
**Energie-, orts- und zeitaufgelöster Nachweis
hochenergetischer Photonen
für medizinische und physikalische Anwendungen**

Xenon-Zeit-Projektions-Kammer mit
integriertem Photonendetektor und entkoppelter Ortsauslese

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften

vorgelegt beim Fachbereich Physik
der Johann Wolfgang Goethe-Universität
in Frankfurt am Main

von
Jürgen Nickles
aus Erlenbach am Main

Frankfurt am Main 2003

vom Fachbereich Physik der
Johann Wolfgang Goethe-Universität am Main
als Dissertation angenommen

Dekan: Prof. Dr. H. Schmidt-Böcking

1. Gutachter: Prof. Dr. H. Schmidt-Böcking

2. Gutachter: Prof. Dr. R. Dörner

Datum der Disputation: 24. Juni 2003

Abstract

Medical diagnostics, atomic collision experiments, astro-physical research projects and other applications often require energy, position and time resolving X-ray detectors with a large active volume, in the energy-range from 5 to over 500 keV.

In the late 60th the first Gas Scintillation Proportional Counter (GSPC) based on the Time Projection Chamber (TPC) concept was developed [Con67, Pol72]. Since then, they have been adapted and used in a wide variety of X-ray spectroscopy applications. In the astronomy GSPCs are used in the energy range up to 120 keV in hard X-ray telescopes. Many high-energy physics experiments require large area detectors with a high spatial and energy resolution. One example is a proposed atomic collision experiment, at the GSI in Darmstadt (Germany), where close ion-atom collisions with very heavy, highly charged slow ions like Pb or U are investigated. In these collisions, X-rays are emitted from quasimolecular states of the projectile-target system at small internuclear distances. The radiation in the range from 60 to over 500 keV has to be detected with a good energy and time resolution in coincidence with the scattered particle. Beyond that, it is necessary to efficiently suppress the gamma induced Compton background from nuclear reactions. In medical applications there is also a need for efficient detector systems and because of the required fast timing and good position resolution, the use of GSPCs in SPECT (Single Photon Emission Tomography) and PET (Positron Emission Tomography) is discussed.

This work reports on the improvements in the readout of a high-pressure xenon filled gas scintillation proportional counter. The advantages of implementing the GEM (gas electron multiplier) into the detection system are manifold. The capability to operate the multipliers in cascade makes it possible to build a multi step amplification system. As it is possible to manufacture the GEMs with large sensitive area and flexible geometry at low cost, the integrated photosensors can prove to be a reasonable alternative to conventional detector concepts. The photon and ion suppression properties allow the coupling of a photocathode to this microstructure device. So it can be used as a UV-photon detector inside the pure noble gas environment. This simplifies the detector setup and improves the long-term stability.

Our measurements with an integrated photosensor, consisting of either a semitransparent or an opaque CsI photocathode together with a multi GEM structure, demonstrate the potential of this new design. Simulation calculations help to understand the basic mechanisms of the amplification processes in the Microstructure.

Combining this large area integrated photon counter with a micro-channel-plate-based detector and imaging optics for the position readout, makes the whole system a powerful device for the detailed registration of high energy photons.

Vorab...

Zu Beginn einer wissenschaftlichen Arbeit steht das große Fragezeichen, das Neue und Unbekannte. Die Faszination der Wissenschaft liegt in dem Lüften von Geheimnissen, dem Entdecken und Beobachten von grundlegenden Zusammenhängen. Neben der Tatsache, dass es auf einem bestimmten Forschungsgebiet noch Neuland gibt, ist die persönliche Motivation, dieses auch zu entdecken von Bedeutung.

Während meiner Zeit als Diplomand beschäftigte ich mich mit der Verarbeitung von medizinischen Bilddaten [Nic97]. Diese wurden mit verschiedenen bildgebenden Verfahren, wie der Positronen-Emissions-Tomographie (PET), Computer-Tomographie (CT) und Kernspintomographie (MRT) gewonnen. Bei der Nachverarbeitung dieser Daten stieß man des öfteren an die prinzipiellen Grenzen, die durch die eingesetzten Geräte gegeben wurden. Die endliche Ortsauflösung und die lange Zeitdauer der Messung bei den nuklearmedizinischen Verfahren limitierten die Bildqualität zum Teil erheblich.

Der Schritt von der Verarbeitung der gelieferten Daten zu den grundlegenden Mechanismen und Prinzipien der Bildentstehung weckte das Interesse am Detektorbau. Nur durch die immer weiter voranschreitende Entwicklung der Beobachtungstechnik sind die Erfolge der modernen medizinischen Diagnostik zu erreichen.

Durch den Kontakt zu Prof. Horst Schmidt-Böcking öffnete sich für mich ein weites Feld von Möglichkeiten. Der Vorschlag an einem Projekt zur Weiterentwicklung eines sehr flexiblen und innovativen Röntgendetektors zu arbeiten, war die ideale Gelegenheit, mich auf diesem Gebiet zu engagieren. Die über die medizinischen Einsatzgebiete weit hinaus reichenden Anwendungsmöglichkeiten dieser Zeit-Projektions-Kammer (TPC) basierend auf einem Xenon Hochdruck-Gas-Szintillations-Proportional-Zähler, ermöglichten mir einen sehr umfassenden Einblick in die moderne Atomphysik.

Inhalt

1	EINLEITUNG	9
1.1	Motivation	9
1.2	Einsatzgebiete von Röntgenstrahlung	10
1.2.1	Medizintechnik	10
1.2.2	Astronomie	13
1.2.3	Atomphysik	14
1.2.4	Flughafen-/Grenzkontrollen/Schmuggel	15
1.3	Zusammenfassung der wesentlichen Anforderungen	16
2	GRUNDLAGEN	19
2.1	Absorption energiereicher Photonen	19
2.1.1	Photoabsorption	19
2.1.2	Compton-Streuung	21
2.1.3	Paarbildung	22
2.1.4	Überlagerung der drei Anteile	23
2.2	Sekundäre Prozesse	25
2.2.1	Ion - Zerfall der angeregten Zustände	25
2.2.2	Reichweite der Elektronen/Ionisationsspur	27
2.3	Materialien als Detektormedium	30
2.4	Ladungstransport	31
2.4.1	Ionendrift	31
2.4.2	Drift von Elektronen	32
2.4.3	Diffusion der Elektronenwolke	33
2.5	Gasverstärkung	34
2.6	Gasszintillation	35
2.7	Statistik der Verstärkungsprozesse/Energieauflösung	40
2.8	Detektorkonzept	43
2.8.1	Zweistufiger Detektor	44
2.8.2	„Altes Design“	44
2.9	UV-Auslese	48
2.9.1	Gängige UV-Detektoren	48
2.9.2	Photokathoden	51
3	NEUE KONZEPTE UND TECHNOLOGIEN	57
3.1	Integrierter Detektor und entkoppelte Ortsauslese	57
3.2	GEM - Funktionsprinzip	60
3.3	GEM-Herstellungsverfahren	61
3.4	Elektrische Felder im GEM	62
3.5	Elektronentransport im GEM	64
3.6	Einsatzmöglichkeiten des GEM	65
3.6.1	Unterdrückung der Photonenrückkopplung	65
3.6.2	Kopplung einer Photokathode an den GEM	65
3.6.3	Mehrstufiger GEM-Aufbau	66

4	SIMULATIONSRECHNUNGEN	69
4.1	Bestandteile der Simulationssoftware	69
4.2	Felder im GEM	72
4.2.1	<i>Äquipotenziallinien</i>	<i>72</i>
4.2.2	<i>Elektrische Feldstärke in vertikalen Schnitten</i>	<i>74</i>
4.2.3	<i>Elektrische Feldstärke in horizontalen Schnitten</i>	<i>76</i>
4.3	Berechnung der Gasverstärkung im GEM.....	78
4.4	Verstärkungsfaktor für Elektronenschwarm	81
4.4.1	<i>Aktive Fläche - Elementarzelle</i>	<i>82</i>
4.4.2	<i>Variation der Elektronenstarthöhe und Driftfeldstärke.....</i>	<i>83</i>
4.4.3	<i>Elektronendriftlinien</i>	<i>84</i>
4.4.4	<i>Variation der Transferfeldstärke</i>	<i>86</i>
4.4.5	<i>Simulation der Druckabhängigkeit</i>	<i>87</i>
4.4.6	<i>Temperatureffekte</i>	<i>88</i>
5	GEM-MESSUNGEN.....	89
5.1	Grundlagen/Voraussetzungen der Messungen	89
5.1.1	<i>Folien Layout</i>	<i>89</i>
5.1.2	<i>GEM-Montage</i>	<i>91</i>
5.1.3	<i>Voraussetzungen zum Betrieb des Multi-GEM-Aufbaus</i>	<i>92</i>
5.1.4	<i>Ausleseelektronik</i>	<i>96</i>
5.1.5	<i>Gassystem</i>	<i>97</i>
5.2	GEM-Messungen ohne Szintillator	98
5.2.1	<i>Verstärkungs-Messungen mit Einfach-GEM Aufbau.....</i>	<i>98</i>
5.2.2	<i>Verstärkungs-Messungen mit Doppel-GEM Aufbau in Xenon</i>	<i>102</i>
5.3	UV-Auslese mit semitransparenter Photokathode	106
5.3.1	<i>Aufbau der semitransparenten Photokathode.....</i>	<i>107</i>
5.3.2	<i>Detektoraufbau mit einem GEM</i>	<i>107</i>
5.3.3	<i>Aufbau mit semitransparenter Photokathode und 2 GEMs</i>	<i>111</i>
5.4	UV-Auslese mit opaker Photokathode auf GEM.....	113
5.4.1	<i>Aufbau mit opaker Photokathode und einem GEM</i>	<i>114</i>
5.4.2	<i>Aufbau mit opaker Photokathode und zwei aktiven GEMs.....</i>	<i>115</i>
5.4.3	<i>Pulsformanalyse für den Aufbau mit Photokathode und GEM.....</i>	<i>118</i>
5.5	Energieauflösung	122
6	OPTISCHE SYSTEME	127
6.1	Berechnung der optischen Abbildung.....	128
6.2	Festigkeitsberechnung für die Linse	130
7	ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK.....	131
8	ANHANG	135
8.1	Druckeinheiten	135
8.2	Einheiten der elektrischen Feldstärke	135
8.3	Formelbuchstaben/Abkürzungen.....	136
9	LITERATUR.....	139

1 Einleitung

1.1 Motivation

Der Mensch ist in der Lage, mit seinen Sinnesorganen eine Vielzahl unterschiedlicher Phänomene wahrzunehmen. Er registriert und verarbeitet sie, um Erkenntnisse über die Abläufe in der Natur zu erhalten. Es lassen sich jedoch prinzipiell nur solche Prozesse wahrnehmen, die mit ihrer Umwelt in Wechselwirkung treten. Das heißt im weiteren Sinne, dass ein Teil der Reaktionsprodukte, die Informationen über den Prozess enthalten, nachgewiesen werden müssen. Neben den anderen Sinnesorganen spielt das Auge dabei eine zentrale Rolle. Dieses ist für den Bereich elektromagnetischer Strahlung von ca. 380 – 780 nm, den wir als blau bis rot wahrnehmen, sensitiv. Unter- und oberhalb dieses Bereiches ist das Auge unempfindlich. Die für den Menschen im Alltag sichtbaren Dinge, sind jedoch nur ein kleiner Ausschnitt aus dem riesigen Informationsspektrum der elektromagnetischen Strahlung (siehe Abbildung 1-1). An das Spektrum des sichtbaren Lichts schließen sich zu kürzeren Wellenlängen, also höheren Energien, die Bereiche UV, VUV, EUV¹, Röntgen und Gammastrahlung an. Der Energiebereich der Röntgenstrahlung reicht von ca. 1 keV bis 100 keV. Daran schließt im fließenden Übergang die Gammastrahlung zu höheren Energien an. Zu längeren Wellenlängen und somit kleineren Energien folgt der Bereich des Infraroten.

Neben der Beschränkung des Auges auf einen kleinen, wenn auch wesentlichen Wellenlängenbereich, ist es auch im Auflösungsvermögen limitiert. Die schnelle Abfolge von Einzelbildern kann nur bis zu einer bestimmten Frequenz aufgelöst werden. Dadurch wird die Illusion von bewegten Bildern im Film möglich. Und auch bei dem in Pixel aufgeteilten Fernsehbild lassen sich, wenn es aus ausreichender Entfernung betrachtet wird, die kleinen Bildelemente nicht mehr trennen und es wird als kontinuierlich wahrgenommen. Um Zugang zu detaillierteren Bildern und den Phänomenen im Bereich kürzerer Wellenlängen zu erhalten, bedarf es eines „Auges“, das für die jeweilige Information sensitiv ist. Jedes Messgerät ist nur für einen Teil des Spektrums einzusetzen. Die zeitliche und räumliche Auflösung der Apparatur müssen an die jeweiligen Anforderungen angepasst sein.

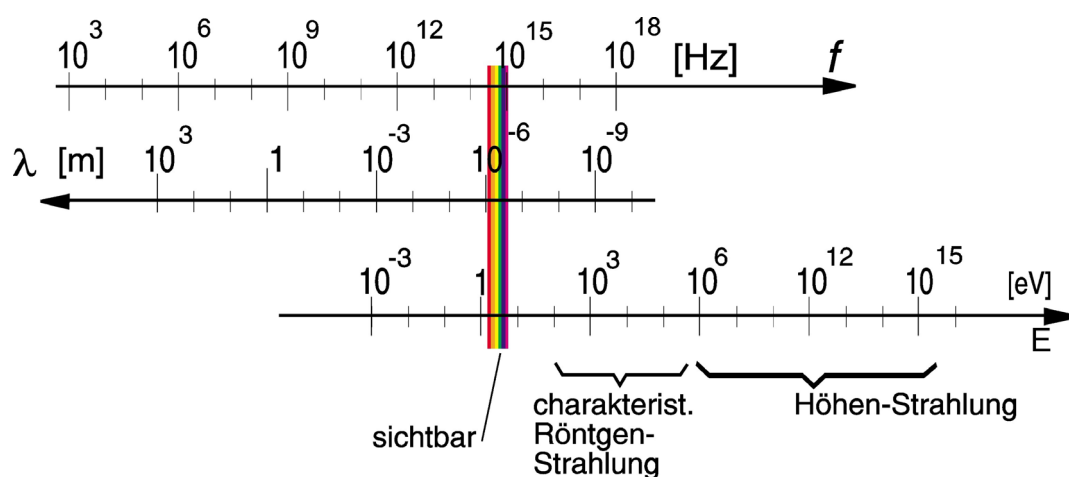


Abbildung 1-1: Spektrum der elektromagnetischen Strahlung (Frequenz f , Wellenlänge λ und Photonenergie E).

¹ VUV: Vakuum Ultra Violett: 100 bis 190nm, EUV: Extrem Ultra Violett 5 bis 100nm

Für die die elektromagnetische Strahlung beschreibenden Größen gelten die folgenden einfachen Zusammenhänge:

$$\begin{aligned}\lambda &= c/\nu \\ E &= h\nu\end{aligned}\tag{1}$$

λ :	Wellenlänge
c :	Vakuum-Lichtgeschwindigkeit $3 \cdot 10^8 \text{ ms}^{-1}$
E :	Energie
ν :	Frequenz
h :	Planck'sches Wirkungsquantum $6,626 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$

Diese Arbeit beschreibt die Entwicklung und den Einsatz eines Detektors, der prinzipiell für den Nachweis von hochenergetischen Photonen im Energiebereich von einigen keV bis zu einigen hundert keV geeignet ist. Durch ein flexibles Konzept wird eine Anpassung an die jeweiligen Anforderungen möglich. Dabei ist häufig der Einzelphotonennachweis von Bedeutung. Es sollen einzelne Photonen energie-, orts- und zeitaufgelöst nachgewiesen werden. Durch den Einsatz von empfindlicheren Detektoren mit höherem Auflösungsvermögen können, im Vergleich zu bestehenden Systemen, detailliertere Ergebnisse gewonnen, kürzere Messzeiten realisiert und Patienten vor unnötiger Strahlenbelastung bewahrt werden. In den nachfolgenden Abschnitten werden einige Phänomene, Fragestellungen und Anwendungsgebiete näher beleuchtet, in denen hochenergetische elektromagnetische Strahlung und deren Nachweis eine zentrale Rolle spielen. Daraus lassen sich dann die Anforderungen an das Nachweisgerät ableiten.

1.2 Einsatzgebiete von Röntgenstrahlung

1.2.1 Medizintechnik

Für viele Fragestellungen der medizinischen Diagnostik ist der Einsatz von hochenergetischer elektromagnetischer Strahlung von zentraler Bedeutung. Bei den radiologischen Verfahren kann zwischen der morphologischen und der metabolischen Bildgebung unterschieden werden. Bei der erstgenannten wird ein zwei- oder dreidimensionales Bild der Gewebsstruktur des menschlichen Körpers erstellt. Es handelt sich um ein Durchleuchtungsbild, bei dem die relative Intensität der Strahlung einer externen Quelle, bzw. deren Abschwächung nach dem Durchtritt durch den Körper, im Bild dargestellt ist. Da die diversen Gewebesorten wie z.B. Knochen, Muskeln oder Fett, die Strahlung unterschiedlich stark absorbieren, können sie im Bild voneinander unterschieden werden. (siehe Abbildung 1-2a)

Durch die Aufnahme vieler Einzelbilder aus verschiedenen Blickrichtungen und deren digitaler Verarbeitung mit Rekonstruktionsalgorithmen, kann ein dreidimensionales Bild des Körpers erzeugt werden. Diese Verfahren erlauben es, beliebige virtuelle Schnitte durch den Körper zu legen, um die jeweils interessanten Details zu visualisieren. Sie werden als CAT- (Computer Aided Tomography) oder einfach CT-Scan (Computer Tomography) bezeichnet. Die Energie der dabei verwendeten Strahlung hängt von der Dicke und der Art der untersuchten Körperregion ab und liegt üblicherweise bei 50 bis 150 keV.

Diesen Transmissionsmessungen, zur Untersuchung der Morphologie stehen die Prinzipien der nuklearmedizinischen Diagnostik mit ihren funktionellen bildgebenden Verfahren gegenüber bzw. ergänzend zur Seite.

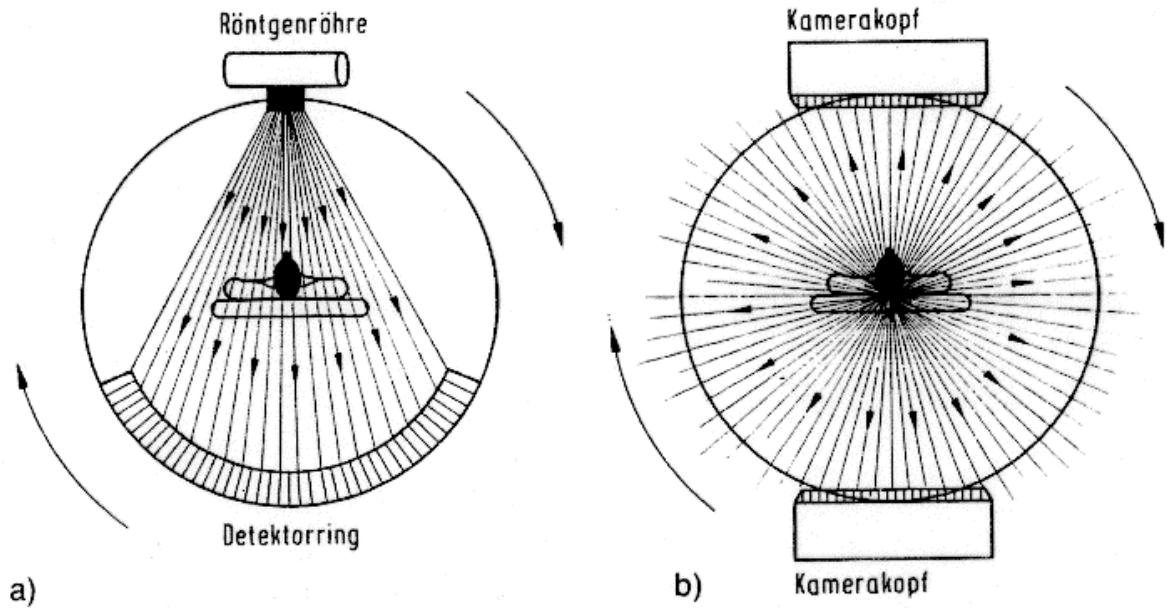


Abbildung 1-2: Prinzip der Transmissions- und der Emissions-Tomographie **a)** Transmissions-CT: Der Röntgen-Fächerstrahl wird nach Durchstrahlen des Körpers von ringförmig angeordneten Detektoren gemessen **b)** Emissions-CT: Die Strahlung aus dem Körper wird von ein oder zwei Detektoren gemessen; aus [Ott].

Die Untersuchung des menschlichen Stoffwechsels gibt Auskunft darüber, ob eine bestimmte Erkrankung vorliegt. Dabei können Durchblutung, Stoffwechsel und Vitalität von Organen und Tumoren in Form von "Funktions-Bildern" dargestellt werden. Das grundlegende Prinzip der nuklearmedizinischen Verfahren ist es, Moleküle, die eine spezifische Stoffwechselcharakteristik aufweisen, mit einer Photonen-emittierenden, radioaktiven Substanz zu markieren, ohne das Stoffwechselverhalten durch die Markierung zu verändern.² Die Photonen haben eine geringe Wechselwirkungswahrscheinlichkeit mit dem Gewebe des menschlichen Körpers, können diesen verlassen und außerhalb detektiert werden (Abbildung 1-2b). Mit modernen nuklearmedizinischen Geräten wird die Radiotracerkonzentration im Körper dreidimensional und zeitaufgelöst gemessen [Las98].

Je nach Art der medizinischen Fragestellung werden entsprechend der biologischen Funktionalität spezielle Tracer mit verschiedenen Radioisotopen eingesetzt. Abhängig von der emittierten Strahlung kommen dafür geeignete Untersuchungsmethoden und -geräte zum Einsatz. Im wesentlichen können die zwei nuklearmedizinischen Schnittbildverfahren SPECT (Single Photon Emission Tomography) und die PET (Positron Emission Tomography) unterschieden werden.

² Diese radioaktiv markierten Stoffe werden Tracer genannt.

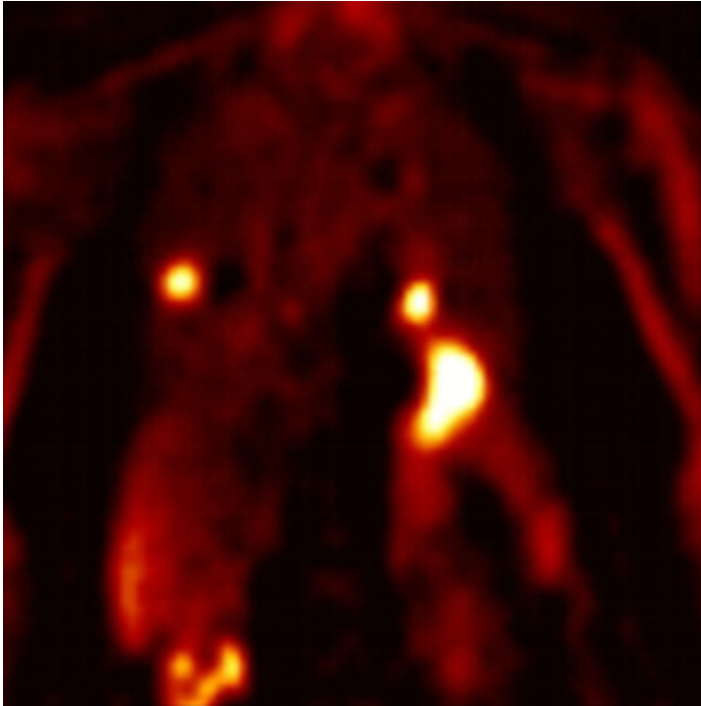


Abbildung 1-3: Die Abbildung zeigt das mit einer PET-Studie gewonnene Schnittbild eines Thorax. Die FDG^3 -PET ergab eine intensiv hypermetabole tumortypische Läsion im rechten Lungenmittelfeld und in der linken Lunge suprakardial einen weiteren hochgradig metastasenverdächtigen Herd; aus [Nic97].

In der folgenden Tabelle sind einige gebräuchliche Tracer-Isotope aufgelistet. Am häufigsten findet dabei in der SPECT das künstliche radioaktive Isotop Technetium-99m Verwendung. Für PET Untersuchungen wird meist Fluor, aber auch das sehr kurzlebige Sauerstoffisotop eingesetzt.

Isotop	Energie in keV	Strahlung	Halbwertszeit	Verwendung
Technetium-99m	140	γ	6 h	Szintigraphie
Jod-123	159	γ	13,2 h	Szintigraphie
Jod-131	360	γ und β	8 d	Therapie
Thallium-201	72	γ	73 h	Szintigraphie
F-18	511	β^+	110 min	PET
O-15	511	β^+	2 min	PET

Tabelle 1-1: Übersicht der in der Nuklearmedizin als Tracerstoffe eingesetzten Radioisotope.

Auf die Details der tomographischen Verfahren zur Erzeugung von dreidimensionalen Schnittbildern bei den nuklearmedizinischen Verfahren wird hier nicht eingegangen. Prinzipiell wird jedoch auch hier aus einer Vielzahl von zweidimensionalen Projektionen auf die dreidimensionale Verteilung geschlossen. Da es für die Photonen in diesem Energiebereich keine Linsen gibt, ist es für beide Abbildungsverfahren entscheidend, neben dem Nachweis der emittierten Gamma-Quanten auf dem zweidimensionalen Detektor auch eine Information über deren Richtung zu erhalten.

Dazu werden in der SPECT Kollimatoren eingesetzt. Diese lassen praktisch nur senkrecht auf den Detektor fallende Strahlung durch. (Abbildung 1-4 links) Dabei wird allerdings ein Großteil der zur Verfügung stehenden Strahlung im Kollimator absorbiert. Mit dem Einsatz eines Detektors der die Richtung des einfallenden Photons misst, könnte man mit einem Bruchteil der verwendeten radioaktiven Strahlendosis für den Patienten auskommen.

³ FDG: Fluor-Deoxy-Glucose

In der PET werden zwei gleichzeitig emittierte 511keV-Photonen auf sich gegenüberliegenden Detektoren nachgewiesen. Die Verbindungslinie zwischen den beiden Auftrefforten enthält die Information, die auf den Entstehungsort der Photonen schließen lässt. (Abbildung 1-4 rechts)

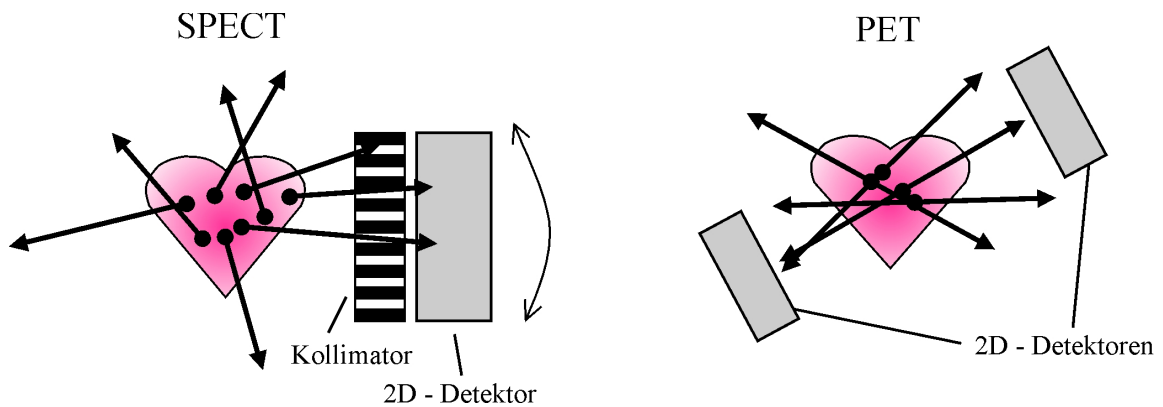


Abbildung 1-4: Linkes Bild: SPECT nutzt Kollimatoren um, die Richtung der einfallenden Photonen zu selektieren. Durch das Rotieren der Kamera um den Patienten werden Bilder aus verschiedenen Richtungen aufgenommen, aus denen dann eine dreidimensionale Aktivitätsverteilung berechnet wird. Rechtes Bild: In der PET ist kein Kollimator nötig. Die Richtung der Photonen wird durch den Nachweis der beiden gleichzeitig, im 180°-Winkel zueinander emittierten 511keV Photonen festgelegt. Üblicherweise ist ein ganzer Ring von Detektoren um den Patienten angeordnet.

Radioaktive Strahlung ist für biologisches Gewebe schädigend. Sie kann die Bindungen in Molekülen zerstören und dabei gefährliche Radikale erzeugen. Außerdem kann sie das Erbgut schädigen. Es ist in der medizinischen Diagnostik wichtig, mit möglichst geringer applizierter Aktivität zu arbeiten, um den Patienten bestmöglich zu schützen. Auf der anderen Seite ist für die Bildqualität eine gute Statistik, also eine hohe Ereigniszahl wichtig. Deshalb ist es nötig, sehr effiziente Detektoren einzusetzen.

Neben den Anwendungen in der Diagnostik werden die nuklearmedizinischen Verfahren auch in der Therapiekontrolle eingesetzt. Mit dem, bei der GSI in Darmstadt entwickelten, Verfahren zur Tumortherapie mit Schwerionen (Kohlenstoff ^{12}C), kann die Eindringtiefe der ionisierenden Strahlung gesteuert werden. Damit lassen sich tieferliegende Tumore, bei gleichzeitig maximalem Schutz des umliegenden Gewebes, effizienter behandeln. Auf ihrem Weg durch den Körper erzeugen die Kohlenstoffionen durch Aktivierungsprozesse einige positronenemittierende Isotope. Diese können durch die Detektion der Vernichtungsstrahlung mit der PET-Methode ortsaufgelöst nachgewiesen werden. Somit kann überwacht werden, ob der Ionenstrahl auch das geplante Zielvolumen trifft. Dazu sind, wie in der rein diagnostischen PET auch, hochauflösende Detektoren nötig [Kra00].

1.2.2 Astronomie

In der Astronomie wurde in den letzten Jahrzehnten der Bereich der untersuchten Strahlung vom sichtbaren Bereich auf fast das ganze elektromagnetische Spektrum ausgeweitet [MPE03]. Die Beobachtungen in den unterschiedlichen Spektralbereichen liefern oft komplementäre Informationen und neue Einblicke in das kosmische Geschehen. Die Röntgenastronomie mit Photonenenergien von 0,1 bis über 500 keV gehört zu den interessantesten der neu erschlossenen Energiebereiche. Die dabei untersuchten Phänomene, wie z.B. Supernovaexplosionen, Neutronensterne und Schwarze Löcher, spielen eine wichtige Rolle am Ende der Sternentwicklung.

Einzelstehende Neutronensterne, die eine hohe Rotationsgeschwindigkeit und ein starkes Magnetfeld besitzen, emittieren nichtthermische Röntgenstrahlung (z.B. der Crab-Pulsar) [Haa]. Diese Röntgenemission entsteht aufgrund von Synchrotronstrahlung relativistischer Elektronen. Außerdem wird von Neutronensternen aufgrund der hohen Oberflächentemperaturen thermische Röntgenstrahlung emittiert. Aus der Energie der emittierten thermischen Röntgenstrahlung kann die Oberflächentemperatur und damit der Durchmesser des Neutronensterns bestimmt werden.

Röntgendoppelsterne sind enge Doppelsterne, die aus einem Neutronenstern und einem massereichen Begleitstern bestehen. Durch die starke Gravitationswirkung des Neutronensterns wird Materie vom Begleitstern abgezogen, die sich zunächst in einer Scheibe um den Neutronenstern, der sog. Akkretionsscheibe, mit einem Durchmesser von ca. 1-2 Millionen km sammelt. Stürzt die Scheibenmaterie auf den Neutronenstern, wird Röntgenstrahlung emittiert. Ein Teil dieser Röntgenstrahlung wird von der Akkretionsscheibe absorbiert und einige Sekunden später als Strahlung im optischen Spektralbereich emittiert. Die Bursts erfolgen in Abständen von Sekunden bis Tagen und können sowohl im optischen Spektralbereich, als auch im Röntgenbereich beobachtet werden.

Galaxienhaufen sind die leuchtkräftigsten Objekte am Röntgenhimmel. Die Ursache der Röntgenstrahlung beruht auf thermischer Bremsstrahlung, die entsteht, wenn Elektronen an ionisierten Atomen vorbeifliegen und dadurch beschleunigt werden. Es werden räumlich aufgelöste Spektren von nahe beieinanderliegenden Objekten, die Temperaturgradienten, chemische Zusammensetzungen untersucht. Mit der Röntgenastronomie werden also vor allem Erkenntnisse über das heiße Universum und Hochenergieprozesse gewonnen.

Da Röntgenstrahlung in der Erdatmosphäre in Höhen von 40 bis 100 km vollständig absorbiert wird, sind erdgestützte astronomische Röntgenbeobachtungen nicht möglich. Um Beobachtungen oberhalb des Frequenzbereichs des sichtbaren Lichts durchzuführen, ist es notwendig, die Atmosphäre zu verlassen bzw. sich so weit vom Erdboden zu entfernen, dass man nur noch wenig störende Atmosphäre zwischen den Messinstrumenten und dem freien Raum hat. Um einen Detektor in der Röntgenastronomie einsetzen zu können, muss er einige Anforderungen erfüllen. Dazu gehören der Nachweis der Photonen im Energiebereich von 0,1 bis 500 keV mit guter Energie- und Zeitauflösung und die Möglichkeit, Untergrund-Ereignisse wirkungsvoll zu unterdrücken.

In der BeppoSAX-Mission wurde von 1996 bis 2002 ein Hochdruck-Gas-Szintillations-Proportional-Zähler zur Detektion der Photonen von 4 bis 120 keV erfolgreich eingesetzt [Gia95, Man80, SAX und Tay81]. Darüber hinaus ist die Langzeitstabilität für den Einsatz von Detektoren in Satelliten essentiell. Es muss gewährleistet sein, dass sie über die komplette Dauer der Mission stabil funktionieren. Den Alterungserscheinungen kann durch die sehr sorgfältige Auswahl geeigneter Materialien vorgebeugt werden.

1.2.3 Atomphysik

Die Fortschritte in der modernen Atomphysik hängen wesentlich von der Qualität der verwendeten Messapparaturen ab. Oft sind die Experimente durch sehr kleine Wirkungsquerschnitte und den damit verbundenen sehr langen Messzeiten oder durch das Auflösungsvermögen der Detektoren limitiert. Auch die im folgenden beschriebenen Experimente werden erst durch geeignete, großflächige und effiziente Detektoren mit guter Auflösung zum Nachweis hochenergetischer Photonen sinnvoll möglich.

Impulsverteilung von Elektronen im Festkörper

Die Bewegung der Elektronen im Festkörper, bzw. deren Impulsverteilung wird mittels Comptonstreuung von Synchrotronstrahlung zugänglich [Brä95, Kur97]. Bei der Comptonstreuung an einem ruhenden Elektron besteht ein fester Zusammenhang zwischen dem Energie- und Impulsübertrag und dem Streuwinkel des Photons. Werden in einem Experiment für jedes Streueignis sowohl der Elektronen- als auch der Photonenstreuwinkel gemessen, kann auf die ursprüngliche Bewegung des Elektrons vor dem Stoß geschlossen werden. Um im Experiment die Strahlung im Energiebereich um 100 keV winkelaufgelöst messen zu können, wird ein großflächiger ortsauflösender Detektor mit hinreichender Effizienz bei diesen Energien benötigt.

Untersuchung von QED⁴-Effekten in Schwerionenstößen

An den Beschleunigeranlagen der GSI in Darmstadt können schwere hochgeladene Ionen, wie z.B. wasserstoffähnliches oder nacktes Blei bzw. Uran erzeugt werden. Durch das Abbremsen dieser Ionen werden sehr langsame Stöße mit Projektilgeschwindigkeiten unterhalb der Bohrschen Geschwindigkeit der Elektronen in den inneren Schalen möglich. Unter diesen Bedingungen kommt es zur Bildung quasimolekularer Orbitale. Bei sehr kleinen Stoßparametern wirkt auf die Elektronen das Summenpotenzial beider Kerne. Besonders interessant bei der Untersuchung dieser in der Natur nicht vorkommenden Zustände sind Systeme, bei denen die Summenkernladungszahl größer als 174 ist und die Bindungsenergie des innersten Orbitals die zweifache Ruheenergie der Elektronen übersteigt [Mül72]. Die Röntgenspektroskopie bietet einen Zugang zur Untersuchung dieser Elektronenzustände. Die beim Übergang der Elektronen zwischen den molekularen Energieniveaus freiwerdende Röntgenstrahlung spiegelt die Bindungsenergieunterschiede zum Zeitpunkt der Emission wieder. Wird im Projektil eine Vakanz in der K-Schale mit eingebracht, kann diese sowohl auf dem ein- als auch auf dem auslaufenden Ast zerfallen. Zur Berechnung der Übergangswahrscheinlichkeiten müssen die Amplituden der beiden Kanäle kohärent addiert werden. Dabei kommt es je nach Phasenbeziehung zu Interferenzen, die sich als Oszillationen im Röntgenspektrum zeigen.

