMPs (Weakly Interacting Massive Particles) mit Xenonkernen unter Zugrundelegung der sehr geringen vorhergesagten Wirkungsquerschnitte untersucht werden.

1.2.1. Das Prinzip der XENON-TPC

Grundlage des XENON-Experiments ist eine Zeitprojektionskammer (engl. Time Projection Chamber, TPC), in der sich das Xenon befindet (s. Abb. 1.4). Im größten Teil der TPC wird das Xenon bei $-91\text{ }^{\circ}\text{C}$ flüssig gehalten, während es an der Oberseite gasförmig ist. Das XENON-Experiment findet in mehreren Phasen statt. Die erste Phase (XENON10) arbeitete mit einer Targetmasse von ca. 10 kg flüssigem Xenon. Für XENON100 wurde die Masse auf ca. 100 kg erhöht und für XENON1T ist eine erneute Verzehnfachung der Xenonmasse geplant.

An der Oberseite und am Boden der TPC sind Photomultiplier angebracht. Bei Teilchenstößen wird Szintillationslicht der Wellenlänge 178 nm erzeugt (erstes Szintillationslicht, S1 in Abb. 1.4), das von den Photomultipliern der Unterseite registriert wird.

In der TPC sind außerdem Elektrodengitter installiert. Am Boden ist ein Kathodengitter angebracht und an der Oberseite der TPC, wenige Millimeter unterhalb des Übergangs zwischen der flüssigen und der gasförmigen Phase des Xenons, ein geerdetes Gitter (Gate Grid, Abb. 1.4). Werden bei Teilchenstößen Xenonatome ionisiert, driften die Elektronen durch das elektrische Feld, das durch diese Gitter erzeugt wird ($0,5\text{ kV/cm}$), zur Oberseite der TPC. Oberhalb des Gate Grids befindet sich in der gasförmigen Phase des Xenons ein Anodengitter. Das elektrische Feld zwischen dem Gate Grid und dem Anodengitter ist deutlich höher (4 kV/cm) als

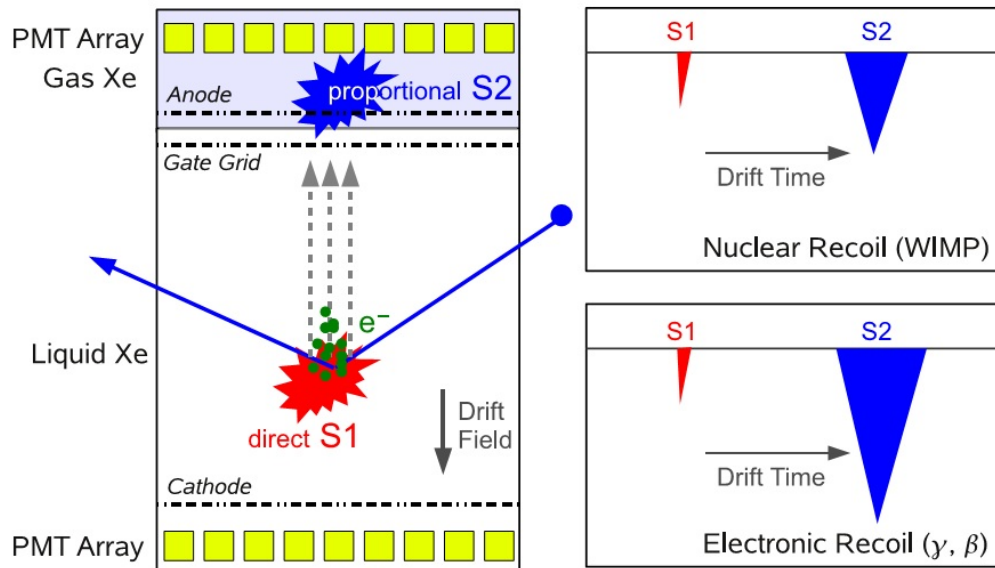


Abbildung 1.4.: Schematische Zeichnung der TPC und des Verfahrens zur Messung von Teilchenstößen mit dem Xenontarget. Wenn nach einem Teilchenstoß Xenonatome ionisiert werden, wird primäres Szintillationslicht gemessen und, nachdem Elektronen zur Oberseite der TPC gedriftet sind, wird proportionales Szintillationslicht gemessen. Über die Zeitdifferenz zwischen den beiden Szintillationslichtsignalen kann die z-Position des Teilchenstoßes berechnet werden. Aus den Verhältnissen der Amplituden der beiden Szintillationslichtsignale kann schließlich auf die Stoßart geschlossen werden (rechts), Abb. nach [Apr11b]

das zwischen der Kathode und dem Gate Grid, sodass die Elektronen hier beschleunigt werden, aus der flüssigen Phase des Xenons in die gasförmige übergehen und proportionales Szintillationslicht (S2 in Abb. 1.4) erzeugen. Dieses zweite Szintillationslicht wird von den Photomultipliern der Oberseite gemessen und durch die Anordnung der Photomultiplier kann auch die Position in der xy-Ebene mit einer Genauigkeit einiger Millimeter bestimmt werden.

Die Photomultipliersignale können in zweifacher Weise ausgewertet werden und zwar zum einen um die Position und zum anderen um die Art des Stoßes zu bestimmen. Die xy-Koordinate des Szintillationslichts kann durch die Position der Photomultiplier, die dieses Signal gemessen haben, bestimmt werden. Da das elektrische Feld im Bereich des flüssigen Xenons bekannt ist, ist auch die Driftgeschwindigkeit der Ionisationselektronen bekannt. Über die Dauer zwischen den beiden Signalen S1 und S2 kann damit die z-Koordinate (Höhe in der TPC) des Stoßes berechnet werden, womit die Position des Stoßes vollständig bestimmbar ist. Die Ortsinformation ist wichtig um Stöße am Rand der TPC, die durch die

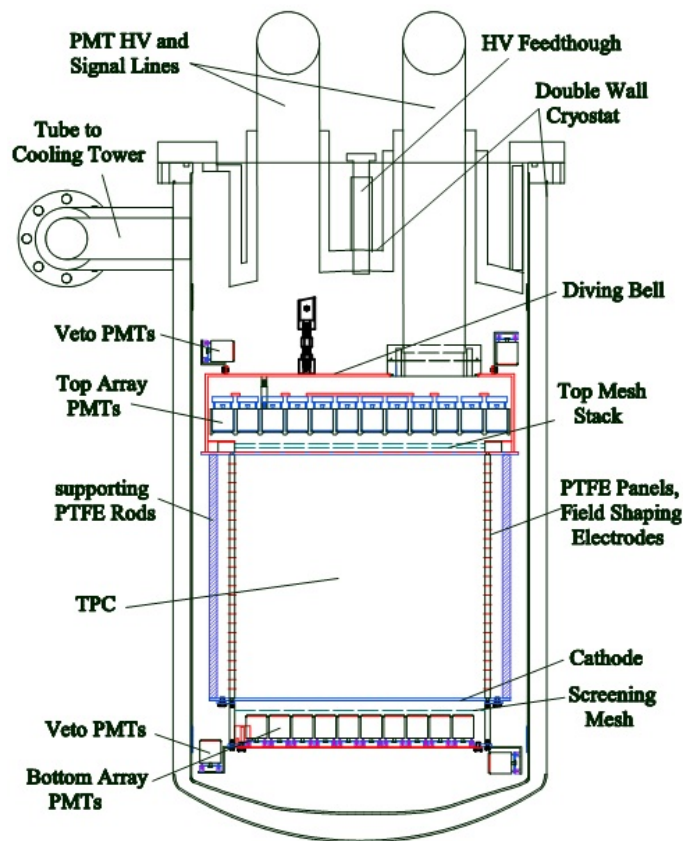


Abbildung 1.5.: Schematische Zeichnung des TPC innerhalb des gesamten Detektors. [Apr11b]

Radioaktivität der Wandmaterialien hervorgerufen werden, auszuschließen. Die Stoßart wird über das Verhältnis der zwei Signale bestimmt. Ein Stoß mit einem Xenonkern (durch WIMPs, aber auch durch Neutronen) löst ein kleineres Verhältnis der Signale ($S1/S2$) aus als Stöße mit Elektronen (durch β - oder γ -Strahlung), womit diese beiden Stoßarten unterscheidbar werden.

1.2.2. Der XENON-Detektor

Zur Reduktion des Untergrunds befindet sich das XENON-Experiment unterhalb der Erdoberfläche unter dem Gran Sasso beim INFN Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS) in Italien. Die TPC selbst ist umgeben von PTFE-Wänden (Teflon), an denen auch Elektroden zur Homogenisierung des elektrischen Feldes installiert sind. Sie ist in eine weitere Kammer mit weiterem flüssigem Xenon eingelassen (s. Abb. 1.5). Diese "Diving Bell" genannte Konstruktion dient dazu, das flüssige Xenon in der TPC auf einem konstanten Level zu halten. Das flüssige Xenon au-

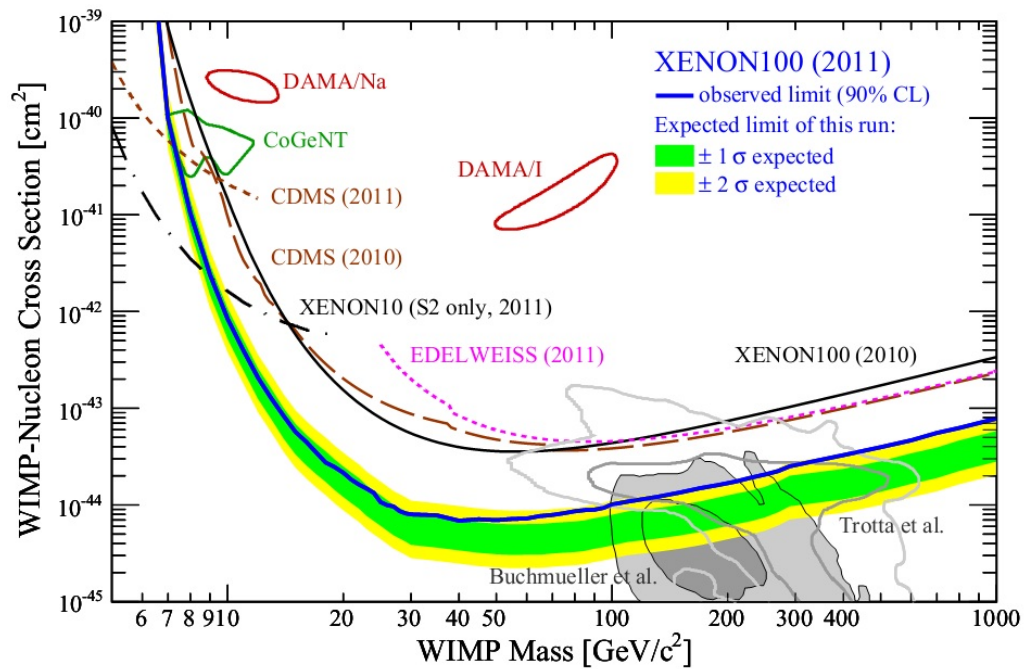


Abbildung 1.6.: Grenzen der Wirkungsquerschnitte von spinunabhängigen WIMP-Nukleon-Stößen in Abhängigkeit von der WIMP-Masse verschiedener Experimente [[Apr11a]]. Nach jüngsten Messungen von XENON100 konnte die Grenze des Wirkungsquerschnitts reduziert werden.

ßerhalb der TPC ist eine zusätzliche Abschirmung gegen γ -Strahlung von äußeren Detektormaterialien, die darüber hinaus auf geringe Aktivität hin selektiert sind. Außerdem befindet sich um den kompletten Detektor ein passiver Schild aus Blei, Kupfer, Teflon und Wasser gegen störende Strahlung.

Teflon wurde als Material für die Wand der TPC ausgewählt, weil es sich als ein guter Isolator für die angebrachten Elektroden eignet. Teflon wurde zusätzlich deshalb gewählt, weil es Licht sehr gut reflektiert.

1.2.3. Ausblick

Die bisherigen Ergebnisse des XENON100-Detektors konnten bereits neue Grenzen der Wirkungsquerschnitte von WIMP-Nukleon-Stößen bestimmen. Abbildung 1.6 zeigt den spinunabhängigen WIMP-Nukleon Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit der WIMP-Masse, woraus ersichtlich ist, dass Wirkungsquerschnitte oberhalb von $7,5 \cdot 10^{-45} \text{ cm}^2$ bei einer WIMP-Masse von $50 \text{ GeV}/c^2$ ausgeschlossen werden können.

Für die Zukunft ist die nächste Phase des XENON-Projekts geplant, XENON1T. Hierfür werden ca. 2500 kg flüssiges Xenon bei einer Targetmasse von ca. 1000 kg verwendet werden, wobei XENON100 während der Konstruktion von XENON1T parallel weiterlaufen wird. Es wird erwartet, dass durch die erneute Vergrößerung der Xenonmasse der Untergrund weiter reduziert werden kann. Beim Wechsel von XENON10 zu XENON100 konnte der Untergrund um einen Faktor 100 reduziert werden.

1.3. Aufbau der Arbeit

Der folgende Teil dieser Arbeit gliedert sich in drei Teile: Zunächst soll in Kap. 2 die Reflexionskammer, die im Rahmen dieser Arbeit mitkonstruiert wurde, vorgestellt werden. In dieser befinden sich Kaltschilde, von denen das innere auf 20 K abgekühlt werden soll. Dafür werden in Kap. 3 die Abschätzungen vorgestellt, mit denen die maximalen Abmessungen der Kaltschilde, bei denen sie mit einem vorhandenen Kaltkopf auf die erforderliche Temperatur gekühlt werden können, ermittelt wurden. In Kap. 4 wird der Lichtweg des VUV-Strahls von der Quelle bis zum Target diskutiert.

Es ist zu beachten, dass Planung und Aufbau der Apparatur und die Messungen in Zusammenarbeit mit bzw. teilweise unter Anleitung der Doktorandin Karen Bokeloh angefertigt wurden und zukünftig in [Bok12] behandelt werden.

2. Eine VUV-Streukammer für das XENON-Projekt

2.1. Motivation

Wie in Kap. 1.2 beschrieben, verwendet das XENON-Experiment Teflonwände in der TPC. Einer der Gründe für diese Materialwahl ist die hohe Reflektivität von Teflon, die zumindest oberhalb von 300 nm gut bekannt ist. Unterhalb von 300 nm sind die genauen Reflexionseigenschaften von Teflon jedoch nicht vollständig untersucht. Die Reflektivität der Teflonwände ist für das XENON-Experiment deshalb von Bedeutung, weil das 178 nm-Szintillationslicht gut reflektiert werden muss. Um eine genaue Positionsbestimmung von Teilchenstößen in der TPC über das Szintillationslicht sicherzustellen, ist eine genaue Kenntnis des winkelabhängigen Reflexionsverhaltens von Bedeutung.

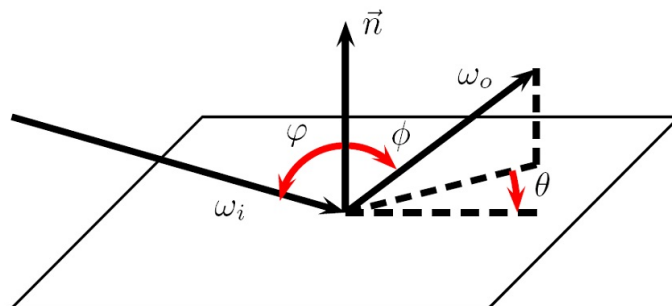


Abbildung 2.1.: Um die Reflexionseigenschaften von Teflon zu untersuchen, muss es möglich sein, den Einfallswinkel φ des einfallenden 178 nm-Strahls zu variieren, sowie die Reflexe in Abhängigkeit des Ausfallswinkels ϕ und des Neigungswinkels θ des reflektierten Strahls zu untersuchen, [Bok12]

Um die Reflexionseigenschaften von Teflon zu untersuchen wurde eine Reflexionskammer gebaut. In dieser soll Licht der Wellenlänge 178 nm auf ein Target einfallen und es soll die Intensität der Reflexe gemessen werden. Um die Reflexionsei-

enschaften vollständig zu beschreiben, muss außerdem, wie in Abb. 2.1 gezeigt, der Einfallswinkel veränderbar und die Intensität der Reflexion aus verschiedenen Winkeln messbar sein. Schließlich sollten die Wellenlänge und die Intensität des einfallenden Strahls verändert werden können. Weil mit Vakuum-UV-Licht gearbeitet wird, muss die Kammer zudem evakuiert werden können. Um schließlich die Bedingungen des XENON-Experiments zu reproduzieren, sollen das Teflon-Target und der Photomultiplier (Photomultipliertube, PMT) außerdem auf $-91\text{ }^{\circ}\text{C}$ abgekühlt werden können.

2.2. Aufbau der Apparatur

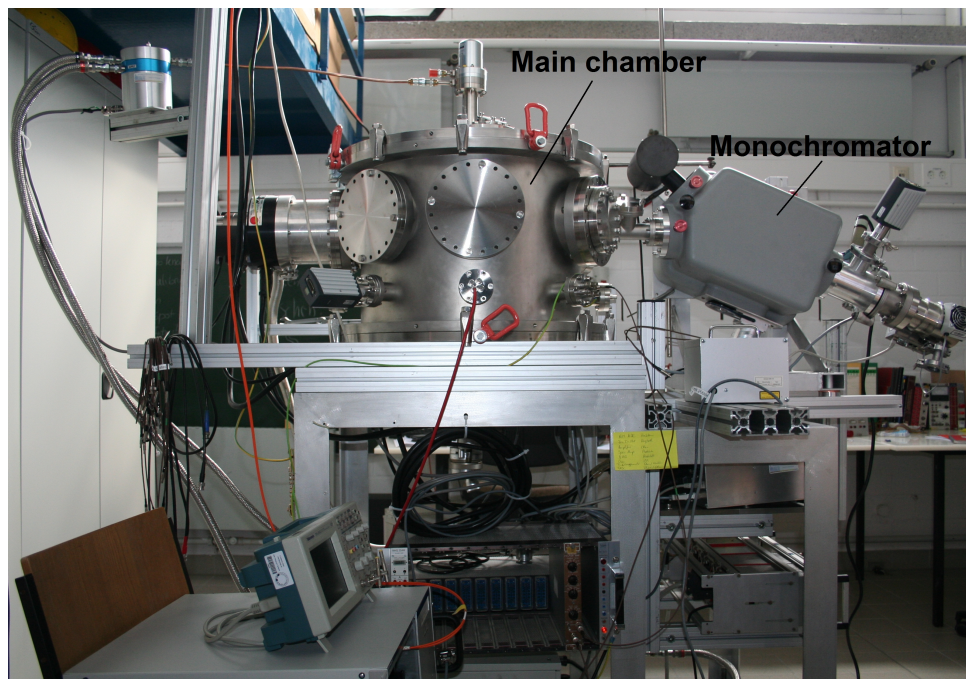


Abbildung 2.2.: Foto der Reflexionskammer. Rechts im Bild ist der Monochromator zur Wellenlängenselektion zu sehen, links die Hauptkammer, in der die Reflexionsmessungen durchgeführt werden sollen.

