



Inbetriebnahme des verbesserten Gain-Teststands in der Qualitätssi- cherung von CBM-TRD Modulen

BACHELORARBEIT
eingereicht an der

Universität Münster
Institut für Kernphysik

von
Henning Pauels

4. Oktober 2024

Erstprüfer:

Prof. Dr. Anton Andronic

Zweitprüfer:

Prof. Dr. Christian Klein-Bösing

Tag der Einreichung:

4. Oktober 2024

Eigenständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich, Henning Pauels, dass die vorliegende Arbeit über *Inbetriebnahme des verbesserten Gain-Teststands in der Qualitätssicherung von CBM-TRD Modulen* selbstständig von mir und ohne fremde Hilfe verfasst worden ist, dass keine anderen Quellen und Hilfsmittel als die angegebenen benutzt worden sind 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. Mir ist bekannt, dass es sich bei einem Plagiat um eine Täuschung handelt, die gemäß der Prüfungsordnung sanktioniert werden kann.

Ich erkläre mich mit einem Abgleich der Arbeit mit anderen Texten zwecks Auffindung von Übereinstimmungen sowie mit einer zu diesem Zweck vorzunehmenden Speicherung der Arbeit in einer Datenbank einverstanden.

Ich versichere, dass ich die vorliegende Arbeit oder Teile daraus nicht anderweitig als Prüfungsarbeit eingereicht habe.

Münster, 4. Oktober 2024

Henning Pauels

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung	1
2 Theoretische Grundlagen	3
2.1 Gasdetektoren	3
2.1.1 Gas-Gain	3
2.1.2 Vieldrahtproportionalkammern	4
2.2 Detektoren für Übergangsstrahlung	5
2.2.1 Übergangsstrahlung	5
2.2.2 Funktionsprinzip	5
2.2.3 Der CBM-TRD	6
3 Experimenteller Aufbau	9
3.1 Funktionsprinzip der Gain-Scans	9
3.2 Komponenten	11
3.2.1 Netzteile	11
3.2.2 Filterboard	13
3.2.3 Detektorgasversorgung	14
3.2.4 CNC-Maschine	15
4 Quell-Charakteristik	17
4.1 Zerfallsschema von ^{55}Fe	17
4.2 Kollimator	17
4.3 Messung der Intensitätsverteilung der Quelle	18
4.4 Beschreibung der Intensitätsverteilung	20
4.5 Absorption der Strahlung	23

5 Gain-Scans	27
5.1 Charakterisierung der Komponenten	27
5.1.1 Auflösung der Strommessung	27
5.1.2 Dunkelstromverhalten	29
5.2 Scan der vollständigen Kammer	31
5.3 Einfluss des Differenzdrucks	35
5.3.1 Einstellen eines erhöhten Differenzdrucks	35
5.3.2 Scan der vollständigen Kammer unter erhöhtem Druck	35
5.3.3 Druckabhängigkeit des Gains	36
5.3.4 Einfluss der Deformation des Fensters auf den Gain	38
5.4 Gain an Karbonsprossen	41
5.5 Gain an deaktiviertem Anodensegment	43
5.6 Detektorkalibration	46
6 Zusammenfassung und Ausblick	49
A Unsicherheitsbetrachtung	51
A.1 Berechnung der Unsicherheiten	51
A.2 Darstellung der Unsicherheiten der Gain-Scans	52
B Rechnungen und Herleitungen	53
B.1 Kollimatorgeometrie und Quellprofil	53
B.2 Absorptionskoeffizient von Sagox-18	55
C Transformationsmatrix	57
Literatur	59

1

Einleitung

Das *Compressed Baryonic Matter* (CBM) Experiment ist ein Beschleunigerexperiment, dessen Start für 2028 geplant ist. CBM ist Teil der *Facility for Antiproton and Ion Research* (Fair), welche ans GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung in Darmstadt anschließt. Hauptteil des Fair-Beschleunigerkomplexes wird der SIS100-Ringbeschleuniger sein. Dieser wird in der Lage sein, in hohen Raten Ionen auf etwa 99 % der Lichtgeschwindigkeit zu beschleunigen.

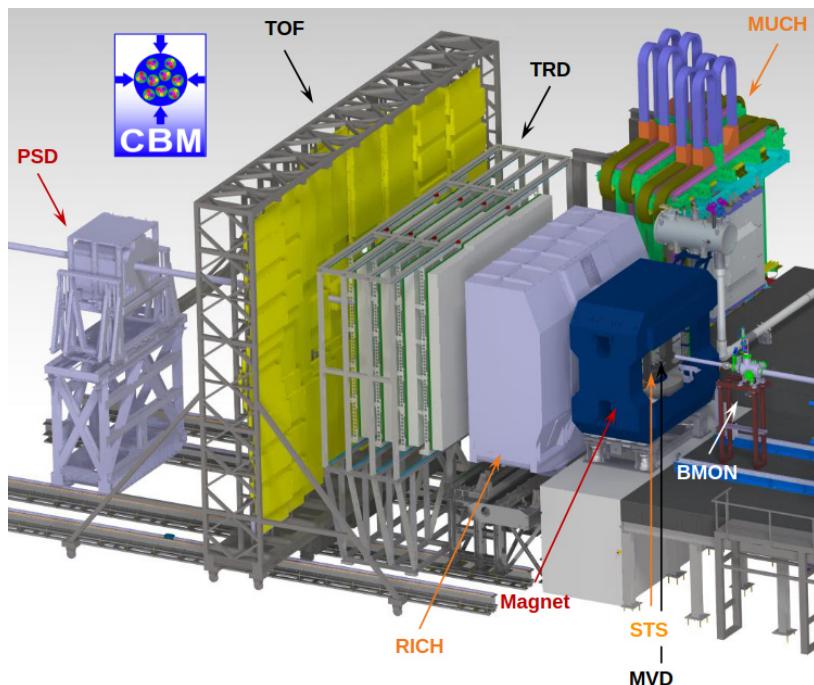


Abbildung 1.1: Schematische Darstellung des geplanten CBM-Aufbaus bestehend aus den einzelnen Subsystemen. Die vier Lagen des *Transition Radiation* Detektors sind in Grün und Grau dargestellt. Entnommen aus [NHe23]

CBM ist ein *Fixed-Target*-Experiment, bei dem die Teilchen vom SIS100 Beschleuniger auf ein Folien-Target gelenkt werden. Das Ziel des Experiments ist die Erforschung

des Phasendiagramms der Quantenchromodynamik, mit besonderem Fokus auf den Phasenübergang zwischen baryonischer Materie und Quark-Gluon-Plasma bei hohen Teilchendichten [Fri11].

Der Detektor des CBM-Experiments ist aus mehreren Subsystemen zusammengesetzt. Diese sind in Abbildung 1.1 dargestellt und benannt. Unter anderem zeigt die schematische Darstellung des Aufbaus den ***Transition Radiation Detector*** (TRD), welcher in vier Lagen unterteilt ist. Dieser Detektor dient der Teilchenidentifikation und Spurverfolgung. Die Module des TRDs beruhen auf Vieldrahtproportionalkammern und werden in Instituten in Bukarest, Frankfurt a.M. und in Münster produziert.

Ein wichtiger Teil der geplanten Produktion der TRD-Module ist die Qualitätssicherung fertiggestellter Kammern. Zu dieser gehört die ortsaufgelöste Messung des Gas-Gains zur Bestätigung dessen Homogenität und der Gewinnung erster Kalibrationsdaten. Für diesen Zweck wurde ein Teststand entwickelt, in dem TRD-Kammern vermessen werden können.

Im Zuge dieser Arbeit kam es zur Ersetzung von Bestandteilen des Teststands. Diese Veränderungen hatten zur Folge, dass sich die Qualität der Gain-Messung verbesserte. Der verbesserte Teststand wurde verwendet, um Gain-Tests an einer Prototyp-Kammer durchzuführen. Die durchgeführten Messungen sollen zum einen zeigen, dass ortsaufgelöste Gain-Messungen mit dem verbesserten Teststand möglich sind, zum anderen sollen Beobachtungen bei den Gain-Messungen erklärt und eingeordnet werden.

2

Theoretische Grundlagen

2.1 Gasdetektoren

Wenn Strahlung ein Gasvolumen durchläuft, kann es zur Ionisation der Gasatome kommen. Dies hängt von der Art des Gases, sowie von der Art und Energie der Strahlung ab. Herrscht ein elektrisches Feld innerhalb des Gasvolumens, so werden die Elektronen und Ionen getrennt, die durch die eintretende Strahlung entstehen. Detektoren, die diese Eigenschaft ausnutzen und die frei werdende Ladung messen, werden gasgefüllte Ionisationsdetektoren genannt [KW16].

Allgemein gibt es eine Vielzahl an Arten von Gasdetektoren, die Strahlung nachweisen oder ortsaufgelöst dessen Verlauf messen können. Einzelne Kammern des CBM-TRDs bestehen aus Vieldrahtproportionalkammern (engl. *Multi-Wire Proportional Chamber*, kurz MWPC). Folgende Abschnitte befassen sich daher vorrangig mit den Konzepten und der Funktionsweise dieser Detektorart.

2.1.1 Gas-Gain

Die freie Ladung, die bei einem Ionisationsprozess entsteht, ist aufgrund ihrer geringen Größe nicht direkt messbar. Damit dennoch beispielsweise der Verlauf von geladenen Teilchen im Gasvolumen gemessen werden kann, muss es zur Verstärkung dieser Ladung kommen. Hierzu wird ausgenutzt, dass Elektronen, die im angelegten elektrischen Feld beschleunigt werden, bei genügend hoher Geschwindigkeit weitere Ionisationen im Gas auslösen können. Es kommt dadurch zur lawinenartigen Ausbreitung von Ionisationen in Richtung der Anode des Detektors [KW16].

Wird Strahlung von einem Gasdetektor gemessen, so werden im Gas mit einer Rate n Ionisationen ausgelöst. Wird von einem Ionisationsprozess eine Ladung e frei, wird diese verstärkt. Der Faktor dieser Gasverstärkung (engl. *Gas Gain*) wird Gain-Faktor G genannt und hat bei Kammern des CBM-TRDs die Größenordnung 10^4 [CBM18].

Für die Ladungsrate, welche so an der Anode ankommt und als Anodenstrom I_{Anode} gemessen werden kann, gilt nach [Sau14]:

$$I_{\text{Anode}} = \frac{\langle \epsilon \rangle}{W_{\text{Ion}}} \cdot n \cdot G \cdot e. \quad (2.1)$$

Hierbei ist $n \cdot \langle \epsilon \rangle / W_{\text{Ion}}$ die Rate an primären Elektronen. Diese setzt sich aus der primären Ionisationsrate n , dem mittleren Energieverlust pro Teilchen $\langle \epsilon \rangle$ und der Ionisationsenergie W_{Ion} des Gases zusammen.

Demnach ist der Anodenstrom proportional zur Rate an primären Ionisationen und zum Gas-Gain ($I_{\text{Anode}} \propto n \cdot G$). Wenn die primäre Ionisationsrate n konstant bleibt, lassen sich durch die Messung des Anodenstroms Aussagen über den relativen Gain treffen.

2.1.2 Vieldrahtproportionalkammern

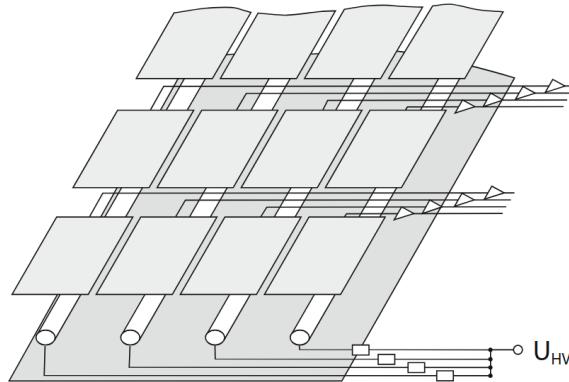


Abbildung 2.1: Schematischer Aufbau einer Vieldrahtproportionalkammer bestehend aus mehreren Anodendrähten und Kathoden-Pads, zwischen denen die Hoch-Spannung U_{HV} angelegt ist. Die Signalauslese erfolgt über die Spiegelladung auf den Kathoden-Pads. Entnommen aus [KW16].

Die in Abschnitt 2.1.1 beschriebene Vervielfachung der freien Ladung wird in MWPCs ausgenutzt, um Teilchenstrahlung ortsaufgelöst detektieren zu können. Abbildung 2.1 zeigt den schematischen Aufbau einer MWPC. Jede Vieldrahtproportionalkammer besteht aus parallel angeordneten Anodendrähten, welche als Anodenebene in der Mitte parallel zu zwei Kathodenebenen liegen. Im dargestellten Beispiel ist eine der beiden Kathodenebenen in sogenannte Pads segmentiert. Durch das Anlegen einer positiven

Hochspannung an die Anodendrähte entsteht ein elektrisches Feld, dessen Feldstärke E im direkten Umfeld der Drähte mit dem Abstand r zum Draht zunimmt ($E \propto 1/r$). Wird im Gasvolumen der Vieldrahtkammer eine Ionisation ausgelöst, so beschleunigt das frei gewordene Elektron in Richtung des nächstgelegenen Anodendrahts. Durch das erhöhte E-Feld kommt es zur Lawinenbildung und Vervielfachung der freien Ladung in der Nähe des Drahtes. Die erhöhte Ladung in der Ionisationslawine induziert auf den Kathoden-Pads Spiegelladungen, welche ausgelesen werden können und somit Aufschluss über den Ort der primären Ionisation geben [Sau14].

2.2 Detektoren für Übergangsstrahlung

Als Detektor für Übergangsstrahlung wird der TRD des CBM Experiments mit einer Effizienz von $\geq 90\%$ Elektronen, die einen Impuls $p > 1 \text{ GeV}/c$ haben von anderen geladenen Teilchen (bspw. Pionen) unterscheiden [CBM18]. In folgenden Abschnitten wird erläutert, wie die namensgebende Übergangsstrahlung (engl. *Transition Radiation*, kurz TR) dafür verwendet wird und wie der TRD aufgebaut ist.

2.2.1 Übergangsstrahlung

Beim Übergang eines geladenen relativistischen Teilchens zwischen zwei Medien mit unterschiedlichen dielektrischen Konstanten kann es zur Emission von Übergangsstrahlung kommen [AW12].

Die Emission dieser elektromagnetischen Strahlung ist vom Gammafaktor $\gamma = p/mv$ des geladenen Teilchens abhängig. Mit besonders hoher Wahrscheinlichkeit setzt die Emission bei $\gamma \gtrsim 1000$ ein. Dies führt dazu, dass im Impulsbereich $1 \text{ GeV}/c \leq p \leq 100 \text{ GeV}/c$ fast ausschließlich Elektronen und Positronen TR produzieren. Somit ist es möglich, Elektronen von anderen Teilchen (z. B. Pionen) zu unterscheiden, auch wenn diese den gleichen Impuls haben. Weiter gilt für den Emissionswinkel $\theta \propto 1/\gamma$, sodass TR-Photonen überwiegend in Ausbreitungsrichtung der geladenen Teilchen emittiert werden [AW12].

2.2.2 Funktionsprinzip

Zur Erzeugung von Übergangsstrahlung werden in TRDs (insbesondere im CBM-TRD) Radiatoren verwendet. Mit diesen wird erreicht, dass geladene Teilchen möglichst viele Mediumsübergänge durchführen. Oftmals werden hierfür unregelmäßige Radiatoren

verwendet, welche aus einem schaum- oder faserartigen Material bestehen. [AW12]. Zur Detektion der Übergangsstrahlung werden in den meisten TRDs Vieldrahtproportionalkammern verwendet. Diese detektieren sowohl die geladenen Teilchen, als auch die Übergangsstrahlung, die entsteht, wenn Elektronen den Radiator durchlaufen. Da der Emissionswinkel θ für TR-Photonen klein ist, überlagern sich in der MWPC Ionisationen der Elektronen mit denen der entstehenden TR-Photonen. Dies führt dazu, dass bei gleichem Impuls für Elektron eine höhere Energiedeposition gemessen wird als für andere geladene Teilchen, die vom TRD detektiert werden [AW12].

2.2.3 Der CBM-TRD

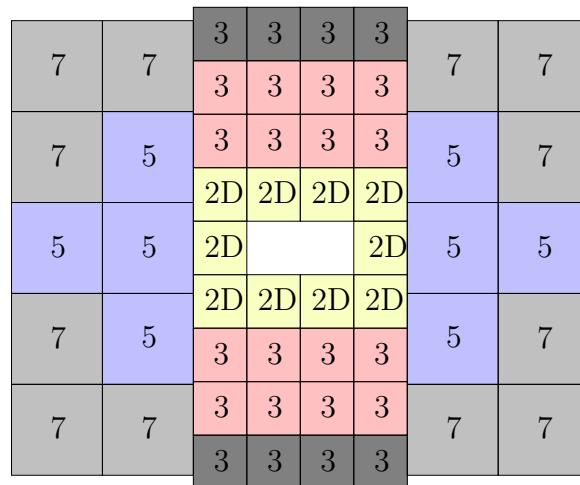


Abbildung 2.2: Aufbau einer von vier geplanten TRD-Schichten bestehend aus den verschiedenen Modultypen 3, 5, 7 und den TRD2D Modulen. Farbig dargestellte Module wurden (stand 2024) sind geplanter Teil des sogenannten Day One Setups des CBM-TRD 2028. Die grau dargestellten Module sollen im Laufe des CBM Betriebs nachgerüstet werden.

Der geplante TRD des CBM Experiments besteht aus 4 Schichten, jeweils bestehend aus Auslesekammern (engl. *Readout Chamber*, kurz ROC) mit jeweils einer Schicht Radiator davor. Die benutzten Radiatoren basieren auf 2 mm dicken Polyethylen Schaumfolien [CBM18].

Eine Detektorschicht des CBM-TRDs besteht aus vier verschiedenen ROC Typen. Typ 5 und 7 haben eine Außenabmessung von $99 \times 99 \text{ cm}^2$, während Typ 3 und die TRD2D Module mit $57 \times 57 \text{ cm}^2$ kleiner sind [CBM18].

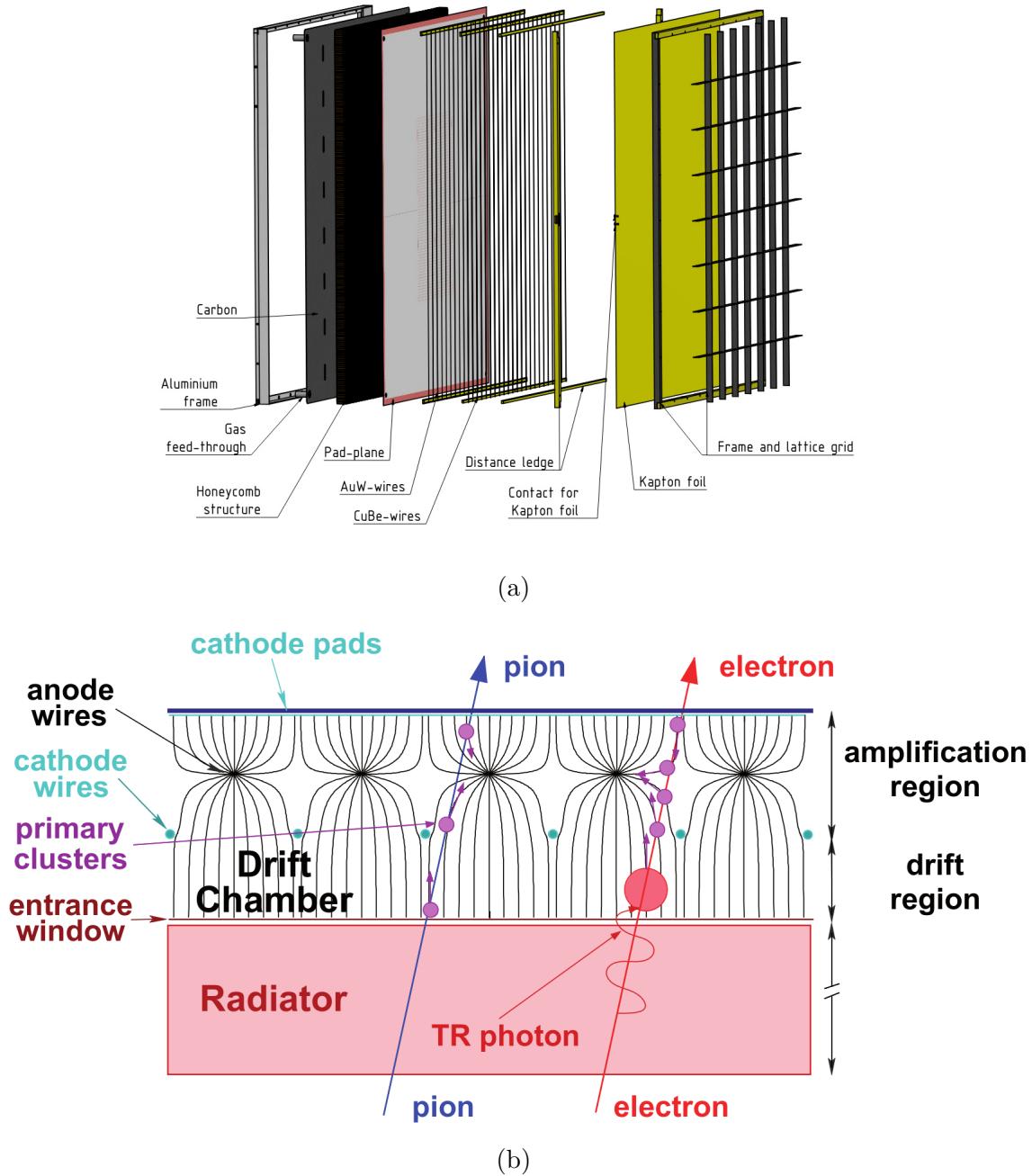


Abbildung 2.3: Aufbau (a) und Funktionsweise (b) einer Kammer des CBM-TRDs. In (a) dargestellt sind die einzelnen Schichten vom Aluminiumrahmen auf der Rückseite der Kammer (links) bis zum Eintrittfenster inklusive Rahmen und Karbon Gitter auf der Vorderseite (rechts). In (b) ist ein Querschnitt einer MWPC samt Radiator schematisch gezeigt. Dargestellt ist, dass die Drähte das Gasvolumen der Kammer in zwei Bereiche unterteilt, Drift- und Gain-Bereich. Im Gegensatz zu Pionen (oder anderen geladenen Teilchen) erzeugen Elektron im Radiator Übergangstrahlung, die im dahinterliegenden MWPC zusätzlich zu den geladenen Teilchen detektiert werden kann. Beide Abbildungen sind aus [CBM18] entnommen.