1.2.4 Flughafen-/Grenzkontrollen/Schmuggel

Ein weiteres, in der jüngsten Vergangenheit leider zunehmend wichtiger werdendes Einsatzgebiet der Röntgendetektoren, ist der Nachweis von radioaktiven Substanzen in sicherheitsrelevanten Anlagen, an Flughäfen und Grenzen. Dazu gehören vor allem waffenfähiges, hochangereichertes Uran (HEU⁵) und Plutonium (WGPu⁶). Das Zentrum des Handels und Schmuggels von Uran und Plutonium bildet das Gebiet der ehemaligen Sowjetunion mit seinen unzureichend geschützten Einrichtungen und großen Beständen von Nuklearmaterialien aus den Zeiten des Kalten Krieges. Das in der Kerntechnik Verwendung findende Spaltmaterial bzw. die jeweiligen Tochterkerne senden beim radioaktiven Zerfall charakteristische Gammastrahlung von einigen hundert keV bis einigen MeV aus, die zur Identifikation der jeweiligen Isotope verwendet werden kann. Um gegenüber der Untergrundstrahlung diskriminieren zu können, ist die benötigte Energieauflösung eine wesentliche Anforderung an den Detektor. Damit auch schwache bzw. abgeschirmte Proben in größerer Entfernung registriert werden können, ist ein großflächiger Aufbau nötig. Zur Lokalisierung der Strahlungsquelle wird die Richtungsinformation der einfallenden Strahlung gemessen⁷. Diese kann bei einem Detektoraufbau als Compton-Kamera mittels „Tracking“ gewonnen werden. Des Weiteren

⁴ QED: *Quanten-Elektro-Dynamik*

⁵ HEU: *Highly Enriched Uranium*

⁶ WGPu: *Weapons Grade Plutonium*

⁷ Tracking: *Bestimmung der Photoneneinfallrichtung basierend auf den Winkelkorrelationen bei einem mehrstufigen Absorptionsprozess*

sind spezielle, für diese Anwendungen wartungsarme Geräte von Bedeutung. In der folgenden Tabelle sind die sicherheitsrelevanten Spaltprodukte mit den zugehörigen, für die Identifikation charakteristischen Gammaenergien aufgelistet:

	Isotop	Energie [keV]
HEU	^{235}U	186
	^{238}U	1001
WGPu	^{239}Pu	414
	^{241}Am	60

Tabelle 1-2: *Materialien, deren Aufspüren an Grenzen und Flughäfen von besonderem Interesse ist [Sma02].*

1.3 Zusammenfassung der wesentlichen Anforderungen

Die Beantwortung einer Vielzahl von atom- und astrophysikalischen, medizinischen und anderen Fragestellungen ist wesentlich von der Güte des Nachweises der damit verbundenen hochenergetischen Photonen abhängig. Die Wünsche an das ideale Detektorsystem sind vielfältig: Eine Grundvoraussetzung ist es, einen möglichst großen Teil des relevanten Raumwinkels abzudecken, um die Photonen überhaupt registrieren zu können. Der Detektor muss in der Lage sein, diese mit einer hohen Effizienz zu absorbieren und nachzuweisen. Das Ziel ist die möglichst exakte Bestimmung der Photonenenergie sowie des Auftreffortes auf dem Detektor. Um Parallaxefehler bei der Ortsmessung tiefer Detektoren auszugleichen, ist dabei eine Bestimmung der Absorptionstiefe erforderlich. Dazu und zur Kopplung dieses Detektors mit anderen Messsystemen, ist eine gute Zeitauflösung nötig. Falls zusätzlich zum Auftreffort auch die Richtung des einfallenden Photons bestimmt werden soll, muss ein mehrstufiger Absorptionsprozess innerhalb des Detektors verfolgt werden. Die Anforderungen lassen sich also wie folgt zusammenfassen:

- großflächig bzw. große Raumwinkelabdeckung
- hohe Nachweiseffizienz (große Absorptionswahrscheinlichkeit im interessanten Energiebereich)
- gute Energieauflösung
- gute Ortsauflösung
- Parallaxe-Korrektur (dreidimensionale Lokalisierung des Absorptionsortes in tiefen Detektoren)
- gute Zeitauflösung ($\sim 5\text{ns}$)
- Möglichkeit zur Untergrund-Unterdrückung

Diese Arbeit beschäftigt sich mit dem Einsatz neuer Technologien zur Entwicklung eines flexiblen Detektorkonzepts, das individuell an verschiedene Anforderungen angepasst werden kann. Es handelt sich dabei um eine Xenon-Zeit-Projektions-Kammer, die mit der Gasszintillation als überlegenen Verstärkungsprozess arbeitet. Damit ist es prinzipiell möglich, die aufgelisteten Anforderungen gleichzeitig zu erfüllen. Durch den Einsatz einer neuartigen Mikrostrukturelektrode zur Verstärkung im Xenonvolumen und der entkoppelten Ortsauslese wird untersucht, inwieweit dieses Konzept für den Nachweis hochenergetischer Photonen umgesetzt werden kann.

Die ersten Gasszintillations-Proportionalzähler wurden von Conde und Policarpo [Con67, Pol72] in den späten sechziger Jahren entwickelt. Am LIP-Coimbra in Portugal wurde seit dem einige Forschungsarbeit geleistet. Zur Zeit wird dort aktiv an neuartigen Mikrostrukturelektroden und diversen Szintillator-Auslese-Verfahren gearbeitet. Neben den gasförmigen

spielen auch flüssig Xenon Szintillatoren für medizinische Anwendungen (PET) eine zentrale Rolle [Che99]. An der Columbia University-New York in der Gruppe von E. Aprile, wird seit Jahren an Xenon-Szintillations-Detektoren für astrophysikalische Untersuchungen geforscht. Bei den Zweiphasen-Edelgas-Szintillatoren, dient der flüssige Teil aufgrund der hohen Dichte als Absorber. Im daran anschließenden Gasvolumen wird Sekundärszintillationsstrahlung erzeugt und ausgelesen. Auch in dieser Gruppe wird an der Implementierung von an Photokathoden gekoppelten Mikrostrukturen gearbeitet [Apr02]. Richtungsweisende Entwicklungen im Bereich des UV-Photonennachweises mit großflächigen Detektoren und Cäsiumjodid Photokathoden kommen vom Weizmann Institute of Science (Israel) aus der Gruppe um A. Breskin.

Im folgenden Kapitel 2 werden die fundamentalen Mechanismen der Wechselwirkung von hochenergetischen Photonen mit Materie diskutiert. Sie bilden die Voraussetzung, um diese Strahlung überhaupt nachweisen zu können. Die Kenntnis dieser Grundlagen erlaubt es, neue Konzepte, aber auch deren prinzipielle Grenzen zu erkennen.

Im daran anschließenden Teil über „Neue Konzepte und Technologien“ wird der geplante Detektoraufbau mit dem großflächigen integrierten Photonendetektor und der davon entkoppelten Ortsauslese beschrieben. Dazu ist eine am CERN entwickelte neuartige Mikrostruktur-elektrode von zentraler Bedeutung. Neben ihren grundlegenden Eigenschaften werden die für unseren neuen Detektor relevanten Konzepte vorgestellt.

Um diese neuen Ideen auf ihre technische Realisierbarkeit hin zu untersuchen, wurden am Institut für Kernphysik Simulationsrechnungen durchgeführt, die im Kapitel 4 dargestellt werden.

Parallel dazu wurden die im Kapitel 5 beschriebenen umfangreiche Messungen durchgeführt. Es wurden die grundlegenden Eigenschaften der Mikrostrukturen analysiert und integrierte UV-Photonendetektoren im aktive Xenon-Szintillationsvolumen in verschiedenen Varianten studiert.

Die für die entkoppelte Ortsauslese nötigen abbildenden Systeme werden im Kapitel 6 hinsichtlich der mechanischen Stabilität und ihrer optischen Eigenschaften studiert.

2 Grundlagen

2.1 Absorption energiereicher Photonen

In den im vorigen Kapitel beschriebenen Arbeitsgebieten dienen die hochenergetischen Photonen als Informationsträger. Steht den Photonen nichts im Wege, können sie sich ungehindert mit Lichtgeschwindigkeit ausbreiten.⁸ Damit ist es möglich, Erkenntnisse über die Vorgänge in kleinen oder unzugänglichen Regionen zu erhalten. So lassen sich zum Beispiel Abläufe in Atomen studieren und Tumore ohne Operation diagnostizieren. Um ein Photon nachweisen zu können, muss es mit einem geeigneten Detektor wechselwirken. Für die hier diskutierten Anwendungen ist im Besonderen der Einzelphotonennachweis von Bedeutung. Das Ziel ist es, jedes Photon einzeln und unabhängig von anderen zu messen. Integral messende Verfahren, wie z.B. ein klassischer Film, auf dem eine zweidimensionale Intensitätsverteilung über einem großen Zeitraum registriert wird, sind nicht anwendbar. Bei der Wechselwirkung mit dem Detektormedium wird die Information des Photons durch einen geeigneten Prozess in ein elektronisch auswertbares Signal gewandelt. Dieses steht für die weitere Auswertung und Speicherung zur Verfügung. Abhängig von der Photonenenergie und dem verwendeten Absorbermaterial, sind unterschiedliche Wechselwirkungsprozesse möglich. Diese werden in den folgenden Kapiteln näher erläutert. Bei dem für die hier diskutierten Anwendungen relevanten Energiebereich sind das die Photoabsorption, die Compton-Streuung und die Paarbildung [Sto70].

2.1.1 Photoabsorption

Bei der Photoabsorption, bzw. dem Photoprozess, wechselwirkt ein Photon mit einem Hüllenelektron eines Atoms. Es überträgt seine ganze Energie $h\nu$ an das mit der Bindungsenergie E_B gebundene Elektron.

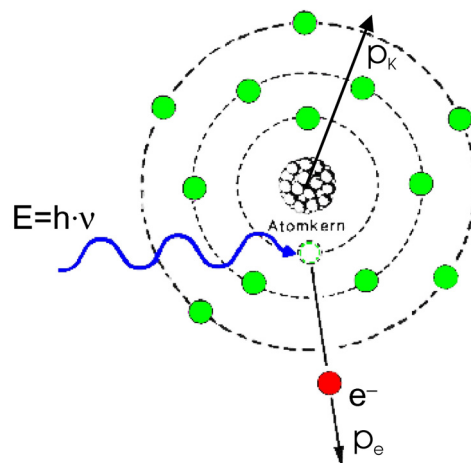


Abbildung 2-1: Photoeffekt: Das Photon mit der Energie $h\nu$ wird vollständig absorbiert. Es schlägt ein Elektron aus der Hülle eines Atoms.

Das Elektron wird aus dem Atom herausgeschlagen und verlässt dieses mit der kinetischen Energie:

$$E_{kin} = h\nu - E_B \quad (2)$$

E_{kin} : kinetische Energie des Elektrons

$h\nu$: Energie des Photons

E_B : Bindungsenergie des Elektrons

⁸ Vakuumlichtgeschwindigkeit: $c = 3 \cdot 10^8$ m/s

Der Atomkern übernimmt den Rückstoßimpuls, der für die Impulsbilanz notwendig ist. Für größere Photonenenergien können fester gebundene Elektronen aus weiter innen liegenden Schalen herausgeschlagen werden. Beim Überschreiten der Schwelle von einer zur nächstinneren Schale, rückt der Atomkern als dritter Stoßpartner deutlich näher und der Wirkungsquerschnitt für die Absorption steigt schlagartig an [Ger93]. Wird ein Elektron aus einer der inneren Schalen herausgeschlagen, kann die entstandene Lücke von schwächer gebundenen Elektronen, aus weiter außen liegenden Schalen, gefüllt werden. Bei diesem Übergang wird die überschüssige Energie in Form eines charakteristischen Fluoreszenzphotons emittiert oder strahlungslos ein Auger-Elektron emittiert.

Im Fall von Xenon als Absorptionsmedium, steigt der Wirkungsquerschnitt des Photoprozesses beim Überschreiten der Schwelle der K-Schalen-Bindungsenergie (bei 35 keV) um einen Faktor sechs an. D.h. oberhalb dieser Energie ist die Wahrscheinlichkeit, bei einer Photoabsorption ein Elektron aus der K-Schale herauszuschlagen, bei über 80 % [Dan90]. Für den Fall, dass die zur Verfügung stehende Energie $h\nu$ des Photons größer ist, als die K-Schalen-Bindungsenergie des Absorbermaterials mit der Kernladung Z , ergibt sich für den Wirkungsquerschnitt für die Photoabsorption, durch eine gröbere nichtrelativistische Rechnung [Sau31], der Zusammenhang:

$$\sigma_{Ph}^{(K)} = \frac{32\pi\sqrt{2}}{3 \cdot 137^4} Z^5 (h\nu)^{-3,5} \sim \frac{Z^5}{(h\nu)^{3,5}} \quad (3)$$

σ_{Ph} : Wirkungsquerschnitt für den Photoeffekt in der K-Schale
 Z : Kernladungszahl

Die Photoelektronen werden nicht isotrop emittiert, sondern gemäß einer energieabhängigen Winkelverteilung, wie im folgenden Bild dargestellt (Abbildung 2-2). Um die Winkelverteilungen besser vergleichen zu können, sind die Maxima der Kurven jeweils auf den Wert eins normiert. Es ist zu erkennen, dass die Elektronen bei größeren Energien mit schmalere Verteilungen und mehr in Vorwärtsrichtung emittiert werden.

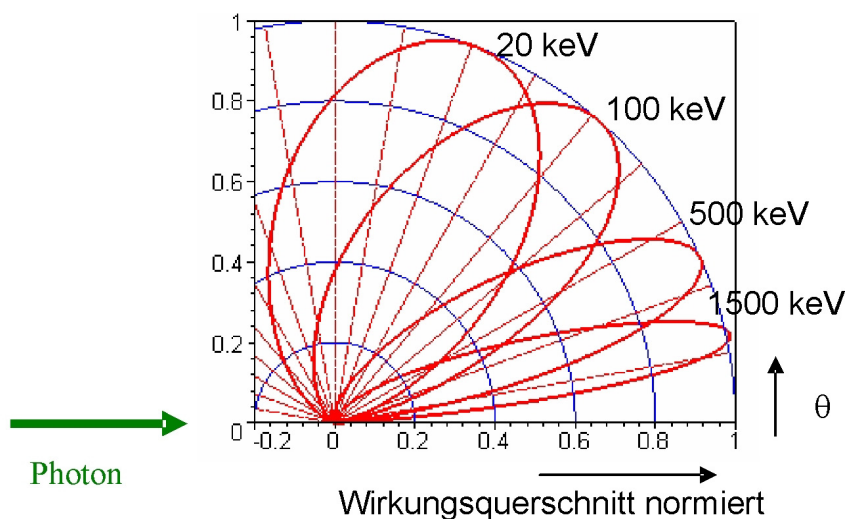


Abbildung 2-2: Normierte Winkelverteilung der Photoelektronen für verschiedene Photonenenergien (20, 100, 500 und 1500 keV). Die Wirkungsquerschnitte sind normiert, um die Kurvenform der Emissionscharakteristik besser vergleichen zu können. Die Wirkungsquerschnitte wurden mit der Sauter-Verteilung berechnet [Sau31, Bie86].

2.1.2 Compton-Streuung

Mit größer werdender Photonenenergie gewinnt zunehmend eine andere Art der Wechselwirkung der Photonen mit dem Absorbermaterial an Bedeutung. Der Compton-Stoß beschreibt die inelastische Streuung eines Photons an einem freien Elektron. Bei Energien deutlich oberhalb der K-Schalen-Bindungsenergie, können praktisch alle Elektronen des Atoms für diesen Prozess als frei angesehen werden. Bei der Compton-Streuung sind, im Gegensatz zum Photoeffekt, alle Elektronen gleichberechtigt. Das einfallende Photon wird an einem Elektron gestreut und gibt dabei einen Teil seiner Energie und seines Impulses an das Elektron ab.

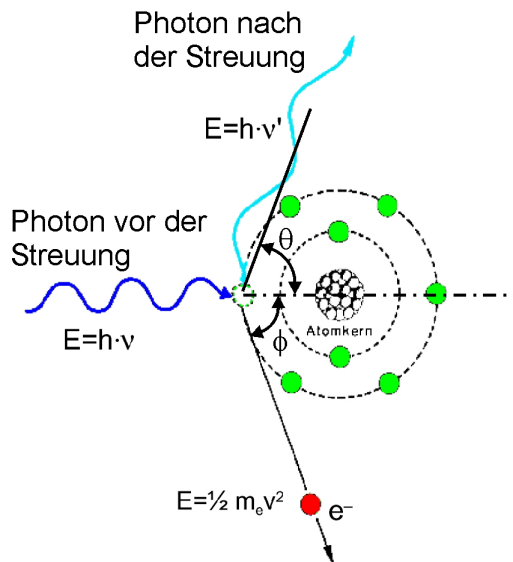


Abbildung 2-3: Comptonstreuung an einem quasifreien Elektron. Das einfallende Photon mit der Energie E wird unter einem Winkel θ gestreut. Das Elektron wird dazu korreliert unter einem Winkel ϕ emittiert.

Der Compton-Prozess wird durch Energie- und Impulserhaltung vollständig charakterisiert. Das Photon gibt bei dem Streuprozess nicht seine ganze Energie ab. Es muss in einem oder mehreren weiteren Schritten nochmals wechselwirken, um die komplette Information an einen Detektor zu übertragen. Verlässt das gestreute Photon den aktiven Detektorbereich, geht ein unbekannter Teil der Information verloren. Wird es jedoch vollständig absorbiert, kann aufgrund der Energie- und Impulserhaltung und der damit einhergehenden Winkelkorrelation auf die Richtung des primären Photons geschlossen werden. Mit der Gleichung von Klein und Nishina kann der Wirkungsquerschnitt für die Streuung von Photonen an einem quasifreien Elektron berechnet werden [Kle29].

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Zr_0^2 \left(\frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \right)^2 \left(\frac{1 + \cos^2\theta}{2} \right) \left(1 + \frac{\alpha^2(1 - \cos\theta)^2}{(1 + \cos^2\theta)[1 + \alpha(1 - \cos\theta)]} \right) \quad (4)$$

$$\alpha \equiv \frac{h\nu}{m_e c^2}$$

r_0 : klassischer Elektronenradius

Mit Gleichung (4) lassen sich für verschiedene Energien die Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit des Streuwinkels für die gestreuten Photonen und die Compton-Elektronen berechnen.

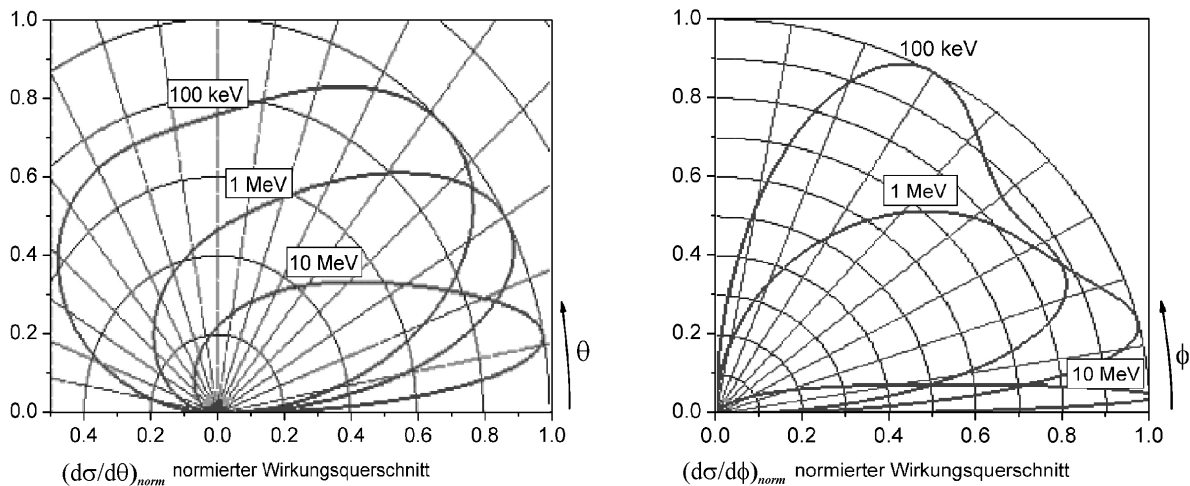


Abbildung 2-4: Mit Gleichung (4) berechnete Wirkungsquerschnitte für die Compton-Streuung [Kle29]. Die Wirkungsquerschnitte sind nicht auf den Raumwinkel bezogen und bei den verschiedenen Energien sind jeweils auf den Wert eins normiert, um die Winkelabhängigkeit besser vergleichen zu können. **Linkes Bild:** Winkelverteilung $(d\sigma/d\theta)_{norm}$ der gestreuten Compton-Photonen. **Rechtes Bild:** Winkelverteilung $(d\sigma/d\phi)_{norm}$ der Compton-Elektronen.

In der Abbildung 2-4/links ist zu sehen, dass bei zunehmender Energie die Photonenstreuwinkel θ kleiner werden. Im Gegensatz zu den Photoelektronen werden die Compton-Elektronen grundsätzlich in Vorwärtsrichtung emittiert (Abbildung 2-4/rechts). Im Extremfall der Elektronenemission unter 90° zum einfallenden Photon, ist die kinetische Energie des Elektrons gleich null. Für kleine Photonenenergien werden die Compton-Elektronen vorzugsweise in einer breiten Verteilung unter großen Winkeln ϕ zur primären Photonenausbreitungsrichtung emittiert. Beim Übergang zu höheren Energien verschiebt sich die Elektronen-Winkelverteilung zunehmend in Vorwärtsrichtung und wird schmaler. Der Wirkungsquerschnitt der Comptonstreuung hängt - im Limes hoher Energien - von der Energie des einfallenden Photons in erster Näherung wie folgt ab:

$$\sigma_{Comp} \sim \frac{1}{h\nu} \tag{5}$$

σ_{Comp} : Wirkungsquerschnitt für Comptonstreuung
 $h\nu$: Photonenenergie

2.1.3 Paarbildung

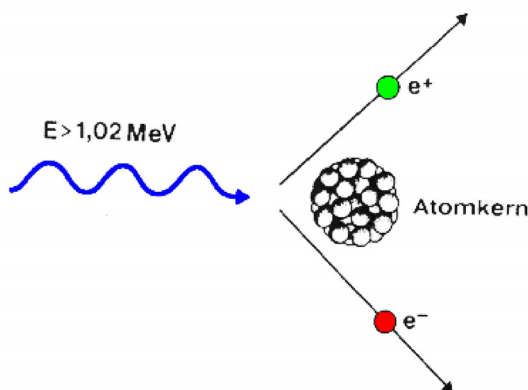


Abbildung 2-5: Paarbildung: Ein Photon (mit $E > 1,02 \text{ MeV}$) kann in der Nähe eines Kerns in ein Elektron-Positron-Paar zerfallen.

Für Photonen, deren Energie größer ist als die doppelte Ruheenergie ($2 m_e c^2 = 1,02 \text{ MeV}$) eines Elektrons, ist ein weiterer Absorptionsmechanismus möglich. Das Photon zerfällt spontan

tan in ein Elektron-Positron-Paar. Die überschüssige Energie wird als kinetische Energie auf die Beiden verteilt. Dieser Prozess ist nur in der Umgebung eines weiteren Stoßpartners möglich. Man spricht hier von einer Wechselwirkung des Photons mit dem elektrischen Feld des Atoms. Der Impuls wird dabei vorzugsweise auf den Kern eines sich in der Nähe befindenden Atoms übertragen. Je größer der Stoßpartner und damit das elektrische Feld ist, desto wahrscheinlicher ist auch die Paarbildung. Der Wirkungsquerschnitt für Paarbildung skaliert für hohe Energien mit:

$$\sigma_{\text{paar}} \sim Z \log(h\nu) \quad (6)$$

σ_{paar} : Wirkungsquerschnitt für Paarbildung
 Z : Kernladungszahl
 $h\nu$: Photonenenergie

Sowohl das Elektron als auch das Positron geben durch Stöße mit dem Absorbermaterial ihre kinetische Energie ab. Ist das Positron langsam genug, kann es zusammen mit einem anderen Elektron ein Positronium bilden. Dieses ist nicht stabil und zerstrahlt in mindestens zwei Gammaquanten. Das Positronium kann im Grundzustand als Singulettssystem mit antiparallelen Spins und als Triplettssystem mit parallelen Spins gebildet werden, wobei sich die Bildungsquerschnitte wie $\frac{1}{4}$ zu $\frac{3}{4}$ verhalten. Der Triplettzustand zerfällt in mindestens drei Photonen, deren Energie sich beliebig aufteilen kann und für die keine einfache Winkelkorrelation besteht. Der Singulettzustand hingegen zerfällt in zwei diametral emittierte Photonen, die jeweils eine Energie von exakt 511 keV erhalten. Ab einer Photonenenergie von ca. 3 MeV ist die Paarbildung der dominante Absorptionsprozess.

2.1.4 Überlagerung der drei Anteile

Aufgrund der unterschiedlichen Energieabhängigkeit dieser drei Wechselwirkungsmechanismen ist, abhängig von der Photonenenergie, jeweils einer der Effekte dominant. In Abhängigkeit von der Photonenenergie und der Kernladungszahl des Absorbermaterials sind in der Abbildung 2-6 die Bereiche dargestellt, in denen jeweils die Anteile der drei Mechanismen am wahrscheinlichsten sind.

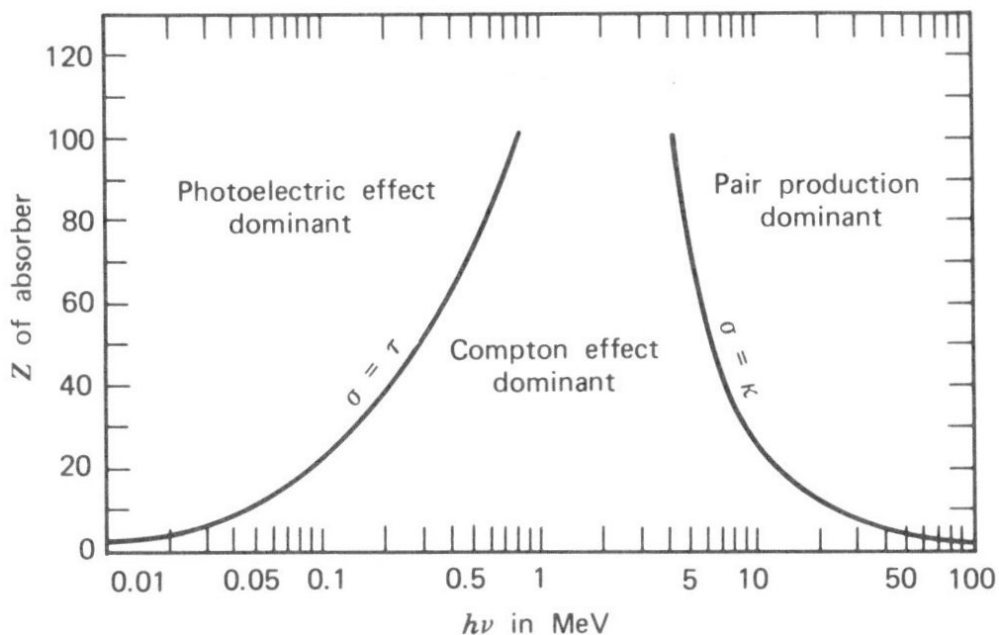


Abbildung 2-6: Abhängig von der Photonenenergie und der Kernladungszahl des Absorbermaterials sind der Photo-, Compton- oder Paarbildungseffekt die dominante Wechselwirkung; aus [Kno98].

Aus der Überlagerung der drei Anteile ergibt sich der Gesamtwirkungsquerschnitt für die Absorption des Photons. Wird dieser auf die Masse des Absorbermediums bezogen, ergibt sich der energieabhängige Massenabsorptionskoeffizient μ/ρ [cm²/g].

$$\sigma = \sigma_{Ph} + \sigma_{Comp} + \sigma_{Paar}$$

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\sigma}{A \cdot N_A} \quad (7)$$

μ : linearer Absorptionskoeffizient
 ρ : Dichte
 μ/ρ : Massenabsorptionskoeffizient
 N_A : Avogadro-Zahl
 A : Molmasse

Im einfachsten Fall der Absorption von monoenergetischer Strahlung in einem homogenen Medium der Dicke x , gilt für die Intensität der Strahlung I , bezogen auf die ursprüngliche Intensität I_0 :

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\mu \cdot x} \quad (8)$$

I : Intensität nach dem Absorber der Dicke x
 I_0 : Intensität vor dem Absorber
 μ : linearer Absorptionskoeffizient
 x : Absorberdicke

Damit lässt sich auch für ein einzelnes Photon einer bestimmten Energie die Absorptionswahrscheinlichkeit $(1 - I/I_0)$ in einem vorgegebenen Detektormedium bestimmen.

In der folgenden Tabelle sind die Absorberdicken für verschiedene Materialien und Photonenenergien zusammengefasst, die benötigt werden, um die Intensität zu halbieren:

Material	5 keV	60 keV	511 keV
Xe @ 1bar	0,2	16,4	1326
Xe @ 20bar	0,01	0,82	66,3
liquid Xe	$0,35 \cdot 10^{-3}$	0,03	2,34
Si	$1,2 \cdot 10^{-3}$	0,93	3,40
Ge	$0,53 \cdot 10^{-3}$	$6,4 \cdot 10^{-3}$	1,59

Tabelle 2-1: Liste der Absorberdicken [cm], die nötig sind, um die Intensität eines Photonenstrahls zu halbieren, für verschiedene Detektormaterialien und Photonenenergien.

Der Massenabsorptionskoeffizient ist, wie die ihm zugrunde liegenden Prozesse, energieabhängig. Diese Abhängigkeit ist in der folgenden Graphik (Abbildung 2-7) für den Fall von Xenon als Absorbermedium dargestellt. Die Sprünge in der Kurve treten dort auf, wo bei zunehmender Photonenenergie fester gebundene Elektronen aus tiefer liegenden Schalen mittels des Photoeffekts herausgeschlagen werden können.

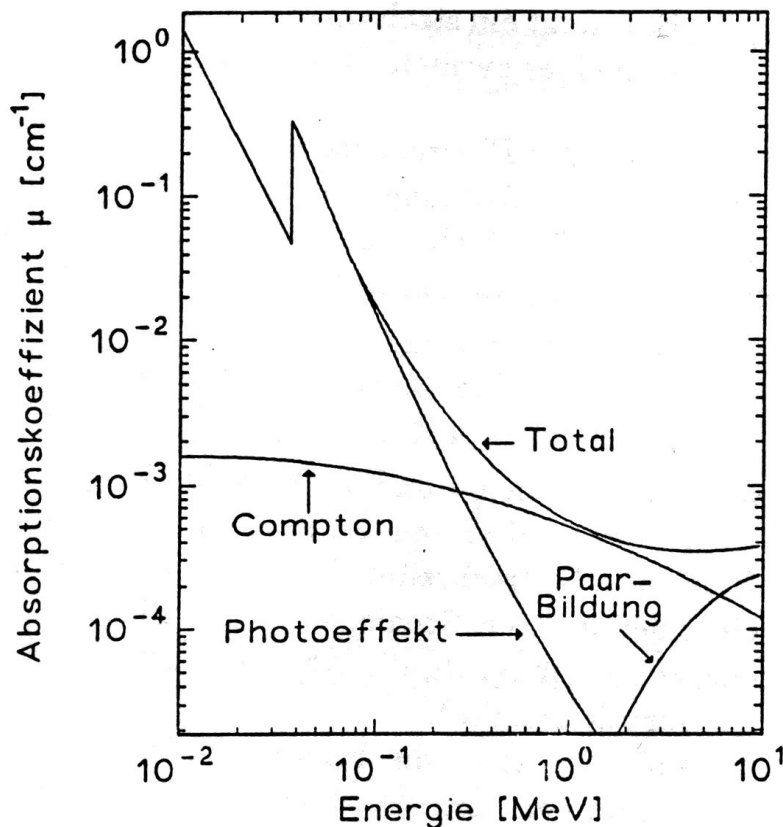


Abbildung 2-7: Absorptionskoeffizient μ Total und die Komponenten für Photo-, Compton- und Paarbildungseffekt einzeln, in Abhängigkeit von der Photonenenergie, nach[Kle92].

2.2 Sekundäre Prozesse

Nachdem die Prinzipien der Wechselwirkung und somit der Absorption von hochenergetischen Photonen in Materie erläutert wurden, werden nun die dabei erzeugten Folgeprodukte und ausgelösten Prozesse diskutiert. Diese sind von der Art der primären Wechselwirkung und von dem Absorptionsmedium abhängig und für die später folgenden Erklärungen der Detektoreigenschaften von Bedeutung. Das primäre Photon bzw. im Fall der Paarbildung die durch die bei der Zerstrahlung freiwerdenden Photonen, ionisieren Atome des Detektormediums via Photo- oder Compton-Prozess. Dabei bleibt ein angeregtes Ion zurück, und jeweils ein Elektron wird mit einem Teil der überschüssigen Energie herausgeschlagen. Es wechselwirkt mit weiteren Detektoratomen bzw. -molekülen und hinterlässt eine Ionisationsspur. Das angeregte Ion strebt durch das Auffüllen der Lücke in der inneren Elektronenschale nach einem energieärmeren Zustand. Erst durch die Betrachtung des vollständigen Absorptionsprozesses, also auch der Folgeprodukte, ist es möglich, das eintreffende hochenergetische Photon in einer Messapparatur richtig nachzuweisen. Im Folgenden wird auf die Mechanismen eingegangen, die für den in dieser Arbeit beschriebenen Detektor relevant sind.

2.2.1 Ion - Zerfall der angeregten Zustände

Je nachdem, in welchem Anregungszustand das Atom bzw. Molekül nach der Ionisation verbleibt, gibt es unterschiedliche Wege, wieder in den Grundzustand überzugehen. Beim Photoprozess wird vorrangig ein Loch in einer der inneren Schalen erzeugt. Dieses wird durch das Nachrutschen von Elektronen aus den äußeren Schalen gefüllt. Die dabei frei werdende Energie wird entweder durch die Emission eines charakteristischen Photons mit der Differenzenergie der beiden Zustände oder durch das Aussenden eines Auger-Elektrons abgegeben. Niederenergetische Übergänge in äußeren Schalen oder bei angeregten Vibrationszuständen im Molekül, resultieren in der Emission von Photonen im sichtbaren- oder im UV-Bereich.

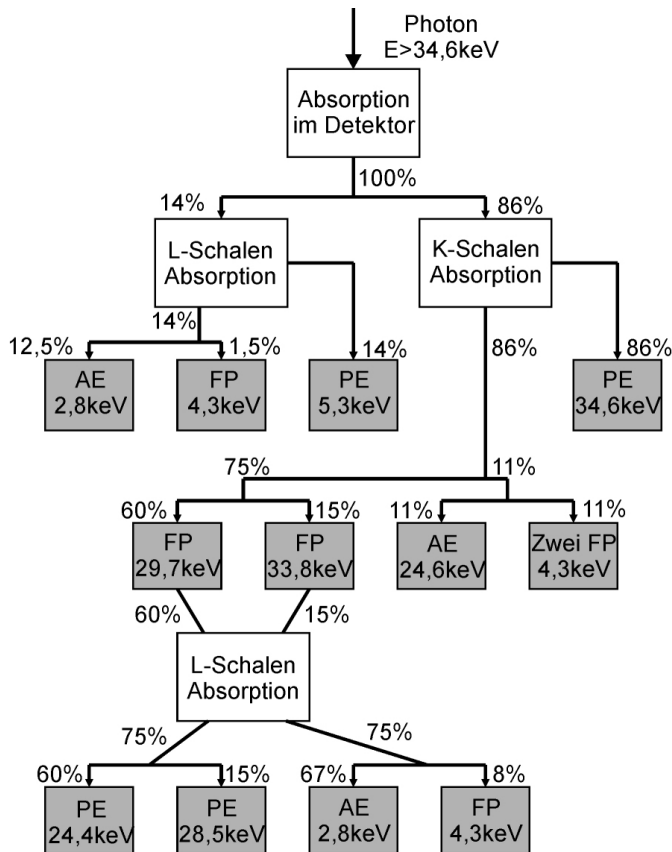


Abbildung 2-8: Folgeprozesse bei der Photoabsorption eines Photons ($E > 34,6 \text{ keV}$) in Xenon; aus [Ego90]. Die Abkürzungen stehen dabei für: PE = Photoelektron, FP = Fluoreszenzphoton und AE = Auger-Elektron. So ist zum Beispiel die Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung einer Vakanz in der K-Schale 86 %. Diese zerfällt zu 75 % unter Aussendung eines charakteristischen Fluoreszenzphotons und zu 11 % unter Emission eines Auger-Elektrons. Bei der Reabsorption der charakteristischen Photonen in der L-Schale eines anderen Xenon-Atoms werden wieder Photoelektronen erzeugt. Die dabei entstehenden Löcher werden unter Emission von Auger-Elektronen (67 %) oder Fluoreszenzphotonen (8 %) gefüllt.

Beim Elektronenübergang zwischen elektronisch angeregten Zuständen können die Fluoreszenz und die Phosphoreszenz unterschieden werden. Die eigentlich quantenmechanisch in erster Näherung verbotenen Übergänge von metastabilen Zuständen vom Triplett- zum Singulettzustand resultieren in der Emission von lang anhaltender schwacher Strahlung, die als Phosphoreszenz bezeichnet wird. Um von einem angeregten Singulettzustand S_1 zum Grundzustand S_0 zurückzukehren, ist keine Änderung der Spinorientierung notwendig. Der Übergang ist quantenmechanisch erlaubt und erfolgt schnell ($\sim \text{ns}$) unter der Aussendung eines Fluoreszenzphotons.

Auger-Elektron

Nicht alle elektronischen Anregungszustände in den Atomen oder Molekülen zerfallen unter Aussendung von elektromagnetischer Strahlung. Der Übergang von einem angeregten Zustand in den Grundzustand kann auch strahlungslos erfolgen [Bet90]. Die überschüssige Energie wird dabei auf Elektronen des gleichen Atoms übertragen, die dann oftmals den Atomverband verlassen. Nach seinem Entdecker wird dieser Mechanismus Auger-Prozess genannt [Ger93]. Strahlungslose Übergänge sind bei den leichten Atomen wahrscheinlicher. Man kann dabei auch von einem inneren Photoeffekt sprechen und sich vorstellen, das Röntgenphoton werde zwar emittiert, aber im gleichen Atom sofort wieder absorbiert. Das abgespaltene Elektron erhält dann die Differenz der beteiligten Übergangsenergien als kinetische Energie.

Charakteristische Strahlung - Fluoreszenzausbeute

Das beim Übergang eines Elektrons zwischen zwei festen Energieniveaus emittierte Photon hat eine definierte Energie und ist charakteristisch für diesen speziellen Prozess. Damit wird es möglich, den Absorptionsprozess zu identifizieren. Dazu ist es wichtig, auch das charakteristische Fluoreszenzphoton im Detektor zu absorbieren und getrennt nachzuweisen. Die Prozesse zur Erzeugung eines Fluoreszenzphotons und der Auger- oder Coster-Kronig-

Übergang konkurrieren miteinander. Ausgehend von einem Loch in der K-Schale wird die Wahrscheinlichkeit für die Photonenemission Fluoreszenzausbeute ω_K genannt, die Elektronenemission entsprechend Auger- und Coster-Kronig-Ausbeute a_K [Ber92]. Die Fluoreszenzausbeute ist hauptsächlich abhängig von der Kernladungszahl des absorbierenden Materials und steigt mit dieser, wie in Abbildung 2-9 zu sehen, an [Bam72, Sch97].

