

Optimierung der GEM-basierten Verstärkungsstufe einer TPC für das CB/TAPS-Experiment

Dissertation
zur
Erlangung des Doktorgrades (Dr. rer. nat.)
der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

vorgelegt von
Jonathan Otnad
aus
Freiburg im Breisgau

Bonn 2019

Angefertigt mit Genehmigung der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

1. Gutachter: Prof. Dr. Bernhard Ketzer
2. Gutachter: Prof. Dr. Reinhard Beck

Tag der Promotion: 20.07.2020
Erscheinungsjahr: 2020

Abstract

Das CB/TAPS-Experiment widmet sich der Untersuchung des Spektrums angeregter Hadronen. In seinem aktuellen Aufbau ist es dabei auf die Identifikation und der Vermessung ungeladener Endzustände spezialisiert. In einer geplanten Erweiterung wird das CB/TAPS-Experiment maßgeblich von der Implementierung einer Zeitprojektionskammer profitieren, deren Stärke auf der Detektion von Bahnen ionisierender Strahlung liegt. Insbesondere die Sensitivität für geladene Teilchen bedeutet dabei eine maßgebliche Erweiterung des Sensitivitätsbereichs des gesamten Experiments.

Bei der geplanten Zeitprojektionskammer ist eine Auslese basierend auf Gas Electron Multiplier-Folien vorgesehen. Diese zeichnen sich durch eine hohe Betriebstabilität und einer Verträglichkeit mit hohen Ereignisraten sowie hohen Raten einfallender Ladung aus. Die genaue geometrische und elektrostatische Konfiguration der Folien beeinflusst deren Performanz hinsichtlich der Elektronenvervielfachung und des Ladungstransfers. Dadurch wird direkt die Leistung des Detektors beeinflusst, was ein fundiertes Verständnis der zugrunde liegenden Effekte in den Vordergrund rückt.

Die Eigenschaften von Gas Electron Multiplier-Folien hinsichtlich des Ladungstransfers und der Elektronenvervielfachung werden sowohl in Simulation als auch experimentell studiert. Dafür wurde zunächst ein Testdetektor in Betrieb genommen, der ein flexibles Messverfahren der relevanten Parameter erlaubt. Die Messungen dienen unter anderem dazu, die detaillierten Simulationen zu verifizieren. Zusammen mit den Simulationen entsteht dabei ein tieferes Verständnis des Zusammenhangs zwischen den Parametern der Folien und der Performanz.

Auf Basis der Ergebnisse kann eine Optimierung für Verstärkungsstufen bestehend aus beliebigen Kombinationen von Folien vorgenommen werden. Für verschiedene existierende Detektor-konfigurationen wurde die Optimierung auch experimentell bestätigt. Darüber hinaus werden Richtlinien für das Zusammenstellen der Verstärkungsstufe aufgestellt, die abhängig vom vorgesehenen Einsatz eine erste Empfehlung für die Wahl der Folien und der elektrostatischen Konfiguration geben. Abschließend wird auch die Verstärkungsstufe der Zeitprojektionskammer für das CB/TAPS-Experiment optimiert und auf die experimentspezifischen Bedürfnisse angepasst.

Inhaltsverzeichnis

Abstract	iii
1 Einleitung	1
2 Das CB/TAPS-Experiment an ELSA	3
2.1 Teilchenbeschleuniger in Bonn	3
2.2 Aufbau des Experiments	5
2.3 Hadronenspektroskopie am CB/TAPS-Experiment	7
2.4 Erweiterung um einen inneren Spur-Detektor: Die CBTPC	7
3 Grundlagen gasgefüllter Detektoren	9
3.1 Wechselwirkung von geladenen Teilchen mit Materie	10
3.2 Wechselwirkung von Photonen mit Materie	13
3.2.1 Photoelektrischer Effekt	14
3.2.2 Compton-Effekt	15
3.2.3 Paarerzeugung	16
3.3 Sekundäre Effekte	17
3.3.1 Fluktuationen im Energieverlust	17
3.3.2 Elektronen-Cluster und Penning-Effekt	18
3.3.3 Auger-Elektronen	19
3.3.4 Delta-Elektronen	19
3.4 Transporteigenschaften von Ladungen in Gas	20
3.4.1 Drift und Diffusion	20
3.4.2 Wahl des Gases	22
3.5 Ladungsvervielfachung	24
3.6 Energieauflösung gasgefüllter Detektoren	27
3.7 Das ^{55}Fe Spektrum in Argon	29
3.8 Die Funktionsweise einer Zeitprojektionskammer	33
4 Gas Electron Multiplier	37
4.1 Herstellung und Funktionsweise von GEM-Folien	37
4.2 Vorteile mehrerer Verstärkungsstufen	39
4.3 Definition der Transfereffizienzen	41
4.4 Abhängigkeit der Transfereffizienzen	44

5	Simulationen zum Ladungstransfer in GEM-Folien	47
5.1	Simulationenmethoden	47
5.2	Simulationsergebnisse für Transfereffizienzen	50
5.2.1	Elektronentransfer	50
5.2.2	Ionentransfer	54
5.3	Einfluss der Transferfelder auf Gain und komplementäre Transfereffizienz . .	68
5.4	Einfluss der geometrischen Parameter auf Gain und Transfereffizienzen . . .	68
6	Messungen zum Ladungstransfer in GEM-Folien	73
6.1	Detektor und verwendete Hardware	73
6.2	Messverfahren zur Bestimmung der Transfereffizienzen	77
6.3	Bestimmung der geometrischen Parameter der GEM-Folien	78
6.4	Verifizierung der Simulation	79
7	Ergebnisse der Studien zu den Transporteigenschaften von Ladungen in GEM-Folien	83
7.1	Vorhersagbarkeit und Parameterkorrelation: GEMs in der ALICE-QA	83
7.2	Optimierungspotential der Feldkonfiguration: 3-GEM Detektoren	87
7.3	Optimierungspotential der Feldkonfiguration: 4-GEM Detektoren	92
8	Eine neue Zeitprojektionskammer für CB/TAPS	99
8.1	Anforderungen für einen Einsatz am CB/TAPS-Experiment	99
8.1.1	Technisches Design	99
8.1.2	Experimentspezifische Anforderungen	103
8.2	Performanz bei FOPI	103
8.3	Optimierungspotential der Verstärkungsstufe	104
8.4	Status und Zukunft	107
9	Zusammenfassung und Ausblick	113
	Literatur	115
A	Raether-Limit bei Multi-GEM-Systemen	123
B	Statistische Unsicherheit der Simulation der Transfereffizienzen	129
C	Einfluss der geometrischen Parameter auf Gain und Transfereffizienzen	131
D	Mittlerer minimaler Lochabstand benachbarter GEM-Folien	147
E	Entwickelte Simulations-Software	149
E.1	Gasfile-Creator	149
E.2	Advanced GEM Simulator	149
E.3	MultiGEM	150
E.4	Stack-Optimizer	151

F Fit des ⁵⁵Fe-Spektrums	153
Abbildungsverzeichnis	157
Tabellenverzeichnis	167
Danksagung	169

Einleitung

„It doesn't matter how beautiful your theory is, it doesn't matter how smart you are. If it doesn't agree with experiment, it's wrong.“

Richard P. Feynman

In der Wissenschaft und insbesondere in der Physik sind Detektoren und Beschleuniger ein unverzichtbares Werkzeug wenn es darum geht, Theorien zu überprüfen und die Eigenschaften verschiedenster Prozesse und Teilchen zu untersuchen. Sie erweitern die Augen und Ohren der Wissenschaftler stetig um neue Sensitivitätsbereiche. Dabei kann durchaus einige Zeit ins Land gehen, um die notwendigen Technologien zu entwickeln und Vorhersagen mit ausreichender Präzision zu überprüfen. Ein prominentes Beispiel dafür sind der bereits 1966 postulierte Higgs-Mechanismus und die damit einhergehende Existenz des Higgs-Bosons [1], welche erst im Jahr 2012 experimentell bestätigt wurden [2, 3]. Dies führte zu einer Verfestigung des heute wohl etablierten Standardmodells der Physik [4, 5].

Da die Ereignisraten an den Beschleunigern immer weiter steigen, um möglichst viele Daten zu sammeln und die statistische Signifikanz der Messungen zu erhöhen, müssen die Detektoren als Folge dieser Entwicklung über eine hinreichend schnelle Auslese bei bestmöglicher Auflösung verfügen. Dies erfordert einerseits die Entwicklung neuer Technologien oder andererseits die Weiterentwicklung und Optimierung bereits vorhandener Systeme. Beides ist insbesondere im Bereich der gasgefüllten Detektoren zu beobachten: Während die Entwicklung der Gas Electron Multiplier [6] zu einer erheblichen Erhöhung der verträglichen Raten im Vergleich zu der Verwendung von Violdraht-Proportionalkammern [7] führte, trug sie erheblich dazu bei, das große Potential von Zeitprojektionskammern [8] hinsichtlich der Spurrekonstruktion und Teilchenidentifikation auch zukünftig nutzbar zu machen.

Hier knüpft diese Arbeit an, indem sie sich der Optimierung der Gas Electron Multiplier-basierten Verstärkungsstufe diverser gasgefüllter Detektoren, insbesondere aber auch einer Zeitprojektionskammer für das CB/TAPS-Experiment an ELSA widmet. Das CB/TAPS-Experiment fokussiert sich auf die Untersuchung von photoproduzierten Reaktionen an Nukleonen und

leistet damit einen Beitrag zum Verständnis des Spektrums und der Eigenschaften angeregter Baryonen. Dabei ist der aktuelle Aufbau auf die Vermessung von neutralen Reaktionsprodukten spezialisiert. Der Einsatz einer Zeitprojektionskammer wird den Sensitivitätsbereich des Experiments auch auf geladene Zerfallskanäle erweitern und somit die zur Auswertung zur Verfügung stehende Datenmenge signifikant erhöhen.

Die Konfiguration des CB/TAPS-Experiment sowie der Profit der Implementierung einer Zeitprojektionskammer werden in Kapitel 2 dieser Arbeit vorgestellt und motiviert. Es folgt eine Einführung in die Funktionsweise gasgefüllter Detektoren und die Eigenschaften verschiedener Gase und Gemische in Kapitel 3. Auf die Funktionsweise und den Vorteile der Gas Electron Multiplier wird anschließend explizit in Kapitel 4 eingegangen. Zur Grundlage der Optimierung Gas Electron Multiplier-basierter Detektoren werden schließlich dedizierte Simulationen vorgestellt, in denen das Verstärkungsverhalten und die Eigenschaften des Ladungstransports der Gas Electron Multiplier in Abhängigkeit ihrer Geometrie, der Gaszusammensetzung und der elektrostatischen Konfiguration studiert werden. Die Vorgehensweise sowie die Ergebnisse der Simulationen werden in Kapitel 5 dargelegt. Anschließend wird die Verlässlichkeit der Simulationen durch Messungen verifiziert. Ein Vergleich zwischen Simulation und Messungen findet in Kapitel 6 statt. Unter Zuhilfenahme der Ergebnisse aus Simulationen und Messungen erfolgt schließlich die Optimierung verschiedener Gas Electron Multiplier-basierter Detektoren in Kapitel 7. Die gesammelten Erkenntnisse werden schließlich in Kapitel 8 genutzt, um die Performanz der Zeitprojektionskammer für das CB/TAPS-Experiment zu untersuchen und zu optimieren.

Das CB/TAPS-Experiment an ELSA

Am Bonner Elektronenbeschleuniger ELSA (**Elektronen-Stretcher-Anlage**) sind mehrere Experimente zur Hadronenspektroskopie in Betrieb. Neben dem Experiment BGO-OD [9] widmet sich insbesondere auch das CB/TAPS-Experiment dem Studium von photoproduzierten Reaktionen an Nukleonen. Dessen Name ist ein Akronym für die Hauptbestandteile des Experiments: Der Detektor **C**ystal-**B**arrel und das **T**wo **A**rm **P**hoton **S**pectrometer. Im Folgenden werden der Beschleuniger und der Speicherring, der Aufbau des Experiments, sowie das Forschungsgebiet und einige Ergebnisse, vorgestellt.

2.1 Teilchenbeschleuniger in Bonn

Die Ursprünge der Bonner Beschleuniger gehen zurück bis ins Jahr 1953, als Wissenschaftler rund um Wolfgang Paul begannen, das erste Synchrotron Europas in Bonn zu errichten [10]. Bei seiner Fertigstellung 1958 konnte es einen Elektronenstrahl mit einer Energie von 500 MeV und einem Strom von etwa 80 nA bereitstellen und diente damals hauptsächlich der Untersuchung von Elektron-Photon-Schauern, sowie der Photoproduktion von Pionen. Die Elektronen werden bis heute initial mit einem Linearbeschleuniger auf 25 MeV beschleunigt und dann in das Synchrotron injiziert. 1963 wurde beschlossen, den bestehenden Beschleuniger zu erneuern, um mit einer höheren Strahlenergie von bis zu 2,5 GeV die energetische Lücke zwischen den zu diesem Zeitpunkt weltweit existierenden Synchrotrons mit entweder 1 GeV oder 6 GeV zu schließen. Mit der Fertigstellung 1967 ging auch eine Erhöhung des Strahlstroms auf etwa 800 nA einher.

Heutzutage übernimmt das Synchrotron die Rolle als Booster vor der Injektion des Strahls in ELSA. Diese wurde zu Beginn der achtziger Jahre vorgeschlagen, um zum einen höhere Energien von bis zu 3,5 GeV zu ermöglichen, zum anderen um einen größeren Auslastungsgrad zu erreichen, um die Anforderung der angeschlossenen Experimente erfüllen zu können [11]. In dieser Konfiguration mit dem Synchrotron als Vorbeschleuniger und ELSA als Speicherring, Nachbeschleuniger, oder Stretcher existiert die Anlage bis heute. Der komplette Aufbau ist

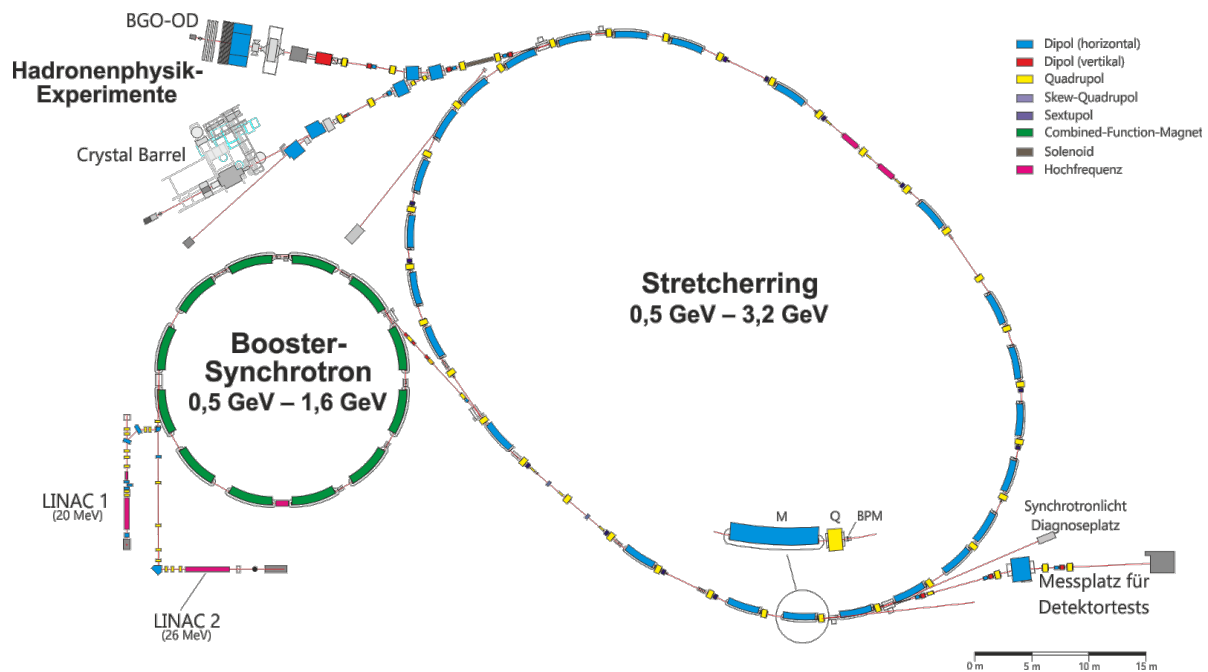


Abbildung 2.1: Erweiterter Plan der ELSA mit den Experimentierplätzen für Hadronenphysik [12] (siehe Text für weitere Informationen).

in Abbildung 2.1 schematisch dargestellt. Typisch für einen Beschleuniger seiner Art besteht ELSA aus einer Reihe von Dipol-, Quadrupol, und Sextupolmagneten zur Strahlführung und -fokussierung und einer Reihe Hohlraumresonatoren zur Beschleunigung. Ausgehend von ELSA kann der Elektronenstrahl zu den verschiedenen Experimentierplätzen extrahiert werden. Darüber hinaus steht ein Messplatz für Detektor-Tests zur Verfügung.

Der Betriebsmodus von ELSA bestimmt die experimentelle Nutzung des Strahls. Die verschiedenen Modi sind der Stretchermodus, der Speichermodus, sowie der Nachbeschleunigermodus. Grundsätzlich kann sowohl ein unpolarisierter als auch ein longitudinal polarisierter Elektronenstrahl bereit gestellt werden.

Im Stretchermodus wird ELSA nicht zur Nachbeschleunigung eingesetzt. Die maximale Strahlenergie ist damit limitiert auf die Energie im Synchrotron von 1,6 GeV. Aus dem Synchrotron injizierte Pulse werden über einen gewissen Zeitraum gespeichert und langsam extrahiert. Das Resultat ist ein quasikontinuierlicher Strahl konstanter Intensität.

Wird ELSA im Speichermodus betrieben, so wird die Anlage ebenfalls erst über einen gewissen Zeitraum vom Synchrotron befüllt, allerdings wird nun auch noch bis zu einer gewünschten Energie nachbeschleunigt. Solange der Strahl im Speicherring bleibt, kann Synchrotronstrahlung extrahiert und an den Experimenten verwendet werden. Bei Strahlenergien von 2,5 GeV und einem Strahlstrom von 50 mA kann der Strahl für bis zu 2 Stunden gespeichert werden.

Der Nachbeschleunigermodus ist insbesondere für das CB/TAPS-Experiment von Interesse. Hier werden die aus dem Synchrotron injizierten Pulse auf die maximale Energie von momentan 3,2 GeV beschleunigt und schließlich an die Experimente abgegeben. Die Extraktion erfolgt

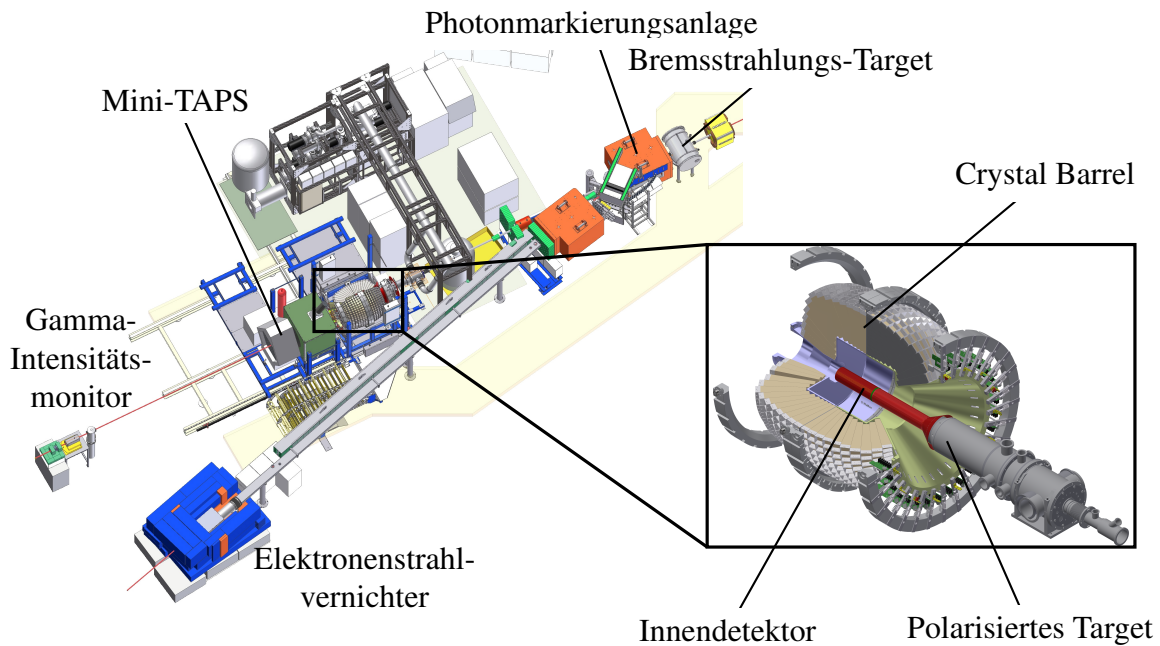


Abbildung 2.2: Aufbau des CB/TAPS-Experiments (siehe Text für weitere Informationen). Zur Verfügung gestellt von [14].

dabei über einen Zeitraum von bis zu 10 Sekunden, während das Befüllen des Rings etwas 1 Sekunde dauert. Das Tastverhältnis (Verhältnis von Lauf- und Extraktionszeit) beträgt dabei bis zu 70 % im Falle eines Strahlstroms von 1 nA und der maximalen Strahlenergie.

Bis heute befindet sich der Beschleuniger erfolgreich im Betrieb. Dabei wird er nicht nur wie bereits erwähnt für Detektortests verwendet, sondern widmet sich mit seinen angeschlossenen Experimenten der Vermessung des Spektrums angeregter Hadronen. Weitere Details zur Hadronenspektroskopie am CB/TAPS-Experiment finden sich in Abschnitt 2.3.

2.2 Aufbau des Experiments

Das CB/TAPS-Experiment wurde 2004 im Kontext des Sonderforschungsbereichs Transregio 16 „Elektromagnetische Anregung subnuklearer Systeme“ errichtet [13]. Es ist spezialisiert auf die Untersuchung des Anregungsspektrums von Baryonen und der Eigenschaften von Baryon-Resonanzen. Dazu werden photoproduzierte Reaktionen an Nukleonen beobachtet und ein vollständiger Satz von Polarisationsvariablen gemessen. Anhand von Abbildung 2.2 sollen nun die wichtigsten Bestandteile des Experiments erläutert werden.

Der von ELSA bereitgestellte polarisierte oder unpolarisierte Elektronenstrahl trifft zunächst auf ein Bremsstrahlungs-Target (zu sehen oben rechts), wobei der Energieverlust der Elektronen als Photonen in die ursprüngliche Richtung des Strahls abgegeben wird. Das Bremsstrahlungs-Target kann in verschiedenen Einstellungen genutzt werden, um entweder unpolarisierte oder

linear und zirkular polarisierte Photonen zu erzeugen. Genauere Informationen zum Target finden sich in [15].

Für das Verständnis der späteren hadronischen Reaktionen ist die genaue Kenntnis der Energie der Photonen notwendig. Diese ergibt sich aus der Energie des Elektronenstrahls, gemessen vor und nach dem Bremsstrahlungsprozess:

$$E_{\text{Photon}} = E_{\text{Strahl}} - E'_{\text{Strahl}}. \quad (2.1)$$

Die Strahlenergie E_{Strahl} ist von ELSA gegeben, während die Strahlenergie nach dem Bremsstrahlungsvorgang E'_{Strahl} noch bestimmt werden muss. Dies geschieht durch die Ablenkung des Strahls in einem homogenen Magnetfeld und der anschließenden Messung des Ablenkradius. Realisiert wird die Bestimmung von E'_{Strahl} in der Photonmarkierungsanlage. Eine detaillierte Beschreibung der Anlage findet sich in [16].

Der polarisierte Photonenstrahl trifft schließlich auf das polarisierte Target [17]. Die Polarisation von Photonenstrahl und Target beeinflusst das Spektrum der Photoproduktion. Eine genaue Kenntnis der Polarisation ist dementsprechend notwendig und hilfreich, um im Rahmen einer Partialwellenanalyse den Wirkungsquerschnitt der Photoproduktion bestimmter Mesonen zu parametrisieren [18]. Hier handelt es sich um ein Butanol-Target, das sich besonders durch seine gute Polarisierbarkeit und lange Relaxationszeiten auszeichnet. Die Polarisation der Elektronen im Wasserstoffanteil des Targets wird durch Anlegen eines 2,5 T starken Magnetfeldes in Richtung des Photonenstrahls erreicht. Um die Polarisation nun auf die Protonen zu übertragen wird Mikrowellenstrahlung auf das Target gesandt. Die durchschnittliche Polarisation beträgt 74 %. Das Target befindet sich innerhalb des Zentralen Detektors des Experiments, dem Crystal-Barrel.

Der Crystal-Barrel-Detektor [19] ist ein hadronisches Kalorimeter zur Bestimmung der Gesamtenergie der am Target erzeugten Reaktionsprodukte. Es besteht aus 1320 CsI(Tl)-Kristallen, die in ihrer Anordnung den gesamten azimuthalen Winkelbereich sowie den polaren Winkelbereich von 11° bis 156° abdecken. Die einzelnen Kristalle haben eine Länge von 30 cm und sind so gewählt, dass Photonen mit einer Energie von bis zu 2 GeV nahezu ihre gesamte Energie innerhalb der Kristalle deponieren. Damit ist das Crystal-Barrel so gut wie totalabsorbierend in diesem Experiment. Die erreichte Energieauflösung beträgt dabei ab 100 MeV weniger als 5,3 % und ab 1 GeV weniger als 2,2 % [20]. Die einzelnen Kristalle werden mit Lawinen-Photodioden ausgelesen [21], was neben einer ausreichenden Energieauflösung auch schnelle Signale und somit eine Integration des Detektors in den Trigger ermöglicht.

Um die Lücke im abgedeckten Winkelbereich in Vorwärtsrichtung zu schließen ist der MiniTAPS-Detektor installiert [22]. Dieser Detektor ähnelt in seiner Funktionsweise dem Crystal-Barrel-Detektor, besteht jedoch aus 216 BaF₂-Kristallen. Durch ihn wird zusätzlich der Bereich von 1° bis 12° abgedeckt. Damit umschließt das Detektor-System beinahe den gesamten Raumwinkel.

Der bestehende Aufbau mit seinen Kalorimetern als Hauptdetektoren ist optimiert auf die Untersuchung von Reaktionen mit neutralen Endzuständen. Ereignisse mit geladenen End-

zustände werden mithilfe des Innendetektors herausgefiltert [23]. Der Innendetektor besteht aus drei Lagen szintillierender Fasern, die von neutralen Teilchen weitestgehend ungehindert passiert werden können. Geladene Teilchen werden jedoch mit einer Wahrscheinlichkeit von 98,25 % nachgewiesen.

Der Teil des Photonenstrahls, der nicht mit dem Target reagiert hat, wird im Gamma-Intensitätsmonitor [24, 25] vermessen und schließlich auf einen Photonenstrahlvernichter geführt. Durch die Bestimmung des Photonenflusses ist es möglich, die Wirkungsquerschnitte der beobachteten Reaktionen genau zu bestimmen.

2.3 Hadronenspektroskopie am CB/TAPS-Experiment

Mit der Entdeckung der ersten Pion-Nukleon-Resonanz, dem Δ -Baryons im Jahr 1951 [26] ging eine Erweiterung der bis dahin bekannten Modelle für zusammengesetzte Systeme von Teilchen einher. Betrachtet man die Spin- und Flavour-Anteile des Δ^{++} -Baryon, so stellt man zunächst eine scheinbare Verletzung des Pauli-Prinzips fest:

$$\Delta^{++} = u(\uparrow) + u(\uparrow) + u(\uparrow). \quad (2.2)$$

Die einzelnen Bestandteile sind ununterscheidbar in Spin und Flavour. Die Beobachtung eines solchen Zustands führte zu einer Erweiterung des bisherigen Modells um eine weitere Quantenzahl, der Farbladung (je drei Farben und Anti-Farben), was gleichzeitig die Quantenchromodynamik begründete [27, 28]. Zusätzlich zu den Konstituenten der Baryonen, den Quarks, tragen auch die Gluonen, die Austauscheteilchen der starken Wechselwirkung, eine eigene Farbladung. Dadurch können die Gluonen, anders als beispielsweise die Photonen in der elektromagnetischen Wechselwirkung, auch untereinander wechselwirken.

Mit der Bestätigung eines solchen zusammengesetzten Systems sind nun eine Vielzahl von zusätzlichen Zuständen möglich, die als Anregung bereits bekannter Zustände aufgefasst werden können. Eine Übersicht über die vorhergesagten und bereits bestätigten Zustände für Nukleonen N und Δ findet sich in Abbildung 2.3. Das CB/TAPS-Experiment widmet sich der Untersuchung solcher angeregter Zustände durch das Vermessen der Zerfallsprodukte. Wie bereits erwähnt liegt der Fokus dabei auf neutralen Endzuständen.

2.4 Erweiterung um einen inneren Spur-Detektor: Die CBTPC

Wenn es darum geht, den Sensitivitätsbereich des CB/TAPS-Experiments zu erweitern, ist insbesondere der Bereich geladener Endzustände von großem Interesse. Dies wird beispielsweise bei der Betrachtung des neutralen Zerfallskanals des ω -Mesons $\gamma n \rightarrow n\omega \rightarrow n\pi^0\gamma$

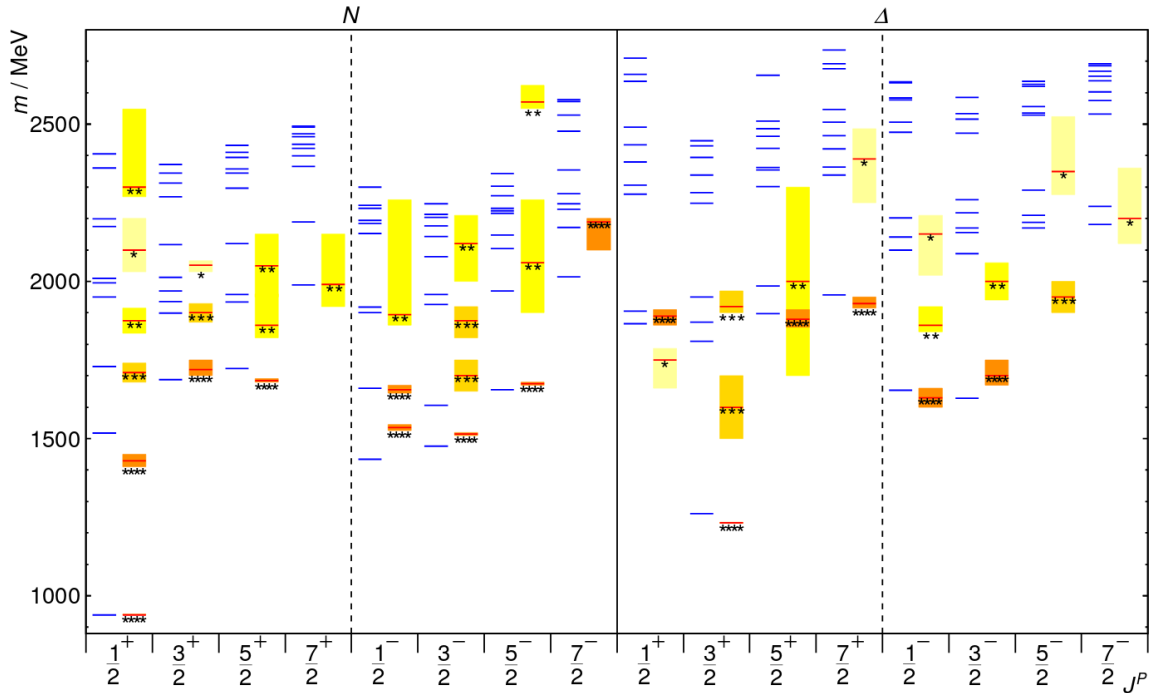


Abbildung 2.3: Vorhergesagtes Spektrum (blaue Linien) von N - und Δ -Resonanzen [29] und experimentell beobachtete Zustände (rote Linien, Unsicherheiten als gelbe Boxen). Die Anzahl der Sterne ist proportional zur Verlässlichkeit des experimentellen Nachweises [30]. Abbildung aus [31]

mit einem Verzweigungsverhältnis von $BR = 8,28\%$ und seinem geladenen Gegenstück $\gamma n \rightarrow n\omega \rightarrow n\pi^+\pi^-\pi^0$ mit $BR = 89,2\%$ deutlich [30].

Als idealer Kandidat für einen zusätzlichen Detektor bietet sich eine Zeitprojektionskammer (TPC, englisch, Time Projection Chamber) an. Dabei handelt es sich um einen Detektor zur Spur- und Vertexrekonstruktion geladener Teilchen, bei dem Gas als sensitives Medium eingesetzt wird. Dies erlaubt es, bei geringer Strahlungslänge große Volumina zu beobachten. Weitergehend ermöglicht er Teilchenidentifikation über den spezifischen Energieverlust und eine Bestimmung des Impuls, insofern der Detektor innerhalb eines Magnetfelds betrieben wird.

Ein TPC-Prototyp wurde in Zusammenarbeit der Technischen Universität München, der Gesellschaft für Schwerionenforschung in Darmstadt und der Universität Bonn konzipiert und fertig gestellt. Er befand sich erfolgreich im Einsatz beim FOPI-Experiment [32] und ist bis dato die größte TPC, die mit einer Gas Electron Multiplier-basierten Auslese betrieben wird. Der Erfolg dieses Konzepts gab unter anderem auch den Anstoß dazu, die existierende TPC von ALICE auf den Betrieb mit einer Gas Electron Multiplier-basierten Auslese umzustellen [33]. Die genaue Funktionsweise eines solchen Detektors und der genannten Auslese findet in Kapitel 4 statt.

Grundlagen gasgefüllter Detektoren

Gasgefüllte Detektoren, insbesondere Zeitprojektionskammern (vergleiche Kapitel 3.8), eignen sich vorzüglich zur Spurrekonstruktion und zur Teilchenidentifikation. Ihre Funktion basiert auf dem orts aufgelösten Nachweis der Interaktion von Strahlung mit dem sensitiven Medium, dem Detektions-Gas. Gas als sensitives Medium hat den Vorteil einer geringen Dichte, weswegen es sehr einfach ist, auch große Detektionsvolumina zu schaffen. Bisher waren Zeitprojektionskammern jedoch auf die Anwendung in Experimenten mit niedrigen Ereignisraten limitiert. Eine Verbesserung kann hier durch den Einsatz der Gas Electron Multiplier (vergleiche Kapitel 4) erreicht werden.

Für das Verständnis der Funktionsweise von gasgefüllten Detektoren ist zunächst die Wechselwirkung von Teilchen und Strahlung mit dem aktiven Medium des Detektors zu betrachten. Da diese Wechselwirkung häufig in freien Ladungsträgern resultiert, sind im Folgenden zudem die Transporteigenschaften von Ladungen in Gas bis hin zu einer anschließenden Auslese beschrieben. Es wird nur auf die dominante Wechselwirkung von geladenen Teilchen und ionisierender Strahlung mit Materie eingegangen. Zum Ende dieses Kapitels wird explizit auf die Zeitprojektionskammer als Vertreter der gasgefüllten Detektoren eingegangen.

Im Folgenden gilt stets:

- $\beta = v/c$: Geschwindigkeit in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit,
- $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$: Lorentzfaktor,
- $\beta\gamma = p/mc$.

Die gezeigten Abbildungen für verschiedene Gasparameter wurden mithilfe eines im Rahmen dieser Arbeit erstellten Frameworks erzeugt (siehe dazu Anhang E.1). Dieses Framework bedient sich dabei der Funktionalität und Klassen von `Magboltz` und `Garfield++` [34, 35] und soll eine einfache Möglichkeit für die Berechnung der Parameter beliebiger Gasgemische bieten.

3.1 Wechselwirkung von geladenen Teilchen mit Materie

In der Regel geht mit dem Durchgang geladener Teilchen durch Materie ein mehr oder weniger stark ausgeprägter Energieverlust einher. Mögliche Prozesse sind dabei Ionisation und Anregung atomarer Elektronen, Bremsstrahlung, Paarerzeugung und photonukleare Reaktionen. Der Energieverlust dE über eine Teilstrecke dx lässt sich dann schreiben als

$$-\frac{dE}{dx} = -\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{Ion./Anr.}} - \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{Bremsstrahlung}} - \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{Paarerzeugung}} - \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{photonukl.}}. \quad (3.1)$$

Für Teilchenenergien bis zu einigen hundert GeV sind dabei die Terme für die Bremsstrahlung, Paarerzeugung und photonukleare Reaktionen vernachlässigbar und daher für Betrachtung gasgefüllter Detektoren nicht direkt relevant. Im Folgenden soll daher insbesondere auf die Ionisation und Anregung eingegangen werden.

Für Teilchen mit einem Vielfachen der Ladung des Elektrons ze (schwere Teilchen) kann die Streuung an freien Elektronen durch den Rutherford'schen Wirkungsquerschnitt beschrieben werden [36]:

$$\frac{d\sigma_R(E, \beta)}{dE} = \frac{2\pi r_e^2 m_e c^2 z^2 (1 - \beta^{2E/T_{\max}})}{\beta^2 E^2}. \quad (3.2)$$

Dieser hängt ab von der Elektronenmasse und dem Elektronenradius m_e und r_e , der Energie E und der Geschwindigkeit des einfallenden Teilchens β , sowie der maximalen in einer Wechselwirkung übertragbaren Energie T_{\max} . Letztere ist festgelegt durch die Masse m des Teilchens, die Elektronenmasse m_e , seine Geschwindigkeit β und den Lorentzfaktor γ [37]:

$$T_{\max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma m_e/m + m_e/m^2}. \quad (3.3)$$

Für Teilchen mit einer Masse größer als der eines Elektrons ($m \gg m_e$) vereinfacht sich dies zu

$$T_{\max} = \frac{m^2 \beta^2 \gamma^2}{\gamma m + m^2/2m_e} = \frac{p^2}{E + (mc)^2/2m_e}. \quad (3.4)$$

Die maximale in einer Wechselwirkung übertragene Energie hängt dann nur noch von der Energie $E = \gamma mc^2$ und dem Impuls $p = \beta \gamma mc$ des einfallenden Teilchens ab.

Ein weiteres Kriterium für den Energieverlust eines geladenen Teilchens beim Durchgang durch ein Medium ist die Anzahl an Wechselwirkungen entlang seiner Wegstrecke dx . Die charakteristische Größe ist dabei die mittlere freie Weglänge λ , die durchschnittliche Strecke zwischen zwei Wechselwirkungen. Sie ist charakterisiert durch die Dichte n des Mediums

sowie den Wirkungsquerschnitt σ :

$$\lambda = \frac{1}{n\sigma}. \quad (3.5)$$

Da σ von der Masse und Energie des einfallenden Teilchens abhängt, gilt diese Abhängigkeit auch für λ . Darüber hinaus ist λ ein Maß für die Rate der Wechselwirkung. Die tatsächliche Anzahl an Stößen mit den Atomen im Medium und somit auch die freie Wegstrecke zwischen zwei Stößen folgt einer Poisson-Verteilung [30]. Das bedeutet, dass die wahrscheinlichste freie Wegstrecke (Anzahl an Stößen) und die mittlere freie Wegstrecke stark unterschiedlich sein können.

Der aufsummierte Energieverlust dE eines Teilchens über eine Teilstrecke dx ist nicht allein durch den maximalen Energieverlust des Teilchens in einer einzelnen Kollision gegeben, sondern hängt zudem von den Eigenschaften des durchquerten Mediums, der Anzahl an Wechselwirkungen (siehe Gl. 3.5) und von der Länge des Weges im Medium ab. Der Energieverlust dE/dx schwerer, geladener Teilchen wird durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben [38, 39]:

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} z^2 \left(\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta)}{2} \right). \quad (3.6)$$

Gleichung 3.6 beinhaltet folgende Parameter:

- N_A : Avogadrozahl $N_A = 6,022 \cdot 10^{-23} \text{ mol}^{-1}$,
- r_e : Klassischer Elektronenradius $r_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2} = 2,82 \text{ fm}$,
- m_e : Elektronen Masse $m_e = 511 \text{ keV } c^{-2}$,
- c : Lichtgeschwindigkeit $c = 299\,792\,458 \text{ m s}^{-1}$,
- Z : Atomare Zahl des Absorbers,
- A : Atomare Masse des Absorbers,
- z : Ladung des einfallenden Teilchens,
- ρ : Dichte des Absorbers,
- I : Mittlere Anregungsenergie,
- $\delta(\beta)$: Dichte-Korrektur.

Dieser Zusammenhang ist gültig für Teilchen mit einer Geschwindigkeit $0,1 \lesssim \beta\gamma \lesssim 1000$ und in diesem Bereich allein durch $\beta\gamma$ und das Medium selbst bestimmt. Kleinere Teilchengeschwindigkeiten $\beta\gamma < 0,1$ liegen im Bereich der Geschwindigkeit der atomaren Elektronen, während größere $\beta\gamma > 1000$ zusätzliche Strahlungsverluste zur Folge haben. Das Verhalten einfallender Elektronen ist aufgrund ihrer Ununterscheidbarkeit zu den Hüllenelektronen im Medium und der besonders starken Ausprägung der Bremsstrahlung aufgrund ihrer geringen Masse nicht adäquat durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben. Eine detaillierte Beschreibung für Elektronen (und Positronen) findet sich in [30]. Gleichung 3.6 ist in Abbildung 3.1 exemplarisch für verschiedene Medien und Teilchensorten als Funktion des relativistischen Impulses $\beta\gamma$ beziehungsweise des Impulses aufgetragen. Hier lassen sich Bereiche mit dominierender Proportionalität der einzelnen Terme erkennen: Für kleine $\beta\gamma$ ist der Energieverlust maßgeblich durch $1/\beta^2$ bestimmt, bis hin zum Minimum bei $\beta\gamma \approx 3$. Teilchen an dieser Stelle werden als

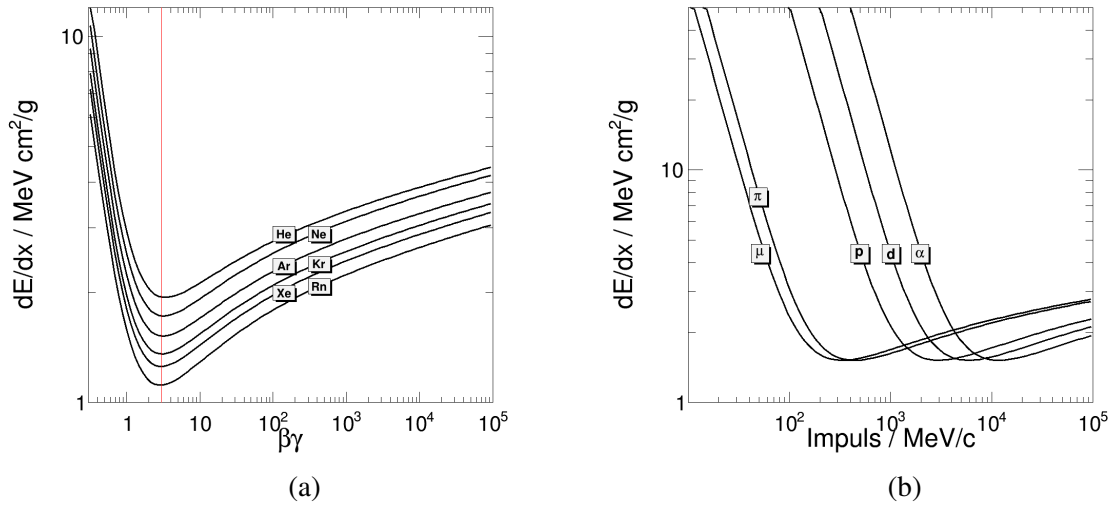


Abbildung 3.1: (a): Energieverlust pro Wegstrecke nach Bethe-Bloch-Formel (Gleichung 3.6) als Funktion von $\beta\gamma$ für ein einfach geladenes Teilchen in verschiedenen Edelgasen. Die rote Linie markiert die Lage des minimal ionisierenden Falles für $\beta\gamma \approx 3$. (b): Energieverlust als Funktion des Impulses für verschiedene Teilchen in Argon bei 1 bar und 293 K. Die Berechnung erfolgt in allen Fällen auf Grundlage von [40].

minimal ionisierend bezeichnet (Englisch: minimum-ionising-particles, MIPS). Daran schließt sich ein logarithmischer Anstieg des Energieverlusts an. In diesem Bereich wird eine große Menge Energie an einzelne Elektronen im Medium übertragen. Für steigende Energien flacht dieser Anstieg jedoch aufgrund der Dichtekorrektur $\delta(\beta)$ ab: Während sich mit steigender Energie des einfallenden Teilchens sein elektrisches Feld abflacht und ausbreitet, wird das Medium gleichzeitig polarisiert, was die Ausbreitung schließlich einschränkt.

Im Falle von gasgefüllten Detektoren ist es durchaus üblich, dass es sich beim Detektionsmedium nicht um ein rein einatomiges Medium, sondern vielmehr um ein Gemisch handelt. In diesem Fall kann für die Berechnung des mittleren Energieverlusts anteilig gemäß der Zusammensetzung gemittelt werden:

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = \sum_j w_j \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_j. \quad (3.7)$$

Hier wird über die Anzahl an Komponenten im Gemisch summiert, wobei w_j der Gewichtungsfaktor gemäß des Anteils am Gesamtmedium ist.

Wie bereits erwähnt, muss der Energieverlust von Elektronen gesondert betrachtet werden. Der maximale Energieübertrag für ein einfallendes Elektron kann abgeschätzt werden als

$$T_{max}^{e^-} = E - m_e c^2, \quad (3.8)$$

also dem kompletten Verlust der kinetischen Energie. Das Elektron wird im Medium ge-

stoppt. Der Energieverlust von Elektronen aufgrund von Anregung und Ionisation alleine kann geschrieben werden als [37]

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} z^2 \left(\ln \frac{m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 \sqrt{\gamma - 1}}{\sqrt{2} \gamma^2} + \frac{1 - \beta^2}{2} - \frac{2\gamma - 1}{2\gamma^2} \ln 2 + \frac{1}{16} \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma} \right)^2 \right). \quad (3.9)$$

Die Strecke, die ein Elektron in einem Medium mit Dichte ρ zurücklegt, kann mit den empirischen Konstanten $A = 5,37 \cdot 10^{-4} \text{ g cm}^{-2} \text{ keV}$, $B = 0,9815$ und $C = 3,123 \cdot 10^{-3} \text{ keV}^{-1}$ berechnet werden [41]:

$$R(E) = \frac{AE}{\rho} \left(1 - \frac{B}{1 + CE} \right). \quad (3.10)$$

Ionisation und Anregung als Resultate der Streuung geladener Teilchen an atomaren Elektronen hängen nun von der Größe des Energieübertrags in einer einzelnen Wechselwirkung ab. Im Falle einer Anregung wird Energie eines geladenen Teilchens q auf das Atom A übertragen und es verbleibt in einem angeregten Zustand:

$$qA \rightarrow qA^*. \quad (3.11)$$

Ist der Energieübertrag größer, kann es zum Herauslösen von einem oder mehrerer Elektronen aus den Schalen des Atoms kommen. Dies wird als primäre Ionisation bezeichnet:

$$qA \rightarrow qA^+ e^-, qA \rightarrow qA^{++} e^- e^-, \dots \quad (3.12)$$

Nachfolgende Effekte, die im Zusammenhang mit der primären Ionisation auftreten können, werden ausführlicher in Abschnitt 3.3 beschrieben.

3.2 Wechselwirkung von Photonen mit Materie

Der Nachweis von ionisierender Strahlung (Photonen) basiert ebenso wie der Nachweis geladener Teilchen auf der Detektion von Ladungen, die durch die Interaktion der Strahlung mit dem Detektionsmedium freigesetzt werden. Dabei deponieren die Photonen entweder ihre gesamte Energie (Photoelektrischer Effekt und Paarerzeugung) oder verlieren einen Teil ihrer Energie in einer Streuung (Compton-Effekt). In den genannten Fällen handelt es sich um zufällige Prozesse, die eine statistische Betrachtung notwendig machen. Die Intensität I eines Photonenstrahls in Abhängigkeit der Eindringtiefe x in das sensitive Medium kann geschrieben werden als

$$I(x) = I_0 \exp(-\mu x). \quad (3.13)$$

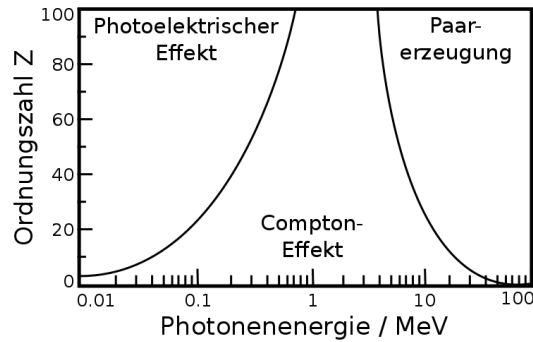


Abbildung 3.2: Dominante Bereiche des photoelektrischen Effekts, des Compton-Effekts, und der Paar-erzeugung für verschiedene Photonenenergien und Ordnungszahlen (modifiziert nach [42–44]).

Hier bezeichnet μ den Abschwächungskoeffizienten, eine Materialkonstante welche die verschiedenen Wirkungsquerschnitte σ_i der einzelnen Interaktionen im Medium berücksichtigt:

$$\mu = \rho \frac{N_A}{A} \sum_i \sigma_i. \quad (3.14)$$

Zusätzlich hängt der Abschwächungskoeffizient von der Avogadrozahl N_A sowie der Dichte ρ und atomaren Zahl A des Mediums ab. Die genannten Interaktionen können durch weitere Prozesse wie Wechselwirkungen zwischen Photonen und Kernen ergänzt werden. Diese haben vergleichsweise vernachlässigbare Wirkungsquerschnitte und werden hier nicht betrachtet. Die Wirkungsquerschnitte der einzelnen Wechselwirkungen hängen von der Energie des Photons und der Ordnungszahl des Mediums ab (siehe Abbildung 3.2). Abhängig vom Medium dominiert für $E_{\text{Ionisation}} \lesssim E_\gamma \lesssim 100 \text{ keV}$ der photoelektrische Effekt. Mit fallender Ordnungszahl und steigender Energie bis $E_\gamma \lesssim 10 \text{ MeV}$ ist der Compton-Effekt vorherrschend, bevor für hohe Energien die Paar-erzeugung relevant wird. Hier sei erwähnt, dass Paar-erzeugung grundsätzlich bereits ab einer Energie entsprechend der Ruhemasse eines Elektron-Positron-Paares von 1,022 MeV möglich ist, jedoch, abhängig vom Medium, erst bei höheren Energien einen signifikanten Beitrag hat. Dies wird auch bei Betrachtung der Wirkungsquerschnitte der verschiedenen Effekte deutlich. Abbildung 3.3 vergleicht diese Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit der Photon-Energie für verschiedene Medien. Hier lassen sich auch die charakteristischen Stufen im Spektrum der Photoabsorption erkennen. Im Folgenden wird kurz auf die einzelnen Mechanismen eingegangen.

3.2.1 Photoelektrischer Effekt

Beim photoelektrischen Effekt wird ein Photon γ von einem Atom A absorbiert und setzt dabei ein Elektron frei. Eine direkte Absorption des Photons durch ein freies Elektron ist aufgrund der Impulserhaltung nicht möglich. Das Atom fungiert hier als Rückstoßpartner für

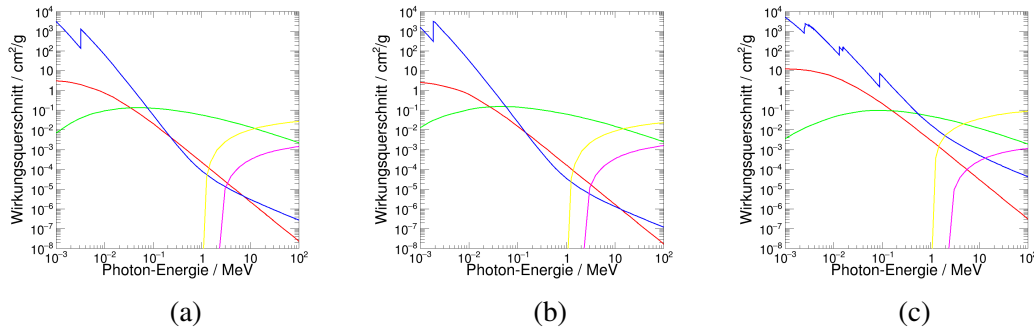


Abbildung 3.3: Wirkungsquerschnitte für photoelektrischen Effekt (blau), kohärente Streuung (rot), inkohärente Streuung (grün), Paarzerzeugung im Feld des Kerns (gelb) und im Feld der Elektronen (magenta). Dargestellt sind die Medien Argon (a), Silizium (b) und Blei (c). Daten aus [45].

das Elektron:



Dies tritt allerdings erst ein, wenn das Photon mindestens die minimale Ionisationsenergie für ein Atom des Mediums trägt.

Der Wirkungsquerschnitt für den photoelektrischen Effekt ist maßgeblich festgelegt durch die elektromagnetische Wechselwirkung des Photons mit den Elektronen der unteren Schalen. Elektronen dieser Schalen sind stärker an den Kern gebunden und somit in der Lage, einen größeren Teil des Impulses im Rückstoß an den Kern abzugeben. Mittels Born'scher Näherung lässt sich der Wirkungsquerschnitt für den photoelektrischen Effekt mit Elektronen der K-Schale nicht-relativistisch beschreiben als [37]:

$$\sigma_{\text{photo}}^K = \sqrt{32} \frac{m_e c^2}{E_\gamma} \alpha^4 Z^5 \sigma_{\text{Th}} . \quad (3.16)$$

Hier beschreibt α die Feinstrukturkonstante und σ_{Th} den Thompson-Wirkungsquerschnitt. Der photoelektrische Effekt ist besonders stark für große Ordnungszahlen. Darüber hinaus tritt er verstärkt nahe der atomaren Absorptionslinien auf.

3.2.2 Compton-Effekt

Wird das Photon nicht komplett absorbiert, so wie beim photoelektrischen Effekt, sondern nur gestreut, spricht man vom Compton-Effekt. Dieser beschreibt die Streuung von Photonen an quasi-freien Elektronen in Ruhe, was für Elektronen auf den äußeren Schalen unter Vernachlässigung der Bindungsenergie angenommen werden kann:



Bei dieser Streuung wird ein Teil der Energie des Photons auf das Elektron übertragen, so dass nach der Streuung beide mit modifizierter Energie vorliegen. Da nur die quasi-freien Elektronen auf den äußeren Schalen betrachtet werden, weißt der Wirkungsquerschnitt keine Abhängigkeit von der Ordnungszahl auf [37]:

$$\sigma_{\text{Compton}} \propto \frac{\ln(E_\gamma)}{E_\gamma}. \quad (3.18)$$

Darüber hinaus lässt sich erkennen, dass der Wirkungsquerschnitt für große E_γ immer weniger stark ins Gewicht fällt.

Der Energietransfer auf das Elektron ist gegeben durch den Unterschied in der Energie des Photons vor und nach der Streuung (E_γ und E'_γ). Er hängt vom Streuwinkel θ ab und kann aus der Erhaltung des Vierer-Impulses berechnet werden:

$$\frac{E'_\gamma}{E_\gamma} = \frac{1}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)}. \quad (3.19)$$

Für $\theta = \pi$ spricht man von Rückstreuung. In diesem Fall ist der Energieübertrag auf das Elektron maximal.

3.2.3 Paarerzeugung

Unter Paarerzeugung versteht man die Erzeugung eines Elektron-Positron-Paares (oder allgemein Teilchen-Antiteilchen-Paares):

$$\gamma \rightarrow e^- e^+. \quad (3.20)$$

Dies ist jedoch nur in der Wechselwirkung des Photons mit dem elektrischen Feldes eines Atomkerns oder eines Hüllenelektrons möglich. Die notwendige Energie, die dem Photon dabei zur Verfügung stehen muss, ist festgelegt durch die Ruhmassen des Elektrons und des Positrons, sowie dem Teil der Energie, der als Rückstoß auf den Atomkern oder das Hüllenelektron abgegeben wird. Mittels Vierer-Impulserhaltung findet man:

$$E_{\gamma,\text{min}} = 2m_e c^2 \left(1 + \frac{m_e}{m_R} \right), \quad (3.21)$$

wobei m_R die Masse des Rückstoßpartners ist. Im Falle eines Kerns als Rückstoßpartner gilt $m_R = m_{\text{Kern}} \gg m_e$ und somit reduziert sich die benötigte Energie zu

$$E_{\gamma,\text{min}} \approx 2m_e c^2 \approx 1 \text{ MeV}. \quad (3.22)$$

Steht hingegen ein Elektron als Rückstoßpartner zur Verfügung, wird dieses durch den Impulsübertrag meist so stark beschleunigt, dass als Konsequenz drei freie Teilchen (zwei Elektronen

und ein Positron) vorhanden sind. Gelegentlich wird dieser Prozess auch Triplettbildung genannt. Gleichung 3.21 reduziert sich dann mit $m_R = m_e$ zu

$$E_{\gamma,\min} = 4m_e c^2 \approx 2 \text{ MeV}. \quad (3.23)$$

Diese Schwelle, beginnend bei etwa 1 MeV, findet sich auch in Abbildung 3.2 und 3.3 wieder. Der Wirkungsquerschnitt für die Paarerzeugung lautet [37]

$$\sigma_{\text{Paarerzeugung}} = 4\alpha r_e^2 Z^2 \left(\frac{7}{9} \ln 2 \frac{E_\gamma}{m_e c^2} - \frac{109}{54} \right) \quad (3.24)$$

und hängt proportional von der Energie des Photons ab. Außerdem geht die Ordnungszahl quadratisch in den Wirkungsquerschnitt ein, was die Dominanz für große Energien und große Z erklärt.

3.3 Sekundäre Effekte

In diesem Abschnitt sollen einige Effekte erläutert werden, die bei der Betrachtung der charakteristischen Größen gasgefüllter Detektoren (Verstärkungsfaktor, Energieauflösung, Ortsauflösung, etc.) zu berücksichtigen sind. Dabei handelt es sich hauptsächlich um Effekte, die die Anzahl freier Elektronen, nach dem Durchgang eines geladenen Teilchens oder ionisierender Strahlung, beeinflussen. Der Fokus liegt dabei auf den dominanten Effekten. Die hier aufgeführte Liste kann um weitere Phänomene ergänzt werden.

3.3.1 Fluktuationen im Energieverlust

Der in Gleichung 3.6 beschriebene Energieverlust gibt den mittleren Energieverlust für eine Strecke dx an. Für einzelne Teilchen oder dünne Detektionsmedien ist es allerdings sinnvoller, den wahrscheinlichsten Energieverlust zu betrachten. Die Wahrscheinlichkeitsverteilung des Energieverlusts kann mittels einer Landau-Verteilung beschrieben werden [30, 46, 47]. Als wahrscheinlichster Wert für den Energieverlust gilt:

$$dE_{\text{MPV}} = \epsilon \left(\ln \left(\frac{2mc^2 \beta^2 \gamma^2}{I} \right) + \ln \left(\frac{\epsilon}{I} \right) + j - \beta^2 - \delta(\beta) \right), \quad (3.25)$$

mit $\epsilon = (K/2) \langle Z/A \rangle z^2 (x/\beta^2)$, der Dicke des Detektors x , und $j = 0,2$. Dabei bezeichnet K das sogenannte Valivov's K [48], welches proportional zur Dicke des Absorbers ist und somit die beitragenden Konstanten skaliert. Dieser Wert für ϵ hängt anders als der mittlere Energieverlust in Gleichung 3.6 von der Dicke des Detektors ab, spiegelt aber die dort vertretenen Terme wieder. Abbildung 3.4 verdeutlicht anhand der Wahrscheinlichkeitsverteilung $f(dE/x)$, wie sich der wahrscheinlichste Wert dem mittleren Energieverlust mit steigender Dicke des Detektors

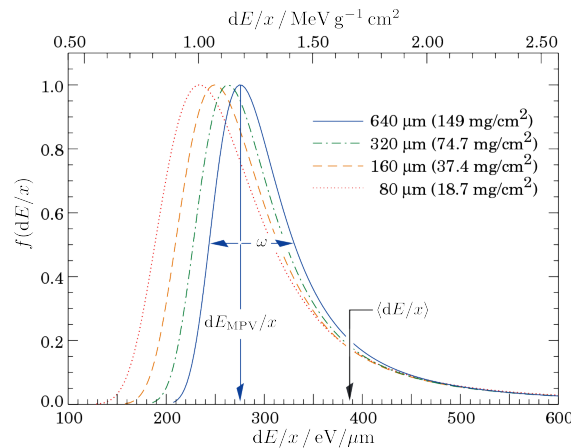
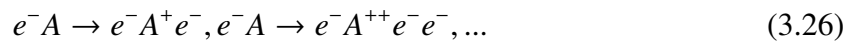


Abbildung 3.4: Wahrscheinlichkeitsverteilung des Energieverlusts eines 500 MeV Pions in Silizium für verschiedene Dicken des Detektors. Die Verteilungen sind am wahrscheinlichsten Wert auf 1 normiert und ω ist die Halbwertsbreite. Modifiziert nach [30].

annähert. Die Verteilung ist dann weniger gestaucht, wird aber dennoch nie komplett gaussförmig. Tatsächlich sind es genau die langen Ausläufer der Verteilung, die es erschweren, den charakteristischen Energieverlust korrekt abzuschätzen, da der Mittelwert hier keine repräsentative Größe ist. Insbesondere wenn nur wenige Spurpunkte (Ereignisse, in denen Energie gemäß der Landau-Verteilung deponiert wird) zur Verfügung stehen, kann der wahrscheinlichste Energieverlust so nur sehr grob rekonstruiert werden. Ein besserer Ansatz ist die Bestimmung des beschnittenen Mittelwerts (im Englischen "truncated mean"), bei der ein gewisser Anteil der höchsten und niedrigsten Einträge der Verteilung vernachlässigt werden. Eine ausführlichere Beschreibung des Verfahrens findet sich in [49].

3.3.2 Elektronen-Cluster und Penning-Effekt

Die in der primären Ionisation freigesetzten Elektronen verfügen meistens über eine so hohe Energie, dass sie selbst in der Lage sind, weitere Elektronen in einer sekundären Ionisation auszulösen:



So entstehen in der Nähe der primären Ionisation sogenannte Cluster (Gruppierungen) von freien Elektronen. Es werden so lange Elektronen ausgelöst, bis die Energie der freien Elektronen nicht mehr ausreicht, um weitere Atome zu ionisieren.

Für eine möglichst gute Elektronenausbeute kann das Medium, bestehend aus Atomen der Sorte A , mit einer zweiten Sorte B angereichert werden. Dabei ist sicherzustellen, dass die zur Ionisation von B notwendige Energie unter der von A liegt. In diesem Fall kann die zusätzliche Energie eines zuvor angeregten A^* , anstelle durch die Abgabe eines Photons, nun in einer

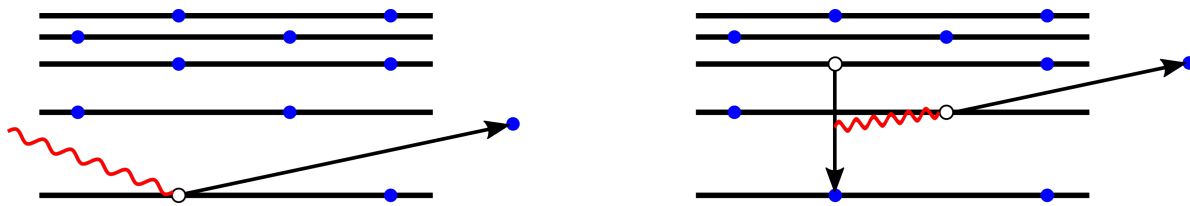


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung des Auger-Effekts. Photonen dargestellt in rot, Elektronen in blau, Löcher in weiß. Die schwarzen Linien kennzeichnen, nach oben ansteigend, Energieniveaus innerhalb eines Atoms. Die Abregung des Atoms durch den Übergang eines Elektrons auf ein niedrigeres Niveau sowie das Herauslösen eines Elektrons sind durch schwarze Pfeile gekennzeichnet.

Kollision auf B übertragen werden, wodurch zusätzliche Elektronen frei werden:



Dieser Vorgang reduziert die durchschnittliche zur Ionisation benötigte Energie (siehe dazu auch Abschnitt 3.4.2) und ist bekannt als der sogenannte Penning Effekt [50]. Das beigefügte Medium wird als Quencher bezeichnet.

3.3.3 Auger-Elektronen

Geschieht die Ionisation auf einer der unteren Schalen, so wird das entstandene Loch durch ein Elektron aus einer der darüberliegenden Schalen gefüllt. Die dabei frei werdende Energie kann entweder als Photon abgegeben werden, oder auf ein anderes Elektron im Atom übertragen werden, wodurch es zu einem erneuten angeregten Zustand oder gar einer weiteren Ionisation kommen kann. Das dabei zusätzlich frei werdende Elektron wird Auger-Elektron genannt [51]. Dieser Prozess kann sich auch mehrfach nach einer ersten Ionisation ereignen. Abbildung 3.5 zeigt schematisch den Ablauf des Auger-Effekts.

3.3.4 Delta-Elektronen

Bei sogenannten Delta-Elektronen handelt es sich um Elektronen, die in der Ionisation außerordentlich viel Energie erhalten haben. Dies bedeutet zum einen eine lokale überhöhung des Energieverlusts, zum anderen sind sie dadurch in der Lage den Ort der Ionisation zu verlassen. Sie sind eine direkte Konsequenz der dem Energieverlust zugrunde liegenden Landau-Verteilung, welche mit geringer Wahrscheinlichkeit auch noch Energiedepositionen weitaus größer als dem mittleren oder wahrscheinlichsten Energieverlust zulässt (vergleiche Kapitel 3.3.1). Durch ihre vergleichsweise hohe Energie sind Delta-Elektronen in der Lage an einem Ort abseits der primären Ionisation erneute Ionisation und Cluster zu erzeugen. Dies führt zum einen zu starken Fluktuationen in der gemessenen Energiedeposition in der primären Ionisation. Je nachdem, wie weit sich das Delta-Elektron vom Ort der primären Ionisation entfernt, bevor es seine Energie selbst deponiert, kann es durchaus auch noch als

Spurpunkt zur eigentlichen Teilchenbahn zugeordnet werden. Da die Bewegungsrichtung der Delta-Elektronen willkürlich vom Punkt der Ionisation ausgeht, kann dies zu Problemen beim Fitten der Teilchenbahn führen und somit die Spurrekonstruktion von Spurdetektoren negativ beeinflussen.

3.4 Transporteigenschaften von Ladungen in Gas

Im Folgenden werden die wesentlichen Effekte und Eigenschaften der Bewegung freier Ladungen durch Gase beschrieben. Die Ausführungen orientieren sich dabei an [41]. Weiterhin wird auf die anwendungsspezifische Wahl des passenden Gases eingegangen.

3.4.1 Drift und Diffusion

Ladungsträger in Gasen, die durch die Ionisation des Gases freigesetzt wurden, bewegen sich zunächst aufgrund ihrer anfänglichen Energie, bis diese in Stößen mit den umliegenden Gasatomen abgegeben wurde. Danach bewegen sie sich nur noch aufgrund der thermischen Energie. Diese sogenannte Brown'sche Bewegung hat die Diffusion einer anfänglichen Ladungswolke zur Folge. In der Präsenz eines elektrischen und magnetischen Feldes \vec{E} und \vec{B} beginnen sich die Ladungen darüber hinaus, gemäß der Lorentzkraft, zu bewegen. Für Ladungen q gilt:

$$\vec{F}_L(t) = q(\vec{E} + \vec{v}(t) \times \vec{B}). \quad (3.28)$$

Hier bezeichnet \vec{v} die Geschwindigkeit der Ladung zum Zeitpunkt t . In Bewegung stoßen die Ladungen jedoch erneut mit den Gasatomen, wodurch eine rücktreibende Kraft, abhängig von der Geschwindigkeit, $-K\vec{v}(t)$ entsteht [52]. Gleichung 3.28 wird damit zu:

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = q(\vec{E} + \vec{v}(t) \times \vec{B}) - K\vec{v}(t). \quad (3.29)$$

Ab einer gewissen Geschwindigkeit kompensiert die rücktreibende Kraft die Lorentzkraft, wodurch die Gleichung zeitunabhängig wird: $\vec{v}(t) \rightarrow \vec{v}$. Dies tritt üblicherweise nach einer deutlich größeren Zeit, als der Zeit zwischen zwei Stößen, ein: $t \gg \tau = m/K$. Gleichung 3.29 vereinfacht sich nun zu einer linearen Differentialgleichung

$$\frac{1}{\tau} \vec{v} - \frac{q}{m} (\vec{v} \times \vec{B}) = \frac{q}{m} \vec{E}, \quad (3.30)$$

deren Lösung durch die Langevin-Gleichung gegeben ist:

$$\vec{v} = \frac{\mu}{1 + \omega^2 \tau^2} \cdot \left(\vec{E} + \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B} \omega \tau + \frac{(\vec{E} \cdot \vec{B}) \vec{B}}{B^2} \omega^2 \tau^2 \right). \quad (3.31)$$

Dabei wurden die Zyklotron-Frequenz $\omega = qB/m$ und die Mobilität $\mu = q\tau/m$ eingeführt. Es können nun verschiedene Sonderfälle der Feldkonfigurationen unterschieden werden: Im Falle von parallelem elektrischen und magnetischen Feld vereinfacht sich Gleichung 3.31 zu

$$\vec{v} = \mu\vec{E}. \quad (3.32)$$

Die Driftgeschwindigkeit hängt also nur noch vom elektrischen Feld, der Ladung des driftenden Teilchens (über μ) und den Eigenschaften des Mediums ab, zeigt jedoch komplett in die Richtung des elektrischen Feldes. Das Magnetfeld hat also einen fokussierenden Effekt. Würde sich hier eine Ladung unter einem Winkel zu \vec{E} bewegen, wird seine Bewegung, aufgrund der Lorentzkraft, in Richtung von \vec{E} korrigiert.