Die Produktion der einzelnen Kammern verteilt sich auf Institute in Münster und Frankfurt für die Typ 3, 5 und 7 Kammern und in Bukarest für die TRD2D Module. Abbildung 2.2 zeigt, wie die einzelnen Kammertypen in einer Schicht des TRDs angeordnet werden. Es ist zu erkennen, dass der Aufbau des TRDs im Day One Setup des CBM-Experiments reduziert vorliegt. Die spätere Erweiterung zum vollständigen Setup ist nicht ausgeschlossen.

Die im Zuge dieser Arbeit durchgeführten Testmessungen des Gains wurden an einem Kammer-Prototyp durchgeführt, einem Typ 8 Modul. Dieses ist 95×95 cm groß und hat eine Pad-Ebene, die aus 6×128 Kathoden-Pads besteht. Die Pads haben dabei eine Breite von 0,72 cm. Die Höhe der Pads variiert je nach Pad-Reihe. Die inneren beiden Pad-Reihen sind 15,25 cm hoch, während der Rest eine Höhe von 15,5 cm hat [Käh24].

Abbildung 2.3a zeigt den zugrundeliegenden Aufbau der TRD-ROCs. Hinterster Teil jeder Kammer ist ein Rahmen aus Aluminium, welcher auf eine wabenförmige Struktur angebracht ist. Auf diese Struktur ist eine Kathodenebene geklebt. Diese Ebene ist in einzelne Pads unterteilt, dessen Geometrie sich für die verschiedenen Kammer Typen unterscheidet. Über diese Pads geschieht im standardmäßigen Detektorbetrieb die Auslese der gemessenen Signale. Die Ebene der Anodendrähte befindet sich vor den Kathoden-Pads und hinter den Kathodendrähten. Der Abstand zu Kathoden-Pads und -Drähten beträgt dabei 3,5 mm. Die Drähte der Kathodenebene haben, identisch zu den Drähten der Anode, einen Abstand zueinander von 2,5 mm. Anoden- und Kathodendrähte sind zueinander um einen halben Drahtabstand versetzt. Das Eintrittsfenster der Kammer besteht aus einer 25 μm dicken Kapton Folie, dessen Innenseite mit 0,05 μm Aluminium beschichtet ist. Auf der Außenseite des Eintrittsfensters befindet sich ein Stützgitter aus Karbon. Der Abstand zwischen dem Eintrittsfenster und den Kathodendrähten beträgt 5,0 mm. An der Rückseite der Kammer befinden sich Gas-einlässe. Diese stellen sicher, dass das Volumen der Kammer zwischen Pad-Ebene und Eintrittsfenster dauerhaft mit einem Xe/CO₂-Gemisch gefüllt werden kann [CBM18]. Die beschriebene Anordnung der Drähte, der Kathoden-Pads und des Eintrittsfensters stellt sicher, dass sich beim Anlegen von Hochspannung das elektrische Feld so ausbildet, wie es in Abbildung 2.3b dargestellt ist. Der aktive Teil der Kammer besteht dann aus einem Drift-Bereich zwischen Kathodendrähten und Eintrittsfenster und einem Gain-Bereich in der Umgebung der Anodenebene [CBM18].

3

Experimenteller Aufbau

3.1 Funktionsprinzip der Gain-Scans

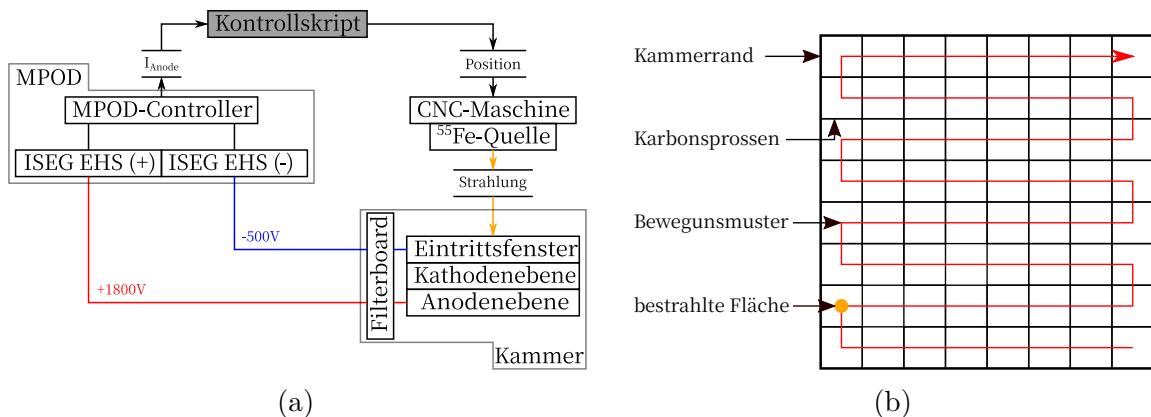


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des Funktionsprinzips der Gain-Scans (a) und der Frontalsicht auf eine TRD-Kammer (b). In (a) ist zu erkennen, dass über das Kontrollskript die Bewegung der CNC-Maschine und die Anodenstrommessung gesteuert wird. In (b) ist ein Beispiel eines Scan-Bewegungsmusters in rot gezeigt. Die Scans verlaufen nicht zwangsläufig durch die Zentren der einzelnen Fenstersegmente.

Als Teil der Qualitätssicherung von fertiggestellten TRD-Modulen wird der Gain-Faktor G ortsaufgelöst relativ gemessen. Hierzu dient der folgend vorgestellte Gain-Teststand. Dessen Komponenten sind in Abbildung 3.1a schematisch dargestellt und in Abschnitt 3.2 genauer erläutert.

Die Idee des Teststands ist, dass eine radioaktive ⁵⁵Fe-Quelle in der Halterung einer CNC-Maschine von dieser Maschine vor der zu testenden Detektorkammer verfahren wird. In sogenannten Gain-Scans fährt die CNC-Maschine dabei Positionen entlang eines voreingestellten Musters, vor einem eingespannten TRD-Modul, ab. Allgemein soll jeder, der in Münster und Frankfurt gebauten, TRD-Kammertypen (3, 5, 7, vgl.

Abschnitt 2.2.3) in Gain-Scans vermessen werden können. Beispielmessungen in dieser Arbeit sind mit einem Prototypen (Typ 8) durchgeführt worden. Ein Beispiel eines Bewegungsmusters eines Scans ist in Abbildung 3.1b gezeigt. Allgemein gilt für alle Bewegungsmuster während Scans, dass die Kammer in sich abwechselnd orientierten horizontalen Linien abgefahren wird. Dabei bewegt sich die benutzte ^{55}Fe -Quelle dauerhaft parallel zum Eintrittsfenster der Kammer. Somit wird die emittierte Strahlung in der Kammer detektiert, wobei es zur Ladungsvervielfachung innerhalb des Gases kommt (vgl. Abschnitt 2.1.1). Die Quelle stoppt während den Scans an Punkten vor der Kammer, an denen der Anodenstrom gemessen wird. Dieser ist nach Gleichung 2.1 proportional zum Gain-Faktor G . Durch die Segmentierung der Anodenebene in, je nach Kammertyp 6 bis 8 Abschnitte, kann aus der Messung des Anodenstroms allein keine hinreichende Ortszuweisung getroffen werden. Stattdessen erfolgt die Bestimmung des Ortes aus der Position der Quelle in der CNC-Maschine. Wird ein bestimmter Stromwert gemessen, während sich die Quelle direkt über einem Punkt auf dem Detektor befindet, wird dieser Punkt dem gemessenen Strom zugeordnet. Hierbei wird angenommen, dass die Strahlung, die von einem Punkt in der CNC-Maschine emittiert wird, ausschließlich am entsprechenden Punkt in der Kammer detektiert wird. Die Ortsauflösung ist also durch das Abstrahlungsverhalten der Quelle definiert (vgl. Abschnitt 4.3).

Sowohl die Steuerung der CNC-Maschine als auch die Auslese der Stromwerte erfolgt über ein Python-Skript. Dieses Kontrollskript wurde im Zuge vorheriger Bachelor-[För23] und Masterprojekte [Bec18] erstellt und hier an neue Hardware angepasst.

3.2 Komponenten

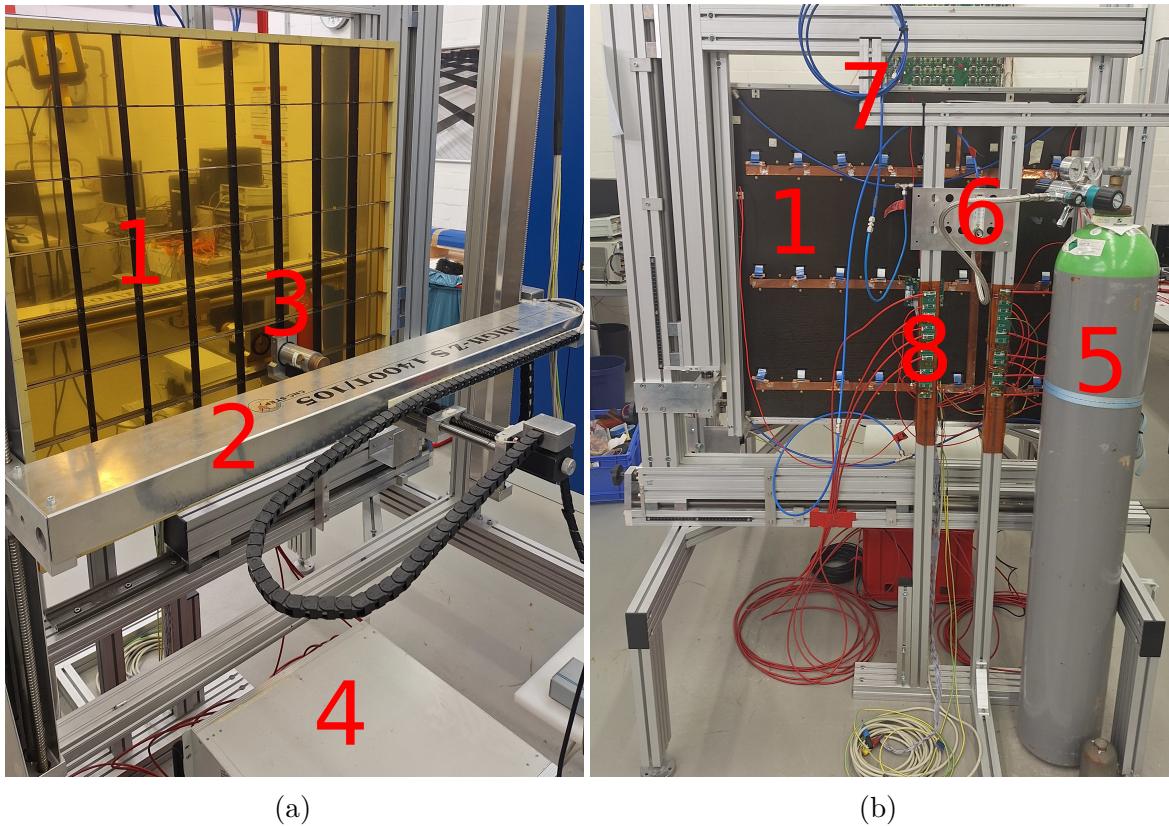


Abbildung 3.2: Vorder- (a) und Rückseite (b) des Gain-Teststandes mit Quelle in Beispiel-Position vor dem Eintrittsfenster. Zu erkennen sind die TRD-Kammer (1), die CNC-Maschine (2), die Quellhalterung (3), das MPOD-Crate (4), die Sagox-18 Gasflasche (5), der Flussregler (6), der Gasauslass (7) und die Filterboards (8).

Abbildung 3.2 zeigt die Komponenten im Aufbau des Gain-Teststands. Die Funktion der einzelnen Komponenten sind in folgenden Abschnitten erläutert.

3.2.1 Netzteile

Wie in Abschnitt 2.2.3 erläutert, werden die elektrischen Felder im Drift- und Verstärkungsbereich im Detektor durch Anlegen von Hochspannung erzeugt. Die Versorgung dieser Hochspannung erfolgt über zwei *EHS*-Module der Firma *ISEG*.

Für das Feld im Drift-Bereich wird eine Spannung von $V_d = -500$ V zwischen Kathodendrahtebene und Eintrittsfenster angelegt. Hierfür wird ein *EHS Standard Precision*

$86\ 30n$ Einschub verwendet. Dieser hat eine vom Hersteller angegebene maximale Spannungsschwankung von $0,3\text{ V}$ und demnach eine für diese Zwecke ausreichende Stabilität. Ferner werden bei den Gain-Scans keine Ströme mit dem Netzteil gemessen, welches für den Driftbereich zuständig ist. Dies begründet die Wahl eines *Standard Precision* Einschubs mit vergleichsweise niedriger Messgenauigkeit [Spe24].

Der Verstärkungsbereich wird im Teststand mit einer Spannung von $V_a = 1800\text{ V}$ an den Anodendrähten erzeugt. Diese erlaubt den stabilen Betrieb der Kammern in deren Proportionalitätsbereich mit ausreichend hohem Gain für die Strommessung an den Anodendrähten. Bei finaler Nutzung der Kammern sollen diese mit einer Spannung von $V_a = 1850\text{ V}$ betrieben werden [CBM18]. Die Hochspannungsquelle für den Verstärkungsbereich ist ein *EHS High Precision F2 30p*-Modul. Dieses hat verglichen zu den Modellen der *Standard Precision Series* mit einer Präzision in der Strommessung von $\approx 600\text{ nA}$ einen zusätzlichen Präzisionsbereich. In diesem ist die Strommessung mit einer Präzision von $\approx 4\text{ nA}$ möglich [Spe24]. Die Strommessungen während der Scans werden mit diesem Modul durchgeführt. Da sich während den Gain-Scans die gemessenen Stromwerte im Bereich von wenigen zehn Nanoampere liegen, ist eine vergleichbar hohe Präzision erforderlich.

Beide Netzteileinschübe befinden sich in einem *MPOD*-Crate der Firma *WIENER*. In diesem Crate befindet sich ebenfalls ein *WIENER MPOD C*-Controller. Dieser kommuniziert über eine CAN-Schnittstelle (**Controller Area Network**) mit den Netzteilen und erlaubt dessen Steuerung bzw. Datenauslese via SNMP (**Simple Network Management Protocol**). Die Netzteile senden alle 400 ms einen Strom- und Spannungswert pro Channel an den Controller, der dann vom Kontrollskript während der Scans automatisiert abgefragt werden kann.

Die *EHS* Netzteile der Firma *ISEG* verfügen über eine intern laufende Mittelwertbildung. Dabei wird jeder Wert, der vom Netzteil an den Controller gesendet wird, über zuvor gesendete Werte gemittelt. Die Anzahl, an Werten über die diese laufende Mittelwertbildung läuft, hängt vom eingestellten *Digital filter average* Wert des Netzteils ab und liegt standardmäßig bei 64 Werten. Diese Einstellung dient der Verringerung des Einflusses von Rauschen, insbesondere des Stromnetzrauschens, führt hier jedoch dazu, dass sich Werte vergangener Messpunkte erst nach $64 \cdot 400\text{ ms} = 25,6\text{ s}$ nicht mehr dem aktuellen Stromwert beeinflussen. Für Gain-Scans würde diese Einstellung bedeuten, dass die Quelle an jedem Messpunkt $25,6\text{ s}$ anhalten müsste, bevor die Messung des Stroms für die Position beginnen könnte. Wird bei einem Scan jedes Pad an zehn verschiedenen Stellen vermessen, würde das eine Messzeit von mehr als 54 h nach

sich ziehen. Folglich wurde die interne Mittelwertbildung ausgeschaltet, indem der *Digital filter average* Wert auf 1 gesetzt wurde. Um dennoch Rauschen zu unterdrücken, geschieht die Bildung eines Mittelwerts automatisch an jedem Messpunkt durch das Kontrollskript. Eine Beschreibung davon ist in Abschnitt 5.1.1 gegeben.

3.2.2 Filterboard

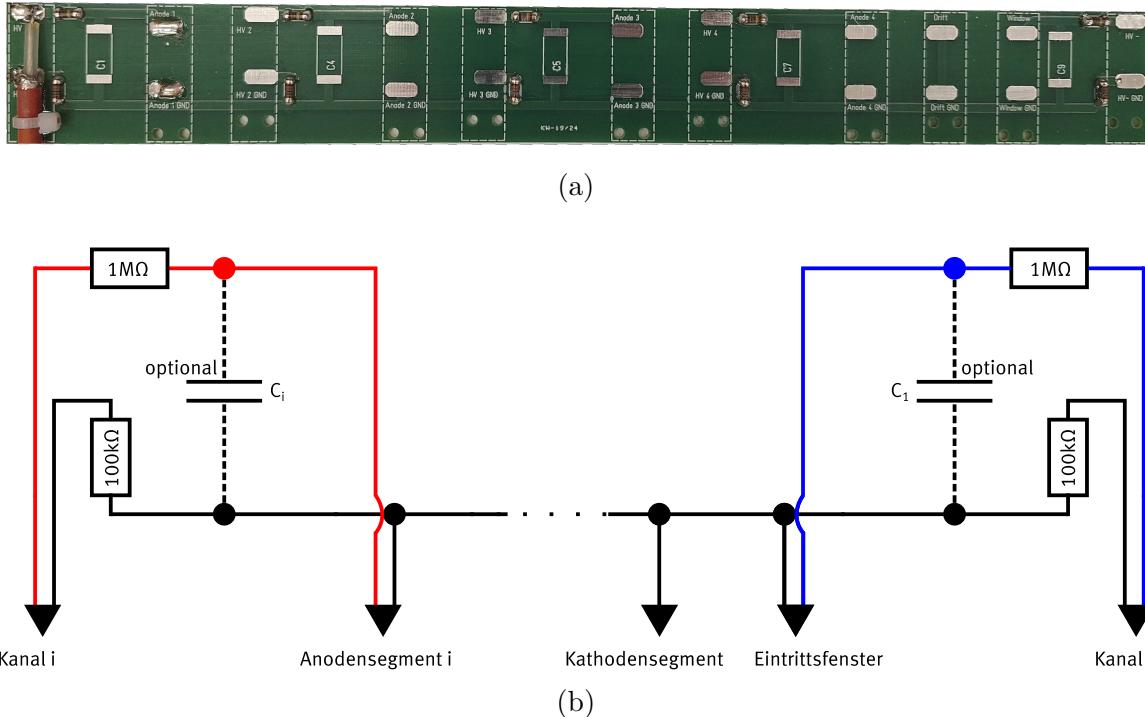


Abbildung 3.3: Foto (a) und Schaltung (b) des Filterboards. In (b) ist lediglich eines der Anodensegmente (das i-te) schematisch dargestellt. Es ist eine Aufteilung zwischen Versorgungslinie (blau/rot) und Massenlinie (schwarz) zu erkennen.