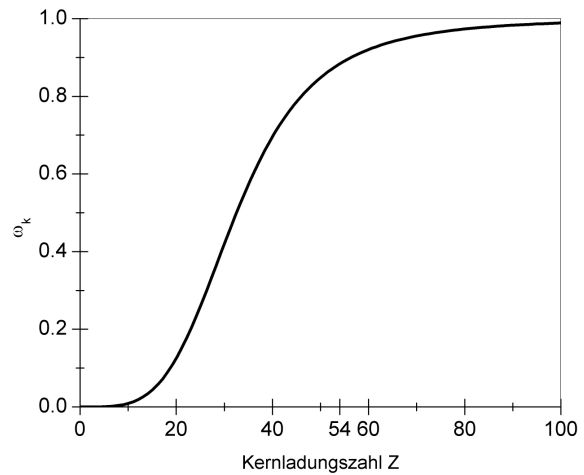
für die K-Schale gilt:

$$\omega_K + a_K = 1 \quad (9)$$

ω_K : Fluoreszenzausbeute

a_K : Auger-Ausbeute

Abbildung 2-9: Fluoreszenzausbeute ω_K in Abhängigkeit von der Kernladungszahl des Absorbermaterials.



Szintillation

Neben der energiereichen Strahlung aus den elektronisch angeregten Zuständen, können auch Photonen im ultravioletten bis zum infraroten Teil des Spektrums emittiert werden. Diese Szintillationsstrahlung entsteht bei Übergängen aus den niederenergetischen elektronischen Niveaus und angeregten Molekül-Vibrationszuständen. Auf den Prozess der Gasszintillation in Xenon wird im Kapitel 2.6 über Verstärkungsmechanismen im Detail eingegangen.

2.2.2 Reichweite der Elektronen/Ionisationsspur

Die durch Photoprozess, Compton-Streuung oder Paarbildung direkt oder als Folgeprodukte erzeugten energiereichen Elektronen wechselwirken mit dem Detektormedium und ionisieren dabei weitere Atome bzw. Moleküle.

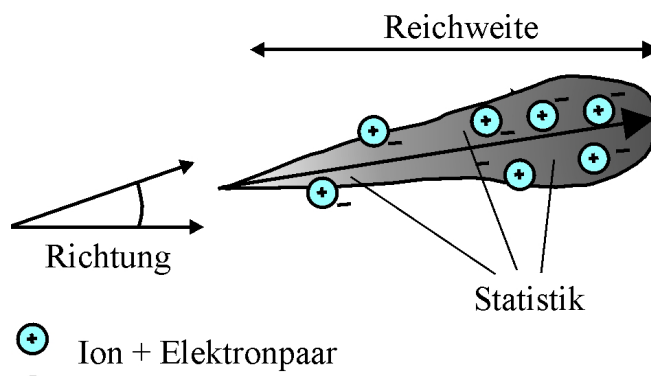


Abbildung 2-10: Die Ionisationsspur, die ein geladenes Teilchen im Absorber erzeugt, wird durch die räumliche Ausdehnung, die Richtung und die statistische Ladungsverteilung beschrieben.

Auf ihrem Weg durch den Absorber werden die Elektronen abgebremst, bis sie, sukzessive ihre ganze Energie abgegeben haben. Dabei hinterlassen sie eine Ionisationsspur. Das Maximum des Wirkungsquerschnittes bei der Ionisation durch Elektronenstoß tritt dann auf, wenn die Energie der Elektronen etwa den fünffachen Wert der Ionisierungsenergie erreicht

[Lotz68, Lot69, Bet90]⁹. Hierbei handelt es sich um einen statistischen Vorgang, der durch die mittlere räumliche und zeitliche Ausdehnung der Spur und durch die Anzahl, der pro deponierter Energie erzeugten Ionenpaare, beschrieben wird. Im Gegensatz zu schweren geladenen Teilchen, ist bei schnellen Elektronen die Häufigkeit der Wechselwirkungen kleiner und ihr Weg durch das Absorbermaterial ist viel verworrener. Da ihre Masse mit der der Orbitalelektronen übereinstimmt, kann bei einem Stoß ein viel größerer Anteil der Energie übertragen werden. Des weiteren können die Elektronen an den Kernen stoßen und dabei ihre Richtung abrupt ändern. Der Energieverlust durch Ionisierung und Anregung der schnellen Elektronen kann nach Bethe [Bet30] mit dem folgenden Zusammenhang beschrieben werden:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_c = \frac{2\pi e^4 NZ}{m_e v^2} \left(\ln \frac{m_e v^2 E}{2I^2(1-\beta^2)} - (\ln 2) \left(2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2 \right) + (1-\beta^2) + \frac{1}{8} \left(1 - \sqrt{1-\beta^2} \right)^2 \right) \quad (10)$$

- E : kinetische Energie
- x : Wegstrecke
- $\beta=v/c$: Geschwindigkeit in Einheiten von c
- v : Geschwindigkeit
- m_e, e : Elektronenmasse, Elektronenladung
- N, Z : Teilchendichte, Kernladungszahl des Absorbermaterials
- I : mittleres Ionisations- und Anregungspotenzial

Neben Ionisierung und Anregung kann auch Bremsstrahlung auftreten. Nach den Maxwell Gleichungen muss Ladung, wenn sie beschleunigt oder abgebremst wird, durch Strahlung Energie abgeben. In den hier betrachteten Fällen kann der Energieverlust durch Bremsstrahlung vernachlässigt werden.

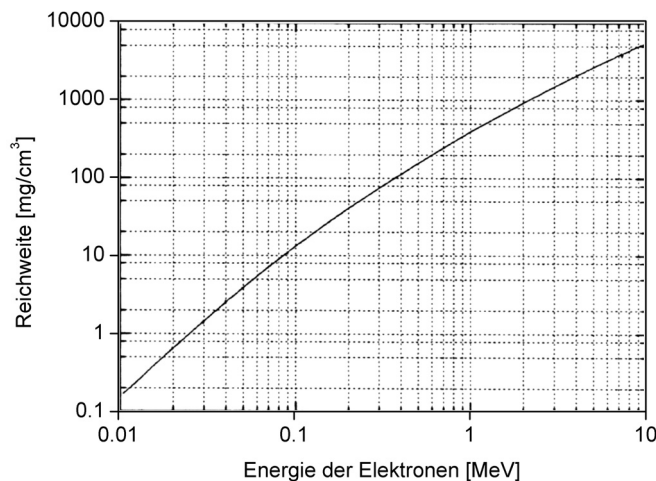


Abbildung 2-11: Energieabhängige Reichweite von Elektronen in allen Materialien, außer Wasserstoff und den schweren Elementen; aus [Kat52].

Da sich die Elektronen nicht geradlinig bewegen, ist die Weglänge der Elektronen im Absorber viel größer als die effektive Reichweite. In der folgenden Tabelle sind exemplarisch die

⁹ Der Verlauf der Wirkungsquerschnitte lässt sich wie folgt erläutern: Die Wechselwirkung bei der Ionisation durch Elektronenstoß findet zwischen zwei Elektronen statt. Wenn wir das im Atom gebundene Elektron als ruhend annehmen, muss die Geschwindigkeit des einfallenden Elektrons, um zu ionisieren, mindestens doppelt so groß sein wie die Geschwindigkeit des gebundenen Elektrons. Seine Energie muss also den vierfachen Wert der Bindungsenergie erreichen. Da die Elektronen aber nicht ruhen, die Impulse der gebundenen Elektronen also eine Verteilung haben, erhöht sich die Energie noch etwas. Die Größenordnung dieser Annahmen stimmt qualitativ gut mit den mit dem experimentellen Ergebnis gut überein. Bei sehr viel schnelleren Elektronen wirkt die Kraft, also der Gradient des skalaren Coulomb-Potentials eine kurze Zeit ein, so dass die Wahrscheinlichkeit für Ionisation abnimmt. Demzufolge nimmt der Wirkungsquerschnitt ebenfalls mit wachsender Energie der stoßenden Elektronen ab.

mit einer empirischen Formel berechneten Reichweiten für Elektronen in Xenon unter verschiedenen Bedingungen zusammengefasst:¹⁰

Energie der Elektronen [keV]	Druck [bar]	Reichweite RW [cm]
25	1,0	0,20
100	10	0,25
500	20	1,5

Tabelle 2-2: Die Reichweite der Elektronen im Absorber hängt von der Energie und der Dichte des Mediums ab. In der Tabelle sind die für Xenon berechneten Werte zusammengefasst.

Neben der eben beschriebenen Elektronenreichweite und damit der räumlichen Ausdehnung der Ladungswolke, ist die dabei erzeugte mittlere Anzahl von freien Ladungsträgern und deren statistische Verteilung eine der wesentlichen Größen [Kno89]. Das bei der Ionisation entstandene positive Ion und das freie Elektron werden Ionenpaar genannt. Dieses ist die Grundlage der Signalerzeugung und die Anzahl der Ionenpaare ist die entscheidende Messgröße. Die Ionisation kann dabei entweder durch die primäre Wechselwirkung stattfinden oder auch durch sekundäre Prozesse. Die minimale Energie, die bei der Erzeugung eines Ionenpaares übertragen werden muss, ist die Ionisierungsenergie des am schwächsten gebundenen Elektrons des Absorber-Gasatoms/-moleküls. Es gibt jedoch noch eine Vielzahl anderer Effekte, durch die das geladene Teilchen Energie abgeben kann, ohne dabei Ionenpaare zu erzeugen. So kann ein Elektron in einen höheren gebundenen Zustand gehoben werden, ohne dabei herausgeschlagen zu werden. Deshalb ist der Durchschnittswert, der zur Erzeugung eines Ionenpaares aufgewendeten Energie W_i höher. Diese mittlere Energie hängt vom Wechselwirkungsmedium, der Energie und der Art der Strahlung (α , β , γ) ab. Für den Nachweis von Photonen ist W_i eine materialspezifische Konstante. Damit ist die Zahl der insgesamt erzeugten Ionenpaare proportional zur deponierten Energie. Es handelt sich bei jeder einzelnen Wechselwirkung um einen statistischen Prozess, so dass die Anzahl N von Ionenpaaren einer gewissen Schwankung unterliegt. Diese Verteilung legt die prinzipielle Grenze der erreichbaren Energieauflösung für Detektoren fest. Mit der einfachen Annahme, dass die Erzeugung jedes Ionenpaares einem Poisson-Prozess unterliegt, würde sich eine Verteilung mit einer Standardabweichung proportional zur Wurzel aus der mittleren Anzahl ergeben.

$$N = \frac{h\nu}{W_i} \quad (11)$$

$$\frac{\Delta N}{N} = \sqrt{N} \quad (12)$$

- N : mittlere Anzahl der erzeugten Ladungsträger
 $h\nu$: Energie des primären Photons
 W_i : Energie zur Erzeugung eines Ionenpaares
 ΔN : Breite der Verteilung

¹⁰ Reichweite $RW[cm]$, berechnet mit der empirischen Formel aus [Wag94]:

$$RW = 412 \cdot \frac{E^{1,265-0,0954 \ln E}}{\rho}$$

- E : kinetische Energie der Elektronen [MeV]
 ρ : Dichte des Mediums [g/cm^3]

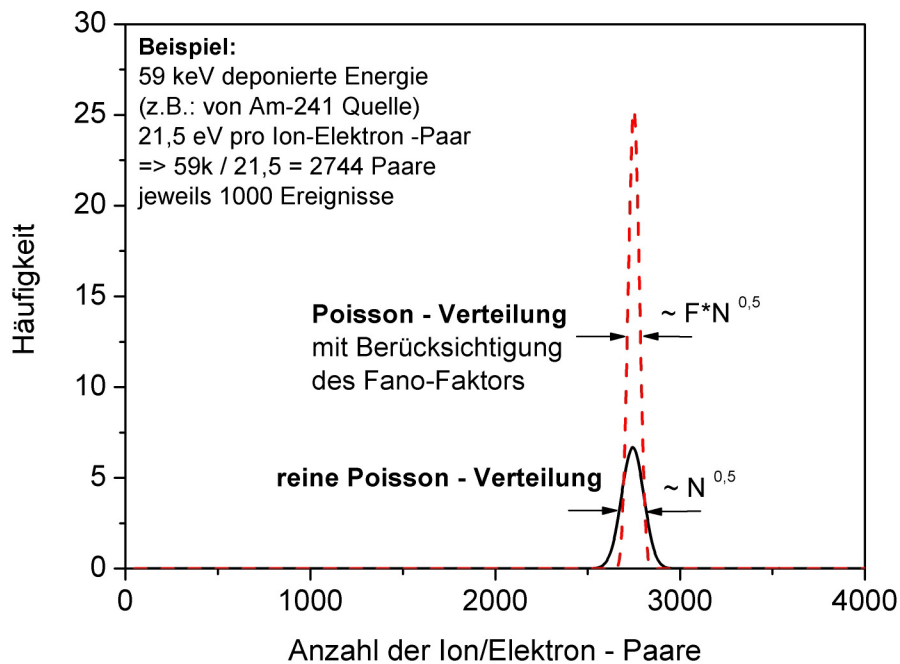


Abbildung 2-12: Verteilungsfunktion der Ladungsträger-Paare bei der Absorption eines 59 keV Photons in Xenon. Eingezeichnet ist, neben der Xenon-spezifischen Verteilung, auch die reine Poisson-Statistik.

Die realen Verteilungen sind jedoch schmäler, als in diesem einfachen Modell angenommen. Um sie richtig zu beschreiben, muss die Poisson-Verteilung mit dem sogenannten Fano-Faktor F skaliert werden [Lim82]. Dieser ist materialabhängig und beträgt für Xenon $F = 0,15$. In der Abbildung 2-12 sind die daraus resultierenden Verteilungsfunktionen im Fall von Xenon als Wechselwirkungsmedium dargestellt. Unabhängig davon, in welcher Weise man die Ionenpaare im Detektor nachweist, ist diese auf der primären Absorptionsstatistik beruhende Schwankung immer vorhanden.

2.3 Materialien als Detektormedium

Im vorherigen Kapitel wurden die unterschiedlichen Wechselwirkungsmechanismen von hochenergetischen Photonen mit Materie und die dabei auftretenden Folgeprodukte und -effekte näher beleuchtet. Abhängig von den jeweiligen Anforderungen an den Photonen-nachweis, lässt sich darauf aufbauend die Frage nach dem geeigneten Absorptionsmaterial für den Detektor beantworten. Um die Photonen effizient im Detektor absorbieren zu können, sind Materialien mit einer hohen Kernladungszahl und einer hohen Dichte nötig. Die bei der Absorption erzeugten Folgeprodukte, also entweder die Ladungspaare oder niederenergetische Photonen, müssen mit möglichst geschickten Konzepten nachgewiesen werden. Prinzipiell kommen für den Nachweis von hochenergetischen Photonen die folgenden Absorptionsmedien in Frage: Halbleiterdetektoren, Szintillationskristalle, flüssige Edelgase im Szintillations- oder Ionisationsbetrieb und Edelgase und deren Mischungen als Ionisationskammern und Gasszintillatoren. Die daraus resultierenden Detektorkonzepte unterscheiden sich hinsichtlich ihrer Fähigkeit, die Energie-, Positions- und Zeitinformationen zu bestimmen. In der Tabelle 2-3 sind für die gängigen Detektoren einige Vor- und Nachteile gegenübergestellt.

		Beispiele	Energie- auflösung	Orts- auflösung	aktive Fläche	Timing	Compton- Unter- drückung
fest	Halbleiter	SiLi, HPGe	++	-	-	++	
	Szintillator	BGO, NaI	+		+	++	
flüssig	Szintillator	lAr, lXe	+	-	++	++	
gasför- mig	Ionisations- kammer	Ar-CO2	+	+	++	-	-
	Szintillator	Xe	++	+	++	+	+

Tabelle 2-3: *Eigenschaften von Detektoren zum Nachweis hochenergetischer Photonen.*

Die Halbleiterdetektoren haben eine überlegene Energieauflösung. Allerdings ist es mit herkömmlichen Kristallen nur bedingt möglich, die Position zu bestimmen. Durch die Segmentierung des Kristalls kann seit kurzem auch der Ort ausgelesen werden. Großflächige Szintillatoren werden häufig mit einer Vielzahl von Photomultipliern (PMT) ausgelesen. Auch hier ist die Ortsauflösung durch die Segmentierung des Kristalls definiert. Der technische und finanzielle Aufwand ist bei einer großen Anzahl von PMTs nicht unerheblich. Herkömmliche Gasdetektoren und dabei vor allem Vieldraht-Proportional-Kammern (MWPC)¹¹, lassen sich fast beliebig groß herstellen. Sie liefern eine sehr gute Ortsauflösung und für viele Zwecke ausreichende Energiebestimmung. Gegenüber den MWPCs bieten die Gasszintillatoren durch einen überlegenen Verstärkungsmechanismus eine bessere Energieauflösung und außerdem den Zugang zu einem prompten Zeitsignal. Dadurch ist es möglich, den Detektor mit anderen Messsystemen zu koppeln. Die Eindringtiefe der Photonen in den Detektor kann bestimmt und damit Parallaxefehler korrigiert werden. Wie bei den MWPCs, ist aufgrund des gasförmigen Mediums auch bei hohen Drücken nur eine begrenzte Dichte erreichbar, was den Nachweis bei höheren Photonenenergien erschwert.

2.4 Ladungstransport

Um die bei der primären Absorption erzeugten Ionenpaare nachzuweisen, werden die Ionen und Elektronen in einem elektrischen Feld separiert und so daran gehindert, wieder zu rekombinieren. In diesem Feld wirken auf die Ionen und Elektronen elektrostatische Kräfte, die diese auseinanderziehen. Die Bewegung der geladenen Teilchen setzt sich zusammen aus der Überlagerung der thermischen Bewegung und der Driftbewegung aufgrund des anliegenden Feldes.

2.4.1 Ionendrift

Für Ionen wird die Driftgeschwindigkeit mit dem folgenden Zusammenhang recht gut beschrieben [Sau77]:

$$v = \mu \frac{E}{p} \quad (13)$$

v: Driftgeschwindigkeit
E: elektrische Feldstärke
p: Gasdruck
μ: Mobilität

Die Mobilität bleibt über einen großen Bereich der elektrischen Feldstärke und des Gasdrucks annähernd konstant. Freie Elektronen können aufgrund ihrer viel kleineren Masse zwischen

¹¹ MWPC: *Multi Wire Proportional Chamber*

zwei Stößen viel stärker im Feld beschleunigt werden. Ihre Mobilität ist typischerweise um einen Faktor tausend größer als die der Ionen. Stöße mit Ladungstransfer können auftreten, wenn ein positives Ion mit einem anderen neutralen Gasatom (oder -molekül) zusammentrifft. Dabei kann ein Elektron vom neutralen Atom/Molekül zum Ion übergehen. Diese Ladungstransferreaktionen sind vor allem bei Gasgemischen von Bedeutung. Dabei wird die effektive positive Ladung auf das Gas mit dem niedrigsten Ionisationspotenzial übergehen.

2.4.2 Drift von Elektronen

Die Mobilität und damit die Driftgeschwindigkeit der Elektronen ist im Gegensatz zu den Ionen nicht konstant, sondern variiert mit dem elektrischen Feld [Pei84].

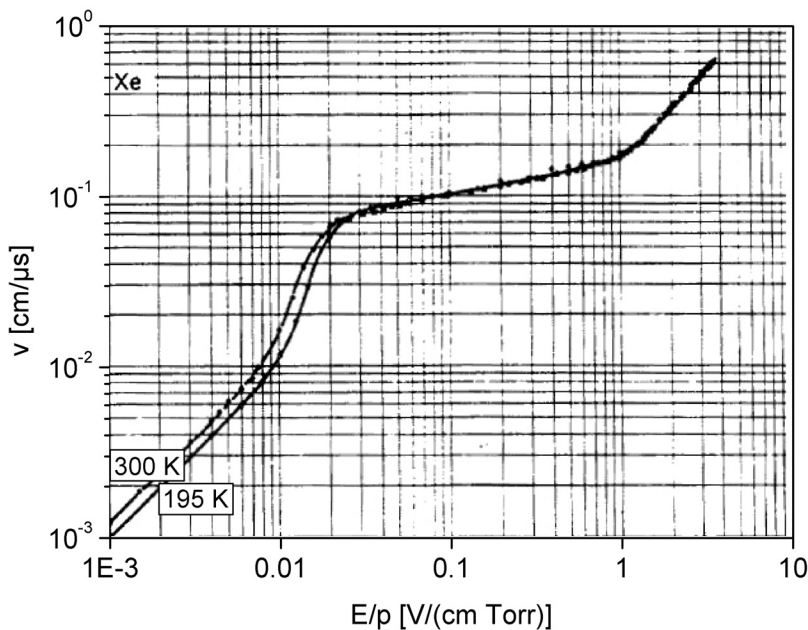


Abbildung 2-13: Driftgeschwindigkeit der Elektronen in Xenon in Abhängigkeit der reduzierten elektrischen Feldstärke; aus [Sau77].

Die Elektronen gewinnen Energie aus dem elektrischen Feld. Bei zunehmender Feldstärke erreichen die Elektronen zwischen zwei Stößen genügend Energie, um weitere Atome anregen und ionisieren zu können. Für Xenon liegt diese Feldstärke bei ca. 1 V/(cm·Torr). Auf die damit verbundenen Prozesse der Gasszintillation und Gasverstärkung wird im Folgenden im Detail eingegangen.

Das freie Elektron als Teil des primären Ionenpaares stößt aufgrund der normalen Diffusion häufig mit den Gasatomen bzw. -molekülen. Bei manchen Gasen besteht die Möglichkeit, dabei negative Ionen zu bilden. Sauerstoff lagert beispielsweise leicht Elektronen an. Im Gegensatz dazu neigen Stickstoff, Wasserstoff, Kohlenwasserstoffe und Edelgase sehr wenig dazu, Elektronen anzulagern. Elektronen die sich in diesen Gasen bewegen, können also praktisch als frei betrachtet werden. Um Elektronen in einem Gas über größere Entfernungen driften zu können, ist es wichtig, dass sie als freie Ladungsträger erhalten bleiben [Dmi83, Bol94]. Bei Stößen zwischen positiven Ionen und freien Elektronen können diese wieder zu neutralen Atomen/Molekülen rekombinieren. Ebenso können ein positives und ein negatives Ion zu zwei neutralen Teilchen rekombinieren. In beiden Fällen geht die Information über das primäre Ionenpaar verloren und kann nicht zum Messsignal beitragen. Die Rekombination von positiven und negativen Ionen ist jedoch um einige Größenordnungen wahrscheinlicher, als die von positiven Ionen mit freien Elektronen. D.h. in Gasen, die leicht negative Ionen bilden, geht praktisch die gesamte Ladungsinformation verloren. Damit die Elektronen ohne

Verluste im Detektor gedriftet werden können, müssen Verunreinigungen mit elektronegativen Gasen vermieden werden. In der folgenden Tabelle 2-4 sind die Werte der Elektronegativität bzw. Elektronenaffinität für einige Gase bei Normalbedingungen zusammengestellt [Sau77]. Für reine Edelgase ist die Wahrscheinlichkeit, ein negatives Ion zu bilden, annähernd null.

Gas	h	N [s ⁻¹]	t [s]
CO ₂	6,2 10 ⁻⁹	2,2 10 ¹¹	0,71 10 ⁻³
O ₂	2,5 10 ⁻⁵	2,1 10 ¹¹	1,9 10 ⁻⁷
H ₂ O	2,5 10 ⁻⁵	2,8 10 ¹¹	1,4 10 ⁻⁷
Cl	4,8 10 ⁻⁴	4,5 10 ¹¹	4,7 10 ⁻⁹

Tabelle 2-4: Elektronegativität und Elektronenaffinität für einige Gase bei Normalbedingungen.

h: Wahrscheinlichkeit der Elektronenanlagerung

N: durchschnittliche Rate der Stöße

t: durchschnittliche Zeit bis zur Anlagerung

2.4.3 Diffusion der Elektronenwolke

Die bei der primären Absorption entstandene Ladungswolke hat eine von der Photonenenergie und den Gasparametern abhängige räumliche Ausdehnung. Aufgrund der thermischen Bewegung der Ladungsträger dehnt sich diese Verteilung im Laufe der Zeit aus. Diese Diffusion kann durch eine Gauß-Verteilung beschrieben werden. Für die Elektronendrift im Detektor ist der Diffusion die gerichtete Bewegung überlagert. Die Breite der Gauß-Verteilung σ_x nimmt stetig mit der Zeit zu und wird durch den folgenden Zusammenhang beschrieben [Buc96]:

$$\sigma_x = \sqrt{2Dt} \quad (14)$$

σ_x : Ausdehnung der Ladungsverteilung

D: Diffusionskoeffizient

t: Zeit

Der Diffusionskoeffizient ist abhängig vom Gas, der angelegten Feldstärke und dem Druck. Unter dem Einfluss von elektrischen und magnetischen Feldern wird die Diffusion zudem richtungsabhängig, und es wird zwischen longitudinaler (D_l) und transversaler (D_t) Diffusion unterschieden.

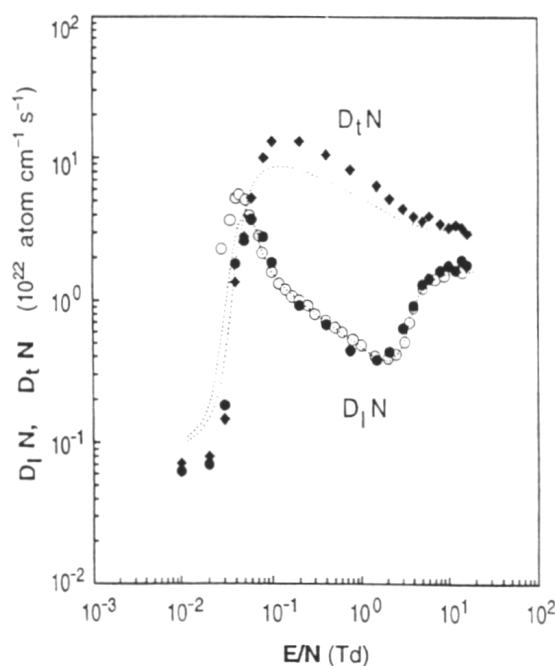


Abbildung 2-14: Longitudinale und transversale Diffusionskoeffizienten $D_l N$ und $D_t N$ für Elektronen in Xenon als Funktion von E/N ($1Td = 10^{17} Vcm^2$), aus [Dia93].

2.5 Gasverstärkung

Im Bereich hoher Feldstärken gewinnen die Elektronen zwischen zwei Stößen genug Energie, um Atome ionisieren zu können. Zur Sekundärionisation kommt es dann, wenn der Energiezuwachs ΔE_{kin} , die Ionisationsenergie des Zählgas übersteigt [Bol97]. Die Abhängigkeit der mittleren Energie ε der Elektronen in Xenon als Funktion der reduzierten elektrischen Feldstärke ist im folgenden Bild dargestellt (Abbildung 2-15). Durch viele aufeinanderfolgende Prozesse löst die primäre Ladung eine Lawine aus. Das Verhältnis aus der dabei auf der Anode gesammelten Ladungsmenge zur ursprünglich vorhandenen, wird als die Gasverstärkung A bezeichnet. Die Gasverstärkung hängt von der elektrischen Feldstärke und dem Druck bzw. der Dichte des Zählgas ab. Im sogenannten Proportionalbereich ist A unabhängig von der Zahl der primären Ladungsträger. Erst bei hohen Verstärkungswerten treten Sättigungseffekte auf. Der „erste Townsend-Koeffizient“ α gibt an, wie viele Ionenpaare ein Elektron pro Wegstrecke erzeugen kann. Er berechnet sich aus dem Stoßionisationsquerschnitt σ_i und der Teilchendichte N . Der Stoßquerschnitt hängt von der Elektronenenergie ab (Abbildung 2-16).

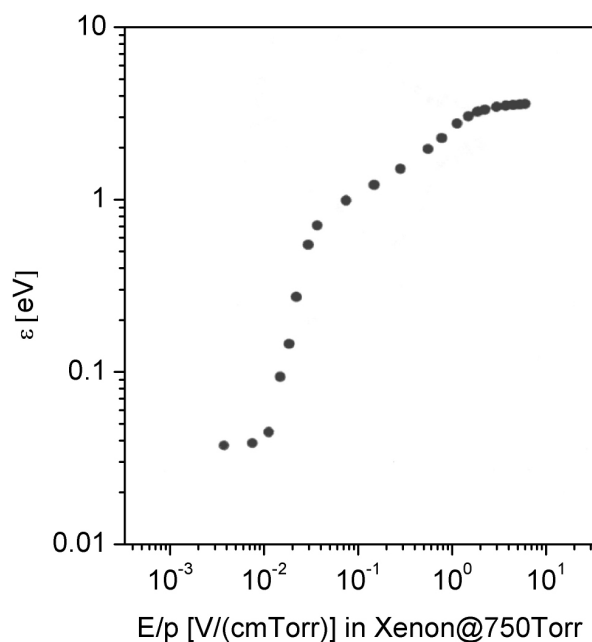


Abbildung 2-15: Mittlere Energie der Elektronen in Abhängigkeit der reduzierten elektrischen Feldstärke in Xenon; aus [Dia93].

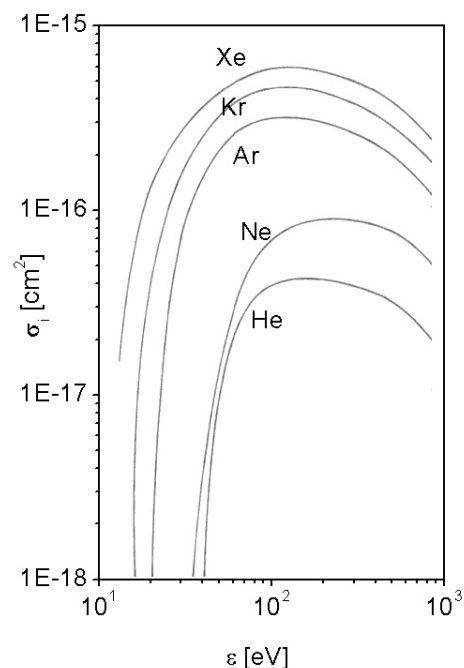


Abbildung 2-16: Stoßquerschnitt für Elektronen in Edelgasen als Funktion ihrer kinetischen Energie; aus [Kle92].

Der erste Townsend-Koeffizient α ist, wie in der folgenden Graphik dargestellt, von der reduzierten elektrischen Feldstärke abhängig. Damit lässt sich für gegebene Feldgeometrien der Gasverstärkungsfaktor A berechnen. In einem homogenen elektrischen Feld der Tiefe x gilt:

$$A = e^{\alpha x} \quad (15)$$

- A : Gasverstärkung
- α : erster Townsend-Koeffizient
- x : Wegstück

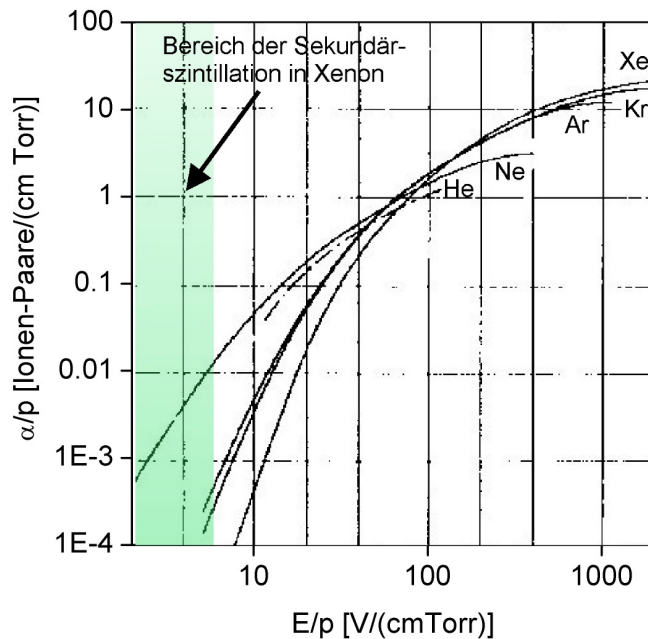


Abbildung 2-17: Erster Townsend-Koeffizient als Funktion der elektrischen Feldstärke für verschiedene Edelgase. Zusätzlich ist der Bereich der Sekundärszintillation in Xenon eingezeichnet; nach [Bro59].

Wenn die Elektronen auf ihrem Weg (von 1 nach 2) durch ein inhomogenes Feld laufen, berechnet sich der Verstärkungsfaktor A wie folgt:

$$A = e^{\int_1^2 \alpha(x) dx} \quad (16)$$

- A : Gasverstärkung
 $\alpha(x)$: erster Townsendkoeffizient, in Abhängigkeit vom Ort x
 $x_1 \rightarrow x_2$: Weg des Elektrons im Gas

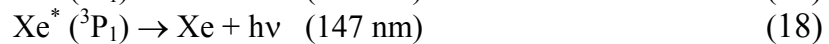
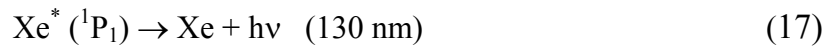
Bei dem Gasverstärkungsprozess werden neben der Ionisierung von Ionenpaaren auch UV-Photonen erzeugt. Diese können weitere Elektronen aus Gasatomen oder Oberflächen des Detektoraufbaus auslösen, die dann ihrerseits wieder einen Lawinenprozess starten. Dadurch begrenzen sie den Anstieg der Gasverstärkung mit der angelegten elektrischen Feldstärke. In den herkömmlichen Gasdetektoren werden deshalb Gasgemische aus Edelgasen und sogenannten Löschgasen (Quencher) eingesetzt, die im Vergleich zu reinen Edelgasen höhere Gasverstärkungen ermöglichen. Die Gasverstärkung ist ein statistischer Lawinenprozess. Der hierbei geltende Zusammenhang für die Verteilung der Anzahl der erzeugten Ladungsträger wird im Anschluss (Kapitel 2.7) im Vergleich mit der Gasszintillation als alternativem Verstärkungsprozess erläutert.

2.6 Gasszintillation

Das Phänomen der Gasszintillation tritt auf, wenn die, durch unterschiedliche Wechselwirkungsmechanismen angeregten Zustände in einem Atom oder Molekül durch strahlende Übergänge zerfallen. Dabei werden Photonen im infraroten bis ultravioletten Teil des Spektrums erzeugt. Die Szintillationsstrahlung entsteht bei den Übergängen der niederenergetischen elektronischen Niveaus und angeregten Molekül-Vibrationszuständen [And77]. Bei der Wechselwirkung von geladenen Teilchen mit Edelgasen wird ein erheblicher Teil der Energie neben der Ionisation zur Erzeugung von angeregten Zuständen verwendet. Der Anteil kann bis zu annähernd 30 % betragen [Sal80]. Es wird zwischen der direkt mit dem Absorptions-

prozess verbundenen Primärszintillation und der Sekundärszintillation oder Elektrolumineszenz unterschieden [Cum80]. Die Sekundärszintillation tritt auf, wenn freie Elektronen im Gas genug Energie aus dem angelegten elektrischen Feld bekommen, um weitere Atome bzw. Moleküle anzuregen. Unterhalb der Ionisationsschwelle bleibt die Zahl der driftenden Elektronen konstant. Bei der Proportionaloszintillation, also der Erzeugung von vielen Photonen pro driftendem Elektron, handelt es sich also nicht um einen Lawinenprozess wie bei der Gasverstärkung. Die Anzahl der erzeugten Photonen unterliegt nicht der damit verbundenen breiten statistischen Schwankung. Die Proportionaloszintillation ist also, verglichen mit der Elektronenvervielfachung, ein überlegener Verstärkungsprozess. Die Details der statistischen Grundlagen werden im Anschluss (Kapitel 2.7) diskutiert.

Der Grundzustand der Xenon-Atome ist der 1S_0 Zustand. Durch Stöße mit Elektronen werden die Xenon-Atome in die 3P_2 , 3P_1 , 3P_0 und 1P_1 Zustände angeregt. Die 1P_1 und 3P_1 Zustände können unter Emission von VUV-Photonen wieder in den Grundzustand übergehen. Diese Emission ergibt scharfe Spektrallinien [Tak83]:



Die Lebensdauer dieser Zustände beträgt nur einige Nanosekunden. Bei höheren Gasdrücken, oberhalb einiger mbar, wird diese Szintillationsstrahlung jedoch vielfach reabsorbiert und wieder emittiert. Dadurch wird die effektive Lebensdauer dieser Zustände auf mehrere μs ausgedehnt.

Mit zunehmendem Gasdruck steigt die Häufigkeit von Stößen zwischen den Xenon-Atomen an [Lei81]. Dabei sind Dreikörperstöße zwischen einem angeregten Xenon-Atom und zwei Atomen im Grundzustand von Bedeutung. Bei diesen Stößen kommt es zur Bildung des angeregten Xenon-Dimers Xe_2^{**} [Suz79].



Für diese Reaktion muss sich das angeregte Xenon-Atom Xe^* im 3P_1 oder 3P_2 Zustand befinden. Bei Stößen mit Xenon-Atomen, die sich im 3P_0 oder 1P_1 Zustand befinden, können sich keine stabilen Dimere bilden. In den Dimeren sind sowohl elektronische als auch Vibrationszustände angeregt. Beim Übergang in den repulsiven Grundzustand werden Photonen im sogenannten ersten Kontinuum um 155 nm emittiert.



Gibt das angeregte Dimer durch einen Stoß mit einem Atom im Grundzustand einen Teil seiner Energie ab, kann es in einen nur noch elektronisch angeregten Zustand übergehen.



Der Übergang dieses Dimers in den repulsiven Grundzustand erfolgt unter der Emission von Photonen im sogenannten 2. Kontinuum.