Sind das elektrische und das magnetische Feld hingegen nicht parallel ausgerichtet, so müssen die sogenannten $\vec{E} \times \vec{B}$ -Effekte berücksichtigt werden. Dann hat \vec{v} auch Anteile in Richtung von \vec{E} und \vec{B} und darüber hinaus auch senkrecht zu diesen. Beschrieben wird dies durch den sogenannten Lorentz-Winkel zwischen \vec{E} und \vec{v} :

$$\alpha_L = \omega\tau. \quad (3.33)$$

Insbesondere kann es in gasgefüllten Detektoren immer wieder auftreten, dass bereits minimale Feldinhomogenitäten das Kriterium der Parallelität von \vec{E} und \vec{B} lokal verletzen. Dies hat lokale Abweichungen der Driftgeschwindigkeit zur Folge, die einer stetigen Überwachung und Kalibration der Felder im Inneren des Detektors erfordern.

Während sich die Ladungen durch das Medium bewegen, stoßen sie mit den Atomen des Mediums. Dies bewirkt kurzfristige Änderungen in der Bewegungsrichtung, wodurch die Ladungswolke allmählich weiter diffundiert. Die Diffusion kann durch eine Gauss'sche Verteilung beschrieben werden:

$$n(\vec{x}) = \left(\frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} \right)^3 \exp\left(-\frac{|\vec{x} - \vec{v}t|^2}{4Dt} \right). \quad (3.34)$$

Maßgeblich für die Beschreibung der Diffusion ist hier neben der Zeit t , die die Ladungswolke bereits unterwegs ist, der Diffusionskoeffizient

$$D = \frac{2\epsilon\mu}{3q}, \quad (3.35)$$

mit $[D] = \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$ und der mittleren Energie ϵ der Ladungen. Die Ausdehnung der Ladungswolke nach einer gewissen Zeit ist dann gegeben durch die Breite der Gauss'schen Verteilung:

$$\sigma^2 = 2Dt. \quad (3.36)$$

Eine untere Grenze für den Diffusionskoeffizienten ist gegeben durch die Nernst-Towensend

Beziehung für den Fall von rein thermischer Energie $\epsilon = \frac{3}{2}kT$:

$$\frac{D}{\mu} = \frac{kT}{q}. \quad (3.37)$$

Für den Betrieb gasgefüllter Detektoren ist es hilfreich die Ausdehnung der Ladungswolke nicht als Funktion der Driftdauer t , sondern der Driftstrecke z_{drift} anzugeben. Dazu kann die Diffusionskonstante $D_{\text{const}} = \sqrt{2D/v}$ eingeführt werden. Die Breite der Ladungswolke wird dann zu

$$\sigma = D_{\text{const}} \sqrt{z_{\text{drift}}}. \quad (3.38)$$

Grundsätzlich wird außerdem zwischen transversaler und longitudinaler Diffusion unterschieden (siehe dazu Abbildung 3.6). Bei der transversalen Diffusion handelt es sich um die Diffusion senkrecht zur Bewegungsrichtung, während die longitudinale Diffusion entlang der Bewegungsrichtung stattfindet.

3.4.2 Wahl des Gases

Die Zusammensetzung des Gases beeinflusst die zwei wesentlichen Funktionen als Detektionsmedium für einfallende Strahlung und Transportmedium für freie Ladungen. Meistens spielen für die Wahl des Gases experimentenspezifische Anforderungen eine Rolle, wie zum Beispiel eine Kompatibilität mit hohen Raten (Bedarf eines geringen/schnellen Ionenrückflusses und sehr guter Punktauflösung) oder der Anspruch an das Gas, nicht-korrosiv zu wirken, um überdurchschnittliches Altern des Detektors zu verhindern. Basierend auf diesem Anspruch fällt die Wahl normalerweise auf ein Edelgas, beziehungsweise ein Edelgasgemisch. Im Folgenden werden die wichtigsten Eigenschaften verschiedener Gase diskutiert. Insbesondere sollen in diesem Abschnitt dabei die Elektronen betrachtet werden.

Zunächst besteht der Anspruch nach einer ausreichend geringen Ionisationsenergie, um überhaupt in ausreichendem Maß freie Ladungen durch einfallende Teilchen oder Strahlung erzeugen zu können. Außerdem beeinflusst die Dichte des Gases die Anzahl an Ionisationen pro Wegstrecke und damit auch den Energieverlust. Hier gilt es abzuwägen, wie viel Energie tatsächlich im Detektor deponiert werden soll, um die Teilchenbahn genau genug zu vermessen, ohne sie zu sehr zu beeinflussen. Tabelle 3.1 zeigt die mittlere Ionisationsenergie für einige ausgewählte Gase und Gasgemische.

Gas	Ar	Ne	CO ₂	N ₂	Ar-CO ₂ (90-10)	Ne-CO ₂ -N ₂ (90-10-5)
W/eV	26	37	34	13	26,8	35,6

Tabelle 3.1: Mittlere Ionisationsenergie W für ausgewählte Gase und Gemische. Bei Letzteren handelt es sich um gewichtete Mittelwerte, der Penning-Effekt ist nicht berücksichtigt. Werte auf Grundlage von [47].

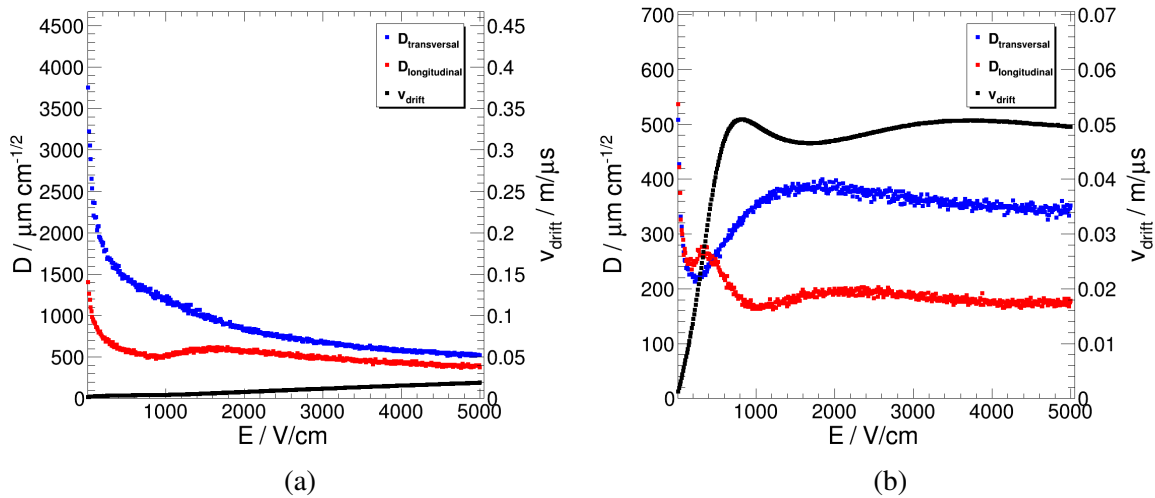


Abbildung 3.6: Diffusion und Driftgeschwindigkeit von Elektronen in Abhängigkeit des elektrischen Feldes in purem Ar (a) und in Ar-CO₂ (90-10) (b). Simulation mit Garfield++ [34].

Die Wahl zugunsten eines Gasgemischs hat einen Einfluss auf die Ionisationsenergie und kann diese unter Umständen auch erhöhen. Dennoch ist es in den meisten Fällen ratsam auf ein Gemisch zurückzugreifen. Dies wird deutlich, wenn man die Transporteigenschaften der Gase betrachtet. Typischerweise müssen die Elektronen eine gewisse Strecke durch das Gas zurücklegen, bevor sie vervielfacht und ausgelesen werden können. Diese Strecke sollen sie möglichst schnell zurück legen, um das Detektionsmedium schnellstmöglich zu verlassen und ein zeitnahes Signal an der Auslese zu erzeugen. Außerdem kann so eine Überlagerung mehrerer schnell aufeinander folgender Ereignisse zum Teil unterdrückt werden. Eine hohe Driftgeschwindigkeit ist also wünschenswert. Abbildung 3.6 zeigt die Diffusion und Driftgeschwindigkeit v_D in Argon und einem Gemisch von Argon-Kohlendioxid. Es lässt sich erkennen, dass sich, durch den Zusatz von CO₂, die Driftgeschwindigkeit für Felder bis zu einigen kV deutlich erhöht. Darüber hinaus zeigt sich der Vorteil eines Quenchers im Hinblick auf die transversale Diffusion D_{Trans} . Die Diffusion ist im Falle von Ar-CO₂ nicht nur deutlich geringer, sondern erfährt zudem auch noch ein Minimum, welches bei ähnlichen Feldern wie das Maximum in der Driftgeschwindigkeit auftritt. Dieses Verhalten von guter Durchlässigkeit von Gasen gegenüber Elektronen ist bekannt als das Ramsauer-Minimum [53] und wird gerne im Bereich der Driftstrecke ausgenutzt. Es führt zu hohen Driftgeschwindigkeiten bei geringer Diffusion, was letzten Endes die Ortsauflösung des Detektors positiv beeinflusst. Typische Driftfelder sind in der Größenordnung von einigen hundert V cm^{-1} . An dieser Stelle sei angemerkt, dass die Driftgeschwindigkeiten von Ionen in verschiedenen Gasen bisher noch nicht vollständig systematisch vermessen wurden. Insbesondere für Neon wurden hierzu jedoch systematische Studien durchgeführt [54].

Neben der Driftgeschwindigkeit und der Diffusion spielt auch noch der Elektroneneinfang eine entscheidende Rolle bei der Konfiguration des Gases und des Feldes. Der Elektroneneinfang beschreibt den Verlust von Elektronen der driftenden Ladungswolke auf dem Weg durch das

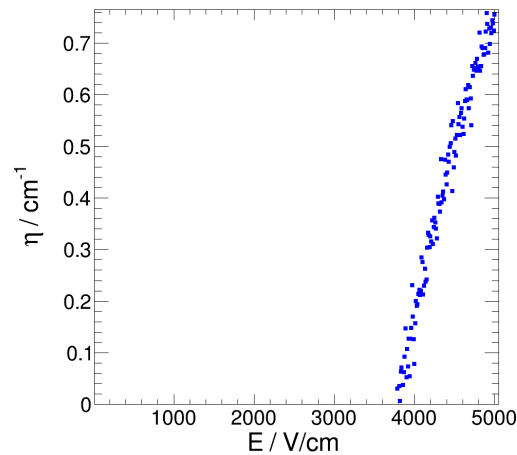


Abbildung 3.7: Elektroneneinfang in Abhängigkeit des elektrischen Feldes in Ar-CO₂ (90-10). Simulation mit Garfield++ [34].

Medium. Dabei bleibt ein Elektron an einem Atom oder Molekül des Mediums haften und bildet ein negatives Ion:



Ob dieser Effekt auftritt, hängt von der Kollisionsenergie ab. Er überwiegt für Moleküle und ist geringer für reine Nobelgase. Dementsprechend ist es wichtig Verunreinigungen des Mediums, beispielsweise durch Sauerstoff oder Wasser, möglichst zu vermeiden. Abbildung 3.7 zeigt das Verhalten des Elektroneneinfangs als Funktion des elektrischen Feldes in Ar-CO₂. Es wird deutlich, dass der Elektroneneinfang erst bei höheren Feldern eine Rolle spielt und nicht im Bereich klassischer Driftfelder.

3.5 Ladungsvervielfachung

Die Ladungsmenge einzelner Cluster ist vergleichsweise gering. Dadurch ist es kaum möglich, sie direkt nachzuweisen. Werden Ladungen, insbesondere Elektronen, jedoch ausreichend beschleunigt, so tragen sie genug Energie, um Ionisationen des Mediums, in dem sie sich befinden, zu veranlassen. Dadurch kann die Gesamtladung eines Clusters deutlich vergrößert werden. Der Faktor dieser Vergrößerung wird üblicherweise als Gain (Zuwachs) bezeichnet. Die Beschleunigung der Elektronen wird durch das Anlegen eines starken elektrischen Feldes erreicht, in welchem die Elektronen aufgrund der Lorentz-Kraft beschleunigt werden und schließlich inelastisch mit den umliegenden Gasatomen streuen. Ionen werden in der Regel aufgrund ihrer deutlich größeren Masse nicht stark genug auf Energien beschleunigt, bei denen sie ionisieren können. Dementsprechend wird im Folgenden nur von Elektronen ausgegangen.

Jedes neu ausgelöste Elektron wird selbst auch wieder beschleunigt und ist in der Lage weitere

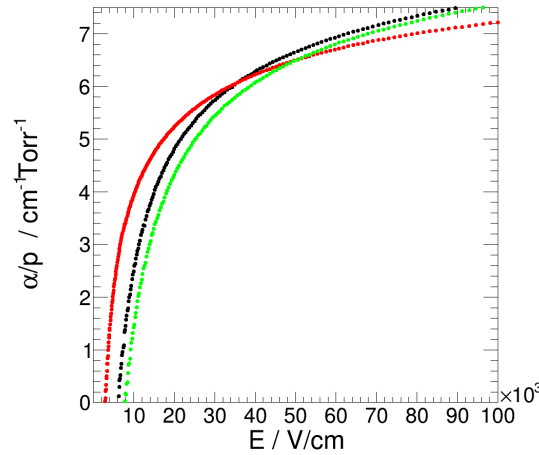


Abbildung 3.8: Townsend-Koeffizient in Abhängigkeit des elektrischen Feldes in purem Ar (schwarz), purem Ne (rot) und in Ar-CO₂ (90-10) (grün). Simulation mit Garfield++ [34].

Elektronen auszulösen. Solange sich die Elektronen in der Region des starken elektrischen Feldes befinden, bilden sie so eine Elektronenlawine aus. Der Gain hängt dabei von der Feldstärke und den Eigenschaften des Gases ab. Dies wird beschrieben durch den Townsend-Koeffizienten, der die mittlere Anzahl an Ionisationen per Weglänge beschreibt als [41]:

$$\alpha = n\sigma = \frac{1}{\lambda}. \quad (3.40)$$

Dabei bezeichnen n die Dichte des Gases, σ den Ionisations-Wirkungsquerschnitt und λ die mittlere freie Weglänge. Beispiele für den auf den Druck normalisierten Townsend-Koeffizienten finden sich in Abbildung 3.8. Es ist zunächst ein minimales Feld notwendig, bevor die driftenden Elektronen genug Energie für eine Ionisation aufgenommen haben. In den unterschiedlichen minimalen Feldern spiegelt sich die mittlere Ionisationsenergie der verschiedenen Gase wieder. Darüber hinaus kann der Einfluss der Beimischung eines Quenchers auf die Ionisationsenergie im Falle von Ar-CO₂ (90-10) beobachtet werden.

Sind zu Beginn N Elektronen vorhanden, so lässt sich der Zuwachs auf einer Strecke dx schreiben als

$$dN = N\alpha dx. \quad (3.41)$$

Durch Integration erhält man

$$N = N_0 \exp(\alpha x), \quad (3.42)$$

wobei N_0 die anfängliche Anzahl an Elektronen bezeichnet. Daraus lässt sich dann der mittlere

Gain bestimmen zu

$$G = \frac{N}{N_0} = \exp(\alpha x). \quad (3.43)$$

Allerdings handelt es sich hierbei um einen Mittelwert; Die Ladungsvervielfachung selbst ist ein statistischer Prozess. Die tatsächliche Verteilung der Ladungsvervielfachung kann in Näherung durch eine Polya-Verteilung beschrieben werden [55]:

$$P(A) = \left(\frac{A(1 + \theta)}{\langle A \rangle} \right)^\theta \exp\left(\frac{-A(1 + \theta)}{\langle A \rangle} \right). \quad (3.44)$$

Hier bezeichnet A den Multiplikationsfaktor und $\langle A \rangle = G$ den Mittelwert, beziehungsweise den durchschnittlich im Detektor gemessenen Gain. Weiterhin ist die Verteilung charakterisiert durch den Parameter θ , der den Anteil der Elektronen mit einer Energie über der Ionisationschwelle beschreibt. Dementsprechend gilt $0 < \theta < 1$. Für die Varianz der Polya-Verteilung kann gezeigt werden, dass

$$\left(\frac{\sigma_A}{G} \right)^2 = \frac{1}{G} + \frac{1}{1 + \theta} \quad (3.45)$$

$$= \frac{1}{G} + b. \quad (3.46)$$

Für ausreichend großen Gain vereinfacht sich dies zu

$$\left(\frac{\sigma_A}{G} \right)^2 \approx b, \quad (3.47)$$

wobei dann realistischerweise $b \approx 0,5$ angenommen werden kann. Weitere Werte für b finden sich in [55]. Bei kleineren Verstärkungen geht die Polya-Verteilung über in eine Exponential-Verteilung, für die die Breite ansteigt. Deutlich wird dies auch in Abbildung 3.9, anhand der Beispiele der Ladungsmultiplikation beziehungsweise des Gains, für verschiedene durchschnittliche Verstärkungen. Dementsprechend unterliegt eine höhere Verstärkung geringeren, relativen Schwankungen, was sich wiederum positiv auf die Energieauflösung auswirkt.

Während der Townsend-Koeffizient α nun mit steigendem Feld anwächst und sich die Ladungsvervielfachung dementsprechend erhöht, ist es dennoch nicht möglich, beliebig große Verstärkungen zu erreichen. Das sogenannte Raether-Limit [56] bezeichnet die Schwelle, ab der die Anzahl freier Ladungen pro Wegstrecke x zu groß wird, so dass ein stabiler Betrieb nicht länger möglich ist. Es ist ungefähr bestimmt zu:

$$\alpha x < 20. \quad (3.48)$$

Der Einsatz von mehreren hintereinander geschalteten Verstärkungsstufen, zwischen denen die Ladungen diffundieren, kann hilfreich sein, um eine höhere Gesamtverstärkung bei gleichzeitig stabilem Betrieb zu erreichen (vergleiche dazu auch Kapitel 5).

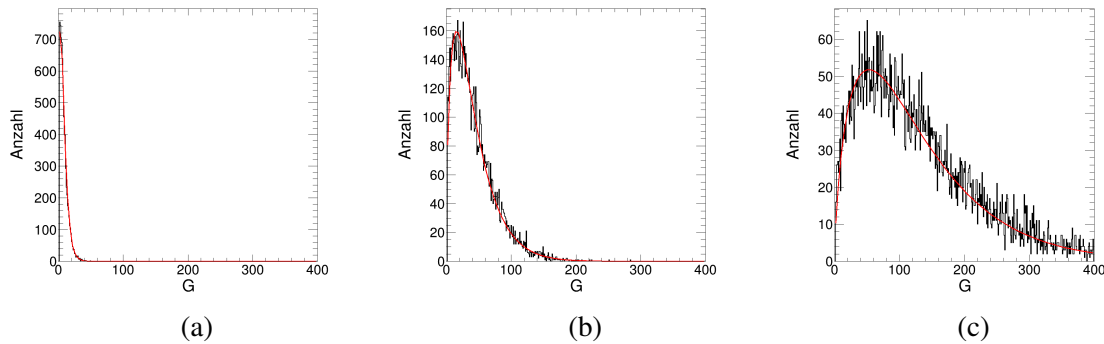


Abbildung 3.9: Simulation einer (St)-GEM (siehe dazu Kapitel 4) mit Garfield++ [34] in Ar-CO₂ (90-10): Verteilung der Verstärkung einzelner Elektronen für eine mittlere Verstärkung von $\langle A \rangle = 6,7$ mit $b = 1,1$ in (a), $\langle A \rangle = 42$ mit $b = 0,67$ in (b) und $\langle A \rangle = 130$ mit $b = 0,6$ in (c).

Wie bereits angedeutet kann für Nobelgase angenommen werden, dass der Gain G proportional zum Townsend-Koeffizient α ist, welcher wiederum proportional zur Stärke des anliegenden elektrischen Feldes E ist. Der genaue Zusammenhang kann durch die sogenannte Diethorn-Formel beschrieben werden [41, 57]. Bei deren Betrachtung wird deutlich, dass der Gain zudem von der Dichte des Mediums abhängt:

$$dG \propto -d\rho. \quad (3.49)$$

Damit lassen sich auch Vorhersagen über die Druck- beziehungsweise Temperaturabhängigkeit treffen: Mit steigendem Druck steigt auch die Dichte des Mediums, als Resultat fällt der Gain ab. Steigt die Temperatur, so verringert sich die Dichte des Mediums und der Gain steigt.

3.6 Energieauflösung gasgefüllter Detektoren

Die Energieauflösung gasgefüllter Detektoren wird bestimmt durch Schwankungen der Energiedeposition des einfallenden Teilchens, möglichen Verlusten im Detektor, sowie Schwankungen des Gains. Die Ausführungen in diesem Abschnitt folgen [58]. Im Folgenden wird von einer festen Energiedeposition ausgegangen, wie es beispielsweise für die Photoabsorption der Fall ist.

Die Anzahl der bei der Ionisation erzeugten freien Elektronen N_0 wird durch die deponierte Energie E_0 und die mediumsabhängige mittlere Ionisationsenergie W bestimmt:

$$N_0 = \frac{E_0}{W}. \quad (3.50)$$

Die Anzahl an Elektronen ist also ein direktes Maß für die deponierte Energie. Nimmt man zunächst eine Poisson-Verteilung mit N_0 als Mittelwert für die Fluktuation der Anzahl an

freien Elektronen an, so ergibt sich mit der Breite $\sqrt{N_0}$ der Poisson-Verteilung die zugehörige Auflösung zu

$$R = \frac{\sqrt{N_0}}{N_0} = \frac{1}{\sqrt{N_0}}. \quad (3.51)$$

Die Formation der Ladungswolke nach der Ionisation unterliegt jedoch nicht nur diesen rein statistischen Schwankungen. Tatsächlich sind die für die Entstehung der Ladungswolke notwendigen Prozesse nicht statistisch unabhängig, so dass nicht weiter eine reine Poisson-Verteilung angenommen werden kann. Die Auflösung R muss demzufolge korrigiert werden. Dies geschieht durch die Einführung des sogenannten Fano-Faktors F [59, 60]. Der Fano-Faktor beschreibt die Modifikation der Breite σ der zugrunde liegenden Verteilung gegenüber der zuvor angenommenen Poisson-Verteilung:

$$\sigma^2 = FN_0. \quad (3.52)$$

Damit bestimmt sich nun die Auflösung zu

$$R = \frac{\sqrt{F}}{\sqrt{N_0}}. \quad (3.53)$$

Der Gain selbst unterliegt ebenfalls statistischen Fluktuationen. Als Mittelwert für den Gain aller einzelner Elektronen findet sich nach Abschnitt (3.5):

$$G = \frac{1}{N_0} \sum_{i=1}^{N_0} G_i. \quad (3.54)$$

Dabei fluktuiert der Gain des i -ten Elektrons gemäß der zugrunde liegenden Polya-Verteilung um σ_{G_i} . Für einen konstanten mittleren Gain, also durchweg gleiche G_i , sind auch die σ_{G_i} für alle i gleich, was sich im Folgenden auf die Berechnung der Schwankung des Gains auswirkt. Diese kann mittels Fehlerfortpflanzung berechnet werden:

$$\sigma_G^2 = \left(\frac{1}{N_0}\right)^2 \sum_{i=1}^{N_0} \sigma_{G_i}^2 = \frac{1}{N_0^2} N_0 \sigma_{G_i}^2 \quad (3.55)$$

$$= \frac{1}{N_0} \sigma_{G_i}^2. \quad (3.56)$$

Zu beachten gilt hier, dass die Auflösung der Summe tatsächlich nur für einen konstanten Gain und dementsprechend gleiche σ_{G_i} möglich ist. So lässt sich schließlich mit Gleichung 3.47 für

ausreichend großen Gain die Energieauflösung schreiben als:

$$(R')^2 = \left(\frac{\sqrt{F}}{\sqrt{N_0}} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_G}{G} \right)^2 \quad (3.57)$$

$$= \frac{1}{N_0} F + \frac{1}{N_0} \frac{\sigma_{G_i}^2}{G^2} \quad (3.58)$$

$$= \frac{1}{N_0} \left(F + \frac{\sigma_{G_i}^2}{G^2} \right), \quad (3.59)$$

beziehungsweise

$$R' = \sqrt{\frac{1}{N_0} \left(F + \frac{\sigma_{G_i}^2}{G^2} \right)} \quad (3.60)$$

$$= \sqrt{\frac{1}{N_0} (F + b)}. \quad (3.61)$$

Abschließend kann noch ein Korrekturterm f für elektronisches Rauschen hinzugefügt werden:

$$R_{\text{tot}} = \sqrt{\frac{1}{N_0} (F + b) + f}. \quad (3.62)$$

Die Energieauflösung ist somit nur noch durch die Anzahl an Elektronen aus der Ionisation bestimmt. Das Gewicht der einzelnen Beiträge wird durch Abbildung 3.10 verdeutlicht.

3.7 Das ^{55}Fe Spektrum in Argon

Für die Charakterisierung gasgefüllter Detektoren wird oftmals eine Quelle ionisierender Strahlung benötigt, deren Eigenschaften wohldefiniert und bekannt sind. Außerdem ist es von Vorteil, wenn die Strahlung komplett im Detektor deponiert wird, um einen festen Referenzwert für die Energiemessung zu haben. Dazu eignet sich insbesondere eine Photonenquelle, welche Photonen bei nicht zu hohen Energien aussendet, die bereits nach einer relativ kurzen freien Weglänge konvertieren. Ein Maß hierfür ist die Absorptionslänge λ . Diese ergibt sich aus dem Lambert-Beer'schen Gesetz [55] für den Abfall der Intensität beim Durchgang durch ein Medium

$$I(z) = I_0 \exp(-\alpha z) \quad (3.63)$$

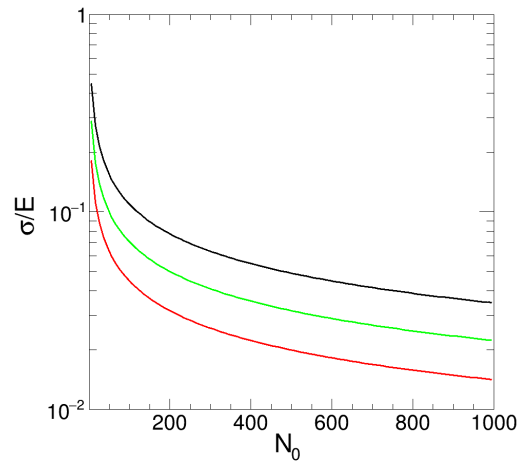


Abbildung 3.10: Totale Energieauflösung (schwarz) und die Einzelbeiträge durch die Gainschwankungen für einzelne Elektronen (grün) und die Schwankung der Elektronen nach der Ionisation (rot). Anteile berechnet gemäß Gleichung 3.61 mit $b = 0,5$ und $F = 0,2$.

mit dem Absorptionskoeffizienten α als

$$\lambda = 1/\alpha. \quad (3.64)$$

Betrachtet man die Absorptionslänge für Photonen in Abhängigkeit von der Energie (vergleiche Abbildung 3.11), so lassen sich Kanten im Absorptionsspektrum erkennen, welche auf die Schalen der Atome zurückgeführt werden können. Im Folgenden soll insbesondere auf Argon als aktives Detektionsmedium eingegangen werden, da dies im Laufe dieser Arbeit in verschiedenen Mischungsverhältnissen mit Quencher verwendet wurde.

Betrachtet man die Absorptionslänge in Argon (vergleiche Abbildung 3.11) wird deutlich, dass diese hinter der Kante bei $\sim 3,2$ keV noch einmal sehr gering wird. Dies kann genutzt werden, um Detektoren, auch mit kleinerem Driftvolumen, erfolgreich zu testen. Als Quelle eignet sich hier ^{55}Fe beziehungsweise ^{55}Mn , welches Photonen in diesem Energiebereich abgibt. Die Halbwertszeit von ^{55}Fe beträgt 2,73 a. Es zerfällt durch Elektroneneinfang in einen angeregten Zustand von ^{55}Mn , welcher sich schließlich unter Aussendung eines Photons abregt:



Die möglichen Energien des Photons und die zugehörigen relativen Häufigkeiten sind in Tabelle 3.2 aufgelistet. Da die K_{α_1} - und K_{α_2} -Linien sehr nah beieinander liegen, können sie als eine überlagerte Linie K_{α} betrachtet werden. Die zugehörige Energie beträgt $E_{\alpha} = 5,895$ keV.

Für die K_{α} - und K_{β} -Linie überwiegt, wie man Abbildung 3.2 entnehmen kann, der photoelektrische Effekt. Aus Abbildung 3.11 lässt sich die Absorptionslänge in purem Argon zu

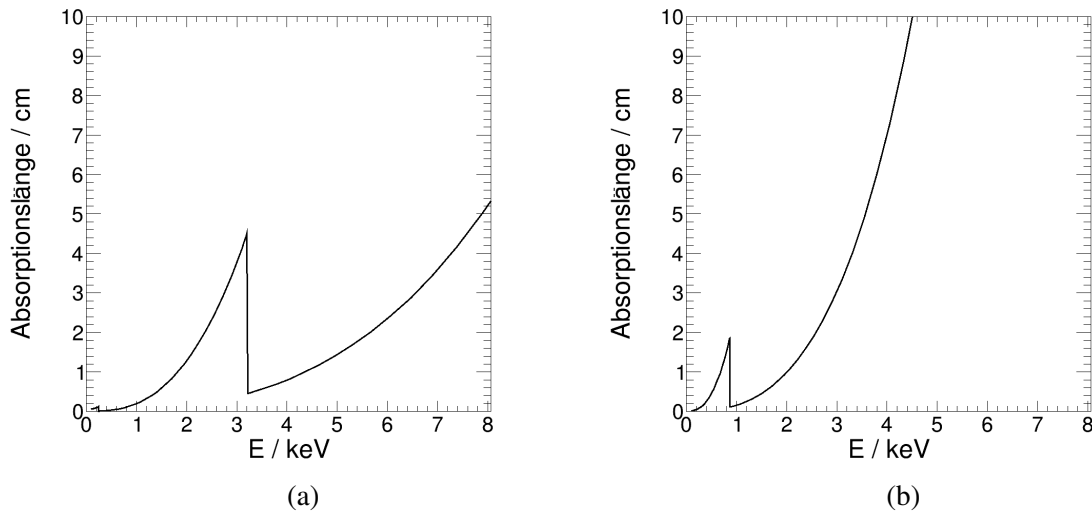


Abbildung 3.11: Absorptionslänge als Funktion der Photonenergie in purem Ar (a) und in purem Ne (b) bei Umgebungsdruck und -temperatur. Die sichtbaren Kanten ergeben sich aus der Besetzung der Atome. Daten aus [61].

Linie	K_{α_1}	K_{α_2}	K_{α}	K_{β}
Relative Häufigkeit	1,0	0,5	1,5	0,17
Energie / keV	5,89875	5,88765	5,89533	6,49045

Tabelle 3.2: Emissionslinien von $^{55}\text{Mn}^*$. Eine relative Häufigkeit von 1 wird der stärksten Linie zugeordnet. K_{α_1} und K_{α_2} können kombiniert werden zu einer K_{α} -Linie. Daten aus [62].

$\lambda_{K_{\alpha}} = 2,08 \text{ cm}$ beziehungsweise $\lambda_{K_{\beta}} = 2,70 \text{ cm}$ bestimmen. Wie dort ebenfalls zu erkennen ist, ist die Absorptionslänge in Neon für diese Energien bereits deutlich höher.

Die Bestimmung der Energiedeposition in Argon erfolgt unter der Betrachtung der Schalenstruktur von Argon. Eine vollständige Darstellung der Formierung des ^{55}Fe -Spektrums in Argon findet sich gegen Ende dieses Kapitels (siehe Gleichung 3.66). Argon verfügt über 18 Elektronen, welche die K-, L-, und teilweise die M-Schale füllen. Die zugehörigen Bindungsenergien sind in Tabelle 3.3 angegeben. Ein einfallendes Photon überträgt nun seine gesamte Energie, abzüglich der Bindungsenergie, an das Photo-Elektron. Für die L- und M-Schalen bedeutet dies aufgrund der geringen Bindungsenergie, dass das Elektron beinahe die gesamte Energie des Photons erhält. Allerdings ist der Wirkungsquerschnitt für einen solchen Prozess vergleichsweise klein, so dass dies nur in 11% der Fälle passiert [62]. Deutlich wahrscheinlicher ist hingegen das Auslösen eines Elektrons aus der K-Schale (89%). Photo-Elektronen aus der K-Schale besitzen eine Energie von 2,689 keV (K_{α}) beziehungsweise 3,285 keV (K_{β}).

Der frei gewordene Platz in der K-Schale wird nun durch Fluoreszenz von einem Elektron aus einer der höher liegenden Schalen wieder gefüllt. Die Übergangswahrscheinlichkeiten zwischen den einzelnen Schalen sind in Tabelle 3.4 gegeben. Dabei überwiegen die Über-

Schale	K1s	L ₁ 2s	L ₂ 2p _{1/2}	L ₃ 2p _{3/2}	M ₁ 3s	M ₂ 3p _{1/2}	M ₃ 3p _{3/2}
Energie / keV	3,2059	0,3263	0,2506	0,2484	0,0293	0,0159	0,0157

Tabelle 3.3: Bindungsenergien der verschiedenen Schalen in Ar. Daten aus [62].

gänge ausgehend von den L-Schalen. Die dabei freiwerdende Energie von durchschnittlich 2,9568 keV wird in 13,5 % der Fälle [61] in Form eines Photons ausgesandt, welches den Ort der Ionisation verlassen und sich ein Stück weit durch das Gas bewegen kann. Man spricht hier von sogenannten 'Escape-Photonen'. Die mittlere Absorptionslänge für Photonen dieser Energie in Argon beträgt etwa 3,5 cm (vergleiche Abbildung 3.11), bevor sie ebenfalls konvertieren. Je nach Detektor und Auslese können diese Konversionen aber nicht mehr mit dem eigentlichen Ionisationsereignis in Verbindung gebracht werden. Detektiert wird hier die Energie aus der ersten Ionisation plus der Energie eines zusätzlichen Auger-Elektrons aus der M-Schale, welches das verbleibende Loch in der L-Schale füllt. Die zusätzliche Energie des Auger-Elektrons beträgt 0,203 keV. Damit betragen die Gesamtenergien der K_α-Escape-Linie 2,892 keV und der K_β-Escape-Linie 3,488 keV.

Linie	Übergang	Energie / keV	Relative Intensität
K _{α₁}	L ₃ → K	2,9575	7,3
K _{α₂}	L ₂ → K	2,9553	3,6
K _{β₁}	M ₃ → K	3,1902	0,58
K _{β₃}	M ₂ → K	3,1900	0,30

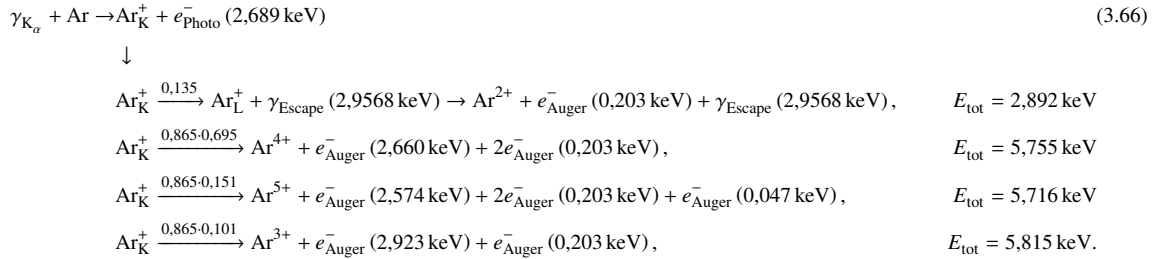
Tabelle 3.4: Fluoreszenzlinien in Argon für ein Loch in der K-Schale. Daten aus [62]

Anstelle der Aussendung eines Photons, kann das Loch in der K-Schale auch durch eine Auger-Lawine gefüllt werden. Dies geschieht in 86,5 % der Fälle [61]. Dabei werden mehrere zusätzliche Elektronen frei, die schließlich den größten Teil der Energie des anfänglichen Photons tragen. Die drei am stärksten ausgeprägten Auger-Linien entstehen durch die folgenden Endzustände [63, 64]:

1. Mit 69,5 % Wahrscheinlichkeit und einer Gesamtenergie von 3,066 keV:
 $\text{Ar}^{4+} + e_{\text{Auger}}^- (2,660 \text{ keV}) + 2e_{\text{Auger}}^- (0,203 \text{ keV}).$
2. Mit 15,1 % Wahrscheinlichkeit und einer Gesamtenergie von 3,027 keV:
 $\text{Ar}^{5+} + e_{\text{Auger}}^- (2,574 \text{ keV}) + 2e_{\text{Auger}}^- (0,203 \text{ keV}) + e_{\text{Auger}}^- (0,047 \text{ keV}).$
3. Mit 10,1 % Wahrscheinlichkeit und einer Gesamtenergie von 3,126 keV:
 $\text{Ar}^{3+} + e_{\text{Auger}}^- (2,923 \text{ keV}) + e_{\text{Auger}}^- (0,203 \text{ keV}).$

Zu diesen Endzuständen addiert sich noch die Energie des ersten ausgelösten Photo-Elektrons. Man spricht hier von der sogenannten Photo-Linie. Es ergibt sich demnach ein Spektrum von je drei Photo- und einer Escape-Linie, sowohl für K_α als auch für K_β, bei denen die Photo-Linien zu einer einzigen Linie zusammengefasst werden können. Die endgültigen Energien der

verschiedenen Linien finden sich in Tabelle 3.5. Für den Fall eines einfallenden K_α -Photons ist im Folgenden die Entstehung des Spektrums noch einmal knapp verdeutlicht:



Linie	Energie / keV	Intensitätsanteile	Relative Intensität
K_α -Photo-Linie 1	5,755 keV	$0,695 \cdot 0,865 \cdot 0,898$	0,540
K_α -Photo-Linie 2	5,716 keV	$0,151 \cdot 0,865 \cdot 0,898$	0,117
K_α -Photo-Linie 3	5,815 keV	$0,101 \cdot 0,865 \cdot 0,898$	0,078
K_α-Photo-Linie	5,755 keV	$0,865 \cdot 0,898$	0,777
K_α-Escape-Linie	2,892 keV	$0,135 \cdot 0,898$	0,121
K_β -Photo-Linie 1	6,351 keV	$0,695 \cdot 0,865 \cdot 0,102$	0,061
K_β -Photo-Linie 2	6,312 keV	$0,151 \cdot 0,865 \cdot 0,102$	0,013
K_β -Photo-Linie 3	6,411 keV	$0,101 \cdot 0,865 \cdot 0,102$	0,009
K_β-Photo-Linie	6,351 keV	$0,865 \cdot 0,102$	0,088
K_β-Escape-Linie	3,488 keV	$0,135 \cdot 0,102$	0,014

Tabelle 3.5: Energien und relative Intensitäten der Linien des ^{55}Fe -Spektrum in Argon. Die Photo-Linien können jeweils zu einer Linie zusammengefasst werden. Die Intensität setzt sich zusammen aus der Intensität der K_α - und K_β -Photonen (0,898 und 0,102), den Intensitäten für Escape- und Photo-Linie (0,865 und 0,135), und den Intensitäten der verschiedenen Auger-Linien. Es ist zu berücksichtigen, dass für die einzelnen Photo-Linien nur die drei Auger-Linien mit der höchsten Intensität betrachtet werden; Die relativen Intensitäten addieren sich dementsprechend nicht zu Eins. Die experimentell beobachtbaren Linien, Energien und Intensitäten sind hervorgehoben.

3.8 Die Funktionsweise einer Zeitprojektionskammer

In diesem Kapitel wird das Konzept einer Zeitprojektionskammer (englisch: Time Projection Chamber, TPC) vorgestellt. Dabei handelt es sich um eine spezielle Art eines gasgefüllten Detektors, der insbesondere für die Spurrekonstruktion und dE/dx -Bestimmung konzipiert ist. Die Idee für die TPC stammt von D. Nygren [65] aus dem Jahr 1976, als eine Weiterentwicklung klassischer Driftkammern [66]. Heute sind Zeitprojektionskammern in vielen Experimenten vertreten, darunter ALEPH [67], ALICE [33], und zukünftig auch am CB/TAPS-Experiment an ELSA in Bonn.

Eine schematische Darstellung einer TPC findet sich in Abbildung 3.12. Typisch für einen gasgefüllten Detektor umfasst die TPC ein zylindrisches Volumen, welches längs der Hauptachse eine ebenfalls zylindrische Aussparung für Strahlführung oder Target aufweisen kann. Das sensitive Medium im Inneren einer TPC ist meistens ein Gasgemisch, kann aber auch verflüssigtes Gas sein. Kathode und Anode befinden sich an den Endkappen der Kammer und formen somit einen Kondensator. Die an der Kathode angelegte Spannung definiert schließlich das Driftfeld im Inneren. Entlang des Zylindermantels werden üblicherweise Feldstreifen angebracht, um das Driftfeld homogen zu halten.

Durchquert nun ein ionisierendes Teilchen die TPC, so wird das sensitive Medium ionisiert und freie Elektronen und Ionen entstehen entlang der Flugbahn des Teilchens. Nun driften die Elektronen in der Gegenwart des elektrischen Feldes, zur Anode und die Ionen zur Kathode. Während die Ionen an der Kathode neutralisiert werden, treffen die Elektronen auf die Anode, so dass eine Projektion der Teilchenbahn detektiert wird. Um die Teilchenbahn nun vollständig rekonstruieren zu können, wird die Driftgeschwindigkeit v_D der Elektronen abhängig vom Medium und dem angelegten Driftfeld vorausgesetzt. Neben den in der Projektion enthaltenen x - und y -Komponenten kann die verbleibende z -Komponente errechnet werden als

$$z = v_D \cdot t_D, \quad (3.67)$$

wobei t_D die Driftzeit der Elektronen, also der Zeitunterschied zwischen dem Ereignisbeginn (normalerweise gegeben durch einen externen Trigger) und der Ankunft der Elektronen an der Anode ist. Da die in der Ionisation freiwerdenden Elektronen nicht zahlreich genug sind, um ohne weiteres direkt detektiert und ausgelesen zu werden, wird üblicherweise direkt vor der Anode eine Vervielfältigung der Elektronen vorgenommen. Die dafür genutzten Gas Electron Multiplier werden im folgenden Kapitel 4 vorgestellt.

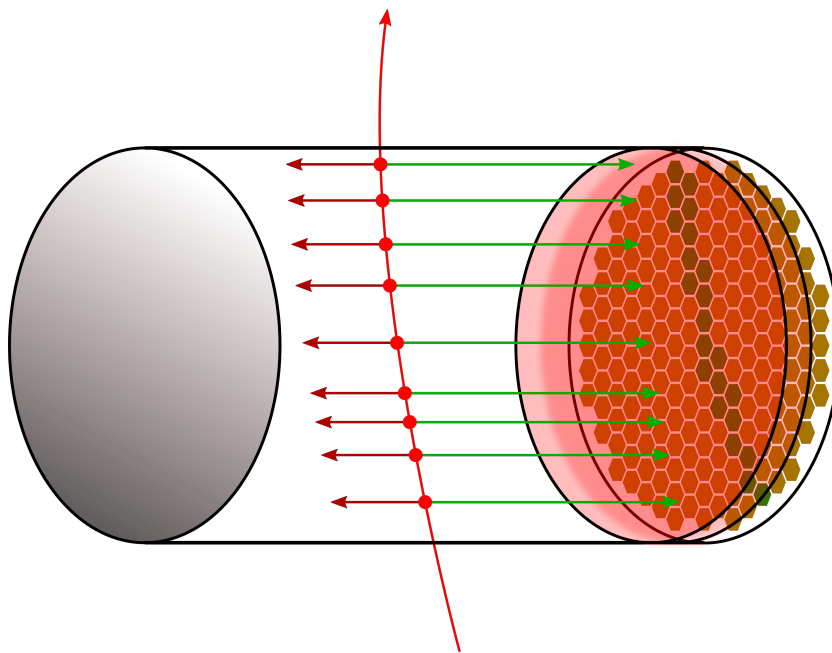


Abbildung 3.12: Funktionsprinzip einer TPC: Ein geladenes Teilchen ionisiert entlang seines Weges (rot) das Gas im inneren der TPC. Mittels eines elektrischen Feldes zwischen den Endkappen werden die Elektronen (grün) in Richtung der (segmentierten) Anode transportiert, wo sie mutipliziert und ausgelesen werden können. Die Ionen (dunkelrot) bewegen sich in Richtung der Kathode, wo sie neutralisiert werden.

Gas Electron Multiplier

Das Konzept des Gas Electron Multiplier (GEM) wurde 1997 von Fabio Sauli als eine Alternative zu den bis dato genutzten Micro-Wire-Proportional-Chambers vorgestellt [6]. Insbesondere bietet diese Art von Mikrostruktur-Technologie ausreichend hohe Ladungsvervielfachung, eine zufriedenstellende Energie- und Ortsauflösung, sowie eine gute Stabilität, auch bei hohen Ereignisraten, was sie besonders für moderne Experimente der Kern- und Teilchenphysik, wie beispielsweise ALICE am CERN [68], attraktiv macht. In diesem Kapitel sollen GEM-Folien in der Anwendung in gasgefüllten Detektoren vorgestellt werden. Außerdem erfolgt eine Definition der charakteristischen Eigenschaften, die in den folgenden Kapiteln 5, 6, 7 ausführlich untersucht werden.

4.1 Herstellung und Funktionsweise von GEM-Folien

GEM-Folien basieren auf der in Kapitel 3 vorgestellten Methode zur Ladungsvervielfachung durch die Beschleunigung von Elektronen in hohen elektrischen Feldern. Diese benötigten Felder werden in den Löchern einer Polyimidfolie erzeugt. Dazu wird die Folie in einem lithographischen Verfahren [6, 69] beidseitig mit Kupfer beschichtet, so dass zwei durch das Polyimid voneinander getrennte Schichten entstehen, in die anschließend in einem regelmäßigen, hexagonalen Muster Löcher geätzt werden. Zur Veranschaulichung ist in Abbildung 4.1 eine $10 \times 10 \text{ cm}^2$ GEM mit zusätzlicher Vergrößerung dargestellt, bei der das hexagonale Lochmuster zu erkennen ist. Darüber hinaus können GEM-Folien in den verschiedensten Größen bis zu $50 \times 200 \text{ cm}^2$ und Formen hergestellt werden, beispielsweise trapezförmig für das Upgrade der ALICE-Zeitprojektionskammer [70] oder rund für den Prototypen der TPC für das PANDA-Experiment [32]. Die Geometrie der GEM-Folien ist durch folgende Parameter bestimmt:

- Dicke $d = 60 \text{ }\mu\text{m}$: Die Dicke der Polyimidfolie ist in der Regel auf $50 \text{ }\mu\text{m}$ festgelegt. Dazu kommt die Dicke der Kupferschicht von je $5 \text{ }\mu\text{m}$ zu beiden Seiten, die produktionsbedingt

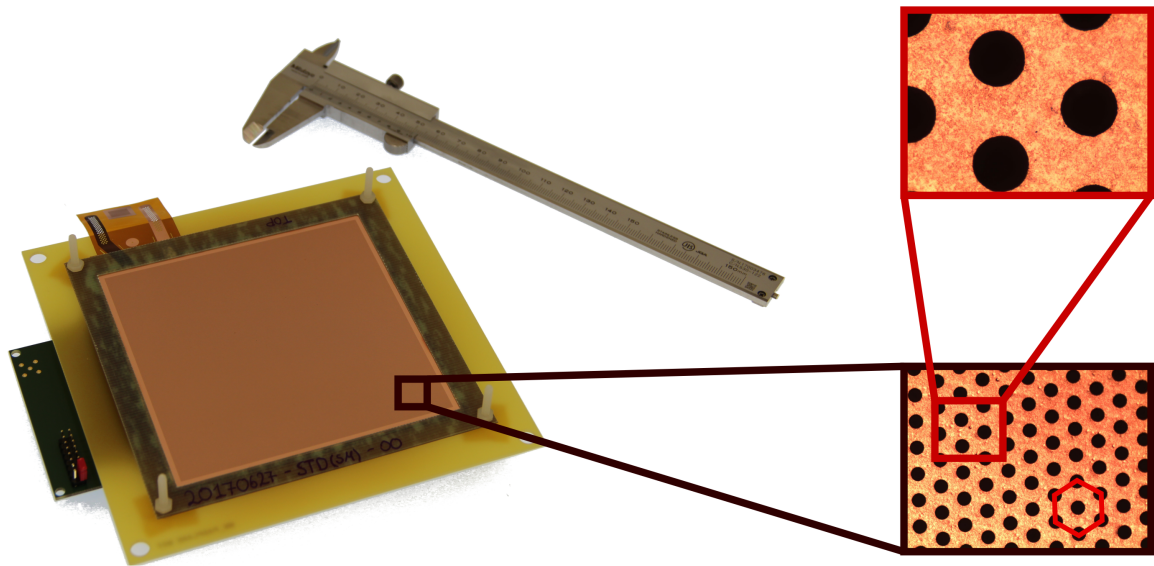


Abbildung 4.1: Gerahmte, $10 \times 10 \text{ cm}^2$ große GEM-Folie, montiert auf ein PCB zur Ladungsauslese. Die vergrößerten Ansichten verdeutlichen die hexagonale Anordnung der Löcher (rot markiert) und die Rundheit der einzelnen Löcher.

selbst beidseitig mit einer Lage Chrom von der Dicke einiger Atomschichten versehen ist.

- Pitch P : Der Abstand zwischen zwei direkt benachbarten Löchern kann variabel gewählt werden. Es haben sich allerdings einige Standardmaße etabliert. Durch die hexagonale Anordnung der Löcher sind alle direkten Nachbarn gleich weit entfernt.
- Äußerer Lochdurchmesser $D_{\text{au\ss}en}$: In der Regel $70 \mu\text{m}$ oder $60 \mu\text{m}$.
- Innerer Lochdurchmesser D_{innen} : In der Regel $50 \mu\text{m}$ oder $40 \mu\text{m}$.

Für eine genaue Definition der Parameter sei auch auf Abbildung 4.2 verwiesen. Mit der Zeit haben sich verschiedene Geometrien durchgesetzt; Ein Überblick ist in Tabelle 4.1 gegeben. Grundsätzlich sind auch nicht alle Parameter frei variierbar. So muss für einen Pitch kleiner als $100 \mu\text{m}$ der innere und äußere Lochdurchmesser gleichermaßen reduziert werden, um die Stabilität der gesamten Folie zu gewährleisten. Überdies ist die Gesamtgröße der Folien nicht für alle Parametersätze frei skalierbar. Durch das Anlegen einer Spannungsdifferenz in der Größenordnung von einigen hundert Volt zwischen den beiden Aussenseiten der GEM, entstehen innerhalb der Löcher starke elektrische Felder bis zu 100 kV cm^{-1} . Für ein einzelnes Elektron, das in ein Loch gelangt, können so je nach Spannung bis zu $\mathcal{O}(1000)$ weitere Elektron-Ion-Paare erzeugt werden.

Die Wahl der exakten Geometrie hat nicht nur Auswirkungen auf die optische Transparenz, sondern auch auf die elektrostatische Konfiguration der GEM-Folien. Freie Ladungen, die durch den Durchgang ionisierender Strahlung in der Driftregion erzeugt wurden, werden durch

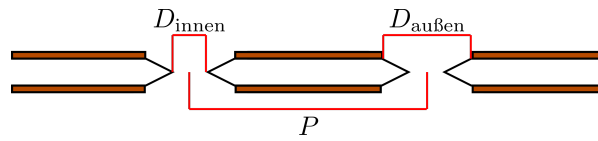


Abbildung 4.2: Definition der geometrischen Parameter von GEM-Folien: Pitch P , äußerer Lochdurchmesser $D_{\text{außen}}$ und innerer Lochdurchmesser D_{innen} .

	(St)	(SP)	(MP)	(LP)
$P / \mu\text{m}$	140	90	200	280
$D_{\text{außen}} / \mu\text{m}$	70	60	70	70
$D_{\text{innen}} / \mu\text{m}$	50	40	50	50

Tabelle 4.1: Parameter Pitch (P), äußerer ($D_{\text{außen}}$) und innerer Lochdurchmesser (D_{innen}) der gebräuchlichsten GEM-Geometrien: Standard (St), Small Pitch (SP), Medium Pitch (MP) und Large Pitch (LP).

ein elektrisches Feld in Richtung der Auslese transportiert. Die Homogenität des Feldes spielt dabei für die Ortsauflösung des Detektors eine Rolle. In der Nähe der GEM gilt diese Homogenität jedoch nicht mehr; Die Feldlinien sind hier nicht länger parallel, sondern gekrümmt. Veranschaulicht ist dies in Abbildung 4.3. Ein gewisser Anteil der Elektronen kann demzufolge in das Loch gelangen und Vervielfachung erfahren. Durch das Anlegen eines Feldes zwischen der Unterseite der GEM und der Auslese oder einer weiteren Verstärkungsstufe, kann eine Extraktion der Ladungen aus dem GEM-Loch erzwungen werden. Eine Simulation der Vervielfachung eines einzelnen Elektrons beim Durchgang durch ein GEM-Loch ist in Abbildung 4.4 dargestellt. Es lässt sich erkennen, dass die Vervielfachung insbesondere im unteren Teil des Loches stattfindet. Darüber hinaus unterliegen Elektronen, wie bereits in Kapitel 3 beschrieben, deutlich stärker der Diffusion als Ionen. Dies hat zur Folge, dass Ionen streng den Feldlinien folgen, weshalb viele von ihnen an der GEM-Oberseite neutralisiert werden. Sowohl die Wahl der Geometrie, als auch der elektrischen Feldkonfiguration haben einen Einfluss auf den Transfer von Ladungen durch GEM-Folien, welche eingehender im nächsten Abschnitt diskutiert werden.

4.2 Vorteile mehrerer Verstärkungsstufen

Wie bereits angedeutet kann der Einsatz mehrerer Verstärkungsstufen beziehungsweise GEM-Folien dazu beitragen, die Stabilität und die Leistung des Detektors zu verbessern. Neben den Möglichkeiten zur Unterdrückung des Ionenrückflusses (vergleiche Kapitel 5) ist insbesondere auch der Betrieb des Detektors bei sehr hohen Verstärkungen interessant. Üblicherweise bildet das Raether-Limit (vergleiche Kapitel 3) eine natürliche Schwelle für den maximal erreichbaren Gain innerhalb einer Verstärkungsstufe. Durch den Einsatz mehrerer GEM-Folien hintereinander wird allerdings die Tatsache ausgenutzt, dass die Elektronen auf der Strecke

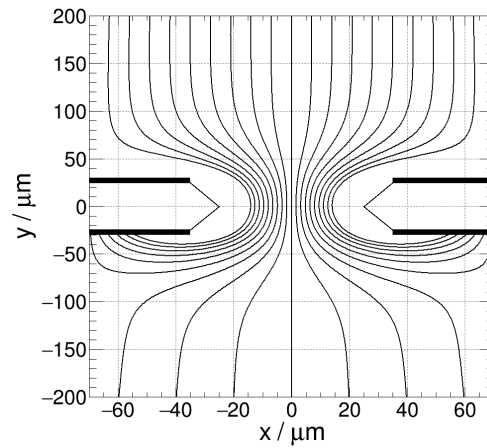


Abbildung 4.3: Feldlinien ausgehend von der Kathode in einem Loch einer St-GEM. Das Feld oberhalb der GEM beträgt 400 V cm^{-1} , unterhalb 0 V cm^{-1} .

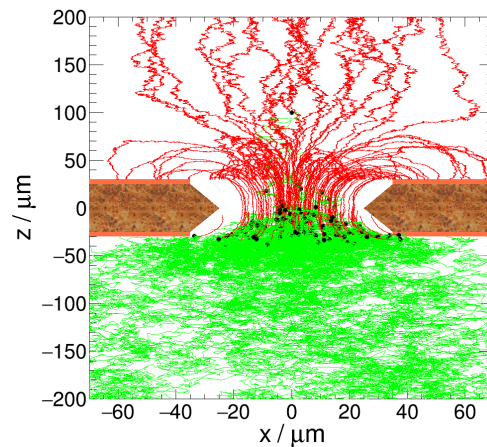


Abbildung 4.4: Simulation in **Garfield++** (siehe Kapitel 5) für die Verfielfachung eines einzelnen, einfallenden Elektrons in einem GEM-Loch: Elektronen-Wege (grün), Ionen-Wege (rot), Ionisationsorte (schwarze Punkte). Dargestellt sind alle Teilchenbahnen und Ionisationsorte, projiziert entlang y .

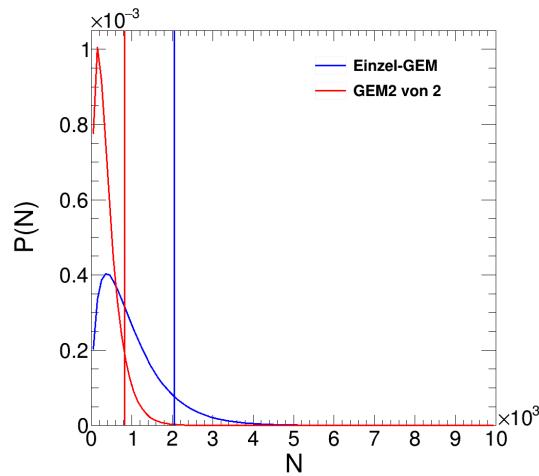


Abbildung 4.5: Wahrscheinlichkeitsverteilung für die Anzahl an Ladungen in einem Loch einer einzelnen GEM-Folie und in einem Loch der zweiten GEM-Folie in einem Stapel. In beidem Fällen ist der Gesamtgain auf 1000 festgelegt. Die Diffusion sorgt für eine geringere Ladungsdichte im Loch der zweiten Folie verglichen mit dem Falle einer einzelnen GEM. Die senkrechten Linien markieren jeweils die Grenze zu den oberen 10% der Verteilungen.

zwischen zwei GEM-Folien transversal diffundieren und sich die Ladungsdichte in den Löchern somit verringert. So kann erneut Vervielfachung stattfinden, ohne dass das Raether-Limit erreicht wird. Ein Vergleich von zwei Konfigurationen, einmal mit einer einzelnen GEM-Folie und einmal von einem Stapel aus 2 GEM-Folien, bei gleichem gesamten Gain ist in Abbildung 4.5 gegeben. In der zugrunde liegenden Simulation (vergleiche Kapitel 5) wird einmal eine einzelne GEM-Folie bei einem festen Gain von $G = 1000$ betrieben und zum Vergleich ein GEM-Stapel bestehend aus zwei Folien bei einem Gain von jeweils $G_{1,2} = \sqrt{1000}$. Tatsächlich müssen die Elektronen erzeugt in einem Loch in der ersten GEM-Folie nun erst noch zur zweiten Folie gelangen, hier über eine Distanz von 2 mm. Dabei unterliegen sie der Diffusion, in dieser Betrachtung nur transversaler Art. Als Resultat verringert sich die Ladungskonzentration in den Löchern der zweiten Folie. Eine ausführlichere Beschreibung dieses Phänomens und der hier angewandten Vorgehensweise findet sich in Anhang A.

4.3 Definition der Transfereffizienzen

Die wichtigste Aufgabe von GEM-Folien besteht darin, Ladungen zu vervielfachen und von einer Zone des Detektors, beziehungsweise der Verstärkungsstufe, in die nächste zu transportieren. Während die Stärke der Vervielfachung, der sogenannte Gain, maßgeblich durch die angelegte Spannungsdifferenz zwischen den beiden Seiten der GEM bestimmt wird, wird die Transmission von Ladungen vor allem durch die elektrische Feldkonfiguration festgelegt. Gleichzeitig ist es eben diese Transfereffizienz, die einen starken Einfluss auf die Leistung des Detektors hat. Die Transfereffizienz lässt sich in zwei Beiträge aufteilen. Ladungen, die sich

der GEM nähern, können entweder in den Löchern gesammelt werden, oder auf das Kupfer treffen und dementsprechend verloren gehen. Der Anteil der Ladungen, die ins Loch gelangen, definiert die Sammlungseffizienz:

$$\varepsilon_{\text{coll}} = \frac{\text{\#gesammelte Ladungen}}{\text{\#einfallende Ladungen}}. \quad (4.1)$$

Auf ähnliche Art und Weise kann auch eine Effizienz für die Extraktion der Ladungen definiert werden, also für die Ladungen, die das Loch tatsächlich wieder verlassen:

$$\varepsilon_{\text{extr}} = \frac{\text{\#extrahierte Ladungen}}{\text{\#extrahierte Ladungen} + \text{\#verlorene Ladungen}}. \quad (4.2)$$

Auch hier können Ladungen dadurch verloren werden, dass sie auf das Kupfer oder das Polyimid treffen.

Im Falle von Elektronen sind grundsätzlich hohe Effizienzen wünschenswert. Dies wird deutlich bei der Betrachtung des Gains einer GEM:

$$G_{\text{eff}} = \varepsilon_{\text{coll}}^{e^-} \cdot G_{\text{abs}} \cdot \varepsilon_{\text{extr}}^{e^-}. \quad (4.3)$$

Während der absolute Gain G_{abs} nur vom Feld im inneren des GEM-Lochs abhängt, hängt der effektive Gain G_{eff} , der schlussendlich im Detektor gemessen wird, zusätzlich von den Transfereffizienzen ab. Ein Vergleich zwischen absoluten und effektiven Gain findet sich in Abbildung 4.6. Die Fehler können hier direkt aus der Verteilung des Gains für die einzelnen Elektronen berechnet werden, da diese Verteilung für den Fall einer Simulation bekannt ist. Alternativ, sowie im Fall einer Messung, könnte der Fehler auch mit Gleichung 3.47 abgeschätzt werden, was allerdings eine genaue Kenntnis des Parameters b voraussetzt. Für den Fall geringer Elektronen-Transfereffizienzen muss ein höherer absoluter Gain angelegt werden, um den gleichen effektiven Gain zu erhalten. Dies birgt jedoch ein erhöhtes Risiko für Entladungen und Überschläge zwischen den beiden Seiten der GEM, da für einen höheren absoluten Gain auch eine höhere Spannung notwendig ist. Es ist also anzustreben, den Detektor bei einem möglichst geringen G_{abs} zu betreiben.

Im Gegensatz zu den Elektronen sollten die Ionen möglichst daran gehindert werden, eine GEM zu passieren. Ein möglichst geringer Ionenrückfluss (englisch: Ion Backflow, IB) wird angestrebt. Der Grund dafür ist, dass Ionen, die in die Driftregion des Detektors zurückfließen, dort als Raumladungen das Driftfeld verzerren und aufgrund ihrer relativ langsamen Driftgeschwindigkeit auch vergleichsweise lange dort verweilen. Dadurch wird die Driftbewegung von einfallenden Ladungen verzerrt, was sich negativ auf die Ortsauflösung auswirkt, die aber gerade eine der Hauptaufgaben eines Spurdetektors ist. Der IB ist definiert als das Verhältnis zwischen dem Elektronensignal an der Auslese und dem Ionensignal an der Kathode

$$IB = \frac{I_{\text{Kathode}}}{I_{\text{Anode}}}, \quad (4.4)$$

hier ausgedrückt durch die jeweiligen Ströme an Anode und Kathode. Auf diese Art und

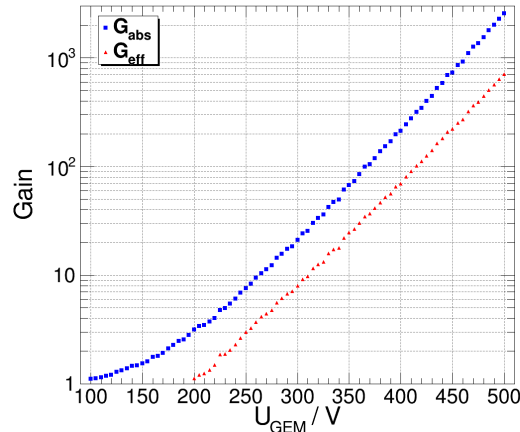


Abbildung 4.6: Vergleich zwischen absoluten und effektiven Gain. Simulation für eine (St)-GEM in $\text{ArCO}_2(90/10)$ mit `Garfield++` (siehe Kapitel 5). Das Feld oberhalb der GEM beträgt hier 400 V cm^{-1} , das Feld unterhalb 2000 V cm^{-1} . Die eingezeichneten Punkte bezeichnen den mittleren Gain, den ein einzelnes Elektron erfährt. Die Fehler sind dabei kleiner als die eingezeichneten Datenpunkte und daher nicht zu sehen.

Weise bildet der IB ein Maß, welches zwar ein relatives Kriterium für die Anzahl der Ionen in der Driftregion darstellt, die absolute Anzahl jedoch ignoriert. Für einen feste, bekannte Vervielfachung der Elektronen spielt dies keine Rolle, da hier auch direkt die Anzahl der Ionen pro einfallendem Elektron bestimmt werden kann. Allgemein sollte jedoch lieber mit genau diesem Faktor, der Anzahl an Ionen im Driftvolumen pro einfallendem Elektron, argumentiert werden:

$$\varepsilon = \frac{N_{\text{Ionen im Driftvolumen}}}{N_{\text{einfallende Elektronen}}}. \quad (4.5)$$

In der Praxis von Simulationen kann die Anzahl der Ionen die aus der Verstärkungsstufe zurück ins Driftvolumen gelangen eindeutig für jedes einzelne einfallende Elektron bestimmt werden. Wichtig ist hier auch das eine zum einfallenden Elektron gehörende, initiale Ion zu berücksichtigen, da es ebenfalls zum Ionenrückfluss beiträgt.

Eine häufig verwendete Methode zur Unterdrückung des IB ist der Einsatz eines sogenannten Gating-Grids. Bei solch einem Gating-Grid handelt es sich üblicherweise um eine Anordnung von Drähten vor der Verstärkungsstufe, die durch das Anlegen eines Potentials alle Ionen einsammeln können. Ein Beispiel für solch eine Implementation ist die ALEPH-TPC [67]. Allerdings bringt die Verwendung eines Gating-Grids immer eine relativ hohe Totzeit nach jedem Ereignis mit sich, womit es für den Einsatz an Experimenten mit hohen Raten untauglich wird. Glücklicherweise bieten GEM-Folien die Möglichkeit, den IB zu minimieren und trotzdem kontinuierlich ausgelesen zu werden [33]. Eine ausführliche Betrachtung der Transfereffizienzen findet sich in den Kapiteln 5 und 7.

4.4 Abhängigkeit der Transfereffizienzen

Nach der grundlegenden Definition der Transfereffizienzen soll nun die Abhängigkeit von äußeren Parametern betrachtet werden. Neben den geometrischen Parametern Pitch, sowie innerer und äußerer Lochdurchmesser, verbleiben nur noch die angelegten Spannungen, und daraus resultierend die elektrische Feldkonfiguration, als freie Parameter:

- E_{oben} : Elektrische Feld oberhalb der GEM, definiert durch die Potentialdifferenz und den Abstand zwischen GEM-Oberseite und der vorherigen Kathode.
- E_{unten} : Elektrische Feld unterhalb der GEM, definiert durch die Potentialdifferenz und den Abstand zwischen GEM-Unterseite und der nächsten Anode.
- E_{GEM} : Elektrisches Feld in den Löchern der GEM, definiert durch die Potentialdifferenz und den Abstand zwischen GEM-Ober- und Unterseite.

Der Einfluss der Felder ist für Ladungen nicht unerheblich, da diese in ihrer Bewegung stark durch elektrische Felder beeinflusst werden. Für alle Felder wird stets als Näherung das Feld eines parallelen Plattenkondensators zur Berechnung verwendet. Insbesondere für das Feld im inneren der GEM ist jedoch mit Abweichungen zu rechnen [71]:

$$\langle E_{\text{GEM}} \rangle = \kappa \cdot E_{\text{GEM}}^{\parallel} \quad (4.6)$$

Dabei liegt die Abweichung in der Größenordnung $\kappa \approx 0.7$. In der Praxis werden jedoch sowohl in den Simulationen, als auch in den Messungen, wohldefinierte Potentiale angelegt. Die elektrischen Felder sind hier also vor allem ein Maß für die signifikanten Potentialdifferenzen, welche die elektrostatische Konfiguration definieren.