Abbildung 3.3a zeigt ein Foto des verwendeten Filterboards, die zugrundeliegende Schaltung auf dem Board ist in Abbildung 3.3b dargestellt. Die Skizze der Schaltung beinhaltet beispielhaft lediglich einen Block zur Versorgung der Anodensegmente, während auf dem Foto des Filterboards insgesamt 4 Blöcke erkennbar sind. Das Filterboard dient dazu, die Spannung vom Netzteil auf die einzelnen Drahtsegmente sowie das Eintrittsfenster zu verteilen. Mit einem Filterboard können insgesamt 4 Anodensegmente, sowie die gesamte Kathodenebene und das Eintrittsfenster einer Kammer

angeschlossen werden. Zwei Filterboards kontaktieren eine komplette Kammer. Das gilt sowohl für Module vom Typ 3, 5 und 7 mit jeweils 8 Anodensegmenten als auch für den hier benutzten Typ 8 Prototypen mit 6 Anodensegmenten.

Auf jedem Filterboard befinden sich 22 Verbindungsstellen. Auf diese können die HV-Kabel, welche vom Netzteil zum Board oder vom Board zur Kammer führen, angelötet werden. Die hierfür benutzten HV-Kabel bestehen neben Innenleiter, Isolator und Außenmantel aus einem leitenden Abschirmungsgeflecht. Dieses wird für alle Anschlüsse mit der Masse des Boards verbunden (vgl. Abbildung 3.3b (schwarz)). Anders als die gemeinsame Masse sind die Versorgungslinien (blau / rot) der einzelnen Segmente voneinander getrennt. Dies erlaubt die Ansteuerung und Auslese einzelner Segmente separat durch 6 bzw. 8 verschiedene Kanäle am Netzteil. Somit können Fehler, wie beispielsweise Kurzschlüsse in der Kammer oder auf dem Filterboard, schneller lokalisiert werden.

Des Weiteren befinden sich zwischen den Kanälen im Netzteil und der Kammer $1\text{ M}\Omega$ Widerstände. Ähnlich dazu ist die Masse des Boards über $100\text{ k}\Omega$ Widerstände mit der Masse der Netzteile verbunden. Diese Widerstände dienen dazu, den fließenden Strom auf dem Board möglichst gering zu halten, sowie die Masse des Boards zu entkoppeln. Zur Reduzierung von fließenden Strömen dient auch der hier vergleichsweise große Abstand zwischen Versorgungslinie und Masse von $(11,58 \pm 0,02)\text{ mm}$. Dieser wurde verglichen zu vorherigen Filterboard Modellen vergrößert, da starke Abhängigkeiten vom gemessenen Dunkelstrom zur Luftfeuchte im Raum beobachtet wurden. Eine Beschreibung des neuen Dunkelstromverlaufs ist in Abschnitt 5.1.2 gegeben.

Wie in Abbildung 3.3b gezeigt, können optional Kondensatoren zwischen Versorgungslinie und Masse angebracht werden. Diese dienen dazu, mögliche Spannungsschwankungen auszugleichen und abzuschwächen. Da die beobachteten Schwankungen der Spannung aufgrund ihrer Größe keinen signifikanten Einfluss auf den Kammerbetrieb haben, sind keine Kondensatoren auf dem Filterboard angebracht.

3.2.3 Detektorgasversorgung

Damit TRD-Kammern als Vieldrahtkammern benutzt werden können, müssen sie mit geeignetem Gas gefüllt sein. Im finalen CBM Setup wird dabei ein Xe/CO₂-Gemisch verwendet. Beim Gain-Teststand wird aus Kostengründen das Schweißgas *Sagox-18* verwendet. Dieses besteht aus Ar (82 Vol %) und CO₂ (18 Vol %).

Damit die gesamte Kammer mit *Sagox-18* gefüllt bleibt und Verunreinigungen herausgespült werden, wird sie dauerhaft mit einem konstanten Gasfluss versorgt. Dieser kann mit einem Flussregler des Typen *KFR* der Firma *Kobold* eingestellt und überwacht werden. Der Gasfluss durch den Flussregler erfolgt von unten nach oben. Dabei kann der Durchfluss durch ein Nadelventil reguliert werden. Je nach Stärke des Gasflusses wird ein Schwebekörper unterschiedlich weit nach oben gedrückt. Je nach Höhe des Schwebekörpers ist der Gasfluss an einer Skala abzulesen. Diese ist jedoch auf Luft als durchfließendes Gas kalibriert, weshalb keine direkte Aussage über den Durchfluss von *Sagox-18* getroffen werden kann. Die genaue Bestimmung des tatsächlichen Flusses ist jedoch, solange die Kammer dauerhaft mit *Sagox-18* gefüllt ist, nicht notwendig. Für die hier beschriebenen Testmessungen wurde ein Gasfluss eingestellt, der $q_{\text{Luft}} = (6,3 \pm 0,2) \text{ l/h}$ Luft entspricht. Dass diese Volumenrate genügt, um die Kammer dauerhaft mit *Sagox-18* zu erfüllen, wurde durch das Sauerstoffmessgerät *Hach Orbisphere 510* überprüft. Dieses ist Teil der Gasanalysestation, welche im Zuge einer Bachelorarbeit [Olb23] entworfen wurde. Mit diesem wurde sichergestellt, dass der Sauerstoffgehalt, des ausströmenden Gases unter 100 ppm liegt.

3.2.4 CNC-Maschine

Die Bewegung der Quelle vor dem Eintrittsfenster der Kammer geschieht mithilfe einer *High-Z S-1400/T-105* CNC-Maschine der Firma *CNC-Step*. Diese erlaubt die Positionierung der ^{55}Fe -Quelle mit einer Genauigkeit von $10 \mu\text{m}$ [KG22]. Damit während den Scans der Abstand zwischen Kammer und Quelle möglichst konstant ist, muss jede Kammer vor Beginn der Gain-Messungen kalibriert werden. Diese Kalibrierung beruht auf [För23] und erfolgt ebenfalls über das Kontrollskript. Dabei wird eine Transformationsmatrix berechnet, mit der Orte im Koordinatensystem der CNC-Maschine in das Koordinatensystem der Kammer umgerechnet werden können. Bei dieser Kalibrierung wird die Maschine an die Ecken der Kammer bewegt. Durch Eingabe des Abstands zwischen Kammer und Quelle kann dann das Kontrollskript die Transformationsmatrix berechnen. Diese erlaubt, dass sich während den Scans die Quelle möglichst präzise im Koordinatensystem der Kammer bewegt. Die Berechnung der Transformationsmatrix wird im Detail in [För23] erläutert. In Anhang C ist die Transformationsmatrix angegeben, welche sich aus der Kalibrierung der gegebenen Typ 8 Kammer ergab.

4

Quell-Charakteristik

4.1 Zerfallsschema von ^{55}Fe

Um freie Ladungen in der Kammer zu erzeugen, wird im Teststand eine ^{55}Fe -Quelle verwendet. ^{55}Fe zerfällt mit einer Halbwertszeit von $T_{1/2} = 2,744\text{ y}$ zu 100 % via Elektroneneinfang in ^{55}Mn [Jun08]. Hierbei wandelt sich ein Proton des Eisenkerns unter Einfang eines 1s Elektrons in ein Neutron um, wobei ein Elektron-Neutrino emittiert wird. Der entstehende, nicht besetzte Elektronenzustand wird anschließend durch ein energetisch höher liegendes Elektron aufgefüllt, wobei ein Photon emittiert wird. Die Energie des dabei emittierten Photons hängt vom jeweiligen Ausgangszustand des nachrückenden Elektrons ab. Das Spektrum der emittierten Strahlung ist dominiert von den K_{α} und K_{β} Linien von Mangan. Diese liegen bei $E_{K\alpha,1} = 5,899\text{ keV}$, $E_{K\alpha,2} = 5,888\text{ keV}$ und $E_{K\beta} = 6,490\text{ keV}$ [Jun08]. Die Energie der emittierten Strahlung ist also in einem vergleichbaren Energiebereich zur erwarteten Energie der Übergangstrahlung bei benutzten Polyethylen Prototyp-Radiatoren [CBM18]. Die Aktivität der benutzten Quelle lag am 28.03.24 bei $A_0 = 71,1\text{ MBq}$. Dies bedeutet, dass bei den durchgeführten Gain-Scans zwischen Juni und September 2024 die Aktivität zwischen 68,17 und 64 MBq lag.

4.2 Kollimator

Die zuvor beschriebene Aktivität der Quelle ist verglichen zur zuvor benutzten Quelle mit $A_{\text{alt}} = 5,1\text{ MBq}$ [Für23] mehr als 12 Mal höher. Die höhere Intensität erlaubt es, den Strahlungskegel der Quelle zu verkleinern und gleichzeitig ähnliche Photonenraten beizubehalten. Diese Verkleinerung der bestrahlten Fläche geschieht mithilfe von Kollimatoren. Dies sind hier Aluminiumplatten, welche vor der Öffnung der Quellhalterung befestigt werden können. Durch eine zylinderförmige Öffnung im Kollimator kann dann Strahlung in Richtung Detektor gelangen. Die Höhe und die Breite der Öffnung

beeinflussen die Strahlintensität in Richtung des Detektors, sowie die Aufweitung der Strahlen. Der hier benutzte Kollimator hat einen Radius von $r = 4$ mm und eine Höhe von $h = 12$ mm und ist neben der Quellhalterung und zwei weiteren Kollimatoren in Abbildung 4.1 dargestellt. Welchen Einfluss dies für die Intensitätsverteilung hat, ist in Abschnitt 4.3 beschrieben.



Abbildung 4.1: Foto der Quellhalterung und drei verschiedenen Kollimatoren.

Kollimator 1: $r = 4$ mm, $h = 12$ mm

Kollimator 2: $r = 4$ mm, $h = 10$ mm

Kollimator 3: $r = 4$ mm, $h = 5$ mm

4.3 Messung der Intensitätsverteilung der Quelle

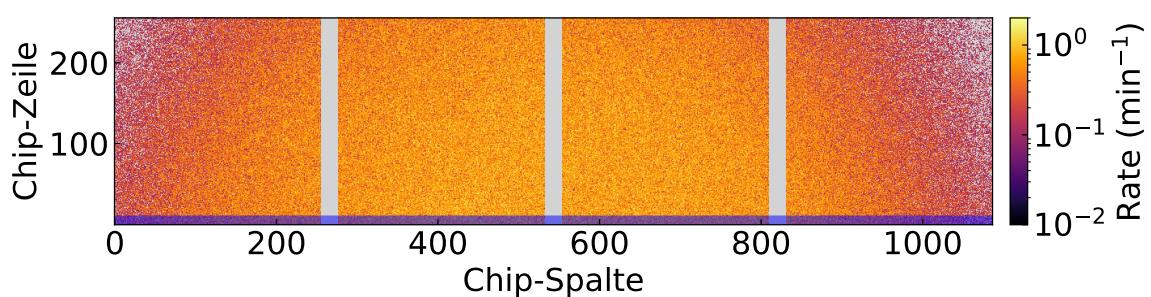


Abbildung 4.2: Darstellung des Profils der ^{55}Fe -Quelle mit Kollimator in einem Abstand von $(29,00 \pm 0,06)$ mm aufgenommen mit einem baby-MOSS Chip. Zu erkennen ist die runde Intensitätsverteilung, wobei der Mittelpunkt außerhalb des detektierten Bereichs liegt.

Nach Gleichung 2.1 ist der Anodenstrom nicht nur proportional zum Gain G , sondern ebenfalls proportional zur Rate n , mit der primäre Ionisationen im Gas stattfinden. Diese Rate n wiederum hängt damit zusammen, wie viele Photonen im aktiven Volumen der Kammer absorbiert werden, was von der Kammergeometrie der Photon-Absorptionswahrscheinlichkeit und dem Abstrahlverhalten der Quelle abhängt.

Um das Abstrahlverhalten der benutzten ^{55}Fe -Quelle samt Kollimator charakterisieren zu können, wurde ein Quellprofil mithilfe eines Silizium-Detektors aufgenommen. Bei dem benutzten Detektor handelte es sich um eine kleinere Version des ***Monolithic Stitched Sensor (MOSS)***, dem sogenannten *baby-MOSS*. MOSS-Detektoren sollen als Teil des Zukünftigen ***Inner Tracking System-3 (ITS3)*** zur Verbesserung des ***A Large Ion Collider Experiment (ALICE)*** Detektors beitragen.

Jeder MOSS-Detektor besteht aus zehn Einheiten, welche jeweils aus acht einzelnen Detektor-Matrizen bestehen [Hon23]. Im Gegensatz dazu bestehen baby-MOSS Detektoren lediglich aus einer Einheit à acht Detektor-Matrizen [Til24]. Es gibt zwei Arten von Pixel-Matrizen, welche auf MOSS und baby-MOSS verbaut sind. Diese bestehen entweder aus 256×256 Pixeln mit einer Größe von $22,5 \mu\text{m}$ oder aus 320×320 Pixeln mit einer Größe von $18 \mu\text{m}$ [Hon23]. Zum Zeitpunkt der Aufnahme des Quellprofils wurde in Münster eine baby-MOSS-Einheit getestet, dessen 320×320 -Chip nur teilweise ausgelesen werden konnte. Deshalb wurde das Quellprofil ausschließlich mit vier nebeneinanderliegenden 256×256 -Chips durchgeführt. Die vier Chips hatten dabei einen Abstand von $472,5 \mu\text{m}$ oder 21 px [Hon23].

Zur Aufnahme des Quellprofils wurde die Quellhalterung mithilfe eines Aluminiumgestells $h_{\text{Det}} = (29,00 \pm 0,06) \text{ mm}$ über dem Silizium-Detektor platziert, sodass möglichst große Anteile der emittierten Strahlung von den Chips detektiert wird. Das Ergebnis der 10 min langen Messung ist in Abbildung 4.2 dargestellt. Diese zeigt das runde Profil der Quelle, welches zwar nicht vollständig, aber zu ausreichend großen Teilen vom Detektor aufgenommen werden konnte.

4.4 Beschreibung der Intensitätsverteilung

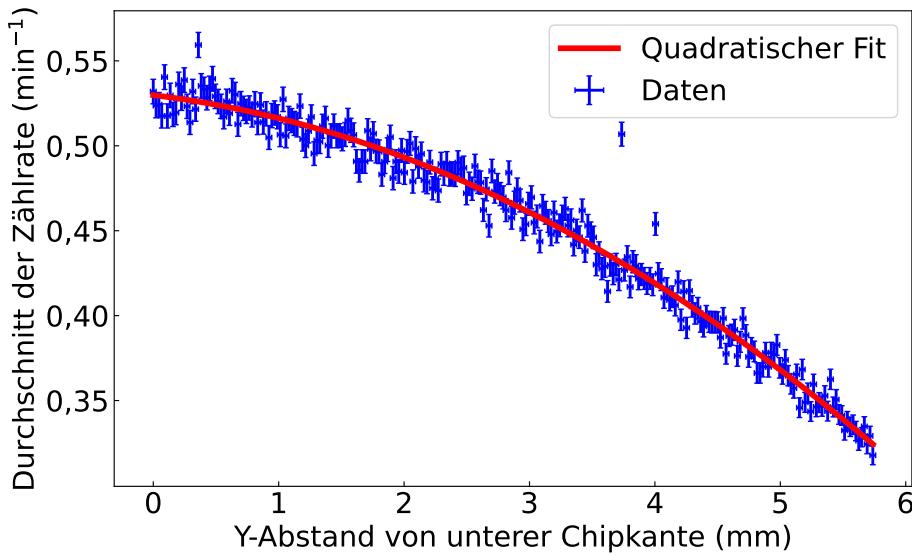


Abbildung 4.3: Darstellung des berechneten Durchschnitts der gemessenen Zählraten pro Chip-Zeile. Die Y-Position des Mittelpunkts der Verteilung wird mit einem quadratischen Fit ermittelt.

Um den Mittelpunkt des gemessenen Quellprofils finden zu können, wurde zeilenweise die durchschnittliche Zählrate berechnet. Diese ist in Abbildung 4.3 dargestellt. Hierbei wurden die Nummern der Chip-Zeilen mithilfe der gegebenen Pixelgröße von $22,5 \mu\text{m}$ in Y-Abstände von der unteren Chip-Kante umgerechnet.

Da im abgebildeten Verlauf kein lokales Maximum vorhanden ist, ist erkennbar, dass der Mittelpunkt der Intensitätsverteilung nicht vom Chip detektiert wurde. Um dennoch eine Aussage über die Y-Position des Mittelpunkts treffen zu können, wurde eine Parabel der Form

$$g(y) = A \cdot (y - \mu_y)^2 + C \quad (4.1)$$

an den Verlauf angenähert. Hierzu wurde die *ODR*-Methode des Python-Pakets *Scipy v 1.14.1* verwendet. Die gefundenen Parameter A , μ_y und C lauten:

$$A = (-4,7 \pm 0,2) \cdot 10^{-3} \text{ min}^{-1} \cdot \text{mm}^{-2}, \quad \mu_y = (-1,0 \pm 0,2) \text{ mm},$$

$$C = (0,534 \pm 0,003) \text{ min}^{-1}$$

Der Mittelpunkt der Intensitätsverteilung liegt also bei $\mu_y = (-1,0 \pm 0,2) \text{ mm}$ oder Chip-Zeile $-42,4 \pm 8,6$.

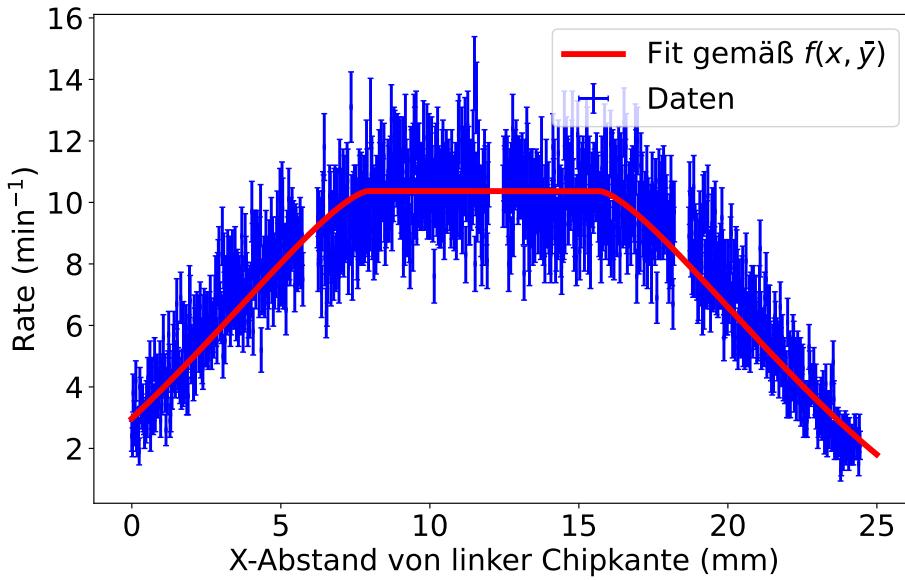


Abbildung 4.4: Querschnitt der gemessenen Intensitätsverteilung, wobei die Summe der untersten 15 Chip-Zeilen gebildet wurde. Die Fitfunktion $f(x, \bar{y})$ ist an den Verlauf angenähert.

Zur weiteren Analyse der Intensitätsverteilung ist ein Querschnitt der Verteilung in Abbildung 4.4 dargestellt. Damit für die nachfolgende Analyse eine größere Anzahl an gemessenen Ereignissen zur Verfügung stehen, wurden die Raten von 15 benachbarten Chip-Zeilen addiert (Zeile 0 bis 15, vgl. blauer Balken in Abbildung 4.2). Um für Gain-Scans beschreiben zu können, welcher Anteil der Strahlung an welchen Teilen der Kammer absorbiert wird, ist es nötig, die Intensitätsverteilung $I_0(\varphi, h_{\text{Det}})$ der Quelle zu kennen. Hierbei beschreibt φ den Winkel, in welchem die Strahlung aus dem Kollimator austritt. Es gilt:

$$\tan \varphi = \frac{s}{h_{\text{Det}}}, \quad (4.2)$$

mit dem Abstand zwischen Detektor und Kollimator h_{Det} und dem Abstand zwischen Intensitätsmittelpunkt und dem Auftrittspunkt auf dem Eintrittsfenster s , angenommen, dass die Strahlung vorher nicht absorbiert wird.