Es wurde schließlich die in Abb. 2.2 und Abb. 2.3 gezeigte Reflexionskammer aufgebaut. Sie erfüllt alle Anforderungen, die an sie gestellt werden. Als Lichtquelle wird eine Deuteriumlampe, die an einen Gitterspektrographen montiert ist, mit dem eine vorgegebene Wellenlänge selektiert werden kann, verwendet. Das Licht wird durch eine Linse auf das Teflontarget fokussiert (s. Abschnitt 4.3) und die Reflexion durch einen Photomultiplier gemessen. Der Photomultiplier ist in drei Raumrichtungen beweglich und lässt sich in einem Winkelbereich von 180° drehen. Weil es problematisch wäre, den Gitterspektrographen zu schwenken, wird

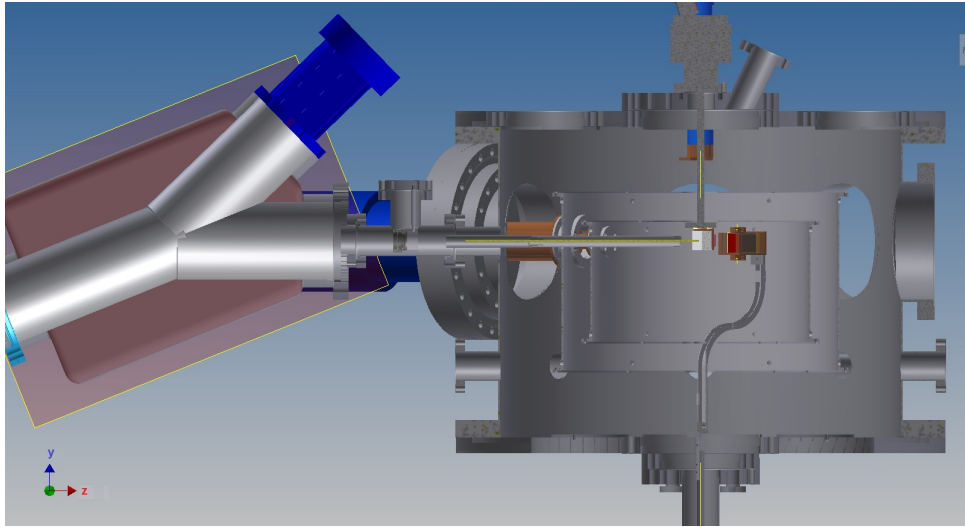


Abbildung 2.3.: Schnittansicht der Reflexionskammer. Links ist der Monochromator mit der Deuteriumlichtquelle zu sehen. Über ein Flanschsystem gelangt das Licht einer bestimmten Wellenlänge in die Reflexionskammer. Unten links sind die Achsen benannt, die in der Arbeit verwendet werden; die x-Richtung zeigt aus Blattebene heraus.



Abbildung 2.4.: Die Halterung für die Teflontargets für erste Messungen.

der Einfallswinkel des Lichtstrahls durch Drehen des Teflontargets variiert. Um zügig Erfahrungen durch erste Messungen zu sammeln, wurde zunächst die in Abb. 2.4 gezeigte Halterung konstruiert. Sie ist am Deckel der Reflexionskammer montiert und lässt sich um ihre eigene Achse drehen (φ in Abb. 2.1). Der Neigungswinkel (θ in Abb. 2.1) des Teflons ist zunächst nicht frei variierbar, sondern auf die Winkel 0° , 3° , 12° und 20° festgelegt. Die mit dem Lichtweg im Zusammenhang stehenden Eigenschaften der Kammer werden in Kap. 4 diskutiert.

Die letzte Anforderung an die Reflexionskammer war die Kühlung des Teflons. Diese wird durch einen Kaltkopf realisiert. Außerdem ist in Abb. 2.3 das Kaltschildsystem zu erkennen, das den Photomultiplier und das Teflontarget umgibt. Dieses wird in Kapitel 3 vorgestellt und diskutiert.

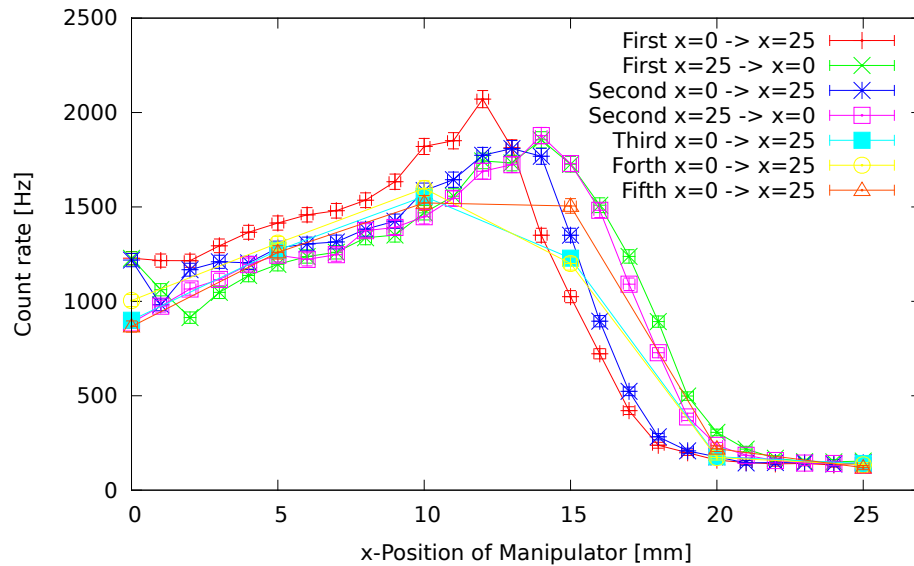


Abbildung 2.5.: Systematische Vermessung der Zählrate bei Veränderung der x-Position des Photomultipliers.

2.2.1. Reproduzierbarkeit der Einstellungen am Manipulator

Der Photomultiplier befindet sich auf einem Manipulator, mit dem er in drei Raumrichtungen (s. Abb. 2.3) bewegt und auch gedreht werden kann. Dieser Manipulator ist eine Fehlerquelle bei den Messungen, weil Messungen offenbar in x-Richtung nicht reproduzierbar sind. Abb. 2.5 zeigt eine Messung, bei der der Photomultiplier bei fester y- und z-Position in x-Richtung über die ganze Reichweite des Manipulators verschoben wurde. Auffällig ist, dass die Zählraten bei $x=25$ mm zusammenlaufen und in Richtung $x=0$ mm auseinanderdriften. Ebenfalls fällt auf, dass die von $x=25$ mm in Richtung $x=0$ mm durchgeführten Messungen eher reproduzierbar waren, als die von $x=0$ mm in Richtung $x=25$ mm durchgeführten Messungen. Es wurde deshalb beschlossen, alle folgenden Messungen nur von $x=25$ mm bis $x=5$ mm durchzuführen. Die Ursache dieses Problems ist in Abb. 2.6 gezeigt. Dort ist die Position der Photomultiplierhalterung an ihrer Basis gezeigt. Es ist erkennbar, dass wegen des kreisrunden Übergangs je nach z-Position nicht der volle Bereich für Bewegungen in x-Richtung zur Verfügung steht. Bei der Überprüfung zeigte sich, dass sich der Manipulator auch dann weiterdrehen lässt, wenn sich der Photomultiplier nicht mehr bewegt.

In Abbildung 2.7 ist ein mit dem Photomultiplier aufgenommenes Strahlprofil gezeigt. Hierbei wurde rasterartig die xy-Ebene durchfahren, wobei jeweils die y-Position gehalten und dabei der Photomultiplier in x-Richtung entweder von $x=25$ mm nach $x=0$ mm oder von $x=0$ mm nach $x=25$ mm verschoben wurde.

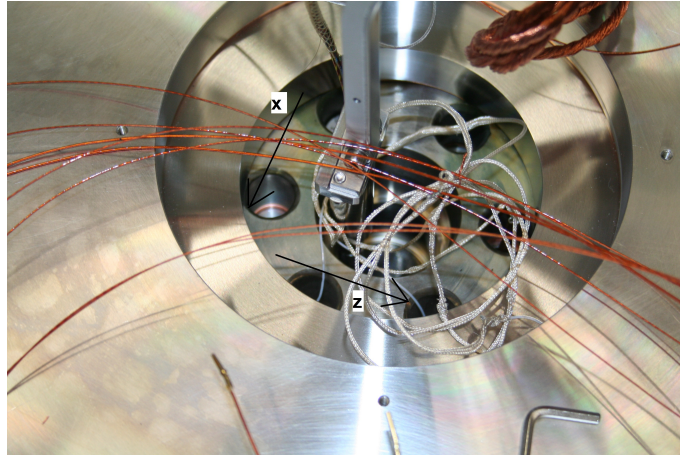


Abbildung 2.6.: Foto des Übergangs von der Photomultiplierhalterung zum Manipulator, aufgenommen bei $x=13$, $z=0$.

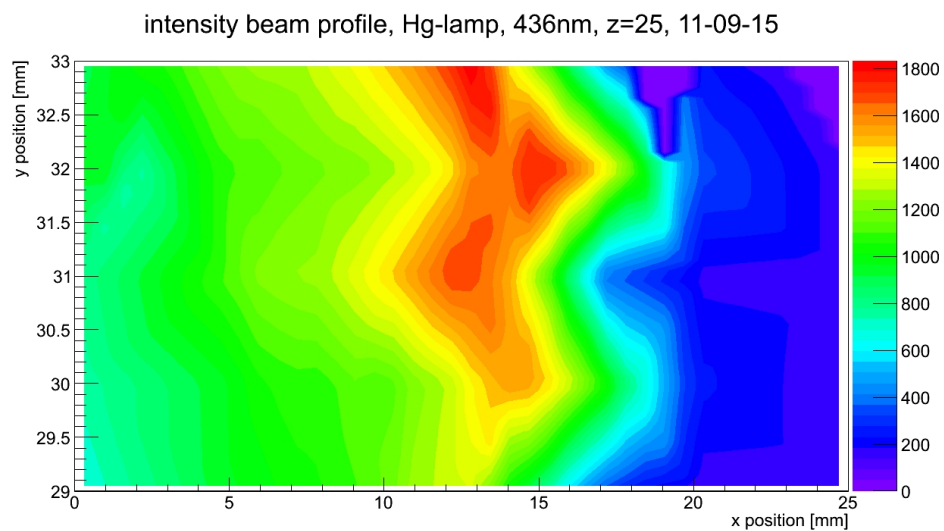


Abbildung 2.7.: Strahlprofil, bei dem sich die fehlende Reproduzierbarkeit der x-Position des Manipulators zeigte. Das Strahlprofil wurde so aufgenommen, dass bei festen y-Positionen der Photomultiplier in x-Richtung bewegt wurde (bei den y-Positionen wurde x abwechselnd in Hin- und in Rückrichtung bewegt).

Man kann deutlich die „Zick-zack-Bewegung“ erkennen, die durch die nicht gegebene Reproduzierbarkeit in x-Richtung gegeben ist. Fortan wurde der Photomultiplier bei allen Strahlprofilen bei jeweils fester x-Position in y-Richtung bewegt.

3. Das Kaltschildsystem der VUV-Streukammer

Aus mehreren Gründen wird im Aufbau eine Kühlung benötigt. Zum einen sollen die Bedingungen des XENON-Experiments reproduziert werden, bei dem das flüssige Xenon bei einer Temperatur von $-91\text{ }^{\circ}\text{C}$ gehalten wird. Darum werden das Teflontarget und der Photomultiplier auf diese Temperatur herabgekühlt. Außerdem ist beim Photomultiplier bei tiefen Temperaturen auch ein geringeres Rauschen zu erwarten.

Um das Teflontarget und den Photomultiplier wurde ein 20 K-Kaltschild installiert. Am diesem adsorbieren Restgasatome durch die tiefe Temperatur, wodurch ein niedrigerer Druck erreicht wird, der für die Transmission des 178 nm-UV-Lichts wichtig ist. Ein weiterer Vorteil ist, dass die Restgasatome durch die niedrigere Temperatur mit höherer Wahrscheinlichkeit am Kaltschild adsorbieren, als am Teflontarget, an dem sie die Reflexionsmessungen verfälschen würden. Des Weiteren kann dieser Schild geschwärzt werden, um Streulicht zu minimieren.

Für die Kühlung des 20 K-Schildes wird ein umschließender 80 K-Schild benötigt. Da ein zweistufiger Kaltkopf mit Leistungen von 12 W der 80 K-Stufe und 2 W der 20 K-Stufe [Vak96] bereits verfügbar war, sollten ursprünglich Abschätzungen vorgenommen werden, wie die Kaltschilde dimensioniert sein müssen, um den Kaltkopf nicht zu überlasten. Da diese Kaltschilde auf Basis dieser Berechnungen bereits entwickelt und verbaut wurden, wird in diesem Kapitel die Abschätzung anhand der fertiggestellten Kaltschilde vorgestellt.

3.1. Die Kälteschilde

Innerhalb der Streukammer soll eine Oberfläche auf eine Temperatur von 20 K abgekühlt werden. Um diese Temperatur zu erreichen, ist es notwendig, einen Strah-

lungsschild einzubauen, der ebenfalls gekühlt wird. In diesem Aufbau wird der innere Strahlungsschild auf 20 K abgekühlt und der äußere auf 80 K. Ein solches zweistufiges System ist notwendig, weil die Kühlleistung, mit der der innere Schild abgekühlt wird, ohne zusätzlichen Strahlungsschild nicht ausreichen würde, um die thermisch abgestrahlte Leistung der HV-Kammerwand (die eine Temperatur von ca. 300 K hat) zu kompensieren. Ein zusätzlicher Strahlungsschild schirmt diese Strahlung ab (s. die schematische Darstellung in Abb. 3.1 links und den Längsschnitt in Abb. 3.1 rechts).

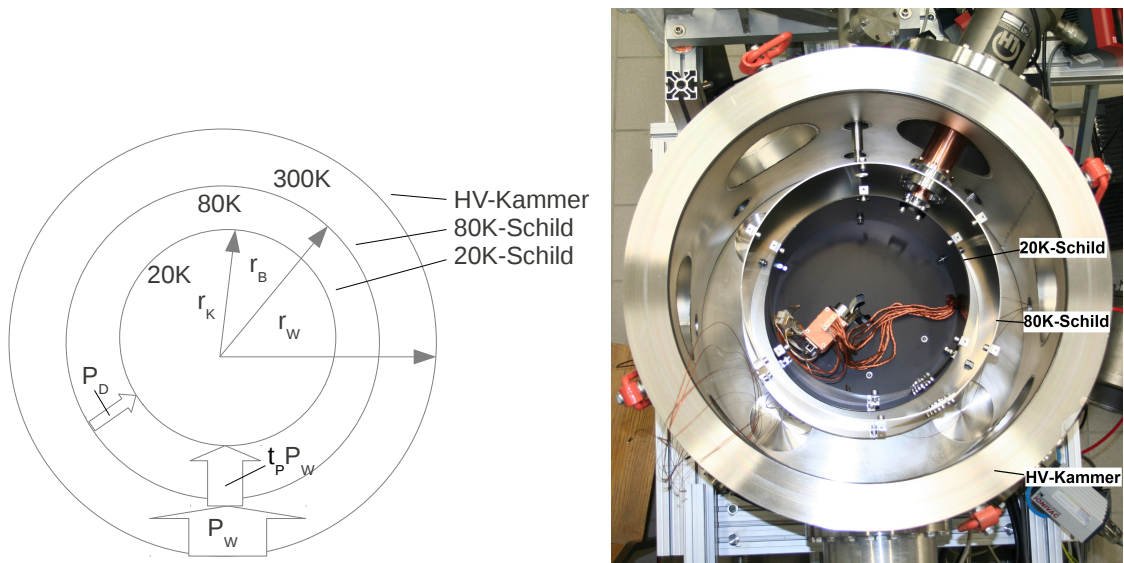


Abbildung 3.1.: Schematische Darstellung des Kaltschildsystems (links) und entsprechendes Foto der Kammer aus der Draufsicht (rechts). Um die auf den 20 K-Schild treffende Strahlungsleistung der Kammerwand P_W möglichst abzuschirmen, wird ein zweiter Kaltschild angebracht, der auf 80 K abgekühlt wird und dessen Strahlungsleistung P_B deutlich geringer ist.

3.1.1. Berechnung der Kälteschilde

Im Folgenden werden die äußere HV-Kammer (Radius r_W), der 80 K-Kälteschild (Radius r_B) und der 20 K-Kälteschild (Radius r_K) unterschieden. Es sollte ursprünglich abgeschätzt werden, bei welcher Dimensionierung der Kälteschilde die Leistung des vorhandenen zweistufigen Kaltkopfes vom Typ RPK 1500E ausreicht, die 20 K-Stufe auf 20 K bzw. die 80 K-Stufe auf 80 K abzukühlen. Es muss dafür abgeschätzt werden, welche Strahlungsleistung von den Kammerwänden auf die Kryofläche einwirkt. Als Grundlage für die Berechnung wurde [Hae81] verwendet.

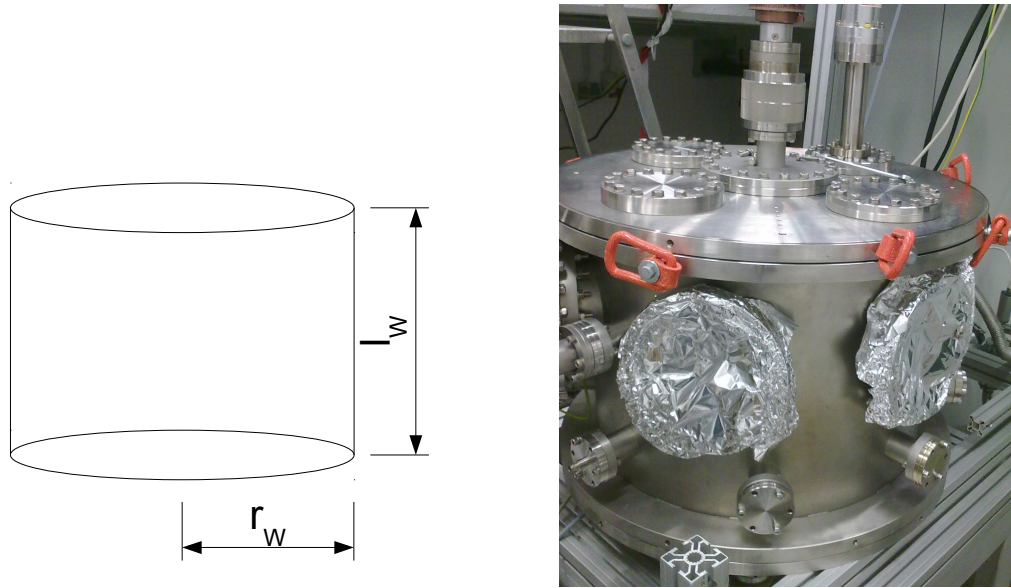


Abbildung 3.2.: Längsschnitt der Kammer in der Idealisierung als Zylinder (links) und die entsprechende Ansicht als Foto (rechts).

Die Kammer und die Schilde werden als zylinderförmig angenommen, wobei die Kammer einen Radius von $r_W = 0,26\text{m}$ und eine Höhe von $l_W = 0,4\text{m}$ hat. Die Schilde haben einen Radius von $0,18\text{m}$ bzw. $0,14\text{m}$ und eine Höhe von $0,24\text{m}$ bzw. $0,16\text{m}$. Diese Größen wurden bei der Dimensionierung angepasst.