Frühere Beobachtungen [72, 73] haben gezeigt, dass die Effizienzen direkt von dem Feld auf der jeweiligen Seite der GEM abhängen. Da das maßgebliche Feld aber insbesondere in der Nähe des GEM-Lochs eine Überlagerung des externen Feldes oberhalb des Lochs und des Feldes im inneren des Loches ist, kann das Verhältnis des externen und internen Feldes als Parameter angenommen werden. Im Falle von Elektronen und einer Bewegungsrichtung von oben nach unten gilt also:

$$\mathcal{E}_{\text{coll}}^{e^-} = \mathcal{E}_{\text{coll}}^{e^-} \left(\frac{E_{\text{oben}}}{E_{\text{GEM}}} \right), \quad (4.7)$$

$$\mathcal{E}_{\text{extr}}^{e^-} = \mathcal{E}_{\text{extr}}^{e^-} \left(\frac{E_{\text{unten}}}{E_{\text{GEM}}} \right). \quad (4.8)$$

Für die Ionen, die sich in die entgegengesetzte Richtung bewegen, gilt dementsprechend:

$$\mathcal{E}_{\text{coll}}^{I^+} = \mathcal{E}_{\text{coll}}^{I^+} \left(\frac{E_{\text{unten}}}{E_{\text{GEM}}} \right), \quad (4.9)$$

$$\mathcal{E}_{\text{extr}}^{I^+} = \mathcal{E}_{\text{extr}}^{I^+} \left(\frac{E_{\text{oben}}}{E_{\text{GEM}}} \right). \quad (4.10)$$

Eine detaillierte, analytische Beschreibung der Abhängigkeit von den Feldern und den geometrischen Parametern findet sich in [71]. Im folgenden Kapitel wird das genaue Verfahren der Simulation der Transfereffizienzen eingehend diskutiert.

Simulationen zum Ladungstransfer in GEM-Folien

Die Ladungstransfereigenschaften von GEM-Folien sind die Schlüsselkomponenten, wenn es darum geht, die Betriebsparameter eines Multi-GEM-Systems festzulegen. Wie bereits in Kapitel 4 angedeutet, haben insbesondere die geometrischen Parameter Dicke d , Pitch P , innerer Lochdurchmesser D_{innen} , und äußerer Lochdurchmesser $D_{\text{außen}}$ Einfluss auf den Ladungstransfer. In den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen wird die Dicke $d = 60 \mu\text{m}$ stets konstant gehalten, was hauptsächlich produktionsbedingt ist. Weiterhin wird die Feldkonfiguration mit E_{oben} , E_{unten} , und E_{GEM} variiert, was den größten Anteil am Parameterraum ausmacht.

Um die genaue Abhängigkeit zu untersuchen, werden detaillierte Simulationen durchgeführt und durch Messungen verifiziert. Dabei erlauben die Simulationen ein flexibles Variieren aller Parameter, ohne eine Vielzahl von GEM-Folien produzieren und zeitintensiv vermessen zu müssen. Dementsprechend sind sie ein wertvolles Werkzeug, um die Ladungstransfereigenschaften effizient zu untersuchen und vorherzusagen, sobald ihre Verlässlichkeit gewährleistet wurde. Im Folgenden werden die Simulationen vorgestellt. Dabei wird der Einfachheit halber davon ausgegangen, dass die Konfiguration stets eine Drift der Elektronen von oben nach unten sowie eine Drift der Ionen von unten nach oben beschreibt.

5.1 Simulationsmethoden

Für die Simulation der Transporteigenschaften und Ladungsvervielfachung werden eine Kombination aus verschiedenen Softwarepaketen sowie eine eigens dafür entwickelte Interface-Struktur und angepasste Analysen verwendet. Der grobe Ablauf der Simulationen soll in diesem Abschnitt vorgestellt werden, bevor anschließend die Ergebnisse vorgestellt werden.

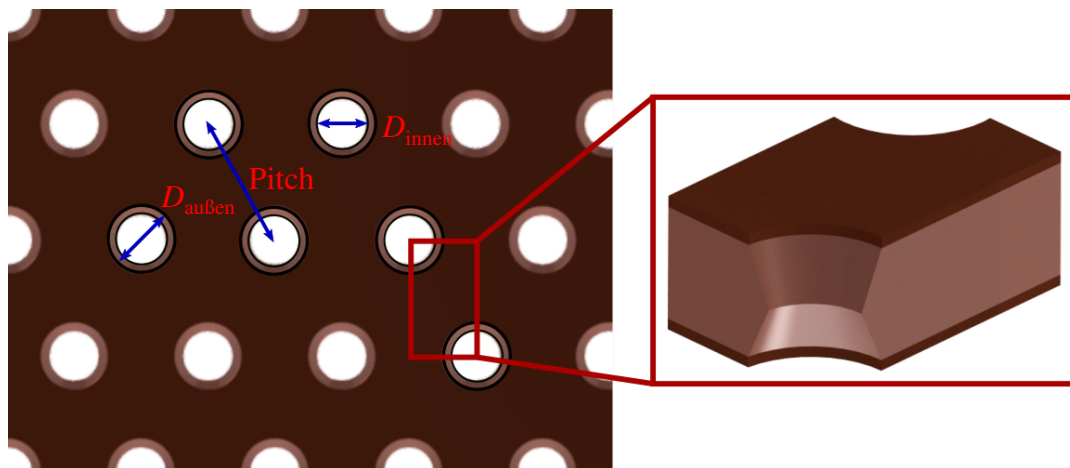


Abbildung 5.1: Visualisierung der GEM-Geometrie und der definierenden Parameter Pitch sowie Innen- und Außendurchmesser der Löcher. Dargestellt ist außerdem der Ausschnitt der Einheitszelle, mithilfe derer sich durch Spiegelung und Translation eine komplette GEM-Folie konstruieren lässt.

ANSYS®

An erster Stelle der Simulation steht die Berechnung der elektrischen Feldkonfiguration für den Fall einer festen Ausgangslage. Diese ist definiert durch die geometrischen Parameter und die angelegten Spannungen. Um nicht eine komplette GEM simulieren zu müssen, wird eine Einheitszelle betrachtet, die alle Informationen enthält und mithilfe derer auf eine beliebig große GEM skaliert werden kann. Die Wahl dieser Einheitszelle ist in Abbildung 5.1 veranschaulicht. Die geometrischen Parameter für die Einheitszelle sowie die anliegenden Potentiale für eine bestimmte elektrostatische Konfiguration dienen als Eingabe für ANSYS® [74], eine kommerzielle Software, die unter Zuhilfenahme der Finite-Elemente-Methode die Maxwell-Gleichungen löst und das Potential positionsabhängig im Inneren der Einheitszelle berechnet. Bei der Finite-Elemente-Methode handelt es sich um ein Verfahren, ein räumlich ausgedehntes Berechnungsgebiet in eine endliche Anzahl kleiner Teilgebiete zu unterteilen (das sogenannte "Mesh") und die Wirkung von Randbedingungen für jedes dieser Teilgebiete einzeln (numerisch) zu berechnen. Eben diese Teilgebiete sind die finiten Elemente. Jedes dieser Elemente verfügt über eine festgelegte Anzahl an sogenannten Knotenpunkten, an deren Position die Wirkung der Randbedingungen schließlich berechnet wird. Durch die Wahl der Elementform und -größe wird schließlich die Anzahl an Knotenpunkten und damit die Genauigkeit der Berechnung bestimmt. Dabei gilt stets zu beachten, dass eine höhere Anzahl an Knotenpunkten auch mehr Rechenleistung benötigt. Ein Beispiel eines Mesh einer GEM-Einheitszelle und das genutzte finite Element finden sich in Abbildung 5.2.

Garfield++

Die Ergebnisse der ANSYS®-Berechnungen werden schließlich in Garfield++ [75] importiert. Hierbei handelt es sich um ein C++ Softwarepaket, speziell entwickelt für die Berechnung von

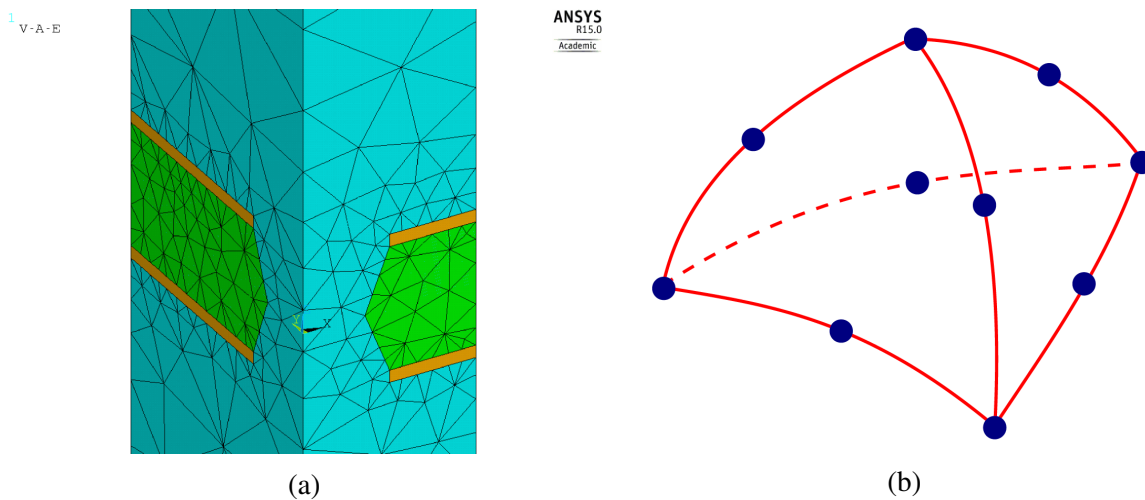


Abbildung 5.2: Mesh einer GEM-Einheitszelle generiert in ANSYS® (a) und das verwendete finite Element (b) aus [74].

Drift, Ionisation und Vervielfältigung von Ladungen in verschiedenen Medien. Um nun die Ladungstransfereigenschaften zu simulieren, wird eine feste Anzahl an primären Ladungen $N_{\text{primär}} = 10000$ ober- beziehungsweise unterhalb (Elektronen und Ionen respektive) der GEM über die Fläche der Einheitszelle verteilt. Der Abstand zu Ober- beziehungsweise Unterseite der GEM beträgt dabei in der Regel 0,3 mm, was so weit von der GEM entfernt ist, dass die Diffusion der Elektronen über etwaige Inhomogenitäten des Driftfelds überwiegt (vergleiche Kapitel 3). Abbildung 5.3 zeigt die radiale Komponente des elektrischen Feldes für verschiedene Abstände von der GEM-Folie. Hier wird deutlich, dass zwar in der Nähe des Lochs noch eine Feldkomponente senkrecht zur Driftrichtung vorhanden ist, diese mit wachsendem Abstand jedoch schnell verschwindet. Es ist aber auch möglich, einen beliebig weiten Abstand zu wählen, beispielsweise um eine komplette Verstärkungsstufe mit mehreren GEM-Folien und realistischen Abständen zwischen den GEM-Folien zu simulieren (vergleiche Kapitel 7).

Für die Elektronen erfolgt die Verteilung homogen über Fläche der Einheitszelle. Dies ist dadurch gerechtfertigt, dass die Diffusion der Elektronen groß genug ist, um die Größe einer Ladungswolke selbst zwischen zwei benachbarten GEM-Folien mit einem typischen Abstand von 2 mm stark genug zu verbreitern. Wie aus Abbildung 3.6 zu ersehen, verbreitert sich eine anfänglich punktförmige Elektronenwolke zu $\sim 100 \mu\text{m}$ während einer Drifts von 0,3 mm, was mit den Dimensionen der Einheitszelle vergleichbar ist. Die Drift und die Vervielfältigung der Elektronen wird nun in Garfield++ für jedes einzelne primäre Elektron berechnet und man erhält Informationen sowohl über Start- und Endpunkt, als auch über Ionisationspunkte dazwischen. Von jedem dieser Ionisationspunkte ausgehend kann dann iterativ ein neues Elektron-Ion-Paar gestartet werden, so dass eine vollständige Beschreibung der Lawine eines einzeln einfallenden Elektrons möglich ist. Auch von all diesen sekundären Elektronen können schließlich wieder die Informationen über Start- und Endpunkte abgerufen werden.

Aufgrund der Vielzahl an Simulation, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden, und

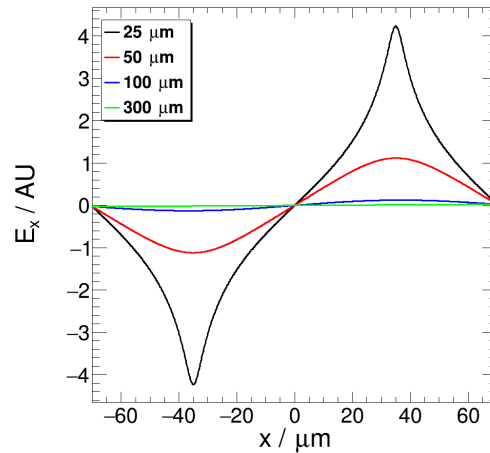


Abbildung 5.3: Komponente des elektrischen Feldes senkrecht zur Driftrichtung in verschiedenen Abständen zu Oberseite einer GEM-Folie. Das GEM-Loch reicht hier von $x = -35 \mu\text{m}$ bis $x = 35 \mu\text{m}$, der Lochabstand beträgt $140 \mu\text{m}$. Berechnungen auf Grundlage des Modells aus [76].

für die spätere Verfügbarkeit und Wiederverwendbarkeit, wurde ein Framework zur Automatisierung der Simulationen entwickelt. Dieser „Advanced GEM Simulator“ wird unter Zuhilfenahme benutzereigener Steuerdateien aufgerufen und vollzieht die komplette Simulationskette vollkommen automatisiert. Näheres zu diesem Framework findet sich in Anhang E.2.

5.2 Simulationsergebnisse für Transfereffizienzen

In diesem Abschnitt sollen die Ergebnisse der Simulationen für Elektronen und Ionen vorgestellt werden. Zunächst wird auf die Elektronen eingegangen, im nächsten Abschnitt auf die Ionen.

5.2.1 Elektronentransfer

Die Elektronen-Transfereffizienzen berechnen sich aus der Anzahl an Ladungen an bestimmten Endpunkten, die in der Simulation klar definiert sind:

- $N_{\text{primär}}^{e^-} = 10000$: Anzahl an primären Elektronen, homogen zufällig verteilt über die Einheitszelle.
- $N_{\text{oben}}^{e^-}$: Anzahl der Elektronen, die auf der Oberseite der GEM gestoppt werden.
- $N_{\text{unten}}^{e^-}$: Anzahl der Elektronen, die auf der Unterseite der GEM gestoppt werden.
- $N_{\text{transfer}}^{e^-}$: Anzahl der Elektronen, die weiter als $0,3 \text{ mm}$ unterhalb der GEM transferiert und damit extrahiert werden.

Damit lassen sich die Gleichungen 4.1 und 4.2 für den Fall simulierter Elektronen schreiben als

$$\varepsilon_{\text{coll}}^{e^-} = \frac{N_{\text{primär}}^{e^-} - N_{\text{oben}}^{e^-}}{N_{\text{primär}}^{e^-}} \quad (5.1)$$

und

$$\varepsilon_{\text{extr}}^{e^-} = \frac{N_{\text{transfer}}^{e^-}}{N_{\text{transfer}}^{e^-} + N_{\text{unten}}^{e^-}}. \quad (5.2)$$

Außerdem lassen sich der absolute und effektive Gain bestimmen als

$$G_{\text{abs}} = \frac{N_{\text{transfer}}^{e^-} + N_{\text{unten}}^{e^-}}{N_{\text{primär}}^{e^-} - N_{\text{oben}}^{e^-}}, \quad (5.3)$$

$$G_{\text{eff}} = \varepsilon_{\text{coll}}^{e^-} G_{\text{abs}} \varepsilon_{\text{extr}}^{e^-} = \frac{N_{\text{transfer}}^{e^-}}{N_{\text{primär}}^{e^-}}, \quad (5.4)$$

wobei Verluste oder Anlagerung an das Isolatormaterial (Charging up) vernachlässigt werden. Ein Beispiel für den absoluten und effektiven Gain einer (St)-GEM findet sich in Abbildung 4.6. Abhängig von der anliegenden Potentialdifferenz über die GEM variiert der absolute Gain. Der effektive Gain fällt stets geringer aus, ist jedoch abhängig von der Feldkonfiguration ober- und unterhalb der GEM (hier $E_{\text{oben}} = 400 \text{ V cm}^{-1}$ und $E_{\text{unten}} = 2000 \text{ V cm}^{-1}$) und den daraus resultierenden Elektronen-Transfereffizienzen. Wie bereits in Kapitel 4 erwähnt, kann es erstrebenswert sein, den Unterschied zwischen absolutem und effektivem Gain zu minimieren. Dafür ist eine genaue Kenntnis der Transfereffizienzen notwendig.

Die Transfereffizienzen wurden für die verschiedenen GEM-Geometrien ((SP): $P = 90 \mu\text{m}$, (St): $P = 140 \mu\text{m}$, (MP): $P = 200 \mu\text{m}$, (LP): $P = 280 \mu\text{m}$, vergleiche Kapitel 4) bei einer festen GEM-Spannung (300 V) und variierenden Feldern ober- beziehungsweise unterhalb der GEM simuliert. Für die Sammlungseffizienz wird das Feld oberhalb der GEM E_{oben} variiert, das Feld unterhalb der GEM ist auf $E_{\text{unten}} = 2000 \text{ V cm}^{-1}$ festgesetzt. Umgekehrt wird für die Simulation der Extraktionseffizienz das Feld oberhalb der GEM bei $E_{\text{oben}} = 400 \text{ V cm}^{-1}$ konstant gehalten, während das Feld unterhalb E_{unten} variiert wird. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.4 dargestellt. Die Effizienz wird dabei gegen das Verhältnis des Feldes aufgetragen (vergleiche 4). Der eingetragene Fehler ist rein statistischer Natur, eine genaue Erläuterung findet sich in Anhang B. Hier ist bewusst ein Bereich bis 4500 V cm^{-1} für die Transferfelder gewählt, da bei etwas höheren Feldern die Gasverstärkung in Argon beginnt (vergleiche Abbildung 3.8), was für den tatsächlichen Betrieb nicht in Frage kommt, da zu hohe Transferfelder sogenannte sekundäre Entladungen begünstigen [77]. Abbildung 5.5 zeigt eine ähnliche Simulation für einen größeren Bereich der Transferfelder. Hier ist die Ladungsvervielfachung in der Simulation deaktiviert, was zu einer deutlich geringeren Statistik und dementsprechend größeren Schwankungen insbesondere im Falle der Extraktionseffizienz führt. Dennoch bietet diese Betrachtung die

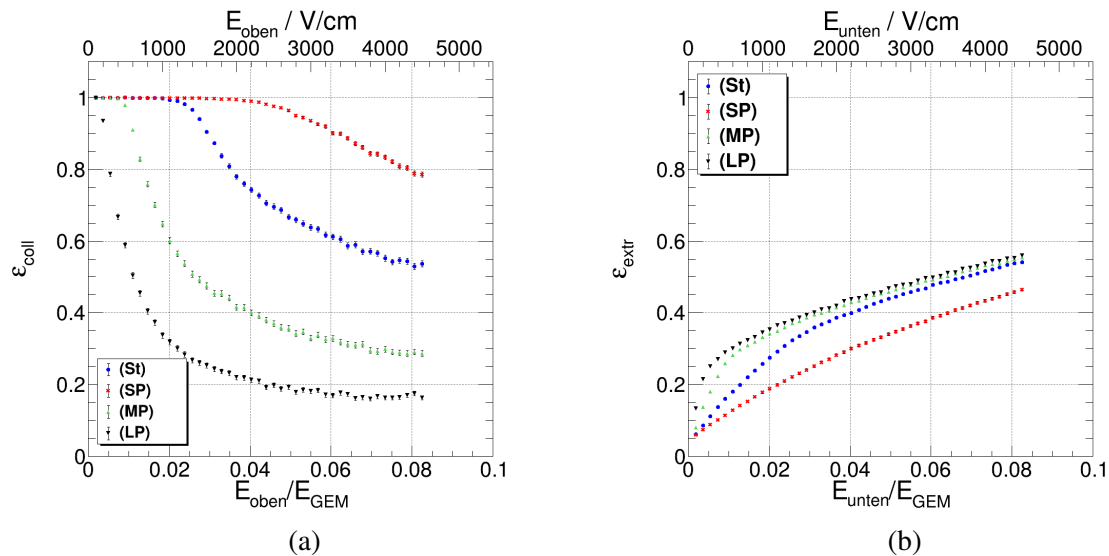


Abbildung 5.4: Simulierte Elektronen-Sammlungseffizienz (a) und -Extraktionseffizienz (b) in Ar-CO₂ (90-10) als Funktion des Feldverhältnisses für die Geometrien (St), (SP), (MP) und (LP) bei einer festen GEM-Spannung von 300 V. Die Fehler in (b) sind zur besseren Sichtbarkeit mit einem Faktor 3 multipliziert.

Möglichkeit, das Verhalten der Elektronen genauer zu untersuchen. Es lässt sich deutlich erkennen, dass unabhängig von der Geometrie einige grundlegende Beobachtungen zutreffen:

- Für schwache Felder oberhalb der GEM werden zunächst alle Elektronen in den Löchern gesammelt. Der Abknickpunkt der Sammlungseffizienz ist abhängig vom Pitch. Ein kleinerer Pitch und dementsprechend mehr Löcher pro Fläche (höhere optische Transparenz) bewirken ein späteres Abfallen der Effizienz.
- Die Steigung, mit der die Sammlungseffizienz abfällt, hängt ebenfalls mit dem Pitch beziehungsweise der optischen Transparenz zusammen: Ein größerer Pitch (niedrigere optische Transparenz) bewirkt einen steileren Abfall.
- Ebenfalls abhängig vom Pitch geht die Sammlungseffizienz für hohe elektrische Felder oberhalb der GEM in eine gleichmäßige Steigung über. Ein größerer Pitch bewirkt dabei einen niedrigeren absoluten Wert.
- Die Extraktionseffizienz steigt mit zunehmendem Feld an.
- Ähnlich der Sammlungseffizienz lassen sich zwei Bereiche mit einem Übergangspunkt, vergleichbar mit dem Abknickpunkt der Sammlungseffizienz, identifizieren. Ein zunächst steiler Anstieg bei schwächeren Feldern unterhalb der GEM wird gefolgt von einem langsameren, abflachenden Anstieg. Am stärksten ausgeprägt ist der Übergang zwischen den zwei Bereichen für die (MP)- und (LP)-GEM-Folien zu beobachten.
- Die Stärke des Anstiegs in den verschiedenen Regionen sowie die Extraktionseffizienz bei hohen Feldern wachsen mit steigendem Pitch.

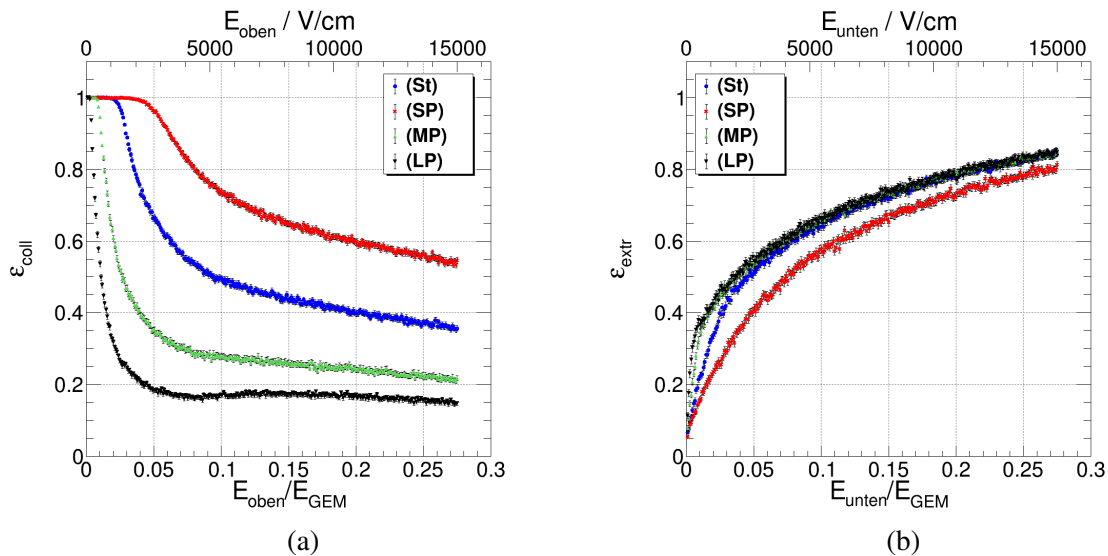


Abbildung 5.5: Simulierte Elektronen-Sammlungseffizienz (a) und -Extraktionseffizienz (b) in Ar-CO₂ (90-10) als Funktion des Feldverhältnisses für die Geometrien (St), (SP), (MP) und (LP) bei einer festen GEM-Spannung von 300 V und deaktivierter Ladungsvervielfachung für einen erweiterten Wertebereich der Felder außerhalb der GEM-Löcher.

In einer näheren Betrachtung der Feldkonfiguration kann für das Abknicken der Sammlungseffizienz eine qualitative Begründung gefunden werden. Betrachtet man das Feld oberhalb einer GEM (siehe Abbildung 5.6), so fällt auf, dass für geringe Transferfelder das Feld direkt über dem Kupfer zunächst noch repulsiv auf die Elektronen wirkt. Um zum Kupfer zu gelangen müssten die Elektronen also eine relativ hohe Energie besitzen, um diese Feldbarriere zu überwinden. Mit steigendem Feld schrumpft diese Barriere jedoch, bis sie schließlich im Bereich des Abknickpunkts verschwindet und das Feld die Elektronen nun auch in Richtung des Kupfers beschleunigt. Tatsächlich beginnt die Sammlungseffizienz bereits schon früher abzuknicken, nämlich genau dann, wenn die Feldbarriere klein genug wird, so dass sie von den Elektronen überwunden werden kann.

Für steigende Felder außerhalb der GEM-Folie werden immer mehr Feldlinien auf den Kupferflächen gesammelt. Für die Ladungen wird es dementsprechend immer schwieriger, in die Löcher zu gelangen. Dass selbst bei sehr hohen Feldern außerhalb der GEM-Folie noch Feldlinien vorhanden sind, die durch die GEM-Folie hindurch und von Kathode zu Anode führen, ist der optischen Transparenz der Folien zu verdanken. Der unterschiedlich starke Abfall der Sammlungseffizienzen hängt letztlich von der optischen Transparenz ab, wie bereits in [72] diskutiert. Je größer die Lochdichte (je kleiner der Lochabstand), desto höher ist die optische Transparenz. Dementsprechend sind die Sammlungseffizienzen bei hohen Feldern für die Geometrien mit einem kleineren Lochabstand zunächst noch höher als für Geometrien mit einem größeren Lochabstand. Detaillierte Erkenntnisse zum asymptotischen Verhalten der Sammlungseffizienz finden sich in [71].

Im Gegensatz zur Sammlungseffizienz steigt die Extraktionseffizienz mit dem außerhalb (in

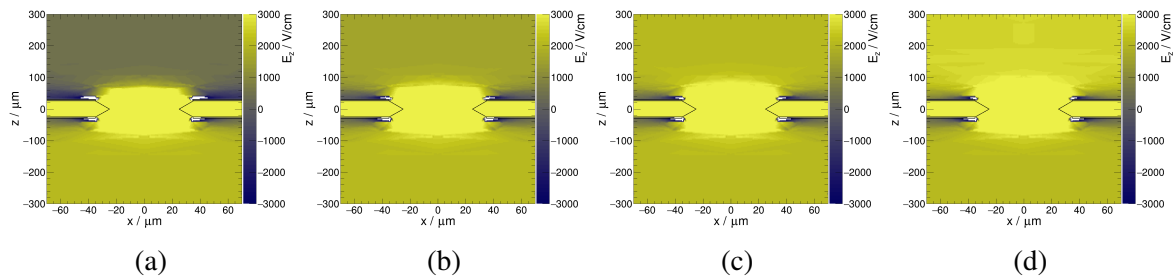


Abbildung 5.6: Z-Komponente des elektrischen Feldes im Bereich eines GEM-Lochs für eine GEM-Spannung von 300 V, ein Feld unterhalb der GEM-Folie von $2,0 \text{ kV cm}^{-1}$, und einem Feld oberhalb der GEM-Folie von $0,4 \text{ kV cm}^{-1}$ (a), $1,5 \text{ kV cm}^{-1}$ (b), $2,0 \text{ kV cm}^{-1}$ (c), und $2,5 \text{ kV cm}^{-1}$ (d). Oberhalb des Kupfers besteht bei geringen Feldern eine Region repulsiven Feldes, die für Elektronen unüberwindbar ist und zu einer hohen Sammlungseffizienz führt. Mit steigendem Feld verringert sich die Breite dieser Region, bis Elektronen schließlich auch auf das Kupfer gezogen werden; als Resultat beginnt die Sammlungseffizienz zu fallen.

diesem Fall unterhalb) der GEM-Folie herrschenden Feld. Auch hier kann eine qualitative Argumentation herangezogen werden, ähnlich der für die Sammlungseffizienz: Für geringe Felder unterhalb der GEM-Folie reichen mehr Feldlinien aus dem Inneren des GEM-Lochs zur Unterseite der GEM-Folie. Steigt das Feld werden diese Feldlinien mehr und mehr zur Anode hin fokussiert, die Extraktionseffizienz steigt. Allerdings erreicht die Extraktionseffizienz keine Sättigung bei 1, was darauf hindeutet, dass es schwieriger ist, Elektronen aus einem GEM-Loch zu extrahieren, als sie darin zu sammeln. Ein Grund dafür ist die vergleichsweise starke Diffusion, die es den Elektronen in jeder Feldkonfiguration erlaubt in Bereiche zu gelangen, aus denen sie nicht extrahiert werden können. Dies wird deutlich bei der Betrachtung der ortsabhängigen Extraktionseffizienz in Abbildung 5.7. Dazu wurden Elektronen in jedem einzelnen Bin gestartet und bis zu ihrem Endpunkt verfolgt, um so eine Ortsabhängige Extraktionseffizienz oder -wahrscheinlichkeit zu erhalten. Darüber hinaus kann der Prozess der Vervielfachung für von oben einfallende Elektronen genauer untersucht werden. Wie ebenfalls in Abbildung 5.7 dargestellt, werden die meisten Elektronen im unteren Bereich des Lochs oder sehr nah an der Kupferfläche erzeugt. Extrahiert werden jedoch hauptsächlich jene Elektronen, die bei kleinen Radien, also relativ zentral, erzeugt werden. Da für Lawinenelektronen im Gegensatz zu den von oben einfallenden Elektronen die Startpunkte nicht homogen zufällig verteilt sind, sondern durch die Feldkonfiguration im Inneren des Lochs festgelegt werden, kann die Extraktionseffizienz nicht gleichermaßen wie die Sammlungseffizienz 1 werden.

5.2.2 Ionentransfer

Die Betrachtung der Ionen unterscheidet sich im Hinblick auf die Startposition der Ladungen deutlich von der Simulation der Elektronen. Während die Elektronenverteilung oberhalb beziehungsweise vor einer GEM-Folie aufgrund der Diffusion über die Driftdauer hinweg zu einer homogenen Verteilung verschmiert, folgen die Ionen stark den Feldlinien. So ist die

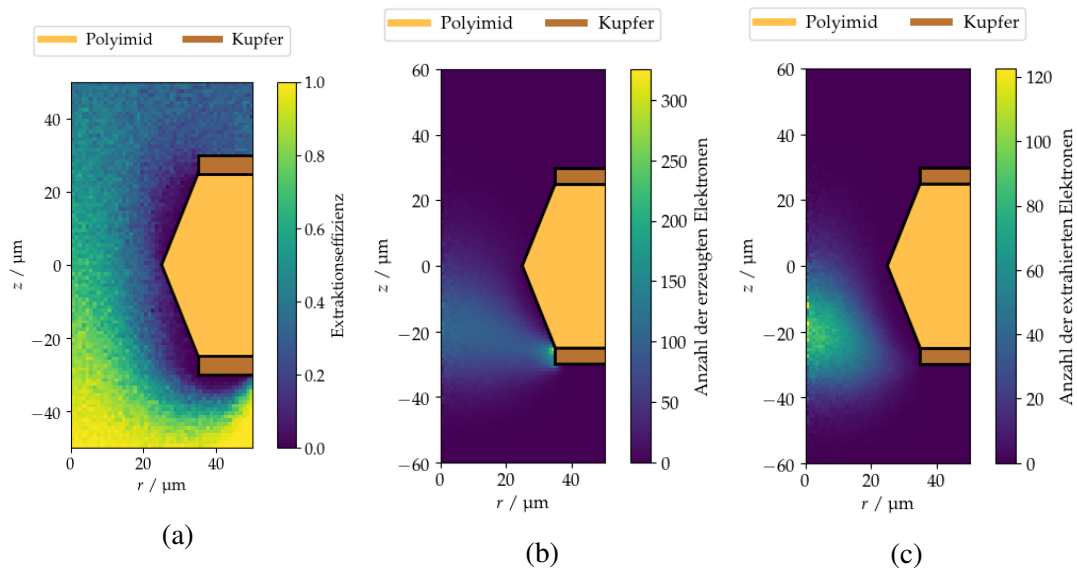


Abbildung 5.7: Simulation der ortsabhängigen Extraktionseffizienz (a), der örtlichen Verteilung der Startpunkte der Lawinenelektronen für einfallende Elektronen (b) und dem ortsabhängigen Anteil der extrahierten Lawinenelektronen für einfallende Elektronen (c). Die GEM-Spannung beträgt stets 300 V, das Feld unterhalb der GEM-Folie beträgt $2,0 \text{ kV cm}^{-1}$ und das Feld oberhalb der GEM-Folie beträgt $0,4 \text{ kV cm}^{-1}$. Eine ausführliche Beschreibung erfolgt im Text. Daten und Abbildung zur Verfügung gestellt von [78].

transversale Diffusion von Elektronen mindestens einen Faktor 1000 größer als die transversale Diffusion von Ionen (vergleiche dazu [79]). Dadurch wird der Ort der Ionisationen relativ zu der betrachtenden GEM-Folie nicht mehr vernachlässigbar.

Für den Fall einer einfachen GEM sind die Ionisationspunkte aus der Simulation der Elektronen bekannt und können als Ausgangspunkte für die Ionensimulation genutzt werden. Dies trifft allerdings nur auf die Ionen zu, die in der Elektronenlawine in der zu betrachtenden GEM erzeugt werden. Für Ionen, die aus einer tiefer liegenden Verstärkungsstufe an die GEM-Folie herandriften ist die Startposition zunächst unbekannt oder hängt zumindest von den geometrischen Parametern und der relativen Lage benachbarter GEM-Folien zueinander, sowie der Feldkonfiguration ab. Dementsprechend muss für die Transfereffizienzen nun unterschieden werden in Lawinen-Anteil (aval) und, abhängig von der Anzahl tiefer liegender Verstärkungsstufen, mehrere Drift-Anteile (drift). Es ergeben sich somit als Erweiterungen der Beobachtungen aus [72] verschiedene Anteile an den Effizienzen:

- $\epsilon_{\text{coll}}^{\text{aval}}$: Anteil, der in der zu betrachtenden GEM-Folie erzeugten Ionen, die in das GEM-Loch gelangen.
- $\epsilon_{\text{coll}}^{\text{drift}}$: Anteil, der an die zu betrachtenden GEM-Folie herandriftenen Ionen, die in das GEM-Loch gelangen.
- $\epsilon_{\text{extr}}^{\text{aval}}$: Anteil, der in der zu betrachtenden GEM-Folie erzeugten und gesammelten Ionen, die das GEM-Loch verlassen und nicht auf der Oberseite der GEM-Folie enden.

- $\epsilon_{\text{extr}}^{\text{drift}}$: Anteil, der an die zu betrachtenden GEM-Folie herandriftenden und gesammelten Ionen, die das GEM-Loch verlassen und nicht auf der Oberseite der GEM-Folie enden.

Der Lawinen-Anteil der Ionen aus einer GEM-Folie wird schließlich zum Drift-Anteil für darüber liegende GEM-Folien. Da die Ionisationspunkte in einer einzelnen GEM-Folie eindeutig durch die Elektronenlawine bestimmt sind, sollen zunächst die Lawinen-Ionen genauer untersucht werden, bevor ein Ansatz für das Verständnis der Drift-Ionen vorgestellt wird. Die gezeigten Simulationen wurden alle in Ar-CO₂ (90-10) durchgeführt.

Lawinen-Ionen

Die Startposition der Lawinen-Ionen ist festgelegt durch die Ionisationspunkte der Elektronenlawine. Dadurch können die Start- und Endpunkte der Ionen in einer einzelnen GEM-Folie eindeutig in der Simulation verfolgt und in Abhängigkeit der anliegenden Felder untersucht werden. Die Sammlungs- und Extraktionseffizienzen sind dabei definiert als

$$\epsilon_{\text{coll}}^{\text{Ion, aval}} = \frac{N_{\text{aval}} - N_{\text{unten}}}{N_{\text{aval}}}, \quad (5.5)$$

$$\epsilon_{\text{extr}}^{\text{Ion, aval}} = \frac{N_{\text{transfer}}}{N_{\text{transfer}} + N_{\text{oben}}}. \quad (5.6)$$

Dabei bezeichnen N_{aval} die Anzahl der in der Lawine erzeugten Ionen und N_{oben} , N_{unten} sowie N_{transfer} die Anzahl der Ionen an den verschiedenen Endpositionen. Die Transfereffizienzen für Lawinen-Ionen stehen direkt nach der in Abschnitt 5.2.1 Simulation zur Verfügung, in welcher der komplette Multiplikationsprozess einfallender Elektronen simuliert wurde. Hier gilt zu beachten, dass für die Ionen nun die Sammlungseffizienz vom Feld unterhalb der GEM-Folie und die Extraktionseffizienz vom Feld oberhalb der GEM-Folie abhängen. Das Transfereffizienzen sind in Abbildung 5.8 dargestellt. Erwartungsgemäß werden stets alle Ionen in den Löchern gesammelt, da die Ionisation selbst in der Lochregion stattfindet. Die Extraktion der Lawinen-Ionen hingegen weist eine Abhängigkeit vom Feld oberhalb der GEM-Folie auf. Das Verhalten ist dem der Elektronen ähnlich, allerdings werden deutlich höhere Extraktionseffizienzen erreicht als für Elektronen, da Elektronen stärker diffundieren und dementsprechend in Bereiche gelangen, aus denen sie mit höherer Wahrscheinlichkeit nicht extrahiert werden.

Neben dem relativen Anteil der Lawinen-Ionen, die aus einer GEM-Folie extrahiert werden, ist vor allem die örtliche Verteilung der extrahierten Ionen maßgeblich für die Sammlungs- und Transfereffizienz der darüber liegenden GEM-Folie von Bedeutung. Dieser Zusammenhang wird im nächsten Abschnitt untersucht.

Drift-Ionen

Für die Transfereffizienz von Ionen, die aus einer unteren Stufe der Verstärkung an eine GEM-Folie herandrifteten, ist nun zusätzlich zu der elektrostatischen Konfiguration die örtliche

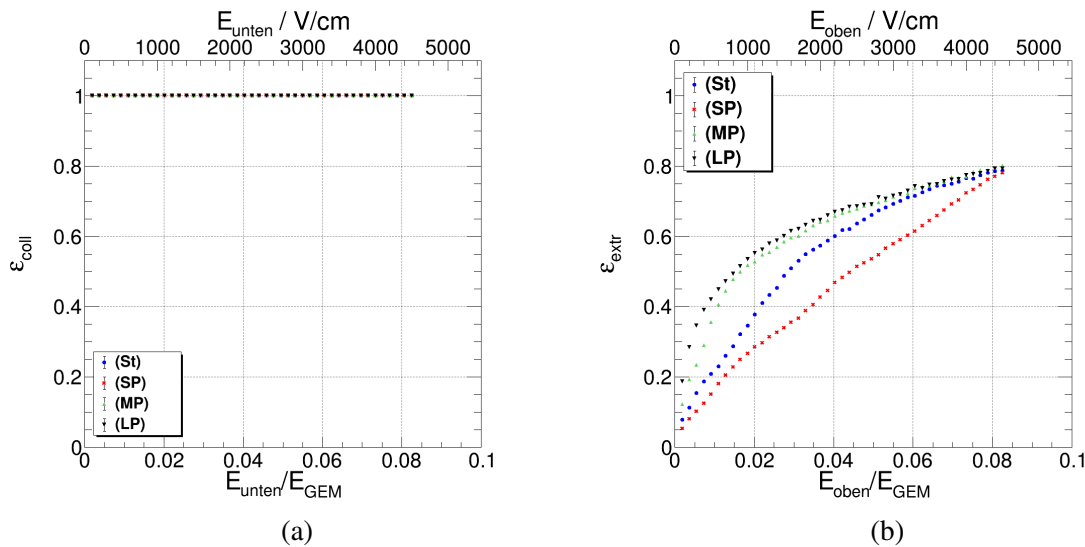


Abbildung 5.8: Simulierte Ionen-Sammlungseffizienz (a) und -Extraktionseffizienz (b) in Ar-CO₂ (90-10) als Funktion der externen Felder für die Geometrien (St), (SP), (MP) und (LP) bei einer festen GEM-Spannung von 300 V. Die Fehlerbalken sind durch die Datenpunkte verdeckt.

Verteilung zu betrachten. Geht man zunächst von einer homogenen, zufälligen Verteilung von Ionen über die Grundfläche der GEM-Zelle aus (vergleichbar mit dem Fall der Elektronen), so kann der Einfluss der Startposition auf die Sammlungs- und Transfereffizienz für verschiedene Transferfelder untersucht werden. Für verschiedene Felder unterhalb einer (St)-GEM-Folie ist die ortsabhängige Sammlungs- und Transfereffizienz in Abbildung 5.9 dargestellt. Die Ionen starten 1 mm unterhalb der GEM-Folie und gelten als gesammelt, wenn sie nicht auf der Unterseite der GEM-Folie enden. Da die Berechnung der Ionenbewegung deutlich weniger Zeit in Anspruch nimmt als die der Elektronenbewegung (ungefähr ein Faktor 1000 kürzer), kann hier ohne weiteres eine längere Driftdistanz betrachtet werden. Der Einfachheit halber wurde hier 1 mm gewählt, da dies die Standardeinstellung im Rahmen von AGS und MultiGEM (siehe Anhang E) ist. Für einen erfolgreichen Transfer wird gefordert, dass die Ionen das Ende des Simulationsvolumens 1 mm oberhalb der GEM-Folie erreichen.

Es ist zu erkennen, dass die Sammlungseffizienz erst bei vergleichsweise hohen Feldern abnimmt. Darüber hinaus ist dies auch nur an den am weitesten von den Löchern entfernten Bereichen der Fall. Dies ist erneut damit vereinbar, dass für ein höheres Feld unterhalb der GEM-Folie die Feldlinien eher zur Unterseite der GEM-Folie führen, als durch die Löcher hindurch.

Während die Sammlungseffizienz keine all zu starke Abhängigkeit vom Feld unterhalb der GEM-Folie aufweist, ist hingegen für die gesamte Transfereffizienz eine deutliche Abhängigkeit zu beobachten. Beim Vergleich der beiden Effizienzen fällt zudem auf, dass die Unterdrückung des Ionenrückflusses hauptsächlich an der Oberseite der GEM-Folie stattfindet. Tatsächlich werden selbst bei geringen Feldern hauptsächlich Ionen transmittiert, die in einem Bereich direkt unterhalb der Löcher starten. Für ein steigendes Feld unterhalb der GEM-Folie nehmen die Ionen eher Wege, die zur Oberseite der GEM-Folie führen. Anders gesagt: Im Falle eines

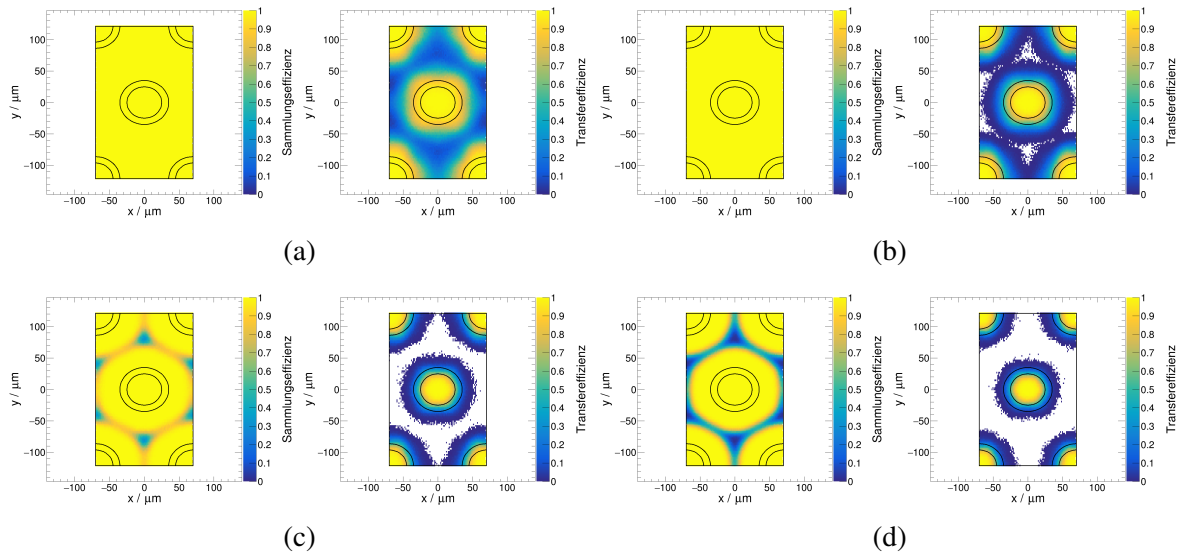


Abbildung 5.9: Ortsabhängige Sammlungs- und Transfereffizienz von Ionen für eine GEM-Spannung von 300 V, ein Feld oberhalb der GEM-Folie von 400 V cm^{-1} , und einem Feld unterhalb der GEM-Folie von 1 kV cm^{-1} (a), 2 kV cm^{-1} (b), 3 kV cm^{-1} (c), und 4 kV cm^{-1} (d). Bei der hier gezeigten GEM-Folie handelt es sich um eine (St)-Geometrie. Die weiße Indikation markiert Bereiche mit einer Effizienz von null. Eine genauere Erklärung findet sich im Text.

steigenden Feldes unterhalb der GEM-Folie enden mehr Feldlinien an der Unterseite und der Oberseite der GEM-Folie. Dies kann auch anhand des elektrischen Flusses verdeutlicht werden (vergleiche Abbildung 5.10), welcher die Feldliniendichte pro Flächeneinheit wiedergibt. Da die Ionen in ihrer Bewegung stark den Feldlinien folgen, kann der elektrische Fluss als Veranschaulichung des Ionenflusses herangezogen werden. Eine detailliertere Beschreibung dieses Konzepts findet sich in [76].

Zusätzlich zum Feld unterhalb der GEM-Folie kann auch das Feld oberhalb variiert werden. Die ortsabhängige Transfereffizienz ist in Abbildung 5.11 für verschiedene Felder oberhalb einer (St)-GEM-Folie dargestellt. Es lässt sich erkennen, dass der Einfluss des Feldes oberhalb der GEM-Folie sehr gering ausfällt. Nur bei vergleichsweise kleinen Feldern werden nicht alle Ionen extrahiert.

Da insbesondere die Bereiche zwischen den GEM-Löchern je nach Feldkonfiguration eine deutlich geringere Ionen-Transfereffizienz aufweisen, ist es naheliegend eben diesen Bereich zu maximieren. Dies kann beispielsweise durch den Einsatz einer GEM-Folie mit größerem Pitch erreicht werden. Die ortsabhängige Transfereffizienz als Funktion des Feldes unterhalb der GEM-Folie ist in Abbildung 5.12 für die (LP)-Geometrie gezeigt. Zwar ist im Vergleich zur (St)-Geometrie die Transfereffizienz auch noch in einem größeren Radius um das GEM-Loch herum relativ hoch, dafür sind aber die Bereiche in denen gar kein Transfer mehr stattfindet deutlich größer. Im Idealfall würden nun ausschließlich Ionen in eben diesen Bereichen starten und somit vollkommen am Transfer gehindert werden.

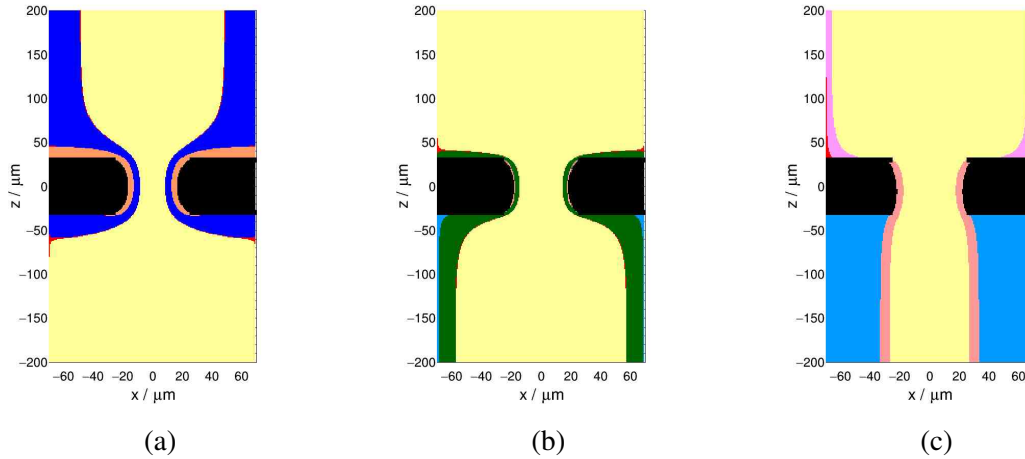


Abbildung 5.10: Berechneter elektrischer Fluss in der Region eines GEM-Lochs für ansteigendes Feldverhältnis $\eta = E_{\text{unten}}/E_{\text{GEM}}$ ((a): $\eta = 0,05$, (a): $\eta = 0,15$, (a): $\eta = 0,5$). Die Berechnung erfolgt in [76]. Die farblich markierten Bereiche trennen Flüsse mit verschiedenen Start- und Endzonen ab. So wird beispielsweise bei einem höheren Feldern der Fluss von der Kathode am oberen Rand zur Unterseite der GEM-Folie (in (a) noch in blau zu erkennen) komplett unterdrückt. Der Fluss (gelb) von der Kathode am oberen Rand zur Anode am unteren Rand bleibt jedoch auch bei steigendem Feld noch bestehen.

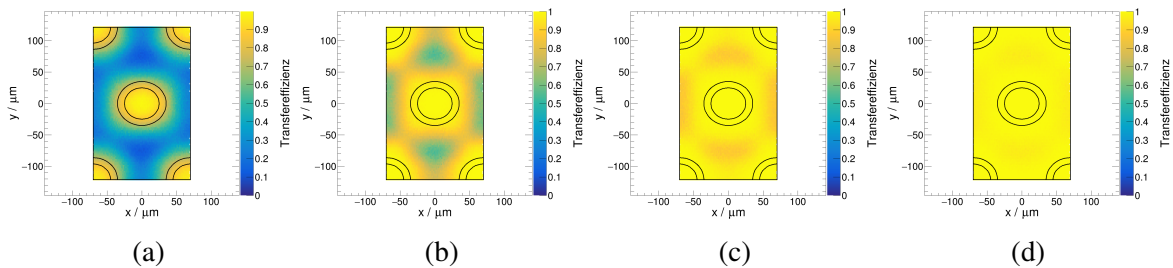


Abbildung 5.11: Ortsabhängige Transfereffizienz von Ionen für eine GEM-Spannung von 300 V, ein Feld unterhalb der GEM-Folie von 2 kV cm^{-1} , und einem Feld oberhalb der GEM-Folie von 200 V cm^{-1} (a), 400 V cm^{-1} (b), 600 V cm^{-1} (c), und 800 V cm^{-1} (d). Bei der hier gezeigten GEM-Folie handelt es sich um eine (St)-Geometrie. Eine ausführliche Erklärung findet sich im Text.

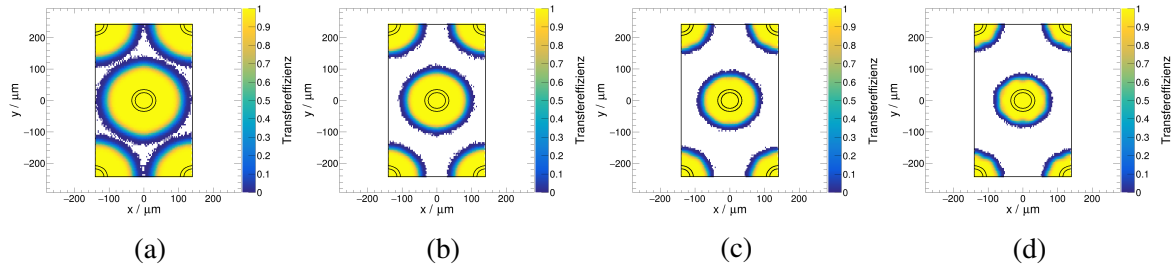


Abbildung 5.12: Ortsabhängige Transfereffizienz von Ionen für eine GEM-Spannung von 300 V, ein Feld oberhalb der GEM-Folie von 400 V cm^{-1} , und einem Feld unterhalb der GEM-Folie von 1 kV cm^{-1} (a), 2 kV cm^{-1} (b), 3 kV cm^{-1} (c), und 4 kV cm^{-1} (d). Bei der hier gezeigten GEM-Folie handelt es sich um eine (LP)-Geometrie. Eine genauere Erklärung findet sich im Text.

An dieser Stelle muss nun die Verteilung der Ionen, die sich auf die GEM-Folie zu bewegen, untersucht werden. Bei diesen Drift-Ionen handelt es sich um die extrahierten Lawinen-Ionen der darunter liegenden GEM-Folie. Während die gesamte Extraktionseffizienz bereits im vorangegangenen Abschnitt betrachtet wurde, soll nun die räumliche Verteilung der Endpunkte der Extraktion untersucht werden. Diese ist in Abbildung 5.13 dargestellt. Hier sind für verschiedene Felder oberhalb der GEM-Folie die Extraktionspunkte der Ionen aufgetragen. Dabei werden je 1 000 Elektronen homogen zufällig über die eingezeichnete Einheitszelle verteilt und durch die GEM-Folie geschickt. Die in den GEM-Löchern entstehenden Ionen werden schließlich verfolgt, bis sie das sensitive Volumen verlassen. Hier wird ihre Position schließlich in zwei Dimensionen projiziert und aufgetragen. Die dabei entstehenden lokalen Schwankungen sind dabei statistischer Natur. Es lässt sich erkennen, dass mit steigendem Feld die Ionen stärker fokussiert werden. Damit ergeben sich für hohe Felder sogar Bereiche, wo gänzlich gar keine Ionen mehr anzutreffen sind. Im Idealfall würden genau in diesen Bereichen die Löcher der nächsten GEM-Folie angeordnet sein, der effektive Lochüberlapp benachbarter Folien wäre minimiert. Der effektive Lochüberlapp L_{eff} beschreibt dabei den Bereich der extrahierten Ionen der einen Folie, der mit einem Bereich nicht verschwindender Transfereffizienz der nächsten Folie überlappt, und ist dabei abhängig vom anliegenden Transferfeld zwischen den Folien sowie den Geometrien der Folien:

$$L_{\text{eff}}(E_{\text{transfer}}) = \frac{A_{\text{Schnitt}}(E_{\text{transfer}}, \Gamma_1, \Gamma_2, \theta, d)}{A_{\text{gesamt}}}. \quad (5.7)$$

Während A_{gesamt} die Gesamtfläche einer Folie ist (vorausgesetzt, die Folien sind deckend übereinander angeordnet), ist $A_{\text{Schnitt}}(E_{\text{transfer}}, \Gamma_1, \Gamma_2, \theta, d)$, der Bereich nicht verschwindender Transfereffizienz, deutlich schwieriger zu beschreiben. Neben dem Transferfeld E_{transfer} hängt er außerdem von den GEM-Geometrien Γ_1 und Γ_2 , und deren relativer Orientierung zueinander, ausgedrückt durch eine Rotation θ und einen Versatz d , ab. Allerdings ist es eine mechanische Herausforderung, zwei übereinanderliegende GEM-Folien so genau zueinander auszurichten, was es schwierig macht, diese Gegebenheit auszunutzen. Glücklicherweise ergeben sich, wie in Abbildung 5.14 dargestellt, insbesondere in Kombination mit der (LP)-Geometrie, große Bereiche, in denen der Ionentransfer unterdrückt wird. Dies legt nahe, zusätzlich zu der Lage

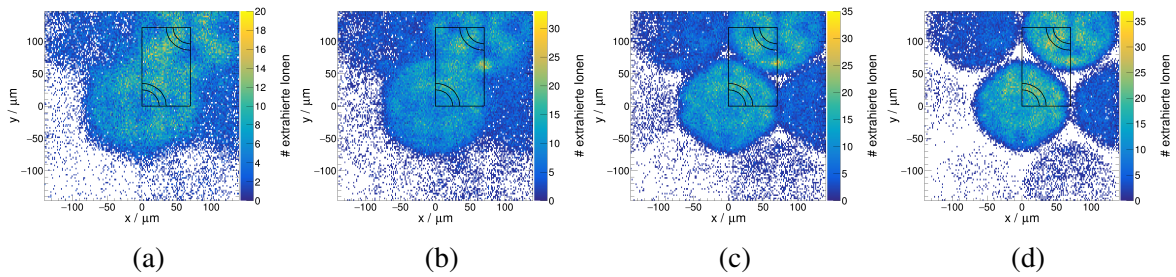


Abbildung 5.13: Extraktionspunkte der in der GEM-Folie erzeugten Ionen für eine GEM-Spannung von 300 V und einem Feld oberhalb der GEM-Folie von 1000 V cm^{-1} (a), 2000 V cm^{-1} (b), 3000 V cm^{-1} (c), und 4000 V cm^{-1} (d). Bei der hier gezeigten GEM-Folie handelt es sich um eine (St)-Geometrie. Eine genauere Erklärung findet sich im Text.

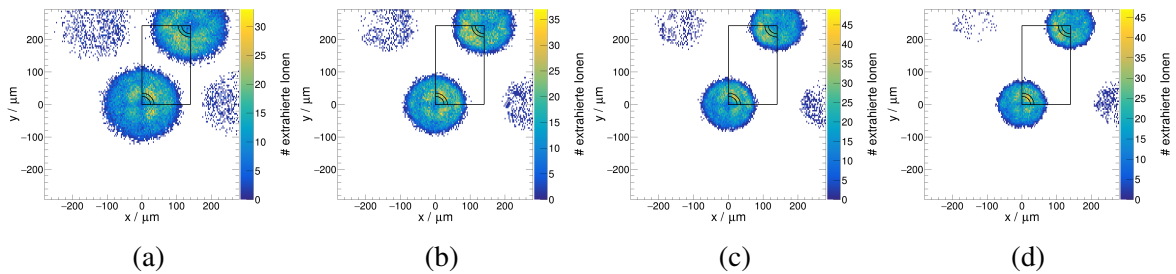


Abbildung 5.14: Extraktionspunkte der in der GEM-Folie erzeugten Ionen für eine GEM-Spannung von 300 V und einem Feld oberhalb der GEM-Folie von 1000 V cm^{-1} (a), 2000 V cm^{-1} (b), 3000 V cm^{-1} (c), und 4000 V cm^{-1} (d). Bei der hier gezeigten GEM-Folie handelt es sich um eine (LP)-Geometrie. Eine genauere Erklärung findet sich im Text.

benachbarter Folien auch die Geometrien zu variieren. Im Folgenden soll der Lochüberlapp benachbarter GEM-Folien in Abhängigkeit von ihrer Lage zueinander und der Geometrie der Folien untersucht werden.

In einer Vereinfachung kann der Einfluss des elektrischen Feldes auf den effektiven Lochüberlapp zunächst vernachlässigt werden. Dies ist gleichbedeutend mit der Berechnung des tatsächlichen Lochüberlapps zweier benachbarter Folien, beziehungsweise mit der Betrachtung des kleinsten horizontalen Abstands¹ zwischen zwei Löchern benachbarter Folien. Damit hat man ein Maß zu Hand, welches ausschließlich von der Lage der Folien zueinander und den Foliengeometrien abhängt. Je nach Transferfeld ändert sich dann der kritische Lochabstand, ab dem Transfer stattfindet. So erhält man ein Kriterium, um zumindest eine relative Klassifizierung von Geometrie-Paaren vorzunehmen: Ein durchschnittlich größerer minimaler Lochabstand minimiert den Ionenrückfluss.

Die Lage zweier benachbarter Folien zueinander kann durch θ und d charakterisiert werden.

¹ Der Abstand bezeichnet hier und im Folgenden tatsächlich nur den horizontalen Versatz, also die Projektion des dreidimensionalen Abstands auf eine Folienebene.

Die Mittelpunkte der Löcher in der einen Folie werden durch den Vektor

$$\vec{x}_1 = \begin{pmatrix} x_1 \\ y_1 \end{pmatrix} = n_1 \begin{pmatrix} p_1 \\ 0 \end{pmatrix} + m_1 \begin{pmatrix} p_1/2 \\ \frac{\sqrt{3}}{2}p_1 \end{pmatrix} \quad (5.8)$$

$$= n_1 p_1 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + \frac{m_1 p_1}{2} \begin{pmatrix} 1 \\ \sqrt{3} \end{pmatrix} \quad (5.9)$$

beschrieben. Dabei bezeichnen n und m die Spalte beziehungsweise die Reihe des GEM-Lochs auf der Folie, es gilt $n, m \in \mathbb{Z}$. Es kann stets ein Koordinatensystem gefunden werden, so dass \vec{x}_1 für $n = m = 0$, also der Ursprung, auf den Mittelpunkt eines beliebigen Lochs zeigt. Die Löcher in der benachbarten Folie können auf die gleiche Weise dargestellt werden, allerdings im Koordinatensystem dieser Folie. Um das Koordinatensystem in das der ersten Folie zu überführen, wird es zunächst entlang der X -Achse um d verschoben

$$\vec{x}_2 = n_2 p_2 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + \frac{m_2 p_2}{2} \begin{pmatrix} 1 \\ \sqrt{3} \end{pmatrix} + d \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (5.10)$$

$$= (n_2 p_2 + d) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + \frac{m_2 p_2}{2} \begin{pmatrix} 1 \\ \sqrt{3} \end{pmatrix}. \quad (5.11)$$

Anschließend wird noch um θ rotiert:

$$\vec{x}_{2,rot} = \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \vec{x}_2 \quad (5.12)$$

$$= (n_2 p_2 + d) \begin{pmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta \end{pmatrix} + \frac{m_2 p_2}{2} \begin{pmatrix} \cos \theta - \sqrt{3} \sin \theta \\ \sin \theta + \sqrt{3} \cos \theta \end{pmatrix}. \quad (5.13)$$

Der Abstand D zwischen zwei beliebigen Löchern in den zwei Folien berechnet sich nun zu

$$D = |\vec{x}_1 - \vec{x}_{2,rot}|, \quad (5.14)$$

wobei \vec{x}_1 für das zu betrachtende Loch vollständig bekannt ist. D wird nun für n und m minimiert, so dass für ein gegebenes Loch in Folie 1 das nächstgelegene Loch in Folie 2 gefunden wird. Es ergibt sich

$$m_{\min} = \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{y \cos \theta - x \sin \theta}{p}, \quad (5.15)$$

$$n_{\min} = -\frac{1}{\sqrt{3}} \frac{y \cos \theta - x \sin \theta - \sqrt{3}(x \cos \theta + \sin \theta - d)}{p}. \quad (5.16)$$

Für verschiedene Lagen relativ zueinander kann nun der mittlere minimale Lochabstand zweier benachbarter Folien in Abhängigkeit der betrachteten Folienfläche und für verschiedene θ und d berechnet werden. Abbildung 5.15 zeigt am Beispiel der (St)-(St)-Situation, dass für eine konstante Rotation θ die Verschiebung d nur auf sehr kleinen Skalen ($\sim 0,02 \text{ cm}^2$) einen Einfluss

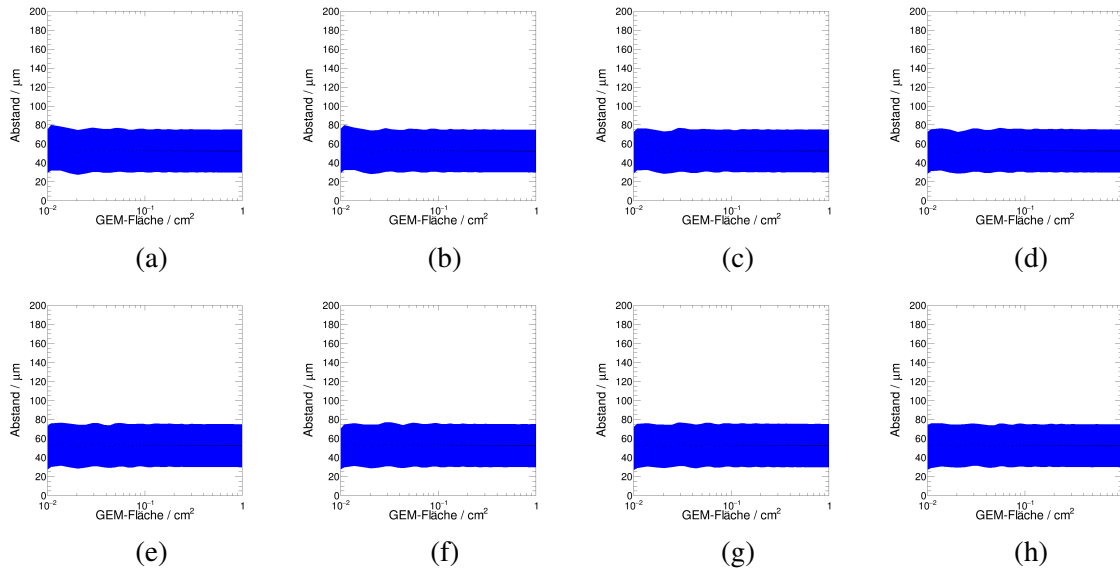


Abbildung 5.15: Mittlerer minimaler Lochabstand als Funktion der Fläche zweier benachbarter (St)-GEM-Folien, die gegeneinander um $\theta = 10^\circ$ rotiert und um $0 \mu\text{m}$ (a), $10 \mu\text{m}$ (b), $20 \mu\text{m}$ (c), $30 \mu\text{m}$ (d), $40 \mu\text{m}$ (e), $50 \mu\text{m}$ (f), $60 \mu\text{m}$ (g), $70 \mu\text{m}$ (h) verschoben sind. Das Band beschreibt die Streuung des minimalen Lochabstandes in Form der Standardabweichung.

hat. Für größere betrachtete Flächen wird der Mittelwert stabiler, der mittlere Lochabstand geht gegen einen konstanten Wert von ungefähr $55 \mu\text{m}$. Bei einem Lochdurchmesser von $50 \mu\text{m}$ bedeutet dies, dass im Mittel kein Lochüberlapp mehr vorhanden ist. Allerdings wird auch deutlich, dass die Verteilung eine ausgeprägte Breite hat, so dass sehr wohl Löcher vorhanden sind, die einen Partner in der anderen Folie zum Überlappen haben.

Deutlich ausgeprägter wirkt sich die Variation von θ bei konstantem d aus, dargestellt in Abbildung 5.16. An dieser Stelle sei angemerkt, dass es ausreichend ist, θ nur über den Bereich von 0° bis 30° zu betrachten. Das hexagonale Muster der GEM-Löcher ist wiederkehrend für eine Rotation um 60° , bei 30° liegt die Achse, an der die Rotation spiegelsymmetrisch ist. Bei der Betrachtung der Rotationsabhängigkeit zeigt sich, dass insbesondere kleine Winkel eine starke Auswirkung haben. Für $\theta = 0^\circ$ liegen die zwei Folien exakt gleich orientiert übereinander, der durchschnittliche minimale Lochabstand ist Null. Auch hier zeigt sich wieder, dass die Auswirkung der verschiedenen Winkel insbesondere auf kleinen Skalen relevant ist, für eine Fläche größer als ungefähr $0,3 \text{ cm}^2$ gehen diese Fluktuationen unter, beziehungsweise äußern sich in mehr oder weniger stark ausgeprägter Oszillation um den Mittelwert. Der Mittelwert für Flächen größer als ungefähr $0,3 \text{ cm}^2$ scheint auch unter Variation von θ relativ unveränderlich zu sein, allerdings weist die Konfiguration bei $\theta = 30^\circ$ die geringste Oszillation auf.