Um diese Funktion $I_0(\varphi, h_{\text{Det}})$ zu erhalten, wurde eine zusammengesetzte Fit-Funktion

$f(x, y)$ an den gefundenen Verlauf (Abbildung 4.4) über die *ODR*-Methode des *scipy*-Pakets angenähert. Die benutzte Fitfunktion ist gegeben durch:

$$f(x, y) = C \cdot \begin{cases} R_u^2 \pi, & s(x, y) < r_{\text{Koll}} \\ R_u^2 \arccos \left(\frac{d(x, y)^2 + R_u^2 - R_o^2}{2d(x, y)R_u} \right) \\ + R_o^2 \arccos \left(\frac{d(x, y)^2 + R_o^2 - R_u^2}{2d(x, y)R_o} \right) & , \quad s(x, y) \geq r_{\text{Koll}} \\ -\frac{1}{2} \sqrt{-d(x, y)^4 + 2d(x, y)^2(R_u^2 + R_o^2) - (R_u^2 - R_o^2)^2} & \end{cases} \quad (4.3)$$

Eine Herleitung der Funktion ist in Anhang B.1 gegeben. In Gleichung 4.3 beschreiben R_u , R_o und $d(x, y)$ Hilfsgrößen, diese sind definiert durch:

$$\begin{aligned} R_u &= \frac{r_{\text{Koll}}}{h_{\text{Det}} + h_{\text{Koll}}} \\ R_o &= \frac{r_{\text{Koll}}}{h_{\text{Det}}} \\ d(x, y) &= s(x, y) \cdot \left(\frac{1}{h_{\text{Det}}} - \frac{1}{h_{\text{Det}} + h_{\text{Koll}}} \right) = \frac{s(x, y)}{r_{\text{Koll}}} \cdot (R_o - R_u). \end{aligned} \quad (4.4)$$

Dabei sind der Radius des Kollimators r_{Koll} und der Abstand zwischen Kollimator und Detektor h_{Det} bekannt. Ferner beschreibt $s(x, y)$ den Abstand zwischen Position, an der Strahlung detektiert wurde und Mittelpunkt der Intensitätsverteilung. Es gilt:

$$s(x, y) = \sqrt{(x - \mu_x)^2 + (y - \mu_y)^2}. \quad (4.5)$$

Für den durchgeführten Fit wurden die Chip-Zeilen 0 bis 15 summiert. Demnach wird für den Fit die Mitte: $\bar{y} = 168,75 \mu\text{m}$ verwendet (entspricht Zeile 7,5). Weiter ist die Y-Position des Intensitätsmittelpunkts $\mu_y = (-1,0 \pm 0,2) \text{ mm}$ aus vorheriger Betrachtung bekannt.

Als Fitparameter wurden μ_x , C und der h_{Koll} offen gelassen. Letzterer ist damit zu begründen, dass im Rahmen dieser Arbeit keine eindeutige Dokumentation des Quellhalters gefunden werden konnte. So ist beispielsweise die Größe der Fassung unbekannt, die den Quellchip innerhalb der Halterung befestigt. Diese Fassung kollimiert die emittierte Strahlung zusätzlich zum abschraubbaren Kollimator und wird deshalb in

der effektiven Kollimatorhöhe h_{Koll} mitberücksichtigt. Die gefundenen Parameter zum Fit in Abbildung 4.4 lauten:

$$C = (466,1 \pm 4,2) \text{ min}^{-1} \cdot \text{mm}^{-2} \quad \mu = (11,81 \pm 0,04) \text{ mm} \quad h_{\text{Koll}} = (18,5 \pm 0,1) \text{ mm}.$$

Es ist zu erkennen, dass die gefundene effektive Höhe des Kollimators um $(6,5 \pm 0,1) \text{ mm}$ größer ist, als die Höhe des eigentlichen Kollimators. Dies ist mutmaßlich auf den zuvor erwähnten Fixierung des Quellchips zurückzuführen.

Das Finden dieser Fitfunktion erlaubt es, in einem beliebigen Abstand h_{Det} in einem beliebigen Winkel φ die Intensität $I_0(\varphi, h_{\text{Det}})$ der emittierten Strahlung zu beschreiben.

4.5 Absorption der Strahlung

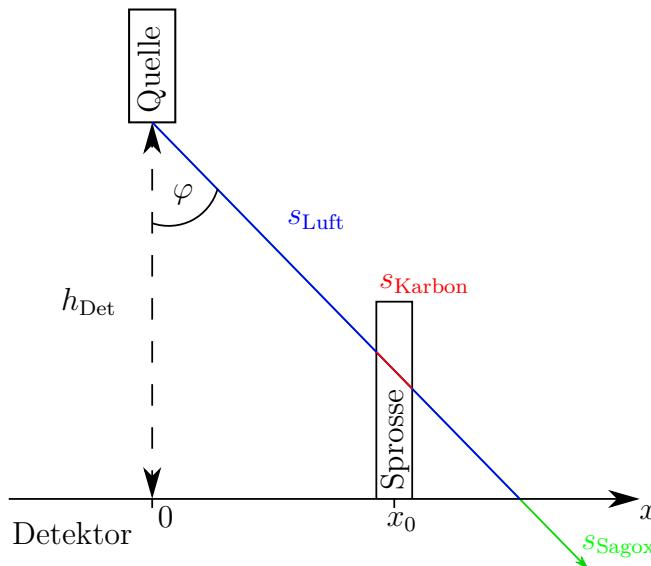


Abbildung 4.5: Schematische Darstellung eines Röntgenstrahls, welcher im Winkel φ von der Quelle emittiert wurde und in verschiedenen Teilen der Kammer absorbiert werden kann. Dargestellt sind die Strecken s_i , welche der Strahl in Luft (blau), Karbonfasern (rot) und Argon (grün) zurücklegt.

Befindet sich die Quelle im Abstand h_{Det} vor dem Eintrittsfenster des TRD-Moduls, gibt es drei Komponenten, an denen die Strahlung absorbiert werden kann. Diese sind die Luft vor dem Eintrittsfenster, das Gasvolumen hinter dem Eintrittfenster und die

Karbonsprossen, die das Eintrittsfenster stabilisieren. Nach dem Absorptionsgesetz gilt für die Rate der primären Ionisationen n :

$$n \propto \int_{-\pi/2}^{\pi/2} I_0(\varphi, h_{\text{det}}) \cdot e^{-\mu_{\text{Karbon}} \cdot s_{\text{Karbon}}} \cdot e^{-\mu_{\text{Luft}} \cdot s_{\text{Luft}}} \cdot (1 - e^{-\mu_{\text{Sagox}} \cdot s_{\text{Sagox}}}) \, d\varphi. \quad (4.6)$$

Hierbei sind μ_i die Absorptionskoeffizienten für Photonen mit einer Energie $E_\gamma \approx 6 \text{ keV}$ und s_i die Distanzen, welche die Strahlung in den verschiedenen Materialien i zurücklegt. Absorption im Gasvolumen des Detektors erhöht die Rate der primären Ionisationen n , während Absorption vor der Kammer diese Rate senkt. Diese Betrachtung ist auf die Hauptachse des Problems vereinfacht. Da durch den Abstand s_{Karbon} das Problem nicht vollständig rotationssymmetrisch um die Detektorsenkrechte ist, kommt es so zur systematischen Überschätzung der Photonenraten n nahe von Karbonsprossen. Zur Veranschaulichung der geometrischen Größen, sind die verschiedenen Absorptionsmöglichkeiten in Abbildung 4.5 gezeigt.

Karbon Trifft die emittierte Strahlung auf eine Sprosse des Stützgitters, so kann diese von den Karbonfasern absorbiert werden. Die Strecke $s_{\text{Karbon}}(\varphi, h_{\text{Det}}, x_0)$ hängt dabei vom Winkel φ , dem Abstand zwischen Quelle und Eintrittsfenster h_{Det} und der Entfernung x_0 zwischen Quelle und Karbonsprosse ab. Kohlenstoff hat für $E_\gamma = 6 \text{ keV}$ einen Absorptionskoeffizienten von $\mu_{\text{Karbon}} = 18,615 \text{ cm}^{-1}$ [HS04].

Luft Die Strecke s_{Luft} , die in Luft zurückgelegt wird, ist gegeben durch:

$$s_{\text{Luft}} = \frac{h_{\text{Det}}}{\cos \varphi} - s_{\text{Karbon}}. \quad (4.7)$$

Weiter hat Luft bei Raumtemperatur, und Standarddruck für $E_\gamma = 6 \text{ keV}$ einen Absorptionsfaktor von $\mu_{\text{Luft}} = 0,028 \text{ cm}^{-1}$ [HS04].

Sagox Für alle TRD-Kammern beträgt die Distanz zwischen Pad-Ebene und Eintrittsfenster $h_{\text{Sagox}} = 12 \text{ mm}$ [CBM18]. Die Strecke s_{Sagox} , in der es zu Ionisation vom Gas kommen kann, ist gegeben durch:

$$s_{\text{Sagox}} = \frac{12 \text{ mm}}{\cos \varphi}. \quad (4.8)$$

Weiter hat Sagox-18 einen Absorptionskoeffizienten von $\mu_{\text{Sagox}} = 0,356 \text{ cm}^{-1}$. Die Berechnung dieses Wertes ist in Anhang B.2 dargestellt.

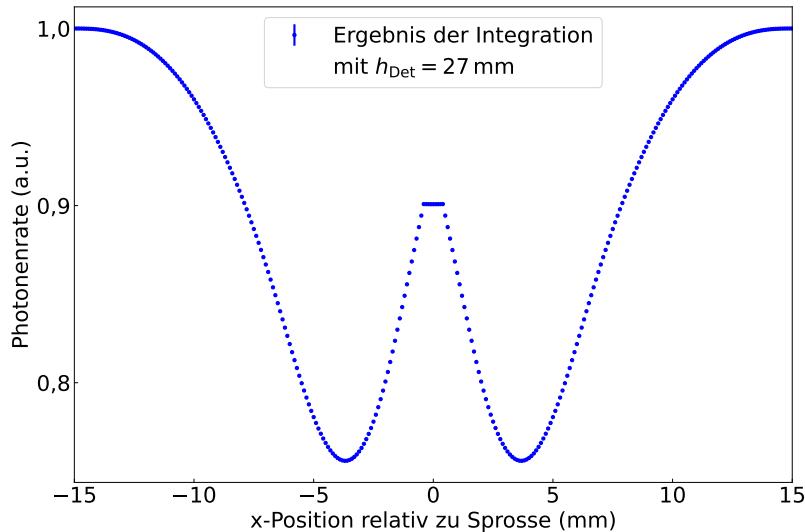


Abbildung 4.6: Berechnete Rate der Photonen, die von der Kammer detektiert werden. Basierend auf der Intensitätsverteilung $I_0(\varphi, h_{\text{Det}} = 27 \text{ mm})$ aus Abschnitt 4.3 und geometrischen Überlegungen. Dargestellt ist die Photonenrate in Abhängigkeit vom Abstand x_0 zwischen Quelle und Sprosse. Der Verlauf zeigt ein lokales Maximum bei $x_0 = 0 \text{ mm}$.

Mithilfe dieser betrachteten Größen und der in Abschnitt 4.3 gefundenen Intensitätsverteilung $I_0(\varphi, h_{\text{Det}})$ kann das Integral in Gleichung 4.6 numerisch für beliebige h_{Det} und x_0 gelöst werden. Da die Rate der primären Ionisationen n besonders davon abhängt, ob sich die Quelle in der Nähe einer Karbonsprosse befindet, wurde diese Integration für verschiedene Abstände von einer Karbonsprosse x_0 durchgeführt. Hierbei wurde ein konstanter Abstand zwischen Kammer und Quelle von $h_{\text{Det}} = 27 \text{ mm}$ gewählt. Dieser Abstand stimmt mit dem tatsächlichen Abstand, bei den dargestellten Gain-Scans überein. Die numerische Integration erfolgte das die *scipy.integrate*-Paket. Das Resultat der Integrationen ist in Abbildung 4.6 dargestellt.

Zu erkennen ist, dass bei der Annäherung an die Karbonsprosse die berechnete Photonenrate zunächst auf bis zu 75 % abnimmt und anschließend erneut auf etwa 90 % ansteigt. Zu erklären ist dies damit, dass der Anteil der Strahlen, welche auf die Karbonsprosse treffen, vom Abstand zwischen Quelle und Sprosse abhängt. Befindet sich die Quelle annähernd über der Sprosse, treffen nahezu ausschließlich Strahlen die Karbonsprosse, wenn diese senkrecht zum Eintrittsfenster verlaufen $\varphi \approx 0$. Der Winkelbereich, in dem Strahlung von der Sprosse absorbiert wird, ist dort kleiner, als im mittleren Abstand von der Sprosse bspw. bei $|x_0| = 4 \text{ mm}$. Dies führt dazu, dass die Photonenrate bei $x_0 = 0 \text{ mm}$ ein lokales Maximum einnimmt.

5

Gain-Scans

5.1 Charakterisierung der Komponenten

5.1.1 Auflösung der Strommessung

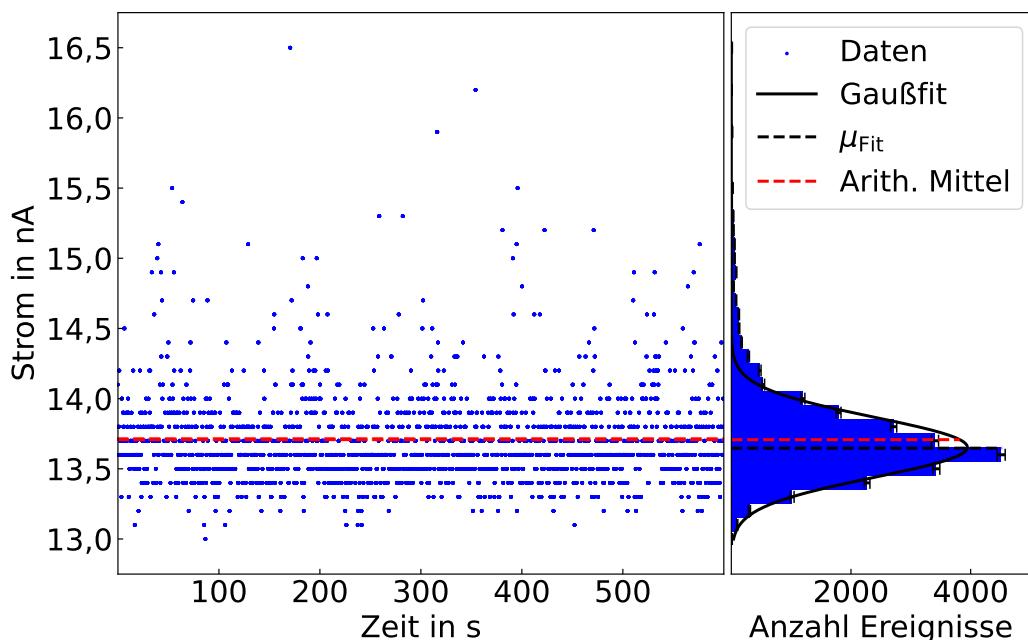


Abbildung 5.1: Zeitlicher Verlauf des Anodenstroms (links) mit der Anzahl an gemessenen Werten pro möglichem Stromwert (rechts), mit einer Gaußfunktion angenähert. Gefunden wurde: $\sigma = (0,214 \pm 0,009) \text{ nA}$. Quellposition $(35,0 \pm 1,0) \text{ mm}$ vor Eintrittsfenster. Erkennbar ist eine Verteilung der Messwerte um den Mittelwert der Messung.

Elementarer Teil jedes Gain-Scans ist die Messung des momentanen Anodenstroms. Bei der Messung dieses Stroms werden im dargestellten Aufbau zeitliche Schwankungen

im Bereich einiger Nanoampere beobachtet, die nach Abschaltung der internen Mittelwertbildung im Netzteil sichtbar werden (vgl. Abschnitt 3.2.1). Um diese Schwankung charakterisieren zu können, wurde der zeitliche Stromverlauf aufgenommen, während sich die Quelle an einer festen Position vor der Kammer befand. Hierzu wurden 10 min lang vom Kontrollschrift automatisiert in größtmöglicher Frequenz Stromwerte vom *MPOD-Controller* abgefragt. Dabei wurde angenommen, dass die Dunkelströme und der Gas-Gain in dem Zeitintervall konstant sind. Die Resultate der Stromwertabfragen sind in Abbildung 5.1 links dargestellt. In einem Histogramm (rechts) sind die Häufigkeiten N der Werte im Messzeitraum von 10 min dargestellt.

Es ist zu erkennen, dass einzelne Stromwerte mit einer Abtastung von 0,1 nA aufgenommen werden können. Die Aktualisierung des Netzteils gegenüber dem *Controller* erfolgt alle 400 ms. In der Berechnung eines Stromwerts in Gain-Scans wird dies berücksichtigt und jeder Abtastwert des *Controllers* maximal einmal verwendet. Da keine zeitlichen Trends im gezeigten Stromverlauf beobachtet wurden, ist es nicht relevant im Scan-Ergebnis jeden Abtastwert zu berücksichtigen.

Zur besseren Beschreibung der Stromverteilung (Abbildung 5.1, rechts) wurde geprüft, ob eine Normalverteilung die Stromverteilung beschreibt. Dafür wurde eine Gaußfunktion der Form

$$f(x) = A \cdot \exp \left\{ -\frac{(x - \mu)^2}{2\sigma^2} \right\} \quad (5.1)$$

an die gefundene Verteilung angenähert. Hierzu wurde die *curve_fit* Methode aus dem Python-Paket *scipy.optimize* Version 1.14.1 verwendet. Mithilfe dieser Methode wurden diejenigen Fitparameter A , μ und σ gefunden, welche unter Berücksichtigung der Unsicherheit der einzelnen Zählungen $u(N) = \sqrt{N}$ den Abstand zwischen Messpunkt und Funktion minimieren. Gefunden wurden dabei die Parameter

$$A = (3945 \pm 279) \text{,} \quad \mu = (13,65 \pm 0,01) \text{ nA} \quad \text{und} \quad \sigma = (0,214 \pm 0,009) \text{ nA.}$$

Die zugehörige Fitfunktion $f(I_{\text{Anode}})$ ist ebenfalls in Abbildung 5.1 rechts dargestellt. Die gemessene Verteilung ist hin zu großen Stromwerten verzerrt und demnach nicht ideal durch eine symmetrische Fitfunktion beschreibbar. Dennoch kann dadurch die tatsächliche Verteilung nahe dem Erwartungswert mit Fehlern unter 20 % abgeschätzt werden kann. Die gefundenen Fitparameter μ_{Fit} und σ_{Fit} dienen daher als Mittel, den tatsächlichen Erwartungswert $E(I_{\text{Anode}})$, sowie die tatsächliche Standardabweichung

$\sqrt{\text{Var}(I_{\text{Anode}})}$ der Messung zu approximieren.

Aus Zeitgründen soll in Gain-Scans pro Messpunkt der Anodenstrom nicht länger als 5 s gemessen werden. Es gilt damit ein oberes Limit von $5 \text{ s} / 400 \text{ ms} < 13$ Abtastwerten pro Messpunkt. Da eine zuvor beschriebene präzise Abschätzung mithilfe eines Gaußfits nicht mit 13 Werten möglich ist, wird in Gain-Scans der tatsächliche Erwartungswert mit dem arithmetischen Mittel beschrieben. Für die zuvor diskutierte Beispilmessung ist das arithmetische Mittel

$$\bar{I}_{\text{Anode}} = (13,71 \pm 0,02) \text{ nA}$$

zusätzlich in beiden Plots in Abbildung 5.1 dargestellt. Dieser Wert weicht um weniger als $1 \cdot \sigma_{\text{Fit}}$ vom Erwartungswert des Fits μ_{Fit} ab und dient deshalb als ausreichend genaue Abschätzung des tatsächlichen Erwartungswerts $E(I_{\text{Anode}})$.