3.1.2. Physikalische Abschätzung der Wärmestrahlung

Strahlungsleistung auf den 80 K-Schild

Ein Kaltschild mit der Oberfläche A_B , der Temperatur T_B und dem Emissionsgrad e_B empfängt von einer sie umschließenden Kammerwand (A_W , T_W , e_W) die Strahlungsleistung

$$P_B = f_W e_B A_B \sigma (T_W^4 - T_B^4). \quad (3.1)$$

Die Stefan-Boltzmann-Konstante ist gegeben durch $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \cdot \text{K}^4}$. Der Geometriefaktor f_W berechnet sich nach

$$f_W = \frac{1}{1 + \frac{A_B e_B (\frac{1}{e_W} - 1)}{A_W}}. \quad (3.2)$$

Die Oberfläche der äußeren Kammer wurde durch einen Zylinder ($l_W = 0,4 \text{ m}$, $r_W = 0,26 \text{ m}$) approximiert, wodurch sich $A_W = 1,06 \text{ m}^2$ ergibt. Als Oberfläche des 80 K-Schildes wurde mit $l_B = 0,24 \text{ m}$ und $r_B = 0,18 \text{ m}$ der Wert $A_B = 0,46 \text{ m}^2$ berechnet. Die Emissionsgrade wurden [Hae81] entnommen, wobei für die Kammer Werte für Stahl entnommen wurden und für die Schilde Werte für Aluminium. Es gibt bei den Literaturwerten eine große Streuung und es sind nicht für alle Materialien und Temperaturen Werte vorhanden. Daher wurden (als konservativer Ansatz)¹ $e_W = 0,15$ und $e_B = 0,03$ gewählt. Die Temperaturen sind mit $T_W = 300 \text{ K}$ und $T_B = 80 \text{ K}$ vorgegeben.

Setzt man diese Parameter in (3.1) ein, erhält man für die Strahlungsleistung, die von der Kammerwand auf den Kälteschirm einwirkt, ca. $P = 6 \text{ W}$. Damit ist die Leistung des Kaltkopfes (12 W) ausreichend.

Strahlungsleistung auf den 20 K-Schild

Die Strahlungsleistung, die auf den 20 K-Schild (A_K , T_K , e_K) einwirkt, erhält man (analog zu der im vorangegangenen Abschnitt berechneten Strahlungsleistung) durch die Strahlungsleistung, die von dem 80 K-Schild auf den 20 K-Schild strahlt (P_D). Es tritt jedoch ein weiterer Term auf, der berücksichtigt, dass durch den 80 K-Kälteschild mit dem Transmissionskoeffizienten t_P Wärmestrahlung von der äußeren Kammer dringt (P_T).

Man erhält für die auf A_K einwirkende Strahlungsleistung:

$$P_B = \underbrace{f_B e_K A_K \sigma (T_B^4 - T_K^4)}_{=P_D} + \underbrace{e_K A_K t_P \sigma (T_W^4 - T_K^4)}_{=P_T}. \quad (3.3)$$

¹für Stahl 302 und 18/8, poliert, $e(300 \text{ K}) = 0,08 \dots 0,15$. Für den 80 K-Schild aus Aluminium (rauh) existiert der Literaturwert $e(80 \text{ K}) = 0,03$.

Hierbei berechnet sich f_B analog zu 3.2.

Der Radius des 20 K-Schildes beträgt 14 cm, die Höhe 16 cm, womit man für die Oberfläche des 20 K-Schildes $A_K = 0,26 \text{ m}^2$ erhält. Für den Emissionsgrad von geschwärztem Aluminium bei 20 K war kein Literaturwert in [Hae81] vorhanden. Da der Emissionsgrad jedoch mit der Temperatur sinkt, kann davon ausgegangen werden, dass er bei 20 K geringer ist als bei 300 K und so wurde $e_K = 0,15$ angenommen.² Der Transmissionskoeffizient t_P des Kälteschirms kann nur schwer geschätzt werden; nach [Hae81] variiert er je nach Aufbau um mehrere Größenordnungen. Es wurde daher zur Sicherheit ein relativ großer Wert von $t_P = 0,1$ angenommen.

Setzt man diese Parameter in (3.3) ein, erhält man für die Strahlungsleistung, die auf die Kryofläche einwirkt, ca. $P = 1,85 \text{ W}$. Dieser Wert summiert sich durch die direkte Wärmestrahlung des 80 K-Schildes, die $P_D = 0,02 \text{ W}$ beträgt, und die von dem 80 K-Schild transmittierte Wärmestrahlung des äußeren Behälters, die $1,82 \text{ W}$ beträgt.

3.1.3. Diskussion der verwendeten Parameter

Die in der Literatur angegebenen Emissionsgrade haben z. T. auch bei festgelegten Temperaturen und Materialien eine erhebliche Schwankung, die sich stark auf die Strahlungsleistung auswirkt. Der Transmissionskoeffizient ist sehr schwer abschätzbar. Schließlich ist auch die Raumtemperatur nicht konstant. An dieser Stelle wird gezeigt, wie stark die Leistungsaufnahme des 20 K-Schildes durch Wärmestrahlung von den jeweiligen Parametern abhängt. Da die Wärmestrahlung, die auf den 80 K-Schild trifft, weit unterhalb der Leistungsgrenze der Kühlung liegt und durch groß gewählte Parameter nicht übertroffen wird, werden die dort verwendeten Parameter nicht einzeln diskutiert.

Abhängigkeit der Wärmestrahlung von der Raumtemperatur

Es wird davon ausgegangen, dass die HV-Kammer die gleiche Temperatur besitzt wie der Raum, in dem die Kammer steht. In Abb. 3.3 ist der Verlauf der auf den 20 K-Schild übertragenen Strahlungsleistung in Abhängigkeit von der Temperatur der Kammerwand bei verschiedenen Transmissionskoeffizienten aufgetragen. Da

²Der Literaturwert des Emissionsgrades bei 300 K variiert je nach Schichtdicke zwischen 0,06 und 0,75, [Hae81]

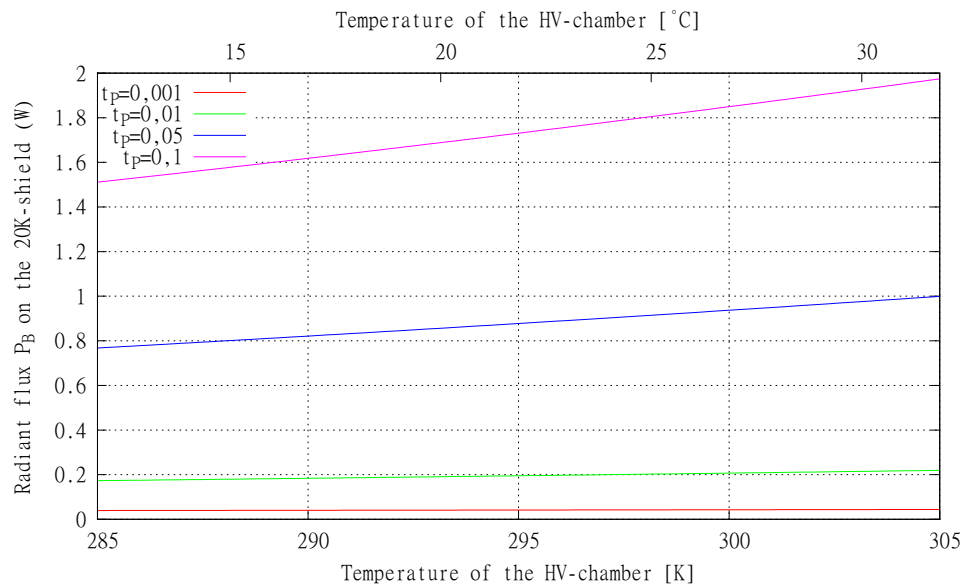


Abbildung 3.3.: Auf den 20 K-Schild übertragene Strahlungsleistung in Abhängigkeit von der Temperatur der Kammerwände.

die Strahlungsleistung mit T^4 ansteigt, wirken sich bereits geringe Unterschiede in der Raumtemperatur auf die Strahlungsleistung aus. Beispielsweise erhält man bei einem Transmissionskoeffizienten von $t_p = 0,1$ für eine Raumtemperatur von 19°C eine auf den 20 K-Schild treffende Strahlungsleistung von 1,67 W und bei einer Raumtemperatur von 25°C eine Strahlungsleistung von 1,8 W.

Abhängigkeit der Wärmestrahlung vom Transmissionskoeffizienten

Der Transmissionskoeffizient des 80 K-Schildes hängt stark von Form, Material und Beschichtung des Schildes ab und kann durch Monte-Carlo-Simulationen genauer abgeschätzt werden [Hae81], was jedoch den Rahmen dieser Arbeit sprengen würde.

In Abb. 3.4 ist die auf den 20 K-Schild treffende Strahlungsleistung in Abhängigkeit vom Transmissionskoeffizienten t_p aufgetragen. Hierbei wurde für die Raumtemperatur 300 K und für den Emissionsgrad des 20 K-Schildes $e_K = 0,15$ angenommen. Es ist ersichtlich, dass die Größe des Transmissionskoeffizienten maßgeblich zur Strahlungsleistung beiträgt. Eine Schwärzung des 80 K-Schildes kann zur Minimierung der Transmissionsstrahlung beitragen.

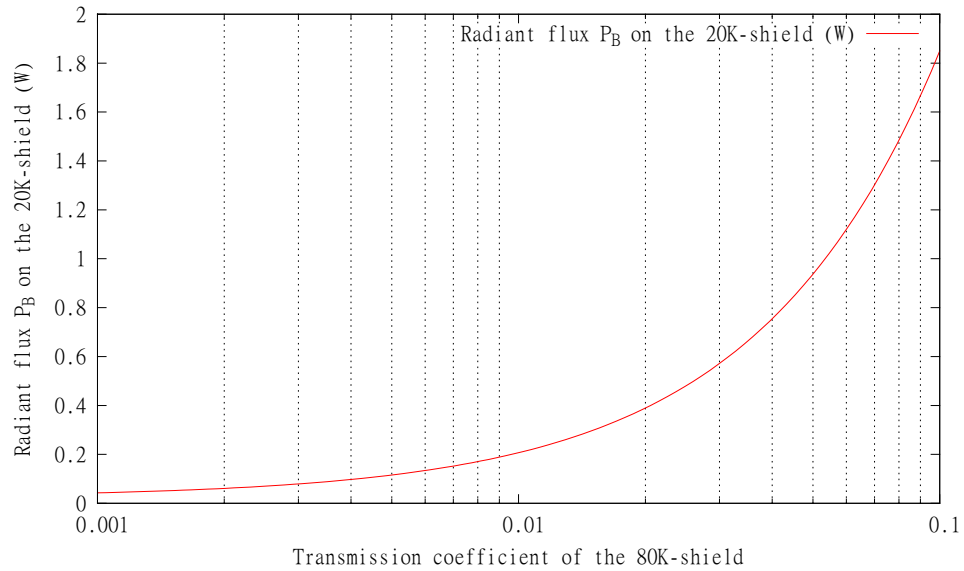


Abbildung 3.4.: Abhängigkeit der Wärmestrahlung auf den 20 K-Schild in Abhängigkeit vom Transmissionskoeffizienten t_p des 80 K-Schildes. Man beachte, dass die x-Achse logarithmisch aufgetragen ist.

Abhängigkeit der Wärmestrahlung vom Emissionsgrad des 20 K-Schildes

Um Reflexionen am 20 K-Schild möglichst zu vermeiden, wurde der 20 K-Schild mit einer Oxidschicht von ca. $15\mu m$ Dicke geschwärzt; Literaturwerte für den Emissionsgrad von geschwärztem Aluminium liegen jedoch nur für 300K vor. Weil der genaue Wert für den Emissionsgrad nicht bekannt ist, wurde er hier mit $e_K = 0,15$ geschätzt. Abb. 3.5 zeigt die Wärmestrahlung auf den 20 K-Schild in Abhängigkeit vom Emissionsgrad des 20 K-Schildes.

3.1.4. Physikalische Abschätzung der Wärmeleitung

Neben der Wärmeübertragung durch Wärmestrahlung wird thermische Energie auch durch Wärmeleitung in den Befestigungen übertragen. Allgemein gilt für einen Leiter mit konstantem Querschnitt A , der Länge L und der Wärmeleitfähigkeit λ bei der Temperaturdifferenz $T_h - T_n$:

$$P_L = \frac{A}{L} \int_{T_n}^{T_h} \lambda dT \quad (3.4)$$

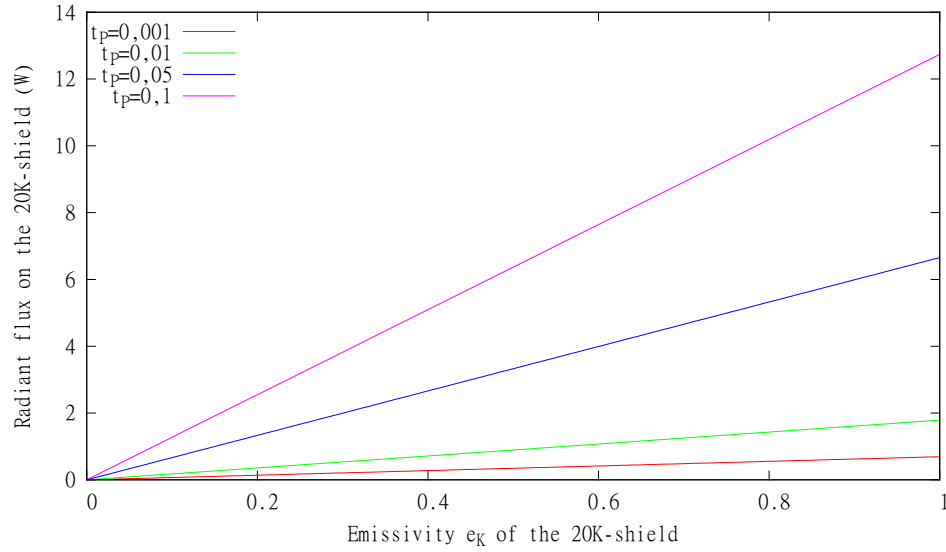


Abbildung 3.5.: Wärmestrahlung auf den 20 K-Schild in Abhängigkeit vom Emissionsgrad des 20 K-Schildes e_K

Der äußere Kaltschild wird durch die Befestigung am Kaltkopf gehalten. Der innere Kaltschild wird jedoch zusätzlich durch zwei zylindrische Stäbe aus Teflon gestützt. Diese Halterung hat einen Radius von 1 cm und eine Länge von 3,5 cm. Es gilt damit für die Wärmeleitung zwischen dem 80 K-Schild und dem 20 K-Schild:³

$$P_{LKW} = 2 \cdot \frac{3,14 \cdot 10^{-4} m^2}{0,035 m} \underbrace{\int_{20K}^{80K} \lambda dT}_{=12,3 \frac{W}{m}} = 0,22 W. \quad (3.5)$$

Die Wärmeleitung zwischen dem 80 K-Schild und dem 20 K-Schild beträgt damit etwa $1/9$ der Kühlleistung des 20 K-Schildes.

³Es wurden Literaturwerte der Integrale aus [Hae81] verwendet. Diese sind jeweils für $\int_4^T \lambda dT$ angegeben und wurden hier nach $\int_{T_n}^{T_h} \lambda dT = \int_4^{T_h} \lambda dT - \int_4^{T_n} \lambda dT$ umgerechnet.

3.1.5. Fazit

Die Kühlung des 80 K-Schildes hat eine Leistung von $P = 12\text{ W}$. Die hier vorgenommene Dimensionierung des Schildes reicht selbst bei den ungünstig ausgewählten Parametern aus um die Wärmeübertragung von der HV-Kammer zu kompensieren. Falls die Abschätzung der vom 20 K-Kälteschild aufgenommenen Leistung $P \approx 2,1\text{ W}$ korrekt ist, kann sie von der Kühlung nicht vollständig kompensiert werden, weil die Kühlleistung hier $P = 2\text{ W}$ beträgt. Da die Abschätzung der Wärmeübertragung jedoch nur knapp oberhalb der Grenze liegt, ist es möglich, dass die tatsächliche Wärmeübertragung geringer ist. Da die Herstellerangaben nur ungefähre Angaben sind, ist ein Test ohnehin nötig.

Zukünftig könnte getestet werden, ob die Oxidschicht des 20 K-Schildes als Antireflexschicht für gestreute Strahlung dienen kann. Des Weiteren könnten noch die tatsächlichen Emissionsgrade der verwendeten Materialien durch eine Messung bestimmt werden. Bis zum Druck dieser Arbeit wurde die Kammer noch nicht heruntergekühlt. Es wird daher erst überprüft werden müssen, ob die zugrundeliegenden Annahmen korrekt waren und sich der Innenschild bis 20 K herunterkühlen lässt.

3.2. Temperaturmessung

3.2.1. Aufbau der Temperaturmessung

Zur Messung der Temperaturen werden an verschiedenen Stellen des Aufbaus Temperatursensoren angebracht. Hierbei kommen zwei verschiedene Sensoren zum Einsatz: Für den Photomultiplier, den 80K-Schild und das Teflon-Target werden PT100-Thermistoren eingesetzt. Diese werden an eine Messkarte angeschlossen, die den Widerstand der PT100 misst und eine entsprechende Signalspannung ausgibt, die dann wiederum von einem ADC ausgelesen und an einem Labor-PC mittels Labview weiterverarbeitet werden kann. Weil die Widerstand-/Temperatur-Zuordnung von PT100-Widerständen nur bis -200°C normiert ist, wird zur Messung der Temperatur am 20K-Schild eine spezielle Silizium-Diode vom Typ LakeShore DT-471-SD angebracht. Diese wird mit einem konstanten Strom von $10\mu\text{A}$ versorgt um die Spannung an der Diode zu messen. Da der Spannungs-/ Temperatur-

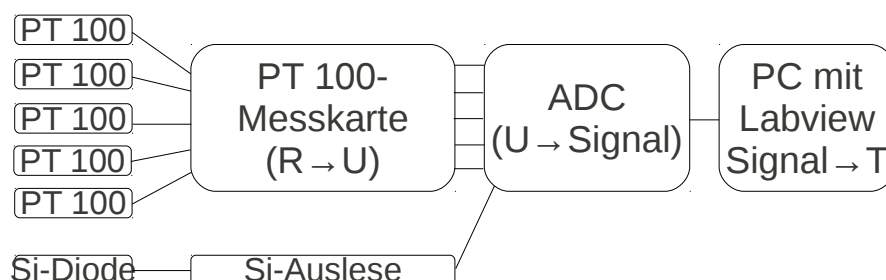


Abbildung 3.6.: Schema der Temperaturmessung innerhalb der Kammer. Wegen der unterschiedlichen Messbereiche werden zwei verschiedene Arten von Temperatursensoren verwendet.

Zusammenhang für Temperaturen oberhalb von 10K bekannt ist,⁴ lässt sich hieraus die Temperatur errechnen. Ein Schema der Temperaturmessung ist in Abb. 3.6 dargestellt.

3.2.2. Eichung der PT100-Messungen

Der Temperaturbereich $-200^{\circ}\text{C} \dots +200^{\circ}\text{C} \cong 18,52\Omega \dots 175,86\Omega$ sollte von der Messkarte für die PT100-Temperatursensoren in eine Signalspannung $\approx -5\text{V} \dots +5\text{V}$ umgewandelt werden.⁵ Da der genaue Zusammenhang zwischen dem Widerstand des PT100 und der ausgegebenen Signalspannung über Potentiometer an der Messkarte einstellbar ist, wurde sie für die einzelnen Kanäle gemessen.