Im folgenden Bild sind die Prozesse zur Bildung der angeregten Dimere im Dreikörperstoß und deren Zerfall verdeutlicht. Aus den Xenon-Atomen im 3P_1 Zustand bilden sich die Excimerere im Singulettzustand. Aus den Atomen im 3P_2 Zustand formen sich die Dimere im Triplettzustand.

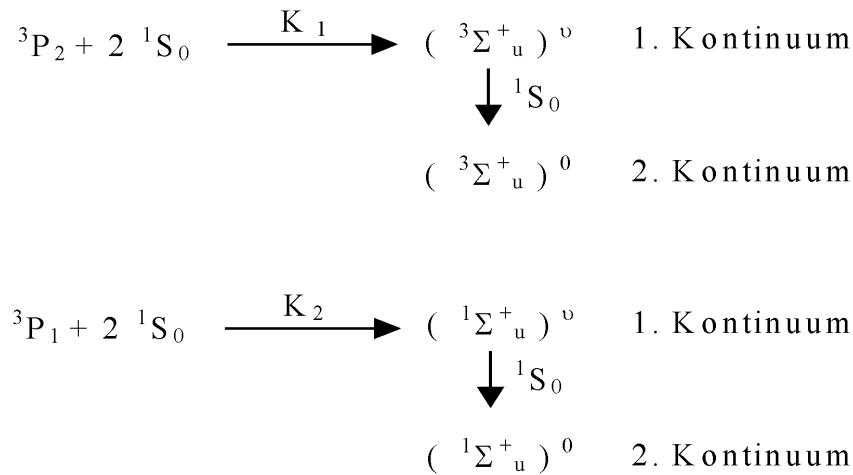


Abbildung 2-18: Prozesse zur Bildung der angeregten Dimere in Xenon durch Dreikörperstoß zwischen einem angeregten Atom und zwei Atomen im Grundzustand. Diese zerfallen unter Lichtaussendung im 1. und 2. Kontinuum.

Die Molekülzustände $^1\Sigma_u^+$ und $^3\Sigma_u^+$ liegen weniger als 0,1 eV auseinander, also deutlich weniger als die Breite der Molekülspektren. Sie können somit nicht getrennt werden und tragen zum gleichen Kontinuum bei [Pol81]. In der folgenden Übersicht sind die möglichen Übergänge mit den entsprechenden Raten zusammen dargestellt:

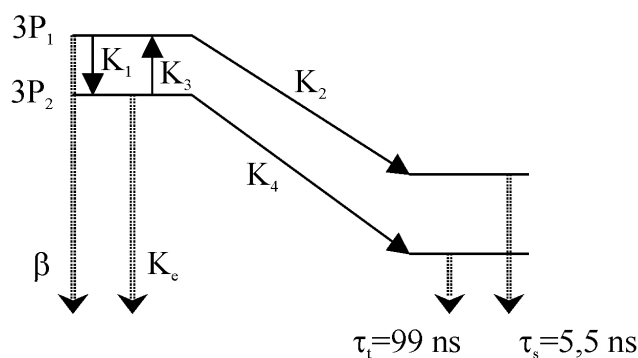


Abbildung 2-19: Ratendiagramm für den Zerfall angeregter Xe $3P_1$ und $3P_2$ Zustände [Lei76].

	Rate	Mechanismus
3P_2		
K_4	$40 \text{ Torr}^{-2} \text{ s}^{-1}$	Dreikörperstoß
K_3	$49 \text{ Torr}^{-1} \text{ s}^{-1}$	Stoßanregung
K_c	$71 \text{ Torr}^{-1} \text{ s}^{-1}$	Stoßinduzierte Emission
3P_1		
K_2	$46 \text{ Torr}^{-2} \text{ s}^{-1}$	Dreikörperstoß
K_1	$9,1 \cdot 10^3 \text{ Torr}^{-1} \text{ s}^{-1}$	Stoßanregung
β	$1,5 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$	Emission von Resonanzstrahlung

Tabelle 2-5: Raten für die Übergänge angeregter Xe $3P_1$ und $3P_2$ in Xenon; aus [Lei76].

Die Lebensdauern des Singulett- bzw. Triplettzustandes betragen $\tau_s \approx 5,5 \text{ ns}$ und $\tau_T \approx 100 \text{ ns}$ für Xenon [Ger98]. Die Lebensdauer des Triplettzustandes ist deutlich größer, da für dessen Zerfall eine Spinänderung nötig ist. Der Schwerpunkt des bei diesen Übergängen emittierten Spektrums liegt für Xenon bei einer Wellenlänge von 171 nm. Das repulsive Potenzial des Grundzustandes ist im Bereich des Überganges sehr steil, was zu einer typischen Breite der Emission von $\sigma = 5$ bis 10 nm führt.

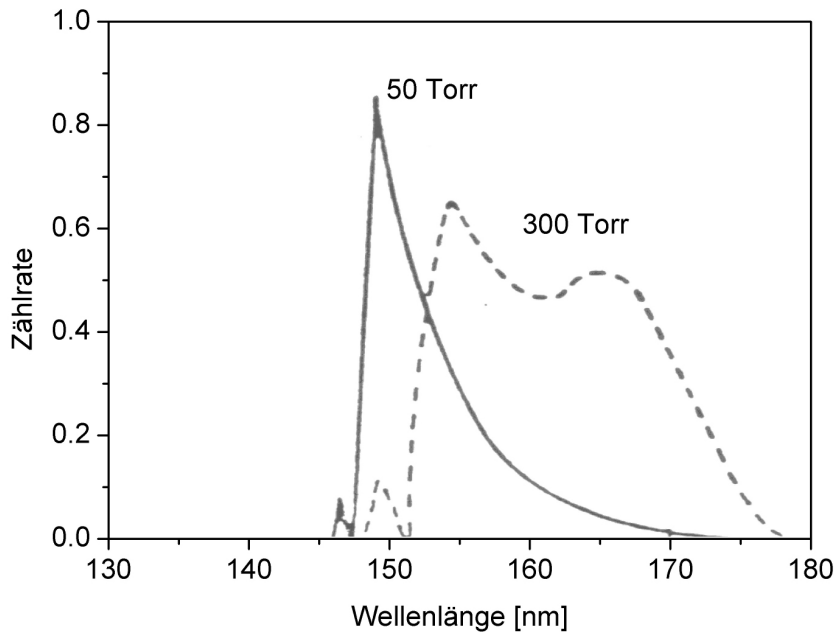


Abbildung 2-20: Xenon-Emissionsspektrum bei zwei verschiedenen Drücken. Die atomaren und molekularen Anteile sind druckabhängig [Hur76].

Für den Bau des Detektors ist die Quantifizierung der Szintillationseigenschaften von Bedeutung. Es stellt sich zunächst die Frage nach der Anzahl der pro deponierter Energie erzeugten primären Photonen. Die von T.K. Edberg et al. in 20 bar Xenon gemessene Primärszintillationsausbeute liegt bei:

$$L_{Prim} \approx \frac{E}{(76 \pm 12)eV} \quad (23)$$

E : deponierte Energie
 L_{Prim} : Primärszintillationsausbeute

Sie ist in Edelgasen praktisch unabhängig von der Art des geladenen Teilchens das die Energie deponiert (α , Proton oder Elektron) [Edb92, Pol81].

Wenn driftende Elektronen in einem elektrischen Feld zwischen den Stößen mit den Gasatomen genügend Energie aufnehmen können, regen sie diese zur Emission von sekundärer Szintillationsstrahlung (Elektrolumineszenz) an. Im homogenen Feld hat Edberg [Edb92] für die Lichtausbeute L , also die Anzahl der erzeugten Photonen pro Wegstrecke und Druck, den folgenden Zusammenhang gefunden. Daraus ergibt sich die Zahl N_{Ph} der im homogenen elektrischen Feld pro Elektron erzeugten Photonen zu

$$\frac{L_{Sec}}{p} \approx 0,07 \cdot \left(\frac{E}{p} - 1,19 \right) \quad (24)$$

$$N_{Ph} = L_{Sec} \cdot d \quad (25)$$

L_{Sec} : Lichtausbeute [1/cm]
 E : elektrisches Feld [V/cm]
 p : Druck [Torr]
 N_{Ph} : Zahl der erzeugten Photonen
 d : Tiefe der Sekundär-Szintillations-Zone [cm]

Damit wird die Anzahl der erzeugten UV-Photonen pro driftendem Elektron, in Abhängigkeit von der elektrischen Feldstärke, als linearer Zusammenhang mit Schwellenverhalten beschrieben. Diese Proportionalität ist so lange gültig, wie die Zahl der driftenden Elektronen konstant bleibt. Bei höheren Feldstärken werden zusätzlich zur Anregung auch Ionisationsprozesse möglich. Damit erhöht sich die Zahl der Elektronen, die dann selbst weitere Atome anregen und ionisieren können, und die lineare Abhängigkeit ist nicht mehr gültig. Die Sekundärszintillation wurde von diversen Gruppen untersucht. Es gibt eine Vielzahl von experimentellen und einige berechnete Werte. Allgemein lässt sich für die Lichtausbeute der folgende Zusammenhang angeben:

$$\frac{L_{Sec}}{p} = A \cdot \left(\frac{E}{p} - B \right) \quad (26)$$

A, B : *Fit-Parameter*

In der folgenden Tabelle sind die Werte der Parameter A und B der verschiedenen Autoren zusammengefasst. Dias et al. haben im Bereich der reduzierten elektrischen Feldstärke von 2 bis 5 V/(cm·Torr) einen anderen Zusammenhang gefunden, mit dem sich die Sekundärlichtausbeute wie folgt beschreiben lässt:

$$\frac{L_{Sec}}{p} = a_1 \cdot \left(\frac{E}{p} \right)^{a_2} \quad (27)$$

$a_1=0,08$
 $a_2=1,2$

	A	B [V/(cm·Torr)]	N_{Ph}	
Rechnungen				
Santos	0,14	0,95	383	[San94]
Bräuning	0,12	0,45	369	[Brä95]
Dias	-	-	373	[Dia83]
Messungen				
Ngoc	0,09	1,77	196	[Ngo80]
Akimov	0,07	1,05	187	[Aki97]
Edberg	0,07	1,19	180	[Edb92]
Belogurov	0,07	1,33	173	[Bel95]

Tabelle 2-6: Vergleich verschiedenener Messungen und Rechnungen zur Sekundärszintillation in Xenon; N_{Ph} wurde, für den Fall einer 3 mm tiefen Sekundärszintillationszone, mit 5 V/(cm·Torr) und 3 bar Arbeitsdruck bestimmt.

In der folgenden Abbildung 2-21 sind diese Zusammenhänge graphisch dargestellt. Die mit den Monte-Carlo-Simulationen berechneten Werte liegen deutlich über denen der Messungen. Der Wert der Energieschwelle, bei der die Sekundärszintillation einsetzt, schwankt um den Wert 1 V/(cm·Torr).

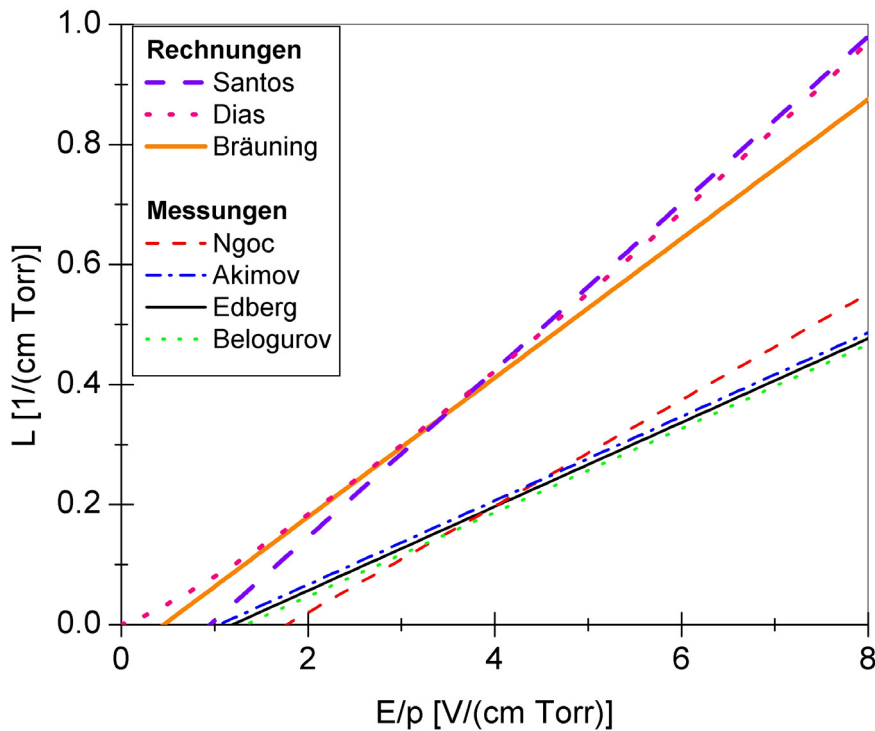


Abbildung 2-21: Sekundärlichterzeugung in Xenon, in Abhängigkeit von der reduzierten elektrischen Feldstärke. Die Kurven zeigen ein Schwellenverhalten bei ca. 1 V/(cm·Torr), die berechneten Werte liegen deutlich über den gemessenen.

2.7 Statistik der Verstärkungsprozesse/Energieauflösung

Sowohl die Absorption von Strahlung im aktiven Medium, die Bildung der Folgeprodukte, also der Elektronen und Ionen, als auch die Verstärkungsmechanismen basieren auf statistischen Prozessen. Ausgehend von monoenergetischen Photonen, ergibt sich bei deren Nachweis eine um den Mittelwert schwankende Verteilung, deren Breite ein Maß für die Güte bzw. das Auflösungsvermögen der Messapparatur ist. Eine formale Definition der Energieauflösung R ist:

$$R = \Delta E_{FWHM} / E_P \quad (28)$$

Für Peaks mit einem Gauß-Profil gilt:

$$\Delta E_{FWHM} = 2,35\sigma \quad (29)$$

$$G(E) = \frac{A}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(E-E_P)^2}{2\sigma^2}} \quad (30)$$

- A : Fläche des Peaks
- E_P : Lage des Peaks
- G : Signalthöhe
- σ : Standardabweichung
- ΔE_{FWHM} : Halbwertsbreite¹²

Mit der Annahme, dass die Erzeugung der primären Ladungsträger ein Poisson-Prozess ist, ergibt sich bei N erzeugten Ladungsträgern eine Standardabweichung von $N^{1/2}$. Um die Ener-

¹² FWHM: **F**ull **W**idth at **H**alf **M**aximum,

gieauflösung des Detektors zu bestimmen, wird das Verhältnis $\Delta E/E_p$ für einzelne, monoenergetischen Peaks gebildet. Auch aus einem Spektrum mit mehreren, dicht beieinander liegenden und sich überlappenden Peaks kann die Energieauflösung bestimmt werden (Abbildung 2-22). Durch die Überlagerung einzelner Peaks mit entsprechender Energie und Intensität kann die zugehörige Breite ermittelt werden.

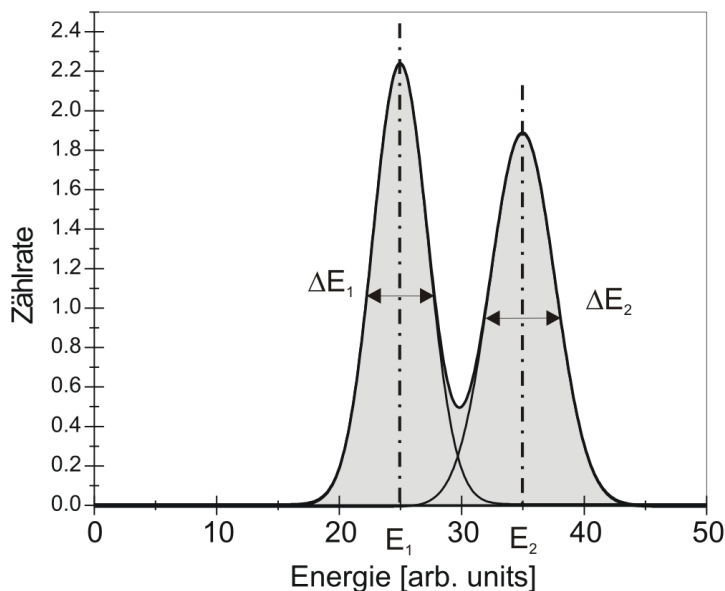


Abbildung 2-22: Wenn Verteilungen mehrerer Peaks überlappen und ineinander verschmelzen, kann durch Nachbildung des Kurvenverlaufs mit Gauß-Fit-Funktionen die Auflösung bestimmt werden.

Die mit einem Detektor erreichbare Energieauflösung hängt von verschiedenen Faktoren ab. Dazu gehören wesentlich die Anzahl der bei der Absorption erzeugten primären Ladungsträger, deren Transport und die anschließende Verstärkung. Die Anzahl der Ionenpaare ergibt sich aus der Wahl des Absorptionsmediums und der Energie des einfallenden Photons. Für die Zahl der primären Ladungsträger und deren relativen Streuung gelten die Gleichungen (11) und (12). Damit ist die untere Grenze der prinzipiell erreichbaren Energieauflösung in einem Detektor durch die Fluktuation der erzeugten primären Ladungsträger gegeben.

$$\begin{aligned}
 \frac{\Delta E}{E} &= \frac{\Delta N}{N} = \frac{\sqrt{F \cdot N}}{N} \\
 &= \sqrt{\frac{F \cdot W_i}{h\nu}}
 \end{aligned}
 \tag{31}$$

- N:* Zahl der erzeugten primären Ladungsträger
W_i: Energie für die Erzeugung eines Ionenpaares (in Xenon 21,5eV)
hν: Im Detektor deponierte Energie
F: Fano-Faktor (Schwankungsbreite der Statistik, für Xenon: F=0,15)

In einem herkömmlichen Ladungs-Proportionalzähler wird diese Verteilung noch von der Statistik der Ladungslawine überlagert:

$$\frac{\Delta E}{E} = \sqrt{\frac{(F + f_E)W_i}{h\nu}}
 \tag{32}$$

- f_E:* Varianz der Pulshöhenverteilung des Verstärkungsprozesses mit einem Elektron

Bei hohen Verstärkungsfaktoren ist der Wert von f ungefähr eins. Damit ist die Zahl der Elektronen in der von einem Primärelektron ausgelösten Ladungslawine exponentiell verteilt. Wird anstatt der Gasverstärkung die Sekundärszintillation als Verstärkungsprozess gewählt, gilt die obige Gleichung sinngemäß. Es handelt sich bei der Sekundärlichtproduktion jedoch nicht um einen Lawinenprozess. Die Wechselwirkungen der driftenden Elektronen, die entlang ihres Weges zur Anregung des Gases und somit zur Photonenemission führen, sind voneinander unabhängig. Deshalb gilt auch hier die Poisson-Statistik. So ergibt sich beispielsweise bei einer typischen Lichtausbeute von 500 Photonen pro Elektron:

$$f_L = \frac{\Delta L}{L} = \frac{\sqrt{500}}{500} = 0,04 \quad (33)$$

f_L : Varianz der Pulshöhenverteilung bei der Lichtausbeute

Die durch Sekundärszintillation erzeugten Photonen müssen dann allerdings in einem zusätzlichen Photonendetektor nachgewiesen werden. Für diese Kombination ergibt sich der folgende Zusammenhang:

$$\frac{\Delta E}{E} = \sqrt{\frac{(F + f_L)W_i}{h\nu} + \frac{1}{N_e}(1 + f_s)} \quad (34)$$

N_e : Anzahl der erzeugten Photoelektronen im UV-Detektor

f_s : wie f_e , übertragen auf die Verhältnisse im UV-Detektor (typisch 0,5 – 1)

Um eine möglichst gute Energieauflösung zu erreichen, ist es wichtig, die Sekundärlichtausbeute zu maximieren. Für diesen Fall wird in Gleichung (34) f_L im Vergleich zu F klein und N_e ¹³ groß. Im Idealfall wird die Energieauflösung nur noch von der Primärstatistik des Absorptionsprozesses bestimmt.

$$\stackrel{L \gg 1}{\Rightarrow} \frac{\Delta E_x}{E} = \sqrt{\frac{F \cdot W_i}{E_x}} \quad (35)$$

Wird die Feldstärke in der Sekundärszintillationszone so weit erhöht, dass es neben der Elektrolumineszenz auch zur Gasverstärkung kommt, so wird die überlegene Statistik zunichte gemacht. Im Grenzbereich kleiner Ladungsvervielfachung wird die Verbreiterung der Statistik allerdings wettgemacht, durch die Verringerung des zweiten Terms in Gleichung (34), aufgrund der anwachsenden Zahl der Photoelektronen N_e .

In der folgenden Graphik ist dieser Zusammenhang anhand einer Monte-Carlo-Rechnung von Borges et al. verdeutlicht [Bor99]. Im Bereich der reduzierten elektrischen Feldstärken von ca. 1 bis 8 V/(cm·Torr) ist die Anzahl der pro driftendem Elektron und Wegstrecke erzeugten Photonen linear von der Feldstärke abhängig. Oberhalb davon setzt die Gasverstärkung ein und damit verbunden, nimmt die Zahl der erzeugten Photonen überproportional zu. Im gleichen Bild ist die unter diesen Bedingungen erreichbare Energieauflösung R dargestellt. Mit

¹³ Die Anzahl der im Photonendetektor ausgelösten Photoelektronen N_e berechnet sich aus der Zahl der erzeugten Ladungsträger N , der Lichtausbeute L , dem effektiven Raumwinkel $\Delta\Omega/4\pi$, der Transmission τ und der Quanteneffizienz der Photokathode QE .

$$N_e = N \cdot L \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \tau \cdot QE$$

steigenden Werten der reduzierten elektrischen Feldstärke nimmt R zunächst ab. Das Minimum wird bei ca. $8 \text{ V}/(\text{cm}\cdot\text{Torr})$ erreicht, also im Grenzbereich der einsetzenden Gasverstärkung. Oberhalb dieses Wertes nimmt die Energieauflösung aufgrund der schlechteren Statistik in der Ladungslawine schnell zu. Die experimentellen Daten wurden bei $E/p = 6 \text{ V}/(\text{cm}\cdot\text{Torr})$ so skaliert, dass sie zur Monte-Carlo-Simulation passen.

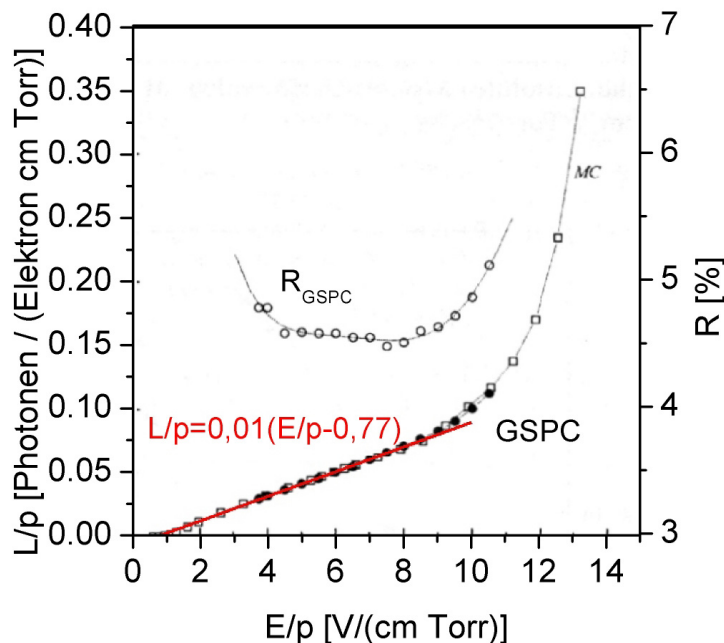


Abbildung 2-23:
Lichtausbeute und
Energieauflösung in
Abhängigkeit vom
reduzierten elektrischen
Feld.

2.8 Detektorkonzept

In den vorangegangenen Kapiteln wurden die für den Aufbau eines Detektors notwendigen Grundlagen diskutiert. Dazu gehören im wesentlichen die Absorptionsmechanismen von elektromagnetischer Strahlung in Materie, die damit verbundene Erzeugung von primären Ladungsträgern, deren Drift und Diffusion im Gas und unterschiedliche Konzepte zur Verstärkung.

Zum Aufbau eines großflächigen Detektors zum energie-, orts- und zeitaufgelösten Nachweis von hochenergetischen Photonen eignet sich dabei besonders der Hochdruck-Gas-Szintillations-Proportional-Zähler (HP-GSPC¹⁴). Dieser hat gegenüber anderen Detektorkonzepten einige Vorzüge. Das aktive Absorptionsmedium kann durch Variation des Volumens und des Gasdrucks individuell an die jeweilige Anforderung angepasst werden. Durch den Szintillationsmechanismus kann dabei eine, den herkömmlichen Vieldrahtproportionalkammern überlegene, Energieauflösung erreicht werden. Zusätzlich erhält man durch den Nachweis des primären Szintillationslichts ein promptes Zeitsignal. Damit wird die Elektronendriftzeit im Detektor zugänglich und eine dreidimensionale Positionsbestimmung des Wechselwirkungsortes möglich. Die bei anderen Detektoren auftretenden Parallaxefehler können somit korrigiert werden. Durch die Identifikation des Absorptionsmechanismus kann darüber hinaus eine effiziente Unterdrückung, der durch unvollständig in Compton-Prozessen absorbierten Photonen, durchgeführt werden.

¹⁴ HP-GSPC: *high pressure gas scintillation proportional counter*

2.8.1 Zweistufiger Detektor

Im Folgenden wird nun die Umsetzung der Konzepte in eine technische Realisierung beschrieben. Es handelt sich bei einem Gas-Szintillations-Proportional-Zähler um einen zweistufigen Detektor. Der Szintillator besteht aus einem, mit komprimiertem Xenon gefüllten, Volumen, in dem die hochenergetischen Photonen absorbiert werden. Die durch primäre und sekundäre Szintillation erzeugten Photonen verlassen diese erste Stufe. Sie werden mit geeigneten UV-Detektoren in einem zweiten Teil nachgewiesen.

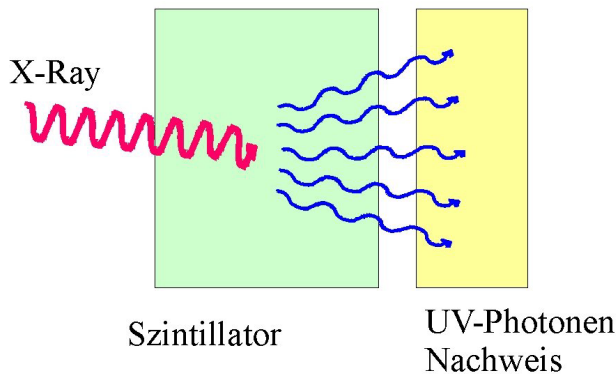


Abbildung 2-24: Prinzip des zweistufigen Detektors. Dieser besteht aus dem Szintillator, in dem die einfallenden hochenergetischen Photonen absorbiert und die UV-Photonen erzeugt werden und dem Lichtnachweis, in dem die UV-Photonen registriert werden.

2.8.2 „Altes Design“

Der von Dangendorf [Dan90] und Bräuning [Brä95] vorgeschlagene Aufbau ist in der folgenden Graphik schematisch dargestellt. Die hochenergetischen Photonen gelangen durch ein aus Beryllium bestehendes Eintrittsfenster in den Xenon-Gasszintillator. Im, für die anfangs beschriebenen Anwendungen interessanten, Energiebereich, ist die Photoabsorption dominant. Bei dieser Wechselwirkung schlägt das primäre Photon mit einer großen Wahrscheinlichkeit ein Elektron aus der K-Schale eines Xenon-Atoms. Damit verbunden ist die Erzeugung einer Ladungswolke entlang der Spur dieses schnellen Elektrons und die Emission von primärem Szintillationslicht.

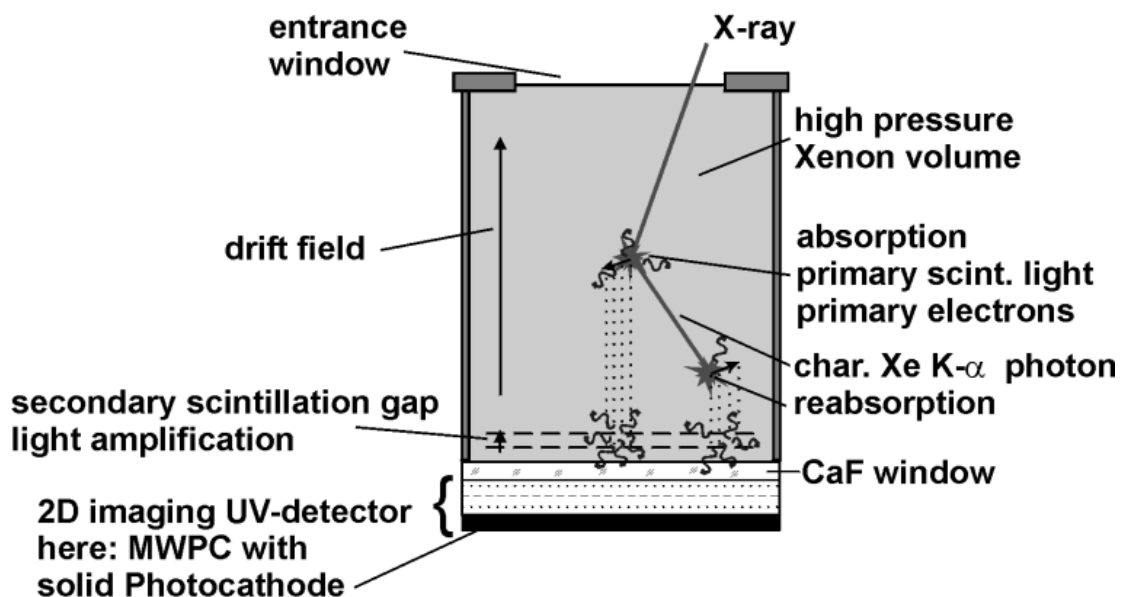


Abbildung 2-25: Schematische Darstellung des Hochdruck-Gas-Szintillations-Proportional-Zählers mit Niederdruck-Vieldraht-Proportional-Kammer mit fester CsI-Photokathode zur Auslese des Szintillationslichts.

Die Vakanz in der K-Schale zerfällt mit hoher Wahrscheinlichkeit unter Aussendung eines charakteristischen Fluoreszenzphotons. (siehe Kapitel 2.2.1) Dieses kann im Detektor reabsorbiert werden, wodurch eine räumlich - und damit in der Driftzeit versetzte - zweite Ionisationsspur entsteht. Durch das Anlegen eines homogenen elektrischen Driftfeldes in Richtung der Detektorachse, werden die Ionenpaare getrennt. Die Elektronen bewegen sich in diesem Feld in Richtung der Sekundärszintillationsstufe (SSG¹⁵). Diese besteht aus zwei, im Abstand von 3 mm parallel gespannten Gittern, zwischen denen eine hohe Feldstärke herrscht. Die Elektronen driften mit einer hohen Transmissionswahrscheinlichkeit durch das erste Gitter. Aus dem Feld des SSG können die Elektronen genügend Energie gewinnen, um weitere Xenon-Atome bzw. Dimere zur Emission von sekundärem Szintillationslicht anzuregen (siehe Kapitel 2.6). Die im SSG erzeugten UV-Photonen werden in alle Raumrichtungen isotrop emittiert. Die räumliche und zeitliche Ausdehnung der Sekundärlichterzeugung hängt linear von der Tiefe des SSG ab. Um eine gewünschte Lichtausbeute zu erreichen, ist eine ausreichende Tiefe notwendig. Größere Abstände im SSG führen zwar zu höheren Lichtausbeuten, die Zeitauflösung wird dann allerdings reduziert (siehe auch [Edb92]).

Die im Detektorvolumen erzeugte Ladung wird also durch das Driftfeld auf die SSG Ebene¹⁶ projiziert. Die Driftgeschwindigkeit der Elektronen hängt von der Feldstärke und dem Gasdruck ab und ist im homogenen elektrischen Feld konstant (siehe Kapitel 2.4). Wenn der Startzeitpunkt, z.B. durch Registrierung des primären Lichtsignals, bekannt ist, kann, aufgrund der unterschiedlichen Driftzeiten, die Absorptionstiefe bestimmt und der zeitliche Signalverlauf wie in einer TPC¹⁷ gemessen werden. Der Szintillator kann in diesem Aufbau bis zu einem Druck von ca. 8 bar mit Xenon gefüllt werden. Um eine möglichst effiziente Absorption der Photonen bei nicht unnötig langen Elektronendriftstrecken zu erreichen, kann die Tiefe des Szintillators an die zu messende Photonenenergie angepasst werden. Das folgende Bild (Abbildung 2-26) zeigt den Blick in den geöffneten Detektor, von oben durch die beiden SSG-Gitter in das Absorptionsvolumen. Um ein homogenes Driftfeld zu erreichen, sind um den aktiven Bereich im Abstand von 1 cm Potenzialringe angeordnet. Diese Ringe werden, dem gewünschten Feld entsprechend, über eine Widerstandskette mit Spannung versorgt. Außerdem sind im Bild die Anschlüsse für die Gasversorgung und zur Evakuierung zu sehen.

In diesem Aufbau ist, wie in den später folgenden auch, die Reinheit des Gases von entscheidender Bedeutung. Um die Einflüsse von elektronegativen Bestandteilen im Detektorgas gering zu halten, wurde Xenon 5.0 (Research Grade) eingesetzt. Im Szintillatorvolumen wurden vorzugsweise saubere Materialien wie Glas und Edelstahl verwendet. Es ließ sich allerdings nicht vermeiden, auch „kritische“ Materialien wie Kabel, Widerstände und Kapton einzusetzen. Um einen stabilen Betrieb über längere Zeiträume zu ermöglichen, wurde das Gas permanent in einem Durchflussreinigungssystem zirkuliert. Der Aufbau und die Funktionsweise dieses wichtigen Systems sind in Kapitel 5.1.5 beschrieben.

¹⁵ SSG: *secondary scintillation gap*

¹⁶ das SSG ist ein dreidimensional ausgedehnter Bereich, wird hierfür aber in erster Näherung als Ebene betrachtet

¹⁷ TPC: *time projection chamber*)

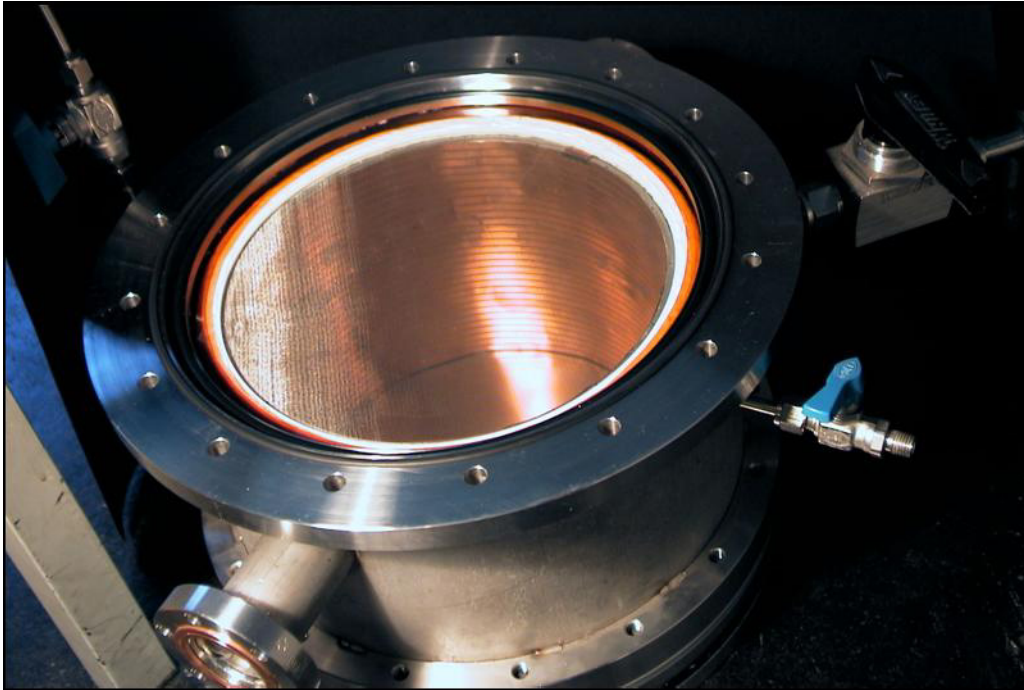


Abbildung 2-26: Blick von oben in das aktive Detektorvolumen. Zu sehen sind die Ringe zur Erzeugung des homogenen Driffelds. Außen sind der Pumpflansch und der Einlass der Gasversorgung zu erkennen.

In diesem Aufbau wird eine großflächige Niederdruck-Vieldraht-Proportional-Kammer mit fester Photokathode zur Auslese der UV-Photonen eingesetzt. Diese besteht aus drei, im Abstand von je 2 mm voneinander entfernt angeordneten, Drahtebenen. Die mittlere Ebene dient als Anode und besteht aus parallelen Drähten mit 10 μm Durchmesser im Abstand von 1 mm. Diese sind an den Enden direkt miteinander verbunden und werden auf ein positives elektrisches Potenzial gelegt. Um plus und minus 45° dazu gedreht, sind ober- und unterhalb symmetrisch je eine weitere Drahtebene angeordnet. Diese bestehen aus 20 μm dicken parallelen Drähten. Im Gegensatz zur Anode, sind zwei benachbarte Drähte nicht direkt, sondern über eine Widerstandskette miteinander verbunden. Die Photokathode besteht aus dem im Wellenlängenbereich um 170 nm sehr gut geeigneten Cäsiumjodid (CsI). Sie ist als dünne Schicht auf einem Halter aufgedampft. Der Halter besteht aus einem polierten Edelstahlsubstrat mit dünner Aluminiumschicht. Auf die Funktionsweise der Photokathoden wird im Kapitel 2.9.2 noch im Detail eingegangen. Um den UV-Detektor an den Szintillator anzukoppeln, ist ein großes für die UV-Photonen transparentes Fenster nötig. Neben dieser optischen Anforderung muss es außerdem mechanisch stabil genug sein, um die Druckdifferenz zwischen dem komprimierten Xenon-Szintillator und dem Niederdruck-Zähler auszuhalten. Dazu wurde in diesem Fall ein 1 cm dickes Kristall aus Kalziumfluorid (CaF) als Fenster gewählt.