5.1.2 Dunkelstromverhalten

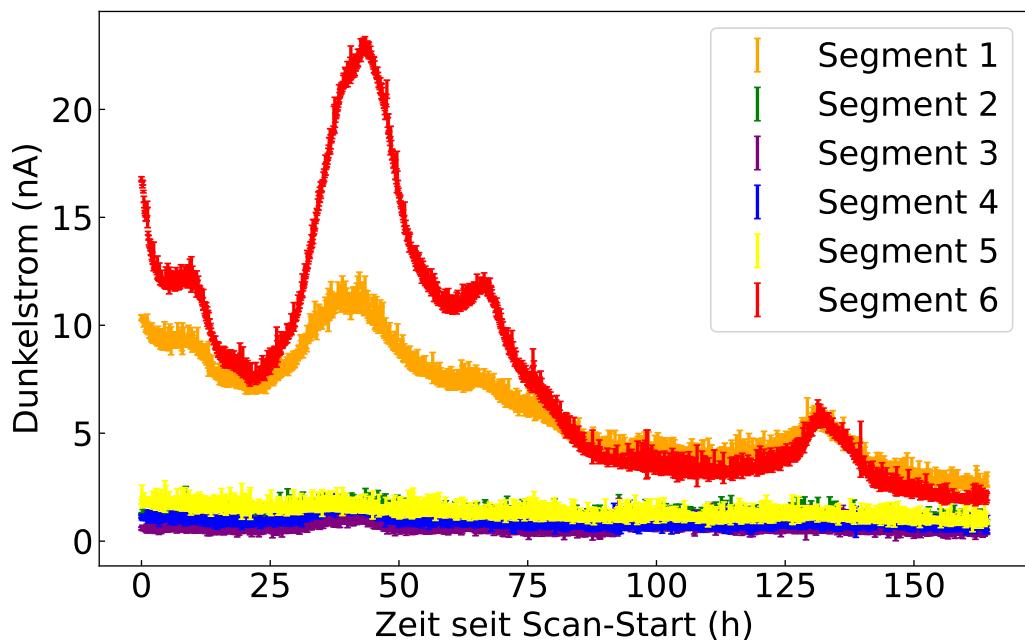


Abbildung 5.2: Zeitlicher Verlauf des Anodenstroms, während sich die ^{55}Fe -Quelle nicht vor der Kammer befindet. Der Dunkelstrom wurde dabei alle 5 min für alle Kanäle des Netzteils aufgenommen.

Der gemessene Anodenstrom besteht zusätzlich zum gewollten Ladungsfluss im Gasvolumen aus dem Dunkelstrom. Dieser wird während den Scans in Abständen von

5 min gemessen, während die Quelle hinter einem Aluminiumblech positioniert ist. Dieses Blech führt dazu, dass die emittierte Röntgenstrahlung abgeschirmt wird und der gemessene Anodenstrom ausschließlich dem Dunkelstrom entspricht. Die so aufgenommenen Stromwerte werden separat von den restlichen Messpunkten gespeichert. Die Zeit von 5 min ist so gewählt, dass der Untergrundstrom zwischen den Messungen möglichst präzise abgeschätzt werden kann und gleichzeitig möglichst wenig Zeit während den Scans für die Messung des Untergrundes aufgewandt wird.

Abbildung 5.2 zeigt beispielhaft den zeitlichen Verlauf dieser Dunkelstrommessung bei einem Gain-Scan. Das Ergebnis dieses Gain-Scans ist in Abbildung 5.3 dargestellt. Zu erkennen ist, dass die Höhe des Dunkelstroms je nach Anodensegment variiert. Besonders fällt dabei auf, dass der Dunkelstrom auf dem ersten und sechsten Segment größer ist als auf dem Rest. Dieser Unterschied im Dunkelstrom zwischen den Segmenten kann bei allen Gain-Scans beobachtet werden.

Des Weiteren ist in Abbildung 5.2 eine zeitliche Veränderung des Dunkelstroms sichtbar. Diese liegt für Segment 1 und 6 im Bereich von wenigen 10 nA. Der Dunkelstrom der restlichen Segmente variiert zeitlich um höchstens 2 nA.

Trotz dieses Unterschieds zwischen den Segmenten ist in dem dargestellten Verlauf ein gemeinsames Maximum aller Dunkelströme etwa 45 h nach dem Beginn des Gain-Scans zu erkennen. Der Zeitpunkt dieses Maximums stimmt mit dem Zeitpunkt eines Regenschauers in Münster in der Nacht zwischen dem 16. und 17. August überein. Ferner weisen die Stromverläufe der Anodensegmente 1 und 6 zwei weitere Maxima etwa 60 und 135 h nach Scan-Beginn auf, welche zeitlich mit schwachem Regen übereinstimmen. Es ist also trotz der Anpassung der Filterboards eine Abhängigkeit des Dunkelstroms von der Feuchte der Luft zu erkennen. Dies lässt vermuten, dass feuchtigkeitsabhängige Oberflächenströme innerhalb der Kammer, besonders auf den äußersten Anodensegmenten, zum Dunkelstrom beitragen. Nach [And21] gelangt Feuchtigkeit über das Eintrittsfenster in die TRD-Kammern. Die Menge an Feuchtigkeit ist dabei abhängig vom Gasfluss. Zur weiteren Untersuchung der Ursache des Dunkelstroms könnte überprüft werden, wie dieser mit dem eingestellten Gasfluss in Verbindung steht.

Die Messpunkte der eigentlichen Gain-Scans liegen zeitlich in den 5 min Intervallen zwischen den Dunkelstrommessungen. Zur Abschätzung des Verlaufs zwischen dessen Messungen wird der Dunkelstrom als linear angenommen. Dies ist durch die Stetigkeit der Dunkelstromtrends gerechtfertigt. Durch den so resultierenden stetigen Dunkelstromverlauf kann während der Gain-Scans an jedem Punkt der Dunkelstrom vom gemessenen Anodenstrom abgezogen werden.

5.2 Scan der vollständigen Kammer

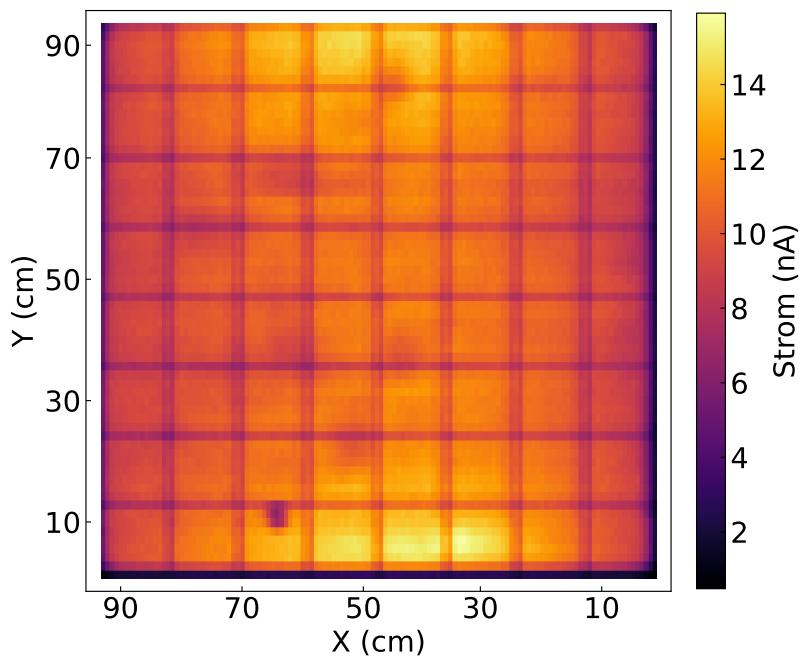


Abbildung 5.3: Ergebnis des Gain-Scans der vollständigen Typ 8 Kammer mit Schrittweiten $\Delta x = 7,2 \text{ mm}$ und $\Delta y = 14,4 \text{ mm}$ und einer Messzeit von 5 s pro Messpunkt. Der Abstand zwischen Quelle und Detektor betrug $h_{\text{Det}} = (27,0 \pm 1,0) \text{ mm}$. Dargestellt ist der Mittelwert über acht Scan-Durchläufe ohne zusätzlich eingestellten Überdruck.

Abbildung 5.3 zeigt das Ergebnis eines Gain-Scans der Typ 8-Prototyp Kammer. Dargestellt ist der Anodenstrom, der gemessen wurde, während die Quelle am jeweiligen Messpunkt vor dem Detektor positioniert wurde. Hierzu wurde, wie in Abschnitt 5.1.1 beschrieben, an jedem Messpunkt vor der Kammer 5 s lang Stromwerte gemessen. Wie in Abschnitt 5.1.2 erläutert, wurde der so gemessene Mittelwert pro Messpunkt um den bestimmten Dunkelstrom bereinigt. Zwischen zwei benachbarten Messpunkten wurde ein Abstand von $\Delta x = 7,2 \text{ mm}$ in x -Richtung eingestellt. Dieser wurde so gewählt, dass die ^{55}Fe Quelle pro abgefahrener Zeile über jedem Kathoden-Pad einen Messpunkt aufnimmt. Der y -Abstand zwischen zwei Messpunkten betrug $\Delta y = 14,4 \text{ mm}$, sodass sich mindestens 10 Messpunkte über die Höhe jedes Kathoden-Pads verteilen. In Abbildung 5.3 sind die Schrittweiten Δx und Δy als Seitenlängen von gefärbten Rechtecken wiederzufinden. Die Farbe jedes Rechtecks beschreibt den gemessenen Strom am jeweiligen Messpunkt. Um die Präzision der Messung zu erhöhen und den

Messfehler zu verringern, wurde der hier dargestellte Gain-Scan achtmal hintereinander wiederholt und für jeden Messpunkt der Mittelwert gebildet. Die Schwankung zwischen den acht Messungen spiegelt sich in den Unsicherheiten wider. Diese sind neben den Unsicherheiten der restlichen Scans, in Anhang A.2 dargestellt. Gegenüber einer achtmal längeren Zeit pro Messpunkt hat diese Methode den Vorteil, dass zeitliche Schwankungen (bspw. Änderung des Gasflusses) nicht fälschlicherweise mit örtlichen Schwankungen verwechselt werden können.

In Abbildung 5.3 ist zu erkennen, dass der Anodenstrom nach Abzug des Dunkelstroms je nach Quellposition zwischen 1 nA und 16 nA schwankt. Es fällt auf, dass an den Rändern des Scans in Abbildung 5.3 die gemessenen Anodenströme am kleinsten sind. Dies hängt damit zusammen, dass sich bei der Aufnahme dieser Messpunkte die ^{55}Fe -Quelle in der Nähe oder direkt über dem Rand der Kammer befand und somit Teile der Strahlung nicht detektiert wurden.

Der Einfluss des Kammerrands fällt besonders an der unteren und rechten Kante der Kammer auf. Dies lässt darauf schließen, dass die Quelle sich unten und rechts weiter in den inaktiven Bereich der Kammer bewegte als oben und links. Grund dafür könnten Fehler während der Orts-Kalibrierung der Kammer sein. Denkbar wäre ein Koordinaten-Offset, sodass der Zusammenhang zwischen den Koordinatensystemen von Kammer und CNC-Maschine nicht ideal gefunden werden kann. Da trotz der beschriebenen Asymmetrie die gesamte aktive Fläche der Kammer abgebildet wurde, wurde keine Korrektur der Kalibrierung durchgeführt.

Zur Veranschaulichung einiger folgend beschriebener Stromveränderungen, sind dessen Positionen im Scan-Ergebnis aus Abbildung 5.3 in Abbildung 5.4 hervorgehoben.

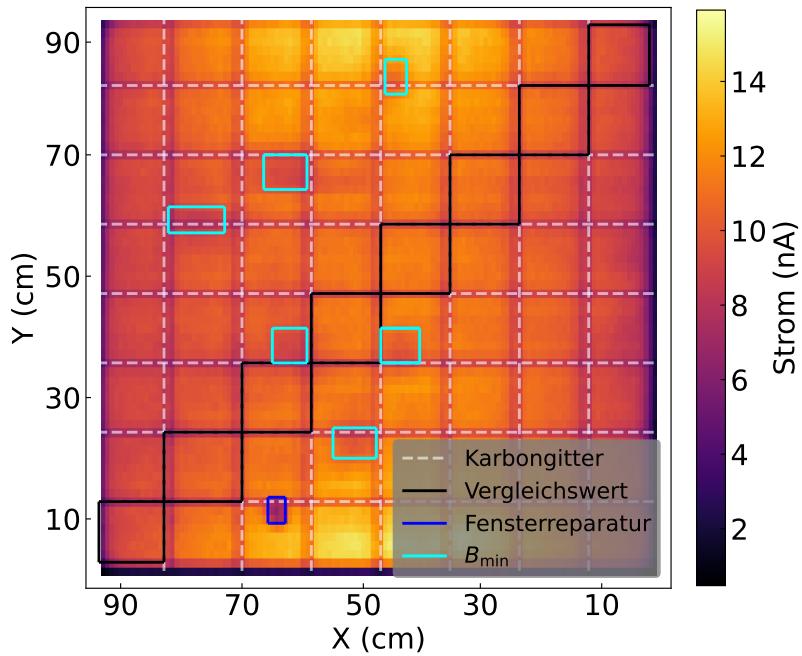


Abbildung 5.4: Darstellung desselben Ergebnisses des Gain-Scans der vollständigen Typ 8 Kammer wie in Abbildung 5.3. Hervorgehoben ist der Einfluss des Karbongitters (weiß, gestrichelt), die Messpunkte, welche zur Berechnung des Vergleichswertes genutzt wurden (schwarz), die Fensterreparatur (dunkelblau) und Bereiche, in denen der Strom lokale Minima annimmt (cyan).

Vergleichswert Um einen Vergleichswert zu erhalten, mit dem der gemessene Strom an jedem Messpunkt in Relation gesetzt werden kann, wurde der Mittelwert einiger ausgewählter Stromwerte gebildet. Es wurden dafür Messpunkte gewählt, die möglichst nicht von beobachteten Effekten beeinflusst sind. Diejenigen Messpunkte, die für die Berechnung des Vergleichswerts berücksichtigt wurden, liegen in dem Bereich, der durch die schwarzen Linien in Abbildung 5.4 eingegrenzt wird. Der so ermittelte Vergleichswert beträgt

$$I_{\text{Vergl.}} = (10,075 \pm 0,006) \text{ nA.}$$

Folgend wird dieser Wert als der standardmäßige unbeeinflusste Gain angenommen.

Karbongitter Neben der erhöhten Absorption am Kammerrand ist in Abbildung 5.3 auch zu erkennen, dass Strahlung an den Sprossen des Stützgitters der Kammer absorbiert wird. Dies führt dazu, dass der Schatten des Karbongitters im Ergebnis des Scans sichtbar ist und das Scan-Ergebnis in eine Gitterstruktur unterteilt. Dieses

Gitter ist in Abbildung 5.4 weiß, gestrichelt dargestellt. Eine ausführlichere Diskussion des Einflusses der des Stützgitters ist in Abschnitt 5.4 gegeben.

Fensterreparatur In Abbildung 5.3 ist ebenfalls der Einfluss einer Reparatur des Eintrittfensters erkennbar. Der Einflussbereich des benutzten Aufklebers ist in Abbildung 5.4 dunkelblau dargestellt. Eine zusätzliche Kaptonsschicht wurde über ein Loch im Eintrittsfenster der Kammer geklebt, um Gasdichtigkeit wiederherzustellen. Trifft Strahlung auf diese Stelle, ist die Wahrscheinlichkeit der Strahlungsabsorption erhöht. Dies liegt hauptsächlich an dem benutzten Epoxidharzklebstoff, aber auch an der zusätzlichen Kaptonsschicht. Weiter kommt es durch das Fehlen der Aluminiumschicht auf der Rückseite des Aufklebers zur lokalen Störung des Driftfeldes. Dies hat zur Folge, dass das aktive Gasvolumen hinter der Fensterreparatur kleiner ist als beim Rest der Kammer. Der durchschnittliche Anodenstrom bei Quellposition über dem Aufkleber beträgt

$$\bar{I}_{\text{Aufkleber}} = (7,3 \pm 0,1) \text{ nA.}$$

Es kommt demnach durch die aufgeklebten Kaptonsschicht zu einer Verminderung des Stroms um $(27,4 \pm 1,5) \%$.

Bereiche B_{\min} , bzw. B_{\max} . In den dargestellten Ergebnissen werden Bereiche B_{\min} , bzw. B_{\max} beobachtet, in denen niedrigerer bzw. höherer Gain gemessen wurde.

Die Bereiche B_{\min} sind in Abbildung 5.4 cyanfarben markiert und liegen scheinbar willkürlich über die aktive Fläche der Kammer verteilt an Orten nahe dem Stützgitter. Dort wird ein durchschnittlicher Strom von

$$\bar{I}_{B_{\min}} = (9,50 \pm 0,08) \text{ nA}$$

gemessen. Dieser liegt $(5,6 \pm 0,8) \%$ unter dem Vergleichswert.

Die Bereiche B_{\max} sind im Zentrum der Kammer, am oberen und unteren Rand lokalisiert. Diese Bereiche sind in Abbildung 5.4 nicht markiert, da im Gegensatz zu den zuvor genannten Bereichen keine klare Grenze von B_{\max} zu erkennen ist. Vielmehr ist ein Gradient von den beiden Strommaxima oben und unten in der Mitte hin zum standardmäßigen Gain der restlichen Kammer erkennbar. Der maximale Gain im gesamten aktiven Bereich der Kammer führt zu einem Strom von

$$I_{\max} = (15,9 \pm 0,4) \text{ nA,} \quad (5.2)$$

was $(58,0 \pm 3,8)\%$ über dem Vergleichswert liegt.

Der genaue Grund für das Auftreten dieser Bereiche ist noch nicht gefunden worden. In den Messungen, welche in Abschnitt 5.3 dargestellt sind, wird gezeigt, dass B_{\min} und B_{\max} nicht vom Differenzdruck zwischen Kammer und Umgebung abhängen. Denkbar wäre, dass elektrostatische Abstoßungseffekte der äußersten Anodendrähte zu der Gain-Veränderung in B_{\max} beitragen. Ein genereller Fehler bei den Drähten oder bei den Kathoden-Pads ist nicht auszuschließen. Um systematische Fehler in der Konstruktion der Kammern auszuschließen, sollten weitere Gain-Scans mit verschiedenen Kammern durchgeführt werden.

5.3 Einfluss des Differenzdrucks

5.3.1 Einstellen eines erhöhten Differenzdrucks

Um zu untersuchen, ob die beobachteten Effekte vom Differenzgasdruck abhängen, wurde mithilfe eines Bubblers Überdruck in der Kammer erzeugt. Dieser wurde von Felix Fidorra und Daniel Bonaventura entworfenen. Der Bubbler wurde an den Gasausgang der Kammer angeschlossen, wo er über den hydrostatischen Druck des darin enthaltenen Öls, einen Differenzdruck zwischen Kammer und Umgebung aufbaute. Der Grenzwert, bei dem sich Gasblasen im Bubbler aufbauen, hängt von der Ölmenge im Bubbler ab. Für den gegebenen Ölstand wurde der Grenzwert mithilfe eines *CTEM7N010GQ4* Differenzdrucksensor der Firma *First Sensor AG* gemessen. Die Bildung von Gasblasen begann bei einem Differenzdruck von $p = (1,13 \pm 0,07)$ mbar und endete mit dem Platzen der Blasen bei $p = (1,38 \pm 0,07)$ mbar. Dieser Druck liegt über dem eigentlichen Betriebsbereich der Kammern im CBM-TRD.

5.3.2 Scan der vollständigen Kammer unter erhöhtem Druck

Mit dem so eingestellten Differenzdruck von $\bar{p} = (1,25 \pm 0,05)$ mbar wurde ein weiterer Gain-Scan durchgeführt. Alle einstellbaren Parameter, wie die Schrittweiten Δx und Δy oder die Messdauer pro Messpunkt von 5 s wurden dabei im Vergleich zum vorherigen Scan, beschrieben in Abschnitt 5.2 beibehalten. Das Ergebnis des Gain-Scans ist in Abbildung 5.5 dargestellt.

Es können ähnliche Beobachtungen gemacht werden, wie im Scan-Ergebnis dargestellt in Abbildung 5.3.

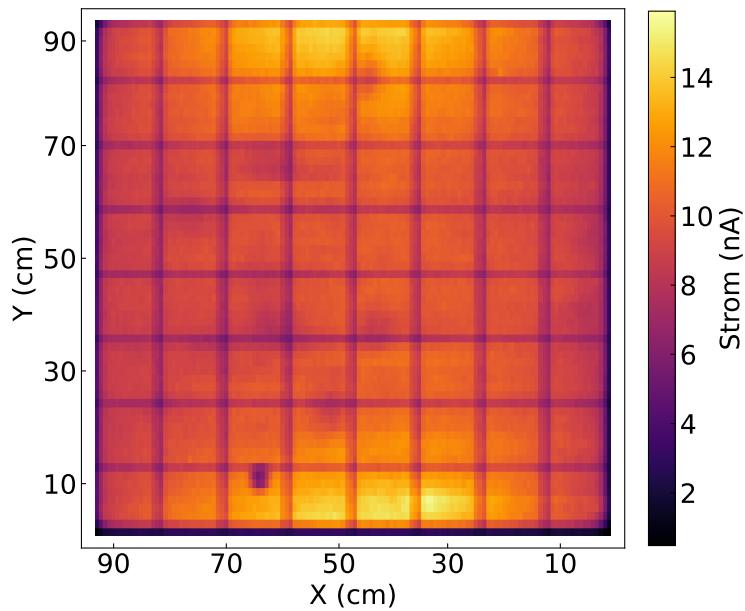


Abbildung 5.5: Ergebnis des Gain-Scans der vollständigen Typ 8 Kammer mit Schrittweiten $\Delta x = 7,2$ mm und $\Delta y = 14,4$ mm und einer Messzeit von 5 s pro Messpunkt. Dargestellt ist der Mittelwert über acht Scan-Durchläufe bei einem Überdruck von $\bar{p} = (1,25 \pm 0,05)$ mbar.