Für die Eichmessung wurde ein Trimpotentiometer nacheinander an die unterschiedlichen Kanäle der Temperatúrauslesekarte angeschlossen. An diesem wurde für verschiedene Temperaturen innerhalb des jeweiligen Temperaturbereiches der dazugehörige Widerstandswert in eingestellt und die Signalspannung ausgelesen. Bei der Eichung wurde zunächst jeweils eine lineare Fitfunktion nach der Form $T(U) = a \cdot U + b$ verwendet. Es zeigte sich jedoch, dass ein linearer Fit nur jeweils für den negativen bzw. positiven Temperaturbereich passte und eine quadratische Fitfunktion der Form $T(U) = a \cdot U^2 + b \cdot U + c$ sich deutlich besser an den gesamten Temperaturbereich anpassen ließ (s. Abb. 3.7).

Die einzelnen Fitparameter sind im Anhang (A.2) aufgelistet.

⁴Dieser ist in der Standard Curve 10 wiedergegeben: http://www.lakeshore.com/pdf_files/sensors/AppNotes/Curve10.pdf [zuletzt abgerufen am 10.11.2011.]

⁵Zwei Kanäle wurden für eine bessere Genauigkeit nur auf den Bereich $-120^{\circ}\text{C} \dots +120^{\circ}\text{C}$ eingestellt.

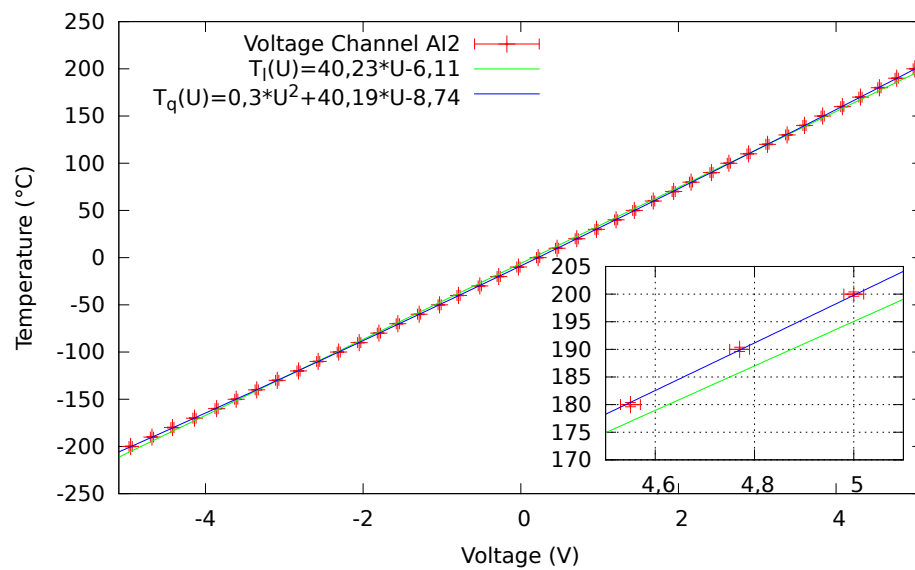


Abbildung 3.7.: Messung der Widerstands-/Signalspannungsabhängigkeit der Temperatúrauslesekarte mit linearer, bzw. quadratischer Fitfunktion. Der Widerstand wurde bereits in die PT100-Temperatur umgerechnet. Unten rechts ist der Ausschnitt um 190 °C vergrößert um die Abweichung der linearen Fitfunktion hervorzuheben.

4. Frequenzselektive fokussierte VUV-m Lichtquelle

In diesem Kapitel wird die UV-Lichtquelle für die Reflexionsmessungen von ihrem Ursprung bis zum Target beschrieben. Im Unterkapitel 4.1 wird dabei die Deuteriumlampe als VUV-Lichtquelle diskutiert. In Abschnitt 4.2 wird die Frequenzselektion durch den Gitterspektrographen erläutert. Schließlich wird in Abschnitt 4.3 beschrieben, wie der Lichtfleck auf das Teflontarget fokussiert wird.

4.1. Deuteriumlampe und Stabilität

Die Reflexionsmessungen sollen später mit UV-Licht der Wellenlänge $\lambda = 178\text{ nm}$ durchgeführt werden. Es soll in diesem Abschnitt das Verhalten der Deuteriumlampe diskutiert werden. Maßgebliche Bedingungen sind Einschaltverhalten, Wellenlängenabhängigkeit und Stabilität der Messungen.

4.1.1. Einschaltverhalten der Deuteriumlampe

Abbildung 4.1 zeigt das Einschaltverhalten der Deuteriumlampe beim ersten und beim zweiten Einschalten. Zwischen den beiden Messungen liegen ca. 1 1/2 Stunden Abstand. Es ist erkennbar, dass die Zählrate zunächst abfällt und nach etwa einer halben Stunde relativ stabil ist (Schwankungen liegen dann innerhalb der \sqrt{N} -Unsicherheit). Es kann also davon ausgegangen werden, dass nach einer Aufwärmphase von ca. 30 Minuten mit Messungen begonnen werden kann.

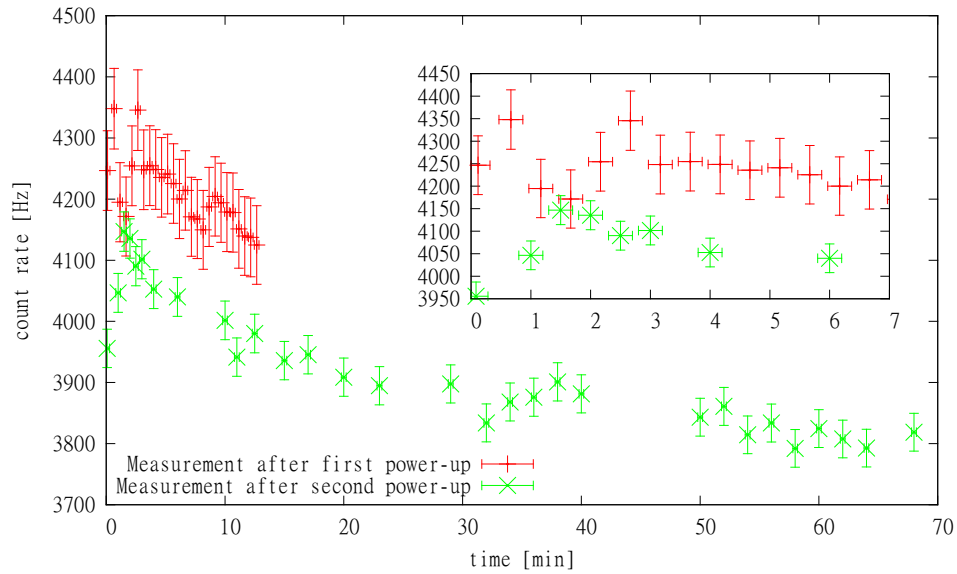


Abbildung 4.1.: Einschaltverhalten der Deuteriumlampe. Die rote Messung wurde direkt nach dem Einschalten der Deuteriumlampe durchgeführt. Dann wurde die Lampe wieder ausgeschaltet und nach einiger Zeit wieder eingeschaltet und die grüne Messung durchgeführt. Als Fehler für die Zählrate wurde hier \sqrt{N} angenommen.

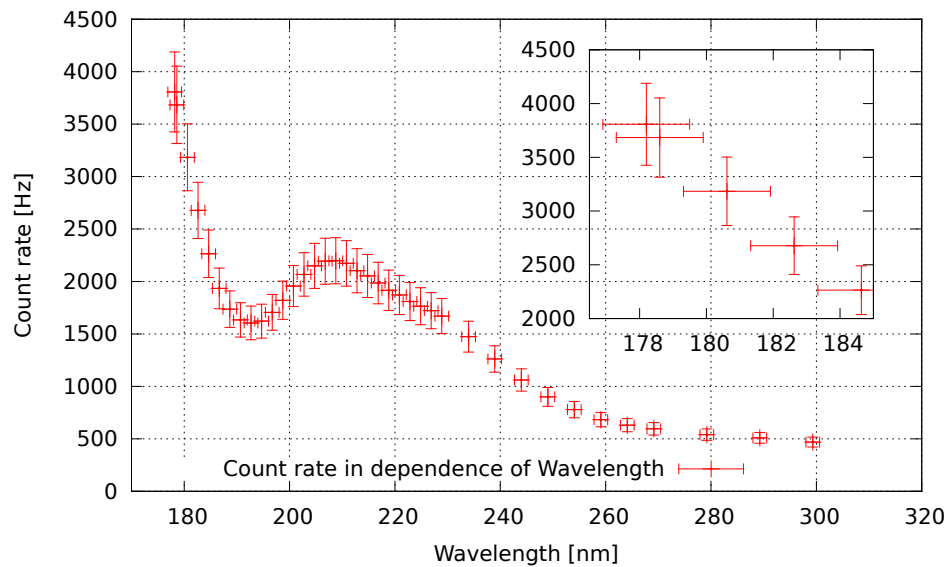


Abbildung 4.2.: Wellenlängenabhängigkeit der Zählrate. Rechts oben ist die Region um 180nm vergrößert dargestellt.

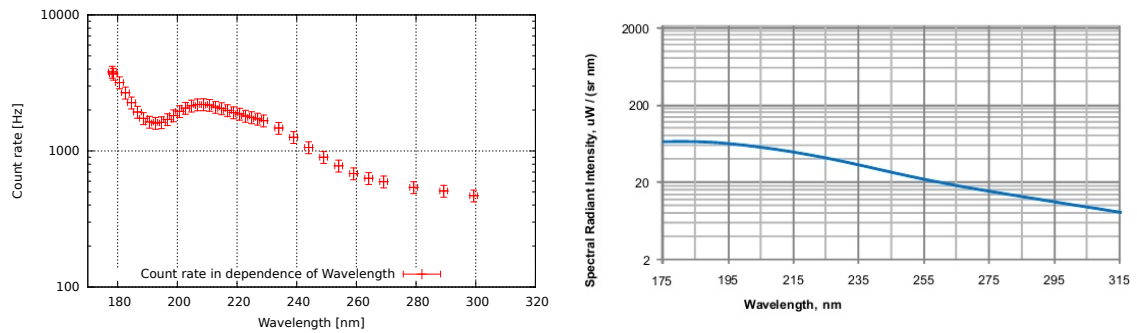


Abbildung 4.3.: Links: Wellenlängenabhängige Zählrate (wie 4.2, jedoch logarithmisch aufgetragen). Rechts: Entsprechender Ausschnitt des Leistungsspektrums aus dem Datenblatt [Ins]. Das komplette Spektrum findet sich im Anhang in Abb. A.3.

4.1.2. Wellenlängenabhängigkeit

Abbildung 4.2 zeigt die Zählrate in Abhängigkeit von der Wellenlänge. In Abb. 4.3 ist derselbe Graph mit logarithmischer y-Achse aufgetragen und neben das Leistungsspektrum der Deuteriumlampe (nach Herstellerangaben) abgedruckt. Diese Kurven können jedoch nicht direkt verglichen werden, weil das Leistungsspektrum die tatsächliche Leistung bei einer bestimmten Wellenlänge angibt, die Zählrate am Photomultiplier jedoch proportional zur Rate der eintreffenden Photonen sein sollte, die bei gleicher Leistung und geringerer Wellenlänge wegen der höheren Photonenenergie geringer sein sollte. Außerdem ist die Zählrate des PMT wellenlängenabhängig.

4.1.3. Stabilität der Messungen

Bei den Messungen fiel auf, dass die Zählraten z. T. stärker schwankten, als zuvor angenommen war. Abbildung 4.4 zeigt mehrere Messungen der Zählrate des Photomultipliers an einer festen Position (links). Nach etwa 100 Minuten, in denen der Photomultiplier nicht bewegt worden war, wurden erneut Messwerte aufgenommen (rechts). Man erkennt deutlich, dass es Blöcke von Messwerten gibt, in denen die Messunsicherheit mit \sqrt{N} übereinstimmt. Es kommt jedoch in unregelmäßigen Abständen zu Sprüngen der Zählrate, deren Ursache unbekannt ist. Um diese mitzubeziehen, muss eine Unsicherheit von $\pm 10\%$ angenommen werden.

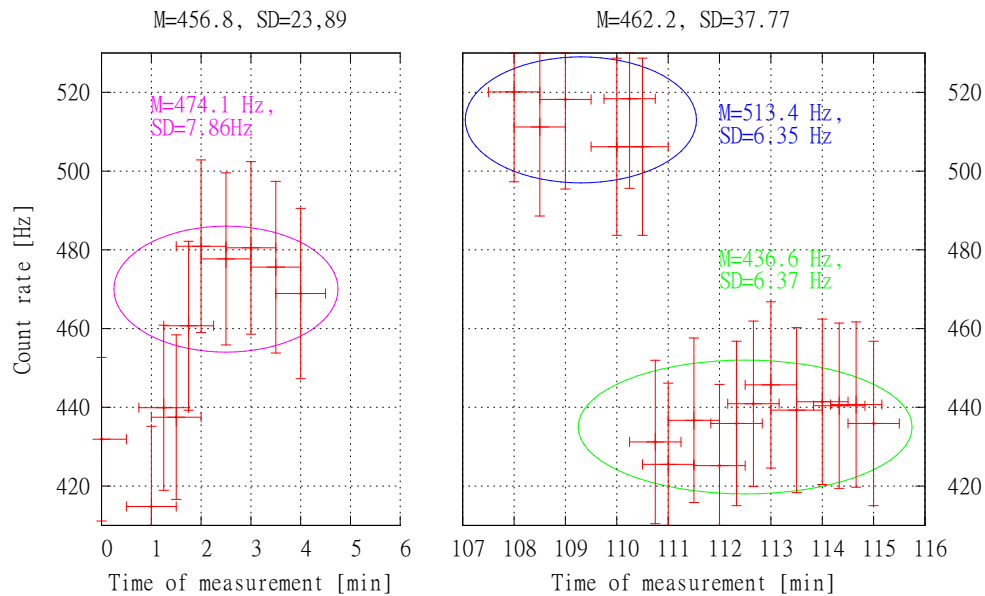


Abbildung 4.4.: Stabilität der PMT-Messung der Deuteriumlampe. Lokal kann innerhalb der eingekreisten Bereiche ein Wurzelfehler angenommen werden, es gibt jedoch „Sprünge“, die dies global nicht erlauben.

4.2. McPherson Gitterspektrograph

4.2.1. Eichung des Gitterspektrographen

Es war bereits bekannt, dass die Wellenlängen-Anzeige des Gitterspektrographen leicht verschoben ist. Um bei der Reflexionsmessung die richtige Wellenlänge zu selektieren, musste das Gerät daher geeicht werden.

Aufbau der Eichmessung

Zur Eichung des Gitterspektrographen war eine Lichtquelle mit bekanntem Spektrum nötig. Es wurde eine Quecksilberdampfampe verwendet, da sie eine hohe Intensität besitzt, sowie über charakteristische Wellenlängen im UV-Bereich verfügt. Die Quecksilberdampfampe wurde an der Eingangsblende des Gitterspektrographen positioniert und die Blende mit schwarzem Tuch umwickelt um eintreffendes Störlicht zu minimieren. An der Ausgangsblende des Gitterspektrographen wurde ein CF-Flansch mit einer BNC-Durchführung montiert, an die eine Photodiode angelötet war. Da die BNC-Durchführung lichtdurchlässig war, wurde sie ebenfalls

abgedeckt. Die Photodiode wurde über den BNC-Anschluss mit einem Amperemeter vom Typ CD1010 verbunden, das Ströme bis hinunter zum nA-Bereich messen kann. Damit an der Photodiode ein Strom gemessen werden konnte musste sie auf den Strahl ausgerichtet werden. Zu dieser Justage wurde der Gitterspektrograph zunächst auf das Maximum der 3650 nm-Linie eingestellt und die Photodiode auf einen maximalen Strom ausgerichtet.

Zur Strommessung muss am verwendeten Amperemeter der Messbereich zwischen 10^{-3} A und 10^{-9} A eingestellt werden. Über einen Relais-Eingang kann dies auch extern erfolgen. Ein analoger Signalausgang (0...10 V) gibt dann die Basis wieder. Die Messung des Stroms wurde durch ein Labviewprogramm durchgeführt, das für jede einzelne Messung den Messbereich des Amperemeters von 10^{-3} A abwärts variiert, bis die Basis > 1 ist.

Der Schrittmotor des Gitterspektrographen wurde ebenfalls mit einem Labviewprogramm extern gesteuert. Dieses fuhr den Gitterspektrographen automatisch von einer Anfangswellenlänge bis zu einer Endwellenlänge in einer bestimmten Schrittweite und führte dabei nach dem oben genannten Verfahren eine Strommessung an der Photodiode durch. Die Messwertpaare werden dann zur weiteren Auswertung in eine Datei geschrieben.

Eichmessung

Die Eichmessung wurde in einem Bereich zwischen 2500 Å und 4500 Å (Anzeige am Gitterspektrographen) durchgeführt. Diese Grenzen wurden gewählt, weil unterhalb von 200 nm starke Linien des Quecksilberspektrums nur noch unter Vakuum beobachtet werden können. Zudem hat die Quecksilberdampfampe einen Glaskolben, der für Vakuum-UV-Licht nicht transparent ist. Die Blenden am Gitterspektrographen wurden auf 1 mm eingestellt. Dies hat den Nachteil, dass die Auflösung des Spektrographen verschlechtert wird,¹ wodurch nahe beieinander liegende Linien nicht mehr trennbar sind und der Fehler der Eichmessung recht groß wird. Allerdings musste hier ein Kompromiss zwischen der Genauigkeit der Messung und der Empfindlichkeit der Messung eingegangen werden.

Das aufgenommene Spektrum der Quecksilberdampfampe ist mit den identifizierten Peaks in Abb. 4.5 wiedergegeben. Tabelle 4.1 zeigt die Messwerte der Peaks

¹Nach Angaben im Handbuch [Ins75] beträgt die Auflösung bei $10\mu\text{m} \times 4\text{mm}$ Blendenöffnung 0,6 Å.

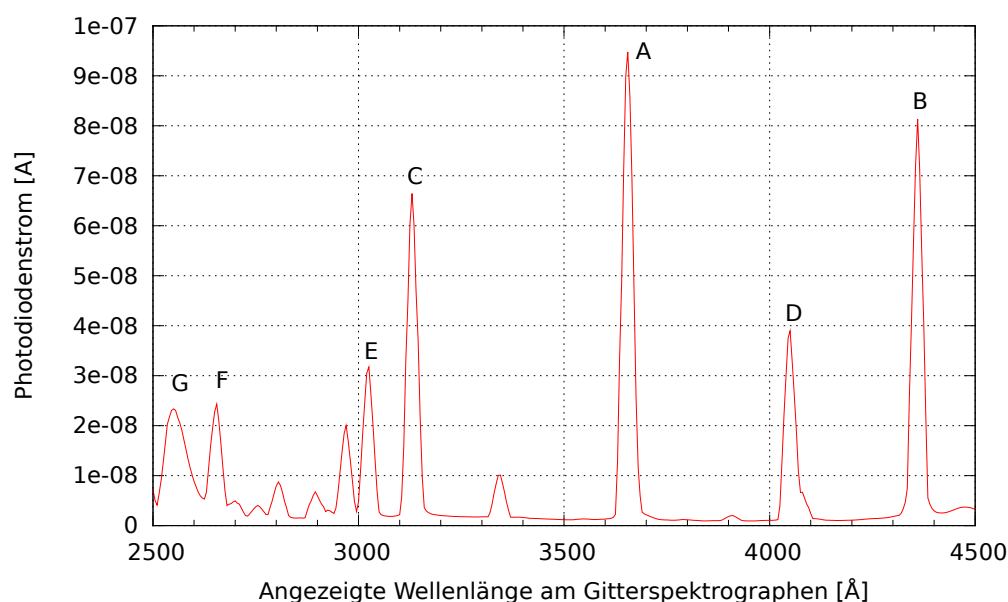


Abbildung 4.5.: Ungeechtes Spektrum der Quecksilberdampfampe. Die Buchstaben geben die Peaks aus Tabelle 4.1 wieder.

tabellarisch. Zur Bestimmung der Eichfunktion wurden die einzelnen Peaks durch eine Gauß-Funktion gefittet und diese den charakteristischen Quecksilberlinien zugeordnet. Hierzu wurde [San] verwendet.