Auf Grundlage der bisherigen Erkenntnisse scheint der Einfluss der Verschiebung vernachlässigbar zu sein und eine Rotation um 30° beziehungsweise 90° den stabilsten mittleren minimalen Lochabstand hervorzurufen. Daher sollen nun für $\theta = 30^\circ$ auch die übrigen Geometrie-Kombinationen betrachtet werden, diese sind in Abbildung 5.17 dargestellt. Hier lassen sich

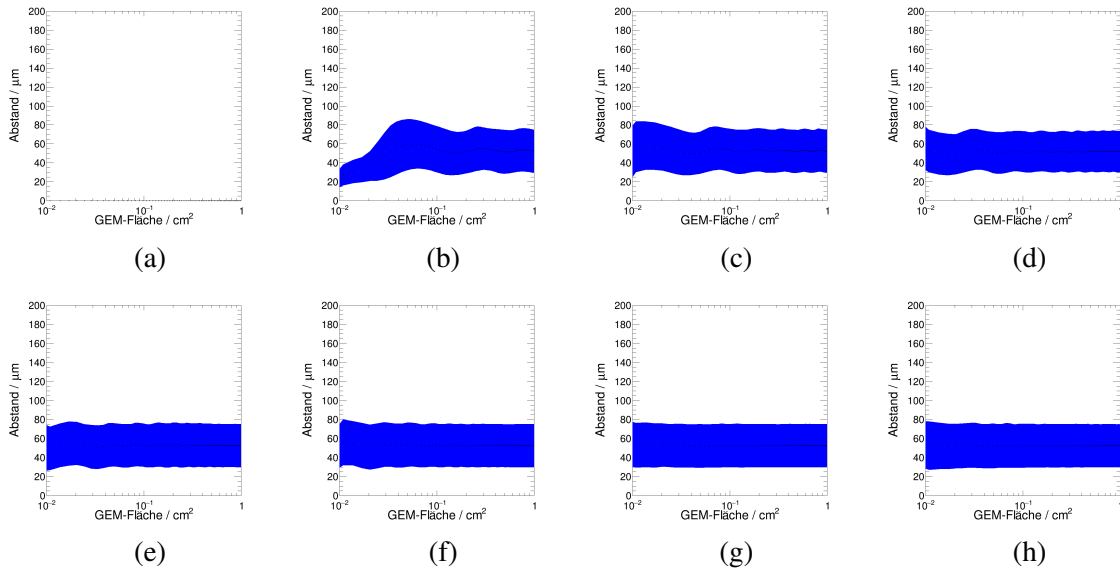


Abbildung 5.16: Mittlerer minimaler Lochabstand als Funktion der Fläche zweier benachbarter (St)-GEM-Folien, die gegeneinander um $d = 0 \mu\text{m}$ verschoben und um 0° (a) (hier überlappen alle Löcher zu 100%, der Abstand ist null), 2° (b), 4° (c), 6° (d), 8° (e), 10° (f), 20° (g), 30° (h) verschoben sind. Das Band beschreibt die Streuung des minimalen Lochabstandes in Form der Standardabweichung.

folgende Beobachtungen treffen:

- **Der Pitch der zweiten Folie ist relevant:** Der Pitch der zweiten (oberen) Folie bestimmt die Lochdichte und ist damit direkt für den minimalen mittleren Lochabstand verantwortlich. Keine Rolle spielt insbesondere der Pitch der unteren Folie.
- **Die Folienreihenfolge ist relevant:** Betrachtet man beispielsweise die Ergebnisse für (St)-(SP) und (SP)-(St), so wird deutlich, dass es einen Unterschied im mittleren minimalen Lochabstand gibt. Dies ist auf die unterschiedliche Lochdichte in der unteren Folie zurückzuführen. Der Zusammenhang ist in Abbildung 5.18 verdeutlicht. Bei der Bestimmung des mittleren minimalen Lochabstands wird jedes Loch der unteren Folie berücksichtigt, nicht jedoch auch zwangsläufig jedes Loch der oberen Folie. Vertauscht man die beiden Folien wird deutlich, dass die zuvor ignorierten Löcher, welche nun ebenfalls berücksichtigt werden, stets einen größeren Abstand zum nächsten Nachbarn aufweisen. Aus diesem Grund wurden sie im umgekehrten Fall nicht als nächster Nachbar ausgewählt. Der Mittelwert steigt dementsprechend. Dies ist gültig für die Kombination aller Geometrien.
- **Geometrischer Zusammenhang:** Für Flächen größer als ungefähr $0,3 \text{ cm}^2$ gibt es einen konstanten Faktor zwischen dem Pitch der oberen Folie und dem mittleren minimalen Lochabstand:

$$\chi = \frac{p_2}{D} \approx 2.7 = \text{const.} \quad (5.17)$$

Dieser Faktor ist geometrischer Natur und durch das hexagonale Lochmuster bestimmt, eine genauere Erklärung findet sich in Anhang D.

- **Schwankung des Abstands:** Die Breite des Bandes zeigt, wie stark der Lochabstand über die Folie hinweg variiert. Hierbei handelt es sich um die Standardabweichung der Verteilung aller Abstände. Ähnlich dem Mittelwert ist dieser Wert aber relativ stabil und skaliert erwartungsgemäß mit dem Pitch der oberen Folie.
- **Kleine Skalen:** Für kleine Flächen weist der mittlere Lochabstand stets noch Schwankungen auf, allerdings nur auf Skalen $\leq 0,05 \text{ cm}^2$.

Unter Kenntnis von D und den Auswirkungen des anliegenden Feldes auf den effektiven Lochradius, in den die Ionen extrahiert werden (vergleiche Abbildung 5.13 und 5.14), kann nun entschieden werden, welche GEM-Folie als jeweils obere Folie eingesetzt werden soll. Dabei ist darauf zu achten, die Differenz zwischen D und dem effektiven Lochradius ausreichend groß zu halten, um möglichst effizient den Rückfluss von Ionen zu unterdrücken.

Schlussfolgerungen

Da die Ioneneffizienzen sich aus vielen einzelnen Komponenten zusammensetzen, sollen an dieser Stelle die wichtigsten Punkte noch einmal kurz zusammengefasst werden:

- Lawinen-Ionen, die in einem Loch erzeugt werden, sind bereits in diesem Loch und müssen nicht mehr gesammelt werden. Sie werden in Abhängigkeit des Feldes außerhalb der GEM-Folie extrahiert. Der extrahierte Anteil an diesen Ionen driftet schließlich auf die nächste GEM-Folie oder das Drift-Volumen zu.
- Drift-Ionen besitzen eine stark von der Geometrie der GEM-Folie, in der sie erzeugt wurden, abhängige örtliche Verteilung. Zusätzlich werden sie abhängig von der Stärke des elektrischen Feldes unterschiedlich stark defokussiert.
- Der Transfer von Drift-Ionen durch die nächste GEM-Folie hängt stark von der Startposition der Ionen und dem elektrischen Feld ab.
- Die durchschnittliche Startposition der Drift-Ionen kann mit Hinblick auf die Transferwahrscheinlichkeit optimiert werden, indem verschiedene Geometrien verwendet werden. Insbesondere die (LP)-GEM kommt hier als Ionen-Blocker in Frage.

Es hat sich darüber hinaus gezeigt, dass es mehrere Möglichkeiten gibt, um Ionen in einem Multi-GEM-System am Transfer zu hindern.

Geometrisches Blocken:

- Ein geringes Extraktionsfeld bewirkt eine homogene örtliche Verteilung der Ionen, gleichzeitig werden nur Ionen von direkt unterhalb der Löcher der nächsten GEM-Folie transmittiert.

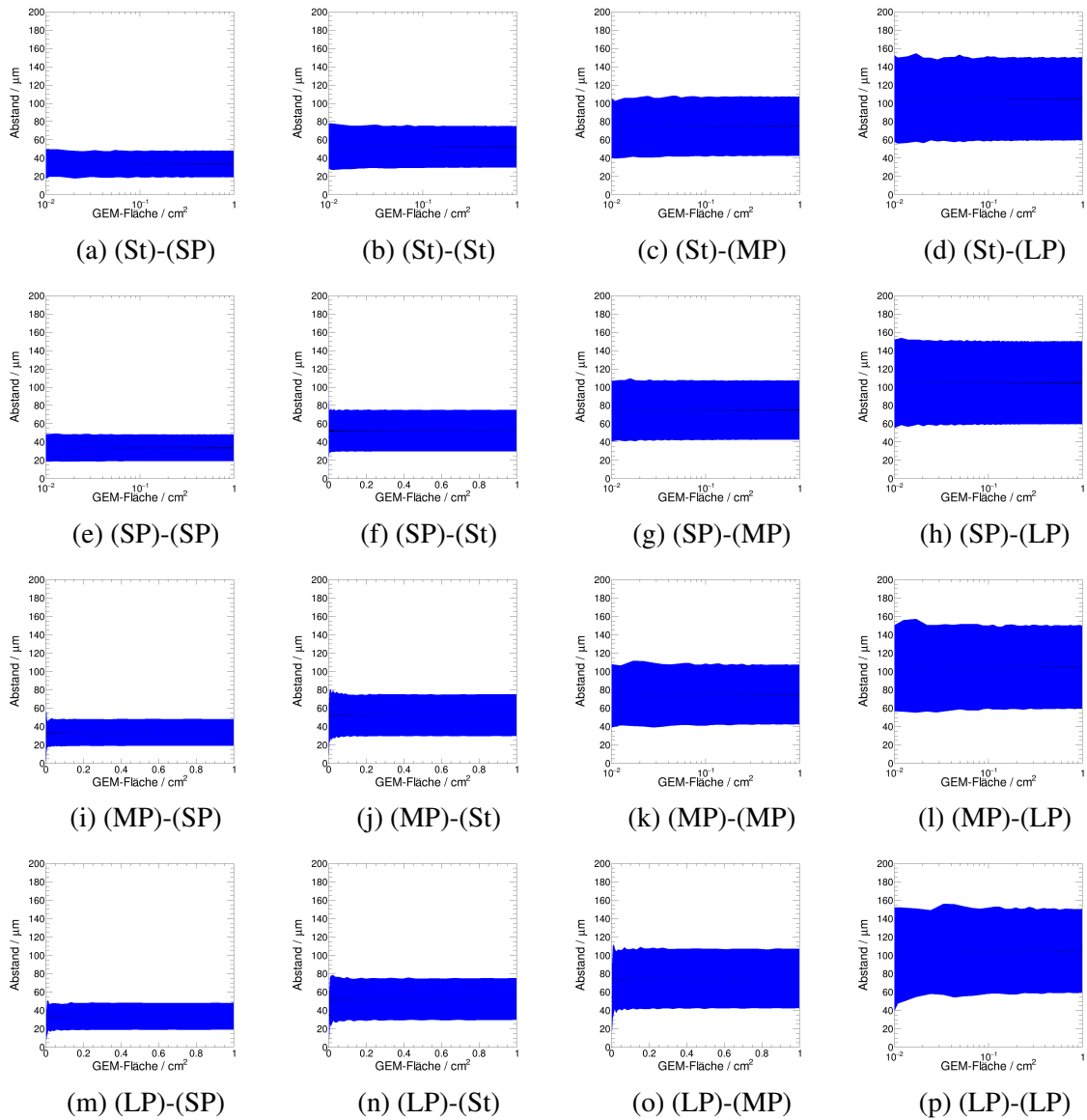


Abbildung 5.17: Mittlerer minimaler Lochabstand als Funktion der Fläche zweier benachbarter GEM-Folien, die gegeneinander um $d = 0 \mu\text{m}$ verschoben und um 30° rotiert sind. Die Bezeichnung der Folien Kombinationen folgt dem Prinzip (1)-(2): Zu allen Löchern in Folie (1) wird ein Nachbar in Folie (2) gesucht. Das Band beschreibt die Streuung des minimalen Lochabstandes in Form der Standardabweichung.

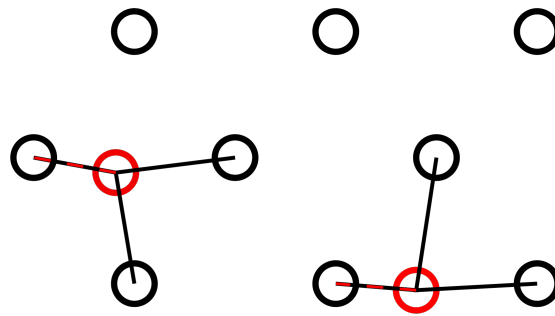


Abbildung 5.18: Definition des minimalen Lochabstands zweier benachbarter Folien. Je nachdem von welcher Folie (welchen Löchern, hier farblich kodiert) ausgegangen wird, ändert sich die Statistik. Die oberste Reihe Löcher wird in diesem Beispiel Löchern außerhalb des gezeigten Bereichs zugeordnet, dementsprechend sind keine Verbindungslinien zu sehen. Eine ausführliche Beschreibung erfolgt im Text.

- Ein hohes Extraktionsfeld fokussiert die Ionen und beschränkt die Extraktion auf bestimmte Bereiche. Wird zusätzlich der Lochüberlapp gering gehalten, führt dies ebenfalls zu einer Minimierung des Rückflusses von Ionen.

Elektrostatistisches Blocken:

- Ein geringes Extraktionsfeld minimiert die absolute Anzahl extrahierter Ionen.
- Ein hohes Extraktionsfeld bewirkt eine Absorption der Ionen an der Oberseite der nächsten GEM-Folie.

Sowohl für ein geringes als auch ein hohes Extraktionsfeld bestehen stets zwei Beiträge zum Blocken der Ionen. An dieser Stelle sind weiterführende Simulationen und Messungen notwendig, um abzuschätzen, welche Konfiguration stärker ins Gewicht fällt. Darüber hinaus muss stets berücksichtigt werden, dass die Wahl der Transferfelder und GEM-Geometrien auch einen Einfluss auf den Transfer der Elektronen haben. Ein naheliegender Ansatz ist jedoch, grundsätzlich eine (MP)-GEM-Folie als erste Folie eines Stacks zu verwenden. Diese bietet für typische Driftfelder immer noch maximale Sammlungseffizienz für Elektronen. Die Folie selbst muss nur bei einer geringen Verstärkung betrieben werden, so dass auch nur eine geringe Anzahl an Ionen ins Driftvolumen gelangen kann. Ein hohes Feld unterhalb der GEM-Folie bietet erneut eine hohe Extraktionseffizienz für Elektronen und sorgt gleichzeitig für eine Fokussierung der von den unteren Verstärkungsstufen stammenden Ionen. Zusammen mit der vergleichsweise geringen optischen Transparenz der (MP)-Folie bedeutet diese Fokussierung eine vielversprechende Möglichkeit zum geometrischen Blocken der Ionen. Solch ein Konzept wird explizit in Kapitel 8 betrachtet.

5.3 Einfluss der Transferfelder auf Gain und komplementäre Transfereffizienz

Während das Feld im Inneren der GEM-Folie bisher stets als das Feld im Inneren eines Plattenkondensators abgeschätzt wurde, handelt es sich tatsächlich um einen weitaus komplizierteren Zusammenhang. Insbesondere koppeln die externen Felder ober- und unterhalb zu einem gewissen Teil in das Loch ein. Dies bedeutet, dass das Feld im Inneren eines GEM-Lochs eine Überlagerung von mehreren Feldern ist, was zum einen den absoluten Gain ebenfalls von den externen Feldern abhängig werden lässt, zum anderen die Effizienzen, die von Feldverhältnis innerhalb und außerhalb der GEM-Folie abhängen, indirekt ebenfalls vom Feld auf der jeweils anderen Seite der GEM-Folie abhängig macht. Um die Auswirkung dieser Einkopplung abschätzen zu können, werden die äußeren Felder systematisch variiert und die Auswirkung auf Gain und Transfereffizienzen in Simulationen beobachtet.

Als Erstes soll der Einfluss der Transferfelder auf den absoluten Gain betrachtet werden. Dazu wird für eine konstante GEM-Spannung jeweils das Feld ober- oder unterhalb der GEM-Folie variiert. Das jeweils andere Feld wird ebenfalls konstant gelassen. Wie in Abbildung 5.19 zu sehen, erhöht sich der absolute Gain für ein stärkeres Feld sowohl ober- als auch unterhalb der GEM-Folie. Dies ist darauf zurückzuführen, dass das externe Feld stets zu einem gewissen Teil auch in das Feld im Inneren des GEM-Lochs einkoppelt (vergleiche [71, 72]). Darüber hinaus lässt sich anhand des effektiven Gains erkennen, dass der Einfluss der Gain-Erhöhung vergleichsweise vernachlässigbar ist und die Änderung der Sammlungs- beziehungsweise Extraktionseffizienz deutlich überwiegt. Der Verlauf des effektiven Gains spiegelt sichtbar den Verlauf der Effizienzen in Abbildung 5.4 wider.

Indem das externe elektrische Feld in das Loch einkoppelt hat es direkt auch Auswirkungen auf die Transfereffizienz auf der anderen Seite der GEM-Folie, da diese selbst von dem Verhältnis des externen Feldes und dem Feld im Inneren des Lochs abhängt (vergleiche Kapitel 4). Die Abhängigkeit der Sammlungs- und Extraktionseffizienz vom komplementären Feld auf der anderen Seite der GEM-Folie ist in Abbildung 5.20 dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, dass das komplementäre Feld keine merkbare Auswirkung auf die Elektroneneffizienz auf der jeweils anderen Seite der GEM-Folie hat.

5.4 Einfluss der geometrischen Parameter auf Gain und Transfereffizienzen

Neben der elektrostatischen Konfiguration hat selbstverständlich auch die geometrische Konfiguration einer GEM-Folie Einfluss auf deren Transfereigenschaften. Im Rahmen dedizierter Simulationen wurden der Einfluss der Parameter Pitch und sowohl innerer, als auch äußerer Lochdurchmesser systematisch untersucht. Dabei wurde die elektrostatische Feldkonfiguration stets konstant gehalten. So ergibt sich folgender Parameterraum:

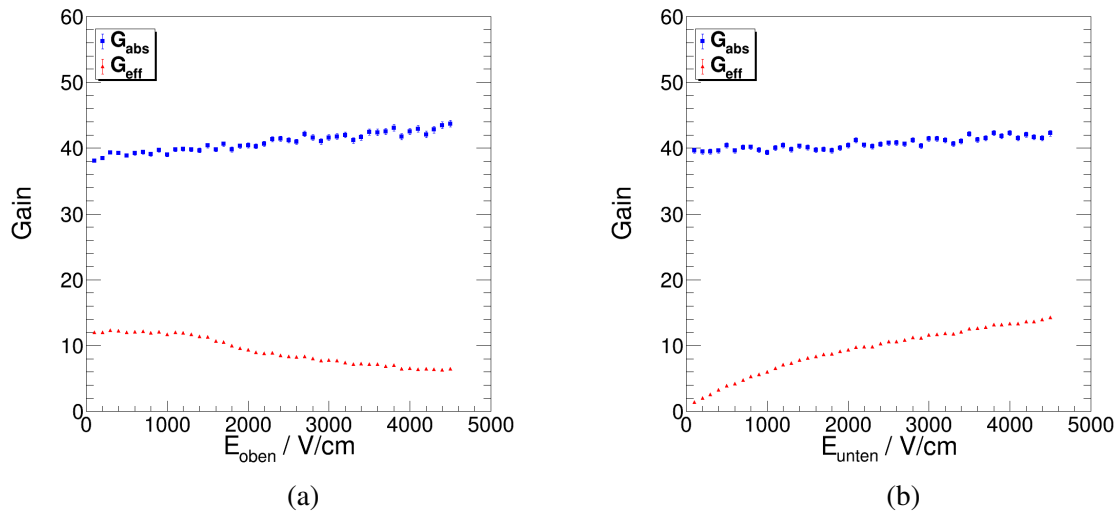


Abbildung 5.19: Simulierter absoluter und effektiver Gain in Abhängigkeit der einkoppelnden Felder ober- (a) und unterhalb (b) der GEM-Folie. Simulation durchgeführt für eine (St)-GEM in Ar-CO₂ (90-10) bei einer festen GEM-Spannung von 300 V. In (a) ist das Feld unterhalb der GEM-Folie konstant $E_{unten} = 2000 \text{ V cm}^{-1}$, in (b) ist das Feld oberhalb der GEM-Folie konstant $E_{oben} = 2000 \text{ V cm}^{-1}$. Die Fehlerbalken sind teilweise durch die Datenpunkte verdeckt.

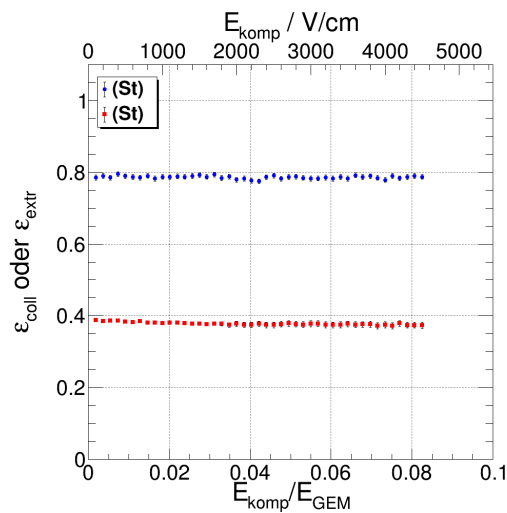


Abbildung 5.20: Einfluss des komplementären Felds auf die Sammlungs- und Extraktionseffizienz (ϵ_{coll} in blau und ϵ_{extr} in rot). Simulation durchgeführt für eine (St)-GEM in Ar-CO₂ (90-10) bei einer festen GEM-Spannung von 300 V. Das nicht variierte Feld beträgt jeweils konstant 2000 V cm^{-1} . Die Fehlerbalken sind teilweise durch die Datenpunkte verdeckt.

- Unverändert: $E_{\text{oben}} = 400 \text{ V cm}^{-1}$, $\Delta U_{\text{GEM}} = 300 \text{ V}$ und $E_{\text{unten}} = 3000 \text{ V cm}^{-1}$.
- Variation des Lochabstandes: 100 μm bis 500 μm .
- Variation des äußeren Lochdurchmessers: 50 μm bis 200 μm (symmetrisch oben und unten).
- Variation des inneren Lochdurchmessers: 30 μm bis 100 μm .

Eine vollständige Sammlung aller Ergebnisse findet sich in Anhang C, an dieser Stelle wird nur ein repräsentativer Ausschnitt der Ergebnisse wiedergegeben.

Um auch hier die Transfereigenschaften der GEM-Folie zu charakterisieren, wird erneut das Produkt aus Sammlungs- und Extraktionseffizienz betrachtet. Darüber hinaus muss nun allerdings auch direkt der effektive Gain betrachtet werden, da dieser ebenfalls durch die Variation der Geometrie beeinflusst wird. Abbildung 5.21 zeigt, dass bei festem Pitch die effizienteste Geometrie nicht den höchsten effektiven Gain besitzt. Hier bleibt abzuwägen, welche Konfiguration je nach Anwendungsgebiet die zweckmäßigste ist.

Für den effektiven Gain liegt das Maximum stets bei einer Konfiguration, in der der innere und äußere Lochdurchmesser in etwa gleich groß sind. Im Falle von solch zylindrischen Löchern ist das Feld innerhalb des Lochs am stärksten. Insbesondere ist dies für eher kleinere Löcher am deutlichsten zu sehen. Der Gain wächst mit steigendem inneren Lochdurchmesser und fällt mit steigendem äußeren Lochdurchmesser.

Im Gegensatz dazu findet sich der Bereich einer maximalen Transfereffizienz stets bei einem äußeren Lochdurchmesser, der etwa doppelt so groß wie der innere Lochdurchmesser ist. Hier lässt sich eine ungefähre Beziehung der Form

$$D_{\text{innen}} \approx \frac{1}{2} D_{\text{außen}} \approx \frac{1}{3} P \quad (5.18)$$

für die maximale Effizienz ableiten. Auffällig ist, dass die Lage der Maxima in beiden Fällen für größeren Pitch auch zu größeren Lochdurchmessern wandert. Dennoch wird für steigenden Pitch auch im Maximum ein immer kleinerer Gain erreicht, während das Maximum in der Transfereffizienz relativ konstant bleibt. Tatsächlich haben die geometrischen Parameter vor allem einen Einfluss auf die Extraktionseffizienz (vergleiche Anhang C), die Sammlungseffizienz bleibt – bis auf den Fall sehr kleiner Löcher in Kombination mit einem großen Pitch – relativ konstant.

In der Realität sind die geometrischen Parameter produktionsbedingt festgelegt und auch untereinander gekoppelt. Insbesondere legt das Herstellungsverfahren eine relativ feste Differenz zwischen innerem und äußerem Lochdurchmesser nahe, da diese im gleichen Schritt geätzt und letztlich maßgeblich durch die Expositionsdauer beeinflusst werden. Daher ist in Anhang C auch der effektive Gain in Abhängigkeit von Pitch und innerem Lochdurchmesser für eine solch feste Differenz dargestellt. Auch hier wird erneut deutlich, dass der maximale effektive Gain für annähernd zylindrische Löcher erreicht wird. Darüber hinaus bleibt jedoch auch zu beachten, dass die Wahl der Geometrie auch einen Einfluss auf die Stabilität der GEM-Folie

5.4 Einfluss der geometrischen Parameter auf Gain und Transfereffizienzen

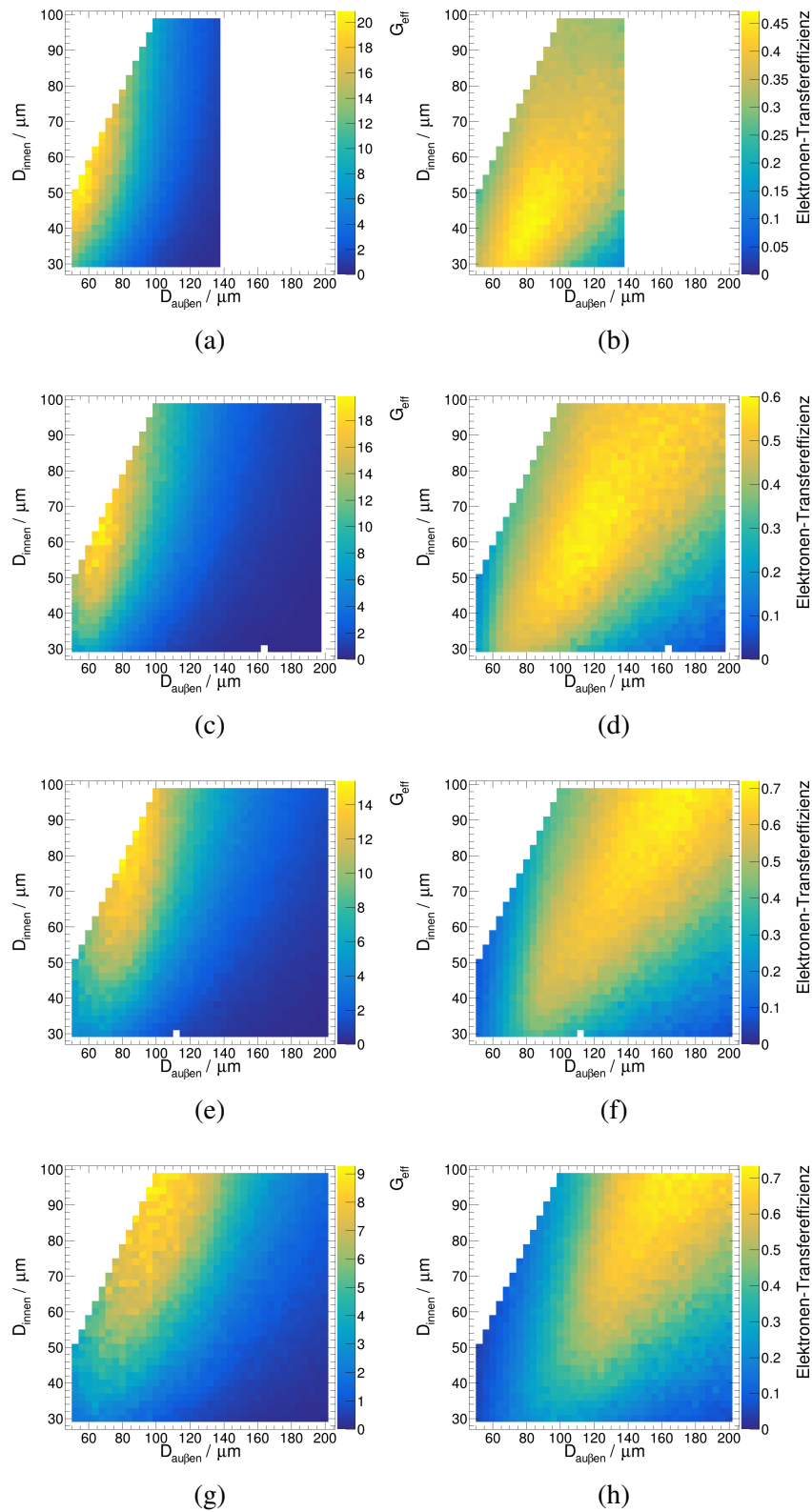


Abbildung 5.21: Simulierter effektiver Gain und Elektronen-Transfereffizienz in Ar-CO₂ (90-10) für verschiedene innere und äußere Lochdurchmesser und einen Pitch von 140 μm (a), (b), 200 μm (c), (d), 280 μm (e), (f) und 400 μm (g), (h).

hinsichtlich Entladungen hat. Frühere Studien [80] haben bereits gezeigt, dass insbesondere der Lochdurchmesser einen Einfluss auf die absolute Verstärkung und damit auch auf die Wahrscheinlichkeit für Entladungen hat. Indizien dafür finden sich auch hier wieder: Eine höhere Verstärkung pro Loch impliziert auch eine höhere Ladungsdichte. Das Überschreiten einer kritischen Ladungsdichte von ungefähr 5×10^6 Elektronen pro Loch (vergleiche [81]) bedeutet eine gesteigerte Wahrscheinlichkeit für Entladungen. Eine genaue Untersuchung dieses Zusammenhangs steht jedoch noch aus.

Messungen zum Ladungstransfer in GEM-Folien

Um die Simulationen zum Ladungstransfer zu verifizieren, werden mithilfe eines Testdetektors der Ladungstransfer in den verschiedenen GEM-Geometrien vermessen. Im Folgenden wird das Design des Detektors und die für die Messung erforderliche Hardware vorgestellt. Anschließend wird das Messverfahren kurz erläutert und ein Vergleich der Messergebnisse mit den Simulationen vorgenommen.

6.1 Detektor und verwendete Hardware

Bei dem verwendeten Detektor handelt es sich um einen in Bonn entwickelten Prototypen mit zylindrischem Design [82]. Eine technische Zeichnung findet sich in Abbildung 6.1, die wichtigsten Bemaßungen sind in Tabelle 6.1 aufgeführt. Bei dem Gehäusematerial handelt es sich um Aluminium. Das Materialbudget spielt für die Anwendung des Detektors keine Rolle. An mehreren Stellen sind Fenster aus Polyimid im Gehäuse vorgesehen, durch welche mit verschiedenen Quellen ionisierende Strahlung in das sensitive Volumen gesendet werden kann. Darüber hinaus bildet das komplette Gehäuse somit eine gemeinsame Masse für alle darin eingelassenen Anschlüsse. Die im Detektor anliegende Hochspannung wird zur Verschlussplatte des Detektorgehäuses durch eine zusätzliche Isolatorplatte abgeschirmt. Der eigentliche Detektor ist mittels Abstandsbolzen an der Verschlussplatte aufgehängt. Die Abstände zwischen der Kathode, den GEM-Folien und der Auslese sind dabei durch Abstandssäulen frei wählbar. Abbildung 6.2 zeigt den Detektor während des Zusammenbaus.

Der Versuchsaufbau findet sich in Abbildung 6.3. Der Detektor befindet sich zur Abschirmung gegen äußere Störungen in einem Faraday'schen Käfig, der zusätzlich eine Bleiabschirmung besitzt, um die Umwelt gegen die für die Messung verwendete Strahlung zu isolieren. Die Gasversorgung erfolgt aus vorgemischtem Gas, der Fluss ist dabei frei regelbar. Der Druck

Gesamtvolumen:	4,9 L
Innendurchmesser:	250 mm
Wandstärke:	10 mm
Höhe:	100 mm
Kathode - GEM1:	34,15 mm
GEM1 - GEM2:	2,18 mm
GEM2 - GEM3:	2,18 mm
GEM3 - Anode:	1,49 mm

Tabelle 6.1: Design-Parameter des Detektors. Die Fertigungstoleranzen sind kleiner als 0,1 mm anzunehmen.

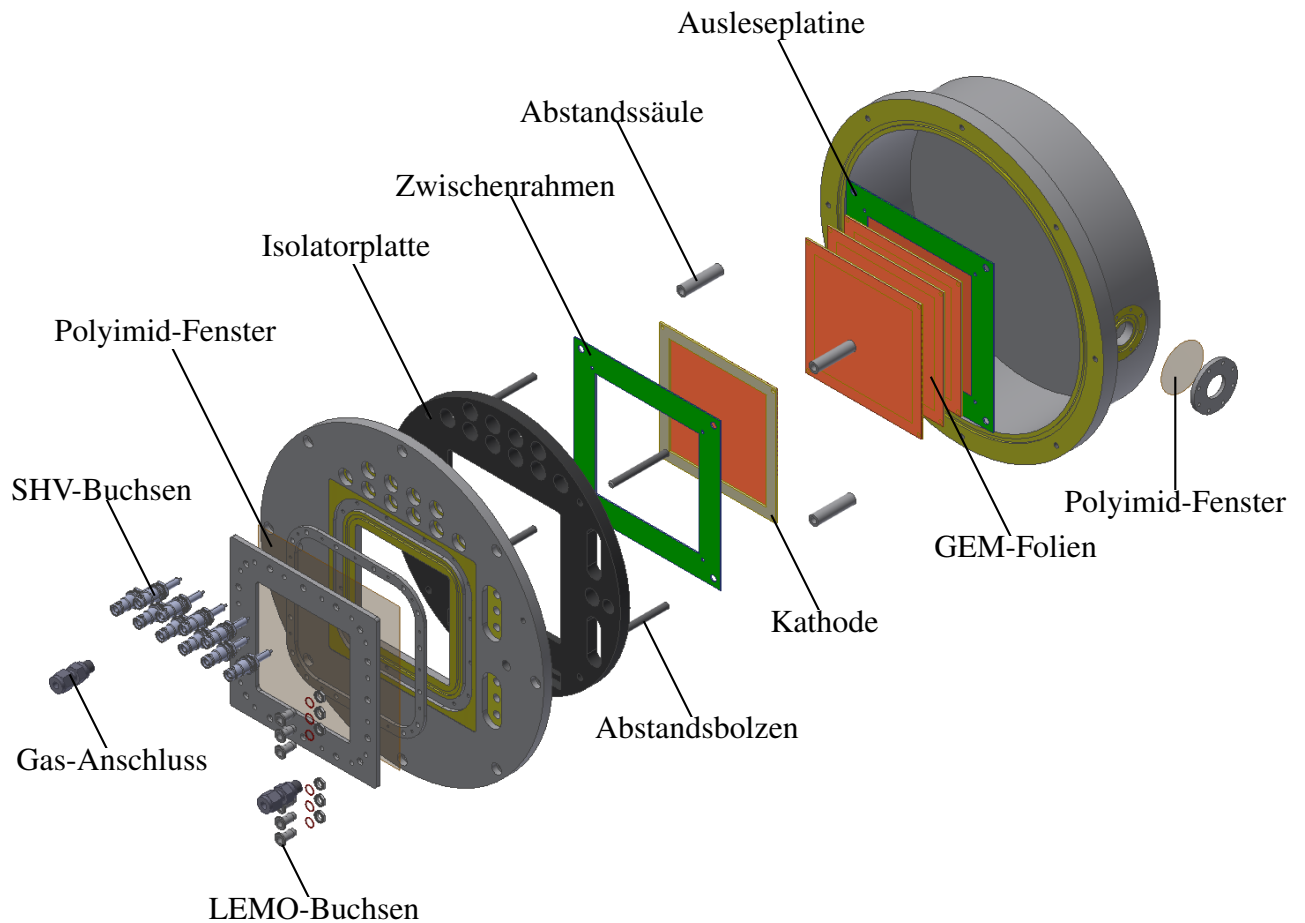


Abbildung 6.1: CAD-Zeichnung des zylindrischen Detektors mit dreifach GEM-Stack. Die nähere Beschreibung erfolgt im Text.

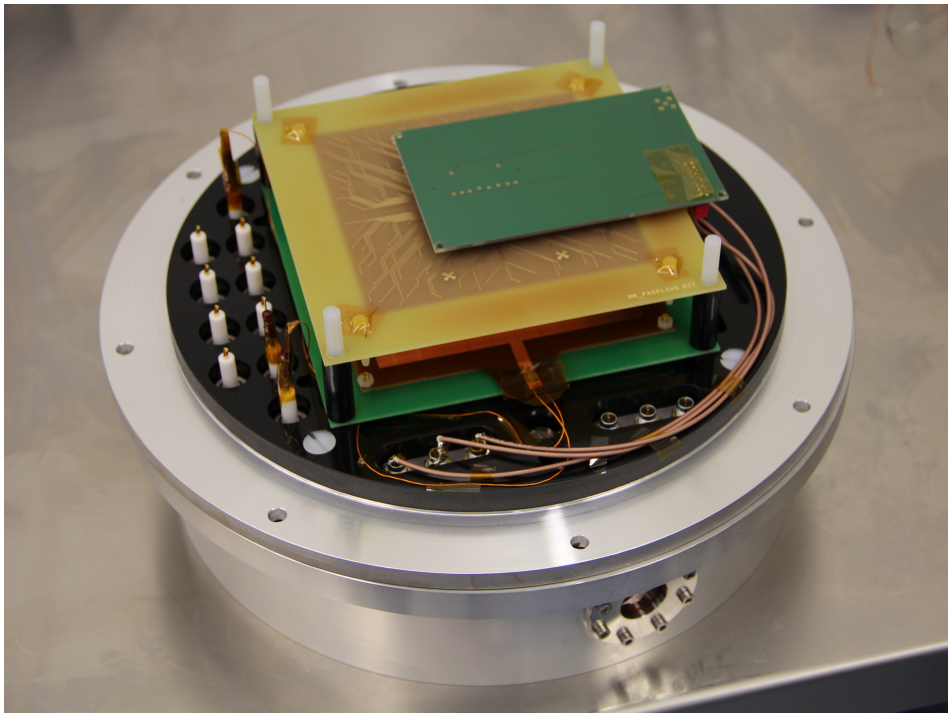


Abbildung 6.2: Der verwendete Detektor während des Zusammenbaus. Die Verschlußplatte sitzt umgedreht auf dem Gehäuse, Kathode und Anode sowie eine zusätzliche Platine für die Weiterleitung der elektrischen Signale sind bereits montiert.

im Inneren des Detektors lässt sich über ein Ventil des Gasanalysegeräts relativ zum Umgebungsdruck regeln, welches hinter dem Detektor in Reihe geschaltet ist. Üblicherweise wird so ein leichter Überdruck von ≤ 20 mbar erzeugt. Durch den Überdruck wird angestrebt, dass im Fall von Lecks im Detektor eher Gas austritt und die Aufnahme von Verunreinigungen aus der Umgebung minimiert wird. Insgesamt werden dadurch Verunreinigungen in folgender Größenordnung erreicht:

$$\begin{aligned} \text{H}_2\text{O} &: \leq (30 \pm 1) \text{ ppm}, \\ \text{O}_2 &: \leq (10 \pm 1) \text{ ppm}. \end{aligned}$$

Die Hochspannungsversorgung erfolgt mittels eines *i seg*-Hochspannungsmoduls [83] in einem WIENER-MPOD-Crate [84]. Die Steuerung der Hochspannung basiert auf einem maßgeschneiderten Überwachungsprogramm, das außerdem die Möglichkeit bietet, die Betriebsparameter zu protokollieren [76]. Da die Hochspannungsmodule der Firma *i seg* nur in der Lage sind als Elektronenquelle zu agieren, jedoch nicht Elektronen aufnehmen können, wird zusätzlich in jeder verwendeten Leitung ein Widerstand ($10 \text{ M}\Omega$) zur Masse geschaltet. So werden Potentialdifferenzen im Detektor ausgeglichen: Werden auf den Elektroden überschüssige Elektronen gesammelt, fließen diese zur Masse ab. Erreichen Ionen die Elektroden so stellt das Hochspannungsmodul Elektronen zur Verfügung, um das Verhältnis auszugleichen. Andernfalls würden auf den GEM-Folien gesammelte Ladungen unkontrolliert im System verbleiben und

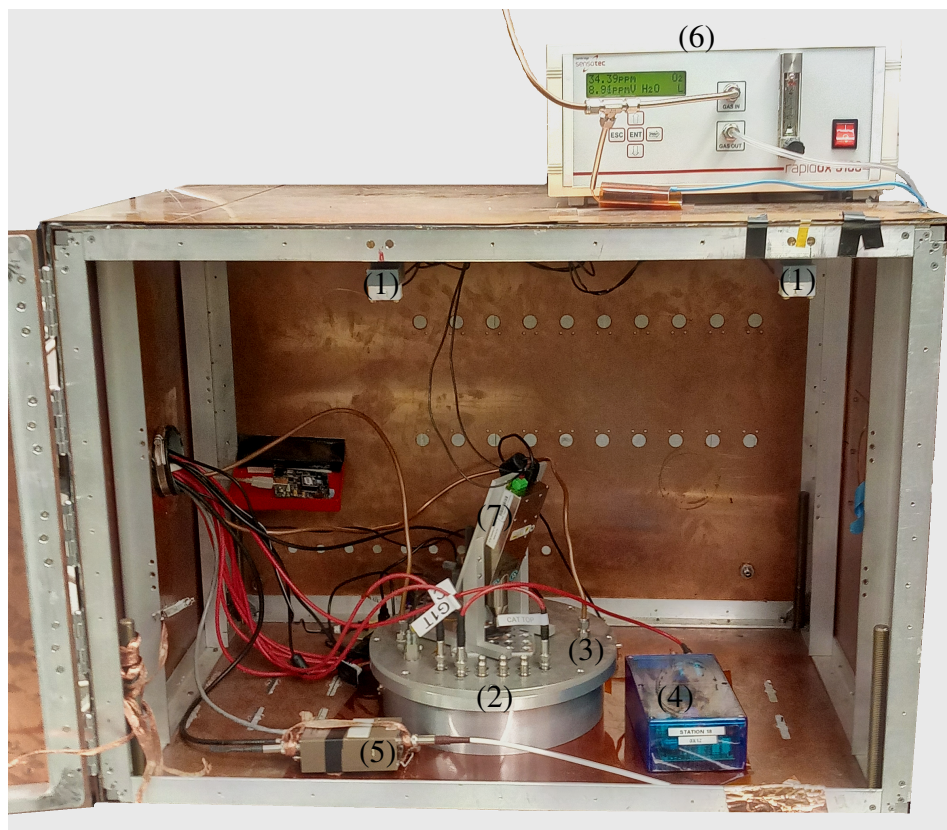


Abbildung 6.3: Der Versuchsaufbau: Der Detektor befindet sich im Inneren eines Faradayschen Käfigs mit Bleiabschirmung und Interlock (1). Verbunden sind die Hochspannungs- (2) und Gasversorgung (3). Desweiteren stehen Picoamperemeter (4) und ein Vorverstärker (5) mit nachfolgendem Verstärker und Vielkanalanalysator (letzere nicht im Bild) für die Auslese des Detektors bereit. Die Gasqualität wird mit einem Gasanalysegerät (6) ständig geprüft. Als Strahlungsquelle ist hier eine Röntgenröhre (siehe auch [87]) installiert (7), alternativ kann auch eine ^{55}Fe -Quelle genutzt werden.

die Potentiale und somit die Betriebsbedingungen verfälschen.

Die Auslese des Detektors kann auf zwei Arten erfolgen. Es kann entweder eine Strommessung an den verschiedenen Oberflächen der GEM-Folien, Kathode und Anode erfolgen oder an der Anode mit einem Vielkanalanalysator ein Pulshöhenspektrum proportional zu der im Detektor deponierten Energie aufgezeichnet werden. An der Anode steht dabei eine Auslesestruktur zur Verfügung, bei der verschieden große Bereiche der $10 \times 10 \text{ cm}^2$ großen Fläche zusammengeschaltet oder einzeln ausgelesen werden können. Die Messung der induzierten Ströme der einfallenden Ladungen erfolgt mittels speziell entwickelter Picoamperemeter [85, 86]. Diese Messgeräte besitzen den Vorteil einer unabhängigen (batteriebetriebenen) Spannungsversorgung, so dass sie auch bei anliegender Hochspannung sicher betrieben werden können.

6.2 Messverfahren zur Bestimmung der Transfereffizienzen

Die Transfereffizienzen definieren sich in der Messung ähnlich den Effizienzen im Falle der Simulation (vergleiche 5.1 und 5.2). Allerdings müssen hier nun anstelle der Anzahl an Ladungen die Ströme an den jeweiligen Stufen des Detektors betrachtet werden. Für die Elektronen-Sammlungseffizienz ergibt sich damit

$$\mathcal{E}_{\text{coll}}^{e^-} = \frac{I_{\text{primär}}^{e^-} - I_{\text{oben}}^{e^-}}{I_{\text{primär}}^{e^-}}. \quad (6.1)$$

Allerdings ist es nicht möglich, an allen Elektrode stets den reinen Elektronen-Strom zu messen. Insbesondere an der Oberseite einer GEM-Folie wird stets die Überlagerung des Ionen- und des Elektronenstroms gemessen. Um nun mit den messbaren Strömen arbeiten zu können muss die Messung leicht modifiziert werden:

$$G\mathcal{E}_{\text{coll}}^{e^-} = \frac{I_{\text{extrahiert}}^1 + I_{\text{unten}}^1}{I_{\text{oben}}^0}. \quad (6.2)$$

Hier bezeichnet I_{oben}^0 den reinen Elektronenstrom, der bei geerdeten Elektroden der GEM-Folie an der Oberseite der GEM-Folie gesammelt wird. Die Summe $I_{\text{extrahiert}}^1 + I_{\text{unten}}^1$ ist der Anteil des Elektronenstroms, der bei aktiver Verstärkung der GEM-Folie im Loch gesammelt und vervielfacht wird. Dementsprechend ist die Effizienz nun auch mit einem Verstärkungsfaktor G der GEM skaliert. Genauer gesagt handelt es sich bei G um das Produkt des absoluten Gains mit der Sammlungseffizienz. In der Messung lässt sich in der Regel aber ein Plateau erkennen (vergleiche Abbildung 6.5), bei dem zunächst alle Ladungen in die Löcher hinein gesammelt werden. Für dieses Plateau kann die volle Sammlungseffizienz von 1 angenommen werden, wodurch die Messreihe schließlich normiert werden kann.

Die Messung der Extraktionseffizienz gestaltet sich einfacher als die Messung der Sammlungseffizienz. Hier kann in direkter Analogie zur Simulation vorgegangen werden, da für eine einzelne GEM-Folie oder die letzte GEM-Folie in einem Stack an der Unterseite und an der Anode lediglich Elektronenströme vorhanden sind. So folgt

$$\mathcal{E}_{\text{extr}}^{e^-} = \frac{I_{\text{transfer}}}{I_{\text{transfer}} + I_{\text{unten}}}. \quad (6.3)$$

Im Laufe der Messung werden die Parameter analog zu den Simulationen (vergleiche Kapitel 5) variiert: Für alle GEM-Geometrien wird bei einer festen GEM-Spannung (300 V) und variierenden Feldern ober- beziehungsweise unterhalb der GEM gemessen. Für die Sammlungseffizienz wird das Feld oberhalb der GEM E_{oben} variiert, das Feld unterhalb der GEM ist auf $E_{\text{unten}} = 2000 \text{ V cm}^{-1}$ festgesetzt. Umgekehrt wird für die Simulation der Extraktionseffizienz

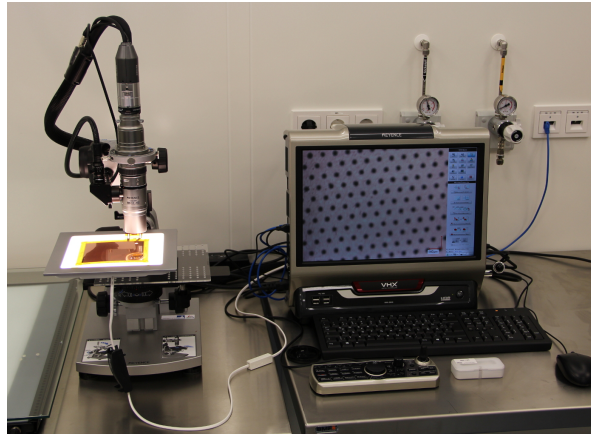


Abbildung 6.4: Einsatz des *Keyence*-Mikroskops VHX-2000 [88] im Reinraum, zur Vermessung der Lochparameter von GEM-Folien.

das Feld oberhalb der GEM bei $E_{\text{oben}} = 400 \text{ V cm}^{-1}$ konstant gehalten, während das Feld unterhalb E_{unten} variiert wird.

6.3 Bestimmung der geometrischen Parameter der GEM-Folien

Um die Vergleichbarkeit der Messungen und der Simulationen zu garantieren, werden die geometrischen Parameter der zu vermessenden Folien bestimmt. Dazu werden die Folien im Reinraum mithilfe eines *Keyence*-Mikroskops VHX-2000 [88] untersucht und die Lochparameter vermessen. Der Aufbau ist in Abbildung 6.4 zu sehen. Die Vermessung findet für alle Folien an jeweils zehn Positionen statt: In jeder Ecke und einmal in der Mitte, beidseitig. Da im späteren Verlauf die Quelle jedoch mittig über den Folien positioniert wird, wird nur der mittlere Messbereich für die Simulation genutzt. Die verwendeten Werte finden sich in Tabelle 6.2. Dabei stimmen die Mittelwerte der äußeren Lochdurchmesser für Vorder- und Rückseite der Folien fast überall überein.

	(St)	(SP)	(MP)	(LP)
$P / \mu\text{m}$	140 ± 1	90 ± 1	200 ± 1	280 ± 1
$D_{\text{außen}}^{\text{oben}} / \mu\text{m}$	70 ± 1	49 ± 2	74 ± 1	72 ± 1
$D_{\text{außen}}^{\text{unten}} / \mu\text{m}$	70 ± 1	48 ± 2	74 ± 1	72 ± 1
$D_{\text{innen}} / \mu\text{m}$	50 ± 1	24 ± 1	52 ± 1	50 ± 1

Tabelle 6.2: Mittelwerte der gemessenen Parameter Pitch (P), äußerer ($D_{\text{außen}}$) und innerer Lochdurchmesser (D_{innen}) der verwendeten GEM-Geometrien: Standard (St), Small Pitch (SP), Medium Pitch (MP), und Large Pitch (LP). Die Ungenauigkeiten sind hier durch die Standardabweichung der jeweiligen Parameterverteilungen gegeben.

Verglichen mit den Design-Parametern (siehe Tabelle 4.1) fällt auf, dass für die (St)-Geometrie keine Abweichungen bestehen. Dies ist insofern nachvollziehbar, als dass es sich hierbei um die am häufigsten nachgefragte und dementsprechend auch am häufigsten produzierte Geometrie handelt. Weiterhin ist der Pitch der verschiedenen Folien ebenfalls stets in Übereinstimmung mit den Design-Parametern. Die Lochdurchmesser weisen jedoch durchaus starke Abweichungen auf. Hier sei angemerkt, dass die Löcher selbst nicht auf ihre genaue Form untersucht werden konnten. In der Simulation wird darum weiter von „perfekt“ doppelkonischen Löchern mit den gemessenen Parametern ausgegangen.

6.4 Verifizierung der Simulation

Um die Vergleichbarkeit mit der Simulation sicherzustellen, werden auf Basis der in Tabelle 6.2 angeführten geometrischen Parameter die Simulationen zum Ladungstransfer wiederholt. Die Effizienzen werden dabei in Abhängigkeit des Transferfelds außerhalb der GEM-Folie betrachtet, wobei das Transferfeld stets mit dem Feld innerhalb der GEM-Löcher ins Verhältnis gesetzt wird (vergleiche dazu auch Kapitel 5). Das Feld innerhalb der GEM-Löcher wird durch das Feld eines Plattenkondensators genähert.

Das Ergebnis für die Sammlungseffizienz gemäß Gleichung 6.2 findet sich in Abbildung 6.5. Die Unsicherheiten der Messung ergeben sich aus der Statistik der gemessenen Stromwerte. Zusätzlich ist ein Band eingezeichnet, welches Abweichungen der Verstärkung auf $\pm 5\%$ schätzt. Die Verstärkung weicht insofern ab, als dass das verwendete Hochspannungsmodul insbesondere für geringe Spannungen nicht mit beliebiger Präzision (für Spannungen unter 100 V sind Abweichungen von bis zu 10 % beobachtbar) arbeitet. Somit weichen die eingestellte und die tatsächliche Spannungsconfiguration leicht voneinander ab. Insgesamt wird hier eine gute Übereinstimmung sichtbar. Die beobachteten Abweichungen können aufgrund unzureichend genauer Bestimmung der geometrischen Parameter, insbesondere der exakten Lochform, bestehen. Gemäß Kapitel 5 können bereits kleine Abweichungen der geometrischen Parameter zu einer Änderung der Effizienzen im Prozentbereich führen. Dies wird verdeutlicht in Abbildung 6.6. Zusätzlich zu der Simulation auf Grundlage der gemessenen Mittelwerte der Lochparameter ist hier auch noch eine Abschätzung der zu erwartenden Abweichungen der Sammlungseffizienz aufgrund der Streuung der Lochparameter dargestellt. Dabei bezieht sich die positive Abweichung auf eine Korrektur der Parameter, bei der vom mittleren inneren Lochdurchmesser die Unsicherheit subtrahiert wird und auf den mittleren äußeren Lochdurchmesser die Unsicherheit addiert wird. Analog wird für die negative Abweichung zum mittleren inneren Lochdurchmesser die Unsicherheit addiert und vom mittleren äußeren Lochdurchmesser die Unsicherheit subtrahiert. Diese Zusammensetzung des Fehlers ist der Abhängigkeit des Gains vom inneren und äußeren Lochdurchmesser, beschrieben in Kapitel 5, geschuldet.

Für die Extraktionseffizienz, dargestellt in Abbildung 6.7 findet sich ein ähnliches Ergebnis. Auch hier stimmen die Messungen und Simulationen gut miteinander überein. Die für die Sammlungseffizienz zutreffende Begründung für die systematischen Abweichungen aufgrund der Streuung der Lochparameter findet auch hier Anwendung. Zusätzlich sei erwähnt, dass

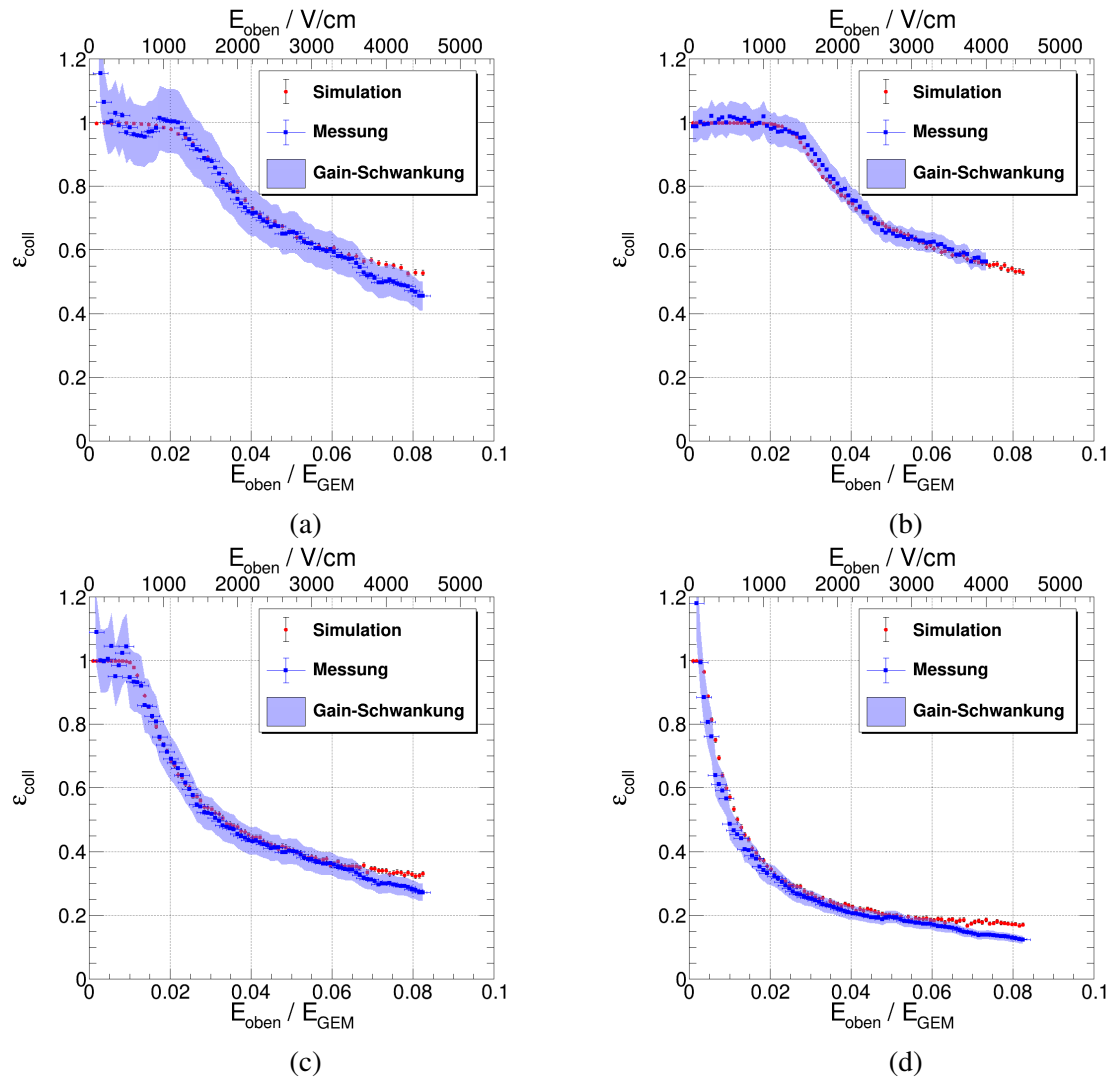


Abbildung 6.5: Vergleich zwischen simulierten (rot) und gemessenen (blau) Elektronen-Sammlungseffizienz für die Geometrien (SP) (a), (St) (b), (MP) (c) und (LP) (d). Messungen durchgeführt in Ar-CO₂ (90-10) und bei einer festen GEM-Spannung von 300 V. Eine ausführliche Beschreibung der Unsicherheiten erfolgt im Text.

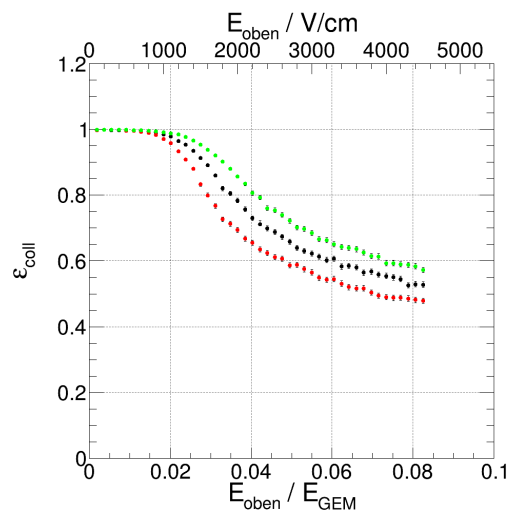


Abbildung 6.6: Simulierte Elektronen-Sammlungseffizienz für die (SP)-Geometrie: Die Mittelwerte der geometrischen Parameter (schwarz) aus Tabelle 6.2 sowie die positive (grün) und negative (rot) Abweichung. Eine genaue Beschreibung der Abweichungen findet sich im Text. Simulation in Ar-CO₂ (90-10) und bei einer festen GEM-Spannung von 300 V.

insbesondere im Fall kleiner Extraktionsfelder, der zu messende extrahierte Strom noch sehr gering ist. Hier fallen systematische Unsicherheiten verstärkt ins Gewicht und werden unterschätzt. Dies kann insbesondere die Abweichungen bei niedrigen Extraktionsfeldern erklären. Sowohl für die Sammlungs- als auch die Extraktionseffizienz finden sich insgesamt gute Übereinstimmungen, die Simulationen geben die Messungen mit ausreichender Zuverlässigkeit wieder.

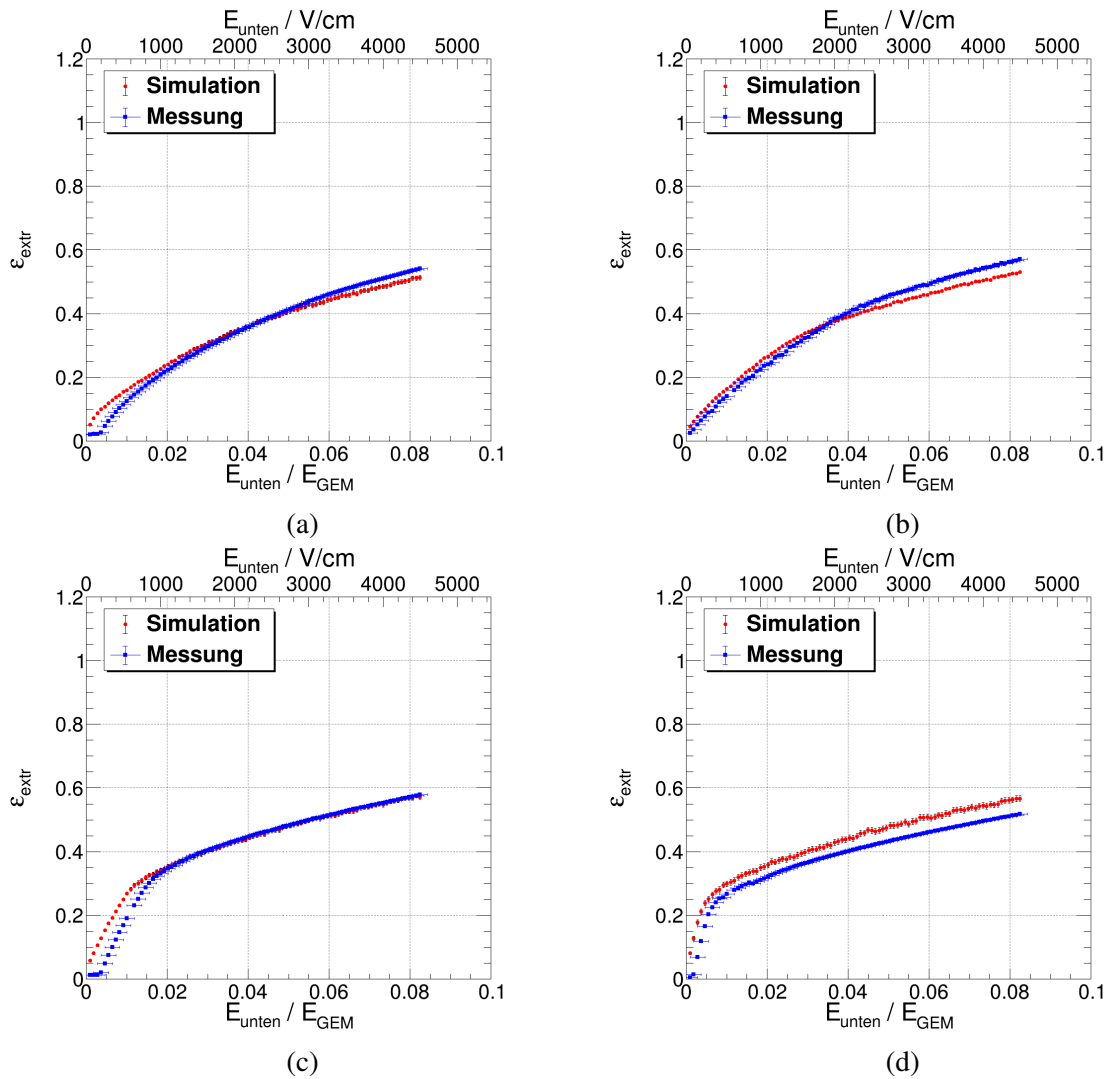


Abbildung 6.7: Vergleich zwischen simulierten (rot) und gemessenen (blau) Elektronen-Extraktionseffizienz für die Geometrien (SP) (a), (St) (b), (MP) (c) und (LP) (d). Messungen durchgeführt in Ar-CO₂ (90-10) und bei einer festen GEM-Spannung von 300 V. Eine ausführliche Beschreibung der Unsicherheiten erfolgt im Text.

Ergebnisse der Studien zu den Transporteigenschaften von Ladungen in GEM-Folien

Mithilfe der Simulationen zum Ladungstransfer können nun eine Reihe von Szenarien schnell und zuverlässig untersucht werden. Das erlaubt es, Vorhersagen zu treffen und Optimierungen in der Detektorkonfiguration vorzunehmen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde dieses Konzept vielseitig eingesetzt. Im Folgenden werden verschiedene Anwendungen vorgestellt, insbesondere auch eine Optimierung der Verstärkungsstufe der TPC für das CB/TAPS-Experiment.

7.1 Vorhersagbarkeit und Parameterkorrelation: GEMs in der ALICE-QA

Für das ALICE-Experiment am CERN wird im Laufe des Jahres 2019 ein Upgrade der Verstärkungsstufe auf GEM-Folien vorgenommen [70]. Nach diesem Upgrade wird ein vierfach GEM-Stapel, bestehend aus (St)-(LP)-(LP)-(St), als Gasverstärkung für die einzelnen Ausleseammern verwendet werden. Ein wichtiger Punkt bei solch einer großen Produktion (mehr als 700 Folien) ist die Qualitätskontrolle. Dabei ist eines der Qualitätsmerkmale der Folien die Verstärkung, beziehungsweise die Homogenität der Verstärkung über die gesamte Fläche der Folie. Prinzipiell ist es möglich, dies für jede Folie einzeln zu vermessen, allerdings muss dazu jede Folie in einen Testdetektor eingebaut und vermessen werden. Dies nimmt bei dieser enorm hohen Anzahl an Folien sehr viel Zeit in Anspruch. Allerdings werden die Folien im Rahmen der Qualitätskontrolle zur Defekterkennung ohnehin einer optischen Inspektion unterzogen, bei der die Lochparameter genau bestimmt werden. Auf Basis der Lochparameter kann schließlich eine Vorhersage über den zu erwartenden Gain und dessen Homogenität getroffen werden. Das genannte Prozedere wurde bereits in [33, 89] diskutiert und zeigt eine relativ gute Vorhersagbarkeit der Verstärkung aufgrund der geometrischen Parameter. Dabei wurde

eine Abhängigkeit der Verstärkung vom inneren und den äußeren Lochdurchmessern zugrunde gelegt, jedoch ohne den exakten Zusammenhang zwischen der Verstärkung und den Parametern zu untersuchen. Mithilfe der in Kapitel 5 geschaffenen Grundlagen soll nun an dieser Stelle der Einfluss der geometrischen Parameter auf die Verstärkung genauer geprüft werden. Dies dient einerseits der Verifizierung der bisher angewandten Methode zur Vorhersage der Verstärkung, andererseits erlaubt es die Verlässlichkeit der Simulationen weitergehend zu überprüfen, da für eine Vielzahl an Folien sowohl Messungen der Verteilungen der geometrischen Parameter, als auch der Verstärkung vorliegen. Zusätzlich werden Korrelationen der gemessenen Parameter untereinander untersucht. Diese können Aufschluss geben über die Qualität der Messung der Lochparameter und den Produktionsvorgang.

Die Messergebnisse der optischen Scans bilden nun die Grundlage für die großflächige Simulation von GEM-Folien. Dabei wurden solche Folien ausgewählt, für die auch explizit eine Messung des Gains erfolgt ist, so dass die Ergebnisse verglichen werden können. Die gemessenen optischen Parameter sind der innere und äußere Lochdurchmesser. Dabei existiert jeweils eine Messung von jeder der zwei Seiten der Folie. Üblicherweise zeigt dabei die segmentierte Seite der Folie nach unten und die unsegmentierte Seite nach oben (vergleiche dazu [89]). Der Pitch wurde nicht vermessen. Allerdings ist dieser anders als die Lochgrößen durch die Maske im Herstellungsprozess festgelegt und unterliegt somit erwartungsgemäß deutlich geringeren Schwankungen. Die beobachteten Schwankungen der Lochgrößen sind auf die Individualität des Ätzprozesses der einzelnen Löcher zurückzuführen. Eine unterschiedliche Ätzdauer oder minimal abweichende Beschaffenheit der zu ätzenden Flächen können bereits starke Auswirkungen auf die finale Struktur der Löcher haben. Was in dieser Charakterisierung der Löcher ebenfalls nicht mit eingeht, sind weitergehende Informationen über die genaue Form der Löcher. Dazu zählt beispielsweise, die relative Lage des inneren Lochdurchmessers im Bezug auf die Ober- und Unterseite der Folie. Per Design sollte der innere Durchmesser genau in der Mitte zwischen Ober- und Unterseite erreicht werden, ein leichtes Überätzen von einer der beiden Seiten kann jedoch eine Verschiebung zur Folge haben. Im Folgenden wird stets von der typischen, doppelkonischen Form der Löcher ausgegangen. Etwaige Abweichungen können in der optischen Vermessung der Lochparameter nicht aufgedeckt werden.

Ein erstes Beispiel für die Verteilung der Parameter für eine einzelne Folie, die IROC-I-1-007, findet sich in Abbildung 7.1. Auffälligkeiten lassen sich in den oberen Ecken und nahe des oberen Rands sowie im rechten, unteren Drittel der Folie feststellen. An dieser Stelle sei erwähnt, dass zwar prinzipiell in der Messung jedes einzelne Loch vermessen werden kann, hier aber eine Mittelung über zusammenhängende Bereiche der Größe $4 \times 3 \text{ mm}^2$ vorgenommen wurde. So verbleiben 13 700 Zellen pro Folie, die es separat zu simulieren gilt. Dazu wird das in Anhang E beschriebene Tool AGS verwendet. Das Ergebnis der Gain-Simulation findet sich in Abbildung 7.2.