5.3.3 Druckabhängigkeit des Gains

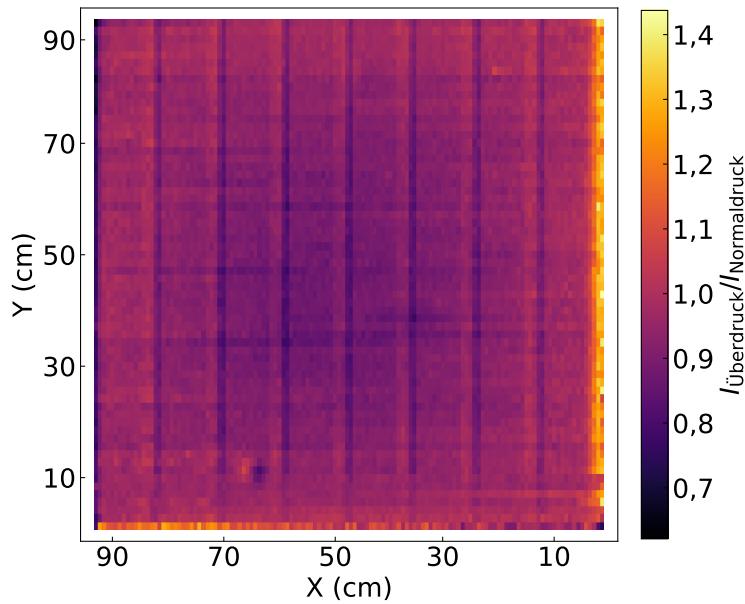


Abbildung 5.6: Quotient $I_{\text{Überdruck}}/I_{\text{Normaldruck}}$ der gemessenen Stromwerte bei den beiden Gain-Scans, dargestellt in den Abbildungen 5.3 und 5.5.

Da im direkten Vergleich zwischen Abbildung 5.3 und 5.5 nur bedingt Unterschiede auffallen, wurde für jeden Messpunkt der Quotient aus Stromwert der Überdruckmessung $I_{\text{Überdruck}}$ und der Normaldruckmessung $I_{\text{Normaldruck}}$ berechnet. Dieser ist in Abbildung 5.6 dargestellt.

In Abbildung 5.6 ist zu erkennen, dass sich durch das Einstellen des Differenzdrucks $\bar{p} = (1,25 \pm 0,05)$ mbar der gemessene Strom verändert. 80,3 % aller Messpunkte weisen dabei eindeutig unter Berücksichtigung ihrer Unsicherheiten einen verringerten Strom auf. Bei 4,3 % der betrachteten Messpunkte kam es zur eindeutigen Vergrößerung des gemessenen Stromwerts. Besonders fällt auf, dass der Quotient $I_{\text{Überdruck}}/I_{\text{Normaldruck}}$ für Messpunkte am Rand der Kammer besonders stark von 1 abweicht. Während der Strom in der Nähe des linken Kammerrands bei der Messung von $I_{\text{Überdruck}}$ größer ist, ist sie beim rechten Rand kleiner als bei der Messung von $I_{\text{Normaldruck}}$. Für Positionen über der linken bzw. rechten Kante der Kammer werden die kleinsten bzw. die größten Quotienten gemessen. Ähnlich zum Kammerrand ist ebenfalls der Einfluss des Karbongitters, sowie der zusätzlich aufgeklebten Kaptonsschicht eindeutig in Abbildung 5.6 sichtbar. Dies spricht dafür, dass sich zwischen den Messungen mit erhöhtem Differezdruck und Normaldruck die Objekte (Rand, Sprossen, Aufkleber) im Koordinatensystem der CNC-Maschine nach rechts bewegt haben.

Im Gegensatz dazu sind die Bereiche $B_{\text{max.}}$ und $B_{\text{min.}}$ nicht in der Verteilung des Quotienten erkennbar. Dies spricht dafür, dass zwischen den Messungen von $I_{\text{Normaldruck}}$ und $I_{\text{Überdruck}}$ sowohl die Position als auch die Stromhöhe, relativ zu den restlichen Messpunkten, dieser Bereiche gleich blieb.

5.3.4 Einfluss der Deformation des Fensters auf den Gain

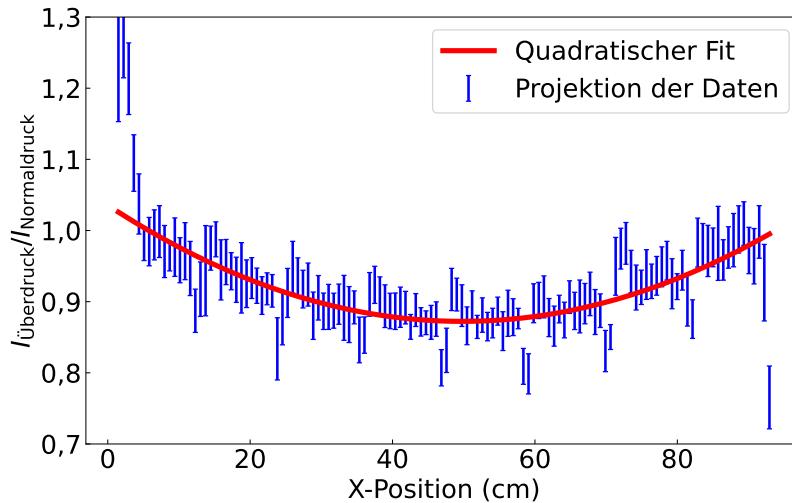


Abbildung 5.7: Darstellung der y-Projektion des Verhältnisses $I_{\text{Überdruck}}/I_{\text{Normaldruck}}$ in der Mitte der Kammer für $y = 46 \text{ cm}$. Im Bereich der aktiven Fläche der Kammer ist ein parabelförmiger Verlauf zu erkennen, welcher auf die Auswölbung des Eintrittfensters zurückzuführen ist.

In Abbildung 5.6 ist zu erkennen, dass das Verhältnis $I_{\text{Überdruck}}/I_{\text{Normaldruck}}$ kleiner ist, je näher sich die Quelle im Zentrum der Kammer befindet. Um dies zu veranschaulichen, zeigt Abbildung 5.7 eine x -Projektion des gemessenen Quotienten. Es fällt auf, dass der Verlauf der Projektion einer Parabel ähnelt. Um dies zu überprüfen wurde eine Parabel der Form:

$$f(x) = Ax^2 + Bx + C, \quad (5.3)$$

mittels der *curve_fit*-Methode des Python-Pakets *scipy.optimize* Version 1.14.1 an den Verlauf angenähert. Die Funktion mit den gefundenen Fitparametern

$$A = (6,6 \pm 0,5) \cdot 10^{-5} \text{ cm}^{-2}, \quad B = (-6,6 \pm 0,5) \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}, \quad C = 1,36 \pm 0,01,$$

ist ebenfalls in Abbildung 5.7 dargestellt. Zu erkennen ist, dass der Verlauf der Projektion durch die quadratische Fitfunktion hinreichend gut beschrieben wird. Ausnahmen stellen dabei lediglich Messpunkte dar, bei denen der Einfluss der Kammerränder und der Karbonsprossen überwiegen.

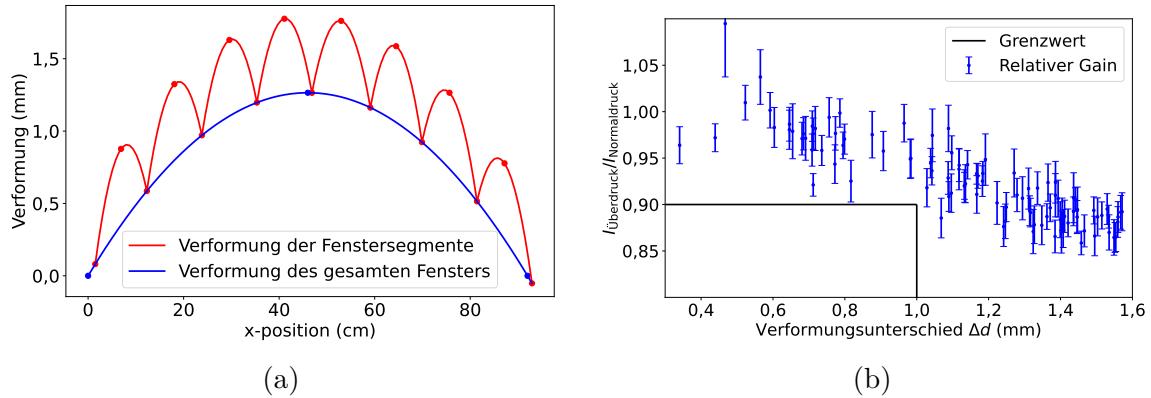


Abbildung 5.8: Verlauf (a) der Verformung $d(x)$ des Eintrittsfensters für die x -Positionen der in Abbildung 5.7 dargestellte Projektion. Die Projektion ergibt sich aus den Verhältnissen zwischen Differenzdruck und Verformung, wie sie in [Fab21] beschrieben wurden. Die dargestellte gesamte Wölbung ergibt sich aus der Summe aus der Verformung des gesamten Fensters und der der einzelnen Segmente. Aus den so berechneten Verformungen $d(x)$ lassen sich die Messwerte aus Abbildung 5.7 abhängig von der jeweiligen Verformungsdifferenz Δd darstellen (b). Unsicherheiten der errechneten Δd -Werte werden hier nicht angegeben.

Diese Gain-Veränderung ist auf die verstärkte Deformation des Eintrittsfensters bei Überdruck zurückzuführen. Die Auswölbung der einzelnen Fenstersegmente, sowie der tragenden Karbonstruktur wird jeweils als parabelförmig und additiv angenommen. Nach [Fab21] ergibt sich für den Differenzdruck $\bar{p} = (1,25 \pm 0,05)$ mbar eine maximale Auswölbung des gesamten Fensters bzw. eines Segments:

$$d_{\text{gesamt}} = (1,27 \pm 0,06) \text{ mm} \quad \text{und} \quad d_{\text{segment}} = (0,53 \pm 0,03) \text{ mm}.$$

Darauf basierend lässt sich die Fensterdeformation, wie in Abbildung 5.8a gezeigt, modellieren

Bei der Messung von $I_{\text{Normaldruck}}$ ohne angeschlossenen Bubbler herrschte aufgrund des Flusswiderstandes der Kammer eine nicht vernachlässigbare Druckdifferenz $p > 0$ zwischen Kammer und Umgebung. Nach [Fid15] liegt der so entstehende Differenzdruck etwa zwischen 0,1 mbar und 0,2 mbar für übliche Gasflüsse. Dieser Differenzdruck $\bar{p} = 0,15$ mbar führt ebenfalls zur Auswölbung des Fensters, welche analog zum Fall $\bar{p} = (1,25 \pm 0,05)$ mbar berechnet und vom Modell 5.8a abgezogen werden kann.

Somit kann die Strecke Δd abgeschätzt werden, um die sich das Eintrittsfenster zwischen den beiden Messungen von $I_{\text{Normaldruck}}$ und $I_{\text{Überdruck}}$ verformt hat.

Abbildung 5.8b zeigt hierfür die Werte des Quotienten $I_{\text{Überdruck}}/I_{\text{Normaldruck}}$, welche bereits in Abbildung 5.7 gezeigt sind. Mithilfe der beschriebenen Rekonstruktion wurde die x -Position jedes Messwertes in die vorliegende Abschätzung der Differenz der Fensterwölbung Δd umgewandelt. Hierbei werden nur Messwerte in hinreichendem Abstand zur Karbonsprosse ausgewertet, um nötige Korrekturen zu vermeiden.

Allgemein ist zu erkennen, dass der Gain bei der Erhöhung der Fensterwölbung abfällt. Im Verlauf in Abbildung 5.8b ist zu erkennen, dass kein Messwert den Grenzwert von 10 % Gain-Verlust bei Fensterverformungen $< 1 \text{ mm}$ überschreitet. Ähnlich zur Simulation des Gain-Abfalls in [CBM18] ist der gemessene Verlauf annähernd linear. Aussagen über den exakten Einfluss der Fensterwölbung auf den Gain lassen sich aus den durchgeföhrten Gain-Scans nicht tätigen. Höhere Präzision wäre gegeben, wenn während den Scans die Kammerauswölbung direkt gemessen worden wäre.

5.4 Gain an Karbonsprossen

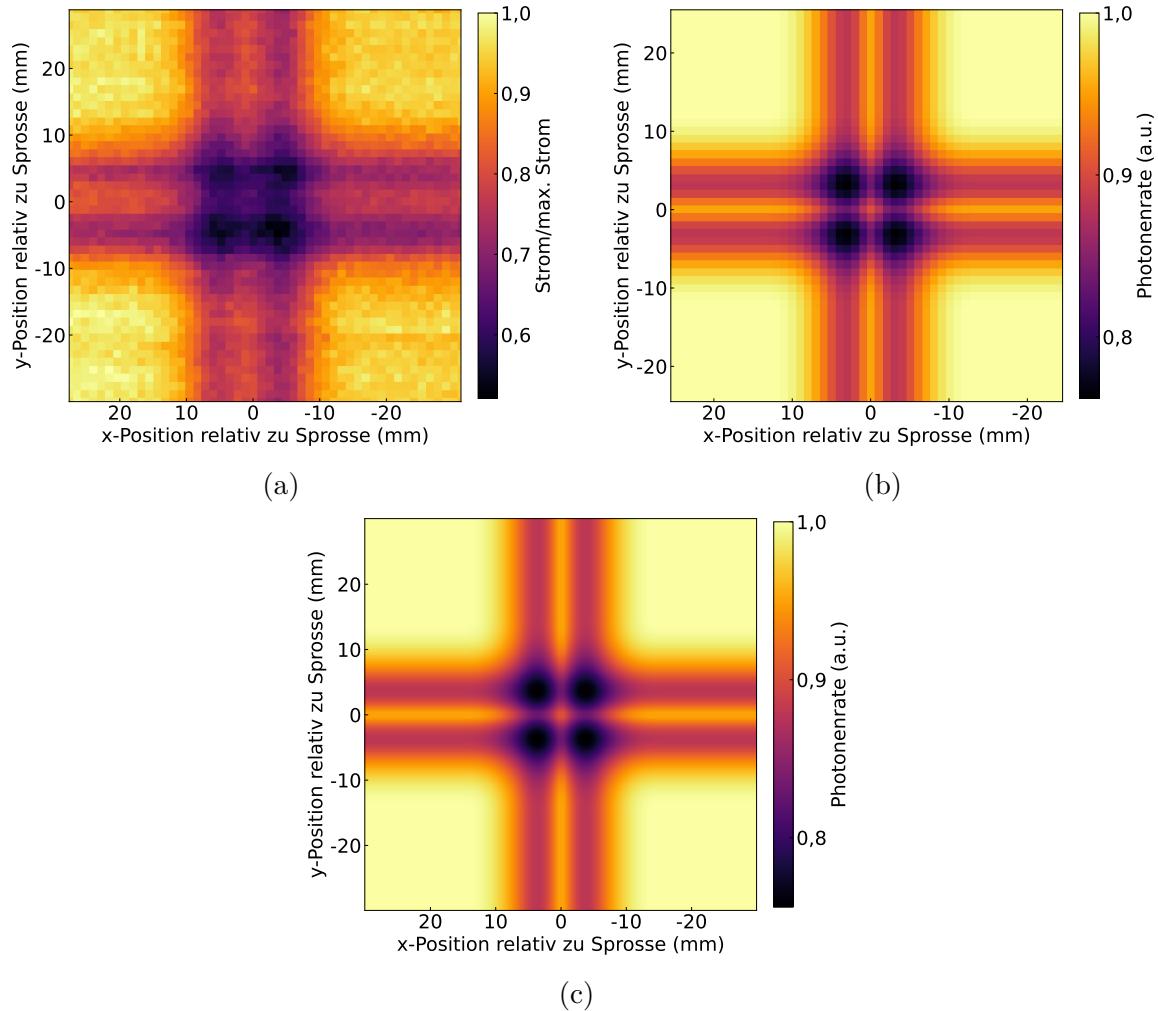


Abbildung 5.9: Vergleich des gemessenen Stromverlaufs (a) und der berechneten Photonenraten (b) und (c), wenn sich die Quelle in der Nähe einer Kreuzung der Karbonsprossen befindet. Beim Scan (a) verwendete Schrittweiten waren $\Delta x = 1,2 \text{ mm} = \Delta y$ bei einer Messzeit von 5 s pro Messpunkt. Die Schrittweiten in der die Berechnung von (b) durchgeführt wurde sind identisch zu den bei der Messung, während sie bei (c) 0,1 mm in jede Richtung betragen. Einzelne Werte zwischen den Teilabbildungen sind nicht zu vergleichen, da die Farbenskalen unterschiedlich skaliert sind.

Zur genaueren Untersuchung, wie sich die Karbonsprossen auf das Ergebnis von Gain-Scans auswirken, wurde ein Scan in einem $6 \times 6 \text{ cm}^2$ -Bereich durchgeführt, in dessen Mitte sich die Kreuzung zweier Karbonsprossen befand. Das Ergebnis des Scans ist

in Abbildung 5.9a dargestellt. Dieses wurde zum besseren Vergleich auf den maximal gemessenen Strom normiert. Die Schrittweiten von $\Delta x = 1,2 \text{ mm} = \Delta y$ wurden so ausgewählt, dass ein Scan mit 50×50 Messpunkten die gewünschte Fläche ausfüllt. Zum Vergleich dazu zeigen Abbildungen 5.9b und 5.9c den Verlauf der Photonenrate, der mit verschiedenen Schrittweiten berechnet wurde. Die Berechnung davon beruht auf dem in Abbildung 4.6 dargestellten Querschnitt.

Im direkten Vergleich zwischen Berechnung und Messung ist erkennbar, dass alle auffälligen Merkmale der berechneten Photonenrate auch im gemessenen Stromverlauf auftreten. So sind sowohl in der Verteilung der gemessenen Anodenströme, als auch in der berechneten Rate der auftreffenden Photonen vier lokale Minima zu erkennen. Diese befinden sich nicht zentral über der Kreuzung der Karbonsprossen, sondern leicht um etwa einen halben Zentimeter versetzt.

Weiter ist zu erkennen, dass entlang der einzelnen Karbonsprossen ein ähnlicher Verlauf zu erkennen ist. Zwischen zwei lokalen Minima ist sowohl in den Berechnungen 5.9b und 5.9c als auch in der Messung 5.9a ein lokales Maximum zu erkennen. Wie in Abschnitt 4.5 bereits diskutiert, kommt es durch die Karbonsprosse zur Abschirmung der Röntgenstrahlung, was eine Schattenbildung nach sich zieht. Aufgrund der geringen Breite des Karbongitters von $0,8 \text{ mm}$ im Vergleich zur Abstrahlungsbreite der Quelle (vgl. Abschnitt 4.3), kommt es zu einem kleineren Schatten, wenn die Strahlung direkt über dem Gitter emittiert wird, als wenn dies einige Millimeter daneben geschieht. Dieser Effekt ist auch in der Mitte der Kreuzung der Karbongitter beobachtbar, wo zwischen den vier dunkel dargestellten Bereichen ein heller Bereich sichtbar ist.

Tabelle 5.1: Reduzierung des gemessenen Stroms bzw. der berechneten Photonenrate im Vergleich zum jeweiligen Maximum der gemessenen bzw. berechneten Verteilung. Gezeigt sind der Einfluss einer einzelnen Karbonsprosse und der einer Kreuzung zweier Sprossen.

Ort	max./min.	Gem. Strom	Berechn. Photonenrate
Sprossen-Kreuzung	min.	$(52,1 \pm 0,1) \%$	76,1 %
Einzelne Sprosse	min.	$(74,9 \pm 0,3) \%$	88,1 %
	max.	$(80,1 \pm 0,2) \%$	95,2 %

Die Breite der beobachteten Bereiche stimmt bis auf wenige Millimeter Abweichung mit der Breite der berechneten Einflussbereiche überein. Diese Abweichung ist, darauf zurückzuführen, dass der Abstand zwischen Detektor und Quelle kleiner ist, als die eingestellten $h_{\text{Det}} = 27 \text{ mm}$. Dazu führt beispielsweise, dass das Kammerfenster leicht

ausgewählt ist, was in der Ortskalibration nicht berücksichtigt ist.