Tabelle 4.1.: Zugeordnete Linien des Quecksilberspektrums zur Eichung des Gitterspektrographen

Peak	Mittelpunkt [Å]	FWHM [Å]	Amplitude [A]	Zugeordnete Linie [Å]
A	3654,6	30,0	$9,53 \cdot 10^{-8}$	3650,15
B	4359,7	29,4	$7,89 \cdot 10^{-8}$	4358,33
C	3130,7	29,9	$6,53 \cdot 10^{-8}$	3129,38
D	4049,3	31,3	$3,81 \cdot 10^{-8}$	4046,56
E	3023,1	31,0	$3,07 \cdot 10^{-8}$	3021,50
G	2555,8	70,6	$2,28 \cdot 10^{-8}$	2536,52

Die Eichung sollte mit der Funktion $f(x) = a \cdot x + b$ durchgeführt werden. Um die Korrelation der Fitparameter zu minimieren, wird stattdessen die Funktion $f(x) = a \cdot (x - x_0) + b$ verwendet [Wei09]. Beim Fit wird dabei x_0 variiert, bis die Korrelation der Fitparameter a und b Null beträgt. Die resultierende Eichgerade ist in Abb. 4.6 abgedruckt.

Man erhält damit als Fitfunktion für die Umrechnung von einer gewünschten tatsächlichen Wellenlänge λ_{real} zu einer auf dem Gitterspektrographen angezeig-

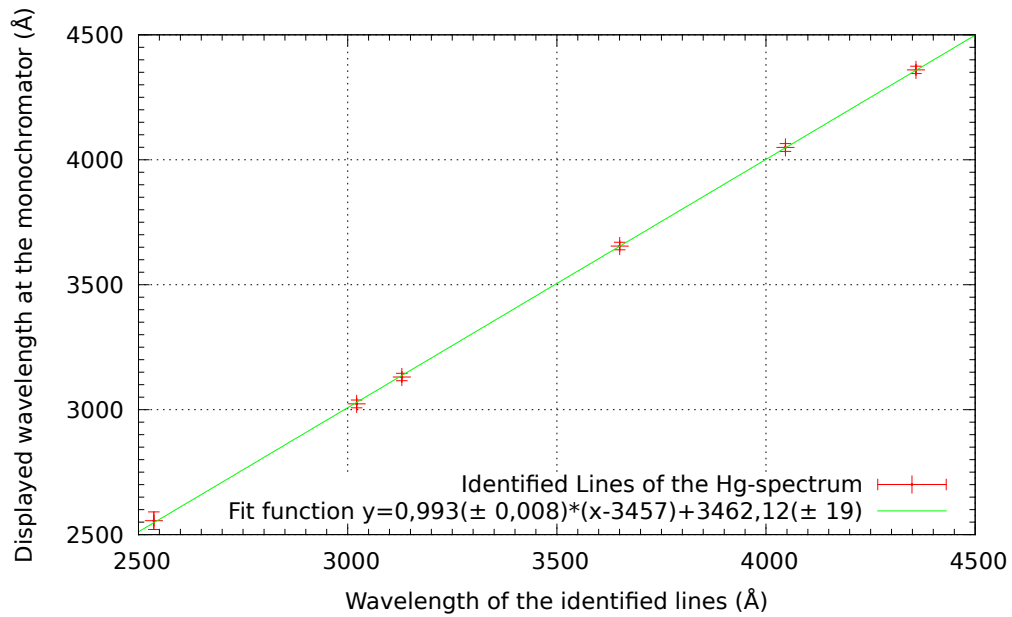


Abbildung 4.6.: Eichgerade mit den verwendeten Peaks.

ten einzustellenden Wellenlänge λ_{Anzeige} :

$$\lambda_{\text{Anzeige}} = 0,993(\pm 0,008) \cdot (\lambda_{\text{real}} - 3457) + 3462(\pm 19). \quad (4.1)$$

Geeichtes Spektrum

Die hier durchgeführte Eichung hatte zum Ziel, eine vorgegebene Wellenlänge (z.B. 178 nm) zu selektieren und damit den Gitterpektrographen auf die Selektion dieser Wellenlänge einstellen zu können. Will man den Gitterspektrographen jedoch als Analysegerät zur Aufnahme eines Spektrums verwenden, muss man umgekehrt die Eichfunktion zur Umrechnung der angezeigten Wellenlänge am Gitterpektrographen in die tatsächliche Wellenlänge kennen. Sie lautet analog zum oben beschriebenen Verfahren:

$$\lambda_{\text{real}} = 1,006(\pm 0,008) \cdot (\lambda_{\text{Anzeige}} - 3461,5) + 3457,5(\pm 19). \quad (4.2)$$

In Abb. 4.7 ist das nach der Eichung korrigierte Spektrum abgedruckt. Dort ist auch ein ebenfalls korrigierter Ausschnitt aus einer anderen Messung der Region

unter 200 nm aufgeführt. Es ist deutlich die Blockierung der Strahlung sichtbar, die durch die Spaltung von bimolekularem Sauerstoff und der Absorption durch das Fensterglas geschieht.

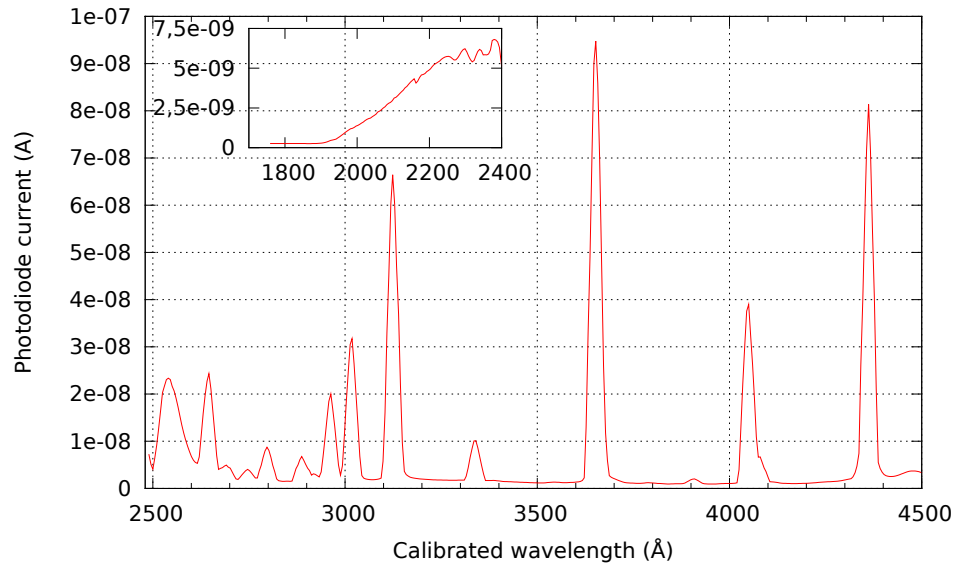


Abbildung 4.7.: Korrigiertes Spektrum nach (4.2). Der kleine Graph oben links zeigt das korrigierte Spektrum einer anderen Messung für die Region um 200 nm (ebenfalls mit der Quecksilberdampfampe aufgenommen).

4.2.2. Vergleich mit einem 532nm-Laser-Spektrum

In einer weiteren Messung wurde statt der Quecksilberdampfampe ein 532nm-Laserpointer an den Eingangsschlitz des Gitterspektrographen montiert und ein Spektrum aufgenommen (s. Abb. 4.2.2). Hierbei sind die Blenden am Gitterspektrographen jedoch auf eine Öffnung von $0,5\,\mu\text{m}$ eingestellt worden, wodurch die Vergleichbarkeit problematisch ist.

Mit den Messwerten wurde die Gauß-Funktion

$$f(\lambda) = A \cdot e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\sigma} \right)^2} \quad (4.3)$$

angepasst. In 4.2.2 ist ersichtlich, dass das Spektrum des Lasers keine perfekte Gauß-Form aufweist. Als Maximum der Gaußkurve erhält man $\lambda_0 = 5323(\pm 6)\,\text{\AA}$. Für die korrigierte Wellenlänge nach der Eichfunktion (4.2) ergibt sich damit $\lambda_0 =$

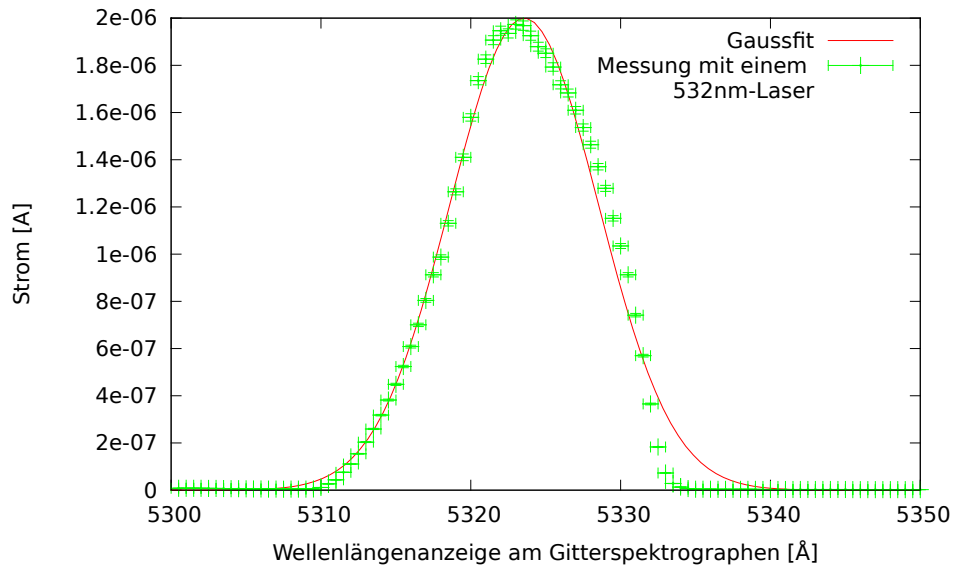


Abbildung 4.8.: Mit dem 532nm-Laserpointer aufgenommenes Spektrum und dazugehöriger Gauß-Fit.

5330(± 34) Å. Da die Korrektur der Wellenlänge durch die Eichfunktion nur sehr gering ist und die Unsicherheiten relativ groß, liegen beide Werte innerhalb der Messunsicherheit, wodurch eine Überprüfung mit dem Spektrum des Lasers nicht möglich ist.

4.2.3. Zur Einstellung des Gitterspektrographen

Da der Gitterspektrograph zur Selektion der Wellenlänge $\lambda = 178\text{ nm}$ verwendet werden soll, muss die Eichung nach (4.1) verwendet werden. Demnach muss am Gitterspektrograph $\lambda = 1797\text{ Å}$ eingestellt werden. In dieser Arbeit werden, wenn nicht anders angegeben, stets die (realen) korrigierten Wellenlängen angegeben sein.

4.3. Fokussierungssystem

In diesem Abschnitt soll das Fokussierungssystem der Reflexionskammer beschrieben werden. Das Ziel war, einen begrenzten UV-Lichfleck der Wellenlänge 178 nm auf dem Teflon-Target zu fokussieren. Zunächst wird der Aufbau des Fokussierungssystems aus Blenden und einer Linse beschreiben. Weiter wird die Dispersion

der Linse diskutiert. Schließlich soll versucht werden, den Strahlfleck, der sich auf dem Teflon-Target ergibt, zu beschreiben.

4.3.1. Wellenlängenabhängigkeit der Brennweite

Unter Dispersion einer Linse versteht man ihre Eigenschaft, dass ihr Brechungsindex, und damit auch ihre Brennweite, wellenlängenabhängig ist. Brennweiten von Linsen werden in der Regel für eine Wellenlänge $\lambda = 589\text{nm}$ angegeben. Da sich der Brechungsindex im Bereich des sichtbaren Lichts kaum ändert, spielt dies in der Regel im Alltag kaum eine Rolle. Bei Wellenlängen im UV-Bereich macht sich dies jedoch stark bemerkbar.

Linsen aus normalem Glas sind für Licht der Wellenlänge $\lambda = 178\text{nm}$ nicht transparent. Deshalb wird im Aufbau eine Linse aus Quarzglas verwendet. Es soll an dieser Stelle errechnet werden, welche Brennweite bei der verwendeten Linse zu erwarten ist.

Errechnung der Linsenbrennweite

Es gilt für die Brennweite einer dicken Linse (mit Brechzahl $n = 1$ des umgebenden Mediums):

$$f_{\text{equiv}} = \frac{n \cdot r_1 \cdot r_2}{n \cdot (n - 1) \cdot (r_2 - r_1) + (n - 1)^2 \cdot d} \quad (4.4)$$

Hierbei ist d die Mittendicke und r_1 und r_2 sind die Linsenradien, wobei laut Konvention für bikonvexe Linsen $r_2 = -r_1 < 0$ gilt.

Setzt man die Herstellerangaben² in die Gleichung ein, erhält man für die Brennweite die Herstellerangabe $f = 10\text{cm}$.

²Linse $r_1 = 91,09\text{ mm}$, $d = 3,78\text{ mm}$, $n(589,29\text{nm}) = 1,458406$, nach [Edm]

Korrektur der Brennweite durch Dispersion

Durch die Dispersion werden kleine Wellenlängen stärker gebrochen als große. Die Sellmeier-Gleichung ist eine empirisch gefundene Gleichung zur Beschreibung der Dispersion eines Mediums. Sie beschreibt damit den Zusammenhang zwischen der Wellenlänge des durchtretenden Lichts und dem Brechungsindex des Materials, sofern bestimmte Materialkonstanten bekannt sind.

Nach der Sellmeier-Gleichung gilt für den Brechungsindex in Abhängigkeit von der Wellenlänge [[Mes08]]:

$$n(\lambda) = \sqrt{1 + \frac{B_1 \lambda^2}{\lambda^2 - C_1} + \frac{B_2 \lambda^2}{\lambda^2 - C_2} + \frac{B_3 \lambda^2}{\lambda^2 - C_3}} \quad (4.5)$$

Die Sellmeier-Koeffizienten $B_{1,2,3}$ und $C_{1,2,3}$ sind dabei experimentell zu ermittelnde Materialkonstanten.³

Über die Kombination von (4.5) und (4.4) lässt sich die Brennweite der verwendeten Linse in Abhängigkeit von der Wellenlänge bestimmen. Für 178 nm erhält man für den Brechungsindex $n = 1,59$ und damit für die korrigierte Brennweite:

$$f_{178\text{nm}} = 7,78 \text{ cm.}$$

Abb. 4.9 zeigt den theoretischen Verlauf der Brennweite der im Aufbau verwendeten Linse in Abhängigkeit von der Wellenlänge.

Experimentelle Bestimmung der Brennweite nach dem Bessel-Verfahren

Die oben gemachten Annahmen zur Brennweitenänderung sollten experimentell unter Verwendung einer UV-LED ($\lambda = 265 \text{ nm}$) überprüft werden. Bei einer Wellenlänge von ($\lambda = 265 \text{ nm}$) sollte die Linse eine Brennweite von $f = 9,17 \text{ cm}$ haben. Zur experimentellen Bestimmung der Brennweite wurde die Bessel-Methode

³Für das in der Linse verwendete Quarzglas lauten sie (nach Herstellerangaben):
 $B_1 = 0,68374049400$, $B_2 = 0,42032361300$, $B_3 = 0,58502748000$, $C_1 = 0,00460352869 \mu\text{m}^2$,
 $C_2 = 0,01339688560 \mu\text{m}^2$, $C_3 = 64,49327320000 \mu\text{m}^2$.

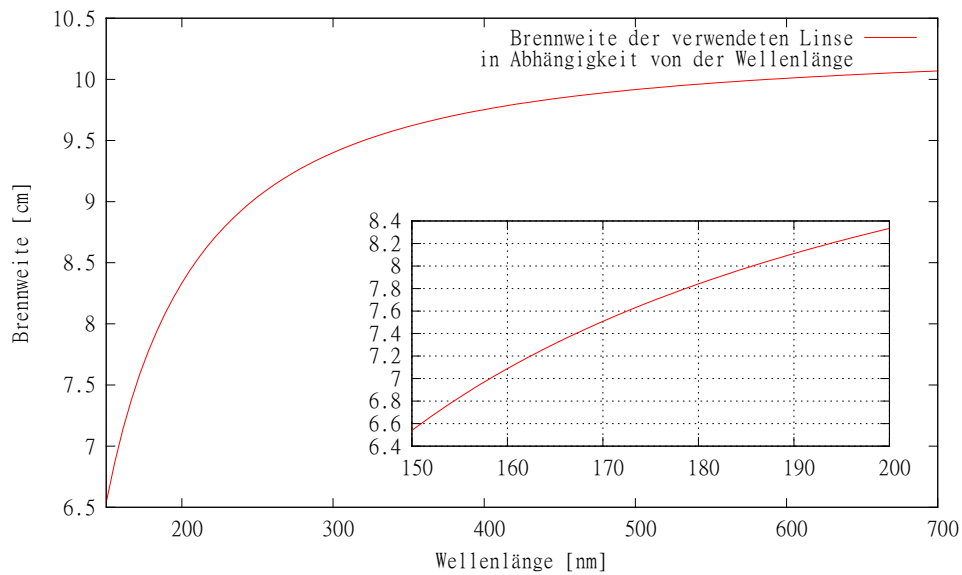


Abbildung 4.9.: Theroetischer Verlauf der Brennweite in Abhängigkeit von der Wellenlänge, berechnet nach den Herstellerangaben.

durchgeführt, bei der die Brennweite aus dem Abstand der zwei Linsenpositionen bei denen, bei festem Objekt-Bild-Abstand, das Bild scharf erscheint, errechnet wird. [Ber87] Das Schema des Messaufbaus ist in Abb. 4.10 eingezeichnet. Die Brennweite wurde bei 265 nm bestimmt, weil dies die LED mit der geringsten verfügbaren Wellenlänge war, mit der die Bestimmung durchgeführt werden konnte.