Vergleicht man nun den simulierten Gain mit den gemessenen geometrischen Parametern, so fällt wie bereits in Kapitel 5 beobachtet auf, dass der Gain in Abhängigkeit des inneren Lochdurchmessers ansteigt und abhängig vom äußeren Lochdurchmesser fällt. So können Strukturen wie die Region geringeren Gains im Bereich rechts, unterhalb der Mitte, sowie ein erhöhter Gain in den oberen Ecken der Folie beobachtet werden, die jeweils auch auf

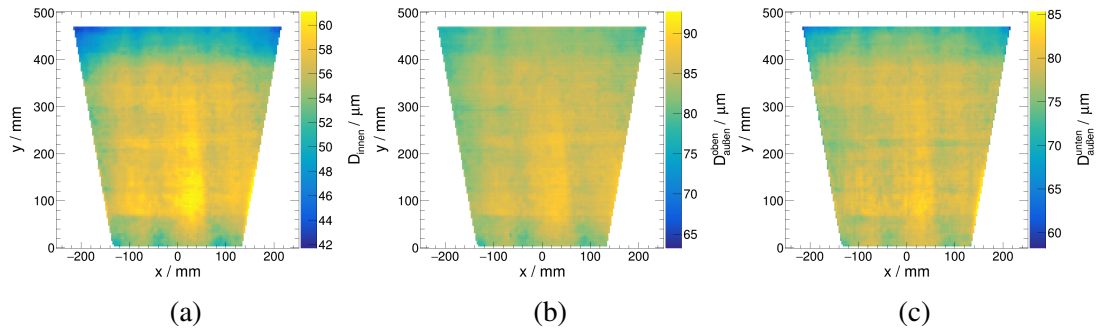


Abbildung 7.1: Verteilung der Lochparameter für die Folie IROC-I-1-007. Innerer Lochdurchmesser in (a), äußerer Lochdurchmesser von oben gemessen in (b) und äußerer Lochdurchmesser von unten gemessen in (c). Die zugrunde liegenden Daten finden sich in [90].

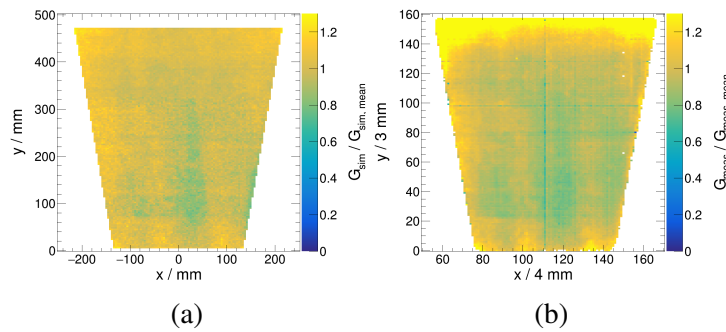


Abbildung 7.2: Verteilung des simulierten Gains in (a) und des gemessenen Gains in (b) für die Folie IROC-I-1-007. Die Simulation wurde durchgeführt in Ar-CO₂ (82-18). Das Feld oberhalb der GEM-Folie beträgt 400 V cm^{-1} , die GEM-Spannung beträgt 330 V und das Feld unterhalb der GEM-Folie beträgt 500 V cm^{-1} . Die zugrunde liegenden Daten finden sich in [90]. Die Verteilungen sind jeweils auf den Mittelwert der Folie normiert.

Variationen der Lochparameter zurückgeführt werden können. Allerdings fällt auch der Bereich am oberen Rand der Folie auf, in dem der simulierte Gain systematisch abweicht. Wird der simulierte Gain gegen den gemessenen Gain aufgetragen (dargestellt in Abbildung 7.3), fällt auf, dass zwar grundsätzlich eine starke Korrelation zwischen den beiden zu erkennen ist, diese aber insbesondere in genanntem Bereich versagt. Nun bleibt zu untersuchen, woraus sich die Abweichungen ergeben können. Der innere Lochdurchmesser allein scheint die gemessene Gainverteilung relativ gut zu beschreiben. Ähnliches gilt auch für den auf der Unterseite gemessenen äußeren Lochdurchmesser. Einzig der äußere Lochdurchmesser auf der Oberseite zeigt keine solch ausgeprägte Verringerung am oberen Rand der Folie. Tatsächlich würde sich ein geringerer äußerer Durchmesser auch auf der Oberseite der Folie verstärkend auf den vorhergesagten Gain auswirken. Daher soll als Nächstes die Korrelation der Parameter untereinander betrachtet werden.

Abbildung 7.4 zeigt die Korrelationen zwischen den inneren und den äußeren Lochdurchmessern. Dabei ist einmal die komplette Folie berücksichtigt und einmal der Bereich mit

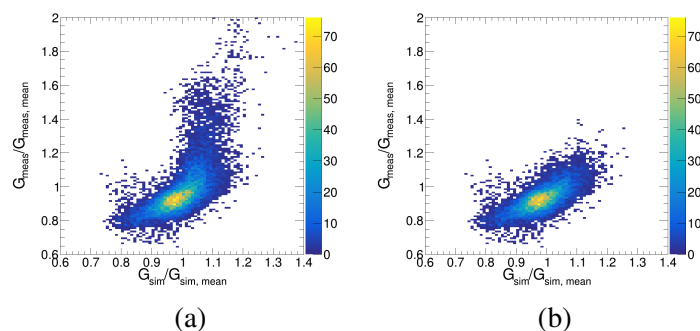


Abbildung 7.3: Korrelation des simulierten und gemessenen Gains der Folie IROC-I-1-007. Die für die gesamte Folie (a) bereits relativ stark ausgeprägte Korrelation wird unter Vernachlässigung des abweichenden Bereichs (b) noch deutlicher. Die Verteilungen sind jeweils auf den Mittelwert der Folie normiert.

$x > 420$ mm ignoriert. Aufgrund des Herstellungsverfahrens wird eine deutliche Korrelation der inneren und äußeren Lochdurchmesser erwartet: Beide Durchmesser hängen gleichermassen von der Ätzdauer ab. So findet sich für den inneren und den unteren, äußeren Lochdurchmesser eine sichtbare Korrelation. Im Falle des oberen, äußeren Lochdurchmessers scheint jedoch ein Teil der kleineren inneren Lochdurchmesser eher größere äußere Lochdurchmesser zu bevorzugen. Insbesondere handelt es sich dabei um genau den Bereich, in dem die Abweichung im Gain beobachtet wird. Aufgrund der Parameterkorrelation auf dem restlichen, weitaus größeren Teil der Folie wird hier ein geringerer äußerer Lochdurchmesser erwartet.

Es scheint eine Abweichung der oberen, äußeren Lochdurchmesser am oberen Rand der Folie von der Erwartung zu geben. Ein kleinerer äußerer Lochdurchmesser auf der Oberseite der Folie bedeutet einen höheren, vorhergesagten Gain. Tatsächlich unterlag die Messung der optischen Parameter in diesem Bereich der Folie einigen Schwierigkeiten, wie sich später herausstellte [91]. Dabei handelte es sich um einen Bereich, in dem aufgrund von Kontrast-Problemen nur etwa 50 % der Löcher optisch erfasst werden konnten. Dies legt nahe, dass den gemessenen Parametern in diesem Bereich keine zu hohe Verlässlichkeit zugeschrieben werden kann.

Neben diesem diffizilen Einzelfall sollen noch weitere Beispiele von GEM-Folien untersucht werden. Dabei handelt es sich um die Folien IROC-I-1-005, IROC-I-1-006 und IROC-I-4-003, die aus der gleichen Produktion wie die zuvor betrachtete Folie stammen. Die Abbildung 7.5, 7.6 und 7.7 zeigen den auf der Grundlage der gemessenen Lochparameter simulierten Gain sowie den gemessenen Gain für diese Folien. Außerdem zeigen sie die Korrelation zwischen den beiden Gains. Hier wird eine ausgeprägtere Korrelation als im Falle der Folie IROC-I-1-007 sichtbar. Die Simulationen geben das Resultat der Messung also zuverlässig wieder. Auffällig ist ein senkrechter Streifen in der Messung des Gains für die Folie IROC-I-1-006. Dabei handelt es sich allerdings höchstwahrscheinlich um ein Artefakt aufgrund des Rahmens der GEM-Folie, welcher erwartungsgemäß an dieser Stelle mittig über die GEM-Folie verläuft. Die zugehörigen Werte sind in der Korrelation als Ausreißer für sehr hohe und sehr geringe gemessene Gains sichtbar. Dies bedeutet, dass, wie bereits

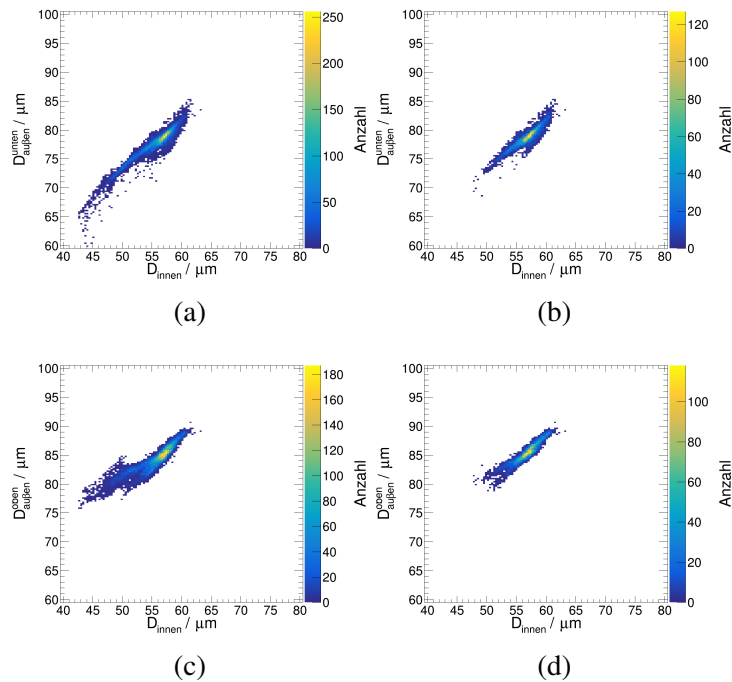


Abbildung 7.4: Korrelation des inneren und der äußeren Lochdurchmesser, zunächst für die Gesamte Folie IROC-I-1-007 in (a) und (c) sowie ohne Zellen oberhalb von $x = 420$ mm. Die Verteilungen sind jeweils auf den Mittelwert der Folie normiert. Eine ausführliche Erklärung findet sich im Text. Die zugrunde liegenden Daten finden sich in [90].

erwartet, die Homogenität der Lochparameter ein gutes Maß für die Homogenität des Gains darstellt. Weiterhin bestätigt es die Verlässlichkeit der Simulationen hinsichtlich ihrer Vorhersagekraft, was insbesondere für weiterführende Anwendungen der Simulationen relevant ist. Die Simulationen qualifizieren sich damit erneut als verlässliches Werkzeug um systematische Studien durchzuführen und geometrische Optimierungen anzustreben, ohne den anfallenden Produktionsaufwand vieler verschiedener Folien.

7.2 Optimierungspotential der Feldkonfiguration: 3-GEM Detektoren

Ein entscheidender Faktor für den sicheren und zuverlässigen Betrieb von GEM-basierten Detektoren ist die Überschlagswahrscheinlichkeit (siehe dazu auch Kapitel 4 und A). Da Überschläge in den GEM-Löchern oder sogar zwischen den Folien im schlimmsten Fall den Detektor unbrauchbar machen können, ist es stets erstrebenswert, die Überschlagswahrscheinlichkeit zu minimieren. Dies ist gleichzusetzen damit, ein auf den Elektronentransfer optimiertes Setup zu verfolgen und in Folge dessen den absoluten Gain, beziehungsweise die maximale Betriebsspannung, so gering wie möglich zu halten. Die Transfereffizienz zwischen zwei GEM-Folien

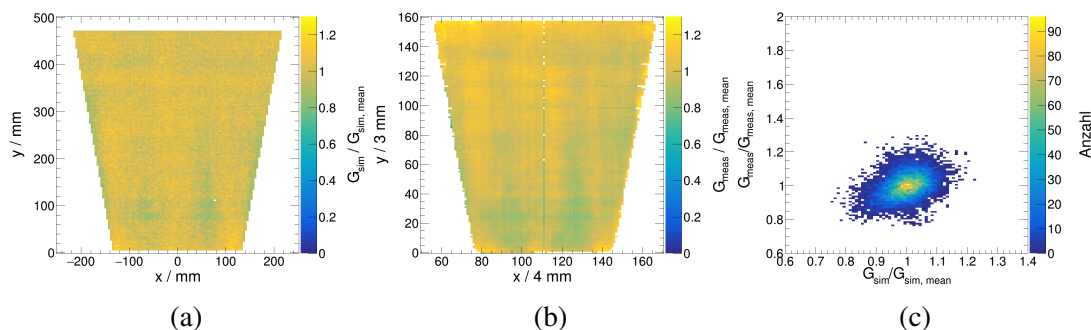


Abbildung 7.5: Normierte Verteilung des simulierten Gains in (a) und des gemessenen Gains in (b) für die Folie IROC-I-1-005. Korrelation der Verteilungen (c). Die Simulation wurde durchgeführt in Ar-CO₂ (82-18). Das Feld oberhalb der GEM-Folie beträgt 400 V cm⁻¹, die GEM-Spannung beträgt 330 V und das Feld unterhalb der GEM-Folie beträgt 500 V cm⁻¹. Die Verteilungen sind jeweils auf den Mittelwert der Folie normiert. Die zugrunde liegenden Daten finden sich in [90].

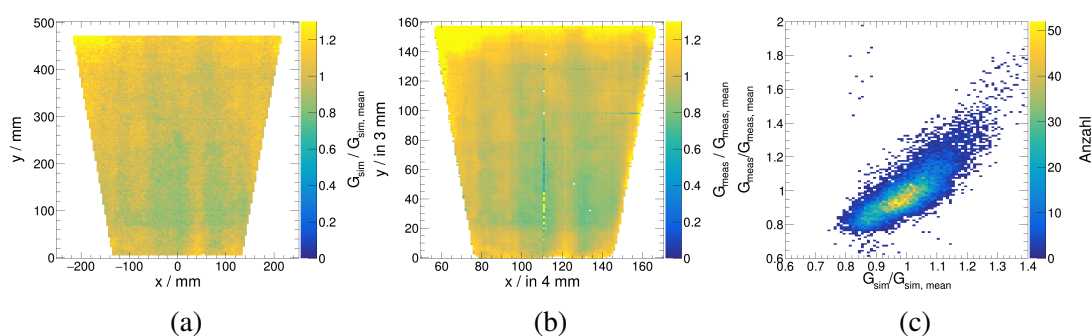


Abbildung 7.6: Normierte Verteilung des simulierten Gains in (a) und des gemessenen Gains in (b) für die Folie IROC-I-1-006. Korrelation der Verteilungen (c). Die Simulation wurde durchgeführt in Ar-CO₂ (82-18). Das Feld oberhalb der GEM-Folie beträgt 400 V cm⁻¹, die GEM-Spannung beträgt 330 V und das Feld unterhalb der GEM-Folie beträgt 500 V cm⁻¹. Die Verteilungen sind jeweils auf den Mittelwert der Folie normiert. Die zugrunde liegenden Daten finden sich in [90].

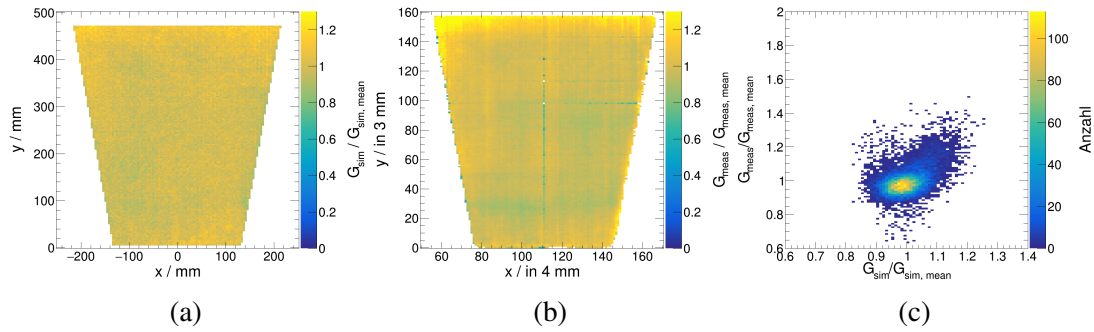


Abbildung 7.7: Normierte Verteilung des simulierten Gains in (a) und des gemessenen Gains in (b) für die Folie IROC-I-4-003. Korrelation der Verteilungen (c). Die Simulation wurde durchgeführt in Ar-CO₂ (82-18). Das Feld oberhalb der GEM-Folie beträgt 400 V cm^{-1} , die GEM-Spannung beträgt 330 V und das Feld unterhalb der GEM-Folie beträgt 500 V cm^{-1} . Die Verteilungen sind jeweils auf den Mittelwert der Folie normiert. Die zugrunde liegenden Daten finden sich in [90].

kann in Abhängigkeit des Transferfelds optimiert werden. Dies geschieht mit einer eigens dafür entwickelten Software, beschrieben in Anhang E.4. Als zu optimierendes Setup wird die dreifach-GEM-basierte Auslese der Tracking-Detektoren für das COMPASS-Experiment herangezogen [92]. Dabei handelt es sich um flache Detektoren mit einer Auslesefläche von $30,7 \times 30,7 \text{ cm}^2$ und 2 mm beziehungsweise 3 mm breiten Transfer- beziehungsweise Driftregionen. Bei den GEM-Folien handelt es sich in allen drei Fällen um Folien der (St)-Geometrie. Unter den GEM-Folien wird eine 2D-Streifen-Auslese verwendet, mittels derer der Durchstoßpunkt geladener Teilchen bestimmt wird. Die Detektoren werden in dieser Form „senkrecht“ zum einfallenden Teilchenstrahl eingesetzt, um die Bahnen der gestreuten, geladenen Teilchen zu vermessen. Die Zielsetzung der Optimierung in diesem Zusammenhang ist es, bei reduzierten Spannungen den gleichen effektiven Gain zu erreichen wie mit den originalen Betriebsparametern.

Die Optimierung erfolgt im Rahmen einiger für das Experiment festgelegter Bedingungen: Das Driftfeld bleibt unverändert, da dies die Driftgeschwindigkeit im Konvertierungsbereich festlegt und anwendungsspezifisch festgelegt ist. Darüber hinaus wäre davon nur die Sammlungseffizienz der ersten GEM-Folie betroffen, welche für das vorgesehene Driftfeld wiederum bereits als nahezu 1 abgeschätzt werden kann (siehe Kapitel 5). Die Optimierung fällt hier also erwartungsgemäß geringer ins Gewicht, als etwaige Abweichungen in den tatsächlichen geometrischen Parametern der Folie. Gleichzeitig wird das Verhältnis der GEM-Spannungen zueinander konstant gelassen. Dies gründet sich auf eine weitere experimentspezifische Vorgabe, bei der der höchste Gain in der ersten GEM-Folie erreicht werden soll. Da die Elektronen zwischen den einzelnen GEM-Folien wieder ein Stück weit diffundieren und der Gain mit jeder Folie reduziert wird, kann so die Ladungsdichte in den Löchern der tiefer liegenden Folien kontrolliert werden, so dass die Überschlagswahrscheinlichkeit gering bleibt (siehe dazu auch Kapitel 4 und A).

Grundsätzlich begünstigt ein Setup dieser Art die Energieauflösung, da möglichst alle primären Ladungen gesammelt und verstärkt werden und insbesondere die erste GEM-Folie den größten

Einfluss auf die Energieauflösung hat (vergleiche dazu auch [76]). Dies zeigt sich auch bei der Betrachtung der gemessenen Energieauflösungen in Abbildung 7.8. Ein Parametersatz dieser Art ist üblich für Detektoren, bei denen der Ionen-Rückfluss keine Rolle spielt, da hier sehr viele Ionen direkt in der ersten GEM-Folie erzeugt werden und beinahe ungehindert in das Drift-Volumen gelangen können. Nicht zuletzt aufgrund des kleinen Driftvolumens ist dieses Kriterium hier aber zweitrangig.

Zuletzt wird auch das Transferfeld zwischen der dritten GEM-Folie und der Auslese auf dem von COMPASS-festgelegten Wert gelassen. Prinzipiell kann das Feld hier noch höher gewählt werden, um eine noch bessere Extraktion der Elektronen zu erhalten. Um jedoch die Auslese vor Überschlägen zu schützen, sollte die Energie nicht zu hoch werden, die in der Kapazität zwischen der Unterseite der dritten GEM-Folie und der Auslese gespeichert ist. Dementsprechend wurde dieses Transferfeld nicht beliebig hoch gewählt und soll hier auch unverändert belassen werden.

Ein Überblick über die ursprünglichen und die optimierten BONN-Parameter¹ findet sich in Tabelle 7.1. Da zum Zeitpunkt der Messung nur Ar-CO₂ (90-10) als Gas zur Verfügung stand, wurden die originalen Parameter zunächst auf 85 % skaliert, um den höheren Gain im Vergleich zu Ar-CO₂ (70-30) zu kompensieren und Überschlagssicherheit zu gewährleisten. Hier wurden alle Parameter skaliert, um die Transfereffizienzen nicht zu beeinflussen. Daneben finden sich die optimierten Parameter, die den gleichen Gain vorhersagen, jedoch bei einer deutlich reduzierten maximalen Spannung. So liegt an der Kathode im Fall der optimierten Parameter nur noch eine Spannung von 2 775 V an, deutlich weniger als im Falle der ursprünglichen Konfiguration mit 3 487 V. Es lässt sich erkennen, dass die Spannung über die GEM-Folien um einige Prozent reduziert werden konnte. Da sich der Gain einer GEM-Folie nahezu exponentiell mit der anliegenden Spannung verhält (siehe Kapitel 3 und 4), bedeutet die Reduktion der einzelnen GEM-Spannungen um durchschnittlich 5 V eine Verringerung des absoluten Gains in der Größenordnung von 5 % pro Folie (vergleiche Abbildung 4.6) oder $1 - 0.95^3 \approx 14$ % insgesamt. Darüber hinaus wurde insgesamt vor allem durch die Optimierung der Transferfelder das notwendige Potential reduziert.

Um die optimierten Betriebsparameter zu überprüfen wird ein Detektor in der COMPASS-Konfiguration verwendet, der in dieser Form auch im Rahmen des NA64-Experiments eingesetzt wird [93] und ebenfalls für das externe Tracking an der CB/TAPS-TPCAnwendung findet [94]. Abbildung 7.8 zeigt die Messungen des ⁵⁵Fe-Spektrums mit den skalierten COMPASS-Parametern und mit den optimierten Parametern. Beim Vergleich der Lage der Schwerpunkte der Linien in den beiden Spektren wird deutlich, dass beide Konfigurationen einen vergleichbaren Gain aufweisen:

$$\mu_{K_{\alpha}\text{-photo}}^{\text{COMPASS skaliert}} = 1753.8 \pm 0.3, \quad (7.1)$$

$$\mu_{K_{\alpha}\text{-photo}}^{\text{optimiert}} = 1778.0 \pm 0.4. \quad (7.2)$$

¹ Bonn-Ottvad Neu-Normal

	COMPASS Ar-CO ₂ (70-30)	COMPASS Ar-CO ₂ (90-10)	Optimiert Ar-CO ₂ (90-10)
E_0 / V/cm	2 490	2 116,5	2 116,5
dU_{GEM1} / V	410	349	345
E_1 / V/cm	3 730	3 170,5	1 490
dU_{GEM2} / V	374	318	312
E_2 / V/cm	3 730	3 170,5	1 341
dU_{GEM3} / V	328	279	274
E_3 / V/cm	3 730	3 170,5	3 170,5

Tabelle 7.1: Überblick der Betriebsparameter der GEM-Verstärkungsstufe der COMPASS-Detektoren (Parameter aus [92]) vor und nach der Optimierung auf den Elektronentransfer.

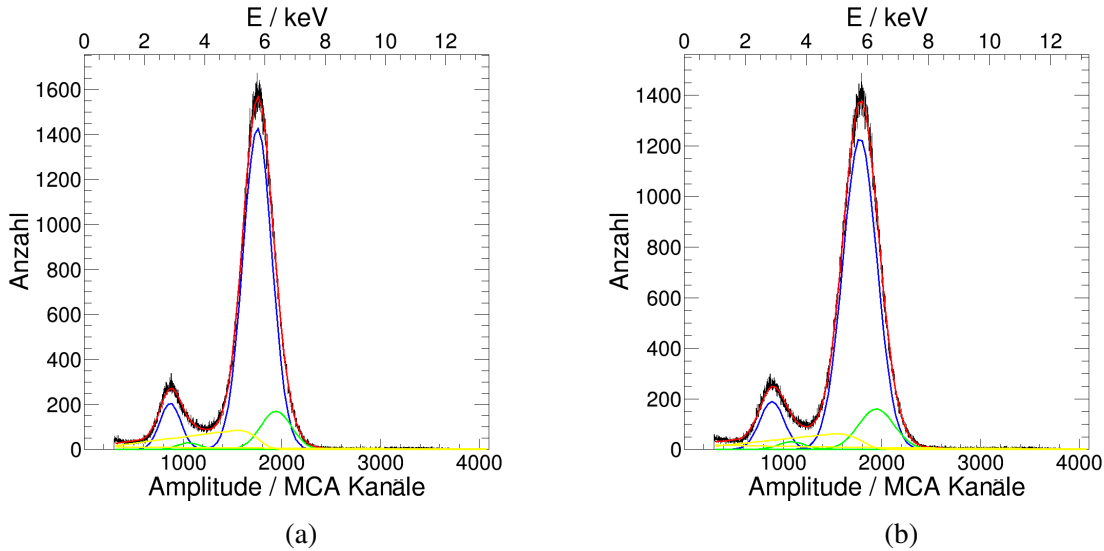


Abbildung 7.8: Vergleich zwischen den skalierten COMPASS-Parametern (a) und den optimierten Parametern (b) anhand der Messung des ^{55}Fe -Spektrums. Die Ergebnisse des eingezeichneten Fits (siehe hierzu auch Anhang F) werden im Text diskutiert.

Damit ist das Hauptkriterium für die Optimierung erfüllt. Bei näherer Betrachtung wird weiterhin deutlich, dass die Energieauflösung $R = \frac{\sigma}{\mu}$ ebenfalls vergleichbar bleibt:

$$R_{\text{K}_\alpha\text{-photo}}^{\text{COMPASS skaliert}} = (8,43 \pm 0,02) \%, \quad (7.3)$$

$$R_{\text{K}_\alpha\text{-photo}}^{\text{optimiert}} = (8,58 \pm 0,03) \%. \quad (7.4)$$

Mithilfe dieser Optimierung konnte die maximal angelegte Spannung um 700 V beziehungsweise knapp 20 % reduziert werden, die Performanz des Detektors bleibt dabei erhalten.

7.3 Optimierungspotential der Feldkonfiguration: 4-GEM Detektoren

Ähnlich der Optimierung des 3-GEM Detektors im vorherigen Abschnitt kann nun auch ein 4-GEM Detektor optimiert werden. Dies orientiert sich an dieser Stelle an der Konfiguration der Ausleseammern, die für das Upgrade der TPC des ALICE-Experiments vorgesehen sind. Bei den hier verwendeten GEM-Folien handelt es sich um eine (St)-(LP)-(LP)-(St)-Konfiguration. Für die ALICE-TPC ist ein Driftfeld von 400 V cm^{-1} festgelegt. Dieser Wert wird im Rahmen der Optimierung beibehalten, da er für die Driftstrecke und Driftgeschwindigkeit optimiert wurde und außerdem maximale Sammlungseffizienz der ersten GEM-Folie für einfallende Ladungen garantiert. Die restlichen Transferfelder und GEM-Spannungen sind so gewählt, dass ein Gain von 2000 erreicht wird, der Ionenrückfluss weniger als 1 % beträgt und die Energieauflösung für die Photolinie von ^{55}Fe besser als 12 % ist [33]. Die verwendete Hochspannungskonfiguration wurde in Abweichung zur sogenannten „Discharge Probability Convention“ [95] ausgewählt. Dabei wird von einer Konfiguration ausgegangen, die unter Berücksichtigung der Diffusion und der Ladungsdichte pro Loch in den verschiedenen Stufen eine möglichst geringe Wahrscheinlichkeit für Überschlüge bietet. Dies wird üblicherweise erreicht durch einen abnehmenden Gain von einer Verstärkungsstufe zur nächsten. Ein Überblick über die aktuelle Konfiguration der ALICE-TPC Ausleseammern findet sich in Tabelle 7.2. Die Verstärkung der einzelnen Folien ist dabei so gewählt, dass die größte Verstärkung im unteren Teil des Stapels erzeugt wird. So bleibt genug Möglichkeit, die Ionen am zurückdriften zu hindern und den Ionenrückfluss zu minimieren. Die Simulation eines exemplarischen Ereignis eines einzeln einfallenden Elektrons ist in Abbildung 7.9 gegeben. Hier wird deutlich, dass hauptsächlich die letzte Folie für die Verstärkung verantwortlich ist. Die rückdriftenden Ionen werden durch den minimalen Lochüberlapp der zwei (LP)-Folien und die Feldkonfiguration so gut wie komplett an der Unterseite der zweiten Folie unterdrückt. Zwar werden aufgrund des niedrigen Transferfelds E_3 und des hohen Transferfelds E_2 so gut wie alle Ionen in der dritten GEM-Folie gesammelt und nach oben hin extrahiert, aufgrund des geringen Lochüberlapps und der durch E_2 bedingten Sammlungsseffizienz für Ionen werden die Ionen schließlich aber an der Unterseite der zweiten GEM-Folie absorbiert. Die zweite GEM-Folie fungiert hier dementsprechend hauptsächlich als Tor, dass bei geringer Verstärkung von oben kommende Elektronen effizient passieren lässt (die Extraktion ist aufgrund des hohen E_2 sehr hoch) und den Ionenrückfluss unterdrückt. Ionen die in der zweiten GEM-Folie selbst erzeugt werden, passieren nur zu einem geringen Anteil die erste Folie, auch dies ist wieder durch das hohe Transferfeld E_1 bedingt. Somit verbleiben nur die Ionen, die in der ersten Folie produziert werden. Sie allein verursachen den größten und dennoch geringen Anteil zum Ionenrückfluss.

Auffallend ist bei Betrachtung der Simulation, dass auch Verstärkung in den Transferregionen stattfindet. Insbesondere deutlich wird dies in der letzten Transferregion, wo die meisten Elektronen vorhanden sind. Verstärkung in diesen Regionen aufgrund des hohen Transferfeldes sind in der Regel unerwünscht, da sie zur Instabilität des Detektors führen können. Im hier vorliegenden Fall könnte dies bedeuten, dass die Möglichkeit einer Entladung zwischen der vierten GEM-Folie und der Ausleseebene geschieht. Die Auswirkung einer solchen Entladung

kann verheerend für die nachfolgende Ausleseelektronik sein und somit Teile des Detektors zerstören. Für die Optimierung der Verstärkungsstufe wurde deshalb ein etwas geringeres Transferfeld von $3\,500\text{ V cm}^{-1}$ für die letzte Stufe gewählt. Dies garantiert immer noch eine sehr gute Extraktion der Elektronen.

Im Zuge der Optimierung werden die ursprünglichen GEM-Spannungen konstant gehalten. Dadurch wird das Setup beim gleichen absoluten Gain betrieben und die Optimierung kann ausschließlich hinsichtlich des Elektronentransfers erfolgen. Dies erlaubt im Rahmen einer späteren Anpassung und unter Zuhilfenahme der zuvor über den Ionenrückenfluss gewonnenen Kenntnisse einzelne oder mehrere GEM-Spannungen oder Transferfelder gezielt anzupassen, um den Ionenrückfluss bei bestmöglichem Elektronentransfer zu reduzieren. Aufbauend auf den Ergebnissen dieser Arbeit wurde dies in [96] durchgeführt. Das Ergebnis dieser Optimierung findet sich ebenfalls in Tabelle 7.2.

	ALICE Ne-CO ₂ -N ₂ (90-10-5)	Optimiert Ne-CO ₂ -N ₂ (90-10-5)
$E_0 / \text{V/cm}$	400	400
$dU_{\text{GEM1}} / \text{V}$	270	270
$E_1 / \text{V/cm}$	4 000	1 685
$dU_{\text{GEM2}} / \text{V}$	230	230
$E_2 / \text{V/cm}$	4 000	289
$dU_{\text{GEM3}} / \text{V}$	288	288
$E_3 / \text{V/cm}$	100	2 912
$dU_{\text{GEM4}} / \text{V}$	359	359
$E_4 / \text{V/cm}$	4 000	3 500

Tabelle 7.2: Überblick der momentanen Betriebsparameter der GEM-Verstärkungsstufe der ALICE-TPC (Parameter aus [97]) vor und nach der Optimierung.

Nun können Simulationen für jeweils 1000 einfallende Elektronen in der originalen Konfiguration und der optimierten Konfiguration miteinander verglichen werden. Bei Betrachtung von Abbildung 7.10 fällt auf, dass, anders als erwartet, immer noch Verstärkung in den Transferregionen auftritt. Außerdem entsteht der Eindruck, dass nun deutlich mehr Ionen in die Driftregion zurück fließen. Tatsächlich ist dies auch der Fall, allerdings muss dabei berücksichtigt werden, dass sich der effektive Gain in der optimierten Konfiguration von $G_{\text{ALICE}} = 201,6 \pm 13,8$ auf $G_{\text{optimiert}} = 1410 \pm 73$ erhöht hat. Da also im Falle der optimierten Konfiguration die Anzahl der Elektronen, welche die Auslese erreichen eine Größenordnung größer ist, hat dies auch Auswirkungen auf den resultierenden absoluten Ionenrückfluss. So beträgt dieser in der originalen Konfiguration $IB = (3,2 \pm 0,5)\%$, in der optimierten Variante beträgt er $IB = (5,5 \pm 0,3)\%$. Damit fällt der Ionenrückfluss nach der Optimierung auf den Elektronentransfer tatsächlich höher aus. Es bleibt jedoch abzuwarten, ob der erhöhte Ionenrückfluss bei reduziertem Gain immer noch vertretbar wäre. Während der Ionenrückfluss im Falle der ALICE-Konfiguration hauptsächlich aus der ersten Folie stammt, erreichen bei der optimierten Konfiguration auch Ionen aus tieferliegenden Verstärkungsschichten die Driftregion. Der genaue Beitrag der ein-

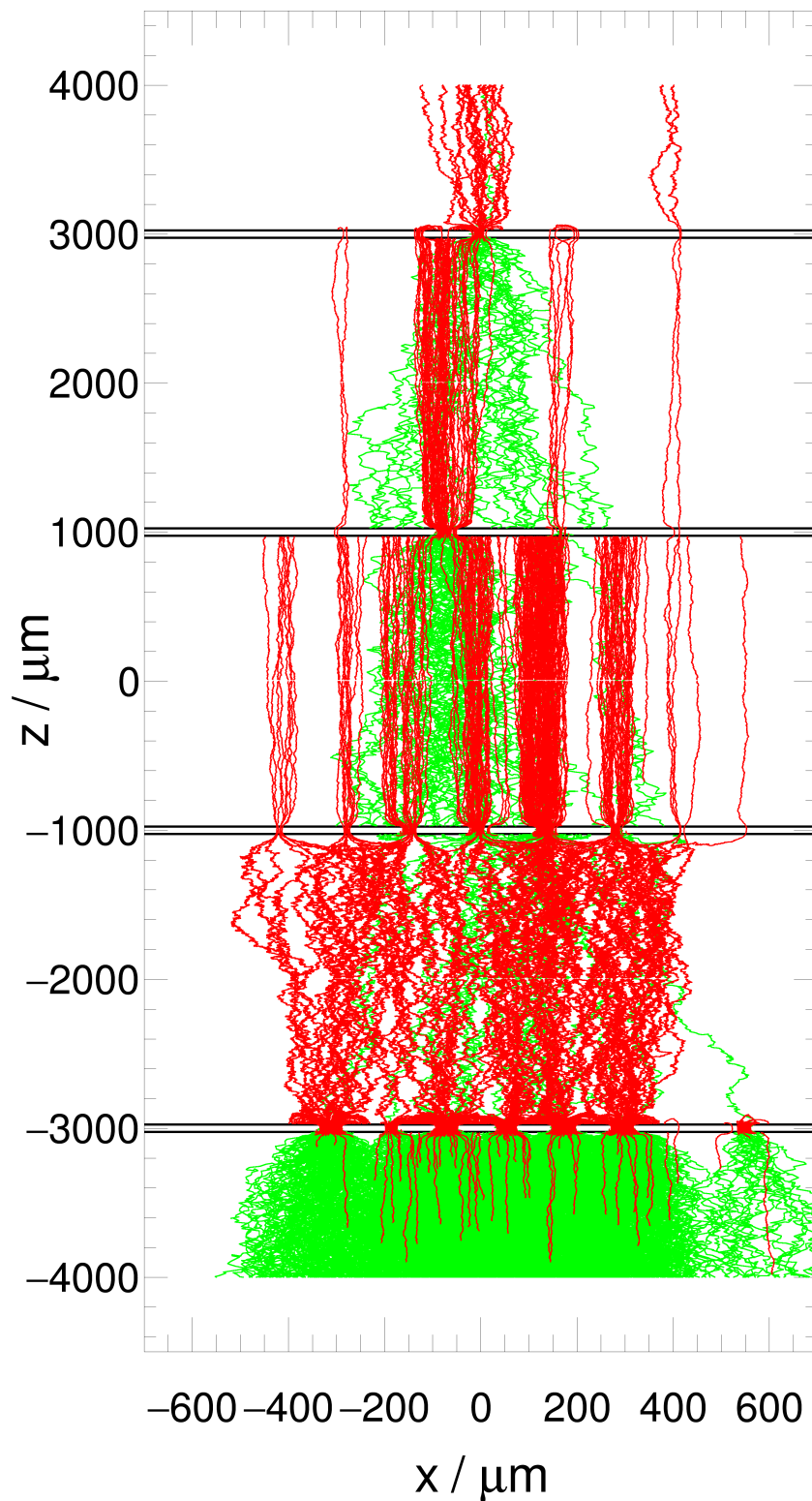


Abbildung 7.9: Beispiel einer Simulation eines 4-GEM-Systems in der Konfiguration der ALICE-TPC. Ein einfallendes Elektron (Driftlinien in grün) bewegt sich durch einen (St)-(LP)-(LP)-(St)-Stapel und erfährt dabei Vervielfachung. Die entstehenden Ionen-Driftlinien sind rot dargestellt. Bei dem verwendeten Gas handelt es sich um $\text{Ne-CO}_2\text{-N}_2$ (90-10-5), Feldkonfiguration in Tabelle 7.2.

zelen Schichten ist in Tabelle 7.3 aufgeführt. Ähnliches gilt für die Verstärkung in den Transferregionen. Verglichen mit der Anzahl der Elektronen, welche die Verstärkungsstufe durchqueren, scheint die Anzahl an Ionisationen in den Transferregionen deutlich geringer auszufallen.

	ALICE	Optimiert
(St)-GEM-1	$69,98^{+0,05}_{-0,04} \%$	$4,978^{+0,010}_{-0,010} \%$
(LP)-GEM-2	$13,78^{+0,11}_{-0,10} \%$	$3,837^{+0,010}_{-0,010} \%$
(LP)-GEM-3	$5,02^{+0,11}_{-0,10} \%$	$8,8774^{+0,0085}_{-0,0082} \%$
(St)-GEM-4	$11,22^{+0,11}_{-0,10} \%$	$82,3068^{+0,0033}_{-0,0032} \%$

Tabelle 7.3: Beiträge der in den einzelnen Verstärkungsschichten erzeugten Ionen zum gesamten Ionenrückfluss im Vergleich für die originale und die optimierte ALICE-Konfiguration für Simulationen mit je 1000 einfallenden Elektronen. Bei dem verwendeten Gas handelt es sich um Ne-CO₂-N₂ (90-10-5).

An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, dass die Simulationen den Gain systematisch zu unterschätzen scheinen. Eine mögliche Erklärung hierfür ist tatsächlich die Vorgehensweise der Simulation [98]: Bei der Würfelung der Wegstrecke, die ein Elektron zurücklegt, bevor erneut das nächste Zusammenstoßen mit einem Gasatom oder ein Richtungswechsel evaluiert wird, wird stets eine gerade Bahn angenommen. Tatsächlich bewegen sich die Elektronen in den GEM-Löchern aber in der Gegenwart von sehr starken elektrischen Feldern, so dass von einer Beeinflussung der Bewegungsrichtung ausgegangen werden kann. Dies hat zur Folge, dass die Wegstrecke der Elektronen durch das Loch unterschätzt wird, was als Konsequenz auch eine Verringerung der Anzahl an Interaktionen mit den Gasatomen zur Folge hat. Als Resultat sinkt schließlich der Gain. Diese Unterschätzung des Gains hat auch Auswirkungen auf den simulierten Ionenrückfluss: Zwar ist die Anzahl der Ionen, die das Driftvolumen erreichen, proportional zum Gain, allerdings gestaltet sich der exakte Zusammenhang deutlich komplexer. Für eine einzelne GEM-Folie beträgt der Ionenrückfluss stets einen festen Anteil, festgelegt durch die Feldkonfiguration. Im Falle von mehreren GEM-Folien hintereinander kann der Ionenrückfluss am Szenario eines einzeln einfallenden Elektron diskutiert werden. Es muss berücksichtigt werden, dass sich die Anzahlen der rückfließenden Ionen der einzelnen GEM-Folien und das initiale Ion addieren:

$$N_{\text{Ionen}} = 1 + N_{\text{Ionen},1} + N_{\text{Ionen},2} + N_{\text{Ionen},3} + N_{\text{Ionen},4}. \quad (7.5)$$

Jede GEM-Folie hat ihren eigenen Anteil, der sich aus der Anzahl der produzierten Ionen, beziehungsweise dem absoluten Gain, in der jeweiligen Folie und einer Gesamt-Transfereffizienz zusammensetzt:

$$N_{\text{Ionen},i} = \varepsilon G_{\text{abs},i}. \quad (7.6)$$

Diese Summierung der einzelnen Anteile ist darauf zurück zu führen, dass Ionen keine Multi-

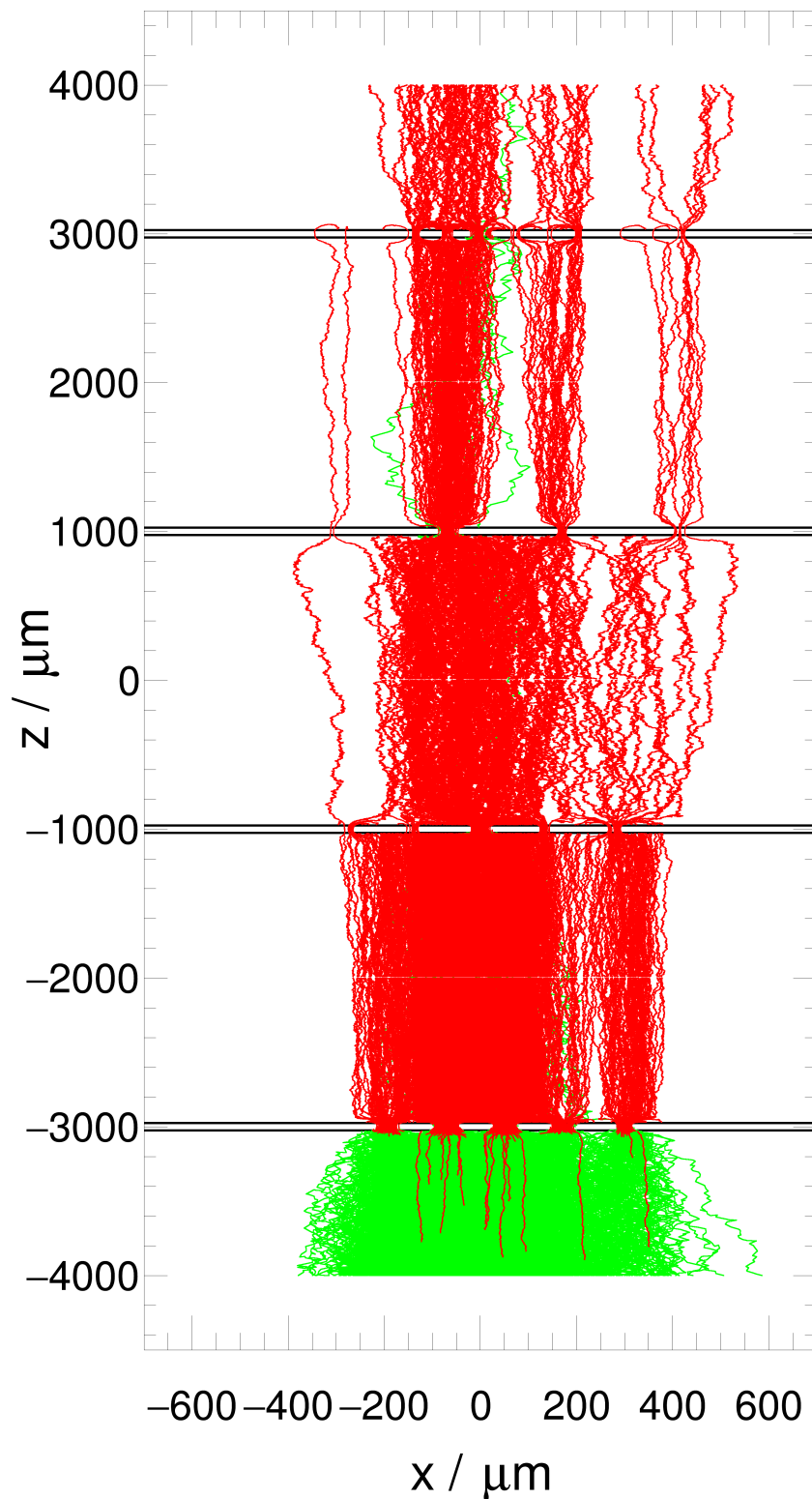


Abbildung 7.10: Beispiel einer Simulation des optimierten 4-GEM-Systems, basierend auf der ALICE-Konfiguration. Ein einfallendes Elektron (Driftlinien in grün) bewegt sich durch einen (St)-(LP)-(LP)-(St)-Stapel und erfährt dabei Vervielfachung. Die entstehenden Ionen-Driftlinien sind rot dargestellt. Bei dem verwendeten Gas handelt es sich um Ne-CO₂-N₂ (90-10-5), Feldkonfiguration in Tabelle 7.2.

plikation erfahren. Elektronen hingegen werden in jeder Schicht vervielfacht, weswegen für den gesamten effektigen Gain, beziehungsweise der Gesamtzahl der Elektronen an der Auslese, gilt:

$$N_{\text{Elektronen}} = G_{\text{eff},1} \times G_{\text{eff},2} \times G_{\text{eff},3} \times G_{\text{eff},4}. \quad (7.7)$$

Der Ionenrückfluss ist auch hier wieder das Verhältnis der Ionen an der Kathode und der Elektronen an der Auslese:

$$IB = \frac{N_{\text{Ionen}}}{N_{\text{Elektronen}}}. \quad (7.8)$$

Geht man davon aus, dass der Gain tatsächlich unterschätzt wird, so äußert sich dies also direkt in einer Überschätzung des Ionenrückflusses, da der Zähler eine Summe über den Gain und der Nenner ein Produkt über den Gain beinhaltet. Die Überschätzung des Ionenrückflusses in der Simulation wurde auch in [33] beobachtet. Dieser Erklärung folgend bedeutet eine Verringerung des simulierten Ionenrückflusses nichtsdestotrotz auch eine Verringerung des zu erwartenden tatsächlichen Ionenrückflusses. An dieser Stelle sei außerdem darauf hingewiesen, dass die Garfield++-Simulation, die der in [89] angeführten Statistik zur Verstärkung und Transfereffizienz zugrunde liegt, für einen modifizierten Penning-Faktor durchgeführt wurde, um die absoluten Ergebnisse der Simulation vergleichbar zur Messung zu halten [99]. Da in diesem Fall der Gain der einzelnen Verstärkungsstufen erhöht wird und der Anteil der transferierten Ionen unverändert bleibt, kann auch hier eine Verringerung des Ionenrückflusses beobachtet werden. Reproduziert wurde dieses Verhalten für die originale ALICE-Konfiguration: Für einen erhöhten Penning-Faktor (von 0,57 auf 0,9) kann so ein Gain von $1\,135 \pm 199$ anstelle von 202 ± 14 bei einem Ionenrückfluss von $1,10 \pm 0,24$ anstelle von $3,2 \pm 0,5$ erzielt werden.

Als letztes Merkmal kann auch die Abschätzung der Energieauflösung der beiden Konfiguration verglichen werden. Hierbei handelt es sich um eine Abschätzung der unteren Grenze, in die Annahmen wie ein Fano-Faktor von $F = 0,15$ eingehen und lediglich Schwankungen des Gains berücksichtigt werden. Deswegen wird hier auf die Angabe von Fehlern verzichtet. Die Energieauflösung beträgt im Falle der originalen Konfiguration etwa 10,1 %. Durch die Optimierung bleibt die Auflösung erhalten zu etwa 10,2 %.

Eine experimentelle Überprüfung des hier vorhergesagten Verhaltens fand in [96] statt. Die dort erzielten Ergebnisse sind in Tabelle 7.4 den detaillierten Ergebnissen der Simulationen gegenüber gestellt. Durch die sorgfältige Vermessung der einzelnen Verstärkungsstufen kann die Vorhersage bestätigt werden. Dabei sei darauf hingewiesen, dass die Simulation für die tatsächliche ALICE-Konfiguration in Ne-CO₂N₂ (90-10-5) durchgeführt wurde, während die Messung in Ar-CO₂ (90-10) stattfand. Dies erklärt den in der Messung geringeren Gain verglichen mit dem für die ALICE-Konfiguration erwarteten Gain um 2 000. Die scheinbar gute Übereinstimmung des Gains ist also auf das unterschiedliche Gas und die oben genannte Unterschätzung des Gains in den Simulationen zurückzuführen, zwei Effekte, die sich in dieser Kombination etwa aufheben. Nichts desto trotz bildet die Verteilung des Gains und des Ionenrückflusses gut erhalten, insbesondere wenn berücksichtigt wird, dass es sich bei der Simulation um GEM-Folien mit Design-Parametern handelt, diese in der Messung jedoch

noch zusätzlich abweichen können. Wie ebenfalls bereits erläutert wird der Ionenrückfluss in der Simulation scheinbar überschätzt. Da es sich hier allerdings auch um verschiedene Gase handelt, muss der Ionenrückfluss mit Vorsicht verglichen werden. Im Falle der Simulation erhöht sich der Ionenrückfluss um einen Faktor von etwa 1,7 und für die Messung um etwa 1,1. Somit lässt sich zumindest eine gleichgerichtete Tendenz erkennen. Zusätzlich können auch hier Abweichungen in der Geometrie der verwendeten Folien das Ergebnis der Messung beeinflusst haben. Wie bereits zuvor für die Optimierung des 3-GEM Detektors lässt sich insgesamt eine Bestätigung der Simulation erkennen. Außerdem kann auch im Falle eines 4-GEM Detektors dieser Art von der gesteigerten Elektronentransfereffizienz gebrauch gemacht werden, die eine Verringerung des absoluten Gains erlaubt. Mehr Details dazu finden sich in [96].

	Simulation		Messung	
	ALICE	Optimiert	ALICE	Optimiert
$G_{\text{eff},1}$	$10,55 \pm 0,31$	$5,05 \pm 0,15$	$7,42 \pm 0,08$	$4,1 \pm 0,5$
$\epsilon_{\text{coll},1}$	$100^{+0}_{-0,0010} \%$	$99,990^{+0,010}_{-0,373} \%$		
$\epsilon_{\text{extr},1}$	$61,9^{+0,6}_{-0,6} \%$	$34,0^{+0,6}_{-0,6} \%$		
IB_1/IB_{tot}	$69,98^{+0,05}_{-0,04} \%$	$4,978^{+0,010}_{-0,010} \%$	$(51,1 \pm 2,3) \%$	$(3,3 \pm 0,5) \%$
$G_{\text{eff},2}$	$0,616 \pm 0,024$	$0,583 \pm 0,022$	$0,519 \pm 0,021$	$0,52 \pm 0,11$
$\epsilon_{\text{coll},2}$	$16,1^{+0,6}_{-0,6} \%$	$31,3^{+1,1}_{-1,1} \%$		
$\epsilon_{\text{extr},2}$	$65,3^{+0,8}_{-0,8} \%$	$29,3^{+0,8}_{-0,7} \%$		
IB_2/IB_{tot}	$13,77^{+0,11}_{-0,10} \%$	$3,837^{+0,010}_{-0,010} \%$	$(12,6 \pm 2,7) \%$	$(2,1 \pm 0,6) \%$
$G_{\text{eff},3}$	$0,552 \pm 0,025$	$9,11 \pm 0,17$	$0,44 \pm 0,05$	$15,05 \pm 0,30$
$\epsilon_{\text{coll},3}$	$17,9^{+0,8}_{-0,8} \%$	$90,7^{+0,9}_{-0,9} \%$		
$\epsilon_{\text{extr},3}$	$16,5^{+0,4}_{-0,4} \%$	$45,46^{+0,34}_{-0,34} \%$		
IB_3/IB_{tot}	$5,02^{+0,11}_{-0,10} \%$	$8,877^{+0,008}_{-0,008} \%$	$(4,2 \pm 2,7) \%$	$(5,5 \pm 0,7) \%$
$G_{\text{eff},4}$	$56,2 \pm 0,7$	$52,51 \pm 0,26$	$97,7 \pm 1,1$	$59,80 \pm 0,33$
$\epsilon_{\text{coll},4}$	$100^{+0}_{-0,028} \%$	$99,899^{+0,030}_{-0,038} \%$		
$\epsilon_{\text{extr},4}$	$57,10^{+0,14}_{-0,14} \%$	$53,37^{+0,05}_{-0,05} \%$		
IB_4/IB_{tot}	$11,22^{+0,11}_{-0,10} \%$	$82,3068^{+0,0033}_{-0,0032} \%$	$(10,9 \pm 3,5) \%$	$(87,4 \pm 0,8) \%$
$G_{\text{eff,tot}}$	202 ± 14	$1\,410 \pm 73$	$164,0 \pm 1,0$	$1\,932 \pm 120$
IB_{tot}	$3,23^{+0,5}_{-0,5} \%$	$5,54^{+0,32}_{-0,32} \%$	$(2,82 \pm 0,05) \%$	$(3,030 \pm 0,011) \%$

Tabelle 7.4: Simulierte und in [96] experimentell überprüfte Beiträge der einzelnen GEM-Folien zu Gain und Ionenrückfluss. Für die Simulation sind außerdem die Transfereffizienzen für Elektronen angegeben. Die Simulationen wurden in Ne-CO₂N₂ (90-10-5) und die Messungen in Ar-CO₂ (90-10) durchgeführt.

Eine neue Zeitprojektionskammer für CB/TAPS

In diesem Kapitel soll das zukünftige Einsatzgebiet der Zeitprojektionskammer am CB/TAPS-Experiment näher erläutert werden. Dazu gehören zum einen die Anforderungen des Experiments an einen zusätzlichen Detektor, zum anderen aber auch die zu erwartenden Vorteile und Möglichkeiten durch den Einsatz einer TPC. Weiterhin wird auf die bisherige Performanz des TPC-Prototypen am FOPI-Experiment eingegangen. Eine Zusammenfassung dazu findet sich außerdem in [100]. Zudem wird das Optimierungspotential der Verstärkungsstufe diskutiert. Abschließend wird ein Überblick über den momentanen Status des Detektors gegeben.

8.1 Anforderungen für einen Einsatz am CB/TAPS-Experiment

Die Anforderungen an die TPC für einen möglichen Einsatz am CB/TAPS-Experiment sollen im Folgenden kurz beleuchtet werden. Dabei wird zunächst auf die rein mechanischen Anforderungen bezüglich der Größe und Raumwinkelabdeckung des Detektors eingegangen. Anschließend wird die Tauglichkeit der TPC als innerer Detektor unter den gegebenen physikalischen Bedingungen, insbesondere den zu erwartenden Ereignisraten, diskutiert.

8.1.1 Technisches Design

Der momentane Aufbau des CB/TAPS-Experiments bietet im Inneren des Crystal-Barrels Platz für einen weiteren Detektor. Die technische Zeichnung in Abbildung 8.1 zeigt wie eine TPC in den Aufbau integriert werden kann. Auf Grundlage dieser Überlegung und den Gegebenheiten am FOPI-Experiment, wurde der Prototyp einer GEM-basierten TPC konzipiert und realisiert. Da es sich in beiden Fällen um sogenannte Fixed-Target-Experimente handelt, wurde die

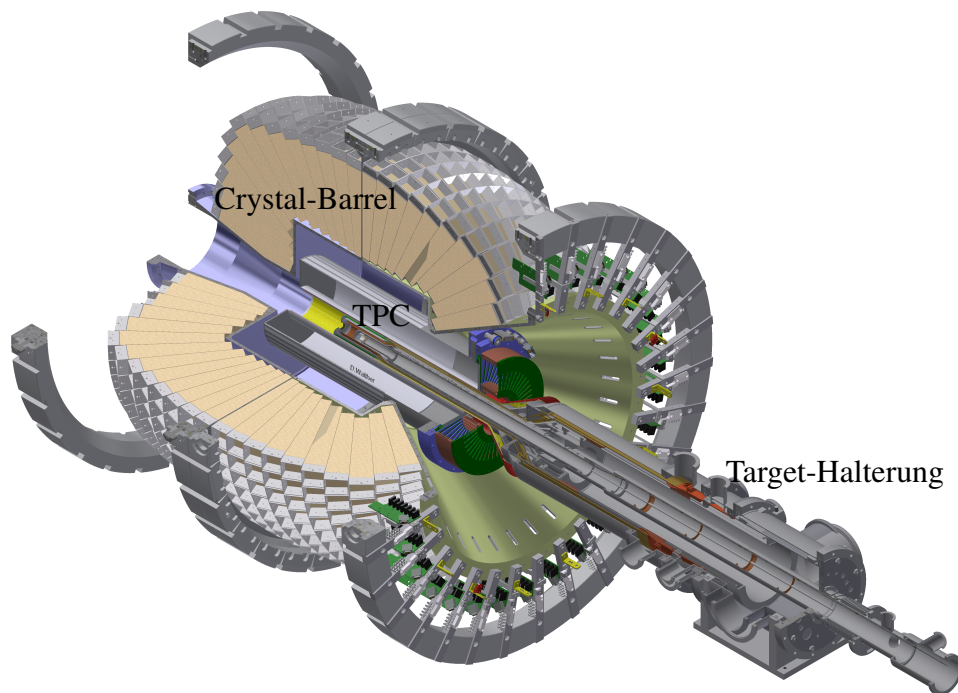


Abbildung 8.1: Technische Zeichnung einer möglichen Integration des TPC-Prototypen in das Crystal-Barrel. Zur Verfügung gestellt von [14].

TPC mit einer einseitigen Auslese versehen, so dass keine Elektronik und damit zusätzliches Material in Vorwärtsrichtung vorhanden ist. Insgesamt wurde bei der Konzeption der TPC darauf geachtet, ein möglichst geringes Materialbudget einzuhalten, um die übrigen Detektoren so wenig wie möglich zu beeinflussen. Die Maße und Parameter der TPC sind in Tabelle 8.1 zusammengefasst, eine Explosionsansicht findet sich in Abbildung 8.2. Nähere Details zur Konzeption und Realisierung des Feldkäfigs finden sich in [100]. Um das Driftfeld über die gesamte Driftstrecke homogen zu halten, sind sowohl der innere als auch der äußere Feldkäfig mit 968 Feldstreifen mit 1 mm Breite und 0,5 mm Abstand ausgestattet. Von einem Feldstreifen zum nächsten wird das anliegende Potential über eine Widerstandskette reduziert. Das Potential wird dabei an der Kathode selbst und am letzten Feldstreifen in separaten Kanälen angelegt und kontrolliert. Desweiteren werden die einzelnen Verstärkungsstufen einzeln mit Hochspannung versorgt. Weitere Details zum Aufbau der TPC finden sich in Abschnitt 8.4.

Die TPC fügt sich mit ihren aktuellen Maßen wie in Abbildung 8.3 dargestellt in das Crystal-Barrel ein. Dabei wird eine maximale Winkelabdeckung von $10,5^\circ$ bis $163,0^\circ$ erreicht. Dies deckt sich ziemlich genau mit der Winkelabdeckung des Crystal-Barrels (siehe Kapitel 2). Allerdings handelt es sich hier um eine nicht mehr komplett aktuelle Darstellung: Das eingezeichnete Target befindet sich zur Zeit nicht mehr im Betrieb, weswegen unter anderem der Innendetektor angepasst werden musste. Das zur Zeit verwendete Target weist eine spätere Verjüngung der Haltestruktur auf, was zu einem höheren Durchmesser im Bereich des Auslese-Flansch führt. Zu sehen ist ein Vergleich zwischen dem ursprünglichen Bonner Target und dem temporären Mainzer Target in Abbildung 8.4. Für die Integration der TPC bedeutet dies, dass auf Seite der

Geometrische Parameter	
Aussendurchmesser:	308,0 mm
Innendurchmesser:	104,0 mm
Wandstärke:	4,0 mm Polyimid-Rohacell Sandwich
Driftlänge:	727,8 mm
Material Budget:	$\leq 1 \% X_0$
Verstärkungsstufe	
GEM1 - GEM2:	2,0 mm
GEM2 - GEM3:	2,0 mm
GEM3 - Anode:	4,0 mm
Auslese und Elektronik	
Struktur:	10 254 hexagonale Pads mit 1,5 mm Radius
Front-End:	168 T2K AFTER Chips [101] auf 42 Karten
Sampling-Frequenz:	15,55 MHz
Bufferlänge:	511 Bins

Tabelle 8.1: Design Parameter des TPC-Prototypen: Zusätzlich zu den wichtigsten Bemaßungen sind außerdem Details zur Ausleseelektronik aufgeführt.

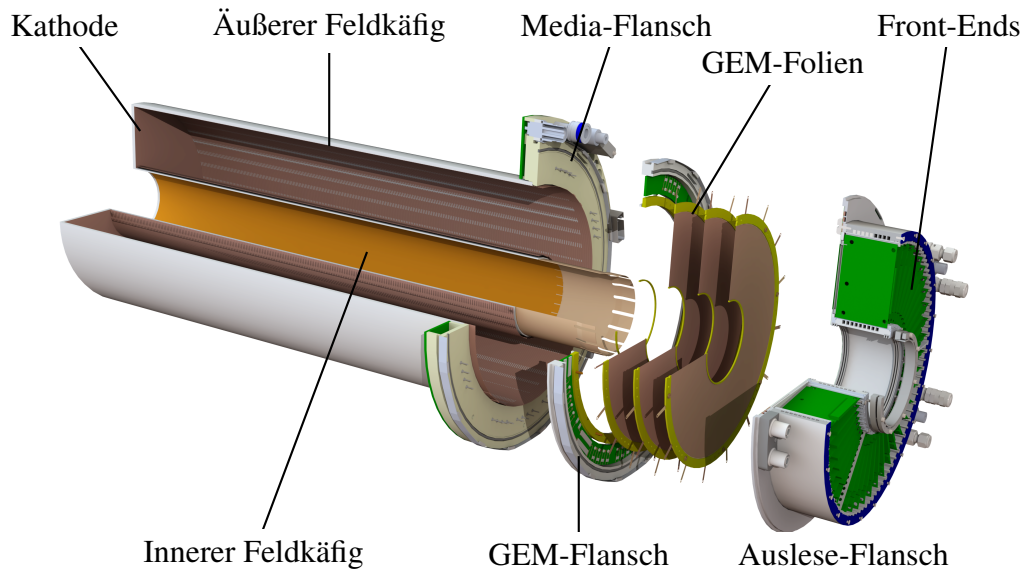


Abbildung 8.2: Explosionsansicht des TPC-Prototypen aus [100].

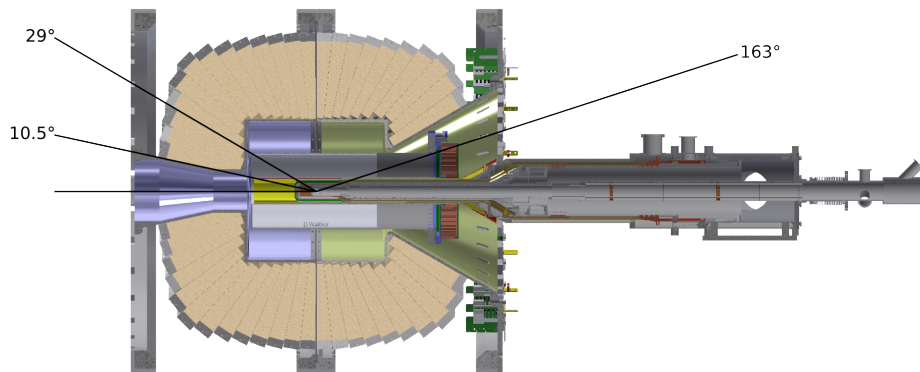


Abbildung 8.3: Raumwinkelabdeckung des TPC-Prototypen beim Einsatz im inneren des Crystal-Barrels. Technische Zeichnung zur Verfügung gestellt von [14]. Siehe auch Abbildung 8.1.

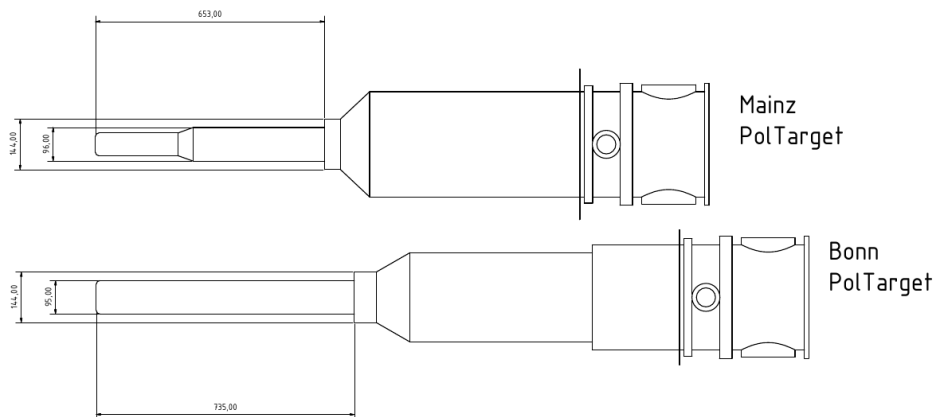


Abbildung 8.4: Vergleich der Dimensionen des alten Bonner und des neuen Mainzer Targets. Technische Zeichnung zur Verfügung gestellt von [102].

Auslese weniger Platz zur Verfügung steht als hier dargestellt. Für einen tatsächlichen Einsatz im Inneren des Crystal-Barrels muss die TPC dementsprechend in ihrer Dimensionierung angepasst werden. Allerdings soll das momentan eingesetzte Target zukünftig durch ein neues Exemplar ersetzt werden, dessen Form sich stark an der ursprünglichen Variante orientiert. Die genauen Abmessung sind zu diesem Zeitpunkt noch nicht bekannt [102]. Insgesamt kann davon ausgegangen werden, dass der größte Teil des Raumwinkels von der TPC abgedeckt wird, insbesondere in Vorwärtsrichtung, wo die meisten Spuren erwartet werden.

8.1.2 Experimentspezifische Anforderungen

Wie in Kapitel 2 beschrieben beschäftigt sich das CB/TAPS-Experiment in seinem aktuellen Zustand in erster Linie mit der Vermessung neutraler Endzustände. Während der Strahlzeit im Januar und Februar 2019 lag dabei die Ereignisrate im zentralen Detektor, dem Crystal-Barrel, zwischen 2 und 3 kHz. Der als Veto fungierende Innendetektor detektiert dabei geladene Teilchen mit einer Rate von etwa $R_{\text{geladen}} = 300$ kHz. Dies ist gleichzeitig die Rate an geladenen Teilchen, die das Volumen der TPC erreichen würden. Verglichen mit anderen Experimenten, wie beispielsweise dem ALICE-Experiment, bei dem bereits die Ereignisrate in Zukunft 50 kHz betragen wird, jedoch bei einer enormen Multiplizität von bis zu einigen Tausend [103], ist die erwartete Rate an geladenen Teilchen im Volumen der TPC am CB/TAPS-Experiment eher gering. Daher ist auch die absolute Anzahl an Ionen, welche aus der Verstärkungsstufe in das Driftvolumen gelangen, vergleichsweise gering anzusehen. Dementsprechend wäre ein auf die Auflösung und Effizienz des Detektors optimierter Betrieb denkbar, ohne zu sehr auf den Ionenrückfluss achten zu müssen. In seiner ursprünglichen Konfiguration wurde die TPC mit einer Verstärkungsstufe bestehend aus drei (St)-GEM-Folien betrieben. Die Performanz sowie weiterführende Optimierungsmöglichkeiten werden im Laufe dieses Kapitels diskutiert.

8.2 Performanz bei FOPI

Der Prototyp der TPC, der sich zur Zeit zu Forschungs- und Entwicklungszwecken sowie zur Ausarbeitung einer optimierten Neuauflage in Bonn befindet, wurde bereits erfolgreich am FOPI-Experiment an der GSI Darmstadt betrieben. Zunächst wurde dort die Funktionalität der TPC und der Ausleseelektronik (siehe auch Abschnitt 8.4) im Betrieb mit kosmischen Muonen sicher gestellt [104]. Anschließend wurden die Tracking-Eigenschaften in Teilchenzerfällen resultierend aus einem Pion-Strahl auf ein Target untersucht. Desweiteren konnte auf Basis der Physik von Krypton-Zerfällen im Drift-Volumen der TPC die Energieauflösung bestimmt und eine pad-weise Gain-Kalibration vorgenommen werden [49].