In Tabelle 5.1 ist zusammengestellt, wie groß die Abweichung der jeweils betrachteten Größe vom Maximalwert der jeweiligen Verteilung ist. Zu erkennen ist, dass an allen betrachteten Orten die Photonenrate überschätzt wird. Grund für diese Überschätzung ist, dass in der Rechnung lediglich die Absorption der emittierten Strahlung der Hauptachse berücksichtigt wird (vgl. Abschnitt 4.5).

5.5 Gain an deaktiviertem Anodensegment

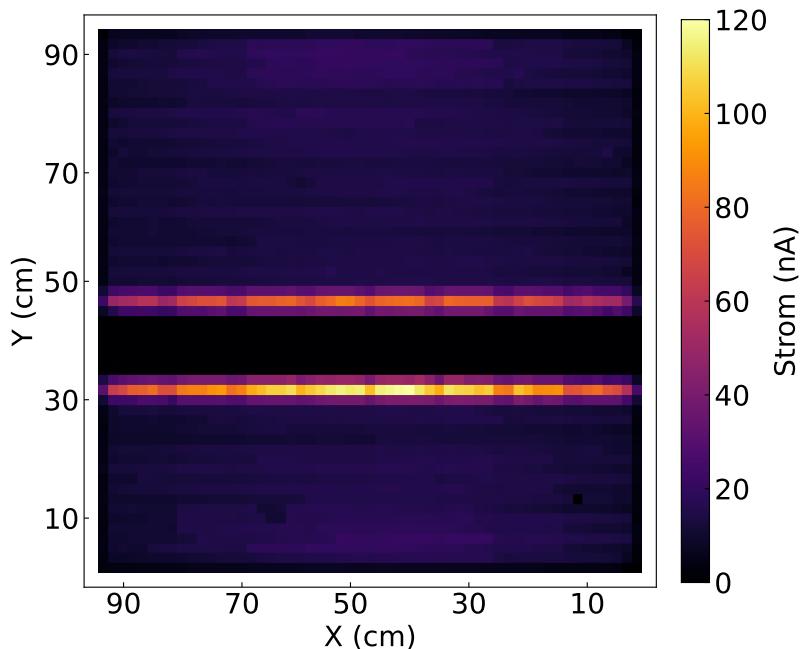


Abbildung 5.10: Ergebnis des Gain-Scans der vollständigen Typ 8 Kammer mit Schrittweiten $\Delta x = 17$ mm und $\Delta y = 17$ mm.

Beim Betrieb der benutzten Prototyp 8 Kammer mit altem Filterboard wurde beobachtet, dass es beim dritten Anodensegment bei vergleichsweise niedrigen Spannungen zum selbstständigen Spannungsabbau durch kurze hohe Strompulse kam. Als Maßnahme dagegen wurde die Verbindung des Segments zur Hochspannung unterbrochen und das Segment mit der Masse der Kammer verbunden. Während sich die Kammer in diesem Zustand befand, wurden die ersten Gain-Scans durchgeführt. Das Ergebnis eines so durchgeführte Gain-Scans ist in Abbildung 5.10 dargestellt. Im Vergleich zu den restlichen Scans, dessen Ergebnisse hier dargestellt sind, wurden im Testaufbau

dieses Gain-Scans noch veraltete Bestandteile verwendet. Speziell das alte Filterboard und ein größerer Kollimator. Des Weiteren war die in Kapitel 3.2.1 beschriebene interne Mittelwertbildung des Netzteils noch eingeschaltet. Dies führte dazu, dass angenommen wurde, dass die Werte der Strommessung sehr viel konstanter war als es in Abschnitt 5.1.1 beschrieben wurde. Eine Fehlerabschätzung, wie sie für die restlichen Scans durchgeführt wurde, wurde hier deshalb nicht durchgeführt.

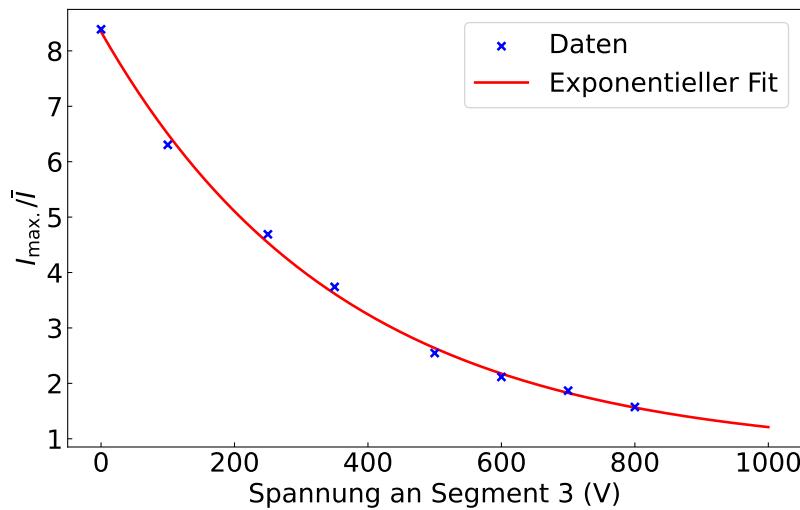


Abbildung 5.11: Verlauf des Verhältnisses zwischen maximalem Gain und durchschnittlichem Gain während die angelegte Spannung auf dem dritten Anodensegment erhöht wird. Erkennbar ist ein exponentieller Abfall der Daten, der durch einen Fit angenähert wurde.

In Abbildung 5.10 fällt ein Streifenmuster im Scan-Ergebnis auf. Dieses ist auf die interne Mittelwertbildung des Netzteils zurückzuführen, durch welche sich Messpunkte gegenseitig beeinflussen, wenn diese zeitlich aufeinander folgen. Das von der Quelle abgefahrene Scan-Muster verläuft in allen Scans in horizontalen Linien. Dadurch liegen Messpunkte auf einer Linie zeitlich näher aneinander als in einer Spalte, was zu der Bildung vom Streifenmuster führte.

Besonders fallen zwei Bereiche in Abbildung 5.10 auf. Diese liegen an der Grenze des ausgeschalteten Segments und erzeugen einen besonders hohen Strom, wenn sich die ^{55}Fe -Quelle darüber befindet. Der dort gemessene Strom liegt maximal etwa $I_{\max}/\bar{I} \approx 7$ Mal über dem Durchschnittswert der restlichen Kammer, was auf lokal erhöhten Gain zurückzuführen ist.

Zur Untersuchung des zugrundeliegenden Effekts wurde das dritte Segment einzeln

über ein neues Filterboard mit dem Hochspannungsnetzteil verbunden. Die Verbindung der restlichen 5 Segmente erfolgte dabei weiterhin über ein altes Filterboard. Dies ermöglichte, dass das dritte Segment separat vom Rest in der Spannung angehoben werden konnte. Es wurde die Messung des Verhältnisses $I_{\max.}/\bar{I}$ mehrfach wiederholt. Dabei wurde die Spannung des dritten Segments zwischen den Messungen schrittweise erhöht, um dessen Stabilität sicherzustellen. Zur wiederholten Messung des Verhältnisses wurden Gain-Scans durchgeführt. Diese verliefen anders als zuvor nicht über die vollständige aktive Fläche der Kammer, sondern lediglich kleinschrittig ($\Delta y = 2 \text{ mm}$) über eine senkrechte Linie im Zentrum der Kammer. Der gemessene Verlauf des Verhältnisses ist in Abbildung 5.11 dargestellt.

Zu erkennen ist, dass der relative Gain-Anstieg am Rand des ausgeschalteten Segments mit steigender Spannung auf Segment 3 abfällt. Zur Überprüfung dieses Zusammenhangs wurde eine exponentielle Funktion der Form:

$$f(x) = A \cdot \exp\{-Bx\} + C \quad (5.4)$$

an den Verlauf gefittet. Weiter wurde mitberücksichtigt, dass bei nominaler Spannung von 1800 V der Gain keine lokale Maxima am Randbereich des Segments hat. Für den Fit wurde die *curve_fit* Methode des Python-Pakets *scipy.optimize* V. 1.14.1 verwendet. Die so gefundene Funktion hat folgende Parameter:

$$A = 7,5 \pm 0,2, \quad B = (2,9 \pm 0,2) \text{ V}^{-1}, \quad C = 0,9 \pm 0,1$$

und ist in Abbildung 5.11 neben den Messwerten dargestellt.

Die exponentielle Form des Verlaufs stimmt überein mit bisherigen Beobachtungen, dass der Gain exponentiell mit der Spannung oder dem elektrischen Feld der Anodendrähte zusammenhängt. Es ist also davon auszugehen, dass das elektrische Feld an der Grenze zwischen den Segmenten verstärkt ist, abhängig davon, wie hoch die anliegende Spannung an Segment 3 ist. Der so entstehende Randeffekt wurde nicht bei Messungen beobachtet, bei denen das Segment 3 zwar ausgeschaltet, aber nicht mit Masse verbunden war [För23]. Dies ist damit zu begründen, dass sich durch die fehlende Erdung Ladungen auf den Drähten sammelte, was das elektrische Feld am Segmentrand entgegenwirkend beeinflusste.

5.6 Detektorkalibration

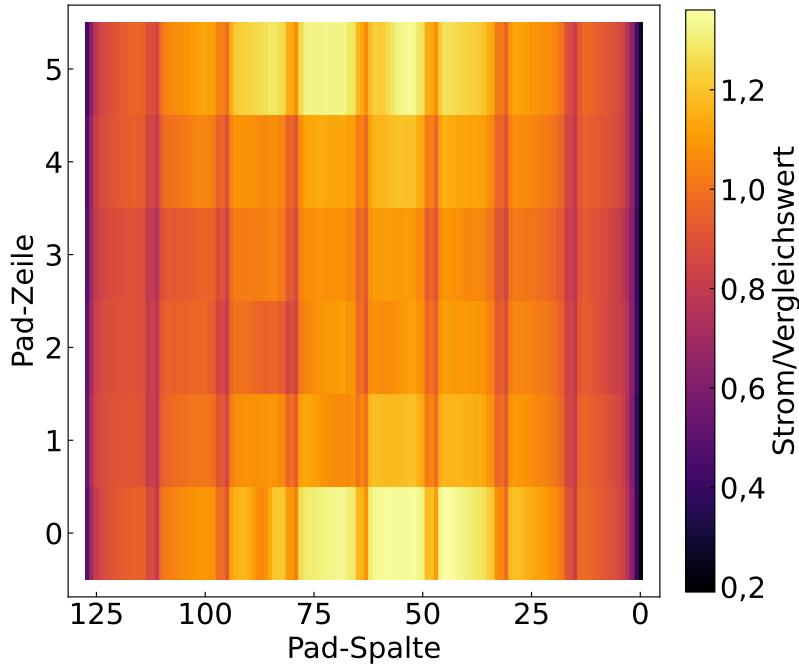


Abbildung 5.12: Ergebnis des Gain-Scans der vollständigen Typ 8 Kammer mit Schrittweiten $\Delta x = 7,2 \text{ mm}$ und $\Delta y = 14,4 \text{ mm}$ und einer Messzeit von 5 s pro Messpunkt. Dargestellt der Mittelwert der Strommessung für jede Position der Quelle über einem Kathoden-Pad.

Wie in Abschnitt A.2 erläutert, geschieht beim tatsächlichen Betrieb der Kammern im TRD die Auslese der Signale auf den Kathoden-Pads. Um energieaufgelöst messen zu können, ist ein Wissen über den lokalen Gain über jedem Kathoden-Pad erforderlich. Dieser kann aus den durchgeführten Gain-Scans berechnet werden. Hierzu wird der Durchschnitt berechnet über diejenigen Stromwerte, bei dessen Aufnahme sich die Quelle über demselben Kathoden-Pad befand. Beim Gain-Scan, dessen Ergebnis in Abbildung 5.3 dargestellt ist, befand sich die ^{55}Fe -Quelle bei 10 oder 11 untereinanderliegenden Messpunkten über jedem Kathoden-Pad. Der daraus berechnete Mittelwert wird anschließend auf den Vergleichswert (vgl. Abbildung 5.4) normiert. Die daraus resultierende Verteilung, dargestellt in Abbildung 5.12, zeigt somit die relative Gain-Abweichung vom unbeeinflussten Gain.

Zu erkennen ist, dass wie schon bei den restlichen Gain-Scans neben der Gain-Veränderung auch verschiedene Absorptionen einen Einfluss auf das Ergebnis haben. Auch wenn das Karbongitter, der Kammerrand und die aufgeklebte Kaptonschicht

vermeintlich keinen Einfluss auf den Gain haben, sind sie dennoch in Abbildung 5.12 zu erkennen. Zur korrekten Gain-Kalibration muss also das Modell, beschrieben in Abschnitt 4.5, angepasst werden. Wie in Abschnitt 5.4 gezeigt, genügt das Modell bereits zur qualitativen Beschreibung von Absorptionseinflüssen, überschätzt diese jedoch noch. Mit einem verbesserten Modell könnte der Einfluss von Kammerrand und Stützgitter aus dem Scan-Ergebnis korrigiert werden, sodass jedem Kathoden-Pad ein eindeutiger Gain-Wert zugeordnet werden kann.

Zusammenfassung und Ausblick

6

Ein wichtiger Teil der Qualitätssicherung der TRD-Module des CBM-Experiments besteht in der ortsaufgelösten Messung des Gas-Gains und der Untersuchung dessen Gleichmäßigkeit. Zu diesem Zweck wird in Münster ein Teststand betrieben. Die Messung des Gains in diesem Aufbau beruht darauf, dass eine radioaktive Quelle mithilfe einer Verfahreinheit vor eingehängten TRD-Kammern bewegt wird. Durch den Strom, der an den Anodendrähten der Kammer messbar ist, lassen sich relative Aussagen zum Gain treffen, in dem Bereich der Kammer, der von der Quelle bestrahlt wird.

Im Zuge dieser Arbeit wurde der bestehende Aufbau durch die Installation von neuen Komponenten verbessert. Ferner wurden mit diesem verbesserten Teststand Gain-Scans eines Kammer-Prototyps durchgeführt. Diese dienten zum einen dem Nachweis, dass die Durchführung präziser Gain-Scans möglich ist, zum anderen wurden beobachtete Schwankungen im Anodenstrom beschrieben und eingeordnet.

Eine Verbesserung des Aufbaus stellt die neue ^{55}Fe -Quelle mit einer um etwa eine Größenordnung höherer Aktivität dar. Dies erlaubt, den Kegel der emittierten Strahlung zu verkleinern und so effektiv die Ortsauflösung der Messung zu verbessern.

Eine weitere Änderung, welche die Präzision der Gain-Scans erhöhte, war die verbesserte Auslese des Anodenstroms durch ein neues Hochspannungsnetzteil. In Messungen des Anodenstroms wurde damit eine Schwankungsbreite von $(0,214 \pm 0,009)$ nA beobachtet.

Mithilfe eines neu entworfenen Filterboards konnte der Dunkelstrom weiter charakterisiert werden. Es zeigte sich, dass trotz erhöhter Abstände auf dem Filterboard eine Abhängigkeit vom Wetter bestand. Weiter zeigte sich, dass besonders auf den äußeren beiden Anodensegmenten ein besonders hoher Dunkelstrom floss.

Die in Kapitel 5 dargestellten Ergebnisse der durchgeführten Gain-Scans zeigen, dass mit dem gegebenen verbesserten Teststand ortsabhängige Gain-Variationen messbar sind. In den durchgeführten Scans der Prototyp-Kammer fallen besonders zwei Bereiche

($B_{\max.}$) oben und unten in der Mitte der Kammer auf. In denen ist der Gain im Vergleich zum Rest der Kammer um maximal $(58,0 \pm 3,8)\%$ verstärkt. Denkbar ist, dass Abstoßungseffekte der äußeren Drähte dazu beitragen. Um dies zu überprüfen, sind weitere Berechnungen wünschenswert. Diese könnten mit Programmen wie *Garfield* durchgeführt werden, womit das elektrische Feld am Kammerrand simuliert werden kann. Des Weiteren können die hier beobachteten Randeffekte mit den Randeffekten der beiden bereits fertiggestellten Typ 5 Kammern verglichen werden. Dort werden spontane Entladungen der Spannung auf den äußersten Anodendrähten beobachtet, was vermutlich ebenfalls auf elektrostatische Abstoßung zurückzuführen ist.

Des Weiteren wurden mehrere Bereiche ($B_{\min.}$) beobachtet, bei denen der Strom durchschnittlich um $(5,6 \pm 0,8)\%$ kleiner ist als beim Rest der Kammer. Es wurde kein Grund für diese lokale Gain-Verringerung gefunden.

Es ist denkbar, dass beide Bereiche mit verändertem Gain auf Fehler im Prototypen zurückzuführen sind. Um dennoch geräteunabhängige Produktionsfehler ausschließen zu können, sollten Scans mit weiteren TRD-Kammern durchgeführt werden.

Im Allgemeinen sind in den Ergebnissen neben Gain-Variationen auch Schwankungen in der detektierten Photonenrate sichtbar. Diese spiegeln sich im Scan als Schatten von Kammerrand, Karbongitter und einem aufgeklebten Kaptonstück wider. Es konnte eine Beschreibung des Abstrahlverhaltens der Quelle gefunden werden, mit dem eine qualitative Beschreibung der erhöhten Absorption möglich ist.

Zur Untersuchung der Druckabhängigkeit der beobachteten Effekte wurde eine Gain-Messung unter einem eingestellten Überdruck von $\bar{p} = (1,25 \pm 0,05)$ mbar zwischen Kammer und Umgebung durchgeführt. Diese zeigte, dass sich zwar im Vergleich zur Normaldruckmessung die Absorption der Photonen veränderte, es jedoch zu keinem Unterschied in den Bereichen ($B_{\min.}, B_{\max.}$) kam. Wie erwartet wurde, kam es bei erhöhtem Druck zur verstärkten Deformation des Eintrittfensters. Diese Wölbung hatte eine Gain-Veränderung zur Folge, welche vermessen und mit simulierten Erwartungen verglichen werden konnte. Es zeigt sich, dass der Gain mit steigender Deformation abnimmt, einen Grenzwert von 90 % Gain-Variation bei weniger als 1 mm Deformation jedoch nicht unterschreitet.

Zuletzt wurde gezeigt, dass der dargestellte Teststand über die Messung des lokalen Gains zur Detektorkalibration verwendet werden kann. Hierzu wurde exemplarisch aus Messdaten jedem Pad der Kathodenebene ein Gain-Wert zugeordnet.

Unsicherheitsbetrachtung

A

A.1 Berechnung der Unsicherheiten

Die Berechnung der Unsicherheiten in dieser Arbeit orientieren sich am *Guide to the expression of uncertainty in measurement* (GUM) [BIP95].

Die Messung des arithmetischen Mittels \bar{Y} einer Zufallsgröße Y hat folgende Unsicherheit $u(\bar{Y})$:

$$u(\bar{Y}) = \frac{\sigma(Y)}{\sqrt{N}}.$$

Dabei ist $\sigma(Y)$ die Standardabweichung der Zufallsgröße und N die Anzahl an unabhängigen Messungen, die für die Bildung des Mittelwerts genutzt wurde.

Wird ein Messwert Y von einem digitalen Messgerät abgelesen (Differenzdruck), so ist dessen Unsicherheit $u(Y)$ mithilfe einer Rechteckverteilung zu berechnen. Es gilt:

$$u(Y) = \frac{\Delta Y}{2\sqrt{3}}.$$

Dabei ist ΔY der kleinst darstellbare Unterschied zwischen zwei Werten.

Beim Ablesen eines Messwerts Y von einem analogen Messgerät gilt nach der Dreiecksverteilung:

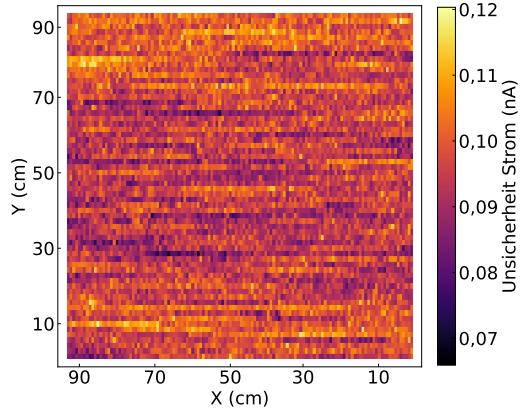
$$u(Y) = \frac{\Delta Y}{2\sqrt{6}}.$$

Dabei ist ΔY der kleinste Unterschied zweier unterscheidbarer Messwerte.