Es gilt allgemein für die Bestimmung der Brennweite der Linse nach dem Bessel-Verfahren (s. Abb. 4.10):

$$f = \frac{a^2 - e^2}{4a}. \quad (4.6)$$

Auf einer optischen Bank wurden die UV-LED, die Linse und ein mit weißem Papier beklebter Schirm jeweils auf einem Halter in gleicher Höhe befestigt, wobei Schirm und Diode einen Abstand $a = 56,8 \pm 0,1$ cm hatten. Durch Fluoreszenz konnte die Reflexion des eigentlich unsichtbaren UV-Lichts auf dem Schirm betrachtet werden. Die Linse wurde zunächst von der Blende aus in Richtung Schirm gefahren, bis sich ein scharfes Bild einstellte und die Position der Linse wurde notiert. Als nächstes wurde die Linse vom Schirm aus in Richtung LED gefahren, bis sich wieder ein scharfes Bild einstellte. Der Abstand zwischen den beiden Linsenpositionen betrug schließlich $32,9 \pm 1$ cm. Die Bestimmung von a konnte weitaus genauer erfolgen

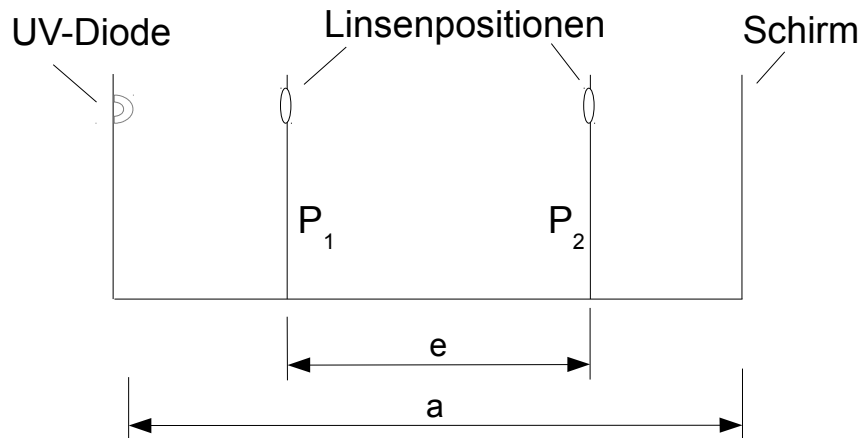


Abbildung 4.10.: Schematische Zeichnung des Messaufbaus zur Bestimmung der Brennweite der Linse nach dem Bessel-Verfahren. Bei einem Abstand $a > 4f$ zwischen LED und Schirm gibt es zwei Positionen P_1 und P_2 zwischen Schirm und LED, an denen das Bild scharf dargestellt wird.

als von e , weil es einen Bereich um den Fokuspunkt gab, innerhalb dessen das Bild scharf erschien.

Man erhält nach (4.6) für die gemessenen Werte eine Brennweite von

$$f_{\text{exp}} = 9,44 \pm 0,3 \text{ cm}$$

Der nach (4.5) und (4.4) berechnete theoretische Wert für die Brennweite $f_{\text{theo}} = 9,17 \pm 0,01 \text{ mm}$ weicht innerhalb der Fehlergrenzen von diesem Ergebnis ab.

4.3.2. Aufbau des Systems aus Kollimator und Quarzlinse

Einbau der Linse

Hinter dem Gitterspektrographen ist eine doppelkonvexe Quarzlinse montiert, mit der das 178 nm-UV-Licht auf das Teflon-Target fokussiert werden soll. Sie ist über eine Halterung in der Verbindung („T-Stück“) zwischen dem Gitterspektrographen und der Hauptkammer befestigt (s. Abb. 4.11).

Die Distanz zwischen dem Ausgangsspalt des Gitterspektrographen und dem Mittelpunkt der Hauptkammer (dem Punkt, an dem sich das Teflon-Target befinden

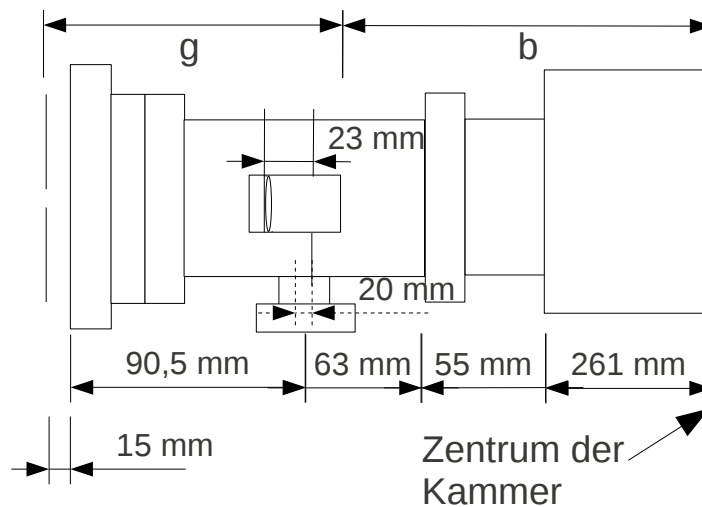


Abbildung 4.11.: Schematische Zeichnung des Flanschsystems, das den Lichtweg vom Fokuspunkt des Ausgangsspalts zum Teflontarget bildet. Die Linse befindet sich in einer Linsenhalterung, die am Blindflansch des T-Stückes über einen Stab befestigt wird und dadurch justiert werden kann. Da dieser Stab mit 10 mm Abstand vom Mittelpunkt am Blindflansch angebracht ist, erhält man durch Drehen des Blindflansches eine maximale Verschiebung der Linse um 20 mm. Die Werte wurden gemessen, bzw. sind die 15 mm Abstand zwischen Gitterspektrometerspalt und -flansch [Ins75] entnommen.

soll) ist mit $l \approx 485\text{mm}$ festgelegt (s. Abb. 4.11). Es soll der Abstand $g = l - b$ (mit b : Abstand zwischen der Linse und dem Bild (Teflon)) gefunden werden, für den sich ein scharfes Bild auf dem Teflon-Target ergibt. Für die Berechnung des Lichtwegs kann wegen der im Vergleich zu l geringen Abstände zwischen den beiden Halbachsen der Linse eine dünne Linse angenommen werden. Es gilt damit:

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{g} + \frac{1}{l-g} \quad (4.7)$$

$$g = \frac{l}{2} \pm \sqrt{\frac{l^2}{4} - l \cdot f} \quad (4.8)$$

Man erhält durch Einsetzen der Brennweite der Linse bei 178 nm ($f = 80\text{mm}$, s. Abschnitt 4.3.1) einen Abstand $g = 101\text{mm}$. Aus Abb. 4.11 ist ersichtlich, dass die Linsenhalterung nur in bestimmten Positionen fixierbar ist, und der nächste Abstand zum gewünschten Wert $g_{\min} \approx 93\text{mm}$ (bei einer Linsenranddicke von 2 mm) beträgt, weswegen die Linse auf diesen Abstand eingestellt wurde.

Einbau des Kollimators

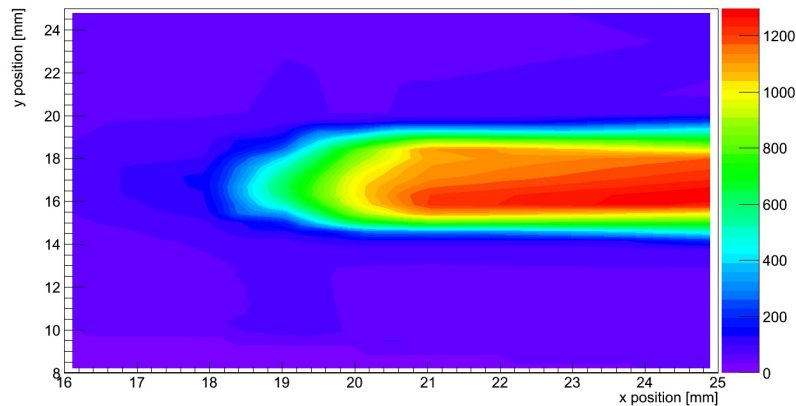


Abbildung 4.12.: Mit der Deuteriumlampe bei 178 nm aufgenommenes Strahlprofil (ohne Kollimator).

Mit dem System sollte die Strahlfleckgröße des Lichts der Deuteriumlampe am Mittelpunkt der Kammer gemessen werden. Hierfür wurde der Photomultiplier rasterartig in der xy-Ebene entlangefahren und es wurden die Zählraten des Photomultipliers bestimmt. Das entstandene Strahlprofil ist in Abb. 4.12 zu sehen. Da der Strahlfleck insbesondere in y-Richtung zu breit ist (er geht offensichtlich über $x = 25\text{mm}$ hinaus), wurde ein Kollimator (s. Abb. 4.13) eingebaut, der eine

Öffnung mit dem Radius $r = 0,5 \text{ mm}$ besitzt, um den Strahl zu begrenzen (s. hierzu auch Abschnitt 4.3.3).

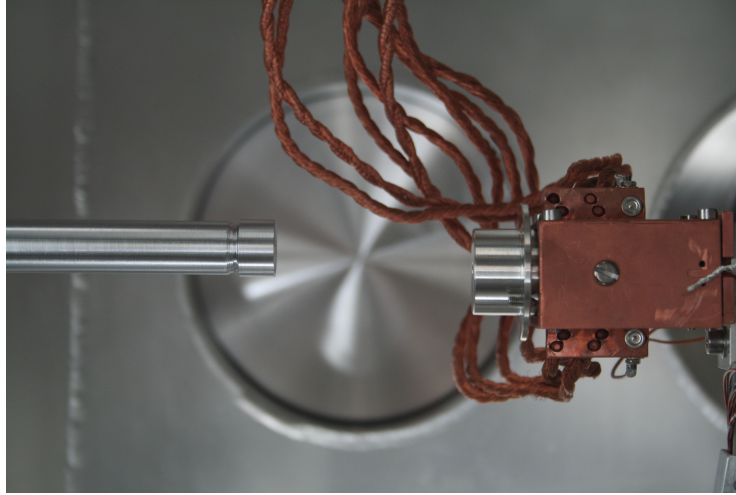


Abbildung 4.13.: Seitenansicht der Photomultiplierhalterung mit der Blende (rechts) und des Kollimators (links). Der Abstand zwischen der Kollimatoröffnung und der Frontseite der Blende beträgt 6,7 cm, wenn der Manipulator der Verschiebung des Photomultipliers auf $z = 0 \text{ mm}$ eingestellt ist.

Durch den Kollimator wird der Lichtweg etwas vergrößert: Statt der 55 mm Abstand zwischen der Außenwand der Hauptkammer und dem T-Stück erhält man nun 70 mm Abstand, s. Abb. 4.11). Vorangegangene Tests hatten jedoch gezeigt, dass sich der Lichtfleck durch geringe Änderungen des Bildabstandes zur Linse kaum verändert.⁴ Die Strahlfleckgröße unter Einsatz des Kollimators wird in Abschnitt 4.3.3 diskutiert.

4.3.3. Strahlfleckgröße verschiedener Wellenlängen

In diesem Abschnitt wird die Strahlfleckgröße des Lichts der Deuteriumlampe analysiert.

⁴Hierbei war die Linse in den Fokuspunkt hinter den Ausgangsspalt des Gitterspektrographen gestellt worden und die auf einen Schirm projizierte Bildgröße gemessen worden. Die Höhe des Spalts hatte dabei nur ca. $\frac{1}{8} \text{ mm}$ pro cm Schirmabstand zugenommen.

C++-Programm zur Errechnung einer Faltung

Bei den Messungen wurde der Photomultiplier rasterartig entlang der xy-Ebene gefahren und es wurden die Zählraten bei einzelnen x-/y-Punkten gemessen. Der Photomultiplier ist mit einer Blende vom Radius $r_{\text{Blende}} = 2,5 \text{ mm}$ versehen, sodass an jedem Punkt, an dem gemessen wird, der Photomultiplier das Licht registriert, dass auf einen Punkt innerhalb dieser Fläche fällt. Dies kann als Faltung einer Kreisfunktion (also der Blende des Photomultipliers) mit einer (Gauß-)Funktion (die den Strahl beschreibt) aufgefasst werden. Um die Strahlfleckgröße in einer Ebene zu bestimmen, müsste also wieder entfaltet werden.

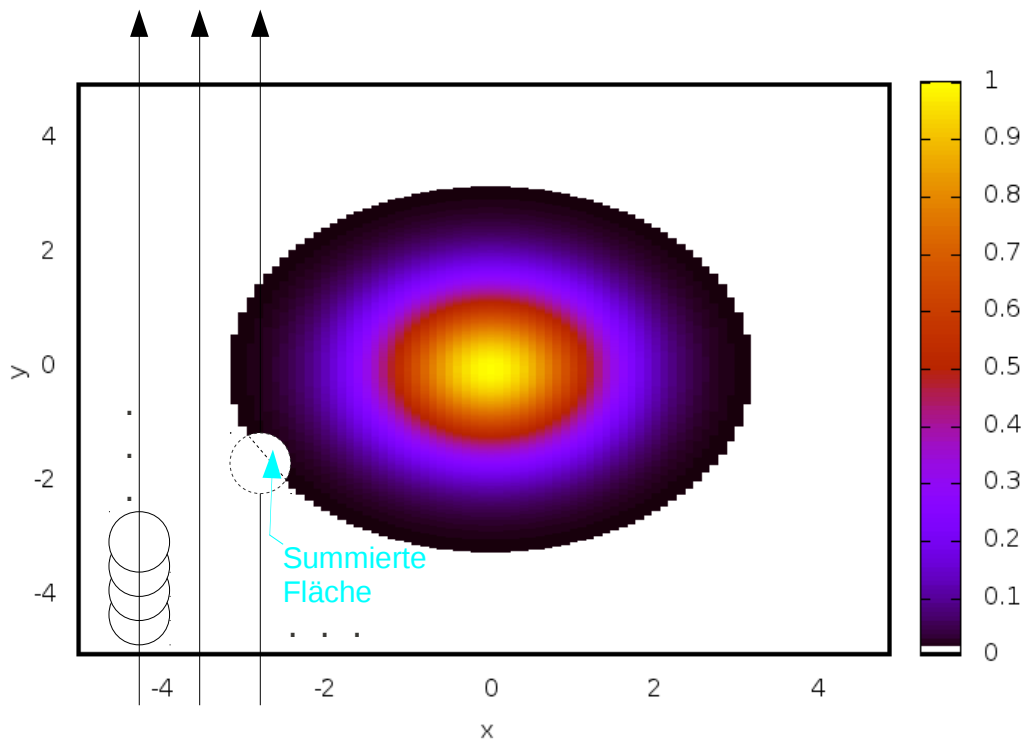


Abbildung 4.14.: Schema des C++-Programms zur numerischen Errechnung einer Faltung auf Basis einer Funktion $f(x,y)$, hier am Beispiel der Funktion $f(x,y) = e^{-\frac{x^2}{2\sigma_x^2}} \cdot e^{-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}}$.

Die Faltung zwischen der Kreisfunktion und einer Strahlfunktion kann durch ein C++-Programm numerisch gelöst werden. Dieses Programm wurde von Prof. Dr. Weinheimer geschrieben und von mir an die Aufgabe angepasst. Eine schematische Darstellung des wesentlichen Programmablaufs ist in Abb. 4.14 wiedergegeben. Zunächst müssen im Programm eine Funktion $f(x,y)$ („Strahlfunktion“) und einige Konstanten, wie Blendenradius, Ränder, innerhalb derer die Faltung durchgeführt werden soll und Schrittweite des Rasterns vorgegeben werden. Dann wird

die xy-Ebene Punkt für Punkt durchfahren und es wird die Strahlfunktion für die Punkte innerhalb des vorgegebenen Radius ($\hat{=}$ Blendenradius) aufsummiert. Diese Summen werden auf Eins normiert in einer Datei gespeichert. In einer angepassten Variante des Programms lässt sich die Kurve innerhalb des Koordinatensystems verschieben, sodass sie mit den Messwerten verglichen werden kann. Zudem werden die Faltungsergebnisse auf die Höhe der Messwerte normiert und es kann die Faltung iterativ mit mehreren Parametern durchlaufen und die einzelnen Dateien mit Graphen gespeichert werden. Hierdurch können mehrere Parameter leicht verglichen werden.

Die Strahlfleckgröße erhält man schließlich aus der Strahlfunktion, mit der gefaltet wurde. Es soll hierbei die Halbwertsbreite der Strahlfunktion als Strahlfleckgröße angenommen werden.

Strahlfleckgröße des 178 nm-Strahls

Für die Reflexionsmessung ist es wichtig zu wissen, welche Größe der 178 nm-Strahl auf dem Teflon-Target haben wird. Zur Messung der Strahlfleckgröße wurde eine Ebene mit dem Photomultiplier abgefahren und es wurde an den jeweiligen xy-Punkten jeweils die Zählrate des Photomultipliers bestimmt. Mit den Daten lässt sich damit ein Strahlprofil erstellen, wie es in Abb. 4.15 gezeigt ist.

Zunächst ist in Abb. 4.15 links zu erkennen, dass der Strahl unterhalb des Hauptflecks eine zweite Abbildung in der vermessenen Ebene hat. Dies könnte auf eine Fehlstellung der Linse zurückzuführen sein, die Reflexionen im Kollimator verursacht.

Der Strahlfleck selbst scheint ein doppeltes Maximum zu haben (tiefrote Färbung bei $x \approx 17$ mm und $x \approx 20$ mm). Bei genauerer Betrachtung ist erkennbar, dass der Unterschied im Wesentlichen auf einen Messpunkt zurückzuführen ist. Während die umliegenden Schnitte durch die x-Ebenen in 0,5 mm-Schritten durchgeführt wurden, fehlt beim Schnitt durch die y-Ebene der Punkt ($x=19$ mm, $y=27,5$ mm). Dies ist der Punkt, an dem man das Maximum des Schnittes durch die $x = 19$ mm-Ebene vermuten kann. Bei dem Punkt, der das Maximum dieses Schnittes bildet ($y=28$ mm), ist dagegen die Zählrate etwas geringer als die Zählraten der Maxima der anderen Schnitte durch die x-Achse. Es gibt damit also zwei Argumente dafür, anzunehmen, dass der Strahlfleck in Wirklichkeit kein solches doppeltes Maximum hat: Zum einen fehlt der Messpunkt aus der $x=19$ mm-Ebene, der das Maximum

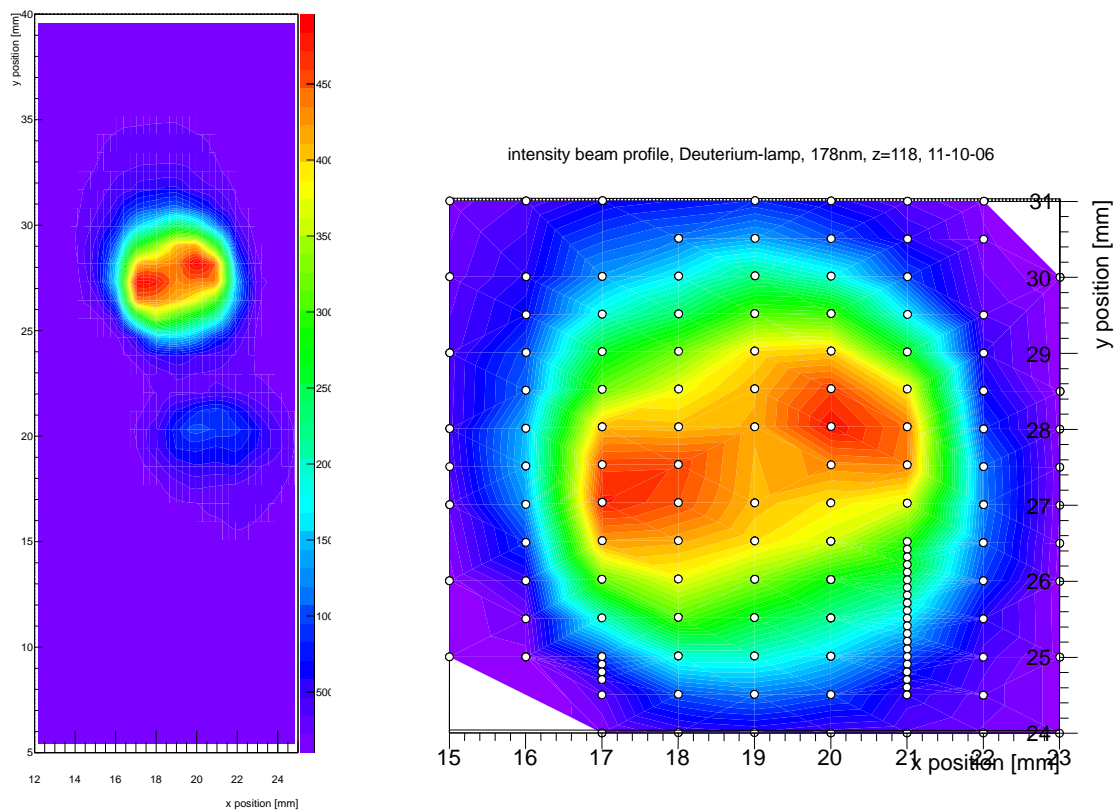


Abbildung 4.15.: Strahlprofil der Deuteriumlampe bei 178 nm. Links ist das komplette Strahlprofil abgebildet, rechts der Strahlfleck in Vergrößerung. Die Farben geben jeweils die interpolierten Zählraten wieder, rechts sind zusätzlich die einzelnen Messpunkte eingezeichnet.

dieser Ebene bilden könnte, zum anderen weicht die Zählrate des dem vermuteten Maximum nächsten Punktes ($x = 19\text{mm}$; $y = 28\text{mm}$) nicht im Rahmen der Messunsicherheit (s. Abschnitt 4.1.3) von den anderen Maxima ab. Durch die Interpolation in Root wird für den fehlenden Messwert daher eine geringere Zählrate bestimmt und die Kontur wird anders gefärbt.