Die gemessene Energieauflösung [100] der TPC für die 41,6 keV-Linie von Krypton beträgt 4,1 %. Betrieben wurde die TPC dabei mit Ar-CO₂ (90-10) und bei 83 % der in Tabelle 8.2 angegebenen Feldkonfiguration. Ebenfalls für diese Settings kann nun eine MultiGEM-Simulation (siehe Kapitel E) durchgeführt werden. Diese liefert bei gleicher deponierter Energie eine Auflösung von 2,77 %. Damit bleibt die tatsächlich gemessene Auflösung hinter der simulierten Auflösung merkbar zurück. Allerdings sei erwähnt, dass die gemessene Energieauflösung durch die pad-weise Gain-Kalibration hier bereits um mehr als 40 % verbessert werden konnte. Auf der anderen Seite handelt es sich bei der Simulation um eine idealisierte Abschätzung, die lediglich die Gainschwankungen für die Bestimmung der Energieauflösung berücksichtigt.

	100 %	83 %
$E_{\text{Drift}} / \text{V cm}^{-1}$:	400	332
$\Delta U_{\text{GEM1}} / \text{V}$:	400	332
$E_{\text{T1}} / \text{V cm}^{-1}$:	3 750	3 113
$\Delta U_{\text{GEM2}} / \text{V}$:	365	303
$E_{\text{T2}} / \text{V cm}^{-1}$:	3 750	3 113
$\Delta U_{\text{GEM3}} / \text{V}$:	325	270
$E_{\text{T3}} / \text{V cm}^{-1}$:	3 750	3 113

Tabelle 8.2: Hochspannungs- und Feldkonfiguration des TPC-Prototypen während der Datennahme bei FOPI.

8.3 Optimierungspotential der Verstärkungsstufe

In der momentanen Konfiguration wird die TPC für das CB/TAPS-Experiment mit drei (St)-GEM-Folien betrieben. Eine MultiGEM-Simulation der in Tabelle 8.2 gegebenen Feldkonfiguration erlaubt es, die Beiträge der einzelnen GEM-Folien zu Gain, Elektronentransfer und Ionenrückfluss genauer aufzuschlüsseln. Die detaillierten Beiträge sind in Tabelle 8.3 aufgelistet. Wie bereits in Kapitel 7 diskutiert, können die absoluten Werte der in den Simulationen betrachteten Größen von gemessenen Werten systematisch abweichen. Trends finden sich jedoch üblicherweise auch entsprechend der Vorgersage der Simulation in der Messung wieder. Hier lässt sich erkennen, dass der Gain zwar von einer Verstärkungsstufe zur nächsten abnimmt, der Beitrag zum Ionenrückfluss jedoch mit jeder Stufe zunimmt. Dieses kontraintuitive Detail kann dadurch erklärt werden, dass, obwohl der Gain mit jeder Stufe abnimmt, die Anzahl an Ladungen mit jeder Stufe zunimmt. Genauer aufgeschlüsselt erreichen von den in der dritten GEM-Folie produzierten Ionen etwa 58 % die zweite GEM-Folie. Beim Transfer zur ersten Folie wird die Anzahl weiter reduziert auf rund 43 %. Schließlich gelangen knapp 8 % der in der dritten GEM-Folie produzierten Ionen das Driftvolumen. Der gesamte Ionenrückfluss beträgt $IB_{\text{tot}} = (26,33 + 1,76 - 1,75)\%$.

	GEM 1	GEM 2	GEM 3
G_{eff}	$28,7 \pm 0,8$	$9,15 \pm 0,08$	$3,88 \pm 0,13$
$\varepsilon_{\text{coll}}$	$99,80^{+0,16}_{-0,43} \%$	$64,7^{+0,5}_{-0,6} \%$	$60,72^{+0,16}_{-0,34} \%$
$\varepsilon_{\text{extr}}$	$42,89^{+0,32}_{-0,32} \%$	$43,36^{+0,10}_{-0,10} \%$	$46,35^{+0,05}_{-0,05} \%$
IB/IB_{tot}	$3,389^{+0,004}_{-0,004} \%$	$19,963^{+0,012}_{-0,011} \%$	$76,647^{+0,014}_{-0,014} \%$

Tabelle 8.3: Beiträge der einzelnen Verstärkungsstufen zum effektiven Gain ($G_{\text{eff,tot}} = 1018 \pm 28$) und den Elektronentransfereffizienzen sowie zum Ionenrückfluss ($IB_{\text{tot}} = (26,33 + 1,76 - 1,75)\%$) unter der in Tabelle 8.2 aufgeführten Feldkonfiguration.

Um nun die gesamte Verstärkungsstufe zu optimieren sollen hier nicht nur die Transferfelder op-

timiert werden, sondern es wird auch die erste (St)-Folie gegen eine (MP)-Folie ausgewechselt. Wie bereits in den Kapiteln 5 und 7 diskutiert, kann davon ein deutlich geringerer Ionenrückfluss bei vergleichbarer Performanz bezüglich des Elektronentransfers erwartet werden. Die Sammlungseffizienz für Elektronen der (MP)-Folie liegt beim Bereich typischer Driftfelder noch stabil im Plateau. Gleichzeitig bietet sie auch eine im Vergleich zur (St)-Geometrie gesteigerte Extraktionseffizienz für Elektronen (vergleiche Abbildung 5.4). Aufgrund ihrer geringeren optischen Transparenz ist sie zudem auch besser für die Unterdrückung des Ionenrückflusses geeignet. Für ein geringes Feld unterhalb der Folie werden herandriftende Ionen relativ gleichmäßig über die Fläche der Folie verteilt werden, die reduzierte Lochdichte im Vergleich zur (St)-Geometrie reduziert dementsprechend die Sammlungseffizienz. Im Falle eines hohen Feldes unterhalb der Folie werden herandriftende Ionen stark fokussiert, so dass der effektive Lochüberlapp ebenfalls im Vergleich zur (St)-Geometrie reduziert werden kann. Eine detailliertere Diskussion dieses Verhaltens findet sich ebenfalls in Kapitel 5.

Die übrigen (St)-Folien verbleiben im Stapel. Zudem werden die GEM-Spannungen der zweiten und dritten Folie bei den nominalen Werten aus Tabelle 8.2 belassen. Das letzte Transferfeld wird ebenfalls angepasst, um die bestmögliche Extraktion der Elektronen bei stabilem Betrieb sicherzustellen. Im Gegensatz dazu wird das Driftfeld bei seinem ursprünglichen Wert belassen und befindet sich damit wie erwartet im Bereich der maximalen Elektronensammlungseffizienz. Optimiert werden dementsprechend nur die Transferfelder zwischen den GEM-Folien. Der Fokus der Optimierung liegt auch hier wieder auf einem bestmöglichen Elektronentransfer. Um die gesteigerte Effizienz zu kompensieren, wird schließlich die Spannung über die erste GEM-Folie reduziert. Dies sorgt für eine weitere Reduktion des Ionenrückflusses, da so insbesondere in der ersten Stufe insgesamt weniger Ionen erzeugt werden. Die mit dem Stack-Optimizer (siehe Anhang E) optimierten Parameter finden sich in Tabelle 8.4.

$E_{\text{Drift}} / \text{V cm}^{-1}$:	332
$\Delta U_{\text{GEM1}} / \text{V}$:	314
$E_{\text{T1}} / \text{V cm}^{-1}$:	1 301
$\Delta U_{\text{GEM2}} / \text{V}$:	303
$E_{\text{T2}} / \text{V cm}^{-1}$:	1 307
$\Delta U_{\text{GEM3}} / \text{V}$:	270
$E_{\text{T3}} / \text{V cm}^{-1}$:	3 500

Tabelle 8.4: Auf den Elektronentransfer optimierte Hochspannungs- und Feldkonfiguration der TPC mit (MP)-(St)-(St)-Konfiguration.

Für die optimierten Parameter der (MP)-(St)-(St)-Konfiguration wurde ebenfalls eine MultiGEM-Simulation durchgeführt. Die Anpassungen resultieren in einem Gain von $G_{\text{eff,tot}} = 1\,014 \pm 30$ und einer zu erwartenden Energieauflösung von $R = 2,81\%$ für die 41,6 keV-Linie von Krypton. Damit ist die Konfiguration in dieser Hinsicht vergleichbar mit der Konfiguration bei FOPI. Die Beiträge der einzelnen Stufen zu Gain, Elektronentransfer und Ionenrückfluss sind in Tabelle 8.5 aufgelistet. Im Vergleich mit Tabelle 8.3 fällt auf, dass insbesondere die Effektivität der letzten beiden GEM-Folien deutlich gesteigert werden konnte. Als Resultat operiert die

erste GEM-Folie nun bei verringerter Spannung. Außerdem sind die Transferfelder insgesamt schwächer, was die maximale Betriebsspannung weiter reduziert.

Der Ionenrückflusses fällt allerdings entgegen der Erwartung mit $(28,1 + 2,2 - 2,2)\%$ insgesamt etwas höher aus als in der ursprünglichen Konfiguration. Die Beteiligung der einzelnen Stufen bleibt dabei relativ unverändert. Allerdings verändert sich der Transfer der Ionen zwischen den Stufen. So erreichen nun von den in der dritten GEM-Folie produzierten Ionen etwa 38 % die zweite GEM-Folie. Beim Transfer zur ersten Folie wird die Anzahl weiter reduziert auf rund 36 %. Schließlich gelangen 8,8 % der in der dritten GEM-Folie produzierten Ionen das Driftvolumen. Insbesondere an der ersten GEM-Folie wird hier also keine so starke Unterdrückung der Ionen erreicht wie in der ursprünglichen Konfiguration. Demzufolge scheint die geänderte Geometrie keinen positiven Einfluss auf die Unterdrückung des Ionenrückflusses zu haben. Die in Kapitel 5 diskutierten Beiträge des geometrischen und elektrostatischen Blockens scheinen demnach – zumindest für die Kombination (St)-(MP) – durch ein hohes Feld zwischen den Folien dominiert zu sein. Außerdem legt das Ergebnis nahe, dass hier insgesamt das elektrostatische Blocken (vergleiche Kapitel 5) überwiegt.

	GEM 1	GEM 2	GEM 3
G_{eff}	$15,4 \pm 0,4$	$9,76 \pm 0,08$	$6,755 \pm 0,019$
ϵ_{coll}	$99,80^{+0,16}_{-0,43} \%$	$98,07^{+0,18}_{-0,30} \%$	$95,34^{+0,09}_{-0,22} \%$
ϵ_{extr}	$35,0^{+0,4}_{-0,4} \%$	$29,47^{+0,10}_{-0,10} \%$	$48,24^{+0,06}_{-0,06} \%$
IB/IB_{tot}	$3,523^{+0,007}_{-0,007} \%$	$16,685^{+0,011}_{-0,011} \%$	$79,782^{+0,014}_{-0,014} \%$

Tabelle 8.5: Beiträge der einzelnen Verstärkungsstufen zum effektiven Gain ($G_{\text{eff,tot}} = 1\,014 \pm 30$) und den Transfereffizienzen für Elektronen sowie zum Ionenrückfluss ($IB_{\text{tot}} = (28,1 + 2,2 - 2,2)\%$) unter der in Tabelle 8.4 aufgeführten Feldkonfiguration.

Um nun im direkten Vergleich die Möglichkeit der Unterdrückung des Ionenrückflusses durch ein höheres Transferfeld zu untersuchen, wird das Transferfeld zwischen den ersten beiden GEM-Folien auf $3\,000\text{ V cm}^{-1}$ festgelegt. Da zuvor auf den Transfer von Elektronen optimiert wurde und so ein deutlich niedrigeres Feld als Optimum gefunden wurde, kann nun eine verminderte Effizienz in Kauf genommen werden. Dies kann durch einen leicht gesteigerten Gain der ersten Folie kompensiert werden. Laut der Vorhersage des Stack-Optimizers wird ein vergleichbarer Gesamt-Gain nun durch eine Erhöhung der GEM-Spannung um 10 V erreicht. Damit liegt die Betriebsspannung der ersten GEM-Folie immer noch knapp 70 V unter der ursprünglichen Konfiguration. Die kompletten Parameter sind in Tabelle 8.6 aufgelistet.

Für diese sowohl auf den Ionenrückfluss als auch den Elektronentransfer optimierte Konfiguration ergibt sich ein effektiver Gain von $G_{\text{eff,tot}} = 1\,153 \pm 34$ und eine zu erwartenden Energieauflösung von $R = 2,77 \%$ für die 41,6 keV-Linie von Krypton. Damit ist die Konfiguration konkurrenzfähig zu der originalen und auf den Elektronentransfer optimierten Konfiguration. Die Beiträge der einzelnen Stufen zu Gain, Elektronentransfer und Ionenrückfluss sind in Tabelle 8.7 aufgelistet. Dabei fällt nun auf, dass wie erwartet der Elektronentransfer zwischen

$E_{\text{Drift}} / \text{V cm}^{-1}$:	332
$\Delta U_{\text{GEM1}} / \text{V}$:	324
$E_{\text{T1}} / \text{V cm}^{-1}$:	3 000
$\Delta U_{\text{GEM2}} / \text{V}$:	303
$E_{\text{T2}} / \text{V cm}^{-1}$:	1 307
$\Delta U_{\text{GEM3}} / \text{V}$:	270
$E_{\text{T3}} / \text{V cm}^{-1}$:	3 500

Tabelle 8.6: Auf Ionenrückfluss und Elektronentransfer optimierte Hochspannungs- und Feldkonfiguration der TPC mit (MP)-(St)-(St)-Konfiguration.

der ersten und zweiten GEM-Folie etwas geringer ist. Desweiteren verändern sich die relativen Anteile am Ionenrückfluss verglichen mit der ausschließlich auf den Ionenrückfluss optimierten Konfiguration nur wenig: Die dritte GEM-Folie hat immer noch den größten Anteil am Ionenrückfluss. Allerdings fällt die Gesamtzahl der transferierten Ionen aller Verstärkungsstufen deutlich geringer aus. So erreichen von den in der dritten GEM-Folie produzierten Ionen nach wie vor etwa 38 % die zweite GEM-Folie. Diese stellt in der momentanen Konfiguration kaum ein Hindernis für die Ionen dar: Von den in der dritten GEM-Folie produzierten Ionen erreichen ebenfalls etwa 38 % die erste GEM-Folie. Hier allerdings findet nun eine starke Unterdrückung des Ionenrückflusses auf 4,5 % statt. Insgesamt wird so ein Ionenrückfluss von $(16,3 + 0,8 - 0,8)\%$ erreicht, was beinahe eine Halbierung verglichen mit der originalen Konfiguration und der ausschließlich auf den Elektronentransfer optimierten Konfiguration bedeutet. Damit ist diese Konfiguration für einen Einsatz am CB/TAPS-Experimentdurchaus attraktiv.

	GEM 1	GEM 2	GEM 3
G_{eff}	$27,3 \pm 0,6$	$6,26 \pm 0,06$	$6,739 \pm 0,018$
$\varepsilon_{\text{coll}}$	$99,8^{+0,16}_{-0,43} \%$	$65,8^{+0,5}_{-0,6} \%$	$95,36^{+0,08}_{-0,09} \%$
$\varepsilon_{\text{extr}}$	$45,35^{+0,33}_{-0,33} \%$	$29,3^{+0,10}_{-0,10} \%$	$48,1^{+0,5}_{-0,5} \%$
IB/IB_{tot}	$7,195^{+0,013}_{-0,013} \%$	$7,195^{+0,013}_{-0,013} \%$	$69,676^{+0,010}_{-0,009} \%$

Tabelle 8.7: Beiträge der einzelnen Verstärkungsstufen zum effektiven Gain ($G_{\text{eff,tot}} = 1153 \pm 34$) und den Transfereffizienzen für Elektronen sowie zum Ionenrückfluss ($IB_{\text{tot}} = (16,3 + 0,8 - 0,8)\%$) unter der in Tabelle 8.6 aufgeführten Feldkonfiguration.

8.4 Status und Zukunft

Nach dem erfolgreichen Transport des TPC-Prototypen von der GSI in Darmstadt an das Helmholtz-Institut in Bonn begann die erneute Inbetriebnahme. Dazu gehören neben der Überprüfung der Funktionsfähigkeit des Detektors selbst auch die Schaffung der notwendigen

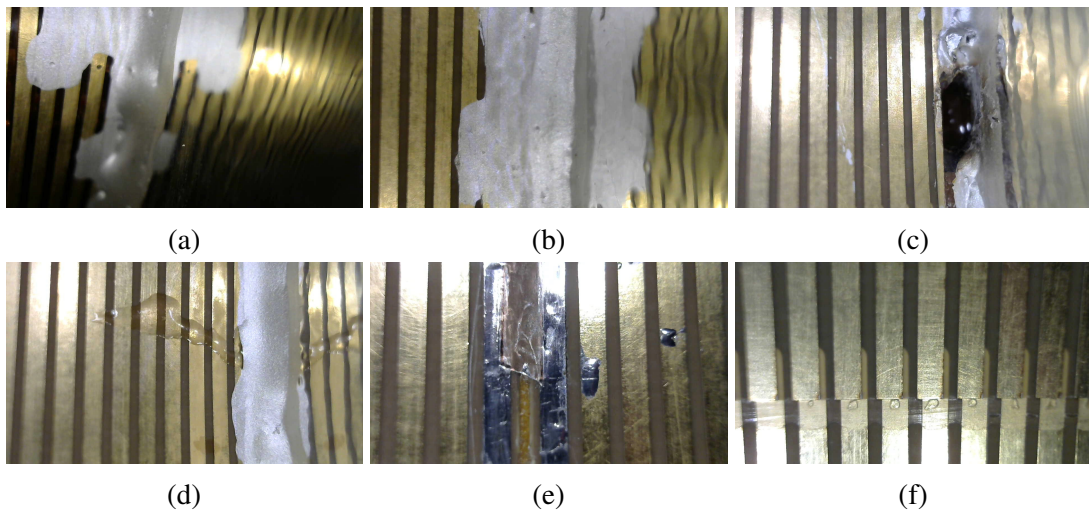


Abbildung 8.5: Schäden am Feldkäfig: Kurzschluss von vier Feldstreifen unmittelbar an der Kathode am inneren Feldkäfig in (a), von vier Feldstreifen unmittelbar an der Kathode am äußeren Feldkäfig in (b), Kurzschluss und Loch im Feldstreifen unmittelbar an der Kathode am äußeren Feldkäfig in (c) sowie eingelaufender Klebstoff in (d). Desweiteren am äußeren Feldkäfig kurzgeschlossene Feldstreifen in (e) und der Versatz der Feldstreifen des äußeren Feldkäfigs in (f). Weitere Details im Text.

Infrastruktur für den Betrieb des Detektors. In diesem Abschnitt soll der aktuelle Status wiedergegeben werden.

Ein wichtiger Aspekt, insbesondere nach dem Transport, ist die Unversertheit des Feldkäfigs der TPC. Weder äußerlich noch innerlich konnten Schäden an der Kammer festgestellt werden, welche vom Transport stammen. Bei der Inspektion des Feldkäfigs wurden jedoch einige Vorschäden festgestellt, die bereits seit dem früheren Betrieb beziehungsweise seit der Produktion der Kammer vorhanden sind. Diese sind in Abbildung 8.5 dokumentiert. Dabei handelt es sich hauptsächlich um Kürzschlüsse zwischen Feldstreifen, die bei Reparaturen verursacht wurden. Es sei erwähnt, dass es während des Einsatz des Detektors bei FOPI zu Überschlägen zwischen dem äußeren Feldkäfig und der Kathode kam, die eine explizite Reparatur benötigten. Darüber hinaus ist für den äußeren Feldkäfig auch ein leichter Versatz der Feldstreifen an der Stelle, an der der Feldkäfig zusammen gefügt wurde, erkennbar. Zwar lassen sich diese Fehlstellen nicht mehr beheben, Kenntnis darüber trägt jedoch zum besseren Verständnis der Performanz des Detektors bei. Die Auswirkung der Kürzschlüsse zwischen den Feldstreifen wurden bereits näher in [104] behandelt.

Gegenstand stetiger Überwachung ist die Funktionstüchtigkeit der verbauten GEM-Folien. Damit im Falle eines Kürzschlusses einzelner GEM-Löcher nicht direkt die gesamte Folie unbrauchbar wird und um die maximal in einem Überschlag zur Verfügung stehende Energie zu limitieren, ist jeweils eine Seite der GEM-Folien in acht kleinere Sektoren unterteilt, die über getrennte Ladewiderstände mit der gesetzten Spannung versorgt werden. Die Sektorgrenzen sind bei den in Abbildung 8.6 dargestellten Folien deutlich zu erkennen. Außerdem sind die Hochspannungsverbindungen der einzelnen Sektoren sowie ein einzelner Anschluss für die

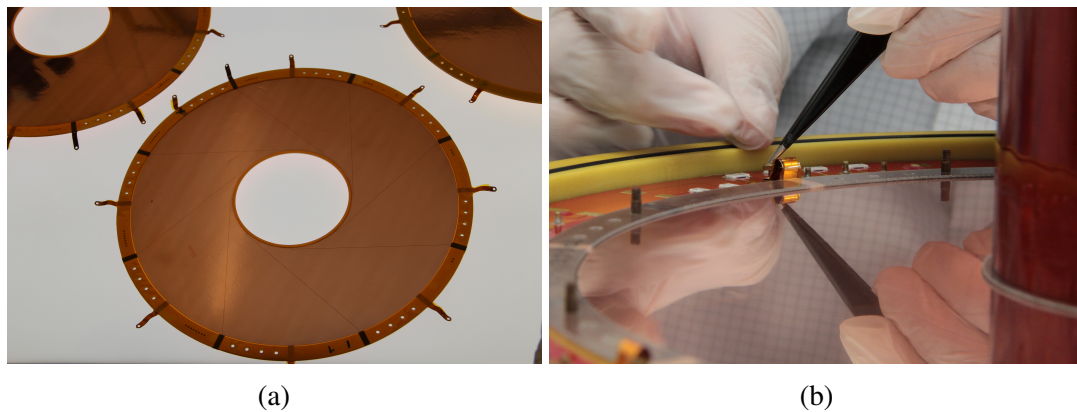


Abbildung 8.6: Gerahmte GEM-Folien der TPC vor dem Einbau in (a) sowie beim Einbau in den GEM-Flansch in (b). Bei genauer Betrachtung lassen sich die Sektorgrenzen erkennen.

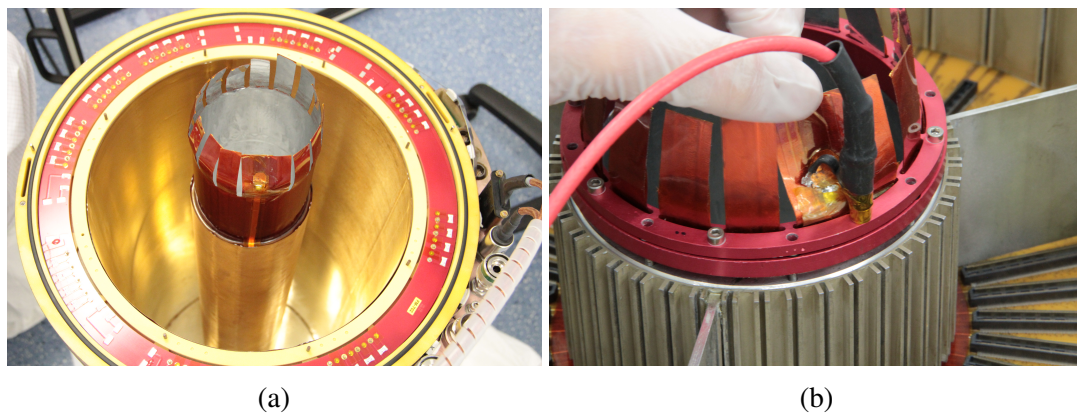


Abbildung 8.7: Geöffneter Feldkäfig in (a): Die Feldstreifen und die Hochspannungsverbindung zum letzten Streifen sind sichtbar. Die Verbindung zum letzten Feldstreifen wird von Außen hergestellt, wie in (b) dargestellt.

Rückseite zu sehen. Die Ladewiderstände befinden sich auf dem GEM-Flansch, an den die Hochspannungsverbindungen angeschraubt werden.

Wird der GEM-Flansch entfernt liegt der Feldkäfig offen. In Abbildung 8.7 erkennt man den Hochspannungskontakt für den letzten Feldstreifen des inneren Feldkäfigs. Dieser wird über eine Lasche außerhalb des Feldkäfigs nach dem Zusammenbau kontaktiert. Tatsächlich kam es während der Inbetriebnahme der TPC zu Überschlügen zwischen diesem Kontakt und der Masse des Feldkäfigs, welche sich in unmittelbarer Nähe befindet. Durch eine sorgfältige, erneute Isolierung konnte diese Komplikation jedoch behoben werden.

Nach der Inspektion des Feldkäfigs kann die TPC in Betrieb genommen werden. Dazu ist eine gewisse Infrastruktur erforderlich, deren Schaffung ebenfalls Teil dieser Arbeit war. An dieser Stelle sei erwähnt, dass die TPC zwar am FOPI-Experiment erfolgreich in Betrieb war, die gesamte Infrastruktur jedoch am HISKP erst neu geschaffen werden musste. Neben der Gasversorgung aus vorgemischten Flaschen oder einem Gasmischsystem [105] benötigt

die TPC insbesondere eine Hochspannungsversorgung. Diese erfolgt über Module der Firma *iseg* [83]. Die notwendige Steuerungs- und Überwachungssoftware [18] wurde für die zur Verfügung stehende Hardware entsprechend angepasst und um die Möglichkeit erweitert, neben einem 30 kV auch ein 40 kV Hochspannungsmodul für die Versorgung der Kathode zu nutzen. Dies ist aufgrund der Länge des Driftvolumens notwendig, um ein Driftfeld von bis zu 400 V cm^{-1} zu erreichen. Die Kommunikation mit dem 30 kV Modul erfolgt dabei über die Steuereinheit des WIENER-MPOD-Crates [84], während die Kommunikation mit dem 40 kV Modul direkt über Ethernet erfolgt.

Schließlich wurde auch die Auslese der TPC erfolgreich in Betrieb genommen. Diese stützt sich dabei auf eine an das COMPASS-Experiment [106] am CERN angelehnte Struktur. Die mehr als zehntausend Kanäle der TPC werden wie bereits in Tabelle 8.1 aufgeführt von 168 T2K AFTER Chips [101] auf 42 Karten ausgelesen, die sich direkt auf der Rückseite der Ausleseebene befinden. Die von diesen Front-Ends kommenden Daten werden von insgesamt 11 Analog-Digital-Konvertierern (ADCs) gesammelt und digitalisiert. Von hier aus werden die Daten optisch an einen zentralen Datenspeicher weitergeleitet. Die Steuerung der Datennahme erfolgt über ein VME-System. Nähere Details zur Struktur der Auslekette findet sich in [100].

Abbildung 8.8 zeigt die TPC während der Datennahme mit kosmischen Muonen im HISKP. Oberhalb und unterhalb der TPC sind Szintillatoren angebracht, die sich über die gesamte Länge der TPC und etwas darüber hinaus erstrecken. So kann ein einfacher, NIM-basierter Trigger betrieben werden, der die Datennahme auslöst. Abbildung 8.9 zeigt eine Auswahl von Ereignissen aus einer mehrwöchigen Datennahme, in welcher die TPC ohne Probleme lief. Die Daten wurden mithilfe des Frameworks EXPLORA und dafür explizit entwickelter Plug-Ins analysiert (siehe dazu auch [107]). Außerdem erkennt man hier in der Summe aller Ereignisse, einen toten Sektor in einer der drei GEM-Folien und einen Sektor, der zu Beginn der Datennahme ebenfalls einen Kurzschluss aufwies. Während der Datennahme scheint dieser Sektor jedoch wieder aktiv geworden zu sein, so dass auch hier, wenn auch mit verminderter Anzahl, Ereignisse aufgenommen werden konnten. Diese Sektoren wurde darüber hinaus beim separaten Test der einzelnen Folien im ausgebauten Zustand identifiziert. Die Bereitstellung neuer, gerahmter Folien findet sich derweil statt. Die Summe aller Ereignisse weist neben einigen verrauschten und einigen toten Pads noch eine erhöhte Häufigkeit von Signalen im mittleren Bereich auf, der auf die Konfiguration des Triggers zurückzuführen ist. Zu diesem Zeitpunkt befinden sich die TPC sowie die notwendige Infrastruktur in einem funktionsbereiten Zustand.

Als nächster Schritt ist für die TPC ein erweitertes Trigger-System geplant, welches bei bestmöglicher Effizienz das Volumen der TPC für kosmische Strahlung sensitiv schalten soll. Die Grundlagen dafür wurden in [94] geschaffen. Dies beinhaltet auch die Integration zweier planarer GEM-Detektoren für die genaue Vermessung der z -Position der Teilchenspuren. So kann zukünftig auch eine Vermessung von Feldinhomogenitäten mittels kosmischer Strahlung erfolgen. Für eine zukünftige TPC soll diese Bestimmung über ein Laserkalibrationssystem erfolgen [82]. Die Rekonstruktionssoftware wird zurzeit an die Gegebenheiten des CB/TAPS-Frameworks angepasst und entwickelt [107].

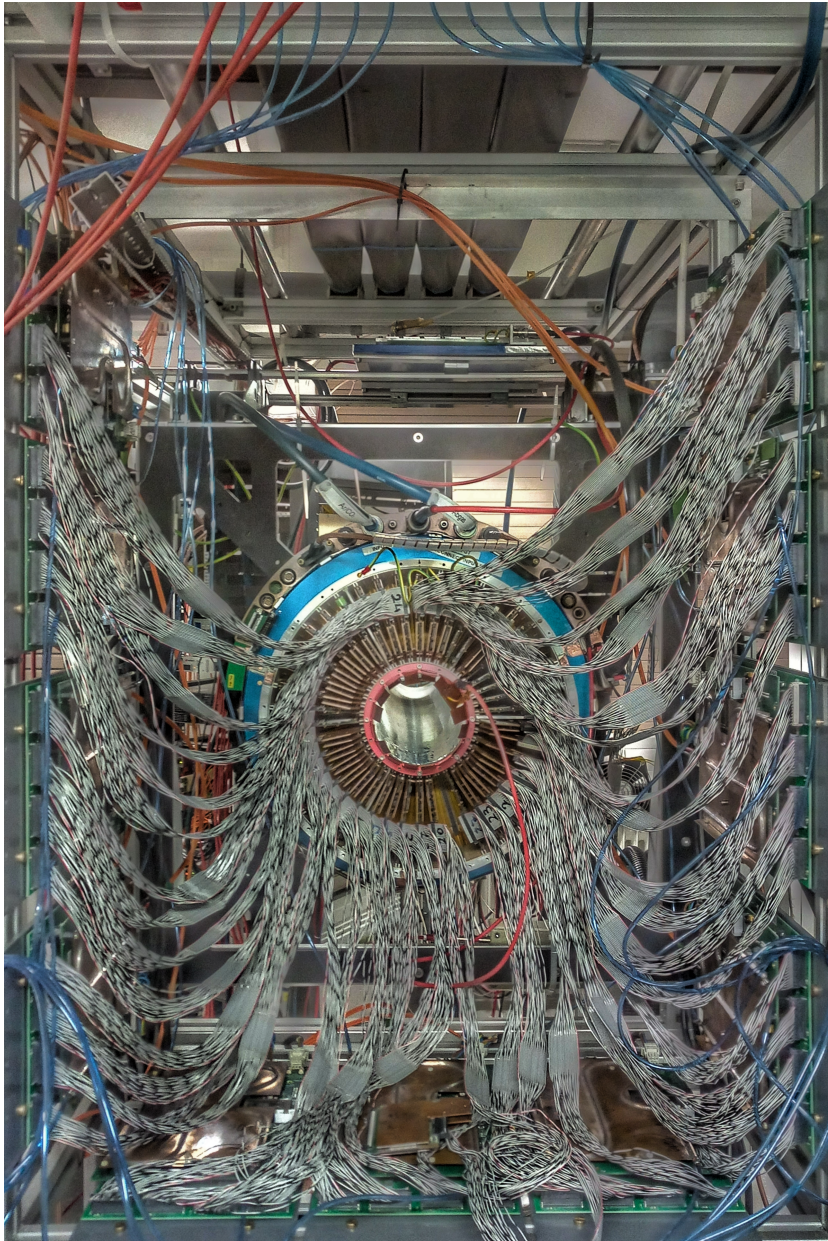


Abbildung 8.8: Die TPC in ihrem Teststand im HISKP: Die Front-Ends sind mit der Ausleseebene verbunden und an die ADC's angeschlossen. Diese sind rund um die TPC an den Profilen der Haltestruktur verschraubt und werden zusätzlich mit einer Wasserkühlung (dünne, blaue Schläuche) gekühlt. Von hier führen optische Fasern (orange) zu einem VME-Crate. Weitergehend sind die Gas- (blaue Schläuche) und Hochspannungsversorgung (rote Kabel) verbunden. Am oberen Bildrand ist ein Teil der Szintillatoren (schwarz) zu sehen, die sich auch unter TPC wiederfinden und als Trigger dienen.

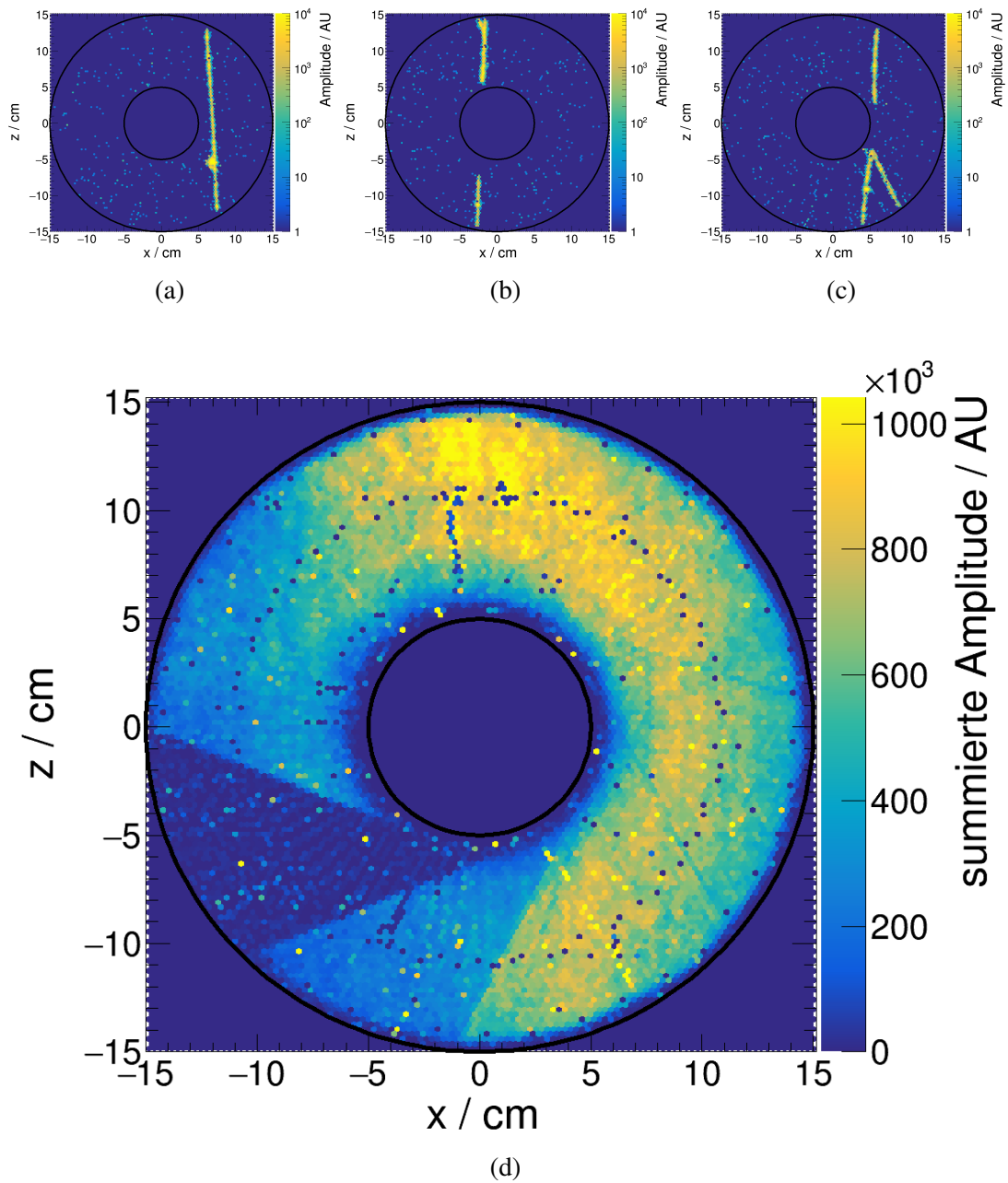


Abbildung 8.9: Beispielhafte Ereignisse und summierte Amplitude aus der Datennahme run-3263. Es handelt sich um Ereignisse kosmischer Muonen, welche die gesamte Kammer nahezu ungehindert passieren (a) und möglicherweise ein Delta-Elektron auslösen. In (b) wird die Auswirkung des toten Sektors sichtbar, in (c) wird noch ein zusätzliches Tochterteilchen erzeugt, auch hier scheint ein Teil der Spur nahe des inneren Feldkäfigs nicht detektiert worden zu sein. In allen Fällen sind rauschende Pads zu beobachten. Abbildung (d) zeigt die summierte Amplitude aller Ereignisse, eine ausführliche Beschreibung erfolgt im Text.

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde das Potential gasgefüllter Detektoren mit einer Verstärkungsstufe basierend auf GEM-Folien untersucht. Nach einer einleitenden Diskussion der physikalischen Grundlagen und der Funktionsweise gasgefüllter Detektoren lag dabei der Fokus zunächst auf dem Verständnis des Ladungstransfers für einzelne GEM-Folien in Abhängigkeit ihrer Geometrie und elektrostatischer Konfiguration. Insbesondere wurde dabei zum ersten Mal eine vollständige Messung der Transfereffizienzen für Elektronen für die vier am weitesten verbreiteten Geometrien (St), (SP), (MP) und (LP) vorgenommen. Darüber hinaus wurden spezielle Simulationen entwickelt und durchgeführt, deren Vorhersagekraft auch experimentell bestätigt werden konnte. Die Simulationen ermöglicht es, jederzeit zwischen Elektronen und Ionen zu unterscheiden. Im Falle einzelner GEM-Folien zeigt sich für Elektronen und Ionen eine Abhängigkeit des Ladungstransfers von der elektrostatischen Konfiguration. Die Geometrie beeinflusst vor allem die Grenzwerte der Transfereffizienzen. Hier zeichnet sich bereits ab, dass je nach Anwendung, bestimmte Geometrien oder Kombinationen von Geometrien bevorzugt eingesetzt werden können.

Für die Kombination mehrerer GEM-Folien in einer Verstärkungsstufe wird insbesondere der Transfer von Ionen zusätzlich zu der elektrostatischen Konfiguration stark durch die Wahl der Folien-Geometrie und die Ausrichtung benachbarter Folien zueinander beeinflusst. Dabei spielt die direkte optische Transparenz und somit der Lochüberlapp benachbarter Folien eine Rolle. Zusätzlich beeinflusst die elektrostatische Konfiguration den Einzugsbereich für Ionen eines Loches. Abhängig von den Geometrien und der Ausrichtung zueinander, kann der mittlere Lochabstand benachbarter Folien als Maß für den effektiven Lochüberlapp definiert werden. Unter Rotation benachbarter Folien zueinander um 30° beziehungsweise 90° wird ein stabiler Zustand erreicht, in dem der durchschnittliche effektive Lochüberlapp weitestgehend konstant gegenüber Translation der Folien zueinander bleibt. Als Resultat dieser Studie wird abgeleitet, dass ein möglichst großer Pitch für die erste Folie einer Verstärkungsstufe sich besonders gut eignet, um den Rückfluss von Ionen zu unterdrücken. Damit kann im Weiteren gezeigt werden, dass für diverse Kombinationen von GEM-Folien durchaus noch Optimierungspotential besteht, obwohl sich die Ziele eines möglichst guten Elektronentransfers und eines möglichst geringen Ionentransfers zunächst auszuschließen scheinen.

So wird zunächst für einen Detektor mit einer Verstärkungsstufe aus drei (St)-GEM-Folien in der Konfiguration, der beim COMPASS-Experiment eingesetzten Detektoren, eine Optimierung auf Grundlage der zuvor quantifizierten Transfereffizienzen für Elektronen durchgeführt. Diese führt bei gleichbleibender Performanz des Detektors hinsichtlich der Verstärkung und Energieauflösung zu einer Reduktion der zum Betrieb benötigten Spannung um knapp 20 %. Für eine Verstärkungsstufe bestehend aus vier GEM-Folien in der Konfiguration der geplanten Ausleseammern für die ALICE-TPC wird ebenfalls eine Optimierung hinsichtlich der Elektronentransfereffizienz durchgeführt. Diese zeigt bei gleichbleibender Spannung eine deutliche Steigerung des effektiven Gains bei vergleichbarer Energieauflösung und Ionenrückfluss. Für beide Detektoren kann die optimierte Konfiguration experimentell bestätigt werden.

Desweiteren wird auch die Verstärkungsstufe des Prototypen der CBTPC einer Optimierung unterzogen. Neben der Optimierung auf den Elektronentransfer werden dabei die zuvor gewonnenen Erkenntnisse über den Ladungstransfer zwischen den einzelnen GEM-Folien genutzt, um ebenfalls den Ionenrückfluss zu reduzieren. Für eine deutliche Erhöhung des Gains bei unveränderter Energieauflösung deutet sich so sogar eine Reduktion des zu erwartenden Ionenrückflusses um die Hälfte an. Damit ist ein Betrieb der TPC am CB/TAPS-Experiment mit einer auf die Energieauflösung optimierten Verstärkungsstufe denkbar.

Ausblick

Neben der Untersuchung der Verstärkungs- und Ladungstransporteigenschaften von GEM-Folien widmete sich diese Arbeit auch der erneuten Inbetriebnahme des TPC-Prototypen für das CB/TAPS-Experiment. Mit der Schaffung der notwendigen Infrastruktur für die Gas- und Spannungsversorgung sowie der Ausleseelektronik konnte der Betrieb der Kammer erfolgreich wiederaufgenommen werden. Damit ist der Weg nun offen für eine neue Revision eines Feldkäfigs, den Betrieb und die Charakterisierung der Kammer mit kosmischen Muonen sowie schließlich auch den Einsatz am CB/TAPS-Experiment. Um ihr volles Potential im Experiment zu entfalten, wird die TPC von einer Integration im Inneren eines Magnetfelds profitieren, welches zu diesem Zeitpunkt noch nicht zur Verfügung steht, jedoch für die Zukunft geplant ist.

Die über den Ladungstransfer gewonnenen Erkenntnisse können nun für zukünftige Experimente zur Konzeption der Verstärkungsstufe herangezogen werden. Sie bilden außerdem die Grundlage, die Geometrie von GEM-Folien über die Grenzen der am weitesten verbreiteten Geometrien hinaus zu variieren und weitere systematische Studien zur Optimierung der Verstärkungsstufe durchzuführen. Die im Rahmen dieser Arbeit gewonnenen Erkenntnisse und geschaffenen Werkzeuge lassen sich auch auf andere Technologien mikrostrukturierter, gasgefüllter Detektoren übertragen und anwenden, so dass auch künftig die Verstärkungsstufen verschiedenster gasgefüllter Detektoren optimiert werden können. Zusätzlich kann auch das Verhalten der Ionen weiterführend studiert werden. Dedizierte Messungen auf der Basis der Simulationen sind denkbar als ein zukünftiger Schritt zu einem noch besseren Verständnis des Ladungstransports in gasgefüllten Detektoren.

Literatur

- [1] P. W. Higgs, *Spontaneous symmetry breakdown without massless bosons*, Physical Review **145** (1966) 1156 (siehe S. 1).
- [2] G. Aad u. a., *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, Physics Letters B **716** (2012) 1 (siehe S. 1).
- [3] S. Chatrchyan u. a., *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*, Physics Letters B **716** (2012) 30 (siehe S. 1).
- [4] S. L. Glashow, *Partial-symmetries of weak interactions*, Nuclear Physics **22** (1961) 579 (siehe S. 1).
- [5] S. Weinberg, *A Model of Leptons*, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264 (siehe S. 1).
- [6] F. Sauli, *GEM: A new concept for electron amplification in gas detectors*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **386** (1997) 531 (siehe S. 1, 37).
- [7] G. Charpak u. a., *The use of multiwire proportional counters to select and localize charged particles*, Nuclear Instruments and Methods **62** (1968) 262 (siehe S. 1).
- [8] D. R. Nygren und J. N. Marx, *The time projection chamber*, Phys. Today **31** (1978) 46 (siehe S. 1).
- [9] H. Schmieden, *BGO-OD Experiment - Meson photonproduction*, URL: <https://bgo-od.physik.uni-bonn.de/> (besucht am 02.02.2018) (siehe S. 3).
- [10] K. Althoff u. a., *The 2.5 GeV electron synchrotron of the University of Bonn*, Nuclear Instruments and Methods **61** (1968) 1, ISSN: 0029-554X, URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0029554X68904436> (siehe S. 3).
- [11] K. H. Althoff u. a., „ELSA, a proposed stretcher and post accelerator for the Bonn 2.5 GeV electron synchrotron“, *11th International Conference on High-Energy Accelerators*, Springer, 1980 196 (siehe S. 3).

- [12] Arbeitsgruppe ELSA am Physikalischen Institut der Universität Bonn, *Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA*, 2017, URL: <https://www-elsa.physik.uni-bonn.de/index.html> (besucht am 01.02.2018) (siehe S. 4).
- [13] U. Thoma und C. Schmidt, *SFB/TRR 16*, URL: <http://sfb-tr16.physik.uni-bonn.de/vfs/en/homepage/> (besucht am 05.02.2018) (siehe S. 5).
- [14] D. Walther, *Sammlung technischer Zeichnungen zum CB-Experiment*, Private Kommunikation, 2017 (siehe S. 5, 100, 102).
- [15] S. Kammer, *Strahlpolarimetrie am CBELSA*, Diss.: Universität Bonn, 2009 (siehe S. 6).
- [16] K. Fornet-Ponse, *Die Photonenmarkierungsanlage für das Crystal-Barrel/TAPS-Experiment an ELSA*, Diss.: Universität Bonn, 2009 (siehe S. 6).
- [17] C. Bradtke u. a., *A new frozen-spin target for 4π particle detection*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **436** (1999) 430 (siehe S. 6).
- [18] D. Kaiser, *Steuerung und Überwachung einer Zeitprojektionskammer mit GEM-Auslese*, Diss.: Universität Bonn, 2013 (siehe S. 6, 110).
- [19] E. Aker u. a., *The crystal barrel spectrometer at lear*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **321** (1992) 69 (siehe S. 6).
- [20] M. Urban, *Design eines neuen Lichtpulsersystems sowie Aufbau und Inbetriebnahme der neuen APD Auslese für das Crystal-Barrel-Kalorimeter*, Diss.: Universitäts- und Landesbibliothek Bonn, 2017 (siehe S. 6).
- [21] Urban, M and Honisch, Ch and Steinacher, M and CBELSA/TAPS collaboration and others, „The New APD Based Readout for the Crystal Barrel Calorimeter“, *Journal of Physics: Conference Series*, Bd. 587, 1, IOP Publishing, 2015 012043 (siehe S. 6).
- [22] R. Novotny, *The BaF/sub 2/photon spectrometer TAPS*, IEEE transactions on nuclear science **38** (1991) 379 (siehe S. 6).
- [23] G. Suft u. a., *A scintillating fibre detector for the Crystal Barrel experiment at ELSA*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **538** (2005) 416 (siehe S. 7).
- [24] M. Konrad, *Ortssensitiver Detektor für hochenergetische Photonen bei höchsten Raten*, 2001 (siehe S. 7).
- [25] J. Dielmann, *Entwicklung, Aufbau und Test eines Detektors zur Bestimmung des Photonenflusses an der Bonner Photonenmarkierungsanlage*, 2008 (siehe S. 7).

-
- [26] D. E. Nagle, *Delta: the first pion nucleon resonance-its discovery and applications*, Techn. Ber., Los Alamos National Lab., NM (USA), 1984 (siehe S. 7).
- [27] S. Weinberg, *Non-abelian gauge theories of the strong interactions*, Physical Review Letters **31** (1973) 494 (siehe S. 7).
- [28] H. Fritzsche, M. Gell-Mann und H. Leutwyler, *Advantages of the color octet gluon picture*, Physics Letters B **47** (1973) 365 (siehe S. 7).
- [29] U. Löring, B. C. Metsch und H. R. Petry, *The light-baryon spectrum in a relativistic quark model with instanton-induced quark forces*, The European Physical Journal A-Hadrons and Nuclei **10** (2001) 395 (siehe S. 8).
- [30] C. Patrignani, P. D. Group u. a., *Review of particle physics*, Chinese physics C **40** (2016) 100001 (siehe S. 8, 11, 17, 18).
- [31] J. Hartmann, *Measurement of Double Polarization Observables in the Reactions $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ and $\gamma p \rightarrow p\eta$ with the Crystal Barrel/TAPS Experiment at ELSA*, Diss.: Universität Bonn, 2017 (siehe S. 8).
- [32] R. Arora u. a., *A Large GEM-TPC Prototype Detector for Panda*, Physics Procedia **37** (2012) 491 (siehe S. 8, 37).
- [33] The ALICE Collaboration, *Upgrade of the ALICE Time Projection Chamber*, Techn. Ber. CERN-LHCC-2013-020. ALICE-TDR-016, CERN, 2013, URL: <https://cds.cern.ch/record/1622286> (siehe S. 8, 33, 43, 83, 92, 97).
- [34] H. Schindler und R. Veenhof, *Garfield++-simulation of tracking detectors*, <http://garfieldpp.web.cern.ch/garfieldpp/>, Letzter Zugriff: 2019-17-06, 2015 (siehe S. 9, 23–25, 27, 149).
- [35] S. Biagi, *Magboltz-transport of electrons in gas mixtures*, CERN program library (2011) (siehe S. 9, 149).
- [36] B. Rossi und R. R. Rau, *High-energy particles*, Physics Today **6** (1953) 17 (siehe S. 10).
- [37] C. Grupen und B. Shwartz, *Particle detectors*, Bd. 26, Cambridge university press, 2008 (siehe S. 10, 13, 15–17).
- [38] F. Bloch, *Bremsvermögen von Atomen mit mehreren Elektronen*, Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei **81** (1933) 363, ISSN: 1434-6001, URL: <http://dx.doi.org/10.1007/bf01344553> (siehe S. 11).
- [39] K. Nakamura u. a., *Review of Particle Physics*, Journal of Physics **37** (2010) 075021, ISSN: 0954-3899 (siehe S. 11).
- [40] D. R. Lide u. a., *CRC handbook of chemistry and physics*, 12J204 (2012) (siehe S. 12).
- [41] L. R. Walter Blum, *Particle detection with drift chambers*, 2. Aufl., Springer, 2008, ISBN: 978-3-540-76683-4 (siehe S. 13, 20, 25, 27).

- [42] P. Marmier, *Kernphysik*, Verlag des Vereins der Mathematiker und Physiker an der ETH Zürich, 1965 (siehe S. 14).
- [43] P. Marmier und E. Sheldon, *Physics of nuclei and particles Vol. I*, (1969) (siehe S. 14).
- [44] E. Sauter, *Grundlagen des Strahlenschutzes*, Siemens, 1971 (siehe S. 14).
- [45] M. Berger u. a., *XCOM: Photon cross sections database. NIST, PML, Radiation and Biomolecular Physics Division. 1999, 2012* (siehe S. 15).
- [46] L. Landau, *Energy loss straggling*, J. Exp. Phys.(USSR) **8** (1944) 201 (siehe S. 17).
- [47] S. Eidelman, H. Bichsel, D. Groom u. a., *Passage of particles through matter*, Physics Letters B **592** (2004) 1 (siehe S. 17, 22).
- [48] P. Vavilov, *Ionization losses of high-energy heavy particles*, Soviet Phys. JETP **5** (1957) (siehe S. 17).
- [49] F. Böhmer, *Development of a GEM-based TPC for the Measurement of In-Medium Signatures in Kaon Momenta in a Combined Setup at FOPI*, Diss.: Technische Universität München, 2015 (siehe S. 18, 103).
- [50] F. Penning, *Über den Einfluß sehr geringer Beimischungen auf die Zündspannung der Edelgase*, Zeitschrift für Physik **46** (1928) 335 (siehe S. 19).
- [51] P. Auger, *Sur l'effet photoélectrique composé*, Journal de Physique et le Radium **6** (1925) 205 (siehe S. 19).
- [52] P. Langevin, *Sur la théorie du mouvement brownien*, CR Acad. Sci. Paris **146** (1908) (siehe S. 20).
- [53] C. Ramsauer, *Über den Wirkungsquerschnitt der Gasmoleküle gegenüber langsamen Elektronen*, Annalen der Physik **369** (1921) 513 (siehe S. 23).
- [54] A. Deisting, *Measurements of ion mobility and GEM discharge studies for the upgrade of the ALICE time projection chamber*, Diss., 2018 (siehe S. 23).
- [55] G. F. Knoll, *Radiation detection and measurement*, John Wiley & Sons, 2010 (siehe S. 26, 29).
- [56] H. Raether, *Electron avalanches and breakdown in gases*, (1964) (siehe S. 26).
- [57] W. Diethorn, *A Methane Proportional Counter System for Natural Radiocarbon Measurements (Thesis)*, Techn. Ber., Carnegie Inst. of Tech., Pittsburgh, 1956 (siehe S. 27).
- [58] F. Sauli, *Gaseous radiation detectors: fundamentals and applications*, 36, Cambridge University Press, 2014 (siehe S. 27).
- [59] W. R. Leo, *Techniques for nuclear and particle physics experiments: a how-to approach*, Springer, 1994 (siehe S. 28).

-
- [60] U. Fano, *Ionization yield of radiations. II. The fluctuations of the number of ions*, Physical Review **72** (1947) 26 (siehe S. 28).
- [61] C. Chantler u. a., *X-ray form factor, attenuation and scattering tables (version 2.1)*, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD (2005) (siehe S. 31, 32).
- [62] A. C. Thompson, D. Vaughan u. a., *X-ray data booklet*, 3. Aufl., Lawrence Berkeley National Laboratory, University of California Berkeley, CA, 2009 (siehe S. 31, 32).
- [63] M. A. Chefdeville, *Development of Micromegas-like gaseous detectors using a pixel readout chip as collecting anode*, Diss., 2009 (siehe S. 32).
- [64] S. Hedman u. a., *Line sharpening effect due to PCI in Ar LMM Auger spectra: experimental and theoretical results*, Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics **15** (1982) L799 (siehe S. 32).
- [65] D. R. Nygren, *The time projection chamber: A new 4 Pi detector for charged particles*, eConf **740805** (1976) 58 (siehe S. 33).
- [66] G. Charpak und F. Sauli, *Multiwire proportional chambers and drift chambers*, Nuclear Instruments and Methods **162** (1979) 405 (siehe S. 33).
- [67] S. Amendolia u. a., *Gating in the ALEPH time projection chamber*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **252** (1986) 403 (siehe S. 33, 43).
- [68] Lippmann, C. and ALICE TPC Collaboration and others, *A continuous read-out TPC for the ALICE upgrade*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **824** (2016) 543 (siehe S. 37).
- [69] F. Sauli, *The gas electron multiplier (GEM): Operating principles and applications*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **805** (2016) 2 (siehe S. 37).
- [70] Molnar, L. und die ALICE Collaboration, *Upgrade and physics perspective of ALICE at the LHC*, **589** (2015) 012014 (siehe S. 37, 83).
- [71] V. Ratza u. a., *A model for charge transfer processes in GEM foils*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment (unveröffentlicht) (siehe S. 44, 45, 53, 68).
- [72] M. Killenberg u. a., *Modelling and measurement of charge transfer in multiple GEM structures*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **498** (2003) 369 (siehe S. 44, 53, 55, 68).

- [73] G. Bencivenni u. a., *A comparison between GEM-based detector simulation and experimental measurements*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **494** (2002) 233 (siehe S. 44).
- [74] ANSYS, <http://www.ansys.com/>, Letzter Zugriff: 2018-09-06 (siehe S. 48, 49).
- [75] GARFIELD++, <http://garfieldpp.web.cern.ch/garfieldpp/>, Letzter Zugriff: 2018-09-06 (siehe S. 48).
- [76] V. Ratza,
Charge transfer efficiencies, ion backflow, and energy resolution model for MPGD, Diss.: Universität Bonn, unveröffentlicht (siehe S. 50, 58, 59, 75, 90).
- [77] A. Deisting und C. Garabatos, *Discharge and stability studies for the new readout chambers of the upgraded ALICE TPC*, Journal of Instrumentation **12** (2017) C05017 (siehe S. 51).
- [78] P. Hauer, *Austausch über die Eigenschaften von Elektronenlawinen in GEM-Folien*, Persönliche Kommunikation, 2019 (siehe S. 55).
- [79] E. W. McDaniel und L. Viehland,
The transport of slow ions in gases: Experiment, theory, and applications, Physics Reports **110** (1984) 333 (siehe S. 55).
- [80] S. Bachmann u. a.,
Discharge studies and prevention in the gas electron multiplier (GEM), Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **479** (2002) 294 (siehe S. 72).
- [81] P. Gasik u. a.,
Charge density as a driving factor of discharge formation in GEM-based detectors, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **870** (2017) 116 (siehe S. 72).
- [82] D. Schaab, *Studien zur Kalibration des Driftfeldes der Zeitprojektionskammer für das CBELSA/TAPS Experiment*, Diss.: Universität Bonn, unveröffentlicht (siehe S. 73, 110).
- [83] *iseg - High Voltage. Exactly.* <https://www.iseg-hv.com>, Letzter Zugriff: 2019-01-11 (siehe S. 75, 110).
- [84] *w-ie-ne-r - Power Electronics*, <http://www.wiener-d.com>, Letzter Zugriff: 2019-01-11 (siehe S. 75, 110).
- [85] R.B.J. Rödel,
Entwicklung eines voll automatisierten Kalibrationsprozesses für Picoamperemeter, 2016 (siehe S. 76).
- [86] A. Bugl,
Weiterentwicklung und Charakterisierung von Hochspannungs-Picoamperemetern, 2013 (siehe S. 76).

-
- [87] AMPTEK, *Mini-X X-Ray Tube*, <https://www.amprekt.com>,
Letzter Zugriff: 2019-02-5 (siehe S. 76).
- [88] Keyence, <https://www.keyence.de/products/microscope/digital-microscope/vhx-2000/index.jsp>, Letzter Zugriff: 2019-04-02 (siehe S. 78).
- [89] ALICE Collaboration, *Addendum to the technical design report for the upgrade of the ALICE time projection chamber*, Techn. Ber.,
CERN-LHCC-2015-002, CERN, Geneva, Switzerland, 2015 (siehe S. 83, 84, 97).
- [90] P. Glaessel, *ALICE TPC production database*,
<https://www.physi.uni-heidelberg.de/cgi-bin/tpc/db.pl>,
Letzter Zugriff: 2019-02-20 (siehe S. 85, 87–89).
- [91] T. Hilden, *E-Mail-Verkehr zur Diskussion der optischen Scans von GEM-Folien*,
Private Kommunikation, 2016-02-18 (siehe S. 86).
- [92] C. Altunbas u. a., *Construction, test and commissioning of the triple-GEM tracking detector for COMPASS*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **490** (2002) 177 (siehe S. 89, 91).
- [93] M. Hösgen, *Two triple GEM detectors for the tracking system of the missing energy experiment NA64 at CERN SPS*, 2016 (siehe S. 90).
- [94] W. Alkakh, *Development of a Comsic-Ray Tracking Telescope for a GEM-TPC*, 2019 (siehe S. 90, 110).
- [95] M. Ball, *Diskussionen zur Spannungsconfiguration in GEM-basierten Detektoren*,
Private Kommunikation, 2019 (siehe S. 92).
- [96] J. Paschek, *Vergleich von Simulationen und Messungen hinsichtlich des Verstärkungsverhaltens von GEMs am Beispiel der ALICE-TPC*, 2019 (siehe S. 93, 97, 98).
- [97] M. Ball, *Overview of the ALICE TPC upgrade towards a continuous readout TPC*,
Konferenzbeitrag, 2019-01-06 (siehe S. 93).
- [98] R. Veenhof, *Diskussion zur Berechnung von Elektronenbewegung in Garfield++*,
Persönliche Kommunikation, 2018-12-04 (siehe S. 95).
- [99] T. Gunji, *Garfield++ simulations in the ALICE TPC TDR Addendum*,
Persönliche Kommunikation, 2019 (siehe S. 97).
- [100] M. Berger u. a., *A large ungated TPC with GEM amplification*,
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators,
Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **869** (2017) 180
(siehe S. 99–101, 103, 110).
- [101] P. Baron u. a.,
AFTER, an ASIC for the readout of the large T2K time projection chambers,
IEEE Transactions on Nuclear Science **55** (2008) 1744 (siehe S. 101, 110).

- [102] M. Grüner, *Sammlung technischer Zeichnungen zum CB-Experiment*, Persönliche Kommunikation, 2019 (siehe S. 102).
- [103] K. Aamodt u. a., *Elliptic flow of charged particles in Pb-Pb collisions at $s_{NN} = 2.76$ TeV*, *Physical review letters* **105** (2010) 252302 (siehe S. 103).
- [104] M. Berger, *Development, Commissioning and Spatial Resolution Studies of a new GEM based TPC*, Diss.: Technische Universität München, 2015 (siehe S. 103, 108).
- [105] T. Stomberg, *Aufbau und Charakterisierung eines Gasmischsystems für Mikrostrukturgaszähler*, 2015 (siehe S. 109).
- [106] G. Baum u. a., *COMPASS: A proposal for a common muon and proton apparatus for structure and spectroscopy*, Techn. Ber., 1996 (siehe S. 110).
- [107] P. Bielefeldt, *Simulation studies and analysis of a Time Projection Chamber for CBELSA/TAPS*, Diss.: Universität Bonn, unveröffentlicht (siehe S. 110).
- [108] G. Croci u. a., *Discharge probability measurement of a Triple GEM detector irradiated with neutrons*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **712** (2013) 108 (siehe S. 123).
- [109] F. Sauli, *Why are multi-MPGD structures better?*, Konferenzbeitrag, 2018-09-26 (siehe S. 123, 126).
- [110] K. A. Olive, P. D. Group u. a., *Review of particle physics*, *Chinese Physics C* **38** (2014) 090001 (siehe S. 129).
- [111] M. Liebrau, *Charakterisierung eines Hybrid-Detektors mit GEM- und MicroMegas-Gasverstärkung*, 2015 (siehe S. 153, 155).
- [112] V. Ratza, *Vermessung der Abstrahlcharakteristik von Quellen*, Persönliche Kommunikation, 2019 (siehe S. 155).

Raether-Limit bei Multi-GEM-Systemen

Der in Kapitel 4 dargestellte Vorteil einer Verstärkungsstufe bestehend aus mehreren GEM-Folien soll in diesem Kapitel näher beschrieben werden. Vorgestellt wurde die experimentell beobachtete Verringerung der Überschlagswahrscheinlichkeit für Multi-GEM-Strukturen bereits in [108, 109]. Dabei wurde für jede zusätzliche GEM-Folie in einem Stack ein zusätzlicher Faktor 10 im Gain beobachtet, bevor die gleiche Überschlagswahrscheinlichkeit erreicht wird. Im Folgenden liegt der Fokus auf der Minimierung eines elektrischen Überschlags in einem GEM-Loch. Dies ist gleichbedeutend mit der Verringerung der Ladungsdichte im Inneren eines GEM-Lochs. Herbeigeführt wird diese Verringerung durch die Diffusion der Ladungen zwischen den GEM-Folien.

Eine einzelne GEM-Folie erfährt einen elektrischen Überschlag, wenn das Raether-Limit im Inneren eines Lochs überschritten wird. Das bedeutet, dass die Anzahl an Ladungen im Loch zu groß wird, was insbesondere bei einem zu hohen Gain (einer zu hohen Spannungsdifferenz) oder zu vielen gleichzeitig einfallenden Ladungen erreicht wird. Für eine einzelne GEM-Folie ist die Ladungsvervielfachung durch die Polya-Verteilung beschrieben (vergleiche Kapitel 3). In diesem Falle kann eine Wahrscheinlichkeit angegeben werden, mit der eine gewisse Anzahl an Ladungen in einem Loch vorhanden sind, vorausgesetzt, die Verteilung und die Anzahl an einfallenden Ladungen sind bekannt.

Um nun die Verringerung der Ladungsdichte im Falle von mehreren GEM-Folien abzuschätzen, wird ein Modell für zwei aufeinander folgende GEM-Folien angenommen. Das Ziel ist es, die Anzahl der Ladungen in den Löchern der zweiten GEM-Folie nach der Diffusion zwischen den zwei Folien zu bestimmen. Dabei wird zunächst von folgenden Näherungen ausgegangen:

- Einfallende Ladungen werden alle im gleichen Loch der ersten GEM-Folie gesammelt und vervielfacht.
- Die beiden Folien besitzen die gleiche Geometrie und sind perfekt aneinander ausgerichtet sind, so dass 100 % Lochüberlapp besteht.
- Gemäß der Diffusion erreicht nur ein Teil der vervielfachten Ladungen das Loch, welches zentriert unter dem Loch der ersten Folie liegt, in dem die Ladungen vervielfacht wurden.

Die restlichen Ladungen werden in anderen Löchern gesammelt. Bei dieser Annahme ist die Transfereffizienz (vergleiche Kapitel 4) gleich eins.

- Die longitudinale Diffusion wird vernachlässigt.

Ausgehend von der transversalen Diffusion zwischen den beiden Folien ist bereits hier ersichtlich, dass die Ladungsdichte über die Strecke des Drifts abnehmen wird. Sie folgt einer zweidimensionalen Gauss-Verteilung mit Breite (vergleiche Gleichung 3.38)

$$\sigma_{x,y} = D_{\text{const}} \sqrt{z_{\text{drift}}}. \quad (\text{A.1})$$

Dabei verbleibt die höchste Ladungsanzahl bei dem Loch, das unterhalb des Lochs in der ersten Folie zentriert ist, aus dem die Ladungen stammen. Entscheidend für die Anzahl an Ladungen in diesem Loch ist nun also die Auswirkung der Diffusion über den festen Abstand zwischen zwei benachbarten Folien. Die auf diese Weise definierte Aufenthaltswahrscheinlichkeit folgt der Form:

$$f(x, y) = A \exp\left(-\left(\frac{(x - x_0)^2}{2\sigma_x^2} + \frac{(y - y_0)^2}{2\sigma_y^2}\right)\right) \quad (\text{A.2})$$

$$= A \exp\left(-\left(\frac{x^2 + y^2}{2\sigma_{x,y}^2}\right)\right). \quad (\text{A.3})$$

Hier wird davon ausgegangen, dass der Ausgangspunkt der Ladung (x_0, y_0) , also das Loch in der ersten GEM-Folie, im Ursprung des Koordinatensystems zentriert liegt und alle Ladungen aus dem Zentrum dieses Lochs stammen. Die Stärke der Diffusion rechtfertigt dabei letztere Näherung. Weiterhin wird die Diffusion in x und y als gleich stark angenommen.

Um eine Aufenthaltswahrscheinlichkeit zu erhalten, muss das Volumen unter $f(x, y)$ normalisiert werden. Dies ist gegeben durch

$$V = 2\pi A \sigma_{x,y}^2 = 1, \quad (\text{A.4})$$

womit für die Amplitude folgt:

$$A = \frac{1}{2\pi\sigma_{x,y}^2}. \quad (\text{A.5})$$

Die Verteilung für die Aufenthaltswahrscheinlichkeit lässt sich damit nun schreiben als

$$p(x, y) = \frac{1}{2\pi\sigma_{x,y}^2} \exp\left(-\left(\frac{x^2 + y^2}{2\sigma_{x,y}^2}\right)\right). \quad (\text{A.6})$$

Aufgrund der hexagonalen Anordnung der Löcher in einer GEM-Folie ist der Einzugsbereich eines Lochs, also der Bereich in dem Ladungen in einem Loch gesammelt werden, ebenfalls ein Hexagon, wie in Abbildung D.1 dargestellt. Die Wahrscheinlichkeit dafür, dass eine Ladung innerhalb dieses Hexagons anzutreffen ist, erhält man nun per Integration von $p(x, y)$ über

die Fläche des Hexagons. Aus Symmetriegründen kann dabei das Integral über ein Dreieck, welches ein Zwölftel des Hexagons ausmacht, gebildet werden:

$$P_{\text{coll}} = \int_{\text{Hexagon}} p(x, y) dx dy \quad (\text{A.7})$$

$$= 12 \int_{\text{Dreieck}} p(x, y) dx dy \quad (\text{A.8})$$

$$= 12 \int_0^{p/2} dx \int_0^{x \tan(30)} dy \frac{1}{2\pi\sigma_{x,y}^2} \exp\left(-\left(\frac{x^2 + y^2}{2\sigma_{x,y}^2}\right)\right). \quad (\text{A.9})$$

Dabei bezeichnet $p = 140 \mu\text{m}$ nun den Pitch der verwendeten GEM-Folien.