Ein Teil des vom SSG aus isotrop emittierten Lichts gelangt durch das Fenster und durch die Drahtebenen des Zählers zur Photokathode. Da es in alle Raumrichtungen emittiert wird, leuchtet es auch die ganze Photokathode aus. Diese wird jedoch nicht homogen bestrahlt, vielmehr handelt es sich um eine Verteilung, deren Schwerpunkt an der gleichen x-y Position liegt, wie die der Photonenemission im SSG und somit des Ortes der primären Absorption. Die Breite der Verteilung auf der Photokathode wird durch den Abstand der Photokathode vom SSG bestimmt. Für die Genauigkeit der Ortsmessung ist es wichtig, eine schmale Verteilung zu erhalten, also die Photokathode möglichst nahe am SSG anzuordnen.

Aus der CsI-Schicht schlagen die UV-Photonen Elektronen heraus, die in Rückwärtsrichtung zur Anode hin beschleunigt werden. Der UV-Detektor ist mit einigen Millibar Methan gefüllt und so kann jedes dieser Elektronen eine Ladungslawine an einem Anodendraht auslösen. Die Anodendrähte sind miteinander verbunden. Das Summensignal aus der Überlagerung der einzelnen Lawinen wird als Energiesignal ausgelesen. Da aus dem SSG sehr viele Photonen emittiert werden, wird die Gesamtstatistik weniger von den einzelnen Lawinen, sondern hauptsächlich vom primären Prozess dominiert. Die sich um die Anodendrähte ausbildenden Lawinen induzieren auf den beiden ober- und unterhalb angeordneten Drahtebenen eine Bildladung. Diese Signale laufen entlang der Widerstandsketten nach beiden Seiten hin auseinander. Dabei teilen sich die Ladungsmengen entsprechend der Position in den Widerstandsketten auf die Enden auf. Aus diesen Ladungsverhältnissen kann mittels eines einfachen Zusammenhangs auf den Ort des Ladungsschwerpunkts geschlossen werden:

$$x = \frac{Q_{x1}}{Q_{x1} + Q_{x2}} \quad (36)$$

x : Position in x -Richtung
 Q_{x1} : Ladungsmenge am Ende x_1
 Q_{x2} : Ladungsmenge am Ende x_2

Der gleiche Zusammenhang gilt für die um 90° dazu gedrehte y -Ebene. Die mit diesem Aufbau erreichbare Ortsauflösung wird von Dangendorf mit ca. 2 mm angegeben [Dan90]. Dieser Aufbau mit einer Niederdruck-Vieldraht-Proportional-Kammer mit fester Photokathode hat einige Vorteile. Er erlaubt es, mit nur einem UV-Detektor sowohl das primäre Szintillationslicht, als auch die Position und Intensität des Sekundärlichtsignals zu messen. Mit der CsI-Photokathode wurde bei dem Betrieb in Methan eine Quanteneffizienz von 9 % erreicht. Die Quanteneffizienz $QE(\lambda)$ gibt die Wahrscheinlichkeit an, mit der ein ankommendes Photon ein Elektron aus der Konverteroberfläche freisetzt.

Problematisch hingegen ist die Ankopplung des UV-Detektors an den Szintillator, vor allem dann, wenn der GSPC zum Nachweis hochenergetischer Photonen eingesetzt werden soll. Um diese im Szintillator effizient absorbieren zu können, muss das Xenon auf hohen Druck komprimiert werden. Das UV-Fenster, das den Szintillator vom Niederdruckteil trennt, muss dieser Druckdifferenz standhalten. Dazu kann es entweder sehr massiv konstruiert oder mit einer Stützkonstruktion verstärkt werden. Im Fall eines dicken, freitragenden Fensters, wird zum einen ein nicht unerheblicher Anteil der Photonen im Fenster absorbiert, zum anderen rückt mit zunehmender Fensterdicke auch die Photokathode weiter von der Sekundärlichterzeugung weg, was die Ortsauflösung limitiert. Im zweiten Fall, also des Aufbaus mit Stützstrukturen, kann, wie von Bräuning vorgeschlagen, mit einem Gegendruckstempel die mechanische Drucklast im Fenster reduziert werden. Damit wird eine Konstruktion mit dünnerem Fenster und damit verbunden weniger Transmissionsverlusten möglich. Es geht jedoch Raumwinkel verloren und sowohl die Orts- als auch die Energiemessung muss dann mit positionsabhängigen Korrekturen versehen werden.

In den im Szintillationsprozess erzeugten Photonen steckt die Zeit-, die Orts- und die Energieinformation. Um an die jeweiligen Teilinformationen zu gelangen, sind jedoch unterschiedliche Kriterien von Bedeutung. Beim primären Lichtblitz handelt es sich um ein, im Vergleich zum Sekundärlicht, sehr schwaches Signal, das schwierig nachzuweisen ist. Um die wenigen dabei entstehenden Photonen zu detektieren, ist eine geometrische Anordnung mit möglichst großem effektiven Raumwinkel wichtig. Für die Energiemessung ist die absolute Zahl der

nachgewiesenen Photonen aus der Szintillationszone ausschlaggebend. Denn nur durch den effizienten Nachweis der durch Sekundärszintillation erzeugten Photonen kann die exzellente Statistik dieses Prozesses genutzt werden. (siehe Kapitel 2.7). Für die Ortsbestimmung wird der Schwerpunkt der im SSG erzeugten Photonenverteilung auf der Photokathode bestimmt. Auch hierbei müssen, um den Schwerpunkt der Verteilung möglichst genau bestimmen zu können, eine ausreichend große Zahl von Photonen gemessen werden. Da die Zahl der Photonen aber immer begrenzt ist und auch Randeffekte eine Rolle spielen, ist die Breite der Verteilung wichtiger, als die Zahl der detektierten Photonen. Um die Breite des ausgeleuchteten Flecks auf der Photokathode zu minimieren, kann diese entweder ganz dicht am SSG angeordnet werden, oder das Licht muss mittels eines optischen Systems abgebildet werden. Dadurch kann die Breite der Verteilung so weit reduziert werden, dass trotz der deutlich verminderten Zahl der gemessenen Photonen eine Verbesserung der Ortsauflösung erreicht wird.

Um die vielfältigen Anforderungen an die UV-Detektion gleichzeitig erfüllen zu können, ist es sinnvoll, die jeweiligen Systeme voneinander zu entkoppeln. Durch den Aufbau mit voneinander getrennter Energie- und Ortsauslese wird es möglich, die jeweiligen Ansprüche individuell zu berücksichtigen. Im folgenden Kapitel sind die wesentlichen, der prinzipiell zur Auslese des Xenon-Szintillators in Frage kommenden, UV-Detektoren zusammengestellt.

2.9 UV-Auslese

Aufgrund der größeren Absorptionsverluste und ineffizienteren Konversionsmaterialien ist, im Gegensatz zum sichtbaren Licht, der Nachweis von UV-Photonen im Wellenlängenbereich um 170 nm eine schwierigere Aufgabe. Zunächst müssen die UV-Photonen möglichst verlustfrei von der Lichterzeugung zum Nachweisort gelangen, d.h. die Absorptionsverluste in Fenstern, Linsen und dem Gas dürfen das Signal nicht wesentlich schwächen. Um möglichst viele Photonen eines Ereignisses messen zu können, sollte der effektive Raumwinkel, unter dem das Licht nachgewiesen wird, groß sein.

Neben dem im vorangegangenen Kapitel ausführlich diskutierten Niederdruck-Proportionalzähler mit fester Photokathode, gibt es noch einige weitere Verfahren zum Nachweis der UV-Photonen. In den meisten UV-Detektoren werden die Photonen direkt in Elektronen konvertiert. Diese werden verstärkt und das Signal ausgelesen. Die Quanteneffizienz QE des Photonenkonverters gibt dabei an, wie groß die Wahrscheinlichkeit ist, dass ein Photon ein Elektron aus der Oberfläche heraus schlagen kann. Die QE des Konverters ist von der Energie der Photonen abhängig und kann sich aufgrund von Alterungsprozessen im Laufe der Zeit verringern. Die aus dem Konverter austretenden Elektronen können mittels verschiedener Verfahren verstärkt werden. Dabei sind vor allem die Sekundärelektronenvervielfachung und die Gasverstärkung zu nennen. Die am Markt verfügbaren Systeme beruhen dabei meist auf Photomultipliern und Micro Channel Plate Detektoren, deren Funktionsweise im Folgenden kurz erläutert wird. Auch der Einsatz von Avalanche-Photo-Dioden (APD) zur Auslese des Szintillators ist denkbar [Lop00].

2.9.1 Gängige UV-Detektoren

Der Photomultiplier (PMT) oder Sekundärelektronenvervielfacher (SEV) besteht aus einem evakuierten Glasgehäuse, auf dessen Eintrittsfenster auf der Innenseite eine Photokathode angebracht ist. Die von dort emittierten Elektronen werden auf die erste Dynode, eine Elektrode aus einem Material mit hohem Sekundäremissionskoeffizienten, fokussiert. Dort schla-

gen sie weitere Elektronen aus der Materialoberfläche, deren Zahl sich dann stufenweise von Dynode zu Dynode erhöht und die schließlich auf der Anode gesammelt und als elektrischer Puls oder Stromsignal ausgelesen werden. Das Signal ist proportional zur Anzahl der eintreffenden Photonen eines Ereignisses. Die Vorzüge der Photomultiplier sind ihre sehr gute Energieauflösung, die hohen Verstärkungsfaktoren und schnellen Signale. Dem entgegen steht die Tatsache, dass mit PMTs keine direkte Ortsmessung möglich ist und nur ein relativ kleiner effektiver Raumwinkel abgedeckt wird.

Wie bei den Photomultipliern, beruht die Verstärkung bei den Vielkanalplatten-Detektoren (**Micro Channel Plates, MCP**) auch auf der Sekundärelektronenvervielfachung. Die MCPs bestehen aus einer sehr großen Zahl dünner Glasröhrchen, die parallel nebeneinander in einer Platte angeordnet sind. Die Innenseite der Kanäle ist mit einem Material mit kleiner Austrittsarbeit für Elektronen beschichtet. Die Ober- und Unterseite der Vielkanalplatten sind elektrisch leitfähig. Dazwischen ist ein Widerstand in der Größenordnung von $100\text{ M}\Omega$, über den eine Spannung von bis zu 1300 V angelegt werden kann. Mit einem MCP Detektor können prinzipiell verschiedene Primärteilchen (Elektronen, Ionen, Atome) und Photonen nachgewiesen werden. Dazu müssen sie im Channel Plate selbst oder einem vorgeschalteten Konverter, Elektronen erzeugen. Wenn diese in die Mikrokanäle treffen, schlagen sie aus den Wänden weitere Elektronen heraus und lösen damit eine Ladungslawine aus. Der Verstärkungsfaktor einer Vielkanalplatte liegt bei ungefähr 10^3 bis 10^4 , durch das Hintereinanderschalten von zwei oder drei MCPs kann die Gesamtverstärkung jedoch deutlich erhöht werden (10^6 bis 10^7). Die Zeitdauer für diesen Verstärkungsprozess liegt in der Größenordnung einer halben Nanosekunde. Durch das Auskoppeln des Signals direkt vom MCP wird eine hervorragende Zeitauflösung erreicht. Um UV-Photonen nachzuweisen, kann entweder die in diesem Wellenlängenbereich kleine Photoeffizienz des MCPs selbst genutzt werden oder es wird eine Photokathode an die MCPs angekoppelt. Diese kann entweder als semitransparente Photokathode auf einem Fenster vor dem MCP oder im reflektierenden Betrieb direkt auf dem MCP angeordnet sein (siehe auch Kapitel 2.9.2 über Photokathoden).

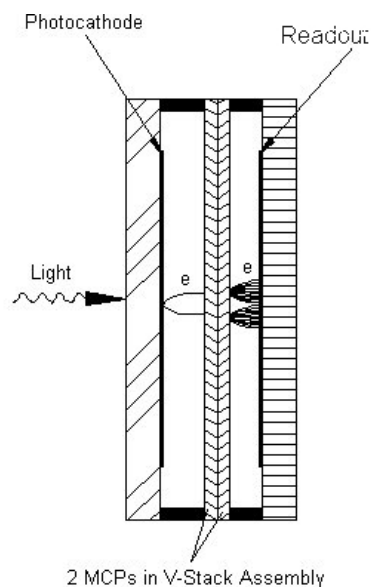


Abbildung 2-27: Schematische Darstellung des Aufbaus eines gekapselten Micro-Channel-Plate Detektors. Semitransparente Photokathode auf dem Eintrittsfenster, Elektronenverstärkung mit zwei oder drei gestapelten MCPs, orts- und zeitaufgelöste Auslese der Elektronen.

Da MCPs für diese Anwendung in der Sättigung betrieben werden, kann mit ihnen praktisch keine Information über die Energie erhalten werden. D.h. die Energie einzelner Photonen, die kinetische Energie von geladenen Teilchen oder die Photonen-Multiplizität für ein Szintillationsereignis sind nicht zugänglich. Die MCPs liefern jedoch neben dem sehr schnellen Zeitsignal auch die Möglichkeit, die Ortsinformation mit hoher Genauigkeit auszulesen. Die aus

den MCPs austretenden Elektronen treffen dazu auf eine ortsempfindliche Anode. Für den Nachweis einzelner Teilchen oder Photonen hat sich die Ortsauslese mittels der delay-line-Anode bei vielen Experimenten zum Standardverfahren entwickelt. Bei der Auslese des Xenon-Szintillators ergeben sich jedoch andere Anforderungen. Zu einem primären Ereignis gehören eine Vielzahl von Photonen. Diese treffen in einem kleinen Zeitintervall auf das MCP bzw. die zugehörige Photokathode. Um die Lage dieser Photonen-Verteilung zu bestimmen, wird der Schwerpunkt der Ladungslawinen ermittelt.

Die aus dem MCP austretenden Elektronen treffen auf eine dünne Germaniumschicht. Aufgrund der geringen elektrischen Leitfähigkeit dieser Halbleiterschicht verweilt die Ladung einen Augenblick. Auf der, dicht an der Germaniumschicht montierten, ortsempfindlichen Anode wird eine Bildladung induziert. Die Anode besteht aus einer Trägerplatte, auf der sich drei elektrisch voneinander isolierte Strukturen (Wedge, Strip und Mäander) befinden. Diese drei Bereiche sind so ineinander verzahnt, dass die Ladungslawine immer in allen dreien ein Signal induziert. Aus den Verhältnissen der relativen Signalhöhen der drei Elemente zueinander lässt sich der Ort des Ladungsschwerpunktes berechnen [Jag94].

$$x = \frac{Q_W}{Q_W + Q_S + Q_M} \quad (37)$$

$$y = \frac{Q_S}{Q_W + Q_S + Q_M} \quad (38)$$

x, y : Koordinaten
 Q_W, Q_S, Q_M : Ladung auf den drei Elementen (W =Wedge, S =Strip, M =Mäander)

Um eine gute Ortsauflösung zu erreichen, müssen die drei Ladungsmengen möglichst präzise mit einem ladungsempfindlichen Verstärker mit langer Integrationszeit bestimmt werden. Die mit Wedge & Strip-Anoden erreichbare Ortsauflösung liegt in der Größenordnung $100 \mu\text{m}$. In der folgenden Abbildung 2-28 ist ein gekapselter Micro-Channel-Plate Detektor mit integrierter semitransparenter Photokathode dargestellt. Der aktive Durchmesser beträgt 25 mm . An das Modul kann eine Wedge & Strip-Anode kapazitiv angekoppelt werden.

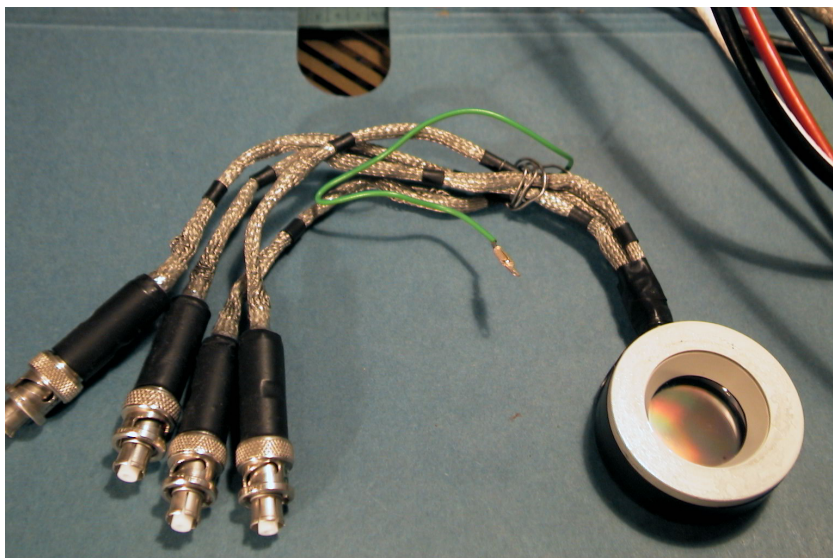


Abbildung 2-28: Gekapselter MCP-Detektor: Zu sehen sind die Anschlusskabel für die Hochspannungsversorgung und die Signalauslese, der Durchmesser der aktiven offenen Fläche beträgt 25 mm .

Auch Photodioden bzw. eine ganze Matrix mit vielen Einzelementen können zum Nachweis der Photonen aus dem Xenon-Szintillator eingesetzt werden. APDs sind Photodioden, die den Photostrom intern mit einem Lawinenprozess verstärken. Durch das Anlegen einer hohen Spannung werden die Ladungsträger ausreichend zwischen zwei Stößen beschleunigt, um weitere Elektron/Loch-Paare zu erzeugen. Das Funktionsprinzip ist ähnlich dem in Gas-Proportional-Zählern. In den APDs können Verstärkungsfaktoren bis zu 10^7 erreicht werden, die auch einen Einzelphotonennachweis möglich machen.

2.9.2 Photokathoden

Um die UV-Photonen aus dem Xenon-Szintillator nachzuweisen, wurden einige Detektorkonzepte vorgestellt. Die Mehrzahl davon besteht aus einem Photokonverter, aus dem die Photonen Elektronen herausschlagen. Diese werden dann verstärkt und als elektrisches Signal ausgelesen. Um die Elektronen aus dem Konverter extrahieren zu können, wird dieser als Kathode betrieben und auf ein gegenüber der Nachweiselektrode negatives Potenzial gelegt. Für fast alle der im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Fälle, wurde Cäsiumjodid (CsI) als Photokathode verwendet. Im folgenden Kapitel werden die Funktionsweise und die Herstellung der CsI-Photokathoden erläutert [Bou99a-b, Sin00].

Der Vollständigkeit halber sei erwähnt, dass zum Nachweis der Photonen im Wellenlängenbereich um 170 nm auch gasförmige Photonenkonverter eingesetzt werden. Dazu zählen unter anderem die Gase Tetrakis(dimethylamino)ethylene TMEA und Triethylamine TEA. Diese können als Füllgas in Niederdruck-Vieldraht-Proportional-Kammern eingesetzt werden. Sie zeichnen sich durch eine hohe Quanteneffizienz, im für die Auslese des Xenon-Szintillators relevanten Wellenlängenbereich, aus. Gegenüber den festen Photokathoden haben sie jedoch den Nachteil, dass die von den UV-Photonen erzeugten Elektronen nicht in einer definierten Ebene freigesetzt werden, sondern verteilt im mit dem Gas gefüllten Volumen. Dabei liegt die Absorptionslänge für UV-Photonen in der Größenordnung 2 cm. Abhängig vom Absorptionssort, kommt es dadurch zu Driftzeitvariationen und die scharfe Zeitbeziehung geht verloren. Des Weiteren sind diese Gase sehr reaktiv mit Sauerstoff und anderen in Gasetektoren eingesetzten Materialien. Auch die Handhabung dieser gasförmigen Photonenkonverter ist nicht ganz einfach, da aufgrund ihres geringen Dampfdrucks bei Raumtemperatur die ganze Anlage auf ca. 60°C erwärmt werden muss.

Bei den festen Photokathoden hingegen werden die Elektronen von einer wohldefinierten Fläche aus emittiert und durchlaufen konstante Driftstrecken zur Anode. Damit kann nicht nur ein parallaxefreies Abbild des SSGs erzeugt werden, sondern es bleibt auch die gute Zeitauflösung erhalten. Cäsiumjodid ist vergleichsweise einfach zu handhaben und zu verarbeiten. Die Photoemission aus einer festen Photokathode kann, wie im folgenden Bild skizziert, als 3-Stufen-Prozess beschrieben werden [Min94].

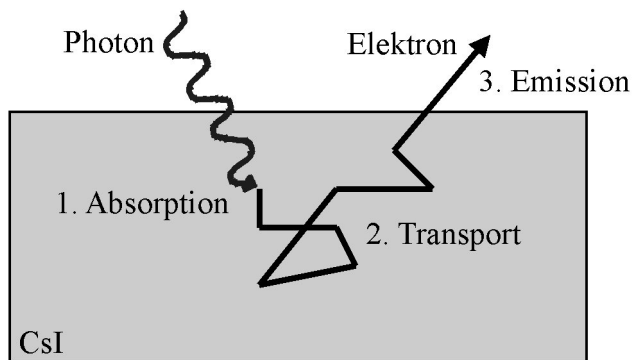


Abbildung 2-29: Die Funktionsweise der Photokathode kann in drei Schritte unterteilt werden:
 1. Absorption des Photons,
 2. Transport des Elektrons zur Oberfläche
 3. Emission des Elektrons.

1. Absorption:

Die Photonen dringen in den Photokonverter ein, werden absorbiert und übertragen dabei ihre Energie auf die Elektronen im Material. Nur ein Teil der Photonen, die auf die Photokathode treffen, werden absorbiert. Die anderen werden entweder an der Oberfläche reflektiert oder durchdringen das Material und können so nicht zur Photoemission beitragen.

2. Transport:

Die energiereichen Elektronen diffundieren durch das Material und verlieren dabei einen Teil ihrer Energie. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Elektron emittiert wird, hängt vom Energieverlust ab, den es durch Stöße auf seinem Weg zur Oberfläche erleidet.

3. Emission:

Wenn Elektronen die Oberfläche mit ausreichender Energie erreichen, können sie das Material verlassen.

Abhängig von der Quanteneffizienz führen die auf die aktive Substanz treffenden Photonen mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit zur Emission von Elektronen [And93, And94]. Zwischen Metallen und Halbleitern gibt es bezüglich ihrer Eignung als Photokathoden einige Unterschiede. So ist die optische Reflektivität von Metallen aufgrund der großen Zahl quasi-freier Elektronen viel höher, als in Halbleitern. Die zusätzlichen Verluste von Elektronen im Leitungsband durch Elektron-Elektron-Streuungen ergeben für Metalle eine Quanteneffizienz von typischerweise nur ca. 0,01 bis 0,1 %. Im Gegensatz dazu haben die Halbleiter im allgemeinen eine geringe Reflektivität und können so das einfallende Licht effizient absorbieren. Des weiteren ist die Verlustwahrscheinlichkeit bei der Diffusion der Photoelektronen geringer, woraus sich Quanteneffizienzen bis zu einigen zig Prozent ergeben.

Bei Cäsiumjodid handelt es sich um ein Alkalihalogenid. Cäsiumjodid hat eine Bandlücke von E_G ca. 6 eV. Die Austrittsarbeit E_A beträgt 0,1 bis 0,2 eV. Damit ist es für den Nachweis der Photonen aus dem Xenon-Szintillator, die eine Energie von ca. 7,5 eV haben, bestens geeignet. Im Gegensatz zu den meisten, in den verschiedenen Wellenlängenbereichen vom sichtbaren Licht bis hin zum VUV als Photonenkonverter eingesetzten, Materialien handelt es sich bei CsI um keine sehr reaktionsfreudige Substanz. In Verbindung mit Edel- und den gängigen Zählgasen zeigt das CsI keine Veränderungen. CsI ist jedoch schwach hygroskopisch und zeigt bei längerem Kontakt mit feuchter Luft deutliche Reaktionen. Die Ursache für die sehr hohe Quanteneffizienz von CsI liegt einerseits in der sehr kleinen Elektronenaffinität und andererseits an der großen Tiefe von 16 nm (für 1 eV Elektronen), aus der Elektronen dem Material entkommen können. Der verhältnismäßig kleine Volumenwiderstand von 10^{10} bis $10^{11} \Omega \cdot \text{cm}$ erlaubt den Einsatz bei hohen Raten und Gasverstärkungen.

Beim Aufbau des Photonendetektors stehen sich zwei Designvarianten gegenüber. Sie unterscheiden sich hinsichtlich der Richtung des austretenden Photoelektrons relativ zum UV-Photon. Entweder kann das Elektron entgegen dem Photon aus der Photokathode emittiert werden oder es wird in Vorwärtsrichtung herausgeschlagen. Im folgenden Bild (Abbildung 2-30) ist der geometrische Aufbau für beide Fälle skizziert.

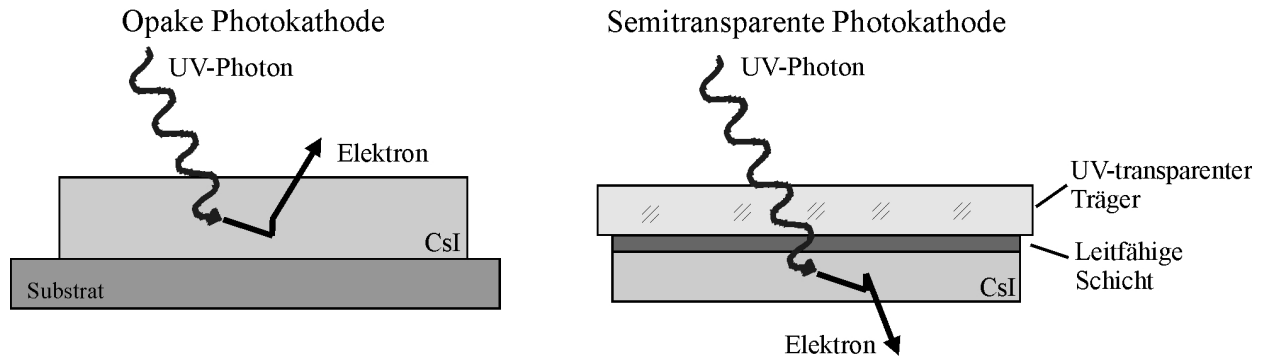


Abbildung 2-30: Opake und semitransparente Photokathode. Das Elektron wird einmal in und einmal entgegengesetzt zur ursprünglichen Ausbreitung des Photons emittiert.

Im linken Teil ist die Photokathode im opaken, also dem reflektierenden Betrieb dargestellt. Das rechte Bild zeigt die semitransparente Variante. Bei der opaken Photokathode wird die CsI-Schicht auf ein elektrisch leitfähiges Substrat aufgedampft. Die Dicke wird dabei ausreichend groß gewählt, so dass praktisch alle Photonen im CsI absorbiert werden. Das Substrat besitzt einen kleinen elektrischen Widerstand und garantiert das Nachfließen der Ladung.

In semitransparenten Photokathoden muss das Optimum zwischen einer ausreichenden Dicke für die effiziente Absorption und einer hohen Wahrscheinlichkeit für die Elektronenemission auf der gegenüberliegenden Seite gefunden werden. Ist die Photokathode zu dünn, werden sehr wenige Photonen absorbiert und viele passieren die Schicht ohne Wechselwirkung. Ist die Photokathode zu dick, werden zwar fast alle Photonen absorbiert, aber für viele der erzeugten Elektronen ist der Weg im Material zu weit, um aus ihm austreten zu können. Die Absorptionslänge für UV-Photonen in CsI liegt in der Größenordnung 10 bis 20 nm. Um semitransparente CsI-Photokathoden herzustellen, benötigt man gute UV-transparente, leitfähige Metallschichten als Substrat. Dazu werden üblicherweise dünne Chromschichten eingesetzt. Die Transmission dieser Schichten ist im Wellenlängenbereich von 190 bis 220 nm bzw. 170 bis 230 nm konstant und liegt, wie in der Tabelle 2-7 angegeben, bei:

Schichtdicke [nm]	Transmission [%]	Wellenlängenbereich [nm]
2,1	62	190 – 220
5,4	42	190 – 220
6,6	35	170 – 230

Tabelle 2-7: Abhängigkeit der optischen Transmission von Chromschichten für semitransparente Photokathoden, in Abhängigkeit von der Schichtdicke.

Im folgenden Bild ist die Abhängigkeit der Quanteneffizienz einer semitransparenten Photokathode von der CsI-Schichtdicke für verschiedene UV-Photonen-Wellenlängen dargestellt. Es handelt sich dabei um Messungen von Breskin et al [Bre96]. Es ist deutlich zu erkennen, wie auf beiden Seiten des Schichtdickenoptimums, also für dünnere und dickere Schichten, die Quanteneffizienz abnimmt.

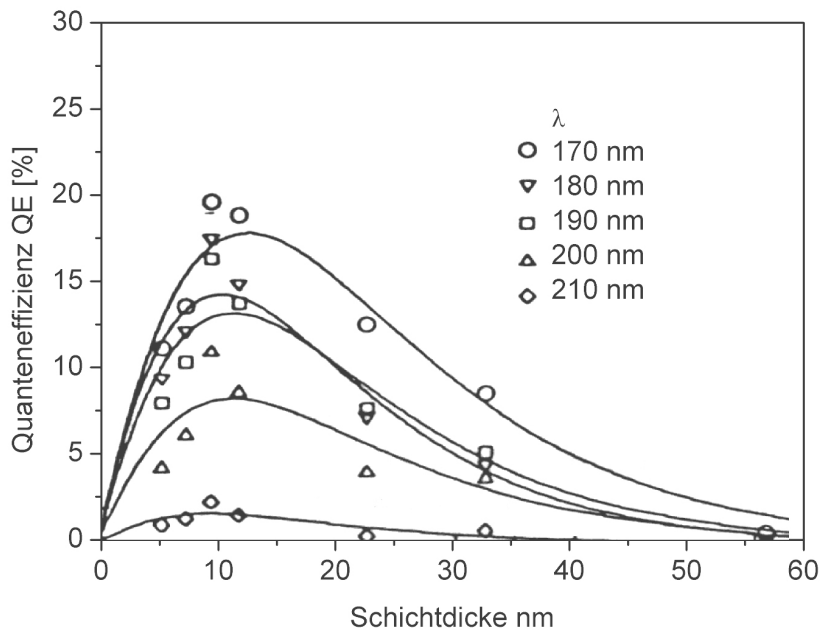


Abbildung 2-31: Quanteneffizienz einer semi-transparenten CsI-Photokathode in Abhängigkeit der Schichtdicke, für verschiedene Photonenwellenlängen. Die Quanteneffizienz ist sehr sensitiv auf die Schichtdicke und fällt neben dem Maximum bei dünneren und dickeren Schichten deutlich ab [Bre96].

Um großflächige, homogene CsI-Schichten hoher Reinheit herzustellen, werden die aus der Dünnschichttechnologie bekannten Bedampfungsverfahren verwendet. Bei sehr dünnen Schichten wächst das CsI zunächst nicht homogen auf, sondern bildet kleine Kristallite. Diese verbinden sich erst bei einer Schichtdicke von ca. $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ zu einer geschlossenen Fläche. Die Aufdampfgeschwindigkeit und die Qualität des Vakuums beim Aufdampfen (im Bereich 10^{-5} bis 10^{-8} mbar) haben keinen wesentlichen Einfluss auf die Qualität der Schichten und der damit verbundenen Quanteneffizienz.

Da es sich bei Cäsiumjodid um einen Halbleiter handelt, ist es wichtig, dass das Substrat eine ausreichende Leitfähigkeit besitzt, um die Ladungsträger schnell nachliefern zu können und elektrische Aufladungen zu verhindern. Das Substratmaterial selbst beeinflusst aber auch die Qualität der Photokathode. Für deren Effizienz spielt neben den chemischen Eigenschaften des Substratmaterials auch dessen Herstellungsverfahren und Oberflächenstruktur eine entscheidende Rolle. Untersuchungen von Gernhäuser [Ger98] zeigen, dass die Quanteneffizienz auf glatten, metallischen Substraten, kurz nach dem Aufdampfen des CsI gemessen, unabhängig von der Art des Metalls ist. Falls es sich um verunreinigte oder raue Oberflächen handelt, sind die Werte der Quanteneffizienz um 10 bis 30 % niedriger. Wird das CsI direkt auf Kupfer aufgebracht, sinkt die Quanteneffizienz schon nach kurzen Zeiten deutlich ab. Wenn CsI direkt auf Kupfer aufgebracht wird, bilden sich CsI, I_2 und Cs-Komponenten. Mit einer Schutzschicht aus Gold, die elektrochemisch auf das Kupfer aufgebracht wird, kann dieser Alterungsprozess deutlich reduziert werden. Der erreichbare Wert liegt ca. einen Faktor zwei unter dem eines reinen Edelstahl-Substrates. Mit einer weiteren Schicht Nickel zwischen Kupfer und Gold können Werte wie bei Edelstahl erzielt werden [Alm95].

Glatte Oberflächen ermöglichen ein sehr homogenes Aufwachsen der CsI-Kristalle mit gleichmäßiger Kristallstruktur. Dadurch sind weniger Störstellen vorhanden und die Reichweite der Photoelektronen vergrößert sich. Im Gegensatz dazu spricht die größere Mikrorauigkeit allerdings für eine größere aktive Oberfläche und aufgrund kürzerer Wege wird die Austrittswahrscheinlichkeit der Photoelektronen erhöht. Der Einfluss der Oberflächenbeschaffenheit auf die Quanteneffizienz zeigt sich sofort und bleibt stabil. Die Effekte, denen die Beschaffenheit des Substratmaterials zugrunde liegt, verändern die Quanteneffizienz erst im

Laufe der Zeit. Es handelt sich dabei also um einen Alterungsprozess (ageing) der Photokathoden.

Die bis jetzt diskutierten Prozesse beschreiben die Absorption der Photonen, die Konversion in Elektronen und deren Transport zur und der Austritt aus der Oberfläche des Photokonverters. Um eine Photokathode effizient betreiben zu können, ist es darüber hinaus auch wichtig, die erzeugten Elektronen einem Nachweismechanismus zugänglich zu machen. Meist werden die Photokathoden, wie z.B. beim Photomultiplier, im Vakuum in Verbindung mit einem Sekundärelektronenvervielfacher betrieben. Dabei können die aus der Oberfläche austretenden Elektronen in einem elektrischen Feld praktisch verlustfrei extrahiert werden. Wird die Photokathode jedoch in einem Gasdetektor eingesetzt, so spielen Wechselwirkungen mit den Gasatomen eine wichtige Rolle. Diese werden von der Art des Gases und dessen Dichte bestimmt.

Bei der Wahl eines geeigneten Gases für den Photonendetektor sind verschiedene Faktoren zu berücksichtigen. Zunächst sollte das Licht die Photokathode ohne große Absorptionsverluste im Gas erreichen. Die Elektronen sollten bei Stößen mit dem Gas eine kleine Wahrscheinlichkeit haben, auf die Photokathode zurückgestreut zu werden [Bre95b]. Vor allem bei den schweren Edelgasatomen kann dieser Effekt problematisch werden [Apr92, Apr94]. Falls die Elektronen zurück auf die Photokathode reflektiert werden, gehen sie für den Nachweisprozess verloren. Der Betrieb der Photokathode im Niederdruckbereich in leichten organischen Gasen, wie zum Beispiel Methan oder Ethan, ist ohne Probleme möglich [Bre95a]. Bei ausreichend hohen elektrischen Feldstärken, also im Bereich einsetzender Gasverstärkung, verschwindet der Einfluss der Rückstreuung auf die Quanteneffizienz völlig [Bre96, Lu94 und Mau96].

Zur Dimensionierung des Detektors ist es wichtig zu wissen, wie viele der im SSG erzeugten Photonen die photosensitive Schicht erreichen. Für die Abschätzung im Fall einer semitransparenten Photokathode spielt dabei zum einen der effektive Raumwinkel eine entscheidende Rolle, zum anderen hängt der Anteil des an der Frontseite reflektierten Lichts von dem Einfallswinkel der Photonen ab (siehe Abbildung 2-32). Im Bild ist der Schnitt durch einen Detektor schematisch dargestellt. Die UV-Photonen entstehen zwischen den beiden Gitterebenen des SSG. Im Abstand OS (offset) von der Detektorachse, die sich bei $x = 0$ befindet, findet der Sekundärszintillationsprozess statt. Die Lichtemission im SSG ist isotrop, die Intensität $I(\phi)$ des emittierten Lichts ist also in alle Richtungen gleich. Somit gilt: $I(\phi) = \text{konstant}$ für $\phi = [0^\circ \dots 360^\circ]$. Im Abstand d vom SSG befindet sich die semitransparente Photokathode. Sie besteht aus einer 1 mm dicken Quarzglasscheibe¹⁸, auf die eine dünne Chromschicht und die CsI-Photokathode aufgedampft sind. Der Radius der aktiven Fläche sei R . Die Transmission der Photonen im Wellenlängenbereich um 170 nm durch die Spectrosil-Scheibe liegt bei über 96 %, die Absorptionsverluste sind damit in erster Näherung vernachlässigbar.

¹⁸ Spectrosil

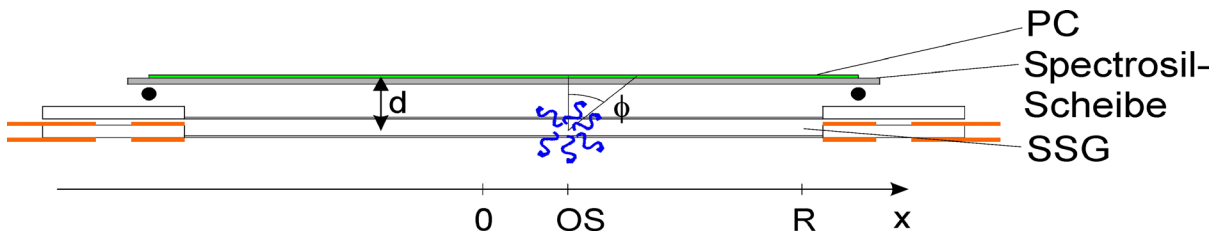


Abbildung 2-32: Semitransparente Photokathode auf Spectrosil-Scheibe (Durchmesser 100 mm) zur Auslese des Szintillationslichts aus dem SSG des Xenon-Szintillators. Die Photokathode befindet sich im Abstand d von der Sekundär-Licht-Zone. Abhängig vom Abstand zum Ort der Sekundärszintillation ($x-OS$), treffen die Photonen unter dem Winkel ϕ auf.