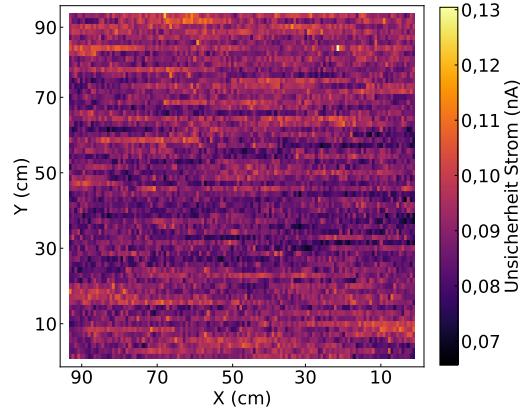
Hängt eine Größe Y indirekt über $Y = f(X_1, X_2, \dots, X_N)$ mit den Größen X_i zusammen, ergibt sich die Unsicherheit $u(Y)$ über die Gaußsche Fehlerfortpflanzung. Diese ist gegeben durch:

$$u(Y) = \sqrt{\sum_{i=1}^N \left(\frac{\partial f}{\partial X_i} \right)^2 \cdot u(X_i)^2}.$$

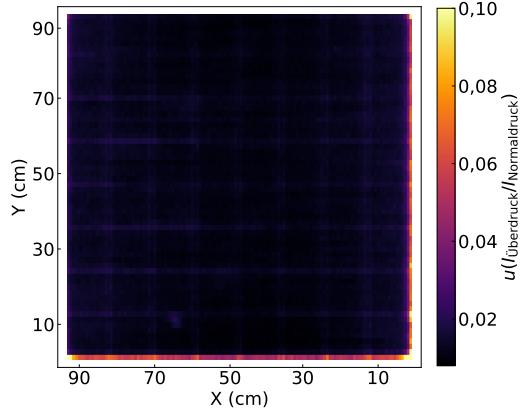
A.2 Darstellung der Unsicherheiten der Gain-Scans



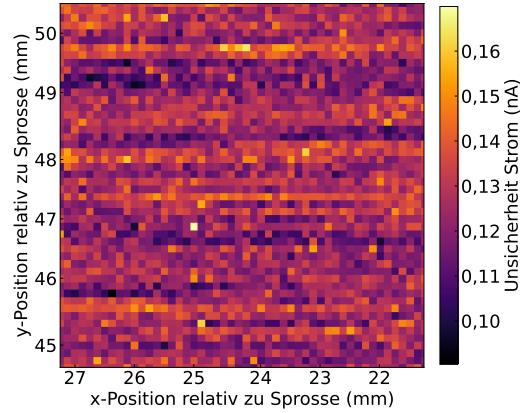
(a) Unsicherheit zu Abbildung 5.3.



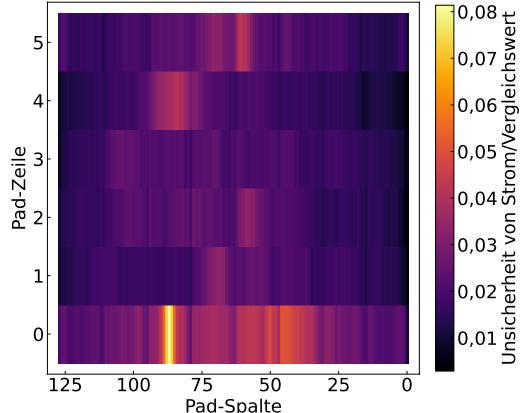
(b) Unsicherheit zu Abbildung 5.5.



(c) Unsicherheit zu Abbildung 5.6.



(d) Unsicherheit zu Abbildung 5.9a.



(e) Unsicherheit zu Abbildung 5.12.

Abbildung A.1: Unsicherheiten der Ergebnisse der verschiedenen Gain-Scans.

B

Rechnungen und Herleitungen

B.1 Kollimatorgeometrie und Quellprofil

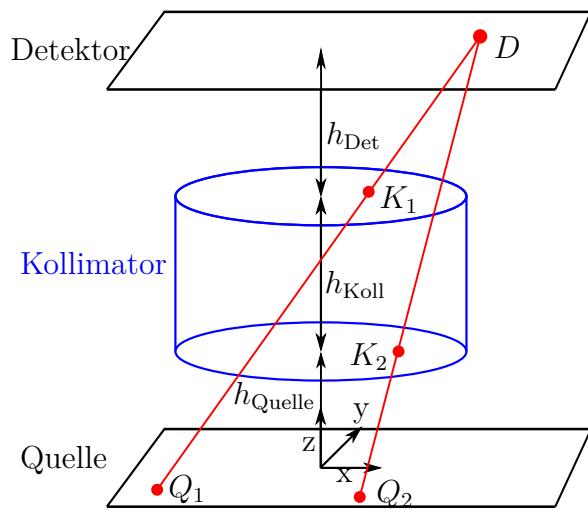


Abbildung B.1: Skizzen zur Berechnung der sichtbaren Fläche vom Punkt P_1 auf der Detektorfläche

Zur Beschreibung des Abstrahlverhaltens der benutzten Quelle mit zylinderförmigen Kollimator (Radius r_{Koll} , Höhe h_{Koll}) werden die Größen in Abbildung B.1 verwendet. Damit ein emittiertes Photon den Detektor im Punkt

$$D = (x, y, h_{\text{Quelle}} + h_{\text{Koll}} + h_{\text{Det}})$$

trifft, muss es beidseitig die Grundflächen des Zylinders schneiden. Ein beliebiger Punkt auf dem Deckel des Kollimators ist gegeben durch:

$$K_1 = (r \cos \theta, r \sin \theta, h_{\text{Quelle}} + h_{\text{Koll}}).$$

Während ein beliebiger Punkt auf dem Boden des Kollimators gegeben ist durch:

$$K_2 = (r' \cos \theta', r \sin \theta', h_{\text{Quelle}}).$$

Dabei gilt $\theta, \theta' \in [0, 2\pi]$ und $r, r' \in [0, r_{\text{Koll}}]$. Verläuft ein Strahl durch die Punkte D und K_1 , schneidet er die Quelle im Punkt

$$Q_1 = \left(x + \frac{h_{\text{ges}}}{h_{\text{Det}}} (r \cos \theta - x), y + \frac{h_{\text{ges}}}{h_{\text{Det}}} (r \sin \theta - y), 0 \right).$$

Während ein Strahl, der durch die Punkte D und K_2 verläuft, die Quelle im Punkt

$$Q_2 = \left(x + \frac{h_{\text{ges}}}{h_{\text{Koll}} + h_{\text{Det}}} (r' \cos \theta' - x), y + \frac{h_{\text{ges}}}{h_{\text{Koll}} + h_{\text{Det}}} (r' \sin \theta' - y), 0 \right)$$

trifft.

Die Menge aller Punkte Q_1 , für welche die Bedingung $\theta \in [0, 2\pi]$ und $r \in [0, r_{\text{Koll}}]$ gilt, bildet einen Kreis. Gleichermaßen gilt für Q_2 . Alle Strahlen, welche den Punkt D durch eine der beiden Grundflächen treffen, schneiden die Quelle im jeweiligen Kreis. Damit also ein Photon beide Grundflächen durchlaufen kann, muss es in der Schnittfläche der beiden Kreise emittiert worden sein. Nach [Wei] gilt für den Flächeninhalt dieser Fläche:

$$A = R_2^2 \arccos \left(\frac{d^2 + R_2^2 - R_1^2}{2dR_2} \right) + R_1^2 \arccos \left(\frac{d^2 + R_1^2 - R_2^2}{2dR_1} \right) - \frac{1}{2} \sqrt{(-d + R_2 + R_1)(d + R_2 - R_1)(d - R_2 + R_1)(d + R_2 + R_1)}. \quad (\text{B.1})$$

Dabei beschreiben

$$R_1 = r_{\text{Koll}} \cdot \frac{h_{\text{ges}}}{h_{\text{Det}}} \quad \text{und} \quad (\text{B.2})$$

$$R_2 = r_{\text{Koll}} \cdot \frac{h_{\text{ges}}}{h_{\text{Koll}} + h_{\text{Det}}} \quad (\text{B.3})$$

die Radien der beiden Kreise und

$$d = \sqrt{x^2 + y^2} \cdot h_{\text{ges}} \cdot \left(\frac{1}{h_{\text{Det}}} - \frac{1}{h_{\text{Koll}} + h_{\text{Det}}} \right) \quad (\text{B.4})$$

den Abstand der beiden Kreise.

In der geometrischen Betrachtung sind zwei Grenzfälle beobachtbar. Für den Fall $d < R_1 - R_2$ liegt der Kreis Q_2 vollständig im Kreis Q_1 . Gleichzeitig ist Gleichung

B.1 in diesem Fall undefiniert. Die Fläche A der Überschneidungsfläche ist gegeben durch:

$$A = \pi R_2^2. \quad (\text{B.5})$$

Der zweite Grenzfall ergibt sich, wenn sich die beiden Kreise Q_1 und Q_2 nicht überschneiden. Für $d > R_2 + R_1$ ist Gleichung B.1 ebenfalls undefiniert. Es gilt dann $A = 0$. Damit diese Funktion $A(\sqrt{x^2 + y^2}) \propto I$ zum Fit der Intensitätsverteilung verwendet werden kann, wird die Gleichung mit günstigeren Fit-Variablen formuliert. Da es sich um eine Proportionalität zwischen Strahlungsintensität I und Fläche A handelt, muss ein Proportionalitätsfaktor \tilde{C} mitberücksichtigt werden. Da in den Gleichungen B.1 und B.5 alle Summanden den Faktor h_{ges}^2 beinhalten, kann dieser ausgeklammert und in der Fitkonstante $C = h_{\text{ges}}^2 \cdot \tilde{C}$ zusammengefasst werden.

B.2 Absorptionskoeffizient von Sagox-18

Nach [HS04] ist der Massenabsorptionskoeffizient μ/ρ von Stoffgemischen und Verbindungen gegeben durch:

$$\mu/\rho = \sum_i w_i (\mu/\rho)_i. \quad (\text{B.6})$$

Dabei ist w_i der Massenanteil und $(\mu/\rho)_i$ der Massenabsorptionskoeffizient des i -ten Bestandteils.

Für CO_2 gilt:

$$(\mu/\rho)_{\text{CO}_2} = \frac{M_{\text{C}}}{M_{\text{C}} + 2 \cdot M_{\text{O}}} \cdot (\mu/\rho)_{\text{C}} + \frac{2 \cdot M_{\text{O}}}{M_{\text{C}} + 2 \cdot M_{\text{O}}} \cdot (\mu/\rho)_{\text{O}} = 23,129 \text{ cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}. \quad (\text{B.7})$$

Hierbei beschreibt M_i die molare Masse des jeweiligen Bestandteils. Sowohl Argon als auch Kohlenstoffdioxid können separat als ideale Gase angenommen werden. Für dessen molares Volumen V/n gilt bei einem Druck von $p = 1 \text{ bar}$ und $T = 20^\circ\text{C}$ Raumtemperatur:

$$pV = nRT \Rightarrow \frac{V}{n} = \frac{RT}{p} = 24,371 \cdot \text{mol}^{-1}. \quad (\text{B.8})$$

Hierbei beschreibt $R \approx 8,314 \text{ Jmol}^{-1}\text{K}^{-1}$ die allgemeine Gaskonstante.

Die Dichten $\rho = m/V = M \cdot n/V$ von Argon und Kohlenstoffdioxid, können mithilfe der

molaren Massen $M_{\text{Ar}} = 39,948 \text{ g} \cdot \text{mol}^{-1}$ [SN04] und $M_{\text{CO}_2} = 44,010 \text{ g} \cdot \text{mol}^{-1}$ [SN04] zu:

$$\rho_{\text{Ar}} = 1,639 \text{ g} \cdot \text{l}^{-1} \quad \text{und} \quad \rho_{\text{CO}_2} = 1,806 \text{ g} \cdot \text{l}^{-1}$$

bestimmt werden.

Für die Massenanteile w_i von Argon und CO₂ gilt demnach:

$$w_{\text{Ar}} = \frac{0,82 \cdot \rho_{\text{Ar}}}{0,82 \cdot \rho_{\text{Ar}} + 0,18 \cdot \rho_{\text{CO}_2}} = 80,53\% \quad w_{\text{CO}_2} = \frac{0,18 \cdot \rho_{\text{CO}_2}}{0,82 \cdot \rho_{\text{Ar}} + 0,18 \cdot \rho_{\text{CO}_2}} = 19,47\%.$$

Mit dem Massenabsorptionskoeffizienten $(\mu/\rho)_{\text{Ar}} = 259,3 \text{ cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$ [HS04] gilt also:

$$\mu_{\text{Sagox}} = (w_{\text{Ar}}(\mu/\rho)_{\text{Ar}} + w_{\text{CO}_2}(\mu/\rho)_{\text{CO}_2}) \cdot \rho_{\text{Sagox}} \quad (\text{B.9})$$

$$= (w_{\text{Ar}}(\mu/\rho)_{\text{Ar}} + w_{\text{CO}_2}(\mu/\rho)_{\text{CO}_2}) \cdot (0,82 \cdot \rho_{\text{Ar}} + 0,18 \cdot \rho_{\text{CO}_2}) \quad (\text{B.10})$$

$$= 0,356 \text{ cm}^{-1} \quad (\text{B.11})$$

Transformationsmatrix

C

Um einen Ort (x_K, y_K, z_K) im Koordinatensystem der Kammer in das Koordinatensystem der CNC-Maschine umzurechnen, wird folgende Transformationsmatrix verwendet:

$$T = \begin{bmatrix} 9,99 \cdot 10^{-1} & -1,59 \cdot 10^{-2} & 6,45 \cdot 10^{-3} \\ 1,54 \cdot 10^{-2} & 1 & 5,12 \cdot 10^{-4} \\ 1,07 & 1,48 & 1,12 \end{bmatrix}.$$

Dazu wird die Matrix T von links mit dem Zeilenvektor $r_K = [x_K, y_K, 1]$ multipliziert. Die ersten beiden Einträge des resultierenden Vektors entsprechen dann den x - und y -Koordinaten der Position im Koordinatensystem der CNC-Maschine (x_M und y_M). Die z -Koordinate z_M wird mithilfe von:

$$z_M = a \cdot xy + b \cdot x + c \cdot y + d \quad (C.1)$$

bestimmt. Dabei sind a , b , c und d Fitparameter, welche aus einer weiteren Kalibration bestimmt wurden.

Die Fitparameter, die in der durchgeföhrten Kalibration ermittelt wurden, lauten:

$$a = (1,51 \pm 0,82) \cdot 10^{-9} \mu\text{m}^{-1}, \quad b = (5,27 \pm 0,49) \cdot 10^{-3}, \quad c = (-5,51 \pm 4,87) \cdot 10^{-4}$$

$$\text{und } d = (1,116 \pm 0,002) \cdot 10^5 \mu\text{m}.$$

Durch Fehlerfortpflanzung ergibt sich in der aktiven Fläche der Kammer $x, y \leq 920$ cm eine Unsicherheit der z -Koordinate der Maschine von

$$u(z) = 984 \mu\text{m} \approx 1 \text{ mm}$$

Literatur

- [And21] Anton Andronic et al. *Conceptual Design Review for the TRD gas system*. 4. Juni 2021.
- [AW12] A. Andronic und J.P. Wessels. “Transition radiation detectors”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 666 (2012), S. 130–147. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2011.09.041>.
- [Bec18] Johannes Beckhoff. “Automated Test Stand Setup and Signal Reconstruction for the CBM-TRD”. Aug. 2018.
- [BIP95] BIPM et al. *Evaluation of measurement data — Guide to the expression of uncertainty in measurement (GUM)*. 1995. URL: https://www.bipm.org/documents/20126/2071204/JCGM_100_2008_E.pdf/cb0ef43f-baa5-11cf-3f85-4dcd86f77bd6 (besucht am 30.09.2024).
- [CBM18] CBM-Collaboration. *The Transition Radiation Detector of the CBM Experiment at FAIR: Technical Design Report for the CBM Transition Radiation Detector (TRD)*. Techn. Ber. 2018. DOI: [10.15120/GSI-2018-01091](https://doi.org/10.15120/GSI-2018-01091).
- [Fab21] Luisa Faber. “Entwicklung und Inbetriebnahme eines Gassystems zu Untersuchung einer CBM-TRD Kammer unter Gasfluss”. Nov. 2021.
- [Fid15] Felix Fidorra. “Aufbau und Charakterisierung eines Gassystems für den CBM TRD”. Sep. 2015.
- [För23] Ruben Förster. “Spatially resolved gain measurements for CBM TRD MWPC production”. Okt. 2023.
- [Fri11] Bengt Friman et al., Hrsg. *The CBM physics book: Compressed baryonic matter in laboratory experiments*. Bd. 814. 2011. DOI: [10.1007/978-3-642-13293-3](https://doi.org/10.1007/978-3-642-13293-3).

- [Hon23] Geun Hee Hong. "Monolithic Stitched Sensor (MOSS) Development for the ALICE ITS3 Upgrade". In: *PoS Pixel2022* (2023), S. 028. DOI: 10.22323/1.420.0028.
- [HS04] J.H. Hubbell und S.M Seltzer. *Tables of X-Ray Mass Attenuation Coefficients and Mass Energy-Absorption Coefficients (version 1.4)*. National Institute of Standards und Technology, Gaithersburg, MD. 2004. URL: <http://physics.nist.gov/xaamdi> (besucht am 02.09.2024).
- [Jun08] Huo Junde. "Nuclear Data Sheets for A = 55". In: *Nuclear Data Sheets* 109.4 (2008), S. 787–942. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nds.2008.03.001>.
- [Käh24] Philipp Kähler. Private Kommunikation. 2024.
- [KG22] CNC-Step GmbH & Co. KG. *Betriebsanleitung High-Z S-1400T Serie*. 2022.
- [KW16] Hermann Kolanoski und Norbert Wermes. *Teilchendetektoren*. Jan. 2016. DOI: 10.1007/978-3-662-45350-6.
- [NHe23] N.Herrmann. *Status of CBM and expected FAIR day-1/full results*. 2023. URL: https://conference-indico.kek.jp/event/205/contributions/4112/attachments/2781/3638/05_nherrmann.pdf (besucht am 25.09.2024).
- [Olb23] Hannes Olbring. "Gasanalysestation zur Kontrolle der Gasqualität in der Probelinie des CBM-TRD-Gassystems". Okt. 2023.
- [Sau14] Fabio Sauli. *Gaseous Radiation Detectors: Fundamentals and Applications*. Cambridge Monographs on Particle Physics, Nuclear Physics and Cosmology. Cambridge University Press, 2014.
- [SN04] National Institute of Standards und Technology (NIST). *NIST Chemistry WebBook. NIST Standard Reference Database Number 69*. National Institute of Standards und Technology, Gaithersburg, MD. 2004. URL: <https://webbook.nist.gov/chemistry/> (besucht am 02.09.2024).
- [Spe24] iseg Spezialelektronik GmbH. *Technical documentation - EHS Series*. 2024.
- [Til24] Nicolas Tiltmann. Private Kommunikation. 2024.
- [Wei] Eric W. Weisstein. *Circle-Circle Intersection. From MathWorld—A Wolfram Web Resource*. URL: <https://mathworld.wolfram.com/Circle-CircleIntersection.html> (besucht am 25.09.2024).

Danksagung

Abschließend möchte ich mich bei allen bedanken, die mich im Verlauf meiner Arbeit unterstützt haben.

Zunächst möchte ich mich bei Prof. Anton Andronic und Prof. Christian Klein-Bösing für die Aufnahme in die Arbeitsgruppe, die Bereitstellung des Themas und die Korrektur meiner Arbeit bedanken.

Besonderer Dank gilt außerdem Philipp Kähler für die Betreuung meiner Arbeit, insbesondere in Form von Hilfe im Labor, der Beantwortung etlicher Fragen und der vielen wertvollen Tipps.

Im Zuge dessen möchte ich ebenfalls Felix Fidorra für die häufige Unterstützung bei der Arbeit im Labor danken.

Ebenfalls möchte ich mich beim gesamten CBM-Teil der Arbeitsgruppe bedanken. Danke für die Hilfsbereitschaft und die Diskussionen von Ergebnissen und Problemen, die während der Arbeit aufkamen.

Zuletzt gilt auch all denen großer Dank, die beim Korrekturlesen dieser Bachelorarbeit geholfen haben.