Für ein typisches Feld zwischen den Folien in der Größenordnung von 2000 V cm^{-1} beträgt die Diffusionskonstante etwa $D_{\text{const}} = 200 \mu\text{m cm}^{-1}$. Als Distanz zwischen den Folien wird $z = 2 \text{ mm}$ eingesetzt. So erhält man:

$$P_{\text{coll}} = 0.402. \quad (\text{A.10})$$

Mit dieser Wahrscheinlichkeit wird also eine Ladung in dem Loch, das unterhalb des ursprünglichen Lochs in der ersten Folie liegt, gesammelt.

Die Wahrscheinlichkeit dafür, N_{coll} Ladungen im zentralen Loch der zweiten GEM-Folie zu sammeln, berechnet sich nun aus den in der ersten GEM-Folie erzeugten Ladungen N_1 und P_{coll} gemäß der Binomialverteilung:

$$P(N_{\text{coll}}) = \binom{N_{\text{coll}}}{N_1} P_{\text{coll}}^{N_{\text{coll}}} (1 - P_{\text{coll}})^{N_1 - N_{\text{coll}}}. \quad (\text{A.11})$$

Die N_{coll} gesammelten Ladungen erfahren dann nun wieder die Vervielfachung in der zweiten GEM-Folie.

In einer Monte-Carlo Simulation kann dementsprechen wie folgt vorgegangen werden:

1. Der Gain der ersten Folie, beziehungsweise die Anzahl an erzeugten Ladungen, wird auf Basis der Polya-Verteilung zufällig generiert (Gleichung 3.44).
2. Die Anzahl der im zentralen Loch der zweiten Folie gesammelter Ladungen wird aus der Binomialverteilung (Gleichung A.11) generiert.
3. Für jede gesammelte Ladung wird erneut die Vervielfachung aus der Polya-Verteilung generiert.

Diese Vorgehensweise erlaubt die freie Wahl des mittleren Gains der beiden Folien unabhängig voneinander. Ein Beispiel für den Vergleich zwischen der Anzahl an Ladungen im zentralen

Loch einer einzelnen GEM-Folie und in der zweiten GEM-Folie eines Stacks bei gleichem durchschnittlichen Gesamt-Gain von 1000 für ein einzeln einfallendes Elektron findet sich in Abbildung 4.5. Um nun das Raether-Limit zu erreichen, müsste entweder der Gain oder die Anzahl einfallender Ladungen drastisch erhöht werden. Dies ist aber lediglich mit einer Skalierung der Verteilung in Richtung der Abszisse gleichzusetzen.

An dieser Stelle sei angemerkt, dass bei der hier getroffenen Abschätzung der tatsächliche Transfer der Elektronen überschätzt wird. Tatsächlich werden gar nicht erst alle Elektronen aus der ersten GEM-Folie extrahiert und auch nicht zwangsläufig nur in den Löchern der zweiten Folie, sondern auch auf der Oberseite gesammelt. In der Realität wird dies durch einen angepassten, höheren Gain kompensiert. Da es sich um statistische Prozesse handelt, können durchaus lange Ausläufer entstehen, die einer gewissen Wahrscheinlichkeit für sehr hohe Ladungsdichten in den Löchern entsprechen. Des Weiteren wird der Einfluss der longitudinalen Diffusion in diesem Ansatz vernachlässigt. Durch die longitudinale Diffusion würde die effektive Ladungsdichte im inneren eines Lochs ebenfalls beeinflusst werden, die Ladungen passieren das Loch nicht gleichzeitig. Darüber hinaus ist die Diffusion selbst eine Funktion des Transferfeldes, welches in der Realität variieren kann.

Nichtsdestotrotz zeigt die hier getroffene Abschätzung, dass durch den Einsatz mehrerer hintereinander geschalteter Verstärkungsstufen ein stabilerer Betrieb möglich ist. So ist für zwei GEM-Folien, die die gleiche mittlere Verstärkung besitzen, bei gleicher Ladungsdichte im zentralen Loch der zweiten Folie, die Gesamtverstärkung um einen Faktor von etwa 2,25 höher als bei einer einzelnen GEM-Folie (siehe Abbildung A.1).

Um der Tatsache Rechnung zu tragen, dass es in der Realität sehr unwahrscheinlich ist, dass zwei aufeinander folgende GEM-Folien perfekt aneinander ausgerichtet sind, soll nun auch noch das andere Extrem berücksichtigt werden. Unter der Annahme, dass nun die beiden GEM-Folien im Zwei-GEM-System so angeordnet sind, dass kein direkter Lochüberlapp mehr besteht kann ebenfalls eine Abschätzung für den Elektronentransfer in das zentrale Loch der zweiten GEM-Folie erfolgen. Dabei wird der Versatz so gewählt, dass die Folien nicht zueinander rotiert, aber um die Hälfte des Pitches verschoben werden. Dadurch erhält jedes Loch drei Nachbarn in der anderen Folie, die alle gleichweit entfernt sind. Nimmt man an, dass die Ladungswolke sich aufgrund der Diffusion zum größten Teil auf diese drei Löcher verteilt, so entfällt je ein Drittel der in der ersten GEM-Folie erzeugten Ladungen auf eines dieser Löcher. Dementsprechend sind diese auch alle gleich stark populiert. In diesem Fall ergibt sich ein etwas höhere Skalierungsfaktor für den Gain des Zwei-GEM-Systems (vergleiche Abbildung A.2). Die zu erwartende Reduktion der Ladungsdichte ist in dem so gefundenen Intervall zwischen 2,25 und 2,75 zu erwarten.

Tatsächlich ist die mit diesem Ansatz gefundene Reduktion der Ladungsdichte deutlich geringer als die experimentell beobachtete Reduktion der Überschlagswahrscheinlichkeit um einen Faktor von ungefähr 10 pro zusätzlicher GEM-Folie [109]. Allerdings wird hier von einem stark vereinfachten Modell ausgegangen, bei der zum einen die longitudinale Diffusion vernachlässigt wird und zum andere jegliche Dynamik bei der Entstehung der Verstärkung im inneren eines Lochs ignoriert wird. Darüber hinaus verbleibt es leider unklar, unter welchen Bedingungen genau es zu den beobachteten Überschlägen in [109] kam und in welcher

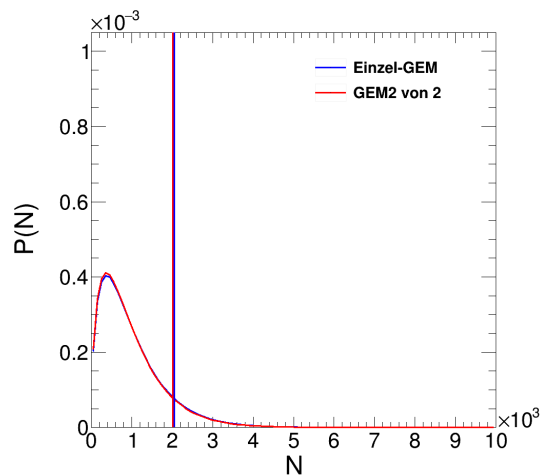


Abbildung A.1: Wahrscheinlichkeitsverteilung für die Anzahl an Ladungen in einem Loch einer einzelnen GEM-Folie und in einem Loch der zweiten GEM-Folie in einem Stack mit vollständigem Lochüberlapp benachbarter Folien. Die einzelne GEM hat einen mittleren Gain von 1000, das Zwei-GEM-System hat einen Gain von $2,25 \times 1000$. In diesem Fall ist die Ladungsdichte im zentralen Loch der zweiten GEM-Folie vergleichbar mit der Ladungsdichte in der einzelnen GEM-Folie. Die senkrechten Linien markieren jeweils die Grenze zu den oberen 10 % der Verteilungen.

GEM-Folie sie sich tatsächlich ereignen. Wie eingangs erwähnt kann das Raether-Limit auf zwei verschiedene Arten erreicht werden, entweder durch einen zu hohen Gain oder durch eine überhöhte Anzahl an einfallender Ladungen. Ein denkbare Szenario ist dementsprechend, dass es genau dann zu einem Überschlag kommt, wenn zu viele Ladungen auf einmal in ein Loch einfallen. Ist der Betrieb der GEM-Folie unabhängig davon stabil, also verteilen sich die einkommenden Ladungen auf genügend Löcher, so kann eine zusätzliche GEM-Folie mit einem relativ geringem Gain von 10 ohne Schwierigkeiten dahinter betrieben werden. Als Resultat ist der Gesamtgain um einen Faktor 10 erhöht, die Überschlagswahrscheinlichkeit ist weiterhin nur durch die Wahrscheinlichkeit, dass zu viele Ladungen in das selbe Loch einfallen gegeben und der Überschlag findet in diesem Fall ebenfalls in der ersten Folie statt. An dieser Stelle sind dedizierte Studien insbesondere auch mit Hinblick auf die Position des Überschlags im Stack notwendig.

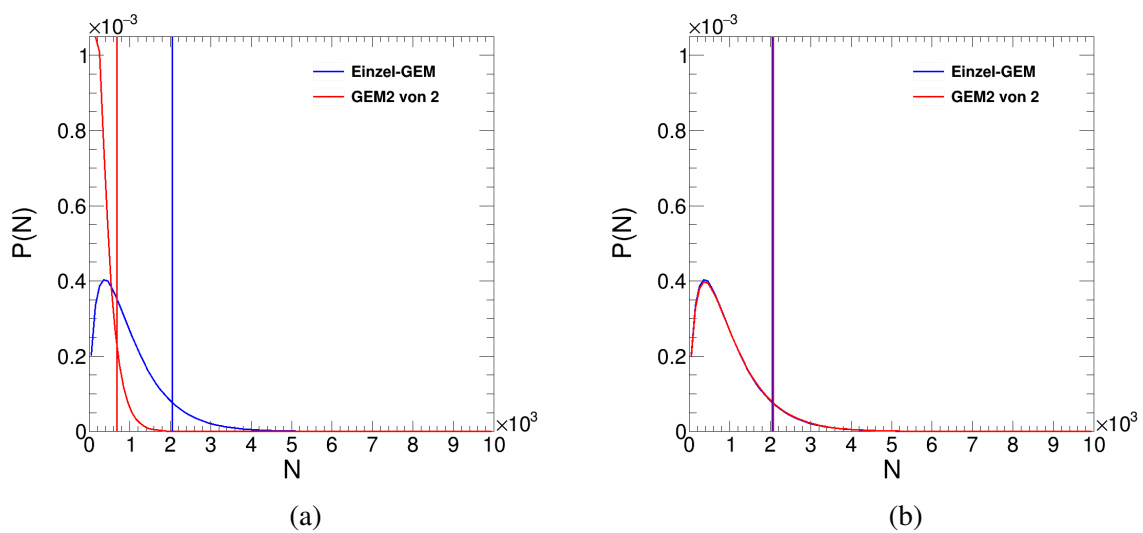


Abbildung A.2: Wahrscheinlichkeitsverteilung für die Anzahl an Ladungen in einem Loch einer einzelnen GEM-Folie und in einem Loch der zweiten GEM-Folie in einem Stack ohne jeden Lochüberlapp benachbarter Folien. In (a) haben sowohl die einzelne GEM als auch das Zwei-GEM-System hat einen mittleren Gain von 1000. In (b) hat das Zwei-GEM-System hat einen Gain von $2,75 \times 1000$. In diesem Fall ist die Ladungsdichte im zentralen Loch der zweiten GEM-Folie vergleichbar mit der Ladungsdichte in der einzelnen GEM-Folie. Die senkrechten Linien markieren jeweils die Grenze zu den oberen 10 % der Verteilungen.

Statistische Unsicherheit der Simulation der Transfereffizienzen

Die Abschätzung der Genauigkeit der simulierten Transfereffizienzen beruht auf der Berechnung des statistischen Fehlers. Eine ausführliche Betrachtung findet sich in [110]. Zugrunde liegt eine Binomialverteilung. Jede unabhängig voneinander, einzeln einfallende Ladung kann entweder gesammelt beziehungsweise extrahiert werden oder geht verloren. Die Effizienz oder auch die Wahrscheinlichkeit für das Sammeln beziehungsweise Extrahieren einer Ladung kann allgemein geschrieben werden als

$$\varepsilon = \frac{n}{n + \bar{n}}, \quad (\text{B.1})$$

wobei n die Anzahl an gesammelten beziehungsweise extrahierten Ladungen und \bar{n} die Anzahl an verlorenen Ladungen bezeichnen. Für die untere und obere Grenze dieser Wahrscheinlichkeit findet sich:

$$\varepsilon_{\text{lo}} = \frac{nF_F^{-1}[\alpha; 2n, 2(\bar{n} + 1)]}{\bar{n} + 1 + nF_F^{-1}[\alpha; 2n, 2(\bar{n} + 1)]}, \quad (\text{B.2})$$

$$\varepsilon_{\text{up}} = \frac{(n + 1)F_F^{-1}[1 - \alpha; 2(n + 1), 2\bar{n}]}{\bar{n} + (n + 1)F_F^{-1}[1 - \alpha; 2(n + 1), 2\bar{n}]}. \quad (\text{B.3})$$

Dabei bezeichnet F_F^{-1} das Quantil der F -Verteilung und $1 - \alpha$ das Konfidenzlevel. Um nun den Fehler zu erhalten müssen die Differenzen zwischen der Wahrscheinlichkeit und den Grenzen bestimmt werden:

$$\Delta\varepsilon_- = \varepsilon - \varepsilon_{\text{lo}}, \quad (\text{B.4})$$

$$\Delta\varepsilon_+ = \varepsilon_{\text{up}} - \varepsilon. \quad (\text{B.5})$$

Für die in dieser Arbeit gezeigten Simulationen ist das Konfidenzlevel auf 95 % festgelegt.

Einfluss der geometrischen Parameter auf Gain und Transfereffizienzen

Im folgenden werden die Ergebnisse der dedizierten Simulationen zum Einfluss der geometrischen Parameter vorgestellt. Abbildungen C.1, C.2, C.3, C.4, C.5, C.6 zeigen für unterschiedliche Pitches den Einfluss der inneren und äußeren Lochdurchmesser auf den effektiven Gain und die Elektronen-Transfereffizienz. Abbildungen C.7, C.8, C.9, C.10, C.11, C.12 zeigen den Anteil der Elektronen-Sammlungs- beziehungsweise Elektronen-Extraktionseffizienz. Abbildungen C.13, C.14, C.15 zeigen den effektiven Gain in Abhängigkeit vom inneren Durchmesser und der Differenz zwischen dem äußeren und inneren Durchmesser. Die elektrostatische Konfiguration in allen Fällen lautet wie folgt:

$$E_{\text{oben}} = 400 \text{ V cm}^{-1}, \quad (\text{C.1})$$

$$dU_{\text{GEM}} = 300 \text{ V}, \quad (\text{C.2})$$

$$E_{\text{unten}} = 3\,000 \text{ V cm}^{-1}. \quad (\text{C.3})$$

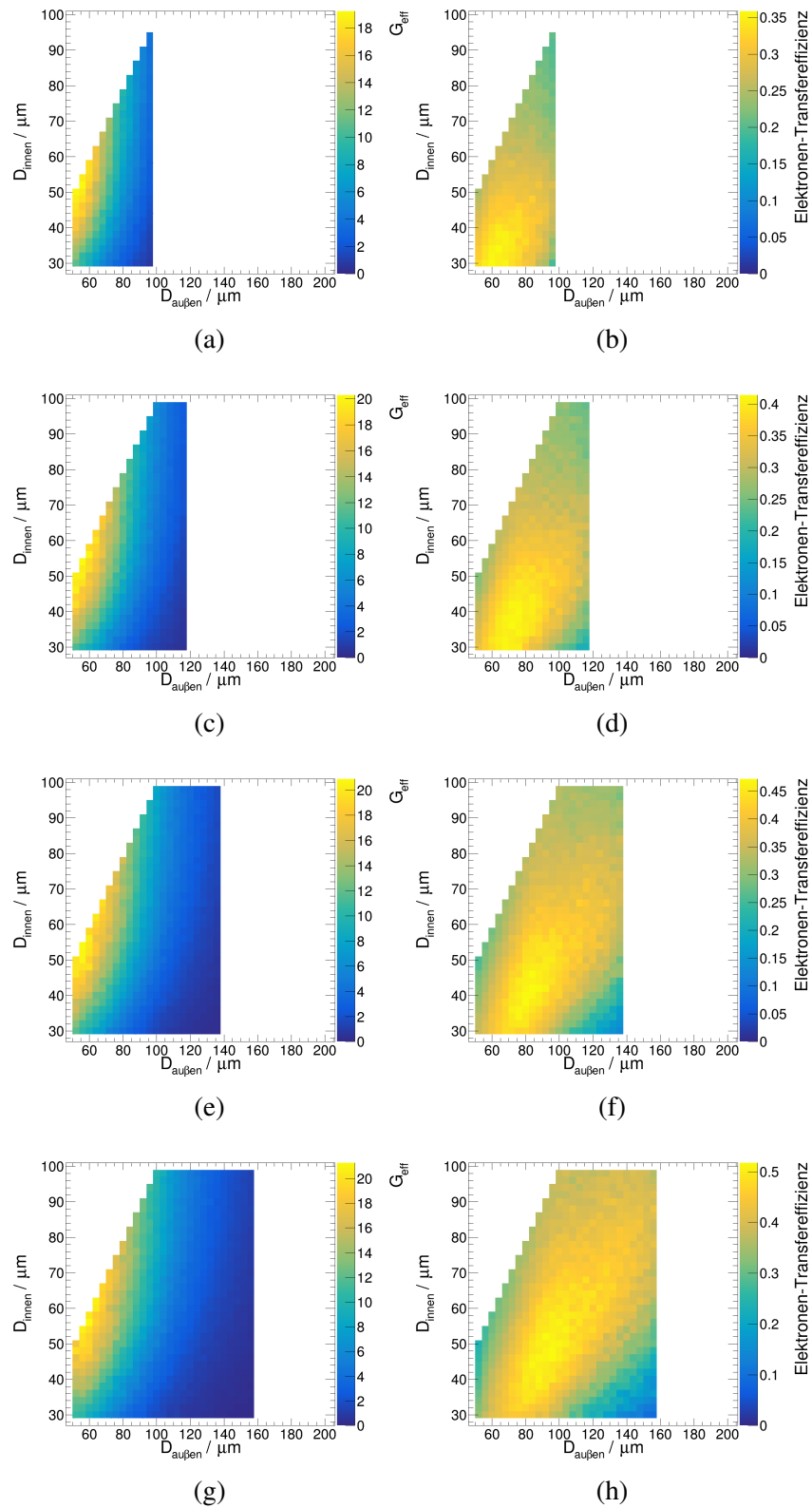


Abbildung C.1: Simulierter effektiver Gain und Elektronen-Transfereffizienz in Ar-CO₂ (90-10) für verschiedene innere und äußere Lochdurchmesser und einen Pitch von $100 \mu\text{m}$ ((a), (b)), $120 \mu\text{m}$ ((c), (d)), $140 \mu\text{m}$ ((e), (f)) und $160 \mu\text{m}$ ((g), (h)).

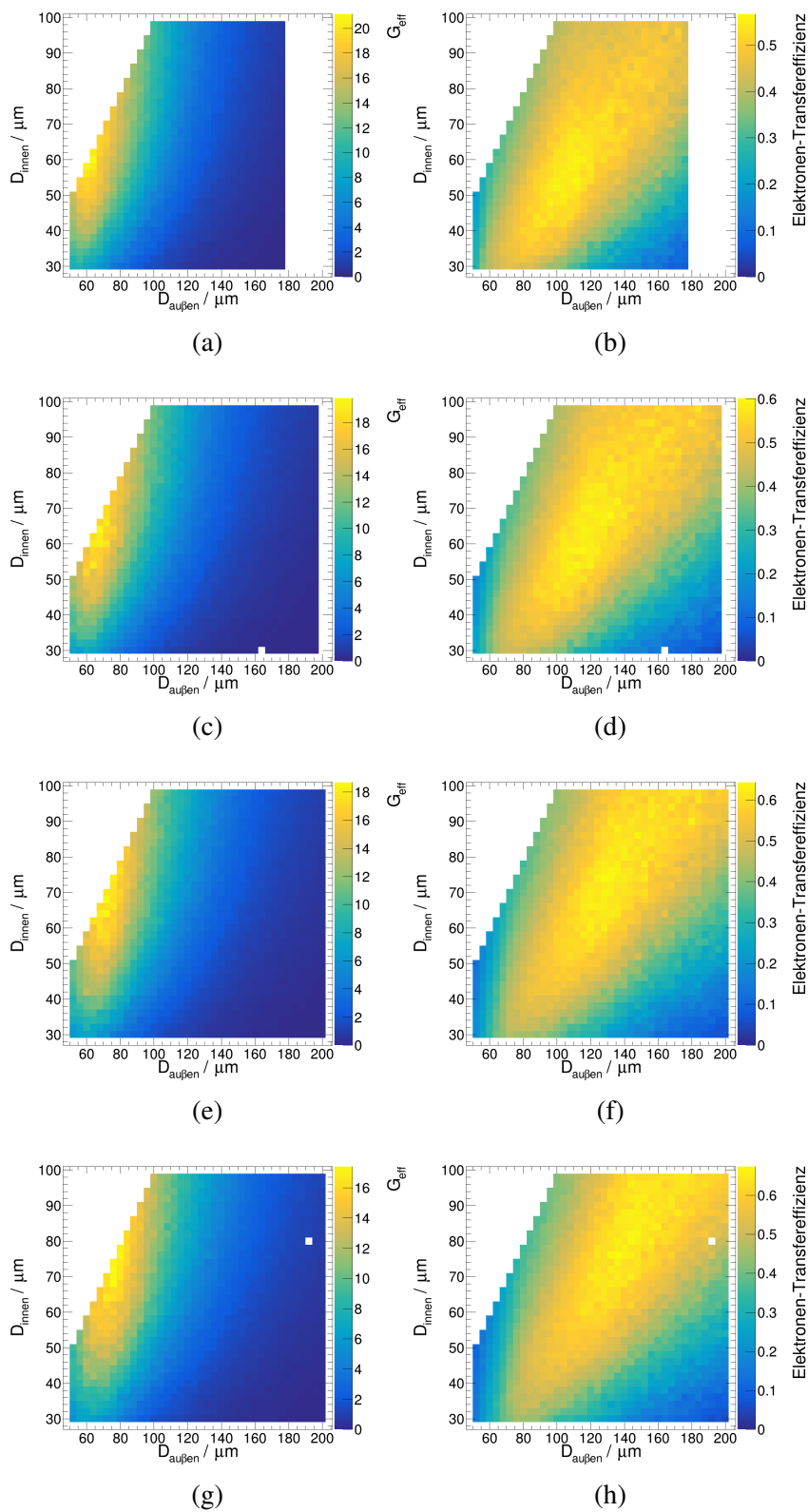


Abbildung C.2: Simulierter effektiver Gain und Elektronen-Transferereffizienz in Ar-CO₂ (90-10) für verschiedene innere und äußere Lochdurchmesser und einen Pitch von $180 \mu\text{m}$ ((a), (b)), $200 \mu\text{m}$ ((c), (d)), $220 \mu\text{m}$ ((e), (f)) und $240 \mu\text{m}$ ((g), (h)).

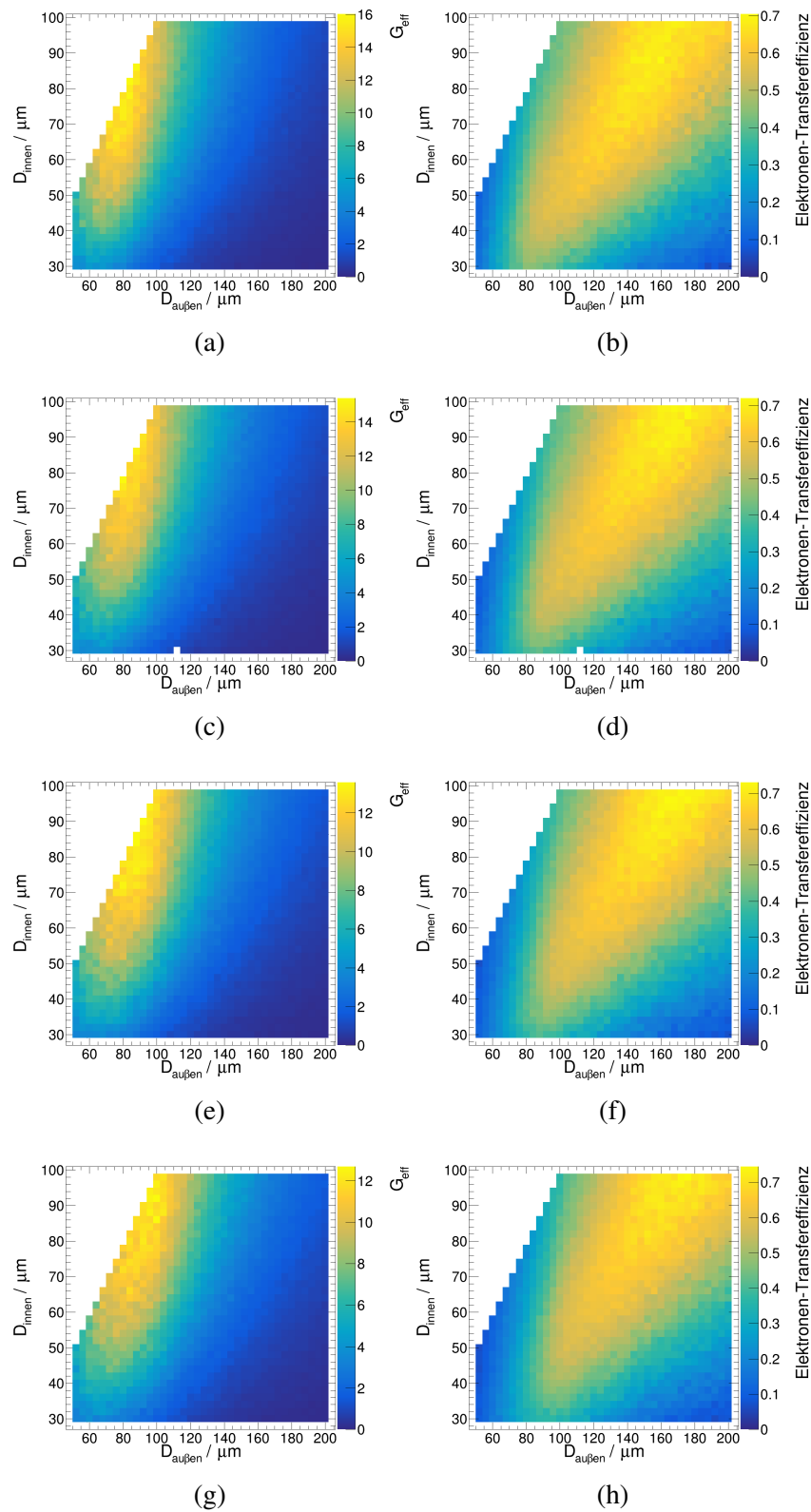


Abbildung C.3: Simulierter effektiver Gain und Elektronen-Transfereffizienz in Ar-CO₂ (90-10) für verschiedene innere und äußere Lochdurchmesser und einen Pitch von 260 μm ((a), (b)), 280 μm ((c), (d)), 300 μm ((e), (f)) und 320 μm ((g), (h)).

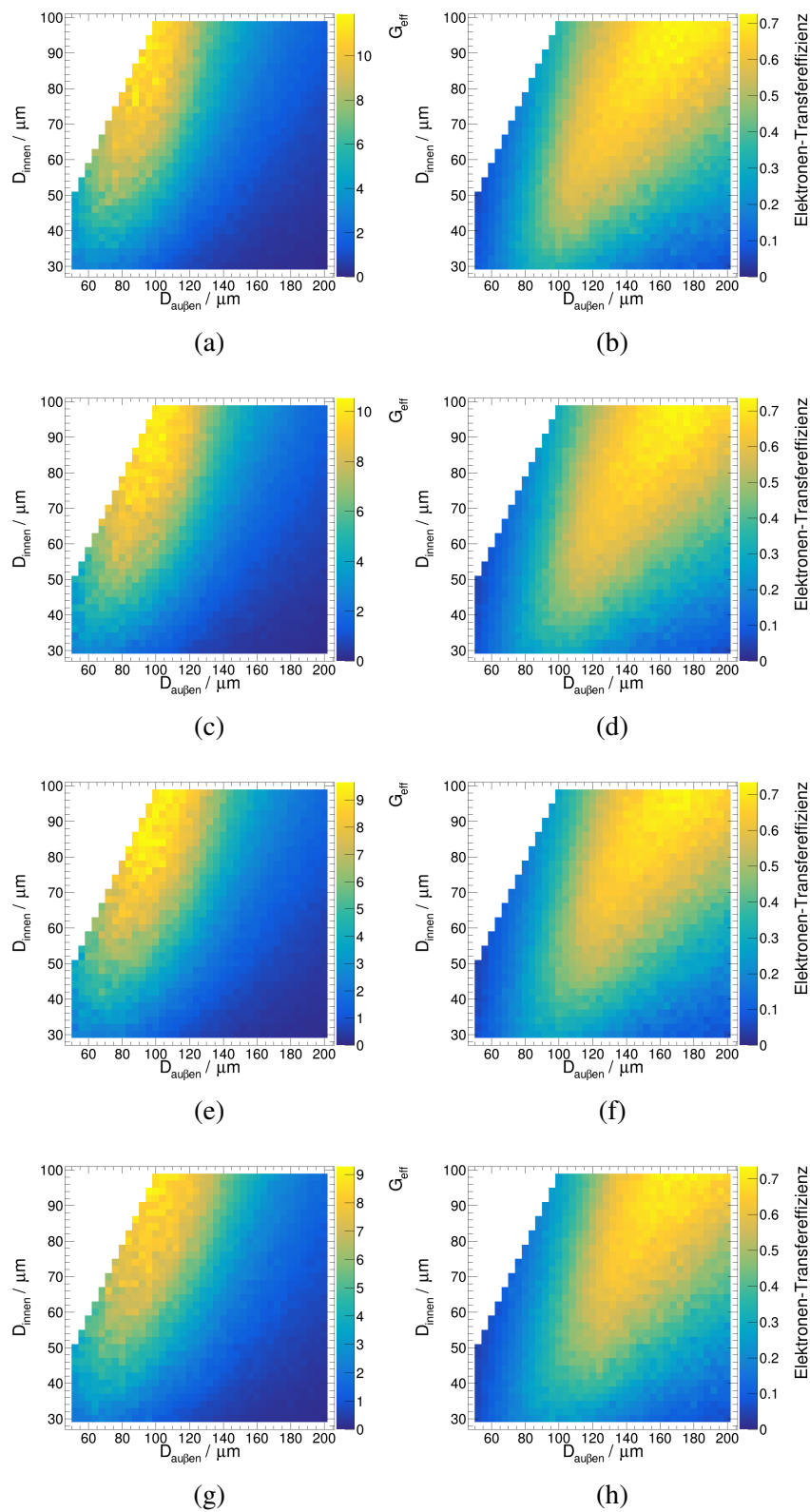


Abbildung C.4: Simulierter effektiver Gain und Elektronen-Transfereffizienz in Ar-CO₂ (90-10) für verschiedene innere und äußere Lochdurchmesser und einen Pitch von 340 μm ((a), (b)), 360 μm ((c), (d)), 380 μm ((e), (f)) und 400 μm ((g), (h)).

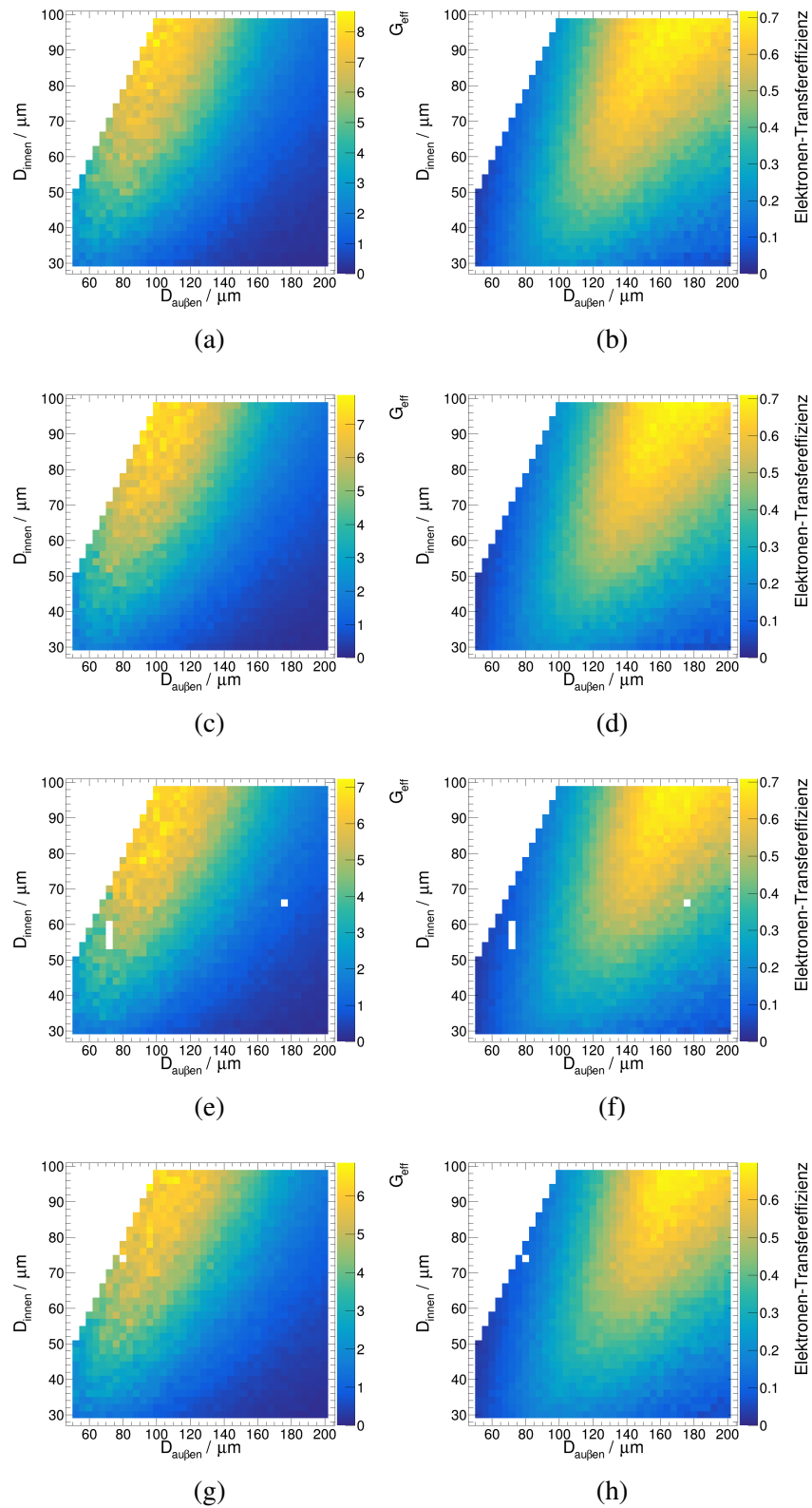


Abbildung C.5: Simulierter effektiver Gain und Elektronen-Transfereffizienz in Ar-CO₂ (90-10) für verschiedene innere und äußere Lochdurchmesser und einen Pitch von 420 μm ((a), (b)), 440 μm ((c), (d)), 460 μm ((e), (f)) und 480 μm ((g), (h)).

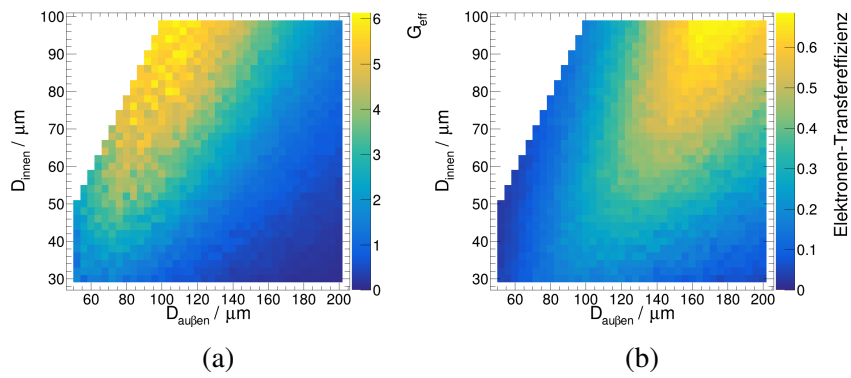


Abbildung C.6: Simulierter effektiver Gain und Elektronen-Transfereffizienz in Ar-CO₂ (90-10) für verschiedene innere und äußere Lochdurchmesser und einen Pitch von 500 μm ((a), (b)).

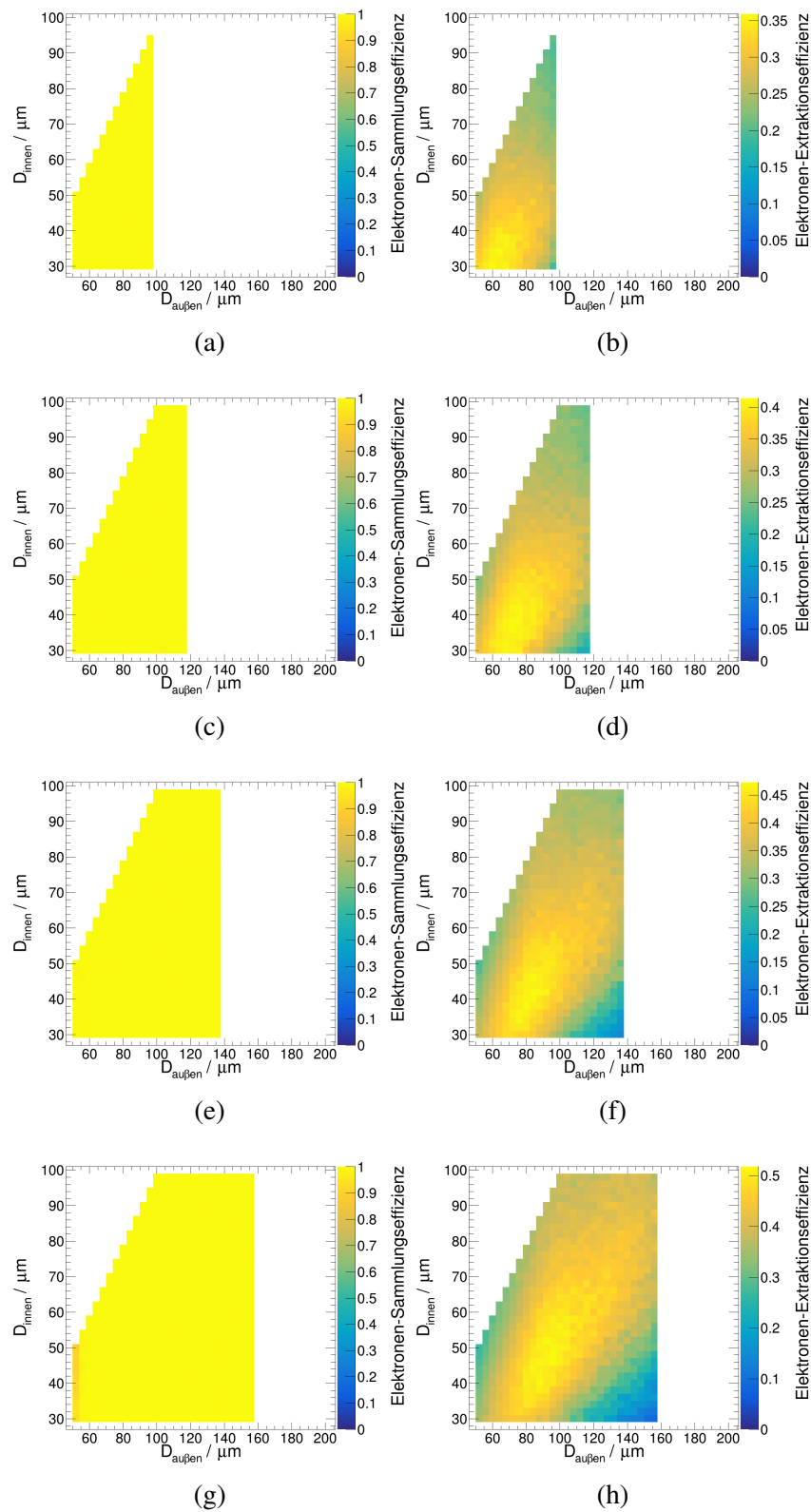


Abbildung C.7: Simulierte Sammlungs- und Extraktionseffizienz in Ar-CO₂ (90-10) für verschiedene innere und äußere Lochdurchmesser und einen Pitch von 100 μm ((a), (b)), 120 μm ((c), (d)), 140 μm ((e), (f)) und 160 μm ((g), (h)).

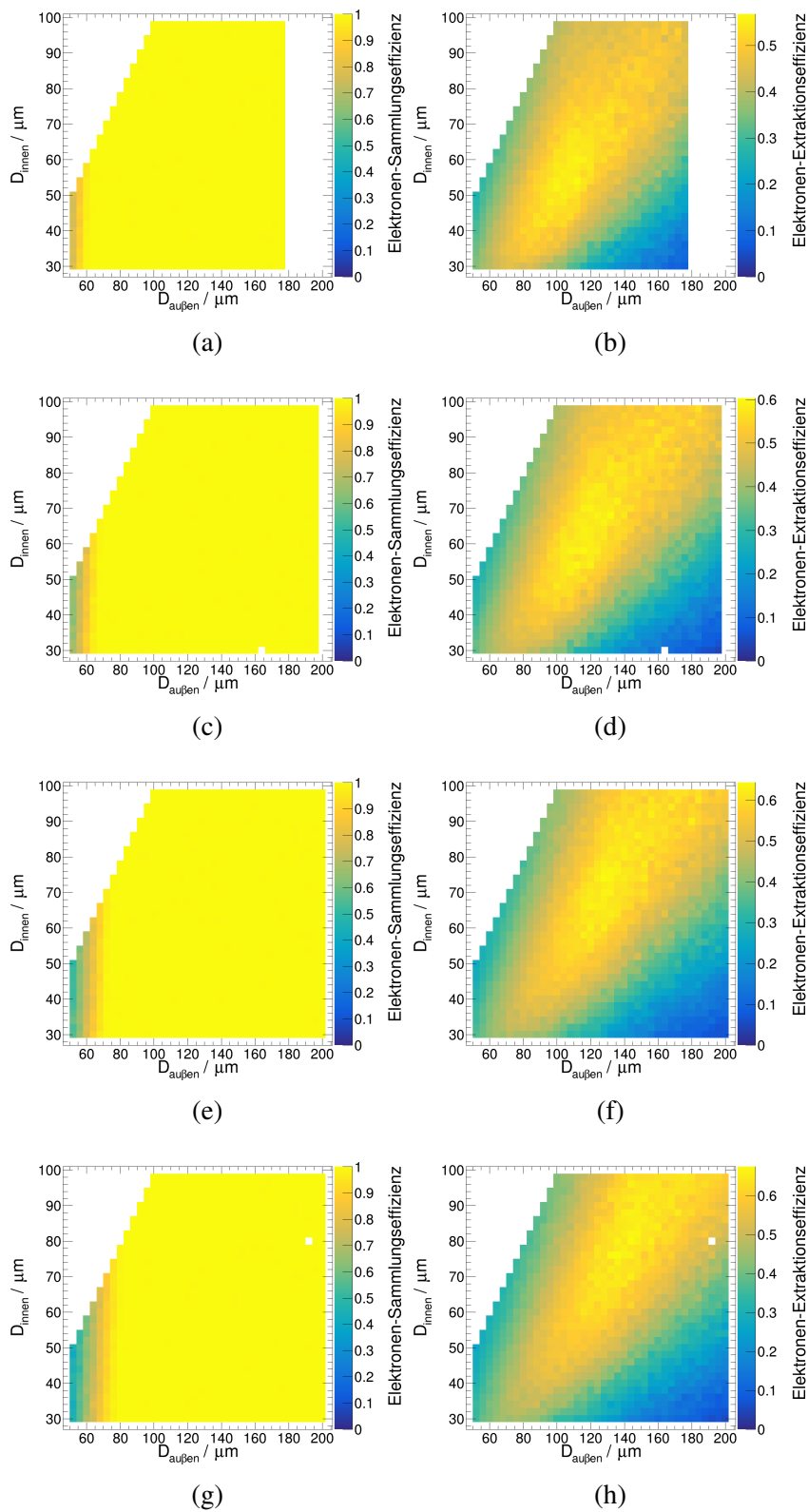


Abbildung C.8: Simulierte Sammlungs- und Extraktionseffizienz in Ar-CO₂ (90-10) für verschiedene innere und äußere Lochdurchmesser und einen Pitch von 180 μm ((a), (b)), 200 μm ((c), (d)), 220 μm ((e), (f)) und 240 μm ((g), (h)).

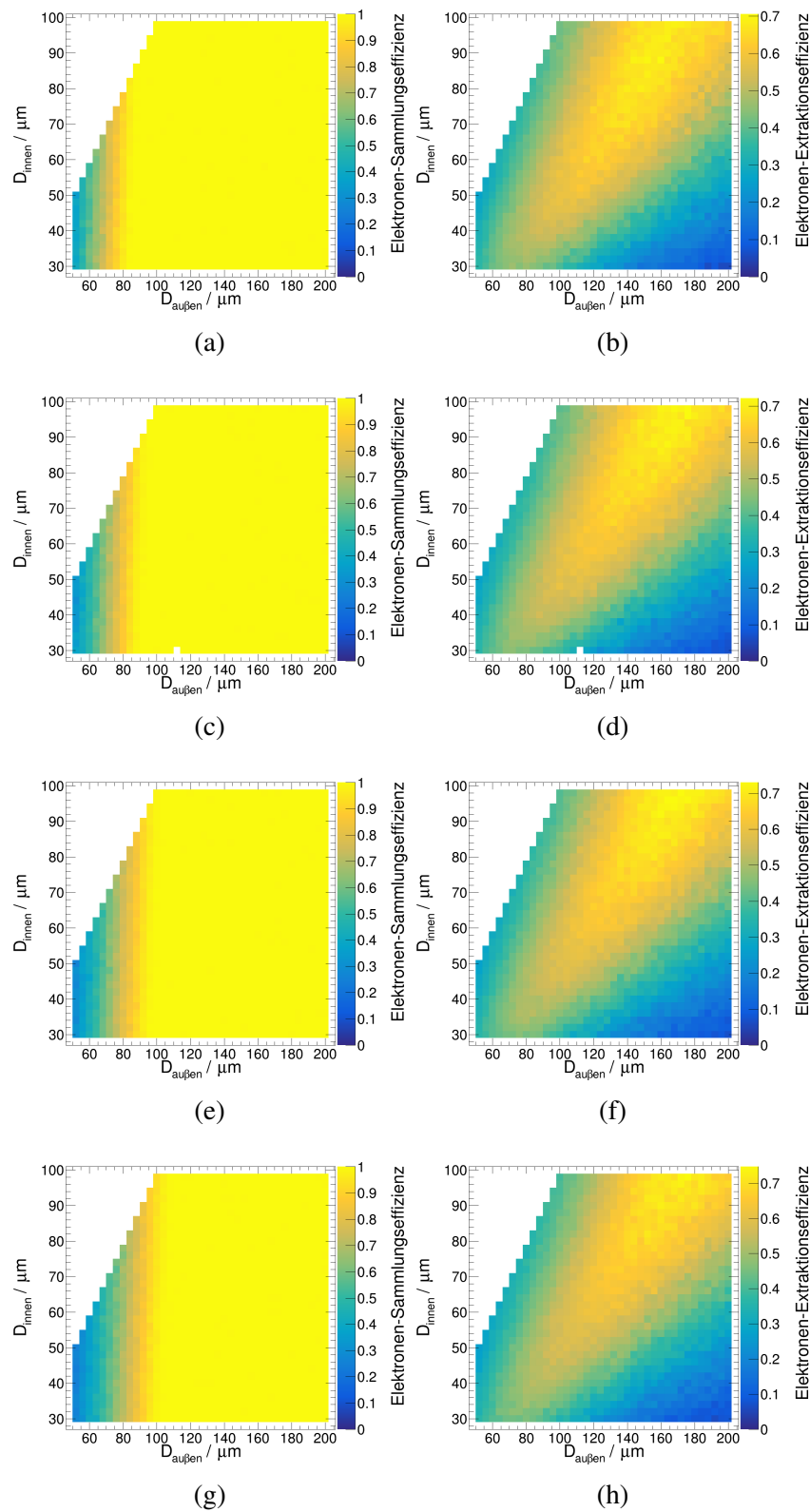


Abbildung C.9: Simulierte Sammlungs- und Extraktionseffizienz in Ar-CO₂ (90-10) für verschiedene innere und äußere Lochdurchmesser und einen Pitch von 260 μm ((a), (b)), 280 μm ((c), (d)), 300 μm ((e), (f)) und 320 μm ((g), (h)).

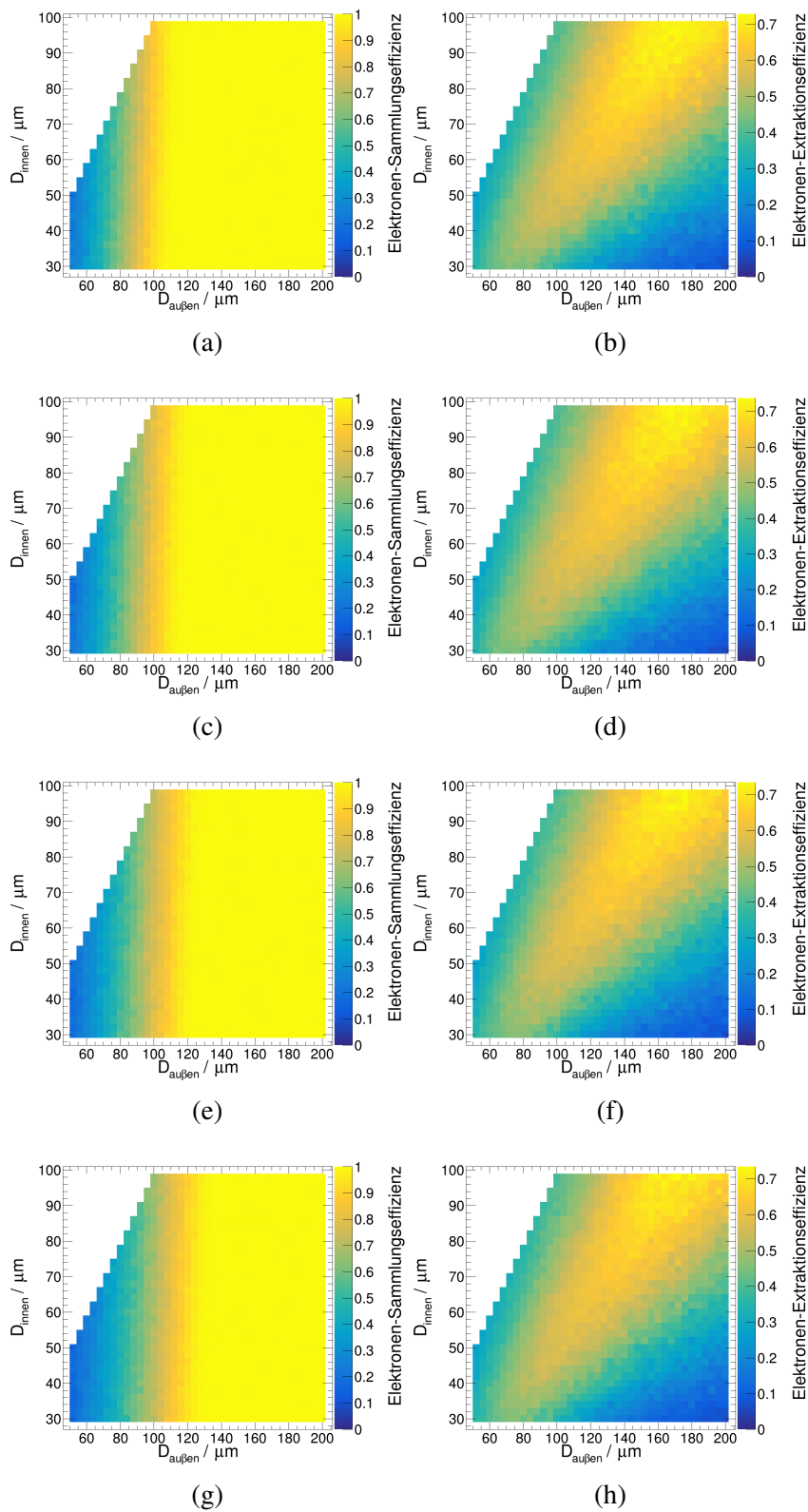


Abbildung C.10: Simulierte Sammlungs- und Extraktionseffizienz in Ar-CO₂ (90-10) für verschiedene innere und äußere Lochdurchmesser und einen Pitch von $340 \mu\text{m}$ ((a), (b)), $360 \mu\text{m}$ ((c), (d)), $380 \mu\text{m}$ ((e), (f)) und $400 \mu\text{m}$ ((g), (h)).

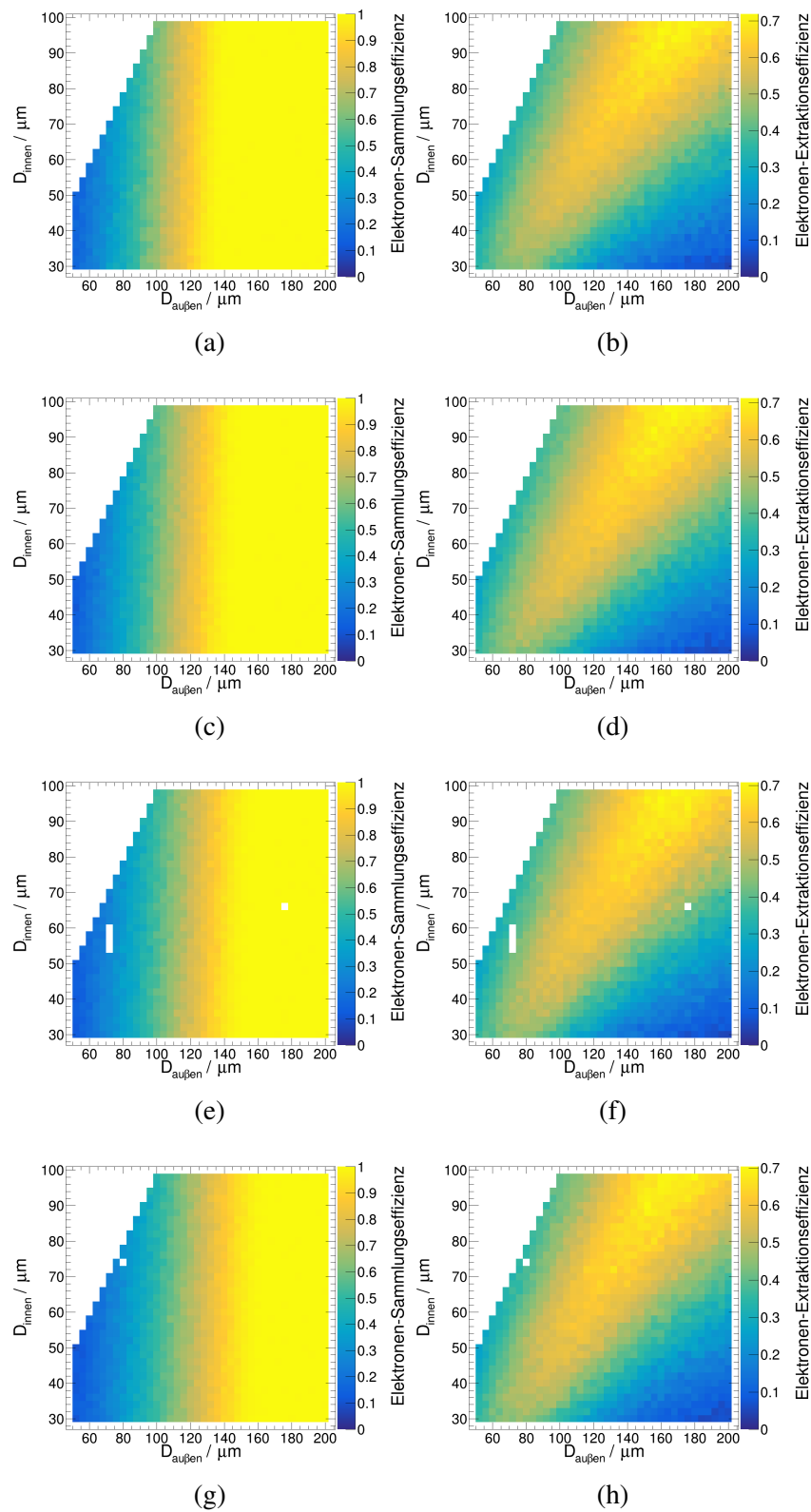


Abbildung C.11: Simulierte Sammlungs- und Extraktionseffizienz in Ar-CO₂ (90-10) für verschiedene innere und äußere Lochdurchmesser und einen Pitch von 420 μm ((a), (b)), 440 μm ((c), (d)), 460 μm ((e), (f)) und 480 μm ((g), (h)).

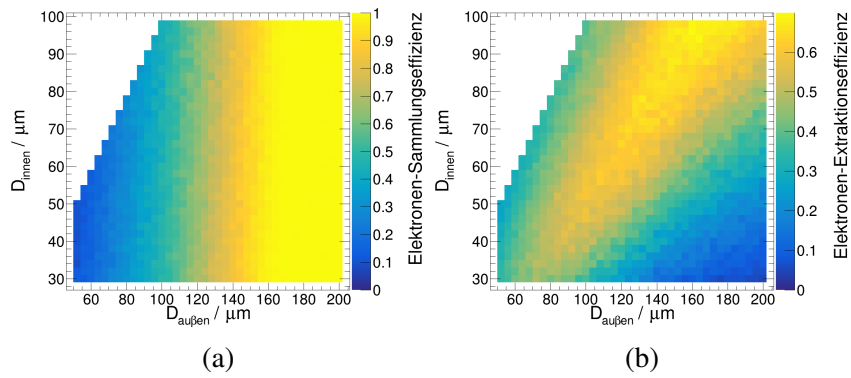


Abbildung C.12: Simulierte Sammlungs- und Extraktionseffizienz in Ar-CO₂ (90-10) für verschiedene innere und äußere Lochdurchmesser und einen Pitch von 500 μm ((a), (b)).

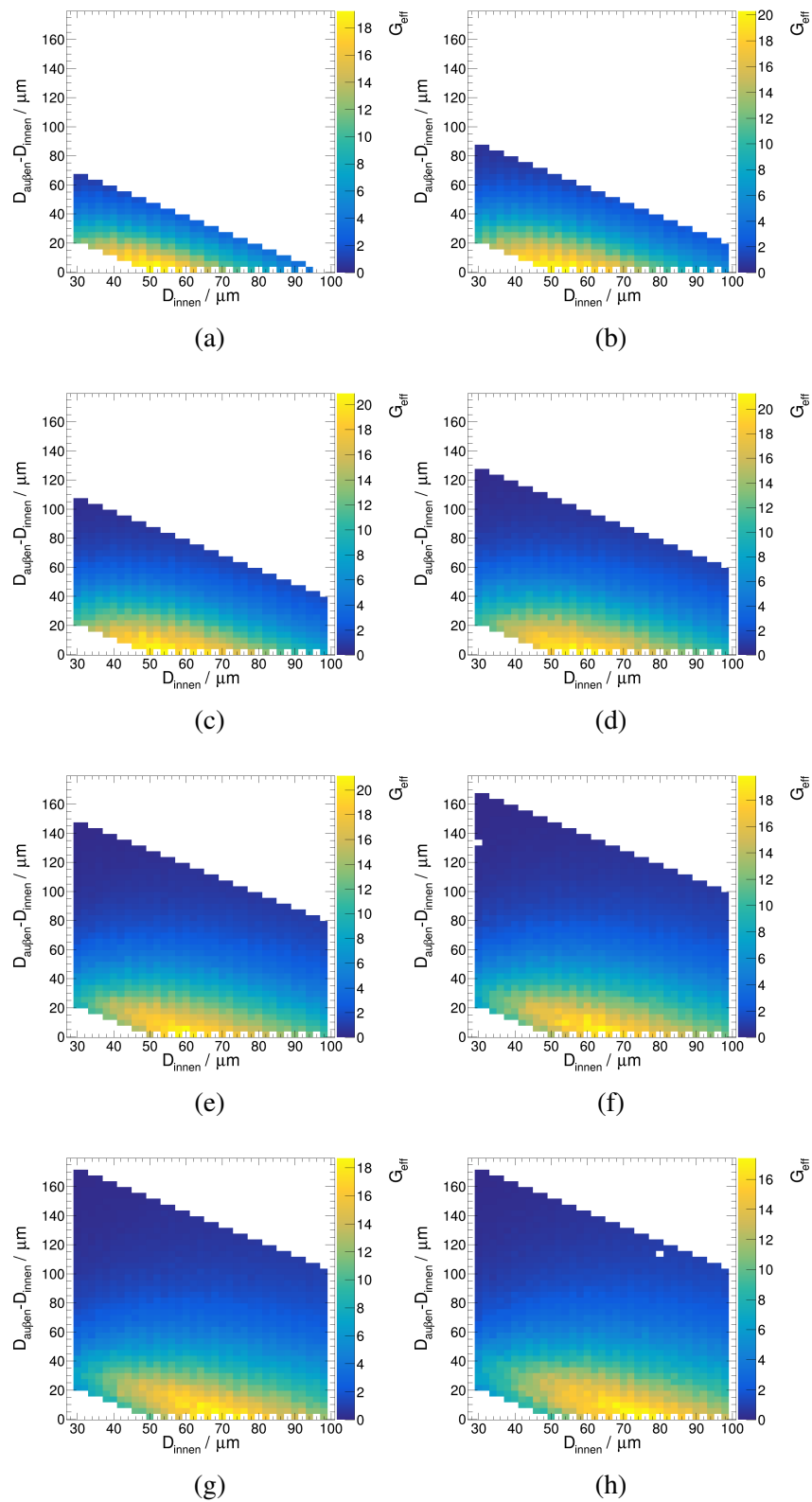


Abbildung C.13: Simulierter effektiver Gain in Ar-CO₂ (90-10) für verschiedene innere und äußere Lochdurchmesser bei einer konstanten Beziehung $D_{\text{innen}} - D_{\text{außen}}$ und einem Pitch von 100 μm ((a), 120 μm ((b)), 140 μm ((c)), 160 μm ((d)), 180 μm ((a), 200 μm ((b)), 220 μm ((c)) und 240 μm ((d)).

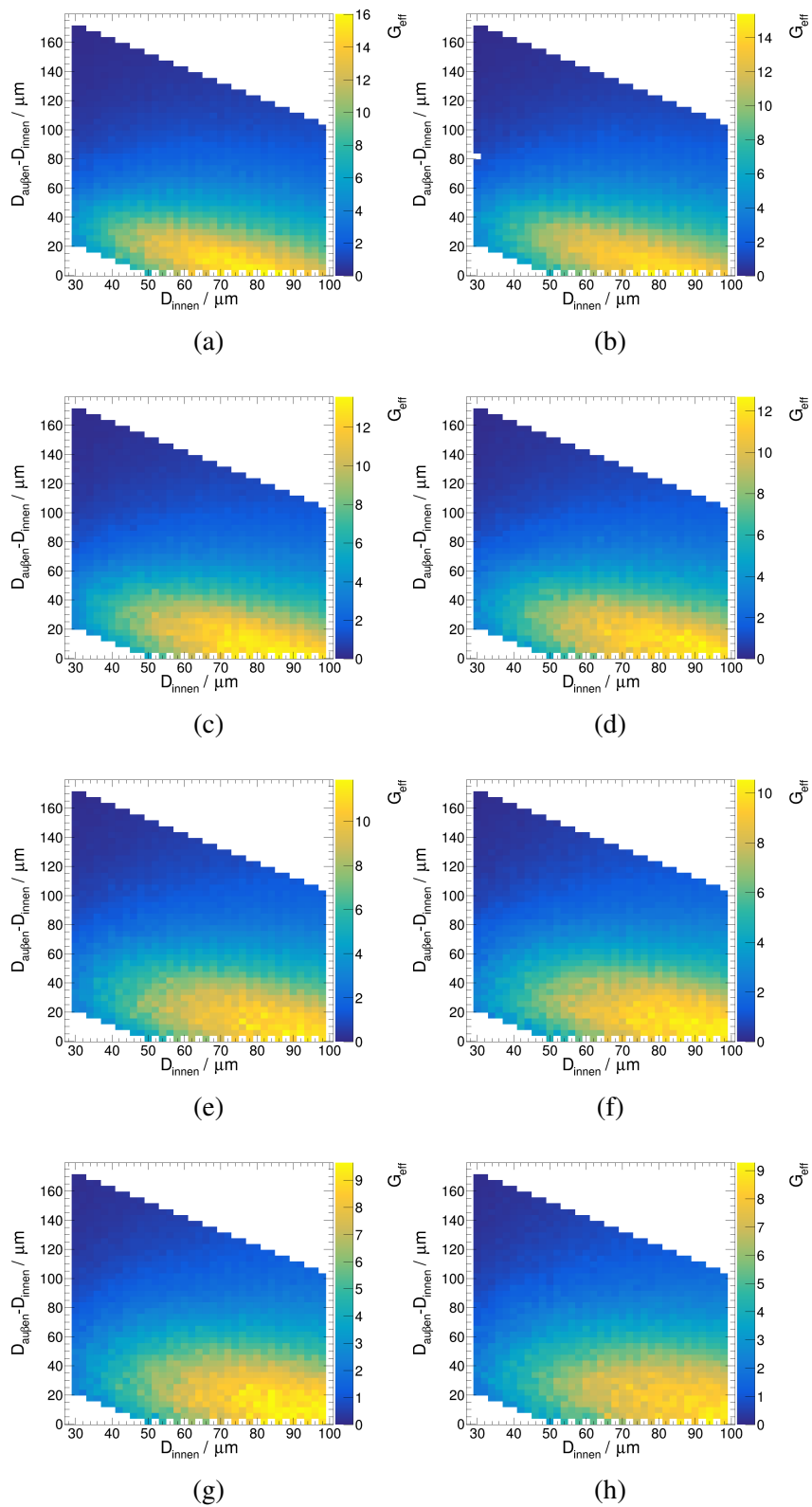


Abbildung C.14: Simulierter effektiver Gain in Ar-CO₂ (90-10) für verschiedene innere und äußere Lochdurchmesser bei einer konstanten Beziehung $D_{\text{innen}} - D_{\text{au\ss}en}$ und einem Pitch von 260 μm ((a)), 280 μm ((b)), 300 μm ((c)), 320 μm ((d)), 340 μm ((a)), 360 μm ((b)), 380 μm ((c)) und 400 μm ((d)).

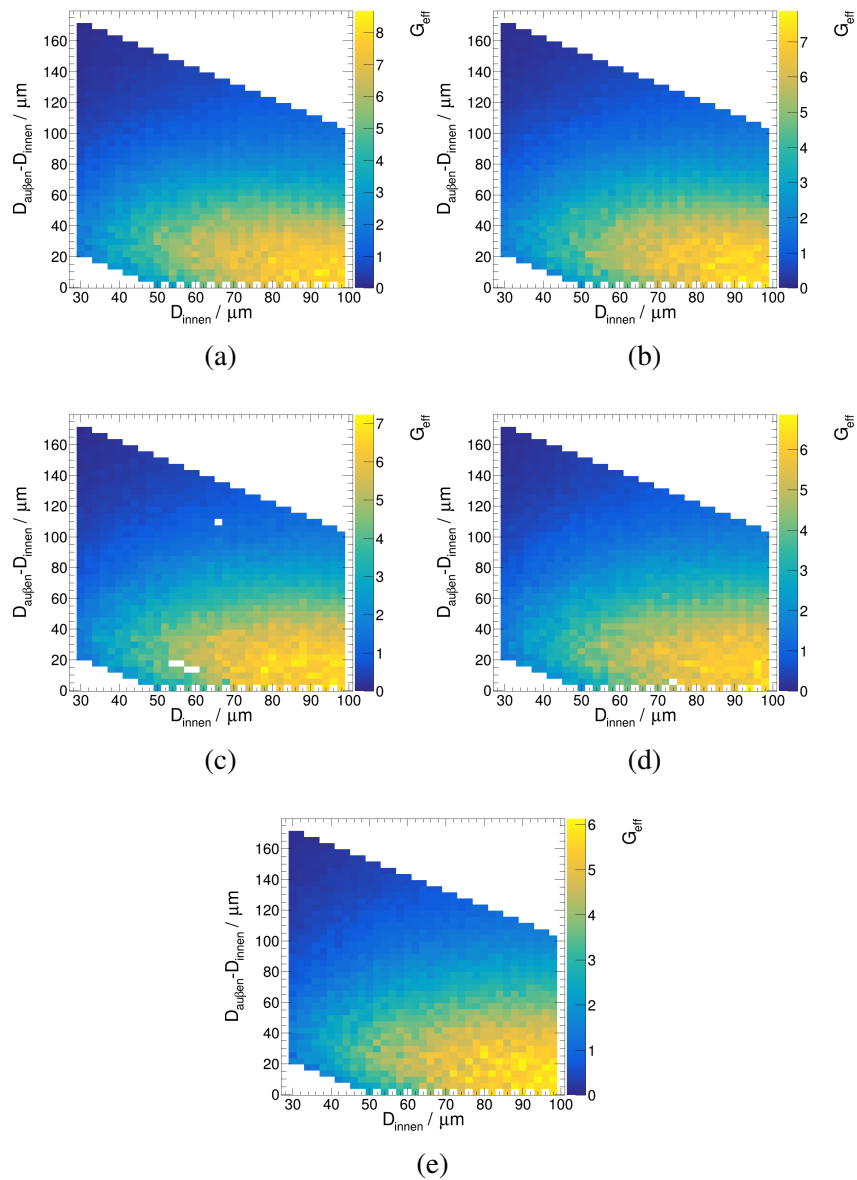


Abbildung C.15: Simulierter effektiver Gain in Ar-CO₂ (90-10) für verschiedene innere und äußere Lochdurchmesser bei einer konstanten Beziehung $D_{\text{innen}} - D_{\text{außen}}$ und einem Pitch von 420 μm ((a)), 440 μm ((b)), 460 μm ((c)), 480 μm ((d)) und 500 μm ((e)).