Da die, bei der Sekundärlichterzeugung entstehenden, Photonen in alle Raumrichtungen emittiert werden, können sie auch prinzipiell jeden Punkt auf der Photokathode treffen. Dabei nimmt die Intensität allerdings mit dem Abstand vom Entstehungsort zum Auftreffort ab. Zum einen wird der effektive Raumwinkel mit größerer Entfernung kleiner. Zum anderen werden die Reflexionsverluste bei größerem Abstand - und somit flacherem Einfallswinkel - größer (siehe Abbildung 2-33).

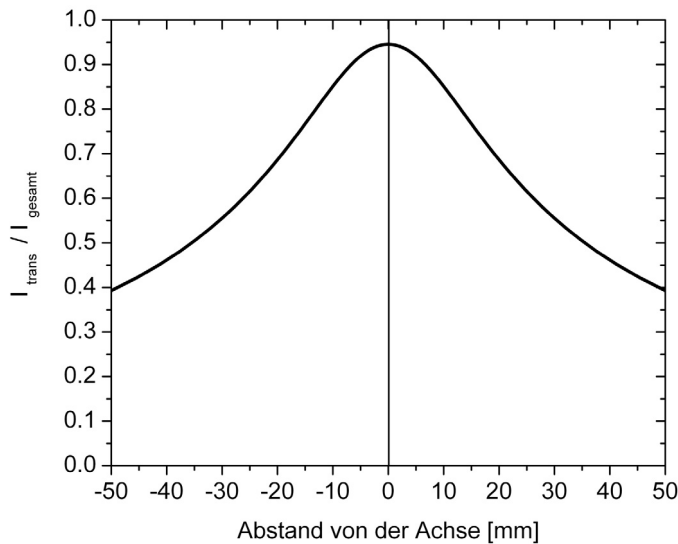


Abbildung 2-33: Abhängig vom Abstand zur Detektorachse nimmt der Anteil der registrierten Lichtmenge aufgrund des kleiner werdenden effektiven Raumwinkels und der Reflexionsverluste bei flacherem Einfallswinkel nach außen hin ab.

3 Neue Konzepte und Technologien

In den vorangegangenen Kapiteln wurden die grundlegenden Mechanismen der Absorption von Photonen in Xenon erläutert. Die Elektrolumineszenz bzw. Sekundärszintillation wurde als ein, der Gasverstärkung in einigen Punkten überlegener, Verstärkungsprozess diskutiert. Des Weiteren wurden das von Dangendorf und Bräuning vorgeschlagene Konzept zur Auslese des Szintillationslichts mit einem großflächigen Niederdruckproportionalzähler mit fester Photokathode und die dazu nötigen Kenntnisse über die Verfahren zur Ortsauslese und den Einsatz der CsI-Photokathode vorgestellt. Die Auslese des Xenon-Szintillators mit diesem UV-Detektortyp bietet gegenüber komplexeren Varianten einige Vorteile. Die Einsatzmöglichkeiten sind jedoch bei höheren Photonenenergien und damit verbundenen höheren Gasdrücken limitiert. Problematisch ist dabei im wesentlichen die Druckdifferenz zwischen dem Szintillator und dem Photonendetektorvolumen. Diese mechanische Belastung muss von dem großen UV-transparenten Fenster ausgehalten werden. Werden die Transmissionsverluste bei zu großen Fensterdicken oder raumwinkelabhängigen Stützstrukturen [Brä95] zu groß und die Ortsauflösung bei zu großem Abstand der Photokathode vom SSG zu schlecht, dann schwinden zunehmend die durch den Sekundärszintillationsprozess gewonnenen Vorteile dahin.

3.1 Integrierter Detektor und entkoppelte Ortsauslese

In der Abbildung 3-1 ist der neue, im Rahmen dieser Arbeit untersuchte, Detektoraufbau dem ursprünglichen Konzept gegenübergestellt [Nic02a-b]. Das aktive Detektorvolumen wird durch die Art der Anwendung, also die Energie der zu messenden Photonen und die Größe der empfindlichen Fläche definiert und ist deshalb für beide Schemazeichnungen gleich groß gezeichnet. Daran werden die UV-Detektoren angekoppelt, die das primäre und sekundäre Szintillationslicht für die Energie-, Orts- und Zeitmessung nachweisen.

Im hier skizzierten Fall tritt das hochenergetische Photon durch das Eintrittsfenster ein und wird durch einen Photoprozess absorbiert. Das energiereiche Photoelektron hinterlässt beim Abbremsen im Detektorgas eine Ionisationsspur. Damit einher geht die Emission des primären Szintillationslichts. Vom photoionisierten Xenon-Atom wird außerdem meist ein charakteristisches Photon ausgesendet, das im aktiven Volumen an einer anderen Stelle reabsorbiert wird. Der Aufbau mit dem Niederdruck-Vieldraht-Proportionalzähler wurde schon im Kapitel 2.8.2 ausführlich beschrieben.

Demgegenüber steht der in der unteren Bildhälfte dargestellte Aufbau. In diesem ist die Ortsauslese von der Energiemessung und dem Nachweis des primären Lichts entkoppelt. Anstatt den Schwerpunkt der breiten Verteilung auf der Photokathode zu bestimmen, wird hier die „Ebene“ der Sekundärlichterzeugung, mittels einer geeigneten Optik, auf einen ortsempfindlichen MCP-Detektor abgebildet. Für die exakte Ortsmessung reichen vergleichsweise wenig Photonen aus, da die Position nicht als das Zentrum einer breiten Intensitätsverteilung bestimmt wird. Die Linse hat zwei Funktionen. Zum einen dient sie der optischen Abbildung, zum anderen ist sie auch das Fenster, das die verschiedenen Druckbereiche voneinander trennt. Im Kapitel 6 werden die Details der Stabilitätsberechnung der Linse und deren optische Eigenschaften beschrieben. Da die Linse einen vergleichsweise kleinen Durchmesser hat, ist die mechanische Belastung deutlich kleiner. Bei der Konstruktion stellt die Druckdifferenz somit nicht mehr den limitierenden Faktor dar.

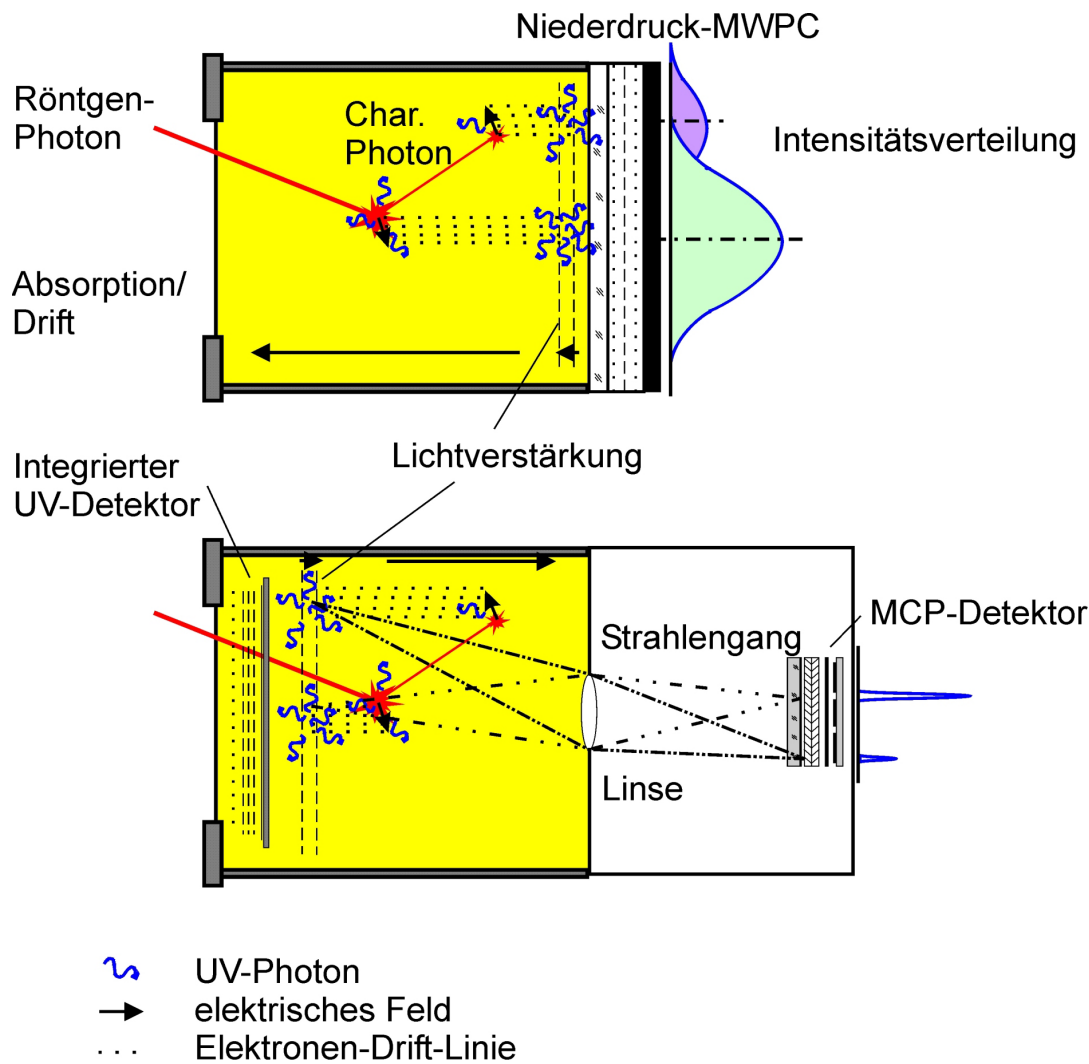


Abbildung 3-1: Gegenüberstellung des bisherigen und des neuen Designs zur Auslese des Xenon-Szintillators. Im oberen Bild ist der Aufbau mit dem methangefüllten Niederdruck-Proportionalzähler mit fester CsI-Photokathode dargestellt. Aufgrund des konstruktionsbedingten großen Abstands der Photokathode vom SSG ergibt sich eine breite Intensitätsverteilung. Im unteren Bild ist eine Variante mit invertierter Drift-richtung dargestellt. Der großflächige Lichtdetektor zur Energiemessung ist in Transmission für die einfallenden hochenergetischen Photonen, direkt hinter dem Eintrittsfenster, im Szintillatorvolumen angeordnet. Für die Ortsauslese wird ein Teil des Lichts aus dem SSG mit einer abbildenden Optik auf einen ortsempfindlichen Micro-Channel-Plate Detektor projiziert, wodurch eine scharfe Intensitätsverteilung erreicht wird.

Ein wesentlicher Teil der Arbeit konzentriert sich auf die Entwicklung eines integrierten UV-Photonendetektors, der im aktiven Detektorvolumen betrieben werden kann. Der großflächige Nachweis der Photonen, im gleichen Volumen wie die Lichterzeugung, ermöglicht einen fensterlosen Aufbau. Weder die Transmissionsverluste in der Scheibe, noch die statischen Druckbeanspruchungen beschränken den Photonennachweis. Ohne das Fenster ist es außerdem möglich, den Photonendetektor direkt am SSG zu positionieren. Die Raumwinkelverluste, vor allem in den Randbereichen, werden so minimiert. Um den Photonendetektor in der gleichen Umgebung wie den Szintillator zu nutzen, muss sowohl der Konverter, als auch die Gasverstärkung in reinem Xenon unter hohem Druck betrieben werden. Der Einsatz der CsI-Photokathode im reinen Edelgas bietet den Vorteil, dass Alterungserscheinungen praktisch keine Rolle spielen. Gegenüber dem Photonendetektor mit Methan im Niederdruck-

Durchfluss-Betrieb, eröffnen gekapselte und wartungsarme Systeme neue Einsatzgebiete (siehe auch [Lop99]).

Den offenkundigen Vorteilen stehen auf der anderen Seite jedoch auch einige Schwierigkeiten gegenüber. Im Kapitel 2.9.2 wurde auf den potenziellen Elektronenverlust durch Rückstreuung beim Betrieb der Photokathode in schweren Edelgasen hingewiesen. Die Gasverstärkung der in der Photokathode erzeugten Elektronen ist in reinem Xenon, mit den herkömmlichen Technologien, nur bedingt möglich. Normalerweise werden für den Betrieb von Gasdetektoren Gasgemische eingesetzt. Diese bestehen neben einem Edelgas als dem Hauptbestandteil noch aus einem „Quencher“, dem Löschgas. Dieses hat die Aufgabe, bei der Gasverstärkung die Erzeugung von Photonen zu verhindern bzw. diese gleich wieder zu absorbieren. Damit werden die Photonenrückkopplung und „After-Pulse“ effektiv unterdrückt. Im Xenon-Szintillator ist der Einsatz von Quenchern natürlich nicht möglich, da genau diese Photonen die Informationsträger sind. Um zu verhindern, dass die beim Verstärkungsprozess zusätzlich erzeugten Photonen die Photokathode treffen, werden die beiden Regionen optisch voneinander entkoppelt. Das heißt, nur die Photonen, die aus dem Szintillator kommen, können die Photokathode treffen. Für die im anschließenden Verstärkerteil erzeugten Photonen gibt es keinen direkten Weg, auf dem sie die Photokathode treffen können.

Erst durch den Einsatz moderner Mikrostrukturelemente für die Gasverstärkung wird es möglich, die Anforderungen an einen integrierten Photonendetektor, unter den beschriebenen Arbeitsbedingungen, zu erfüllen. Die Gas Electron Multipliers (GEMs) wurden beim CERN als Vorverstärkerelemente für den Einsatz in Mikrostrip-Gasdetektoren entwickelt. Dort erlauben sie, vor allem in der Umgebung hochionisierender Strahlung, durch eine Aufteilung des Verstärkungsprozesses in mehrere Stufen, einen wesentlich stabileren Betrieb. Um die GEMs möglichst effektiv einsetzen zu können, ist das Verständnis des Aufbaus und der Wirkungsweise unumgänglich. Im Anschluss werden die Grundlagen der GEM-Herstellung und des Betriebes beleuchtet.

Mikrostruktur-Elektroden-Systeme

Der Durchbruch der großflächigen Gasdetektoren begann Ende der sechziger Jahre mit der Entwicklung der Vieldraht-Proportionalzählkammer (MWPC) von Charpak et al. am CERN [Cha68]. Das Funktionsprinzip lässt sich sehr verallgemeinert wie folgt beschreiben: Um die für die Gasverstärkung notwendige Feldstärke zu erreichen, könnte entweder die Spannung zwischen den Elektroden auf die nötigen Werte erhöht werden oder alternativ dazu die geometrische Dimension der Struktur verkleinert werden. In den Vieldrahtproportionalkammern sind Drahtdicken in der Größenordnung zehn bis zwanzig μm üblich. Durch das Aneinanderreihen vieler dieser Mikrostrukturelemente kann eine große Fläche bzw. ein großer Raumwinkelbereich abgedeckt werden. Erst ca. 20 Jahre später, Ende der 80er Jahre, wurde von Oed die Micro Strip Gas Chamber (MSGC) entworfen. Hierbei sind die Drahtebenen durch feine leitfähige Streifenstrukturen als Elektroden auf einer dünnen, nichtleitenden Substratplatte ersetzt [Oed88]. Die Anode und eine Kathode sind auf der Frontseite angeordnet. Die um 90° gedrehte Kathode für die zweite Dimension der Ortsbestimmung ist auf der Rückseite des Substrats aufgebracht. Wird die MSGC in der Umgebung von stark ionisierender Strahlung eingesetzt, kann es zu Überschlügen und damit verbunden zur Zerstörung der Struktur kommen. Im Laufe der Jahre wurden weitere Micro-Pattern-Detectors (MPD) entwickelt [Sau02]. Dazu gehören die Micro-Mesh-Gaseous-Structure MICROMEGAS [Gio98], „Compteurs-A-Trous“ CAT und Micro-CAT, Micro-Gap-Chamber MGC, Micro-Groove [Bel98c], WELL [Bel98b] und Micro-Wire-Detector [Ade99], um nur einige der wichtigsten zu nennen. Die ersten Gas Electron Multiplier GEM wurden 1997 von F. Sauli entworfen

[Sau97], (siehe auch [Bac99a-c]. Die einzigartige Eigenschaft des GEM, im Gegensatz zu den anderen MPDs, ist, dass die Proportionalverstärkung und die Auslese der Ladung an getrennten Elektroden stattfinden [Bac01]. Wie schon früher mit der Multi-Step-Chamber [Cha78] gezeigt wurde, kann durch das Hintereinanderschalten von verstärkenden Strukturen die maximal erreichbare Verstärkung erhöht werden.

3.2 GEM - Funktionsprinzip

Der GEM ist eine dreischichtige Sandwich-Folie mit einer regelmäßigen Matrix sehr vieler kleiner Löcher. Sie besteht aus einer Isolatorfolie aus Kapton, die beidseitig mit Kupfer beschichtet ist.

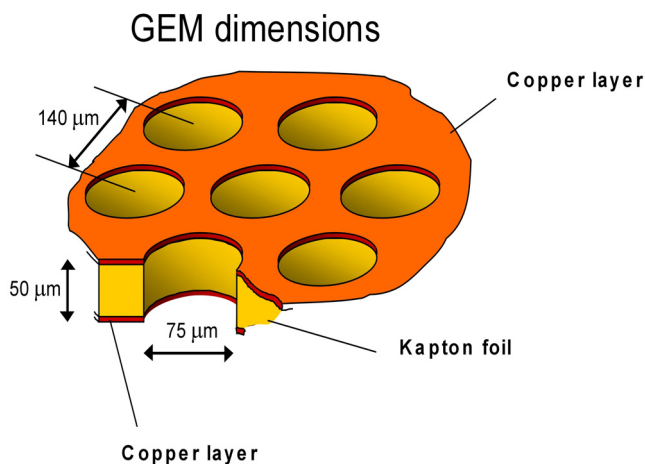


Abbildung 3-2: Geometrische Abmessungen des Gas Electron Multipliers (GEM). In die Kupfer-Kapton-Kupfer-Sandwich-Folie sind in einer regelmäßigen Anordnung Löcher geätzt; aus [Eij01].

Wird zwischen den beiden Kupferelektroden eine elektrische Spannung angelegt, entsteht in den Löchern ein Bereich sehr hoher Feldstärken. Aufgrund der Feldgeometrie können Elektronen, die in der Region oberhalb der GEM erzeugt wurden, zur GEM hin - und durch die Löcher hindurch - gedriftet werden. Durch die hohe Feldstärke in den Löchern lösen sie dort eine Gasverstärkung aus. Unterhalb des GEM werden die Elektronen in Richtung einer weiteren Detektorstufe oder einer Sammelelektrode gedriftet. Damit können die GEMs in Gasdetektoren als Vorverstärker eingesetzt werden. Entsprechend den Anforderungen werden die GEMs in fast beliebigen Größen und Formen hergestellt. Um eine konstante Gasverstärkung über die komplette Fläche zu erhalten, ist es wichtig, dass die geometrische Struktur homogen ist.

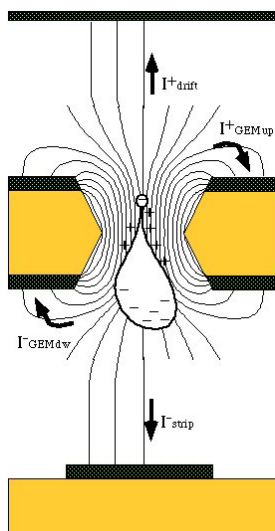


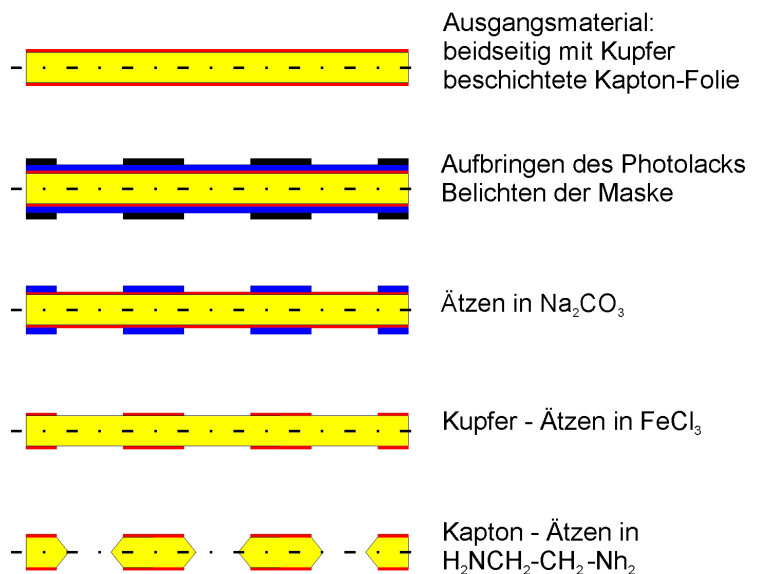
Abbildung 3-3: Schematische Darstellung der Funktionsweise des GEM. Ein Elektron, das in den Bereich der hohen Feldstärke in einer GEM-Pore gelangt, erzeugt dort eine Elektronenlawine. Die dabei entstehenden Ionen driften zum Teil vom GEM weg, ein Teil landet aber, je nach Einstellung der Feldstärken, auch auf der Frontseite des GEM. Die Elektronen werden zum Großteil auf in Richtung der folgenden Elektrode extrahiert, einige gehen jedoch auf der GEM-Elektrode verloren.

Um die GEMs sinnvoll betreiben zu können, ist es wichtig, ihren Aufbau und die Funktionsweise zu verstehen [Ben97]. Deswegen wird zunächst auf das Herstellungsverfahren eingegangen. Die Technologie und vor allem deren präzise Umsetzung stammen vom Detektorlabor des CERN.

3.3 GEM-Herstellungsverfahren

Das Ausgangsmaterial zur Herstellung des GEM ist eine 50 µm dicke Kaptonfolie. Diese ist beidseitig mit 5 µm Kupfer beschichtet. Damit das Kupfer auf der Kaptonfolie haftet, wird zunächst eine 10 nm dicke Zwischenschicht aus Chrom aufgebracht. Die Löcher werden nasschemisch, mit dem gleichen Prozess, wie zur Herstellung von gedruckten Schaltungen, in die Folie geätzt. Nach den üblichen Reinigungsschritten wird die Folie beidseitig mit Photolack beschichtet. Zwei Masken, die eine identische Lochmatrix besitzen, werden mit einer Genauigkeit von 5 µm zur Deckung gebracht. Nach der Justage wird die Folie zwischen den beiden Masken positioniert und beidseitig mit einer UV-Lampe belichtet. Im Anschluss daran werden mit den üblichen Lösungen an den belichteten Stellen der Photolack und das Kupfer entfernt. Im folgenden Prozessschritt dient die verbliebene Kupferstruktur als Maske, um in einer speziellen Lösung das Kapton wegzuätzen. Durch die symmetrische Anordnung bildet sich eine doppelt konische Form der Löcher aus. Abschließend wird noch mal ein kleiner Teil des Kupfers weggeätzt, um am Lochrand eine blanke Kapton-Oberfläche zu erhalten. Die GEMs werden gereinigt und auf elektrische Spannungsfestigkeit geprüft.

Abbildung 3-4: Darstellung der schrittweisen Herstellung der Gas Electron Multiplier (GEM Mikrostrukturen).



Bei der Herstellung der Mikrostrukturen können die geometrischen Abmessungen, wie z.B. die Lochdurchmesser oder -abstände, für die diversen Anwendungen optimiert werden. Da sich für viele Einsatzbereiche aber ähnliche Anforderungen ergeben, eignet sich meist das mittlerweile als „Standard GEM“ bezeichnete Layout mit den folgenden Dimensionen: Der Lochdurchmesser außen, also an der Kupfer-Elektrode, beträgt ca. 70 µm. Der innere Lochdurchmesser, also an der engsten Stelle der Kapton-Folie, liegt bei ca. 55 µm. Der Abstand der Löcher, also von einem Lochzentrum zum nächsten Nachbarn, beträgt ca. 140 µm. Zwei benachbarte Reihen sind jeweils gegeneinander verschoben, so dass der Abstand zwischen allen nächsten Nachbarn gleich groß ist. Die Lochdichte pro Fläche liegt bei ~ 6000 Löcher- cm^{-2} . Die Standardgröße der aktiven GEM-Fläche ist $10 \cdot 10 \text{ cm}^2$. Zur Spannungsversorgung ist die aktive Fläche üblicherweise von einem massiven, 5 mm breiten Kupferrand

umgeben. Dieser ist wiederum mit den für die elektrische Kontaktierung vorgesehenen Flächen verbunden. In der folgenden Abbildung 3-5 ist die Rasterelektronenmikroskop-Aufnahme eines Standard-GEM zu sehen [Sau].

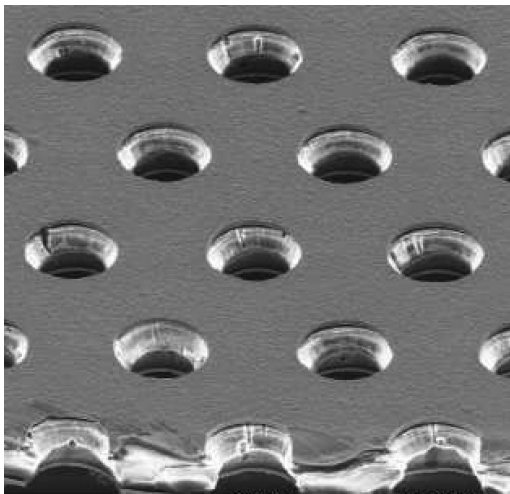


Abbildung 3-5: REM-Aufnahme einer Standard GEM-Folie; aus [Sau]. Deutlich ist die sehr gleichmäßige Fertigung zu sehen, die eine homogene Gasverstärkung über die Fläche gewährleistet.

Mittlerweile werden die GEMs auch in der Größe $\sim 30 \cdot 30 \text{ cm}^2$ standardmäßig hergestellt. Bei diesen Größen wird die Kapazität problematisch. Deshalb werden die großen GEMs segmentiert und somit mehrere Teilbereiche voneinander entkoppelt. Dadurch wird, falls es zu elektrischen Überschlügen kommen sollte, die Ladungsmenge reduziert. Die Kapazität eines Standard-GEM liegt bei knapp 2 nF.

3.4 Elektrische Felder im GEM

Durch das Anlegen einer Spannung zwischen den beiden Kupferelektroden wird ein elektrisches Feld erzeugt. Gäbe es keine Löcher in dem GEM, würde es sich um eine einfache Plattenkondensatorgeometrie mit homogenem Feld handeln. Die Feldstärke in diesem Fall lässt sich einfach als das Verhältnis aus angelegter Spannung und Plattenabstand bzw. hier der Foliendicke berechnen. Die Feldstärke in den GEM-Poren hängt von der Geometrie ab und lässt sich nicht mit einer einfachen Formel beschreiben. Je kleiner die Poren bzw. das Verhältnis aus Durchmesser zu Foliendicke, sind desto eher bleibt die Parallelplattenbedingung erhalten. Für größere Porendurchmesser nimmt die maximale Feldstärke im Zentrum ab, weil die Feldlinien sich zunehmend nach außen hin ausbreiten.

Die Abbildung 3-6; aus [Bac99c], zeigt den Verlauf der Feldstärke entlang der zentralen Achse einer GEM-Pore für verschiedene Lochdurchmesser. Die Potenzialdifferenz zwischen den beiden Seiten des GEM beträgt 500 V. Die Feldstärke vor und nach dem GEM beträgt 6 kV/cm. Es ist deutlich zu erkennen, wie sich der Wert der Feldstärke für kleine Lochdurchmesser, der reinen Parallelplattengeometrie annähert ($500 \text{ V}/50 \mu\text{m} = 100 \text{ kV/cm}$).

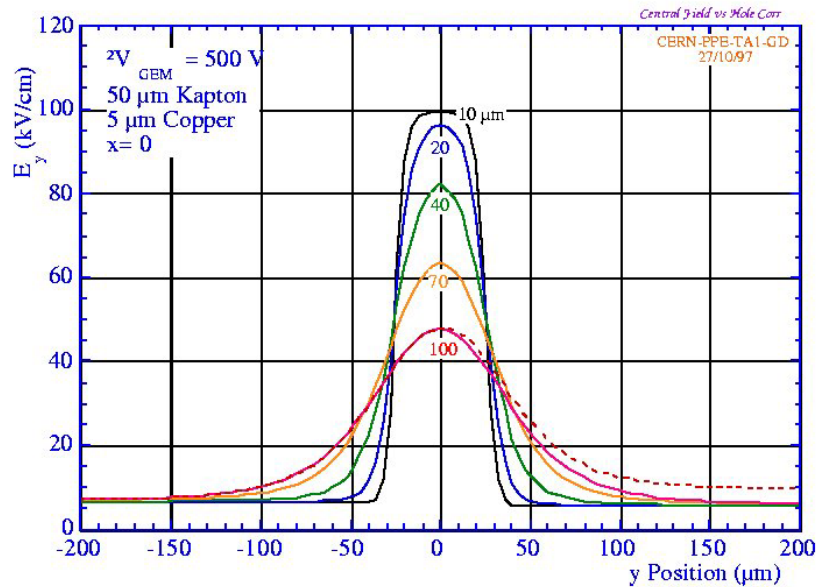


Abbildung 3-6: Elektrische Feldstärke entlang der zentralen Achse, in der Pore eines GEM. Dargestellt sind die berechneten Werte für einige Lochdurchmesser [Bac99c].

Aufgrund der exponentiellen Abhängigkeit des Townsend-Koeffizienten vom elektrischen Feld erhöht sich die Gasverstärkung für kleinere Lochdurchmesser drastisch. In der gestrichelten Kurve (in Abbildung 3-6) ist die Berechnung für ein 100 μm Loch dargestellt, bei dem das Feld auf der rechten Seite von 6 auf 10 kV/cm erhöht wurde. Es ist zu sehen, dass, zumindest für große Lochdurchmesser, die Feldstärke außerhalb der Löcher einen kleinen Einfluss auf die Feldstärke im Zentrum und somit den Verstärkungsfaktor hat.

Der Bereich, von dem aus die Elektronen in den GEM eintreten, wird als Driftregion bezeichnet. Der Bereich zwischen dem GEM und der Auslese-Elektrode wird Induktionsregion genannt. Wird aus zwei oder drei GEMs ein mehrstufiger Verstärker aufgebaut, nennt man die Zwischenräume von einem zum nächsten GEM Transferregionen, wie in der folgenden Abbildung 3-7 veranschaulicht.

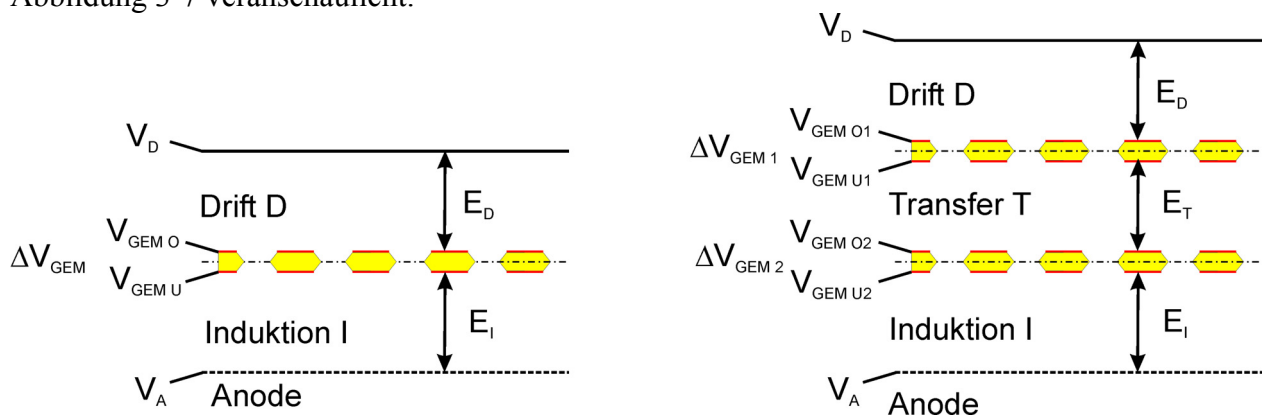


Abbildung 3-7: Bezeichnungen der Elektroden und Feldbereiche im Detektor-Aufbau mit einem linken Bild) oder mehreren GEMs (rechtes Bild).

3.5 Elektronentransport im GEM

Für das Verständnis der GEM-Funktion sind die folgenden Begriffe wichtig:

- Transfer-Effizienz $\varepsilon_{\text{trans}}$
- „wahre“ GEM-Verstärkung G_{real}
- Elektronen-Extraktions-Effizienz $\varepsilon_{\text{extract}}$
- „effektive“ GEM-Verstärkung G_{eff}

Die Transfer-Effizienz $\varepsilon_{\text{trans}}$ gibt an, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein Elektron in und durch ein GEM-Loch driftet, anstatt auf der metallischen Oberfläche zu landen und dort verloren zu gehen. Sie hängt im wesentlichen von den folgenden drei Faktoren ab. Dazu gehören die Geometrie der GEM-Löcher, also deren Durchmesser und Abstand voneinander. Des weiteren wird sie von der elektrischen Feldkonfiguration im GEM und auf beiden Seiten bestimmt. Außerdem ist natürlich auch der Einfluss des Elektronentransports im Gas, und dabei im speziellen die, vom Druck und der Gasart abhängige, transversale Elektronendiffusion zu berücksichtigen. Die besten Transfereffizienzen werden mit kleinen Drift- und hohen Transferfeldstärken erreicht. Für den Aufbau mit einer Photokathode ist jedoch eine hohe Feldstärke an der Photokathode nötig, um die Rückstreuung der Photoelektronen zu minimieren und ähnlich hohe Photoemissionswahrscheinlichkeiten wie im Vakuum zu erreichen. Messtechnisch ist die Transfereffizienz schwierig zugänglich. Meist wird das Produkt aus der Transfereffizienz und der GEM-Verstärkung gemessen [Ric02].

Die „wahre“ GEM-Verstärkung G_{real} gibt die durchschnittliche Anzahl der, in dem GEM pro eintretendem Elektron, erzeugten Elektronen an. Sie wird von der Feldstärke entlang der Elektronenpfade durch die GEM-Löcher und die Gasparameter bestimmt.

Um die in der GEM-Pore erzeugten freien Elektronen einer weiteren Detektor-Stufe oder einer Ausleseelektrode zugänglich zu machen, müssen sie aus den Löchern extrahiert werden. Die Elektronen-Extraktions-Effizienz $\varepsilon_{\text{extract}}$ gibt an, welcher Anteil der verstärkten Elektronen für die anschließenden Prozesse gewonnen werden kann. Der Rest landet z.B. auf der GEM-Rückseite oder geht durch Rekombination verloren. Auch diese Effizienz hängt von der Diffusion und somit von der Gasart und dem Druck ab.

Die „effektive“ GEM-Verstärkung G_{eff} setzt sich aus den beschriebenen Komponenten wie folgt zusammen:

$$G_{\text{eff}} = G_{\text{real}} \cdot \varepsilon_{\text{trans}} \cdot \varepsilon_{\text{extract}} \quad (39)$$

Aufgrund der Verluste von Elektronen, die auf den Kupferschichten landen und nicht weiter transportiert werden, ist die effektiv nutzbare Verstärkung im GEM also kleiner, als die wahre. Bei Messungen im Strom-Modus entspricht die effektive Verstärkung dem Verhältnis aus dem Strom an der Ausleseelektrode und dem in der Driftregion induzierten Strom. Alternativ können, anstatt der Ströme, auch die Pulshöhen an den entsprechenden Elektroden gemessen werden [Bel98a].

3.6 Einsatzmöglichkeiten des GEM

3.6.1 Unterdrückung der Photonenrückkopplung

Herkömmliche Proportionalzähler verwenden als Arbeitsgas eine Mischung aus einem Edelgas und einem mehratomigen Löschgas. Aufgrund der molekularen Anregungszustände werden die von den Edelgasatomen emittierten UV-Photonen effizient absorbiert. Diese können damit nicht an anderer Stelle im Detektor ungewünschte Ionisationen und damit weiter Elektronenlawinen auslösen. Für den Betrieb des Xenon-Gas-Szintillators ist es jedoch wichtig, die im Szintillationsprozess entstandenen UV-Photonen möglichst verlustfrei nachzuweisen.

Durch den Einsatz der GEMs wird es möglich, die verschiedenen Detektorbereiche optisch voneinander zu trennen. Das bedeutet, dass die im Szintillator durch primäre und sekundäre Szintillation erzeugten UV-Photonen auf direktem Weg auf die Photokathode treffen können. Für die beim anschließenden Verstärkungsprozess als unerwünschtes Nebenprodukt in den GEMs erzeugten Photonen besteht jedoch aufgrund der geringen optischen Transparenz nur eine sehr kleine Wahrscheinlichkeit auf die Photokathode zu treffen und dort weitere Elektronen herauszuschlagen. Die optische Transparenz ist zur Unterdrückung der Photonenrückkopplung bei der Gasverstärkung in reinen Edelgasen von Bedeutung.

Durch geeignete Wahl der Felder kann die elektrische Transparenz für Elektronen, die durch den GEM driften, nahezu einhundert Prozent betragen. Im Gegensatz dazu ist die optische Transparenz eine feste Größe, die nur von den geometrischen Daten definiert wird. Sie ist definiert als der Anteil der offenen Lochfläche zur Gesamtfläche und liegt für den Standard-GEM bei ca. 14 %. Würde die GEM-Folie also mit einem Bündel parallelen Lichts senkrecht bestrahlt, würden 14 % davon durchgelassen werden. Das beim Szintillationsprozess entstehende Licht kann aber eher mit einer Punktlichtquelle verglichen werden. Somit stellt sich die Frage, welcher Anteil des im Abstand T von einem GEM erzeugten Lichts durch die Folie gelangt. Bei der Berechnung des offenen Raumwinkels, für eine Punktlichtquelle durch einen GEM, ergeben sich die folgenden Resultate: Der Einfluss der Position der Lichtquelle relativ zum Lochzentrum ist bei Abständen von der Lichtquelle zum GEM von mindestens 1 mm nicht signifikant. Der offene Raumwinkel variiert also kaum, egal ob die Lichtquelle direkt unterhalb einem GEM-Loch ist, oder zwischen zweien. Bei einem Abstand von 3 mm von der Lichtquelle zum GEM beträgt der offene Raumwinkel bei einem Lochdurchmesser von 50 μm gerade mal 0,4 %. Für übereinander gestapelte GEMs sinkt die optische Transmission stark ab und ist praktisch vernachlässigbar.