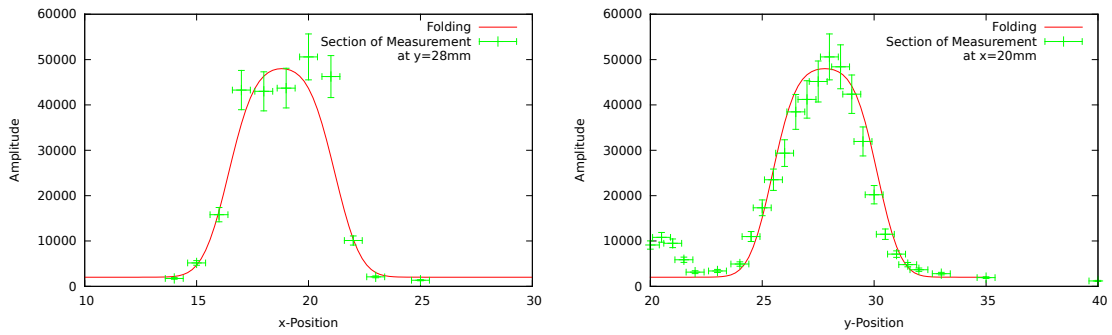


Abbildung 4.16.: Beste Anpassung einer Faltung einer Gaußfunktion (s. Gl. 4.9) mit einer Kreisfunktion an die Messwerte.

Mit dem oben beschriebenen Programm sollte nun versucht werden, eine Funktion so anzupassen, dass ihre Faltung mit der Kreisfunktion den gemessenen Werten entspricht. Als Strahlfunktion wird zunächst die Gaußfunktion

$$f(x,y) = e^{-\frac{(x-a)^2}{2\sigma_x^2}} \cdot e^{-\frac{(y-b)^2}{2\sigma_y^2}} + c \quad (4.9)$$

angenommen, wobei mit den Parametern a , b und c die Funktion an das Koordinatensystem der Messungen angepasst wird. Zudem wird die Faltung vom Programm auf die Höhe der Messwerte (Maximum ≈ 48000 counts) normiert, was jedoch nicht die Breite der Kurve verändert. Die Breite der Funktion wird über die Parameter σ_x und σ_y festgelegt.

Aufgrund der geringen Anzahl von Messwerten und der großen Messunsicherheiten, sowohl in Bezug auf die Bestimmbarkeit der Position des Photomultipliers als auch in Bezug auf die Zählraten, ist eine Bestimmung der Größe des Strahlflecks automatisch ebenfalls mit einer großen Unsicherheit behaftet. Als beste Annäherung an die Messwerte wurde $\sigma_x = 0,9$ und $\sigma_y = 0,8$ gefunden. In Abb. 4.16 sind die Schnitte dieser Faltung bei zwei x - und y -Ebenen zusammen mit den dazugehörigen Messwerten aufgetragen. Da die Halbwertsbreite der Gaußfunktion mit $\sigma_{x,y}$ über $FWHM_{x,y} = 2\sqrt{2\ln 2}\sigma_{x,y}$ zusammenhängt, erhält man damit eine Breite des Flecks von $2,1 \pm 0,6\text{mm}$ in x -Richtung und von $1,9 \pm 0,6\text{mm}$ in y -Richtung.

Es ist jedoch erkennbar, dass die Faltung beim Schnitt durch die y-Ebene nicht ganz passt. Hier zeigen die Messwerte eher die Form eines Plateaus. Hierzu gibt es zwei Annahmen: Zum einen scheint die Achse des Strahlflecks gedreht zu sein, dies wird weiter unten diskutiert. Die Schnitte durch die x- und y-Ebenen müssten dann ebenfalls entsprechend gedreht aufgetragen werden. Zum anderen ist es möglich, dass eine normale Gaußfunktion den Strahl nicht passend beschreibt.

In Abb. 4.17 ist eine Faltung mit der Funktion

$$f(x,y) = e^{\frac{(x-a)^6}{2\sigma_x^2}} \cdot e^{\frac{(y-b)^2}{2\sigma_y^2}} + c \quad (4.10)$$

gezeigt. Mit dieser kann bei der Wahl passender Werte für $\sigma_{x,y}$ das Plateau in y-Richtung besser beschrieben werden. Man erhält damit als Breiten $2,0 \pm 0,6$ mm in x-Richtung und $2,4 \pm 0,6$ mm in y-Richtung.

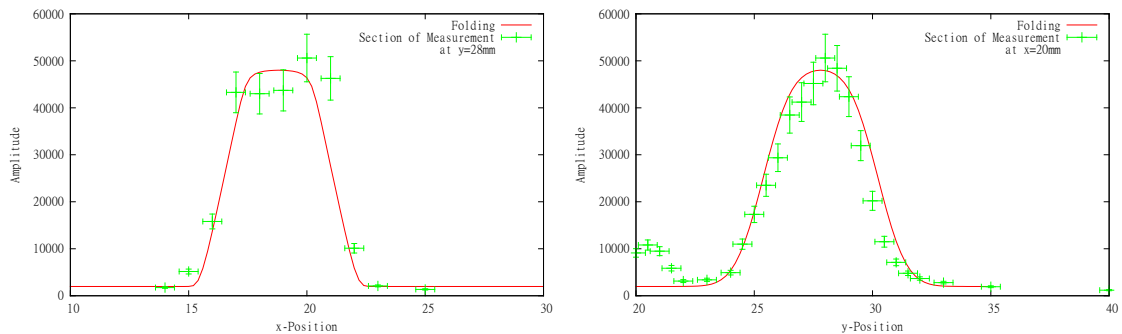


Abbildung 4.17.: Beste Anpassung einer Faltung einer Gaußfunktion ($f(x,y) = e^{\frac{(x-a)^6}{2\sigma_x^2}} \cdot e^{\frac{(y-b)^2}{2\sigma_y^2}} + c$) mit einer Kreisfunktion an die Messwerte. Die gewählten Parameter lauten $\sigma_x = 0,8$ und $\sigma_y = 0,95$.

Es ist jedoch zu beachten, dass die Breiten, die aus den verschiedenen Funktionen ermittelt wurden, innerhalb der Messunsicherheit nicht voneinander abweichen. Es lässt sich also nicht eindeutig ein Vorzug einer Funktion gegenüber der anderen zeigen. Dies liegt zum einen an der hohen Messunsicherheit der Messwerte, aber zum anderen auch an den wenigen Messwerten in x-Richtung: Die Flanken, die sich in der Faltung ergeben, wurden jeweils nur mit einem Messpunkt gemessen. Die zweite verwendete Funktion beschreibt das Plateau in x-Richtung etwas besser, während die normale Gauß-Funktion die Flanken besser beschreibt.

Die Breiten des Strahls sind in einem Schnitt durch die Messebene gemessen worden. Bei der Annahme einer Drehung (s. u.) würde sich die Breite in x-Richtung

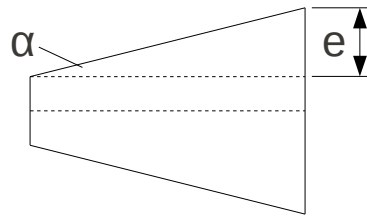


Abbildung 4.18.: Schematische Zeichnung zur hier verwendeten Definition des Öffnungswinkels α . Der Kollimator (links) hat einen geringeren Durchmesser als der Strahl in der vom PMT vermessenen Ebene (rechts). Mit der um den Radius des Kollimators (0,5 mm) reduzierten Breite e erhält man $\alpha = \arctan\left(\frac{e}{72\text{mm}}\right)$.

noch vergrößern. Da der Strahl des Gitterspektrographen ebenfalls in x-Richtung schlitzförmig ausgedehnt ist, ist anzunehmen, dass der Kollimator nicht exakt parallel zur Mitte des Strahl ausgerichtet ist, oder aber, dass die Öffnung des Kollimators nicht exakt kreisrund ist. Es wird im Folgenden mit dem Ergebnis der normalen Gauß-Funktion gerechnet, da wegen des Ausgangsspalts des Gitterspektrographen eher eine größere Ausdehnung des Strahlflecks in x-Richtung als in y-Richtung zu erwarten ist.

Aus den Breiten lässt sich damit der Öffnungswinkel α des Strahls aus dem Kollimator bestimmen (s. hierzu Abb. 4.18). Da die Blende des Photomultipliers einen Abstand von 7,2 cm von der Öffnung des Kollimators hatte, ergibt sich nach den ermittelten Werten für die Strahlleckgröße (mit der normalen Gaußfunktion) und dem Kollimatordurchmesser von 1 mm ein Öffnungswinkel von $\alpha = 0,4 \pm 0,3^\circ$ sowohl in x-Richtung als auch in y-Richtung.

Die Konturen in Abb. 4.15 scheinen etwas entgegen dem Uhrzeigersinn geneigt zu sein. Die einzelnen Schnitte durch die x-Achse wurden dazu mit einer Gaußfunktion gefittet (s. Abb. 4.19). Es lassen sich damit die (errechneten) y-Positionen der Maxima dieser Fits gegen die (gemessenen) x-Positionen auftragen und eine lineare Funktion daran anpassen. In Abb. 4.20 wird dies gezeigt und man erhält als Steigung der Geraden $m = 0,08$. Hieraus lässt sich der Neigungswinkel nach $\alpha = \arctan m$ bestimmen und man erhält $\alpha = 4,6^\circ$. Als Unsicherheit der Maxima wird dabei die Halbwertsbreite der Gauß-Kurven angenommen. Hierdurch erhält man für α eine Unsicherheit, die größer ist, als der Betrag von α .

Abbildung 4.21 zeigt die Drehung des Profils um diesen Winkel, wobei die ursprünglichen Achsen ebenfalls gedreht wurden, um die Punkte zuordnen zu können.

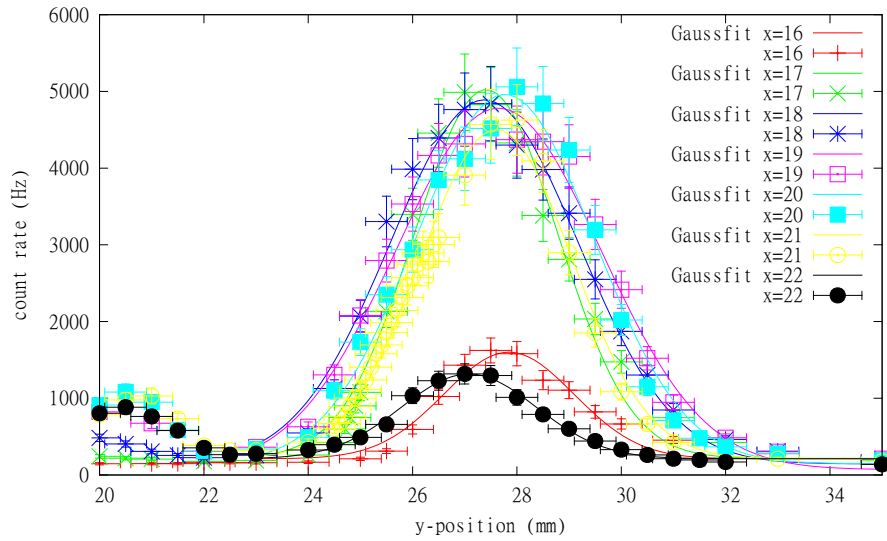


Abbildung 4.19.: Gaußfits der einzelnen x-Ebenen.

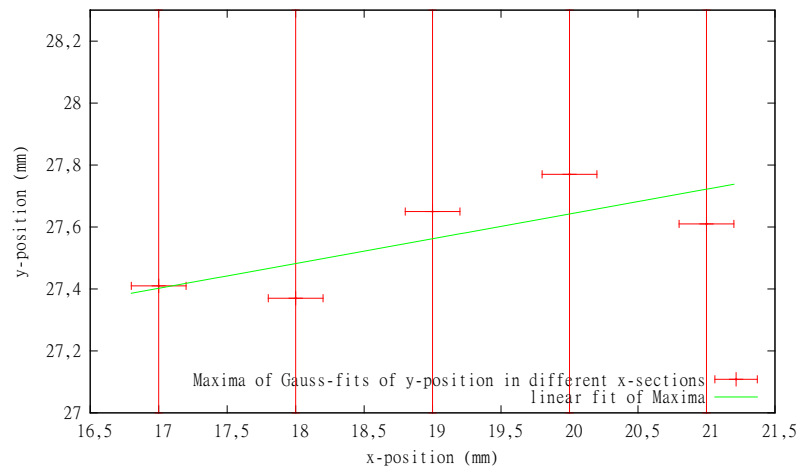


Abbildung 4.20.: Aufgetragen sind die y-Positionen der beim Gauß-Fit errechneten Maxima gegen ihre x-Positionen. Im Fall einer Drehung des Strahlflecks ist die Steigung der Geraden, die an diese Punkte angepasst wurde, nicht Null.

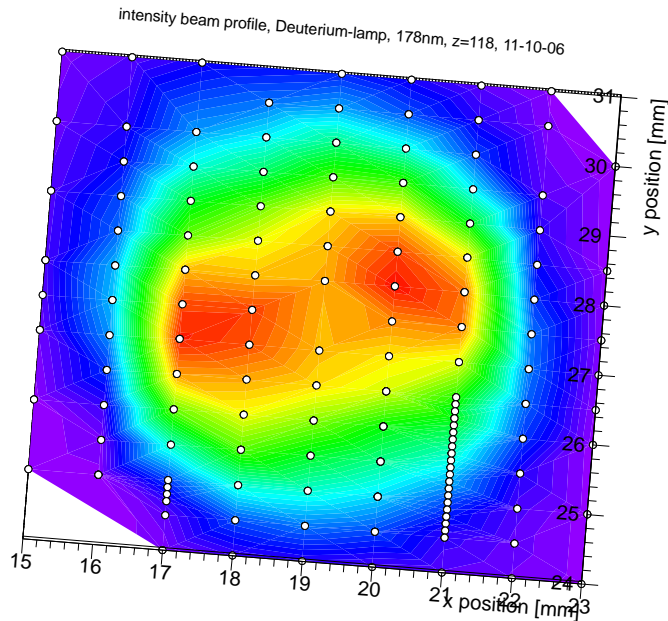


Abbildung 4.21.: Drehung des Strahlprofils um den Winkel $4,6^\circ$.

Strahlfleckgröße des 178 nm-Strahls ohne Kollimator

Das oben beschriebene Strahlprofil stellt das zuletzt vermessene Strahlprofil dar. Dieses wurde gemessen, nachdem der Kollimator eingebaut worden war, da zuvor gemessene Strahlprofile eine zu große Ausdehnung in x-Richtung hatten.

Abbildung 4.12 zeigt das Strahlprofil, wie es vor dem Einbau des Kollimators bei sonst gleichen Bedingungen vermessen wurde. Es soll nach dem gleichen Verfahren analysiert werden.

Zunächst erkennt man, dass der Strahl offenbar eine Ausdehnung hat, die über die Grenze des Messbereiches in x-Richtung ($x > 25$ mm) hinausgeht. Deshalb ist das Vermessen der Ausdehnung in x-Richtung (zumindest bei nicht bekannter Strahlfunktion) unmöglich. Es kann jedoch eine Faltung in y-Richtung mit den Messwerten verglichen werden. Es wird die $x = 25$ mm-Ebene als Schnitt gewählt, weil dies der Schnitt mit der höchsten Zählrate ist.

Die Faltung wird mit der in Gl. (4.9) angegebenen Funktion durchgeführt und man erhält $\sigma_x = 0,5$ als am besten passenden Wert. Es ergibt sich damit eine Halbwertsbreite von 1,2 mm. Es mag zunächst verwundern, dass die ohne Kollimator ermit-

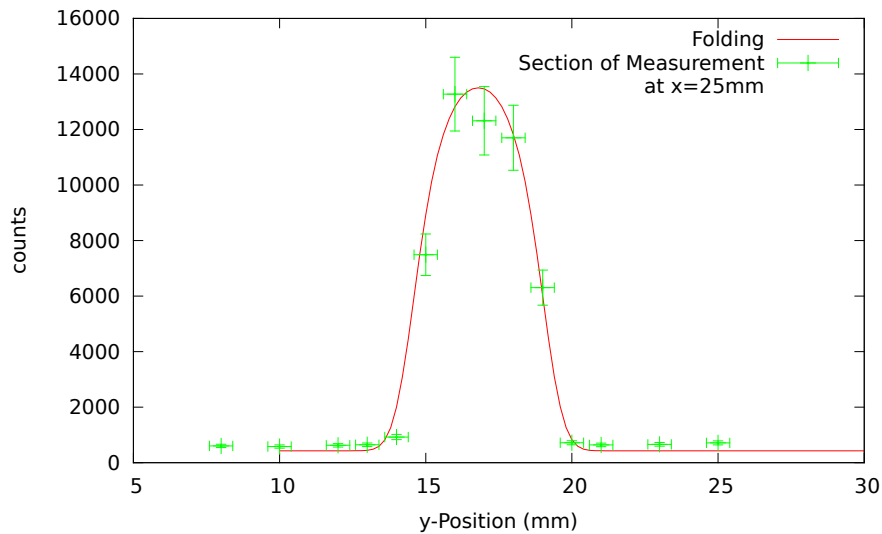


Abbildung 4.22.: Faltung einer Gaußfunktion mit einer Kreisfunktion und x=25 mm-Schnitt des in Abb. 4.12 gezeigten Strahlprofils

telte Halbwertsbreite geringer ist, allerdings deutet dies darauf hin, dass nicht das Zentrum des Strahls vermessen wurde, sondern der Strahl den PMT nur am Rand streifte. Dies legt auch ein Foto (4.23) nahe, das bei der gleichen x-Position des Photomultipliers aufgenommen wurde, wobei hier eine Quecksilberdampfampe als Lichtquelle diente.