Mittlerer minimaler Lochabstand benachbarter GEM-Folien

Für den in Kapitel 5 dargelegten Zusammenhang zwischen dem mittleren minimalen Abstand beziehungsweise Versatz zweier Löcher in benachbarten GEM Folien erfolgt in diesem Abschnitt eine Herleitung. In Abbildung D.1 ist die Geometrie der Lochanordnung in einer GEM-Folie skizziert. Für hinreichend große Flächen kann angenommen werden, dass (bis auf den Spezialfall keiner Rotation benachbarter Folien zueinander), die Verteilung Löcher der benachbarten Folie in den blau markierten Flächen homogen ist. Dann entspricht der durchschnittliche Abstand D aller Löcher zum nächsten Nachbarn in der benachbarten Folie dem mittleren Abstand aller Punkte im inneren eines blauen Hexagons zu dessen Zentrum.

Für die Berechnung des mittleren Abstands aller Punkte im inneren eines Hexagons zu dessen Zentrum reicht es aus Symmetriegründen, einen Teilausschnitt in Form eines Dreiecks zu betrachten (vergleiche Abbildung D.1). Der Radius r hängt hier vom Winkel θ und dem Pitch p ab:

$$r(\theta) = \frac{p}{2 \cos(\theta)}. \quad (\text{D.1})$$

Um den durchschnittlichen Radius zu finden wird der Mittelwertsatz genutzt:

$$\langle r \rangle = \frac{1}{30^\circ} \int_{0^\circ}^{30^\circ} r(\theta) d\theta \quad (\text{D.2})$$

$$= \frac{3 \ln(3)p}{2\pi}. \quad (\text{D.3})$$

Nun gibt es einen Radius, der genau die Hälfte der Fläche umzeichnet, die $\langle r \rangle$ charakterisiert. Dieser findet sich bei

$$r' = \frac{\langle r \rangle}{\sqrt{2}}. \quad (\text{D.4})$$

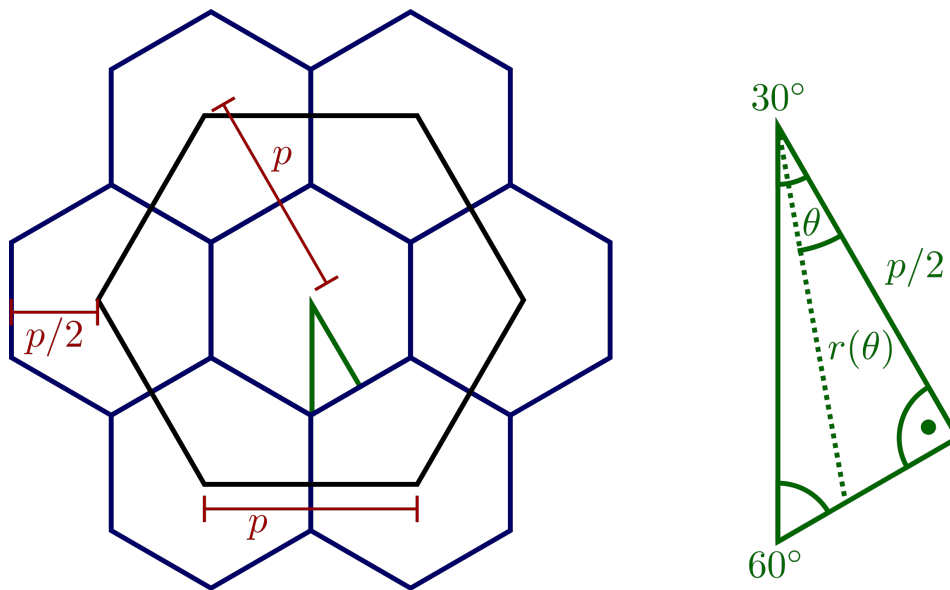


Abbildung D.1: Skizze zur Bestimmung des mittleren minimalen Lochabstands. p bezeichnet den Pitch, das schwarze Hexagon spiegelt das Lochmuster wieder. Der Bereich, in dem ein Loch dem Loch in der benachbarten Folie als nächster Partner zugeordnet wird ist als blaue Hexagone markiert. Das grüne Dreieck dient der Bestimmung des durchschnittlichen Radius des blauen Hexagons.

Wird weiterhin eine homogene Verteilung der Löcher im inneren der blauen Hexagone vorausgesetzt, so entspricht r' dem mittleren Abstand D aller Löcher zum nächsten Nachbarn in der benachbarten Folie:

$$D = r' = \frac{3 \ln(3)p}{\sqrt{2} \cdot 2\pi} = \frac{p}{2.696}. \quad (\text{D.5})$$

Der Faktor 2.696 verknüpft den Pitch mit dem mittleren minimalen Lochabstand und ist unabhängig von der Foliengeometrie oder der Orientierung, für alle Rotationen benachbarter Folien zueinander ungleich null.

Entwickelte Simulations-Software

E.1 Gasfile-Creator

Da hier hauptsächlich die Funktionalität und Klassen von Magboltz und Garfield++ [34, 35] genutzt werden, bedarf es an dieser Stelle keine detaillierte Erläuterung. Hinweise zur Benutzung finden sich im Repository¹. Es sei allerdings erwähnt, dass das Programm dazu genutzt wird, eine Datenbank² aufzubauen, in der Informationen über eine Vielzahl an Gasgemischen zur Verfügung gestellt werden. Dies soll eine schnelle, anwendungsspezifische Auswahl des Mediums für gasgefüllte Detektoren ermöglichen.

E.2 Advanced GEM Simulator

Für die systematische Variation der verschiedenen GEM-Parameter ist es hilfreich, den Simulationsprozess so weit wie möglich zu automatisieren. Mit dem Advanced GEM Simulator (AGS³) wird dies benutzerfreundlich realisiert. Der Ablauf des Programms ist in Abbildung E.1 dargestellt. Mittels einer Steuerdatei können die Geometrie der GEM sowie die Betriebsparameter festgelegt werden. Die Steuerdatei kann dabei entweder vom Nutzer selbst erstellt worden sein oder, ebenfalls automatisiert, aus einem optischen Scan der Lochparameter stammen. Dabei können beliebig viele verschiedene Konfigurationen in einer Steuerdatei angegeben werden, die dann parallelisiert bearbeitet werden.

Dazu verbindet sich AGS zunächst mit einem Zielsystem, auf dem die entsprechende ANSYS®-Berechnung durchgeführt wird. Die so entstandenen Daten zur Einheitszelle jeder einzelnen

¹ <http://fsketter.cb.uni-bonn.de/gitlab/members/gasfilecreator>

² <https://agketter.hiskp.uni-bonn.de/pub/?todo=showResearch&sub=gas&lang=eng¶m=>

³ <http://fsketter.cb.uni-bonn.de/gitlab/jottnad/AGS>

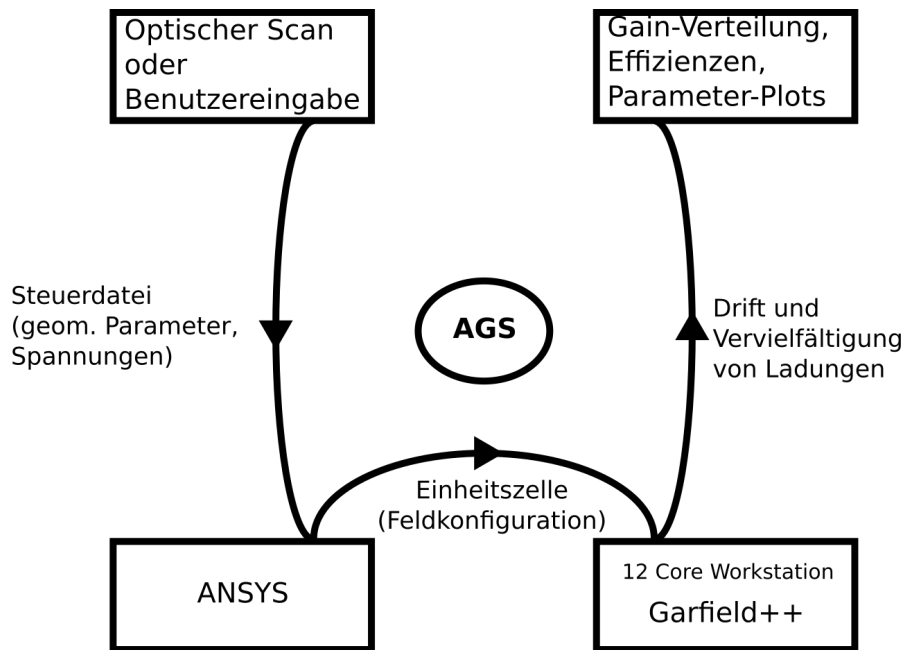


Abbildung E.1: Fluss-Diagramm zu Funktionsweise des Advanced GEM Simulators. Eine ausführliche Beschreibung erfolgt im Text.

Geometrie werden anschließend lokal gesammelt. Dabei wird nur dann eine neue ANSYS[®]-Berechnung gestartet, wenn die Konfiguration noch nicht vorhanden ist oder dies vom Nutzer ausdrücklich beim Programmaufruf gefordert wird.

Auf Basis der ANSYS[®]-Berechnung wird nun ebenfalls automatisiert eine Garfield++-Simulation gestartet. Auch hier kann der Benutzer wieder im Vorhinein Einfluss auf die genaue Konfiguration der Simulation nehmen (Diffusion, Gaszusammensetzung, etc.). Das Resultat der Simulation wird unter einem eindeutigen, die Eingangsparameter widerspiegelnden Namen abgelegt und steht für spätere Analysen zur Verfügung. Die Analysen der Daten erfolgt ebenfalls auf Grundlage der bereitgestellten Steuerdatei.

E.3 MultiGEM

Neben der Betrachtung einzelner GEM-Folien, ist insbesondere mit Hinblick auf den Betrieb von Detektoren auch die Simulation und Vorhersagbarkeit ganzer GEM-Stacks interessant. Zu diesem Zweck entstand im Rahmen dieser Arbeit ein weiteres Software-Framework (MultiGEM⁴) welches die vollkommen freie Komposition beliebiger GEM-Stacks erlaubt und deren Verhalten simuliert. Dazu werden benutzerdefinierte GEM-Einheitszellen (basierend auf ANSYS[®]-Berechnungen) für jede GEM-Folie im Stack verwendet, aus denen dann die komplette jeweilige Folie und aus diesen wiederum der gesamte Stack aufgebaut wird. Ladungen

⁴ <http://fsketter.cb.uni-bonn.de/gitlab/jottnad/multigem>

durchlaufen den Bereich einer jeden Folie separat. Die Austrittspunkte eines Bereichs werden schließlich als Eintrittspunkte an den nächsten Bereich übergeben. Tatsächlich finden so separate Simulationen für jede Folie im Stack statt.

Für jeden Abschnitt der Simulation, also jede GEM-Folie, werden detaillierte Informationen über den Ladungstransfer und die Multiplikation gespeichert und abschließend zusammen mit der Performance des gesamten Stacks ausgegeben. Ein Beispiel solch einer MultiGEM-Simulation für ein einzelnes einfallendes Elektron findet sich in Abbildung 7.9. Die Feldkonfiguration hier lautet: $E_{\text{drift}} = 400 \text{ V cm}^{-1}$, $U_{\text{GEM1}} = 270 \text{ V}$, $E_{\text{T1}} = 4000 \text{ V cm}^{-1}$, $U_{\text{GEM2}} = 230 \text{ V}$, $E_{\text{T2}} = 4000 \text{ V cm}^{-1}$, $U_{\text{GEM3}} = 288 \text{ V}$, $E_{\text{T3}} = 100 \text{ V cm}^{-1}$, $U_{\text{GEM4}} = 359 \text{ V}$, $E_{\text{T4}} = 4000 \text{ V cm}^{-1}$.

E.4 Stack-Optimizer

Die Optimierung⁵ eines GEM-Stacks erfolgt im Hinblick auf die Elektronen-Transfereffizienzen (vergleiche Kapitel 5). Das Ziel der Optimierung ist normalerweise, den Stack bei der geringstmöglichen maximalen Spannung zu betreiben. Andere Bedingungen sind jedoch möglich und bei der Konfiguration des Programms definierbar. Zur Optimierung stehen prinzipiell sämtliche Freiheitsgrade (Spannungen und Felder) zur Verfügung. Es kann allerdings sinnvoll sein, manche Freiheitsgrade einzuschränken, beispielsweise die maximal erlaubte GEM-Spannung oder den Gain des gesamten Systems. In seiner Kernfunktion optimiert das Programm das gemeinsame Transferfeld zweier GEM-Folien. Dazu wird das Produkt aus einer Extraktions- und einer Sammlungseffizienz der aufeinander folgenden GEM-Folien maximiert. Ein Beispiel für dieses Produkt ist in Abbildung E.2 dargestellt. Auf der Abszisse ist η , das Verhältnis des Transferfeldes zum Feld im Inneren der jeweiligen GEM-Löcher aufgetragen. Das Maximum im Produkt markiert den optimalen Arbeitspunkt. Im einfachsten Fall sind die GEM-Spannungen fixiert und es steht dementsprechend nur eine derartige Kurve zur Verfügung, um das optimale Transferfeld zu bestimmen. Für jeden zusätzlichen Freiheitsgrad erweitert sich die Anzahl an möglicher Kurven für das Produkt aus Sammlungs- und Extraktionseffizienz. Sind beispielsweise die GEM-Spannungen variierbar, erweitert sich der Parameterraum, in dem das Maximum gefunden wird, um eine Dimension pro GEM-Folie.

⁵ <http://fsketzer.cb.uni-bonn.de/gitlab/jottnad/compass-gem-optimization>

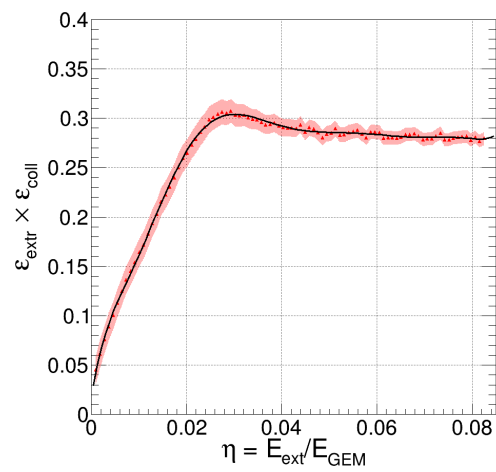


Abbildung E.2: Produkt der Extraktions- und Sammlungseffizienz zweier aufeinander folgender GEM-Folien, die sich ein externes Transferfeld teilen. Die Felder im inneren der Löcher der einzelnen GEM-Folien können unterschiedlich sein. Hier handelt es sich um zwei (St)-GEM-Folien.

Fit des ⁵⁵Fe-Spektrums

Das im Rahmen dieser Arbeit verwendete Modell zum Fit des ⁵⁵Fe-Spektrums ist eine Weiterentwicklung des Modells aus [111]. Wie in Kapitel 3.7 beschrieben, setzt sich das Energiespektrum von ⁵⁵Fe in Argon aus insgesamt vier Linien zusammen. Dabei sind die Energien und Intensitäten dieser Linien bekannt. Die Linien werden durch Gauss-Verteilungen der Form

$$N(E) = S \exp\left(-0.5 \left(\frac{E - \mu}{\sigma}\right)^2\right) \quad (\text{F.1})$$

beschrieben. Die Schwerpunkte μ , Skalierungsfaktoren S und Breiten σ der einzelnen Linien sind idealerweise gekoppelt. Im vorliegenden Fall trifft dies für die Intensitäten jedoch nicht zu. Bei den K_α und K_β Linien handelt es sich um Photonen mit unterschiedlichen Energien. Dementsprechend haben diese in Argon auch leicht unterschiedliche Abschwächungskoeffizienten (vergleiche Abbildung 3.11). Da das sensitive Volumen begrenzt ist und sich auch erst in einigem Abstand zur radioaktiven Quelle befindet, verändern sich die Intensitäten bis dorthin und können nicht mehr als bekannt vorausgesetzt werden. Daher wird jeder Linie ein eigener Skalierungsfaktor zugewiesen.

Im Gegensatz zu den Intensitäten ändern sich die Energien der einzelnen Linien nicht. Die relative Lage zueinander ist also prinzipiell eindeutig definiert. Allerdings müssen dazu Linearität und ein verschwindender Versatz des verwendeten Vielkanalanalysators und der Ausleseketten gegeben sein. Dies ist a priori nicht gegeben, weswegen die beobachtete relative Lage der Linien zueinander variieren kann. Dies kann jedoch im Fit berücksichtigt werden, indem für die Konversion des Eingangssignals in Volt zu Kanälen des Vielkanalanalysators ein wohldefinierter Zusammenhang angenommen wird. Die im Detektor deponierte Energie der Photonen wird zunächst in ein Elektronensignal konvertiert, verstärkt und schließlich in einen Spannungspuls umgewandelt:

$$U_{\text{MCA}} = dE_\gamma. \quad (\text{F.2})$$

Dabei bezeichnet d den Umwandlungsfaktor für alles, was ab der Konversion des Photons bis hin zum Eingang des Vielkanalanalysators passiert. Dieser Spannungspuls wird nun vom

Vielkanalanalysator verarbeitet und gemäß seiner Amplitude einem Kanal zugeordnet. Zur Beschreibung dieser Zuordnung hat sich eine quadratische Funktion als ausreichend erwiesen:

$$K_{\text{MCA}} = aU_{\text{MCA}}^2 + bU_{\text{MCA}} + c \quad (\text{F.3})$$

$$= a(dE_\gamma)^2 + bdE_\gamma + c \quad (\text{F.4})$$

$$= k_2E_\gamma^2 + k_1E_\gamma + k_0. \quad (\text{F.5})$$

Hier sind die Parameter a , b und c Eigenschaften des Vielkanalanalysators. Für den Fit können die reduzierten Parameter $k_{0,1,2}$ verwendet werden. Damit kann nun unter Kenntnis der Energien der einzelnen Linien, das Verhältnis der Schwerpunkte im Spektrum des Vielkanalanalysators bestimmt werden. Für das Verhältnis zwischen $K_{\alpha,\text{escape}}$ und $K_{\alpha,\text{photo}}$ gilt

$$R_0 = \frac{k_2E_{\alpha,\text{escape}}^2 + k_1E_{\alpha,\text{escape}} + k_0}{k_2E_{\alpha,\text{photo}}^2 + k_1E_{\alpha,\text{photo}} + k_0}, \quad (\text{F.6})$$

für das Verhältnis zwischen $K_{\beta,\text{photo}}$ und $K_{\alpha,\text{photo}}$ gilt

$$R_1 = \frac{k_2E_{\beta,\text{photo}}^2 + k_1E_{\beta,\text{photo}} + k_0}{k_2E_{\alpha,\text{photo}}^2 + k_1E_{\alpha,\text{photo}} + k_0} \quad (\text{F.7})$$

und für das Verhältnis zwischen $K_{\beta,\text{escape}}$ und $K_{\alpha,\text{photo}}$ gilt

$$R_2 = \frac{k_2E_{\beta,\text{escape}}^2 + k_1E_{\beta,\text{escape}} + k_0}{k_2E_{\alpha,\text{photo}}^2 + k_1E_{\alpha,\text{photo}} + k_0}. \quad (\text{F.8})$$

Somit erhält man für die Beschreibung der vier Linien im Spektrum insgesamt sechs plus drei freie Parameter. Die Kopplung der Linien erfolgt hier an die $K_{\alpha,\text{photo}}$ -Linie, da diese am stärksten ausgeprägt ist. Die Parameter dieser drei Linien definieren sich nun wie folgt:

$$\mu_i = \mu_{K_{\alpha,\text{photo}}} R_i, \quad (\text{F.9})$$

$$S_i : \text{freier Parameter}, \quad (\text{F.10})$$

$$\sigma_i = \sqrt{R_i} \sigma_{K_{\alpha,\text{photo}}}. \quad (\text{F.11})$$

Durch die Beschreibung der Linien des ^{55}Fe -Spektrums auf diese Art erfolgt gleichzeitig auch eine Energiekalibration, da nun die Kanäle über den Zusammenhang in F.5 wieder in Energien zurückgerechnet werden können.

Damit sind nun die Linien im Spektrum beschrieben. Es zeigt sich allerdings, dass darüber hinaus noch ein Anteil an Ereignissen gegeben ist, bei dem nicht die gesamte Energie auf der Auslese gesammelt wird. Dies ist insbesondere dann der Fall, wenn ein Photon oberhalb der Ränder des ausgelesenen Bereichs konvertiert und die entstehende Elektronenwolke (teilweise) aus dem sensitiven Bereich herausdiffundiert. Ein exemplarischer Ereignismonitor findet sich in Abbildung F.1. Es lässt sich erkennen, dass zwar der größte Teil der einzelnen Elektronenwolken

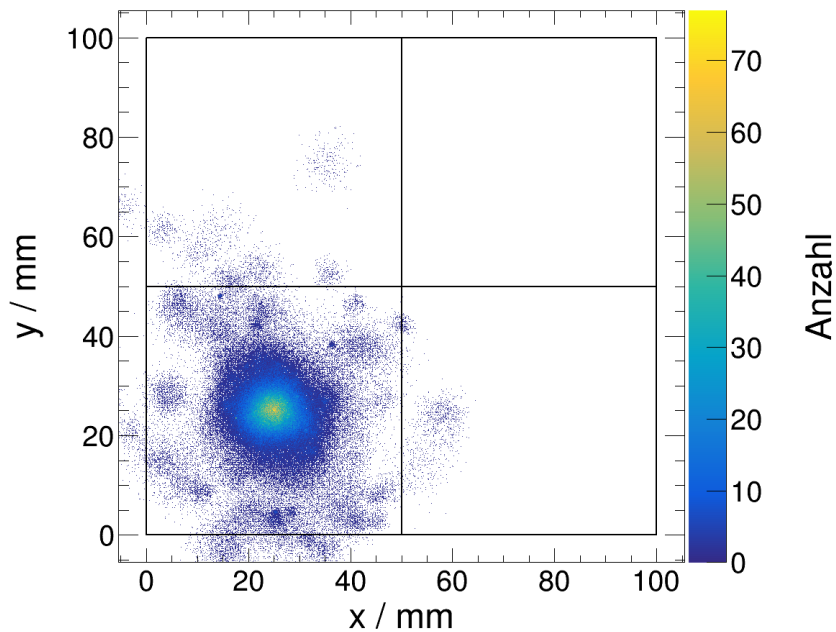


Abbildung F.1: Beispielhafter Ereignismonitor für die Simulation von Photonen der $K_{\alpha,\text{photo}}$ -Linie in Argon. Die skizzierten Bereiche stellen verschiedene Ausleseregionen dar, die separat ausgelesen werden. Insgesamt wurden 6000 Photonen simuliert, welche ausgehend von einer punktförmigen Quelle das Konversionsvolumen durchqueren. Jedes Photon erzeugt gemäß der durchschnittlichen zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares benötigten Energie eine feste Anzahl an Elektronen, welche schließlich diffundieren. Die Dicke des Driftvolumens beträgt 3 mm, der Abschwächungskoeffizient beträgt etwa $2\,625\text{ cm}^2\text{ g}^{-1}$ in Ar-CO₂ (90-10). Die initiale Richtung der Photonen wird auf Grundlage der Abstrahlcharakteristik der Quelle [112] gewürfelt.

komplett innerhalb des ausgelesenen Quadranten liegen, jedoch auch einzelne Ereignisse auftreten, die einen Teil ihrer Energie an einen der umliegenden Bereiche abgeben. Die in solch einem Fall maximal detektierbare Energie ist durch die Energie limitiert, die höchstens im Detektor deponiert wird, also den Schwerpunkt der $K_{\beta,\text{photo}}$ -Linie. Hier liegt jedoch keine scharfe Kante vor, sondern ein endlicher Abfall aufgrund der Breite der zugrunde liegenden Photolinie. Die minimal detektierbare Energie geht gegen null.

Zur Beschreibung eines solchen Verlaufs wird, wie bereits in [111], eine komplementäre Fehlerfunktion herangezogen. Diese wird allerdings noch durch die Multiplikation mit einer energieabhängigen Amplitude versehen, um den Abfall für geringere Energien zu erklären. Tatsächlich ist es plausibel, dass nicht alle Energien gleich häufig auftreten. Dies hängt von der Geometrie des Detektors und der Einstrahlcharakteristik der verwendeten Quelle ab. So nimmt die Konversionshäufigkeit für Photonen in Richtung der Ränder der Auslese immer weiter ab. Anders gesagt: Am wahrscheinlichsten konvertieren die Photonen zentral unter der Quelle. Große Verluste (kleinere, gemessene Energien) sind dementsprechend unwahrscheinlicher als kleine Verluste (größere, gemessene Energien). Um eine genauere Beschreibung dieses Effekts

erhalten zu können müssten jedoch sowohl die Abstrahlcharakteristik und Position der Quelle, als auch die Geometrie des Detektors genau untersucht und berücksichtigt werden. An dieser Stelle soll eine Näherung des Effekts durch oben genannte Funktion genügen.

Neben den signalbezogenen Einträgen im Spektrum findet sich auch noch ein gewisser Anteil an Rauschen, welches um Null osziliert. Beschrieben wird dieses durch einen exponentiellen Abfall, der ebenfalls in den Fit mit einbezogen wird. Ergebnisse des Fit-Modells finden sich in Abbildung 7.8.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Erweiterter Plan der ELSA mit den Experimentierplätzen für Hadronenphysik [12] (siehe Text für weitere Informationen).	4
2.2	Aufbau des CB/TAPS-Experiments (siehe Text für weitere Informationen). Zur Verfügung gestellt von [14].	5
2.3	Vorhergesagtes Spektrum (blaue Linien) von N - und Δ -Resonanzen [29] und experimentell beobachtete Zustände (rote Linien, Unsicherheiten als gelbe Boxen). Die Anzahl der Sterne ist proportional zur Verlässlichkeit des experimentellen Nachweises [30]. Abbildung aus [31]	8
3.1	(a): Energieverlust pro Wegstrecke nach Bethe-Bloch-Formel (Gleichung 3.6) als Funktion von $\beta\gamma$ für ein einfach geladenes Teilchen in verschiedenen Edelgasen. Die rote Linie markiert die Lage des minimal ionisierenden Falles für $\beta\gamma \approx 3$. (b): Energieverlust als Funktion des Impulses für verschiedene Teilchen in Argon bei 1 bar und 293 K. Die Berechnung erfolgt in allen Fällen auf Grundlage von [40].	12
3.2	Dominante Bereiche des photoelektrischen Effekts, des Compton-Effekts, und der Paarerzeugung für verschiedene Photonenenergien und Ordnungszahlen (modifiziert nach [42–44]).	14
3.3	Wirkungsquerschnitte für photoelektrischen Effekt (blau), kohärente Streuung (rot), inkohärente Streuung (grün), Paarerzeugung im Feld des Kerns (gelb) und im Feld der Elektronen (magenta). Dargestellt sind die Medien Argon (a), Silizium (b) und Blei (c). Daten aus [45].	15
3.4	Wahrscheinlichkeitsverteilung des Energieverlusts eines 500 MeV Pions in Silizium für verschiedene Dicken des Detektors. Die Verteilungen sind am wahrscheinlichsten Wert auf 1 normiert und ω ist die Halbwertsbreite. Modifiziert nach [30].	18
3.5	Schematische Darstellung des Auger-Effekts. Photonen dargestellt in rot, Elektronen in blau, Löcher in weiß. Die schwarzen Linien kennzeichnen, nach oben ansteigend, Energieniveaus innerhalb eines Atoms. Die Abregung des Atoms durch den Übergang eines Elektrons auf ein niedrigeres Niveau sowie das Herauslösen eines Elektrons sind durch schwarze Pfeile gekennzeichnet.	19
3.6	Diffusion und Driftgeschwindigkeit von Elektronen in Abhängigkeit des elektrischen Feldes in purem Ar (a) und in Ar-CO ₂ (90-10) (b). Simulation mit Garfield++ [34].	23

3.7	Elektroneneinfang in Abhängigkeit des elektrischen Feldes in Ar-CO ₂ (90-10). Simulation mit Garfield++ [34].	24
3.8	Townsend-Koeffizient in Abhängigkeit des elektrischen Feldes in purem Ar (schwarz), purem Ne (rot) und in Ar-CO ₂ (90-10) (grün). Simulation mit Garfield++ [34].	25
3.9	Simulation einer (St)-GEM (siehe dazu Kapitel 4) mit Garfield++ [34] in Ar-CO ₂ (90-10): Verteilung der Verstärkung einzelner Elektronen für eine mittlere Verstärkung von $\langle A \rangle = 6,7$ mit $b = 1,1$ in (a), $\langle A \rangle = 42$ mit $b = 0,67$ in (b) und $\langle A \rangle = 130$ mit $b = 0,6$ in (c).	27
3.10	Totale Energieauflösung (schwarz) und die Einzelbeiträge durch die Gain-schwankungen für einzelne Elektronen (grün) und die Schwankung der Elektronen nach der Ionisation (rot). Anteile berechnet gemäß Gleichung 3.61 mit $b = 0,5$ und $F = 0,2$	30
3.11	Absorptionslänge als Funktion der Photonenergie in purem Ar (a) und in purem Ne (b) bei Umgebungsdruck und -temperatur. Die sichtbaren Kanten ergeben sich aus der Besetzung der Atome. Daten aus [61].	31
3.12	Funktionsprinzip einer TPC: Ein geladenes Teilchen ionisiert entlang seines Weges (rot) das Gas im inneren der TPC. Mittels eines elektrischen Feldes zwischen den Endkappen werden die Elektronen (grün) in Richtung der (segmentierten) Anode transportiert, wo sie mutipliziert und ausgelesen werden können. Die Ionen (dunkelrot) bewegen sich in Richtung der Kathode, wo sie neutralisiert werden.	35
4.1	Gerahmte, $10 \times 10 \text{ cm}^2$ große GEM-Folie, montiert auf ein PCB zur Ladungsauslese. Die vergrößerten Ansichten verdeutlichen die hexagonale Anordnung der Löcher (rot markiert) und die Rundheit der einzelnen Löcher.	38
4.2	Definition der geometrischen Parameter von GEM-Folien: Pitch P , äußerer Lochdurchmesser $D_{\text{au\ss}en}$ und innerer Lochdurchmesser D_{innen}	39
4.3	Feldlinien ausgehend von der Kathode in einem Loch einer St-GEM. Das Feld oberhalb der GEM beträgt 400 V cm^{-1} , unterhalb 0 V cm^{-1}	40
4.4	Simulation in Garfield++ (siehe Kapitel 5) für die Verfielfachung eines einzelnen, einfallenden Elektrons in einem GEM-Loch: Elektronen-Wege (grün), Ionen-Wege (rot), Ionisationsorte (schwarze Punkte). Dargestellt sind alle Teilchenbahnen und Ionisationsorte, projiziert entlang y	40
4.5	Wahrscheinlichkeitsverteilung für die Anzahl an Ladungen in einem Loch einer einzelnen GEM-Folie und in einem Loch der zweiten GEM-Folie in einem Stapel. In beidem Fällen ist der Gesamtgain auf 1000 festgelegt. Die Diffusion sorgt für eine geringere Ladungsdichte im Loch der zweiten Folie verglichen mit dem Falle einer einzelnen GEM. Die senkrechten Linien markieren jeweils die Grenze zu den oberen 10 % der Verteilungen.	41

4.6	Vergleich zwischen absoluten und effektiven Gain. Simulation für eine (St)-GEM in ArCO ₂ (90/10) mit Garfield++ (siehe Kapitel 5). Das Feld oberhalb der GEM beträgt hier 400 V cm ⁻¹ , das Feld unterhalb 2 000 V cm ⁻¹ . Die eingezeichneten Punkte bezeichnen den mittleren Gain, den ein einzelnes Elektron erfährt. Die Fehler sind dabei kleiner als die eingezeichneten Datenpunkte und daher nicht zu sehen.	43
5.1	Visualisierung der GEM-Geometrie und der definierenden Parameter Pitch sowie Innen- und Außendurchmesser der Löcher. Dargestellt ist außerdem der Ausschnitt der Einheitszelle, mithilfe derer sich durch Spiegelung und Translation eine komplette GEM-Folie konstruieren lässt.	48
5.2	Mesh einer GEM-Einheitszelle generiert in ANSYS® (a) und das verwendete finite Element (b) aus [74].	49
5.3	Komponente des elektrischen Feldes senkrecht zur Driftrichtung in verschiedenen Abständen zu Oberseite einer GEM-Folie. Das GEM-Loch reicht hier von $x = -35 \mu\text{m}$ bis $x = 35 \mu\text{m}$, der Lochabstand beträgt 140 μm . Berechnungen auf Grundlage des Modells aus [76].	50
5.4	Simulierte Elektronen-Sammlungseffizienz (a) und -Extraktionseffizienz (b) in Ar-CO ₂ (90-10) als Funktion des Feldverhältnisses für die Geometrien (St), (SP), (MP) und (LP) bei einer festen GEM-Spannung von 300 V. Die Fehler in (b) sind zur besseren Sichtbarkeit mit einem Faktor 3 multipliziert.	52
5.5	Simulierte Elektronen-Sammlungseffizienz (a) und -Extraktionseffizienz (b) in Ar-CO ₂ (90-10) als Funktion des Feldverhältnisses für die Geometrien (St), (SP), (MP) und (LP) bei einer festen GEM-Spannung von 300 V und deaktivierter Ladungsvervielfachung für einen erweiterten Wertebereich der Felder außerhalb der GEM-Löcher.	53
5.6	Z-Komponente des elektrischen Feldes im Bereich eines GEM-Lochs für eine GEM-Spannung von 300 V, ein Feld unterhalb der GEM-Folie von 2,0 kV cm ⁻¹ , und einem Feld oberhalb der GEM-Folie von 0,4 kV cm ⁻¹ (a), 1,5 kV cm ⁻¹ (b), 2,0 kV cm ⁻¹ (c), und 2,5 kV cm ⁻¹ (d). Oberhalb des Kupfers besteht bei geringen Feldern eine Region repulsiven Feldes, die für Elektronen unüberwindbar ist und zu einer hohen Sammlungseffizienz führt. Mit steigendem Feld verringert sich die Breite dieser Region, bis Elektronen schließlich auch auf das Kupfer gezogen werden; als Resultat beginnt die Sammlungseffizienz zu fallen.	54
5.7	Simulation der ortsabhängigen Extraktionseffizienz (a), der örtlichen Verteilung der Startpunkte der Lawinenelektronen für einfallende Elektronen (b) und dem ortsabhängigen Anteil der extrahierten Lawinenelektronen für einfallende Elektronen (c). Die GEM-Spannung beträgt stets 300 V, das Feld unterhalb der GEM-Folie beträgt 2,0 kV cm ⁻¹ und das Feld oberhalb der GEM-Folie beträgt 0,4 kV cm ⁻¹ . Eine ausführliche Beschreibung erfolgt im Text. Daten und Abbildung zur Verfügung gestellt von [78].	55

5.8	Simulierte Ionen-Sammlungseffizienz (a) und -Extraktionseffizienz (b) in Ar-CO ₂ (90-10) als Funktion der externen Felder für die Geometrien (St), (SP), (MP) und (LP) bei einer festen GEM-Spannung von 300 V. Die Fehlerbalken sind durch die Datenpunkte verdeckt.	57
5.9	Ortsabhängige Sammlungs- und Transfereffizienz von Ionen für eine GEM-Spannung von 300 V, ein Feld oberhalb der GEM-Folie von 400 V cm ⁻¹ , und einem Feld unterhalb der GEM-Folie von 1 kV cm ⁻¹ (a), 2 kV cm ⁻¹ (b), 3 kV cm ⁻¹ (c), und 4 kV cm ⁻¹ (d). Bei der hier gezeigten GEM-Folie handelt es sich um eine (St)-Geometrie. Die weiße Indikation markiert Bereiche mit einer Effizienz von null. Eine genauere Erklärung findet sich im Text.	58
5.10	Berechneter elektrischer Fluss in der Region eines GEM-Lochs für ansteigendes Feldverhältnis $\eta = E_{\text{unten}}/E_{\text{GEM}}$ ((a): $\eta = 0,05$, (a): $\eta = 0,15$, (a): $\eta = 0,5$). Die Berechnung erfolgt in [76]. Die farblich markierten Bereiche trennen Flüsse mit verschiedenen Start- und Endzonen ab. So wird beispielsweise bei einem höheren Feldern der Fluss von der Kathode am oberen Rand zur Unterseite der GEM-Folie (in (a) noch in blau zu erkennen) komplett unterdrückt. Der Fluss (gelb) von der Kathode am oberen Rand zur Anode am unteren Rand bleibt jedoch auch bei steigendem Feld noch bestehen.	59
5.11	Ortsabhängige Transfereffizienz von Ionen für eine GEM-Spannung von 300 V, ein Feld unterhalb der GEM-Folie von 2 kV cm ⁻¹ , und einem Feld oberhalb der GEM-Folie von 200 V cm ⁻¹ (a), 400 V cm ⁻¹ (b), 600 V cm ⁻¹ (c), und 800 V cm ⁻¹ (d). Bei der hier gezeigten GEM-Folie handelt es sich um eine (St)-Geometrie. Eine ausführliche Erklärung findet sich im Text.	59
5.12	Ortsabhängige Transfereffizienz von Ionen für eine GEM-Spannung von 300 V, ein Feld oberhalb der GEM-Folie von 400 V cm ⁻¹ , und einem Feld unterhalb der GEM-Folie von 1 kV cm ⁻¹ (a), 2 kV cm ⁻¹ (b), 3 kV cm ⁻¹ (c), und 4 kV cm ⁻¹ (d). Bei der hier gezeigten GEM-Folie handelt es sich um eine (LP)-Geometrie. Eine genauere Erklärung findet sich im Text.	60
5.13	Extraktionspunkte der in der GEM-Folie erzeugten Ionen für eine GEM-Spannung von 300 V und einem Feld oberhalb der GEM-Folie von 1 000 V cm ⁻¹ (a), 2 000 V cm ⁻¹ (b), 3 000 V cm ⁻¹ (c), und 4 000 V cm ⁻¹ (d). Bei der hier gezeigten GEM-Folie handelt es sich um eine (St)-Geometrie. Eine genauere Erklärung findet sich im Text.	61
5.14	Extraktionspunkte der in der GEM-Folie erzeugten Ionen für eine GEM-Spannung von 300 V und einem Feld oberhalb der GEM-Folie von 1 000 V cm ⁻¹ (a), 2 000 V cm ⁻¹ (b), 3 000 V cm ⁻¹ (c), und 4 000 V cm ⁻¹ (d). Bei der hier gezeigten GEM-Folie handelt es sich um eine (LP)-Geometrie. Eine genauere Erklärung findet sich im Text.	61
5.15	Mittlerer minimaler Lochabstand als Funktion der Fläche zweier benachbarter (St)-GEM-Folien, die gegeneinander um $\theta = 10^\circ$ rotiert und um 0 μm (a), 10 μm (b), 20 μm (c), 30 μm (d), 40 μm (e), 50 μm (f), 60 μm (g), 70 μm (h) verschoben sind. Das Band beschreibt die Streuung des minimalen Lochabstandes in Form der Standardabweichung.	63

5.16	Mittlerer minimaler Lochabstand als Funktion der Fläche zweier benachbarter (St)-GEM-Folien, die gegeneinander um $d = 0 \mu\text{m}$ verschoben und um 0° (a) (hier überlappen alle Löcher zu 100 %, der Abstand ist null), 2° (b), 4° (c), 6° (d), 8° (e), 10° (f), 20° (g), 30° (h) verschoben sind. Das Band beschreibt die Streuung des minimalen Lochabstandes in Form der Standardabweichung.	64
5.17	Mittlerer minimaler Lochabstand als Funktion der Fläche zweier benachbarter GEM-Folien, die gegeneinander um $d = 0 \mu\text{m}$ verschoben und um 30° rotiert sind. Die Bezeichnung der Folien Kombinationen folgt dem Prinzip (1)-(2): Zu allen Löchern in Folie (1) wird ein Nachbar in Folie (2) gesucht. Das Band beschreibt die Streuung des minimalen Lochabstandes in Form der Standardabweichung.	66
5.18	Definition des minimalen Lochabstands zweier benachbarter Folien. Je nachdem von welcher Folie (welchen Löchern, hier farblich kodiert) ausgegangen wird, ändert sich die Statistik. Die oberste Reihe Löcher wird in diesem Beispiel Löchern außerhalb des gezeigten Bereichs zugeordnet, dementsprechend sind keine Verbindungslinien zu sehen. Eine ausführliche Beschreibung erfolgt im Text.	67
5.19	Simulierter absoluter und effektiver Gain in Abhängigkeit der einkoppelnden Felder ober- (a) und unterhalb (b) der GEM-Folie. Simulation durchgeführt für eine (St)-GEM in Ar-CO ₂ (90-10) bei einer festen GEM-Spannung von 300 V. In (a) ist das Feld unterhalb der GEM-Folie konstant $E_{\text{unten}} = 2\,000 \text{ V cm}^{-1}$, in (b) ist das Feld oberhalb der GEM-Folie konstant $E_{\text{oben}} = 2\,000 \text{ V cm}^{-1}$. Die Fehlerbalken sind teilweise durch die Datenpunkte verdeckt.	69
5.20	Einfluss des komplementären Felds auf die Sammlungs- und Extraktionseffizienz ($\varepsilon_{\text{coll}}$ in blau und $\varepsilon_{\text{extr}}$ in rot). Simulation durchgeführt für eine (St)-GEM in Ar-CO ₂ (90-10) bei einer festen GEM-Spannung von 300 V. Das nicht variierte Feld beträgt jeweils konstant $2\,000 \text{ V cm}^{-1}$. Die Fehlerbalken sind teilweise durch die Datenpunkte verdeckt.	69
5.21	Simulierter effektiver Gain und Elektronen-Transfereffizienz in Ar-CO ₂ (90-10) für verschiedene innere und äußere Lochdurchmesser und einen Pitch von $140 \mu\text{m}$ (a), (b), $200 \mu\text{m}$ (c), (d), $280 \mu\text{m}$ (e), (f) und $400 \mu\text{m}$ (g), (h).	71
6.1	CAD-Zeichnung des zylindrischen Detektors mit dreifach GEM-Stack. Die nähere Beschreibung erfolgt im Text.	74
6.2	Der verwendete Detektor während des Zusammenbaus. Die Verschlussplatte sitzt umgedreht auf dem Gehäuse, Kathode und Anode sowie eine zusätzliche Platine für die Weiterleitung der elektrischen Signale sind bereits montiert. . .	75

6.3	Der Versuchsaufbau: Der Detektor befindet sich im Inneren eines Faraday-schen Käfigs mit Bleiabschirmung und Interlock (1). Verbunden sind die Hochspannungs- (2) und Gasversorgung (3). Desweiteren stehen Picoamperemeter (4) und ein Vorverstärker (5) mit nachfolgendem Verstärker und Vielkanalanalysator (letzere nicht im Bild) für die Auslese des Detektors bereit. Die Gasqualität wird mit einem Gasanalysegerät (6) ständig geprüft. Als Strahlungsquelle ist hier eine Röntgenröhre (siehe auch [87]) installiert (7), alternativ kann auch eine ^{55}Fe -Quelle genutzt werden.	76
6.4	Einsatz des <i>Keyence</i> -Mikroskops VHX-2000 [88] im Reinraum, zur Vermessung der Lochparameter von GEM-Folien.	78
6.5	Vergleich zwischen simulierten (rot) und gemessenen (blau) Elektronen-Sammlungseffizienz für die Geometrien (SP) (a), (St) (b), (MP) (c) und (LP) (d). Messungen durchgeführt in Ar-CO ₂ (90-10) und bei einer festen GEM-Spannung von 300 V. Eine ausführliche Beschreibung der Unsicherheiten erfolgt im Text.	80
6.6	Simulierte Elektronen-Sammlungseffizienz für die (SP)-Geometrie: Die Mittelwerte der geometrischen Parameter (schwarz) aus Tabelle 6.2 sowie die positive (grün) und negative (rot) Abweichung. Eine genaue Beschreibung der Abweichungen findet sich im Text. Simulation in Ar-CO ₂ (90-10) und bei einer festen GEM-Spannung von 300 V.	81
6.7	Vergleich zwischen simulierten (rot) und gemessenen (blau) Elektronen-Extraktionseffizienz für die Geometrien (SP) (a), (St) (b), (MP) (c) und (LP) (d). Messungen durchgeführt in Ar-CO ₂ (90-10) und bei einer festen GEM-Spannung von 300 V. Eine ausführliche Beschreibung der Unsicherheiten erfolgt im Text.	82
7.1	Verteilung der Lochparameter für die Folie IROC-I-1-007. Innerer Lochdurchmesser in (a), äußerer Lochdurchmesser von oben gemessen in (b) und äußerer Lochdurchmesser von unten gemessen in (c). Die zugrunde liegenden Daten finden sich in [90].	85
7.2	Verteilung des simulierten Gains in (a) und des gemessenen Gains in in (b) für die Folie IROC-I-1-007. Die Simulation wurde durchgeführt in Ar-CO ₂ (82-18). Das Feld oberhalb der GEM-Folie beträgt 400 V cm^{-1} , die GEM-Spannung beträgt 330 V und das Feld unterhalb der GEM-Folie beträgt 500 V cm^{-1} . Die zugrunde liegenden Daten finden sich in [90]. Die Verteilungen sind jeweils auf den Mittelwert der Folie normiert.	85
7.3	Korrelation des simulierten und gemessenen Gains der Folie IROC-I-1-007. Die für die gesamte Folie (a) bereits relativ stark ausgeprägte Korrelation wird unter Vernachlässigung des abweichenden Bereichs (b) noch deutlicher. Die Verteilungen sind jeweils auf den Mittelwert der Folie normiert.	86
7.4	Korrelation des inneren und der äußeren Lochdurchmesser, zunächst für die Gesamte Folie IROC-I-1-007 in (a) und (c) sowie ohne Zellen oberhalb von $x = 420\text{ mm}$. Die Verteilungen sind jeweils auf den Mittelwert der Folie normiert. Eine ausführliche Erklärung findet sich im Text. Die zugrunde liegenden Daten finden sich in [90].	87

7.5	Normierte Verteilung des simulierten Gains in (a) und des gemessenen Gains in in (b) für die Folie IROC-I-1-005. Korrelation der Verteilungen (c). in Die Simulation wurde durchgeführt in Ar-CO ₂ (82-18). Das Feld oberhalb der GEM-Folie beträgt 400 V cm ⁻¹ , die GEM-Spannung beträgt 330 V und das Feld unterhalb der GEM-Folie beträgt 500 V cm ⁻¹ . Die Verteilungen sind jeweils auf den Mittelwert der Folie normiert. Die zugrunde liegenden Daten finden sich in [90].	88
7.6	Normierte Verteilung des simulierten Gains in (a) und des gemessenen Gains in in (b) für die Folie IROC-I-1-006. Korrelation der Verteilungen (c). in Die Simulation wurde durchgeführt in Ar-CO ₂ (82-18). Das Feld oberhalb der GEM-Folie beträgt 400 V cm ⁻¹ , die GEM-Spannung beträgt 330 V und das Feld unterhalb der GEM-Folie beträgt 500 V cm ⁻¹ . Die Verteilungen sind jeweils auf den Mittelwert der Folie normiert. Die zugrunde liegenden Daten finden sich in [90].	88
7.7	Normierte Verteilung des simulierten Gains in (a) und des gemessenen Gains in in (b) für die Folie IROC-I-4-003. Korrelation der Verteilungen (c). in Die Simulation wurde durchgeführt in Ar-CO ₂ (82-18). Das Feld oberhalb der GEM-Folie beträgt 400 V cm ⁻¹ , die GEM-Spannung beträgt 330 V und das Feld unterhalb der GEM-Folie beträgt 500 V cm ⁻¹ . Die Verteilungen sind jeweils auf den Mittelwert der Folie normiert. Die zugrunde liegenden Daten finden sich in [90].	89
7.8	Vergleich zwischen den skalierten COMPASS-Parametern (a) und den optimierten Parametern (b) anhand der Messung des ⁵⁵ Fe-Spektrums. Die Ergebnisse des eingezeichneten Fits (siehe hierzu auch Anhang F) werden im Text diskutiert.	91
7.9	Beispiel einer Simulation eines 4-GEM-Systems in der Konfiguration der ALICE-TPC. Ein einfallendes Elektron (Driftlinien in grün) bewegt sich durch einen (St)-(LP)-(LP)-(St)-Stapel und erfährt dabei Vervielfachung. Die entstehenden Ionen-Driftlinien sind rot dargestellt. Bei dem verwendeten Gas handelt es sich um Ne-CO ₂ -N ₂ (90-10-5), Feldkonfiguration in Tabelle 7.2.	94
7.10	Beispiel einer Simulation des optimierten 4-GEM-Systems, basierend auf der ALICE-Konfiguration. Ein einfallendes Elektron (Driftlinien in grün) bewegt sich durch einen (St)-(LP)-(LP)-(St)-Stapel und erfährt dabei Vervielfachung. Die entstehenden Ionen-Driftlinien sind rot dargestellt. Bei dem verwendeten Gas handelt es sich um Ne-CO ₂ -N ₂ (90-10-5), Feldkonfiguration in Tabelle 7.2.	96
8.1	Technische Zeichnung einer möglichen Integration des TPC-Prototypen in das Crystal-Barrel. Zur Verfügung gestellt von [14].	100
8.2	Explosionsansicht des TPC-Prototypen aus [100].	101
8.3	Raumwinkelabdeckung des TPC-Prototypen beim Einsatz im inneren des Crystal-Barrels. Technische Zeichnung zur Verfügung gestellt von [14]. Siehe auch Abbildung 8.1.	102
8.4	Vergleich der Dimensionen des alten Bonner und des neuen Mainzer Targets. Technische Zeichnung zur Verfügung gestellt von [102].	102

8.5	Schäden am Feldkäfig: Kurzschluss von vier Feldstreifen unmittelbar an der Kathode am inneren Feldkäfig in (a), von vier Feldstreifen unmittelbar an der Kathode am äußeren Feldkäfig in (b), Kurzschluss und Loch im Feldstreifen unmittelbar an der Kathode am äußeren Feldkäfig in (c) sowie eingelaufener Klebstoff in (d). Desweiteren am äußeren Feldkäfig kurzgeschlossene Feldstreifen in (e) und der Versatz der Feldstreifen des äußeren Feldkäfigs in (f). Weitere Details im Text.	108
8.6	Gerahmte GEM-Folien der TPC vor dem Einbau in (a) sowie beim Einbau in den GEM-Flansch in (b). Bei genauer Betrachtung lassen sich die Sektorgrenzen erkennen.	109
8.7	Geöffneter Feldkäfig in (a): Die Feldstreifen und die Hochspannungsverbindung zum letzten Streifen sind sichtbar. Die Verbindung zum letzten Feldstreifen wird von Außen hergestellt, wie in (b) dargestellt.	109
8.8	Die TPC in ihrem Teststand im HISKP: Die Front-Ends sind mit der Ausleseebene verbunden und an die ADC's angeschlossen. Diese sind rund um die TPC an den Profilen der Haltestruktur verschraubt und werden zusätzlich mit einer Wasserkühlung (dünne, blaue Schläuche) gekühlt. Von hier führen optische Fasern (orange) zu einem VME-Crate. Weitergehend sind die Gas- (blaue Schläuche) und Hochspannungsversorgung (rote Kabel) verbunden. Am oberen Bildrand ist ein Teil der Szintillatoren (schwarz) zu sehen, die sich auch unter TPC wiederfinden und als Trigger dienen.	111
8.9	Beispielhafte Ereignisse und summierte Amplitude aus der Datennahme run-3263. Es handelt sich um Ereignisse kosmischer Muonen, welche die gesamte Kammer nahezu ungehindert passieren (a) und möglicherweise ein Delta-Elektron auslösen. In (b) wird die Auswirkung des toten Sektors sichtbar, in (c) wird noch ein zusätzliches Tochterteilchen erzeugt, auch hier scheint ein Teil der Spur nahe des inneren Feldkäfigs nicht detektiert worden zu sein. In allen Fällen sind rauschende Pads zu beobachten. Abbildung (d) zeigt die summierte Amplitude aller Ereignisse, eine ausführliche Beschreibung erfolgt im Text.	112
A.1	Wahrscheinlichkeitsverteilung für die Anzahl an Ladungen in einem Loch einer einzelnen GEM-Folie und in einem Loch der zweiten GEM-Folie in einem Stack mit vollständigem Lochüberlapp benachbarter Folien. Die einzelne GEM hat einen mittleren Gain von 1000, das Zwei-GEM-System hat einen Gain von $2,25 \times 1000$. In diesem Fall ist die Ladungsdichte im zentralen Loch der zweiten GEM-Folie vergleichbar mit der Ladungsdichte in der einzelnen GEM-Folie. Die senkrechten Linien markieren jeweils die Grenze zu den oberen 10 % der Verteilungen.	127

A.2	Wahrscheinlichkeitsverteilung für die Anzahl an Ladungen in einem Loch einer einzelnen GEM-Folie und in einem Loch der zweiten GEM-Folie in einem Stack ohne jeden Lochüberlapp benachbarter Folien. In (a) haben sowohl die einzelne GEM als auch das Zwei-GEM-System hat einen mittleren Gain von 1000. In (b) hat das Zwei-GEM-System hat einen Gain von $2,75 \times 1000$. In diesem Fall ist die Ladungsdichte im zentralen Loch der zweiten GEM-Folie vergleichbar mit der Ladungsdichte in der einzelnen GEM-Folie. Die senkrechten Linien markieren jeweils die Grenze zu den oberen 10 % der Verteilungen.	128
C.1	Simulierter effektiver Gain und Elektronen-Transfereffizienz in Ar-CO ₂ (90-10) für verschiedene innere und äußere Lochdurchmesser und einen Pitch von 100 μm ((a), (b)), 120 μm ((c), (d)), 140 μm ((e), (f)) und 160 μm ((g), (h)).	132
C.2	Simulierter effektiver Gain und Elektronen-Transfereffizienz in Ar-CO ₂ (90-10) für verschiedene innere und äußere Lochdurchmesser und einen Pitch von 180 μm ((a), (b)), 200 μm ((c), (d)), 220 μm ((e), (f)) und 240 μm ((g), (h)).	133
C.3	Simulierter effektiver Gain und Elektronen-Transfereffizienz in Ar-CO ₂ (90-10) für verschiedene innere und äußere Lochdurchmesser und einen Pitch von 260 μm ((a), (b)), 280 μm ((c), (d)), 300 μm ((e), (f)) und 320 μm ((g), (h)).	134
C.4	Simulierter effektiver Gain und Elektronen-Transfereffizienz in Ar-CO ₂ (90-10) für verschiedene innere und äußere Lochdurchmesser und einen Pitch von 340 μm ((a), (b)), 360 μm ((c), (d)), 380 μm ((e), (f)) und 400 μm ((g), (h)).	135
C.5	Simulierter effektiver Gain und Elektronen-Transfereffizienz in Ar-CO ₂ (90-10) für verschiedene innere und äußere Lochdurchmesser und einen Pitch von 420 μm ((a), (b)), 440 μm ((c), (d)), 460 μm ((e), (f)) und 480 μm ((g), (h)).	136
C.6	Simulierter effektiver Gain und Elektronen-Transfereffizienz in Ar-CO ₂ (90-10) für verschiedene innere und äußere Lochdurchmesser und einen Pitch von 500 μm ((a), (b)).	137
C.7	Simulierte Sammlungs- und Extraktionseffizienz in Ar-CO ₂ (90-10) für verschiedene innere und äußere Lochdurchmesser und einen Pitch von 100 μm ((a), (b)), 120 μm ((c), (d)), 140 μm ((e), (f)) und 160 μm ((g), (h)).	138
C.8	Simulierte Sammlungs- und Extraktionseffizienz in Ar-CO ₂ (90-10) für verschiedene innere und äußere Lochdurchmesser und einen Pitch von 180 μm ((a), (b)), 200 μm ((c), (d)), 220 μm ((e), (f)) und 240 μm ((g), (h)).	139
C.9	Simulierte Sammlungs- und Extraktionseffizienz in Ar-CO ₂ (90-10) für verschiedene innere und äußere Lochdurchmesser und einen Pitch von 260 μm ((a), (b)), 280 μm ((c), (d)), 300 μm ((e), (f)) und 320 μm ((g), (h)).	140
C.10	Simulierte Sammlungs- und Extraktionseffizienz in Ar-CO ₂ (90-10) für verschiedene innere und äußere Lochdurchmesser und einen Pitch von 340 μm ((a), (b)), 360 μm ((c), (d)), 380 μm ((e), (f)) und 400 μm ((g), (h)).	141
C.11	Simulierte Sammlungs- und Extraktionseffizienz in Ar-CO ₂ (90-10) für verschiedene innere und äußere Lochdurchmesser und einen Pitch von 420 μm ((a), (b)), 440 μm ((c), (d)), 460 μm ((e), (f)) und 480 μm ((g), (h)).	142

C.12	Simulierte Sammlungs- und Extraktionseffizienz in Ar-CO ₂ (90-10) für verschiedene innere und äußere Lochdurchmesser und einen Pitch von 500 µm ((a), (b)).	143
C.13	Simulierter effektiver Gain in Ar-CO ₂ (90-10) für verschiedene innere und äußere Lochdurchmesser bei einer konstanten Beziehung $D_{\text{innen}} - D_{\text{außen}}$ und einen Pitch von 100 µm ((a), 120 µm ((b)), 140 µm ((c)), 160 µm ((d)), 180 µm ((a), 200 µm ((b)), 220 µm ((c)) und 240 µm ((d)).	144
C.14	Simulierter effektiver Gain in Ar-CO ₂ (90-10) für verschiedene innere und äußere Lochdurchmesser bei einer konstanten Beziehung $D_{\text{innen}} - D_{\text{außen}}$ und einen Pitch von 260 µm ((a), 280 µm ((b)), 300 µm ((c)), 320 µm ((d)), 340 µm ((a), 360 µm ((b)), 380 µm ((c)) und 400 µm ((d)).	145
C.15	Simulierter effektiver Gain in Ar-CO ₂ (90-10) für verschiedene innere und äußere Lochdurchmesser bei einer konstanten Beziehung $D_{\text{innen}} - D_{\text{außen}}$ und einen Pitch von 420 µm ((a), 440 µm ((b)), 460 µm ((c)), 480 µm ((d)) und 500 µm ((a)).	146
D.1	Skizze zur Bestimmung des mittleren minimalen Lochabstands. p bezeichnet den Pitch, das schwarze Hexagon spiegelt das Lochmuster wieder. Der Bereich, in dem ein Loch dem Loch in der benachbarten Folie als nächster Partner zugeordnet wird ist als blaue Hexagone markiert. Das grüne Dreieck dient der Bestimmung des durchschnittlichen Radius des blauen Hexagons.	148
E.1	Fluss-Diagramm zu Funktionsweise des Advanced GEM Simulators. Eine ausführliche Beschreibung erfolgt im Text.	150
E.2	Produkt der Extraktions- und Sammlungseffizienz zweier aufeinander folgender GEM-Folien, die sich ein externes Transferfeld teilen. Die Felder im inneren der Löcher der einzelnen GEM-Folien können unterschiedlich sein. Hier handelt es sich um zwei (St)-GEM-Folien.	152
F.1	Beispielhafter Ereignismonitor für die Simulation von Photonen der $K_{\alpha, \text{photo}}^-$ Linie in Argon. Die skizzierten Bereiche stellen verschiedene Ausleseregionen dar, die separat ausgelesen werden. Insgesamt wurden 6000 Photonen simuliert, welche ausgehend von einer punktförmigen Quelle das Konversionsvolumen durchqueren. Jedes Photon erzeugt gemäß der durchschnittlichen zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares benötigten Energie eine feste Anzahl an Elektronen, welche schließlich diffundieren. Die Dicke des Driftvolumens beträgt 3 mm, der Abschwächungskoeffizient beträgt etwa $2\,625\text{ cm}^2\text{ g}^{-1}$ in Ar-CO ₂ (90-10). Die initiale Richtung der Photonen wird auf Grundlage der Abstrahlcharakteristik der Quelle [112] gewürfelt.	155

Tabellenverzeichnis

3.1	Mittlere Ionisationsenergie W für ausgewählte Gase und Gemische. Bei Letzteren handelt es sich um gewichtete Mittelwerte, der Penning-Effekt ist nicht berücksichtigt. Werte auf Grundlage von [47].	22
3.2	Emissionslinien von $^{55}\text{Mn}^*$. Eine relative Häufigkeit von 1 wird der stärksten Linie zugeordnet. K_{α_1} und K_{α_2} können kombiniert werden zu einer K_{α} -Linie. Daten aus [62].	31
3.3	Bindungsenergien der verschiedenen Schalen in Ar. Daten aus [62].	32
3.4	Fluoreszenzlinien in Argon für ein Loch in der K-Schale. Daten aus [62] . . .	32
3.5	Energien und relative Intensitäten der Linien des ^{55}Fe -Spektrum in Argon. Die Photo-Linien können jeweils zu einer Linie zusammengefasst werden. Die Intensität setzt sich zusammen aus der Intensität der K_{α} - und K_{β} -Photonen (0,898 und 0,102), den Intensitäten für Escape- und Photo-Linie (0,865 und 0,135), und den Intensitäten der verschiedenen Auger-Linien. Es ist zu berücksichtigen, dass für die einzelnen Photo-Linien nur die drei Auger-Linien mit der höchsten Intensität betrachtet werden; Die relativen Intensitäten addieren sich dementsprechend nicht zu Eins. Die experimentell beobachtbaren Linien, Energien und Intensitäten sind hervorgehoben.	33
4.1	Parameter Pitch (P), äußerer ($D_{\text{au\ss}en}$) und innerer Lochdurchmesser (D_{innen}) der gebräuchlichsten GEM-Geometrien: Standard (St), Small Pitch (SP), Medium Pitch (MP) und Large Pitch (LP).	39
6.1	Design-Parameter des Detektors. Die Fertigungstoleranzen sind kleiner als 0,1 mm anzunehmen.	74
6.2	Mittelwerte der gemessenen Parameter Pitch (P), äußerer ($D_{\text{au\ss}en}$) und innerer Lochdurchmesser (D_{innen}) der verwendeten GEM-Geometrien: Standard (St), Small Pitch (SP), Medium Pitch (MP), und Large Pitch (LP). Die Ungenauigkeiten sind hier durch die Standardabweichung der jeweiligen Parameterverteilungen gegeben.	78
7.1	Überblick der Betriebsparameter der GEM-Verstärkungsstufe der COMPASS-Detektoren (Parameter aus [92]) vor und nach der Optimierung auf den Elektronentransfer.	91
7.2	Überblick der momentanen Betriebsparameter der GEM-Verstärkungsstufe der ALICE-TPC (Parameter aus [97]) vor und nach der Optimierung.	93

7.3	Beiträge der in den einzelnen Verstärkungsschichten erzeugten Ionen zum gesamten Ionenrückfluss im Vergleich für die originale und die optimierte ALICE-Konfiguration für Simulationen mit je 1000 einfallenden Elektronen. Bei dem verwendeten Gas handelt es sich um Ne-CO ₂ -N ₂ (90-10-5).	95
7.4	Simulierte und in [96] experimentell überprüfte Beiträge der einzelnen GEM-Folien zu Gain und Ionenrückfluss. Für die Simulation sind außerdem die Transfereffizienzen für Elektronen angegeben. Die Simulationen wurden in Ne-CO ₂ N ₂ (90-10-5) und die Messungen in Ar-CO ₂ (90-10) durchgeführt. . .	98
8.1	Design Parameter des TPC-Protoypen: Zusätzlich zu den wichtigsten Bemaßungen sind außerdem Details zur Ausleselektronik aufgeführt.	101
8.2	Hochspannungs- und Feldkonfiguration des TPC-Prototypen während der Datennahme bei FOPI.	104
8.3	Beiträge der einzelnen Verstärkungsstufen zum effektiven Gain ($G_{\text{eff,tot}} = 1018 \pm 28$) und den Elektronentransfereffizienzen sowie zum Ionenrückfluss ($IB_{\text{tot}} = (26,33 + 1,76 - 1,75)\%$) unter der in Tabelle 8.2 aufgeführten Feldkonfiguration.	104
8.4	Auf den Elektronentransfer optimierte Hochspannungs- und Feldkonfiguration der TPC mit (MP)-(St)-(St)-Konfiguration.	105
8.5	Beiträge der einzelnen Verstärkungsstufen zum effektiven Gain ($G_{\text{eff,tot}} = 1014 \pm 30$) und den Transfereffizienzen für Elektronen sowie zum Ionenrückfluss ($IB_{\text{tot}} = (28,1 + 2,2 - 2,2)\%$) unter der in Tabelle 8.4 aufgeführten Feldkonfiguration.	106
8.6	Auf Ionenrückfluss und Elektronentransfer optimierte Hochspannungs- und Feldkonfiguration der TPC mit (MP)-(St)-(St)-Konfiguration.	107
8.7	Beiträge der einzelnen Verstärkungsstufen zum effektiven Gain ($G_{\text{eff,tot}} = 1153 \pm 34$) und den Transfereffizienzen für Elektronen sowie zum Ionenrückfluss ($IB_{\text{tot}} = (16,3 + 0,8 - 0,8)\%$) unter der in Tabelle 8.6 aufgeführten Feldkonfiguration.	107

Danksagung

„Put one foot in front of the other, focus on the little goal right in front of you, and almost anything is possible.“

Joe De Sena

Zum Abschluss meiner Doktorarbeit möchte ich einigen Menschen danken, die mich während meines Promotionsstudiums unterstützt, gefördert und gefordert haben. Allen voran gilt mein Dank Professor Doktor Bernhard Ketzer, der mir nicht nur die Möglichkeit gab in diesem Fachbereich zu forschen und meine Promotion zu bestreiten, sondern auch stets die richtigen Fragen stellte und dabei selbst ein schier unerschöpflicher Quell an Antworten war. Ich danke Dir für die Erinnerung, dass die richtige Art zu fragen, immer der erste Schritt zur Antwort ist.

Desweiteren danke ich Professor Doktor Reinhard Beck für die freundliche Übernahme der Zweitkorrektur meiner Arbeit. Die ein oder andere Erinnerung im Laufe meiner Arbeit, an die Bedeutung und die Möglichkeiten einer Zeitprojektionskammer für das CB/TAPS-Experiment hat mich immer wieder angetrieben.

Ich bedanke mich auch bei Doktor Markus Ball, der mir mit seinem Wissen und seiner Erfahrung im alltäglichen Forschungsbetrieb stets zur Seite stand und von dem ich viel über den Umgang mit GEM-Folien und die Feinheiten beim Betrieb gasgefüllter Detektoren lernen durfte. Danke außerdem auch für die Diskussionen der ein oder anderen physikalischen Frage, die sich gerne auch bis in die späteren Stunden bei einem halben Bier oder Käsefondue hinziehen konnten. Die Abende, an denen man „nur mal eben schnell“ noch für 3 oder 4 Stunden in den Reinraum springt oder ein paar Cosmics misst, sind am Ende eben doch immer viel zu schnell rum gegangen.

Für fachliche Diskussionen, Fragen, die man lieber erst mal mit Kollegen als mit dem Chef diskutiert, aufmunternde Worte, produktive Doktoranden-Meetings und starken Zusammenhalt danke ich schließlich auch meinen Mitstreitern. Danke Viktor, für die richtige Musik, dein Wissen über Maple und das stets gute Team-Up für Konferenzen und Dienstreisen. Danke Dmitri, dass Du uns allen deine CAD-Fähigkeiten zur Verfügung gestellt hast und für deine ruhigen und überlegte Art, Probleme anzugehen. Danke Misha, für die Erinnerung daran, dass man ohne Hardware keine Analysen machen müsste und für die gemeinsame Arbeit im Falle einiger Notfälle der Gruppen-IT. Danke Philipp, für ausführliche C++-Diskussionen und die vielen

Danksagung

Übungszettel, die wir zusammen erstellt haben. Danke Philip, für die Überprüfung und Weiterentwicklung meiner Simulationen sowie die Automatisierung aller möglicher Prozesse durch Arduinos. Und natürlich für den „Jag“. Außerdem danke ich allen anderen Gruppenmitgliedern für eine sehr angenehme und lehrreiche Zeit und eine gute Arbeitsatmosphäre.