3.6.2 Kopplung einer Photokathode an den GEM

Prinzipiell gibt es zwei verschiedene Möglichkeiten, die Photokathode an die GEMs anzukoppeln. Wie schon im Kapitel 2.9.2 über Photokathoden beschrieben, können diese entweder in der semitransparenten oder opaken Variante eingesetzt werden. In den folgenden beiden Bildern (Abbildung 3-8 links und rechts) sind die beiden Möglichkeiten in Kombination mit dem GEM schematisch dargestellt.

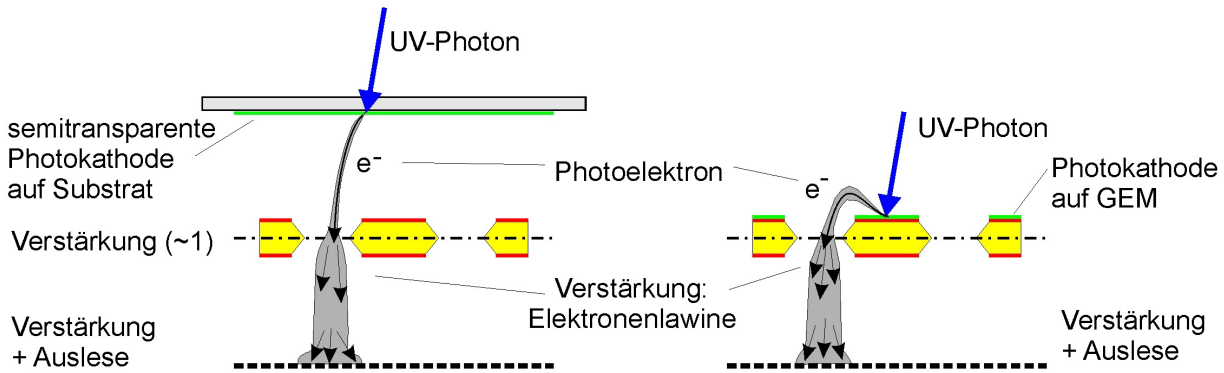


Abbildung 3-8: Möglichkeiten der Kopplung einer CsI-Photokathode an einen GEM. Das **linke Bild** zeigt den Aufbau mit einer semitransparenten Photokathode vor der GEM-Folie. Im **rechten Bild** ist schematisch die Anordnung dargestellt, bei der die CsI-Schicht direkt auf dem GEM aufgedampft ist.

Die elektrischen Felder werden so eingestellt, dass die Photoelektronen mit maximaler Effizienz von der Photokathode in den Verstärkungsbereich gelangen. Der GEM hat neben der Funktion als Elektronenverstärker vor allem die Aufgabe, die Rückkopplung von UV-Photonen zur Photokathode zu verhindern. Deswegen wird der Verstärkungsfaktor des ersten GEM in einem mehrstufigen System sehr klein gewählt (siehe auch [Gar99 und Mör01]).

3.6.3 Mehrstufiger GEM-Aufbau

Die Eigenschaft der GEMs, dass die Ladungsträger nach dem Verstärkungsprozess in den Poren für weitere Schritte zur Verfügung stehen, eröffnet, verglichen mit herkömmlichen Detektorsystemen, viele neuartige Designoptionen. So lässt sich die Verstärkungszone von der Sammelelektrode trennen. Beim herkömmlichen Betrieb von Micro-Strip-Gas-Detektoren besteht ein hohes Risiko, bei einem Überschlag im Detektor die feinen Strukturen zu zerstören. Durch den Einsatz des GEM als Vorverstärker wird der Verstärkungsprozess in zwei Stufen aufgeteilt und der Micro-Strip Teil kann in einem sicheren Modus betrieben werden. Des weiteren werden die störenden Effekte durch die Rückkopplung der bei der Ionisation der Gasatome entstehenden langsamen Ionen minimiert. Es können auch, wie in der Abbildung 3-9 dargestellt, mehrere GEMs hintereinander geschaltet werden. Damit lassen sich prinzipiell sehr hohe Gasverstärkungswerte bei stabilen Betriebsbedingungen erreichen.

Beim Aufbau eines Detektors mit mehreren hintereinandergeschalteten GEMs und einer Photokathode treten eine Vielzahl physikalischer Phänomene auf, die für den effizienten Betrieb berücksichtigt werden müssen [Buz02]. Der in der folgenden Graphik (Abbildung 3-9) dargestellte Aufbau besteht aus einer semitransparenten Photokathode, zwei GEMs und einer Ausleselektrode. Das einfallende UV-Photon schlägt ein Elektron aus der Photokathode, dieses wird in Richtung des ersten GEM beschleunigt. Die Feldstärken sind so eingestellt, dass sich die Elektronen durch den ersten GEM hindurch und zum zweiten GEM hin bewegen. In dem zweiten GEM findet der wesentliche Teil der Verstärkung statt. Die Elektronen aus der dort erzeugten Lawine werden auf die Sammelelektrode gedriftet und von dort ausgelesen. Die folgenden Prozesse spielen auf dem Weg der Elektronen eine wesentliche Rolle:

- Rückstreuung der Photoelektronen zur Photokathode, damit verbunden ist die Reduktion der Quanteneffizienz der Photokathode beim Betrieb im Gas, verglichen zum Einsatz im Vakuum.
- Erzeugung von After-Pulses durch Photonenrückkopplung zur Photokathode aufgrund der Lichtemission aus der Elektronenlawine und Sekundärszintillation im Driftfeld.
- Ionenrückkopplung aus den GEMs zum vorherigen GEM oder zur Photokathode erzeugt After-Pulse und begrenzt die Verstärkung aufgrund ioneninduzierter Elektronenemission.
- Ionenrückkopplung zur Elektrode auf der GEM-Unterseite kann zur elektrischen Aufladung der Kapton-Oberflächen bei hohen Anodenströmen und damit zu Instabilitäten bei der Verstärkung führen.
- „Avalanche confinement“ (= Konzentrierung der Elektronenlawine in der GEM-Pore) bedingt eine Sättigung schon bei moderaten Verstärkungen.
- Bei höheren Feldstärken breitet sich die Elektronenlawine über die GEM-Pore hinaus aus. Deshalb muss ein Mindestabstand zwischen zwei aufeinanderfolgenden GEMs, bzw. dem GEM und der Ausleselektrode, eingehalten werden.

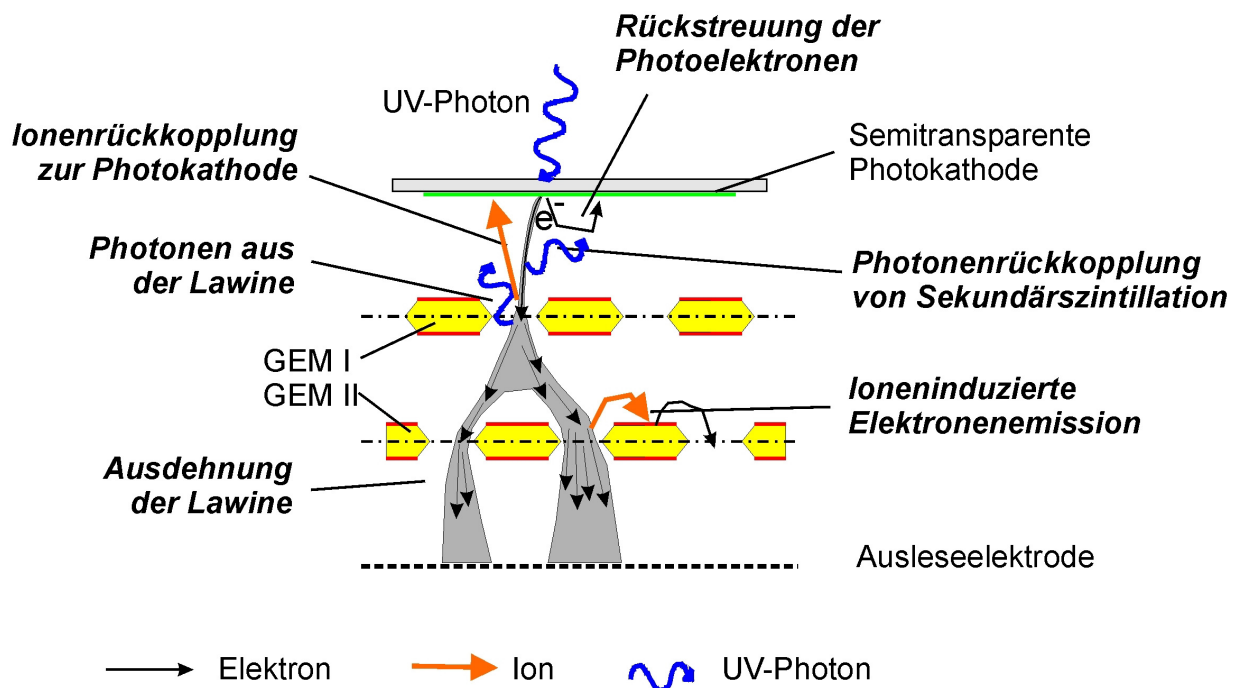


Abbildung 3-9: Physikalische Prozesse beim Betrieb eines Doppel-GEM-Aufbaus mit semitransparenter Photokathode; siehe auch [Buz02]. Mehrstufiger Verstärkungsprozess durch das Hintereinanderschalten von zwei GEMs. Die aus dem ersten GEM austretenden Elektronen driften aufgrund des zwischen den Folien angelegten Transferfeldes zur zweiten Verstärkerstufe mit Gasverstärkung.

Für das Verständnis dieser Zusammenhänge ist es wünschenswert, neben den Messungen auch Modellrechnungen zu haben, die die Verhaltensweisen beschreiben bzw. Eigenschaften und Abhängigkeiten voraussagen können. Im anschließenden Kapitel werden die Durchführung und die Ergebnisse solcher Simulationsrechnungen erläutert.

4 Simulationsrechnungen

Wie die im vorausgegangenen Kapitel diskutierten Effekte zeigen, spielen beim Betrieb eines integrierten Multi-GEM-Photonendetektors eine Vielzahl von Einflussfaktoren eine wichtige Rolle. Änderungen der Feldstärkewerte, durch kleine Modifikationen an den eingestellten Spannungen oder der geometrischen Anordnung, können das Gesamtverhalten des Detektors unter Umständen erheblich verändern. Der Aufbau des Multi-GEM-Detektors mit Photokathode resultiert in einer komplexen elektrischen Feldgeometrie. Die Teilkomponenten, also im wesentlichen die Photokathode, die Transfer-, die Verstärkungszone und die Auslese, lassen sich in diesem gekoppelten System nicht unabhängig voneinander einstellen. Vielmehr müssen, um die Gesamtfunktionalität zu optimieren, die wechselseitigen Einflüsse berücksichtigt werden. Für die experimentelle Arbeit ist es sehr hilfreich, schon vorab ein Gefühl für die Bedeutung der jeweiligen Größen zu haben. Darüber hinaus kann, durch den Vergleich der Messergebnisse mit den theoretischen Aussagen, die Qualität der Simulation und die Verlässlichkeit des Modells - und somit das Verständnis der Prozesse - überprüft werden. Das Ziel der hier durchgeführten Simulationen ist es, den großflächigen UV-Photonendetektor zu berechnen. Nachdem die Photoelektronen aus der Photokathode in das Gasvolumen ausgetreten sind, bewegen sie sich, getrieben von den Kräften des elektrischen Feldes, im Gas. In den Regionen mit ausreichend hohen Feldern finden Verstärkungsprozesse statt. Durch Verunreinigungen im Gas, Diffusion und ungünstige Feldgeometrien kann es zu Elektronenverlusten kommen. Bei der Betrachtung der Sammlung der Elektronen auf der Anode können der räumliche und zeitliche Signalverlauf bestimmt werden. Mit den Rechnungen wird im wesentlichen der Transport von geladenen Teilchen in einem Gas unter dem Einfluss des elektrischen Feldes beschrieben (siehe auch [Sha01]).

4.1 Bestandteile der Simulationssoftware

Um die Funktionalität des Detektors beschreiben-, bzw. um die Einflüsse der wesentlichen Stellgrößen bestimmen zu können, ist ein umfangreiches Modell nötig. Die für die Berechnung verwendete Software setzt sich modular zusammen. Die Komponenten werden im Anschluss im Detail beschrieben. Die Simulationsrechnungen wurden am Institut für Kernphysik, verteilt auf bis zu fünf Linux-Maschinen der „Stock-Gruppe“ gleichzeitig, durchgeführt. In der folgenden Graphik (Abbildung 4-1) sind die für die Simulation wichtigen Programme und Komponenten dargestellt.

Garfield

Garfield ist das Herzstück der hier verwendeten Software. Es handelt sich dabei um ein Monte-Carlo-Programm, das von Rob Veenhof [Vee98] am CERN zur detaillierten zwei- und dreidimensionalen Driftkammer-Simulation entwickelt wurde. Ursprünglich wurde Garfield für die Berechnung von zweidimensionalen Kammern geschrieben. Diese bestehen lediglich aus dünnen Drähten und Äquipotenzialflächen. Die Lösungen für dreidimensionale Feldgeometrien waren nicht möglich. Mittlerweile können jedoch dreidimensionale Felddaten von anderen Finite-Elemente-Programmen, wie zum Beispiel Maxwell3D, als Grundlage für weitere Berechnungen, importiert werden. Garfield berechnet und visualisiert die elektrischen Felder und die Driftlinien der Elektronen und Ionen. Neben den, entweder von Garfield selbst berechneten oder eingelesenen, Felddaten, müssen die Parameter des verwendeten Gases hinreichend genau bekannt sein. Für die gängigen Detektorgase sind diese schon in Garfield integriert. Spezielle Daten können von anderen Programmen, wie z.B. Imonte oder Magboltz, berechnet und Garfield zur Verfügung gestellt werden. Um die Startverteilung der Ladungs-

träger für die Simulation bestmöglich angeben zu können, kann z.B. mit Heed der Energieverlust von geladenen Teilchen im Gasvolumen berechnet werden. Mit Garfield lassen sich also die Felddaten für die jeweilige Geometrie und die angelegten elektrischen Potenziale zusammen mit den entsprechenden Gasdaten kombinieren. Das Programm ist in eine Folge von Sektionen unterteilt, die bei der Bedienung nacheinander abgearbeitet werden. Für die Simulation der Elektronendrift und der Gasverstärkung in einer GEM-Pore, wird zunächst der dreidimensionale Finite-Elemente-Datensatz in der Sektion „cell“ eingelesen. Danach werden die Art des Gases, der Druck und die unabhängig berechneten Daten in einer speziellen Gas-Datei eingelesen. Mit Garfield können die Potenziale und Felder einfach visualisiert werden. Es lassen sich damit beispielsweise die Bereiche aufspüren, in denen hohe Feldstärken zu Überschlügen führen können. In der Sektion „drift“ werden Elektronenstartorte vorgegeben. Die im elektrischen Feld auf die Ladungen wirkenden Kräfte bestimmen den Pfad der Elektronen durch den Detektor. Mit Garfield können diese Wege, die Diffusion, die Gasverstärkung und die Driftzeit berechnet werden.

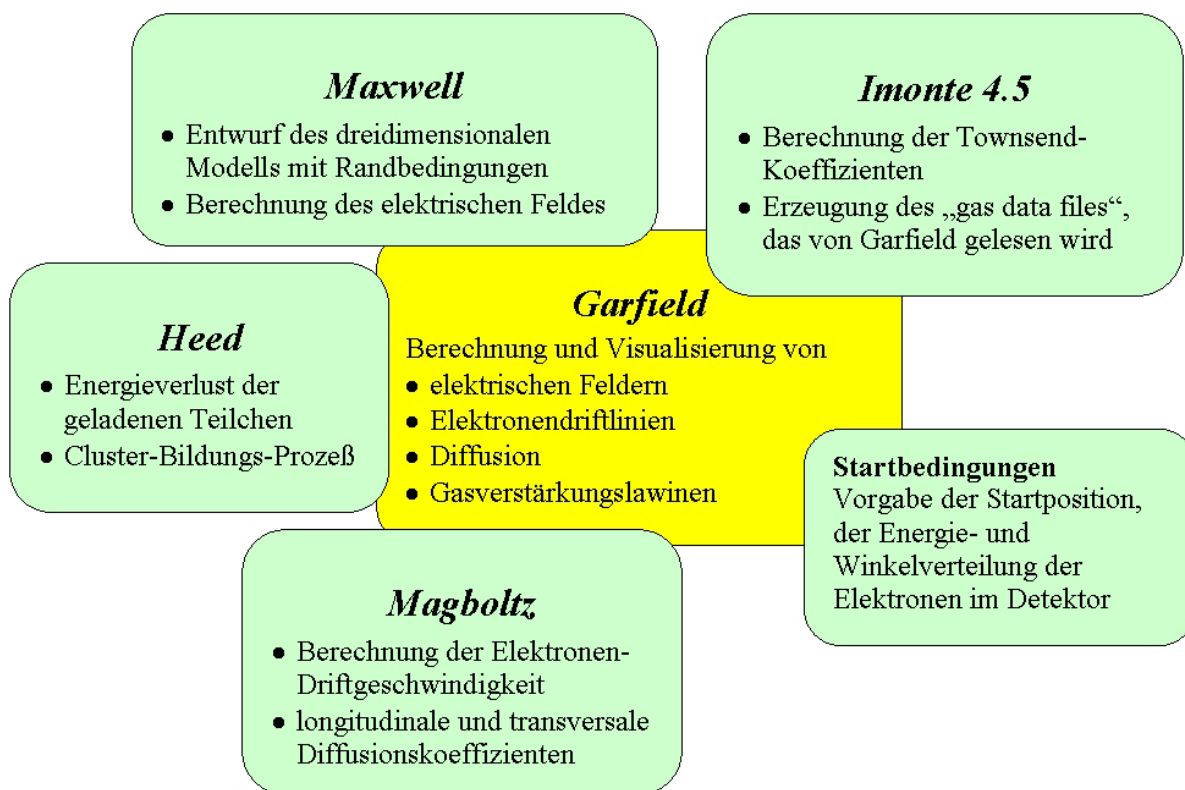


Abbildung 4-1: Die Simulationssoftware ist modular aufgebaut. Das zentrale Programm Garfield nutzt die mit den anderen Komponenten (Maxwell, Imonte4.5, Heed und Magboltz) ermittelten Ergebnisse, also die elektrischen Felddaten, Gasparameter und Startbedingungen als Eingabemodule.

Maxwell3D

Maxwell3D [Max] ist ein kommerzielles Finite-Elemente-Programm (FEM) zur numerischen Feldsimulation. Die für die Simulationsrechnung maßgeblichen Detektorkomponenten werden dreidimensional modelliert. Aufgrund der räumlichen Struktur sind dabei analytische Verfahren nicht mehr anwendbar. Mittels der FEM werden auch komplexe Geometrien, wie z.B. eine GEM-Pore, mit hoher Genauigkeit für die Berechnung zugänglich. Dabei ist es jedoch aufgrund der beschränkten Rechenleistung nicht möglich - und auch nicht nötig - den kompletten Detektor darzustellen. Der Rechenaufwand wird durch das Ausnutzen von Symmetrien und Periodizitäten drastisch reduziert. Es ist sinnvoll eine Zelle, bestehend aus einer einzelnen Pore, mit definierten Randbedingungen, zu betrachten. Der komplette GEM ergibt

sich durch das Aneinanderreihen vieler dieser Elementarzellen. In dem folgenden Bild (Abbildung 4-2) ist die Elementarzelle eines Standard-GEM dargestellt. Bei den Berechnungen wird durch das Ausnützen der inneren Symmetrien nur ein Viertel davon benötigt. Für diese Geometrie, bestehend aus einer $50\ \mu\text{m}$ Kapton-Folie mit beidseitiger $5\ \mu\text{m}$ dicken Kupferschicht und doppelt-konischen Löchern mit Durchmessern $50/70\ \mu\text{m}$ innen/außen und $140\ \mu\text{m}$ Lochabstand, betragen die Abmessungen der Elementarzelle $121\cdot70\ \mu\text{m}^2$ in x- und z-Richtung. Für die y-Richtung wurde eine Ausdehnung von $400\ \mu\text{m}$ gewählt. Zur FEM Rechnung wurde dieser Raum in ein aus ca. 31000 Knoten bestehendes Netz aufgeteilt. Nachdem die Geometrie, die Materialien, die Aufteilung und Vernetzung der Elemente definiert sind, können an den Elektroden (a-d) die gewünschten Potenziale vorgegeben werden. Maxwell3D berechnet in diesem dreidimensionalen Gitter die Potenzial- und elektrischen Feldstärkewerte. Mit dem gleichen Geometrie-Datensatz können durch die Wahl von diversen Potenzialwerten verschiedene Betriebsbedingungen simuliert werden. Die Berechnungen der elektrischen-Feld-Datensätze wurden in Zusammenarbeit mit A. Cardini und D. Pinci vom Instituto Nazionale di Fisica Nucleare (INFN) Cagliari durchgeführt [Ben02, Pep02]. Die dort berechneten dreidimensionalen-Felddaten wurden anschließend in der Garfield-Simulation in Frankfurt eingesetzt [Bon01b].

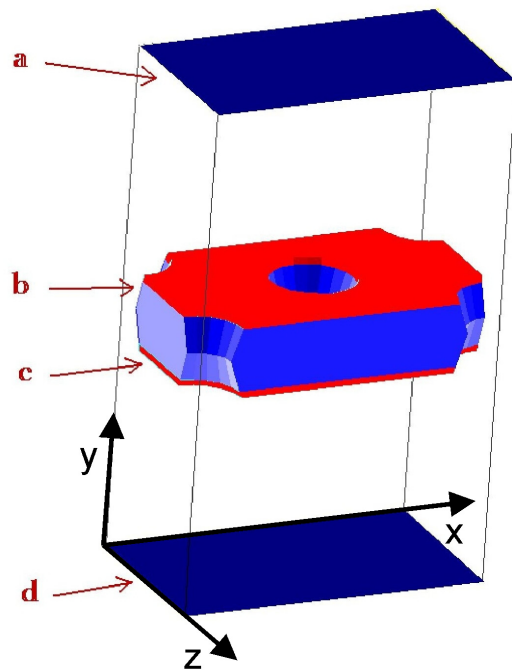


Abbildung 4-2: Elementarzelle für die Simulationsrechnungen; aus [Bon01b].

a: Driftelektrode,
b: GEM-Frontseite,
c: GEM-Rückseite,
d: Transferelektrode;

Durch das Ausnützen der inneren Symmetrien reicht für die Berechnungen ein Viertel des dargestellten Bereichs, mit den Dimensionen $70\cdot121\cdot400\ \mu\text{m}^3$, aus.

Bei geeigneter Wahl der Randbedingungen lassen sich diese Elementarzellen aneinanderreihen. In Abbildung 4-3 ist das Finite-Elemente-Netz für eine größere Zahl GEM-Poren in der Draufsicht dargestellt. Die Verteilung der Knoten wurde so gewählt, dass an den Stellen, an denen die größten Variationen auftreten, die Punkte am dichtesten angeordnet sind.

Magboltz

Magboltz ist ein von Steve Biagi (University of Liverpool) geschriebenes Monte-Carlo-Programm, mit dem sich die Elektronen-Transport-Eigenschaften von nahezu beliebigen Gasmischungen berechnen lassen [Bia00]. Dazu gehören die Elektronendriftgeschwindigkeit, der Lorentzwinkel und der Townsend-Koeffizient. Diese Informationen können dann wiederum von Programmen wie Heed verwendet werden, um die Ionisationsspuren von geladenen Teilchen in Gasen zu bestimmen. Die Daten können aber auch direkt von Garfield für die Simulationsrechnung weiterverarbeitet werden.

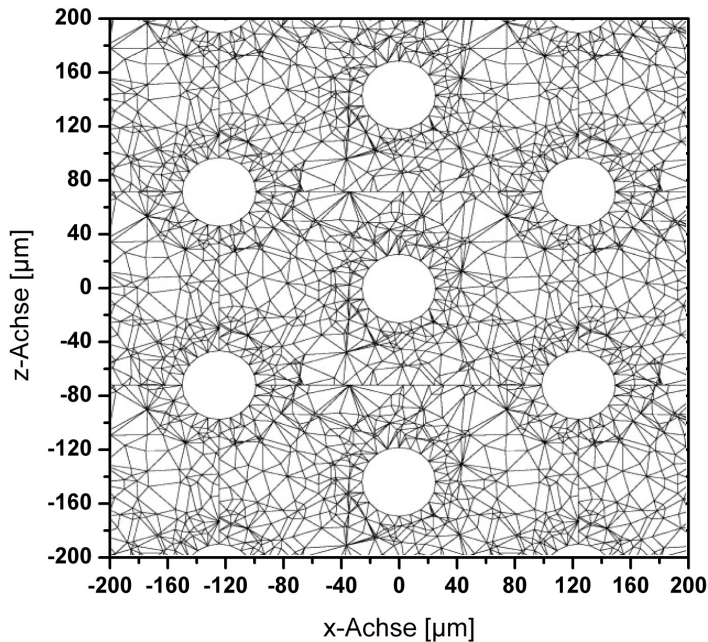


Abbildung 4-3: *Finite-Elemente-Netz zur Berechnung der Elektronenverstärkung im GEM; aus [Bon01b], so wie es für die Simulationsrechnungen am Institut für Kernphysik in Frankfurt eingesetzt wurde. Die Geometrie entspricht dem „Standard-GEM“-Design.*

Imonte 4.5

Mit diesem Programm, das ebenfalls von Steve Biagi geschrieben wurde, lassen sich die Townsend- und die Anlagerungskoeffizienten für verschiedene Gasgemische berechnen. Im Gegensatz zu Magboltz werden in Imonte4.5 auch die Sekundärelektronen berücksichtigt. Bei hohen Feldstärken ist daher Imonte das besser geeignete Programm.

Heed

Heed [Smi97] dient zur Berechnung des Energieverlustes von schnellen geladenen Teilchen in Gasen. Es werden Ionisation und Cluster-Bildungs-Prozesse betrachtet. Das Programm wurde von Igor Smirnov am CERN entwickelt.

4.2 Felder im GEM

Die Funktion des GEM wird durch den Einfluss des elektrischen Feldes auf die Ladungsträger bestimmt. Der Transport der Elektronen, die Diffusion der Ladungswolke und die Gasverstärkung hängen, neben den Parametern des verwendeten Gases, vor allem vom Verlauf der elektrischen Feldstärke ab. Um diese Einflüsse studieren zu können ist es nötig, einen genauen Einblick in die Struktur der elektrostatischen Gegebenheiten zu haben.

4.2.1 Äquipotenziallinien

Die folgenden beiden Bilder (Abbildung 4-4) zeigen den Verlauf der Äquipotenzialkurven in Schnitten senkrecht zur GEM-Ebene. Das linke Bild zeigt die Potenzialkurven in der x-y-Ebene für eine nicht symmetrische Feldanordnung. Die Driftfeldstärke vor dem GEM beträgt 3 kV/cm, die nach dem GEM 7 kV/cm. Die Spannung am GEM liegt bei 450 V. Im rechten Bild sind die Bedingungen noch asymmetrischer, die Feldstärke vor der GEM wurde auf 0 V/cm reduziert. Die Spannung am GEM beträgt 380 V und das Feld nach der GEM 5 kV/cm. In diesem Fall ist die z-y-Ebene im Bild dargestellt. Abhängig vom Verhältnis der am GEM anliegenden Spannung und den Drift- bzw. Transferfeldern, werden die homogenen

Felder ober- und unterhalb der Mikrostruktur deformiert. Für freie Ladungsträger im Gas wird es somit möglich, auch von außerhalb in die Poren gesaugt zu werden.

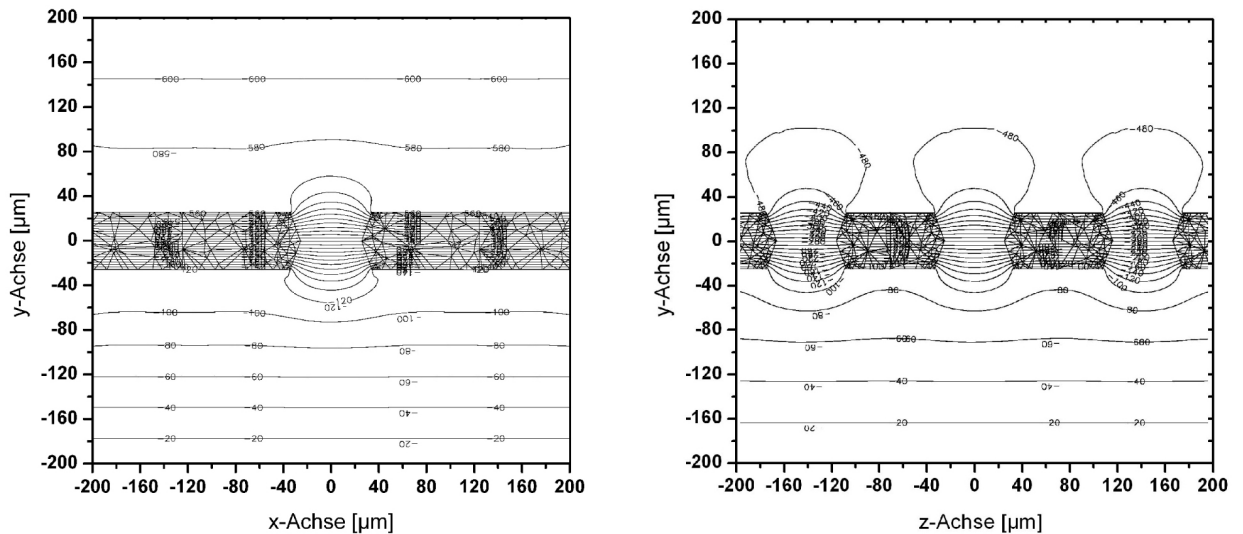


Abbildung 4-4: Feldlinien im GEM. Durch die Vorgabe der elektrischen Potentiale an den Drift- und den GEM-Elektroden lassen sich unterschiedliche Feldgeometrien erzeugen. Die in den Bildern dargestellten Linien zeigen den Verlauf der Äquipotenziallinien für zwei Einstellungen. **Linkes Bild:** Schnitt entlang der x-y-Ebene Drift: 3 kV/cm, GEM: 450 V, Transfer: 7 kV/cm. **Rechtes Bild:** Schnitt entlang der z-y-Ebene. Drift: 0 kV/cm, GEM: 380 V, Transfer: 5 kV/cm.

In der Abbildung 4-5 ist der Verlauf der elektrischen Feldstärke, entlang einer zum GEM senkrechten Linie durch ein Lochzentrum, dargestellt. Bei diesen Berechnungen wurde ein symmetrischer und ein asymmetrischer Aufbau angenommen. Die Spannung zwischen den beiden GEM-Elektroden beträgt in beiden Fällen 350 V. Die Feldstärke in der Driftzone 0 bzw. 3 kV/cm, im Transferbereich 3 kV/cm. Da diese Achse die Symmetrieachse ist, ist in diesem speziellen Fall die resultierende Feldstärke gleich der y-Komponente der Feldstärke.

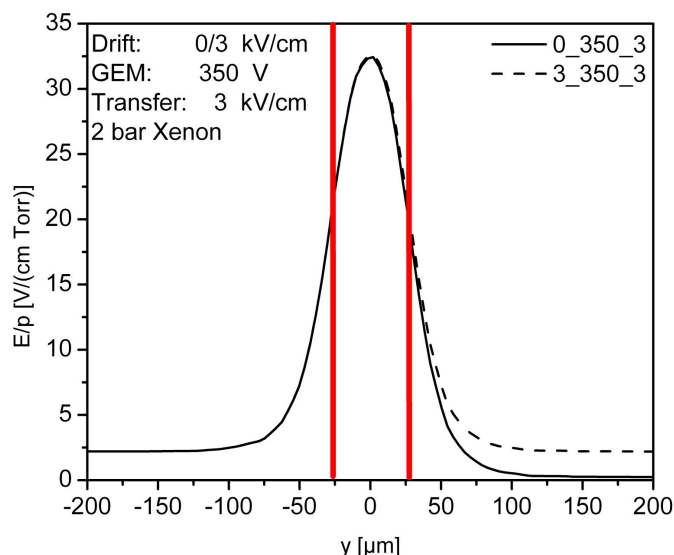


Abbildung 4-5: Verlauf der Feldstärke in einer GEM-Pore entlang der zentralen Achse. Die Feldstärke im Transferbereich beeinflusst in diesem Fall die Feldstärke in der Pore nur unwesentlich. Mit den beiden vertikalen Linien ist die Position der GEM-Kupfer-Elektroden angedeutet.

Die Ausdehnung des GEM in y-Richtung beträgt ± 30 µm. Die Lagen der Kupferelektroden sind durch die beiden vertikalen Linien markiert. Der Bereich homogener Feldstärken vor und nach dem GEM beginnt ca. 50 µm über den Oberflächen. Die Feldstärken im zentralen Bereich des GEM weichen für die beiden Fälle kaum voneinander ab. Anhand der Berechnungen entlang dieser einen Achse lässt sich jedoch noch kein detaillierter Überblick über das Ausse-

hen des elektrischen Feldes im GEM gewinnen. Deshalb wurden die Felder auch für weitere Schnitte simuliert. Die Ergebnisse werden in den folgenden Abschnitten diskutiert.

4.2.2 Elektrische Feldstärke in vertikalen Schnitten

Um ein besseres Verständnis der GEM-Eigenschaften zu erhalten, wird die Feldstärke entlang einiger Parallelen zur y-Achse berechnet. Zur Verdeutlichung der Schnittrichtung dient das folgende Bild (Abbildung 4-6):

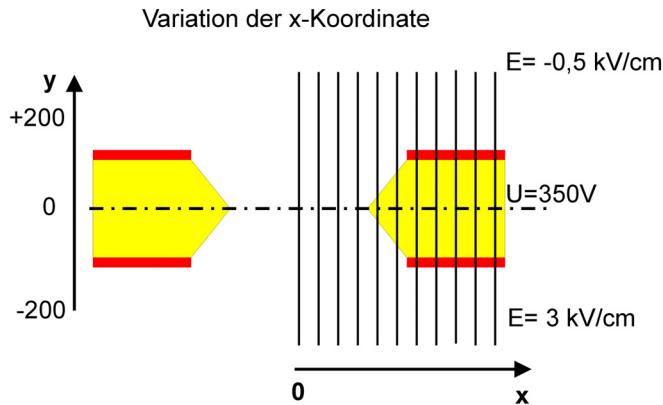


Abbildung 4-6: Schematische Darstellung der Schnittrichtung für die Berechnung der Feldstärke entlang Parallelen zur y-Achse.

Für die Berechnungen wurde der elektrische-Feld-Datensatz „-0.5_350_3“ gewählt, also eine Spannung von 350 V am GEM und Feldstärken von -0,5 kV/cm im Drift- und 3 kV/cm im Transferfeld. Negative Feldstärken im Driftfeld sind dann sinnvoll, wenn Elektronen aus der direkten Umgebung der GEM-Oberfläche in die Poren gedriftet werden sollen. Diese Betriebsbedingungen sind beim Einsatz der Photokathode auf dem GEM von besonderem Interesse.

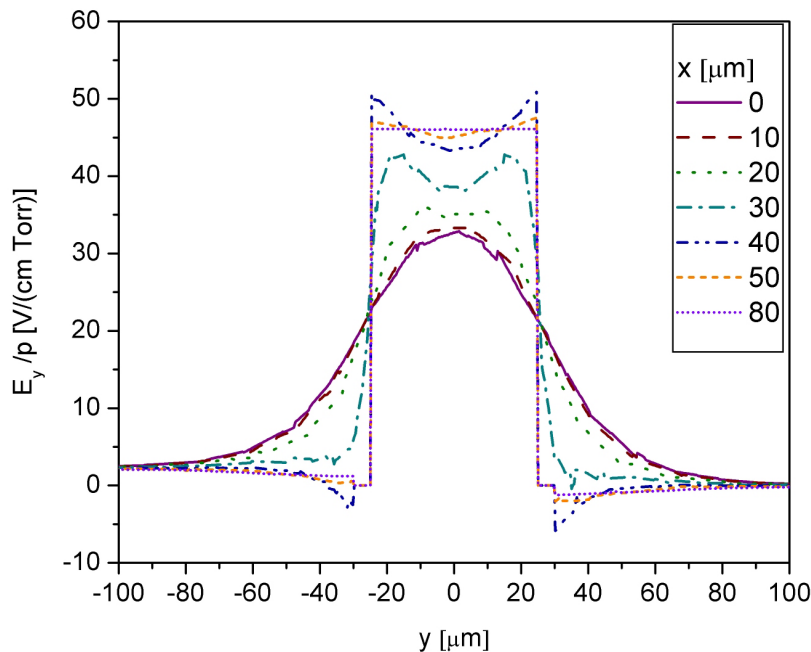


Abbildung 4-7: y-Komponente der Feldstärke entlang Parallelen zur y-Achse.

Die berechneten reduzierten elektrischen Feldstärken gelten für einen Gasdruck von 2 bar. Da es sich bei den hier für die Berechnung gewählten Geraden nicht um Symmetrieachsen handelt, zeigt der Feldstärkevektor im allgemeinen nicht in y-Richtung. Sein Betrag ist somit nicht mehr identisch mit der y-Komponente. In der Abbildung 4-7 sind die y-Komponenten des Feldstärkevektors entlang der zur y-Achse parallelen Geraden dargestellt.