Vergleich zwischen dem 224 nm und dem 178 nm-Strahl

Es wurden zwei weitere Strahlprofile mit der Deuteriumlampe aufgenommen und zwar jeweils bei einer Blendenöffnung am Gitterspektrographen von $20\mu\text{m}$: eines bei 223,8 nm und eines bei 176 nm Wellenlänge. Diese sind in Abb. 4.24 zu sehen. Auffällig ist, dass beide Profile zwar eine ähnliche Form wie das bei 178 nm aufgenommene Strahlprofil haben, allerdings etwas unschärfer ist (die Zählraten fallen an den Rändern nicht so stark ab). Es ist zudem etwas in positive y-Richtung verschoben.

Man erhält bei passender Faltung mit Gl. (4.9) $\sigma_x = 2,4$ bei der 224 nm-Messung und $\sigma_x = 0,45$ bei der 176 nm-Messung. Dies ergibt eine Halbwertsbreite (des Zentrums des x-Schnittes der Gaußfunktion) von 5,7 mm bei der 224 nm-Messung und 1,1 mm bei der 176 nm-Messung. Die Ergebnisse der Faltungen sind in Abb. 4.25 wiedergegeben.

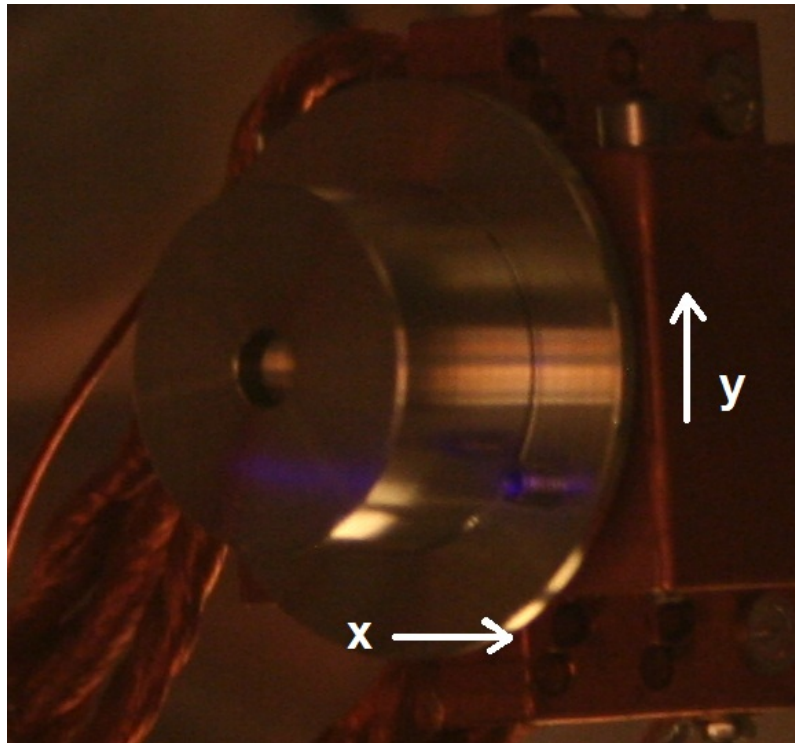


Abbildung 4.23.: Foto des Photomultipliers, das bei der $x=25\text{ mm}$ -Position ohne Kollimator aufgenommen wurde. An den Gitterspektrographen war eine Quecksilberdampflampe angeschlossen. Es ist erkennbar, dass die Blende des Photomultipliers nur am Rand des Strahls auf- und abfahren kann.

Die Strahlfunktion der größeren Wellenlänge ist bei gleicher Blendeneinstellung und gleicher z -Position des Photomultipliers deutlich breiter. Dies deutet darauf hin, dass das Bild unschärfer ist. Nach (4.4) und (4.5) ist die Brennweite der Linse bei 224 nm größer als bei 176 nm . Damit resultiert nach (4.8) auch ein größerer Abstand g zwischen der Linse und dem Spalt des Gitterspektrographen, bei dem ein scharfes Bild erzeugt wird. Da der gewählte Abstand g bei 176 nm in etwa passt, um ein scharfes Bild in der Ebene des Photomultipliers zu erzeugen, ist offensichtlich, dass das Bild bei 224 nm unschärfer sein muss. Die Verschiebung zwischen den beiden Strahlprofilmittelpunkten in y -Richtung zeigt eine fehlerhafte Ausrichtung der optischen Achse auf und steht damit im Einklang mit der Vermutung, die sich auf die zweite Reflexion in Abb. 4.15 (links) stützt, dass es eine Linsenfehlstellung gibt.

4. Frequenzselektive fokussierte VUV-m Lichtquelle

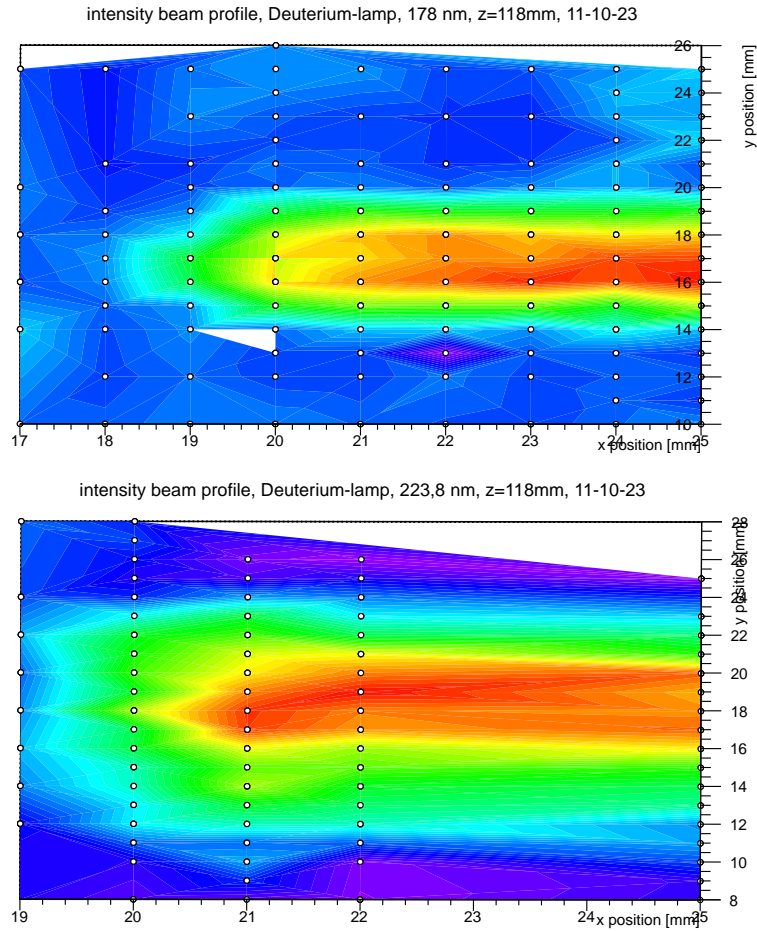


Abbildung 4.24.: Strahlprofile der Deuteriumlampe eine Blendenöffnung des Gitterspektrographen von $20\mu\text{m}$. Oben ist das Strahlprofil bei 176nm abgebildet, unten das bei 224nm. Beide sind in der gleichen z-Ebene aufgenommen, wie die Strahlprofile oben. Es ist zu beachten, dass die Achsen unterschiedliche Grenzen haben (die weiße Fläche im oberen Strahlprofil ist ein Interpolationsfehler durch Root).

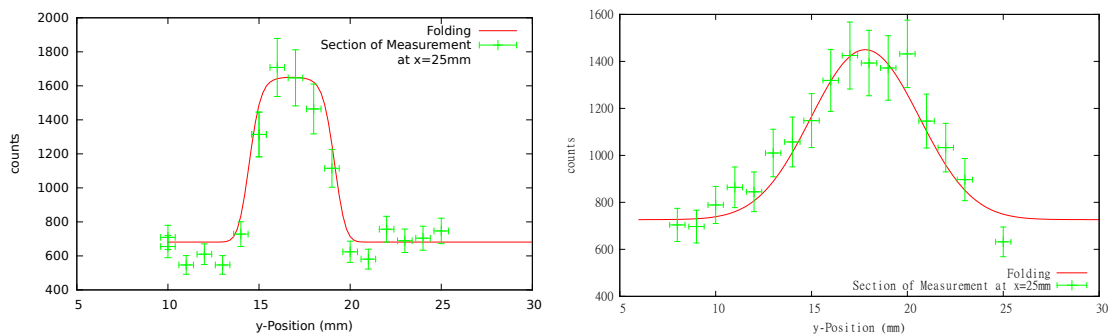


Abbildung 4.25.: Faltung einer Gaußfunktion mit einer Kreisfunktion mit den dazugehörigen Messwerten des $x = 25\text{ mm}$ -Schnittes.

5. Fazit und Ausblick

Die Reflexionskammer wurde im Laufe dieser Arbeit aufgebaut und es ist mittlerweile möglich, mit dem Photomultiplier Messungen in den erforderlichen Positionen um das Teflon-Target durchzuführen. Dabei können der Photomultiplier und das Teflon-Target auf die Temperatur des flüssigen Xenons in der TPC des XENON-Experiments abgekühlt werden. Außerdem ist ein Kaltschildsystem installiert, das bereit ist, getestet zu werden. Der Test der Kühlung sowie die eigentlichen Reflexivitätsmessungen stehen aber noch aus. Leider konnte dies nicht mehr im Rahmen dieser Arbeit geschehen.

Manches konnte in der kurzen Zeit nicht erreicht werden. Die Reproduzierbarkeit des Manipulators wurde nicht unter Vakuum überprüft. Es ist möglich, dass der Manipulator so konstruiert ist, dass er durch den äußeren Luftdruck unter Vakuum reproduzierbar bewegt werden kann. Dies liegt deshalb nahe, weil in y-Richtung, in der die Gravitation wirkt, reproduzierbar gearbeitet werden konnte. Durch Überprüfung der Reproduzierbarkeit in x-Richtung unter Vakuum könnten die (relativ hohen) Messunsicherheiten reduziert werden.

Ein Strahlprofil manuell aufzunehmen dauert, selbst wenn nur kleine Bereiche vermessen werden, noch sehr lange (z. B. fünf Stunden für das Strahlprofil in Abb. 4.15). Hier wäre es angebracht, einen Schrittmotor am Manipulator in x- und y-Richtung inkl. automatischer Messwerterfassung anzubringen. So könnten die Messungen zum einen beschleunigt werden und es könnten zum anderen die Flächen feiner vermessen werden. Außerdem könnten so mehrere Ebenen systematisch (in z-Richtung) aufgenommen werden. Somit könnte z. B. der Ursprung der in Abb. 4.15 links sichtbaren zweiten Reflexion ergründet werden. So könnte auch die optische Achse des Lichtweges justiert werden.

A. Anhang

A.1. Kälteschild

Tabelle A.1.: Zusammenfassung und Erläuterung gewählter Parameter

Parametername	Spezifikation	Wert
Temperatur Kammer T_W	Raumtemperatur	300 K
Temperatur 80K-Kälteschild T_B	vorgegeben durch Kaltkopf	80 K
Temperatur 20K-Kälteschild T_K	vorgegeben durch Kaltkopf	20 K
Leistung des 80K-Kaltkopfes	vorgegeben durch Kaltkopf	12 W
Leistung des 20K-Kaltkopfes	vorgegeben durch Kaltkopf	2 W
Oberfläche Kammer A_W	Zylinder $r_W = 0,26\text{ m}$; $l_W = 0,4\text{ m}$	$1,06\text{ m}^2$
Oberfläche 80K-Kälteschild A_B	Zylinder $r_W = 0,18\text{ m}$; $l_W = 0,24\text{ m}$	$0,46\text{ m}^2$
Oberfläche 20K-Kälteschild A_K	Zylinder $r_K = 0,14\text{ m}$; $l_K = 0,16\text{ m}$	$0,26\text{ m}^2$
Emissionsgrad Kammer e_W	[Hae81] Stahl 302 und 18/8, poliert, 300K	0,15
Emissionsgrad 80 K-Kälteschild e_B	[Hae81] Aluminium, rauh, 80 K	0,03
Emissionsgrad 20K-Kälteschild e_K	Aluminium, Oxidschicht $15\text{ }\mu\text{m}$ kein Literaturwert in [Hae81]	0,15
Transmissionskoeffizient t_p	zur Sicherheit sehr hoch gewählt	0,1
Auf 80K-Schild treffende Strahlungsleistung P_B	berechnet nach (3.1)	6 W
Auf 20K-Schild treffende Strahlungsleistung P_K	berechnet nach (3.3)	1,85 W
davon direkte Strahlungsleistung des 80K-Schildes		0,02 W
davon Transmissionsstrahlung der äußeren Kammer		1,82 W

A.2. Fitparameter der PT100-Auslese

Fitfunktion:

$$T(U) = a \cdot U^2 + b \cdot U + c$$

Die angegebenen Unsicherheiten der Fitparameter wurden dabei aus den Unsicherheiten der Widerstands- und Signalspannungsmessung berechnet. Je nach Anschlussart (z. B. 2-Punkt- oder 4-Punkt-Messung) können sich dabei größere Fehler ergeben.

Tabelle A.2.: Fitparameter der Temperatursensoren.

Kanal	Stecker / PIN	Messbereich	a	b	c
AI0	HD1 PIN 8/15	$\pm 120^\circ\text{C}$	$0,111(\pm 0,001)$	$24,09(\pm 0,04)$	$-5,0(\pm 1,5)$
AI1	HD2 PIN 8/15	$\pm 200^\circ\text{C}$	$0,301(\pm 0,001)$	$40,24(\pm 0,04)$	$-7,4(\pm 1,5)$
AI2	HD2 PIN 7/14	$\pm 200^\circ\text{C}$	$0,304(\pm 0,001)$	$40,19(\pm 0,04)$	$-8,7(\pm 1,5)$
AI5	HD1 PIN 6/13	$\pm 120^\circ\text{C}$	$0,094(\pm 0,001)$	$24,01(\pm 0,04)$	$-5,2(\pm 1,5)$
AI6	HD1 PIN 4/11	$\pm 120^\circ\text{C}$	$0,092(\pm 0,001)$	$23,95(\pm 0,04)$	$-5,4(\pm 1,5)$

A.3. Spektrum der Deuteriumlampe

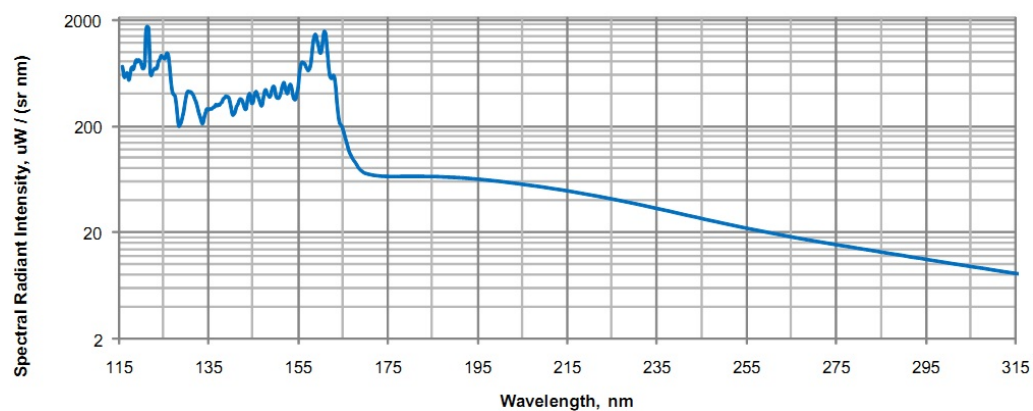


Abbildung A.1.: Spektrum der Deuteriumlampe.

Literaturverzeichnis

- [Apr11a] Aprile, E. et al.: *Dark Matter Results from 100 Live Days of XENON100 Data*. Phys. Rev. Lett., 107, 2011.
- [Apr11b] Aprile, E. et al.: *The XENON100 Dark Matter Experiment*. arXiv, 1107.2155v1:1–20, 2011.
- [Ber87] Bergmann, L. Schaefer, C.: *Lehrbuch der Experimentalphysik III - Optik*. 8. Auflage, 1987.
- [Ber05] Bertone, G. et al.: *Particle dark matter: evidence, candidates and constraints*. Physics Reports, 405:279–390, 2005.
- [Bok12] Bokeloh: *(noch unbestimmter Titel)*. Dissertation, Universität Münster, 2012.
- [Clo06] Clowe, D. et al.: *A direct empirical proof of the existence of Dark Matter*. APJ Letters in Press, Seiten 1–5, 2006.
- [Edm] <http://www.edmundoptics.com/products/displayproduct.cfm?productid=2028>.
- [Hae81] Haefer, R.A.: *Kryo-Vakuumtechnik. Grundlagen und Anwendungen*. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1981.
- [Ins] Instrument, McPherson: *Model 632 Deuterium Light Source*.
- [Ins75] Instrument, McPherson: *Model 218 0.3-Meter Scanning Monochromator*, 1975.

- [Jar11] Jarosik, N. et al.: *Seven-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Sky Maps, Systematic Errors, and basic results*. The Astrophysical Journal Supplement Series, 192:1–15, 2011.
- [Mes08] Meschede, D.: *Optik, Licht und Laser*. Vieweg+Teubner, Wiesbaden, 3. Auflage, 2008.
- [Nak10] Nakamura, K. et al.: *Review of Particle Physics*. Journal of Physics G: Nuclear and particle Physics, 37, 2010.
- [San] Sansonetti, J. E. Martin, W. C.: *Handbook of Basic Atomic Spectroscopic Data*. <http://www.nist.gov/pml/data/handbook/index.cfm>.
- [Vak96] Vakuum, Leybold: *RGS 20/120, RGD 210/510/580/1245 Kälteköpfe für Kryo-Refrigeratoren*, 1996.
- [Wei09] Weinheimer, C., Wessels J.: *Script Signal and Data Analysis*. 2009.

Danksagung

Abschließend möchte ich mich bei allen bedanken, die zur Entstehung dieser Arbeit beigetragen haben.

Herrn Prof. Weinheimer danke ich für die erneute freundliche Aufnahme in die Arbeitsgruppe, für das interessante Thema und für die vielen guten Hinweise und Hilfestellungen, sowie das Schreiben des Faltungsprogramms.

Ebenfalls danke ich Herrn Prof. Khoukaz für die Übernahme der Zweitkorrektur der Arbeit.

Bei Karen möchte ich mich ganz herzlich für die Einführung in die Thematik, die gute und schöne Zusammenarbeit, die guten Ratschläge und für die Durchsicht der Arbeit bedanken.

Meinen Eltern danke ich sehr, dass sie mir dieses Studium ermöglicht haben.

Conny danke ich für das Lektorat und für das Verständnis, dass manchmal die Masterarbeit doch vorging, umso mehr freue ich mich auf die kommenden Monate.

Christina, Beate, Daniel, Jens, Markus, Matthias und Volker danke ich für die Abwechslung beim Mensen.

Last but not least danke ich Ole Hinrichs und Marcus Beck, dass sie mich damals dazu überredet haben, meine Bachelorarbeit in der AG zu schreiben – es war damals eine gute Zeit und ich bereue es auch diesmal nicht.