Der Verlauf der Feldstärke entlang der Lochachse, also für $x = 0$, wurde schon weiter oben (siehe Kapitel 4.2.1) diskutiert. Die Äquipotenziallinien sind in diesem Bereich weit aus den GEM-Poren herausgebogen. Entlang dieser Achse steigt der Feldstärkewert langsam an, erreicht sein Maximum in der Lochmitte, fällt auf der anderen Seite wieder ab und nähert sich in größerem Abstand dem Wert der homogenen Feldstärke an. Im Gegensatz dazu sieht die Kurve für Schnitte - parallel zur y -Achse und weit entfernt von den GEM-Poren - im Idealfall stufenförmig aus. Da es dann keine feldverzerrenden Einflüsse gäbe, würden die drei Bereiche homogener Feldstärke aneinander anschließen. Mit dem gewählten elektrischen-Feld-Datensatz und 2 bar Gasdruck ergäben sich für die Drift $-0,33 \text{ V}/(\text{cm}\cdot\text{Torr})$ und für die Transferseite $2,0 \text{ V}/(\text{cm}\cdot\text{Torr})$ ¹⁹. Der in der Standard-GEM-Geometrie größtmögliche Abstand von einer GEM-Pore beträgt ca. $80 \mu\text{m}$. Für diesen Fall ist in der folgenden Graphik (Abbildung 4-8) die Feldstärke dargestellt. In der Kaptonfolie zwischen den beiden parallelen Kupferelektroden ist die Feldstärke homogen, der Wert von $70 \text{ kV}/\text{cm}$ ²⁰ ist allerdings außerhalb des dargestellten Bereichs. Die Kupferelektroden sind elektrisch leitfähig, somit ist das Potenzial dort konstant und die Feldstärke null. Bei größer werdenden Abständen von der GEM-Oberfläche nähert sich die Feldstärke auf beiden Seiten einem jeweils konstanten Wert an. In der direkten Nähe der Elektroden ist das Feld allerdings inhomogen. Auf der Driftseite ist die Feldstärke direkt an der Oberfläche $-1,3 \text{ V}/(\text{cm}\cdot\text{Torr})$. Ab einer Entfernung von ca. $100 \mu\text{m}$ über der Folie erreicht die Feldstärke den Wert von $-0,084 \text{ V}/(\text{cm}\cdot\text{Torr})$, der auch für größere Abstände konstant bleibt. Auf der Transferseite beträgt die Feldstärke an der Folienoberfläche $1,2 \text{ V}/(\text{cm}\cdot\text{Torr})$ und in Entfernungen größer als $100 \mu\text{m}$ über der Folie annähernd konstant $2,2 \text{ V}/(\text{cm}\cdot\text{Torr})$.

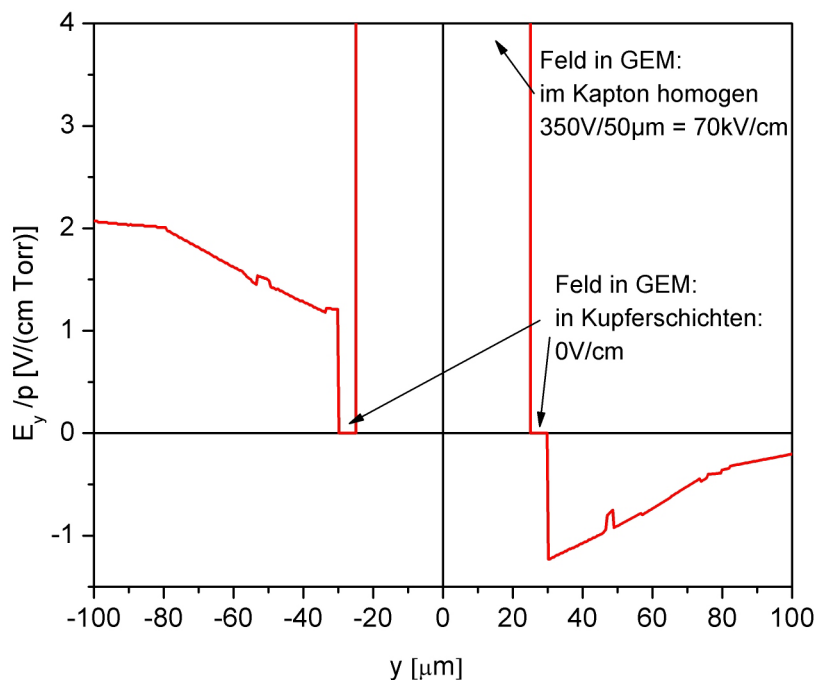


Abbildung 4-8: Verlauf der elektrischen Feldstärke entlang einer Parallelen zur y -Achse zwischen zwei GEM-Poren. Ober- und unterhalb nähert sich die Feldstärke zu größeren Abständen hin konstanten Werten an. In den Kupferelektroden herrscht ein konstantes Potenzial und somit ist die Feldstärke gleich null. Zwischen den Kupferelektroden in der Folie herrscht eine konstante Feldstärke, die sich aus der Parallel-Platten-Kondensator-Geometrie ergibt.

Neben den beiden speziellen Fällen, der Achse durch die Lochmitte und der Geraden mit dem größtmöglichen Abstand davon, sind für den Betrieb des GEM die Eigenschaften dazwischen

¹⁹ $-0,5 \frac{\text{kV}}{\text{cm}} (@2\text{bar}) = -0,33 \frac{\text{V}}{\text{cm}\cdot\text{Torr}}$

²⁰ $\frac{350\text{V}}{50\mu\text{m}} = 70 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$

von großer Bedeutung. In der Abbildung 4-7 sind die Werte der Feldstärke für dazwischen liegende Geraden dargestellt. Es zeigt sich, dass die höchsten Feldstärken beim Betrieb der GEMs nicht im Lochzentrum auftreten, sondern an den Rändern der Poren in der Nähe der Kupfer-Elektroden. Dabei werden sogar die im homogenen Feld zwischen den beiden Kupfer-Elektroden erreichten Werte überschritten.

Die Feldstärke an der GEM-Frontseite ist für die Extraktion von Photoelektronen aus einer mit CsI beschichteten und als Photokathode betriebenen GEM-Oberfläche von Bedeutung. Nur wenn die aus der Photokathode austretenden Elektronen effizient abgesaugt und in die GEM-Poren gedriftet werden, können sie für den weiteren Verstärkungsprozess genutzt werden. Dazu ist eine möglichst große Kraft auf die Elektronen - von der Photokathode weg - nötig. Die Feldstärke an der GEM-Oberfläche ist messtechnisch nicht zugänglich. Durch die detaillierte Simulation kann jedoch ein recht gutes Bild über die Verhältnisse bei kleinen Abständen gewonnen werden. Abhängig von ihrer Energie, können sich die Photoelektronen mehr oder weniger leicht von der Oberfläche entfernen. Durch die Variation der Höhe der Elektronenstartorte über der GEM-Oberfläche in der Simulation kann dieser Effekt studiert werden. Im folgenden Kapitel wird die Feldstärke entlang zur Oberfläche paralleler Linien in verschiedenen Abständen berechnet.

4.2.3 Elektrische Feldstärke in horizontalen Schnitten

Für die in diesem Kapitel vorgestellten Berechnungen der elektrischen Feldstärke entlang parallel zur GEM-Oberfläche verlaufender Geraden wurde der gleiche elektrische-Feld-Datensatz „-0.5_350_3“, wie im Kapitel 4.2.2 eingesetzt. Das folgende Bild (Abbildung 4-9) verdeutlicht die Richtung der Geraden, entlang denen die Feldstärke berechnet wurde.

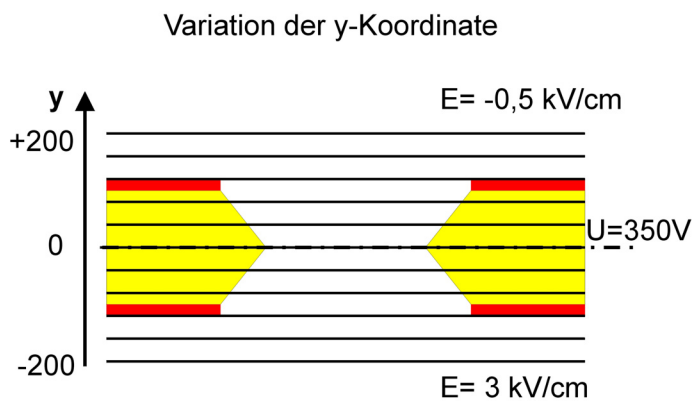


Abbildung 4-9: Schematische Darstellung der Schnittrichtung für die Berechnung der Feldstärke entlang Parallelen zur y-Achse.

In der Abbildung 4-10 wird der Verlauf der y-Komponente der elektrischen Feldstärke entlang Parallelen zur Oberfläche gezeigt. Die Lage der Geraden wurden so gewählt, dass verschiedene Höhen über der Folie auf beiden Seiten des GEM untersucht werden konnten. In größeren Abständen (ab $y \approx \pm 100 \mu\text{m}$) ist die Feldstärke konstant und entspricht den im vorigen Kapitel ermittelten Werten. Für diesen Feld-Datensatz und 2 bar Gasdruck ergibt sich dabei auf der Driftseite $0,08 \text{ V}/(\text{cm} \cdot \text{Torr})$ und auf der Transferseite $2,2 \text{ V}/(\text{cm} \cdot \text{Torr})$. In der Abbildung ist gut zu sehen, ab welchen x-Entfernungen die Feldstärkewerte konstant sind, bzw. wie weit die Feldverzerrungen aus den GEM-Poren herausreichen.

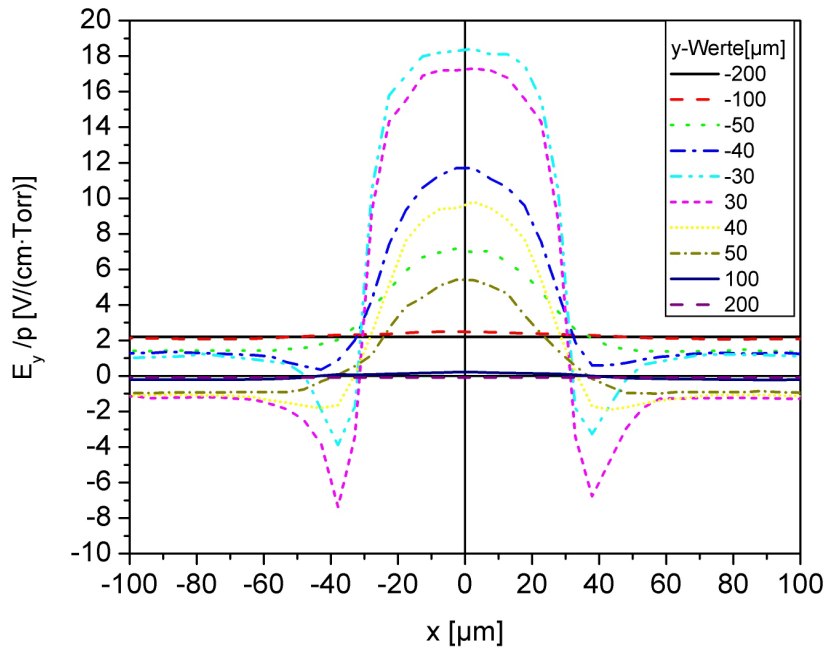


Abbildung 4-10: Berechnungen der y-Komponente der elektrischen Feldstärke entlang Parallelen zur x-Achse. Die y-Koordinate wurde von -200 bis $+200 \mu\text{m}$ variiert.

Im Gegensatz zur Extraktion von Elektronen, die aus der GEM-Oberfläche emittiert wurden, ist für die Gasverstärkung in den GEM-Poren der absolute Betrag der elektrischen Feldstärke - und nicht deren y-Komponente - von Bedeutung. Daraus lässt sich der Zuwachs der kinetischen Energie der Elektronen im elektrischen Feld und damit die Ionisationswahrscheinlichkeit bestimmen. Die Abbildung 4-11 zeigt die Ortsabhängigkeit der elektrischen Feldstärke entlang zur GEM-Oberfläche parallel verlaufender Linien. Sie wurde sowohl oberhalb, als auch innerhalb der GEM-Folie berechnet.

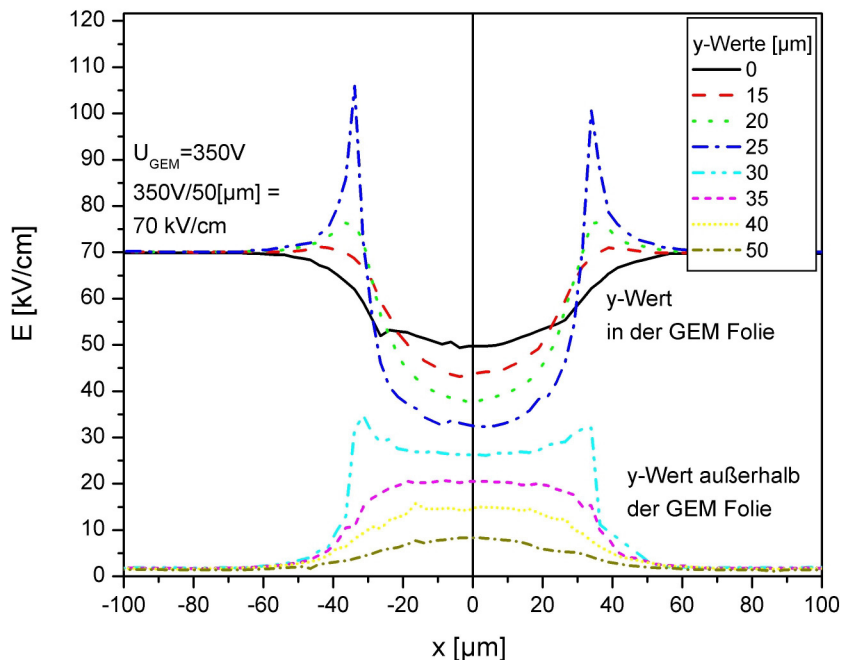


Abbildung 4-11: Berechnung der Feldstärke entlang zur GEM-Oberfläche paralleler Geraden innerhalb und außerhalb der Folie. Die y-Koordinate wurde von 0 bis $50 \mu\text{m}$ variiert.

Die Feldstärke entlang zur GEM-Oberfläche paralleler Linien zeigt einen speziellen Verlauf: Im Zentrum ist ein Bereich mit annähernd konstanter Feldstärke. An den Rändern, im besonderen an den Übergängen von der Metall- zur Isolatoroberfläche, steigt die Feldstärke sehr stark an. Wie auch in anderen Mikro-Struktur-Detektoren, treten aufgrund der hohen Feldstärken an den Kanten der Kathoden und damit möglicher spontaner Feldemission, dort zuerst Überschlüge auf (siehe auch [Bac99c]).

4.3 Berechnung der Gasverstärkung im GEM

Im vorangegangenen Kapitel wurde die elektrische Feldstärke in den GEM-Poren und deren Umgebung anhand von Schnitten in verschiedenen Richtungen detailliert betrachtet. Außerdem wurden die angelegten Spannungen variiert, um den jeweiligen Einfluss auf die Feldstärke studieren zu können. Die Kenntnis über die räumliche Abhängigkeit der Feldstärke, bei gegebenen Geometrieparametern und elektrischen Potenzialen, ist eine wichtige Voraussetzung für den effizienten Betrieb des integrierten Detektors. Alleine damit lässt sich jedoch noch keine Aussage über die globalen Eigenschaften, wie zum Beispiel die Gasverstärkung, machen. Es handelt sich dabei um einen statistischen Prozess, d.h. bei gegebenen Startparametern kann nur eine Wahrscheinlichkeitsaussage über die Folgeprozesse gemacht werden.

Im anschließenden Teil der Arbeit werden Berechnungen vorgestellt, die die Drift von Elektronen in einer vorgegebenen Feldgeometrie im Detektorgas beschreiben. Die Startorte können dabei für verschiedene Szenarien gewählt werden. Die Ladungen werden im elektrischen Feld beschleunigt und gewinnen Energie. Bei ausreichend hohen Feldstärken können Ionisationsprozesse stattfinden (siehe Kapitel 2.5). Mit den energieabhängigen Stoßquerschnitten wird bei der Simulationsrechnung jeweils die mittlere freie Weglänge bzw. eine Wechselwirkungswahrscheinlichkeit der Elektronen mit den Gasatomen bzw. -molekülen berechnet. Das Ergebnis einer einzelnen Rechnung ist daher wenig aussagekräftig. Deswegen wird für die einzelnen Startbedingungen jeweils eine ausreichend große Zahl²¹ von Drift-Trajektorien gerechnet. Daraus können verlässliche Mittelwerte und deren Schwankungsbreiten errechnet werden.

Zur Berechnung der Verstärkungseigenschaften werden einzelne Elektronen, ausgehend von einer Startposition in einem Abstand über dem GEM, verfolgt. In der folgenden Abbildung 4-12 ist der Schnitt durch eine GEM-Pore dargestellt. Die Spannung am GEM beträgt 350 V, die Feldstärken ober- und unterhalb wurden symmetrisch auf 3 kV/cm festgelegt. Als Gas wurde Xenon bei 2 bar gewählt. Die dazu nötigen Gasdaten wie Elektronendriftgeschwindigkeit, Townsend- und Anlagerungskoeffizient, wurden entweder mit Garfield direkt berechnet oder der Literatur entnommen. Der Startort des Elektrons wurde in diesem Fall in der Lochmitte - 100 μm über der GEM-Pore - festgelegt. Es ist zu erkennen, dass der wesentliche Teil der Gasverstärkung erst in der unteren Hälfte der Pore stattfindet. Die im Bereich der hohen Feldstärke erzeugte Ladungslawine weitet sich durch Diffusion mit zunehmender Entfernung vom GEM auf. Ein kleiner Teil der Elektronen gelangt aus der Lawine auf die GEM-Unterseite und geht damit für den Nachweisprozess verloren.

²¹ Die Größe dieser Zahl hängt von statistischen Schwankungen und der geforderten Genauigkeit ab.

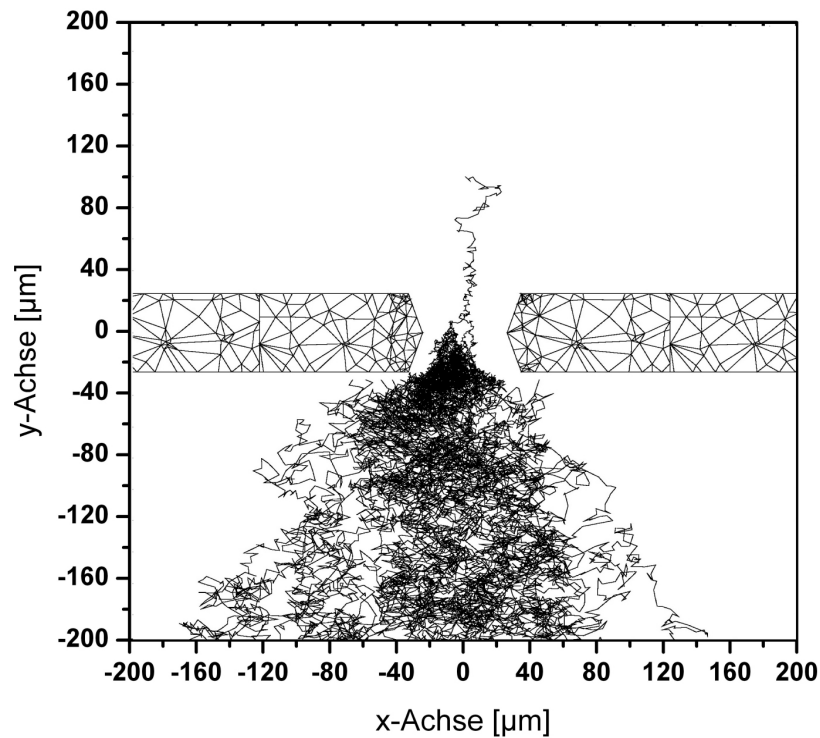


Abbildung 4-12: Berechnung einer Ladungslawine in einer GEM-Pore. Der Xenon-Gasdruck beträgt 2 bar. Der elektrische-Feld-Datensatz ist „3_350_3“, also eine symmetrische Anordnung mit jeweils 3 kV/cm im Drift- und Transferfeld und 350 V zwischen den beiden GEM-Elektroden. Das Elektron startet zentral über dem GEM in einer Höhe von 100 µm. Eingezeichnet sind die in Folgeprozessen erzeugten Elektronen bzw. deren Weg im elektrischen Feld des GEM.

Eine der wesentlichen, den GEM-Aufbau charakterisierenden Größen, ist der Verstärkungsfaktor. Die unterschiedlichen Definitionen dieser Größe wurden schon im Kapitel 3.5 erläutert. Bei der Diskussion der folgenden Simulationen wird damit die Anzahl der pro Startelektron insgesamt auf der Auslese-Elektrode gesammelten Elektronen beschrieben.

Die Berechnungen wurden mit einer GEM-Konfiguration mit 350 V zwischen den Elektroden und einer symmetrischen Feldanordnung auf beiden Seiten bei einem Xenon Gasdruck von 2 bar durchgeführt. Der Elektronenstartort im hier dargestellten Fall wurde außerhalb der Symmetrieachse bei $(x, y, z) = (70, 100, 0)$ µm festgelegt. Von dort aus wurden 2000 Elektronenwege berechnet. Im folgenden Bild (Abbildung 4-13) ist die Häufigkeitsverteilung bei der Einzelelektronenverstärkung dargestellt. Zur besseren Darstellung ist die Skalierung so gewählt, dass der Wert im Kanal Null unterdrückt wird. Dieser Wert repräsentiert die Ereignisse, bei denen kein Elektron aus dem GEM extrahiert und auf der Sammelelektrode nachgewiesen werden kann. Der Anteil der Nullen liegt bei 1142 von 2000, also bei 57 %. Abgesehen davon zeigt die Häufigkeitsverteilung der gesammelten Elektronen, und somit der effektiven Einzelelektronenverstärkung, einen exponentiell abklingenden Verlauf. Für die Verstärkung einzelner Elektronen sind damit große Schwankungen in der Verstärkung zu erwarten. Der Mittelwert der gesamten Verteilung liegt bei ca. 31 Elektronen. Werden die Ereignisse vernachlässigt, bei denen das Elektron schon vor dem Verstärkungsprozess verloren geht, dann ergibt sich eine mittlere Verstärkung von 73 Elektronen.

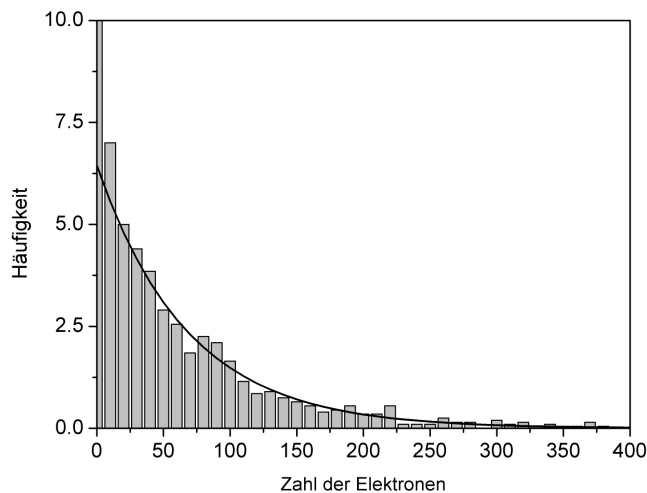


Abbildung 4-13: Häufigkeitsverteilung der pro ursprünglichem Elektron in Xenon bei 2 bar mit dem elektrischen-Feld-Datensatz „3_350_3“ erzeugten Elektronen. Es wurden 2000 Elektronen von $(x, y, z) = (70, 100, 0)$ gestartet. (der Null-Kanal ist wegen der besseren Skalierung unterdrückt).

Mit dem Zusammenhang

$$H = 130 \cdot 0,9854^{N_{et}} \tag{40}$$

wird diese statistische Häufigkeitsverteilung H der gesammelten Elektronen recht gut wiedergegeben. Die folgende Simulationsrechnung unterscheidet sich von der vorigen durch die Wahl der Anfangsposition. In diesem Fall wurde der Elektronen-Startort direkt an den Lochrand gelegt. Die Startkoordinaten wurden zu $(x, y, z) = (30, 40, 0)$ festgelegt. Mit diesen Vorgaben ergibt sich die in der Abbildung 4-14 dargestellte Abhängigkeit. Der Anteil der vor

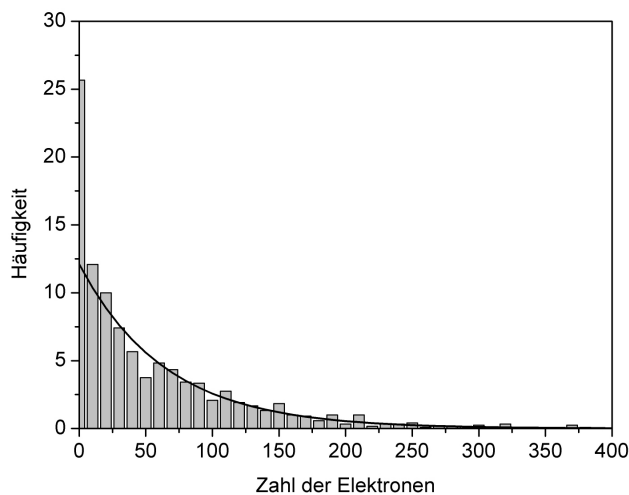


Abbildung 4-14: Häufigkeitsverteilung der pro ursprünglichem Elektron in 2 bar Xenon erzeugten Elektronen, Es wurden 1200 Elektronen von $(x, y, z) = (30, 40, 0)$ gestartet. es wurde der elektrische-Feld-Datensatz „3_350_3“ verwendet.

Verstärkung verlorenen gegangenen Elektronen liegt hier nur noch bei 26 %. Diese Häufigkeitsverteilung der Zahl der gesammelten Elektronen lässt sich mit dem folgenden Fit an die Simulationsdaten²² beschreiben:

$$H = 145 \cdot 0,9847^{N_{et}} \tag{41}$$

Der Verstärkungsfaktor, unter Berücksichtigung der ganzen Statistik, liegt bei 53,3 Elektronen. Werden auch hier nur die Ereignisse für die Berechnung der mittleren Verstärkung he-

²² Der Kanal 0 wird auch hier für die Fit-Funktion nicht berücksichtigt

rangezogen, bei denen das ursprüngliche Elektron nicht schon vorher verloren geht, dann ergibt sich ein Wert von 72 Elektronen.

Beim Vergleich der in Abbildung 4-14 mit den in Abbildung 4-13 dargestellten Ergebnissen, lässt sich für die mittlere Verstärkung und die Anzahl der für den Verstärkungsprozess verloren gehenden Elektronen, eine Abhängigkeit vom Elektronenstartort erkennen. Um diese Abhängigkeit besser zu verstehen, wurde eine Reihe von Simulationsrechnungen durchgeführt. Dabei wurde, wie in Abbildung 4-15 dargestellt, der Abstand des Elektronenstartorts vom Lochzentrum variiert und für jede Startbedingung die mittlere Verstärkung und der Anteil der Nullen, also der verlorenen Elektronen, bestimmt.

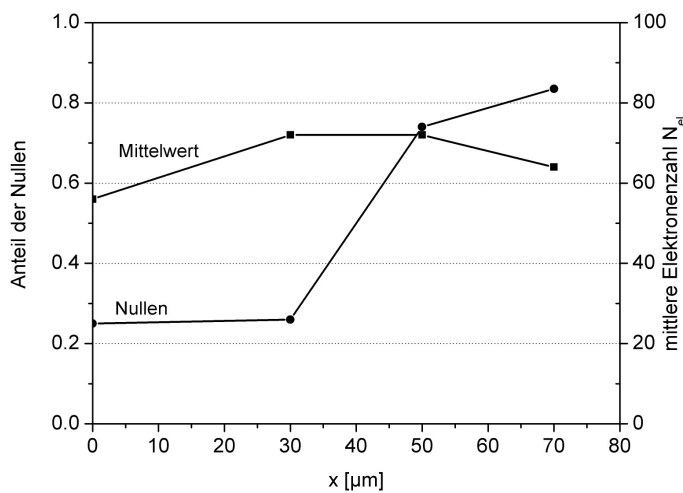


Abbildung 4-15: Simulationsrechnung: Abhängigkeit des Mittelwertes und der „Nullen“ von der Startposition $(x, y, z) = (x, 40, 0)$, Elektrischer-Feld-Datensatz: „3_350_3“ in 2 bar Xenon.

Für diese Berechnungen wurde der Elektronenstartort an vier Stellen auf der x-Achse festgelegt. Die Höhe über dem GEM wurde auf 10 µm eingestellt. Bei der Variation des Elektronenstartortes entlang einer Geraden im Abstand von 10 µm über der GEM-Oberfläche ergeben sich die in der Abbildung 4-15 dargestellten Abhängigkeiten. Der Anteil der „Nullen“, also der Ereignisse, bei denen das Elektron verloren geht und nicht am Verstärkungsprozess teilnimmt, zeigt eine starke Abhängigkeit vom Startort. Solange dieser über der offenen Fläche der GEM-Pore ist, ist der Nullanteil recht gering und liegt bei ca. 25 %. Starten die Elektronen bei diesen Feldstärkeinstellungen jedoch so dicht über der GEM-Elektrode, werden sie mit einer hohen Wahrscheinlichkeit auf die Elektrode gesaugt und können nicht in die Verstärkungszone gelangen. In der gleichen Graphik ist auch der Mittelwert der Verstärkung, in Abhängigkeit vom Startort, dargestellt. Die größten Werte ergeben sich für die Elektronen, die in der Nähe des Lochrandes starten, also dort wo auch die Feldstärke am größten ist.

4.4 Verstärkungsfaktor für Elektronenschwarm

Anhand der Beispiele im vorangegangenen Kapitel wurden die statistische Verteilung bei der Einzel-Elektronen-Verstärkung und die Einflüsse der Elektronenstartposition auf die Verstärkungseigenschaften des GEM dargestellt. Diese Untersuchungen sind für das allgemeine Verständnis des GEM von Bedeutung und bei dem Aufbau eines Detektors zum Nachweis einzelner Photonen bzw. Elektronen essentiell. Bei der hier diskutierten Anwendung handelt es sich jedoch um den Nachweis von Ereignissen, bei denen eine große Anzahl von UV-Photonen aus dem Szintillationsprozess gleichzeitig zusammen registriert werden sollen.

Für die Simulation einer auf der GEM-Vorderseite aufgedampften Photokathode wird eine große Zahl von Elektronen auf einer Startebene statistisch verteilt. Von dort aus werden sie dann einzeln verfolgt. Dabei können die Elektronen, je nach Lage ihrer Startposition, mit unterschiedlicher Wahrscheinlichkeit zum Verstärkungsprozess beitragen oder verloren gehen. Anschließend werden alle aus einer Startverteilung resultierenden Elektronen aufsummiert. Für die Beurteilung der Detektoreigenschaften ist die Charakteristik dieser Summen, also deren Mittelwert und Streuung, von Bedeutung. Die statistischen Schwankungen der Einzellawinen spielen somit eine untergeordnete Rolle und werden bei einer ausreichend großen Zahl von Startelektronen herausgemittelt.

Die von den Photonen aus dem Szintillationsprozess ausgeleuchtete Fläche ist deutlich größer, als ein einzelnes Basisstrukturelement des GEM. Deshalb können die Elektronen der Startverteilung gleichmäßig über die aktive Fläche verteilt werden. Da die GEM-Geometrie einen symmetrischen Aufbau hat, reicht es aus, diese Basiseinheit zu betrachten. Die aktive Fläche ist die elektrisch leitfähige Vorderseite der Kupferelektrode des GEM, die durch die Beschichtung mit Cäsiumjodid als Photokathode betrieben wird. Der Anteil der aktiven Fläche von der Gesamtfläche hängt von der Dichte der Löcher und deren Durchmesser ab. Nur der Teil der einfallenden Photonen, der die aktive Fläche trifft, kann in Elektronen konvertiert und für den Verstärkungsprozess verwendet werden. Im folgenden Kapitel wird kurz auf diese geometrischen Zusammenhänge eingegangen.

4.4.1 Aktive Fläche - Elementarzelle

Die Gesamtgeometrie kann in Elementarzellen aufgeteilt werden. Jedes GEM-Loch hat sechs nächste Nachbarn, im Abstand (pitch) $p = 140 \mu\text{m}$. Für die Simulation werden die internen Symmetrien ausgenutzt, Die Elementarzelle wird in zwölf gleichwertige Teile (Subelementarzellen) gesplittet.

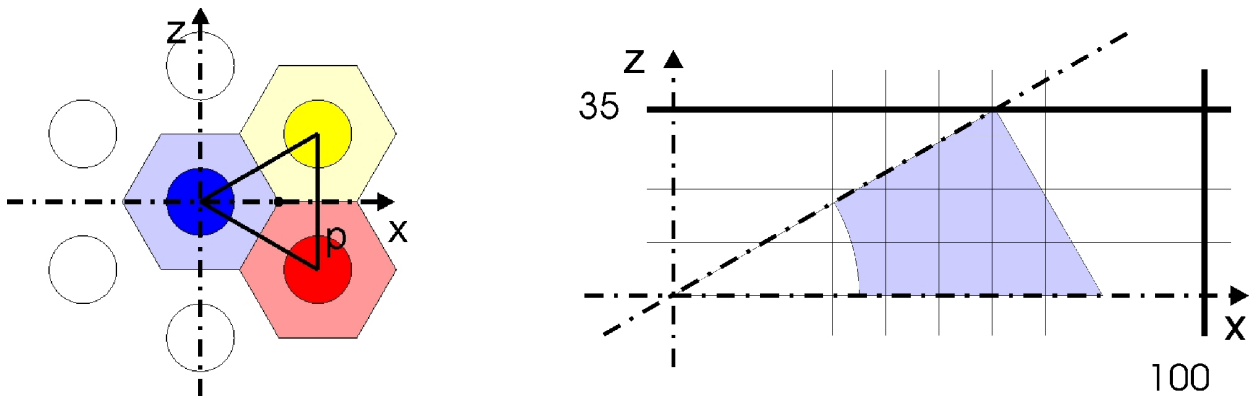


Abbildung 4-16: Linkes Bild: Der GEM ist als eine Matrix sich wiederholender Basisstrukturelemente aufgebaut. Rechtes Bild: Für die Berechnung können diese Elementarzellen in noch kleinere Subelementarzellen aufgeteilt werden.

Bei der Vorgabe der Elektronenstartorte werden die x - und z -Koordinaten jeweils zufällig auf der Startfläche gewählt. Die Ausdehnung der Fläche wird zu 0 bis 100 μm in x - und 0 bis 35 μm in z -Richtung festgelegt. Damit ist sie größer als die Subelementarzelle. Falls der Startort innerhalb der aktiven Fläche liegt, wird dieses Elektron weiterverfolgt und die Gasverstärkung auf dem Weg durch den GEM berechnet. Elektronen außerhalb des aktiven Bereichs werden nicht berücksichtigt. Der Anteil der Elektronen, die im aktiven Bereich liegen,

ergibt sich aus den Flächenverhältnissen zu 0,313. Der Anteil der aktiven Fläche an der gesamten Oberfläche liegt bei gut 77 %.

4.4.2 Variation der Elektronenstarthöhe und Driftfeldstärke

Um den Einfluss der Driftfeldstärke auf die effektive Verstärkung zu studieren, wurde diese bei ansonsten konstanten Bedingungen variiert. Dazu wurde der Driftbereich mit negativen Werten, feldfrei und mit positiven Feldstärken simuliert. In der folgenden Graphik (Abbildung 4-17) sind die Ergebnisse aus der Simulationsrechnung in 2 bar Xenon für elektrische-Feld-Datensätze mit 350 V am GEM und 3kV/cm im Transferbereich zu sehen. Des Weiteren wurde für jede dieser Feldeinstellungen noch die Elektronenstarthöhe über dem GEM²³ von 5 bis 50 μm variiert. Für jedes Ereignis werden 500 statistisch verteilte Elektronenstartorte mit konstanter y-Koordinate vorgegeben. Pro Einstellung werden 50 Durchläufe gerechnet und anschließend die Mittelwerte gebildet. Die beiden folgenden Graphiken zeigen im Prinzip die gleichen Daten, jedoch in unterschiedlicher Darstellung. Im linken Bild (Abbildung 4-17) ist die effektive Verstärkung über der reduzierten elektrischen Feldstärke im Driftbereich - für fünf verschiedenen Starthöhen - aufgetragen.

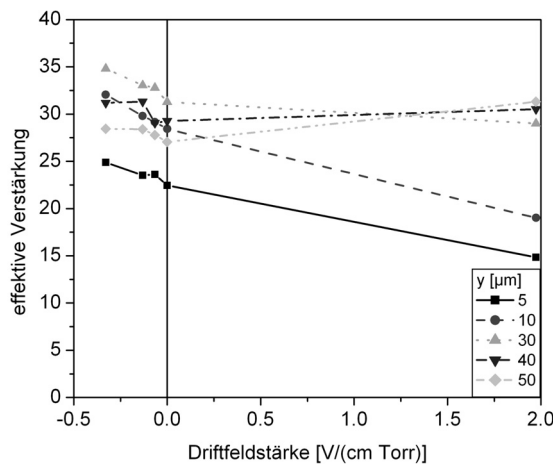


Abbildung 4-17: Simulationsergebnisse: Abhängigkeit der effektiven Verstärkung von der Driftfeldstärke für verschiedene Starthöhen über dem GEM.

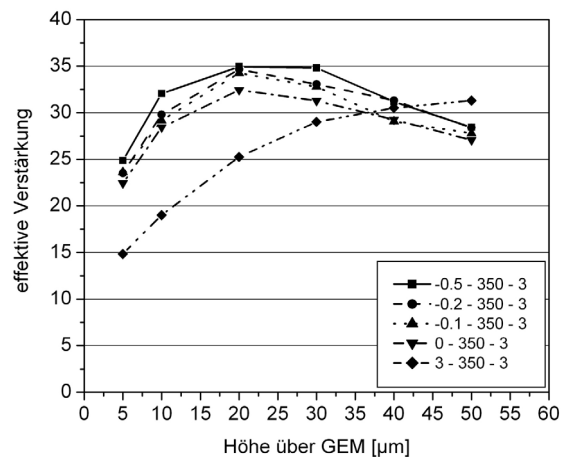


Abbildung 4-18: Simulationsergebnisse: effektive Verstärkung als Funktion der Starthöhe über dem GEM, für verschiedene Driftfeldstärken.

Bei den kleinen Starthöhen, die geringen Reichweiten der Photoelektronen im Xenon entsprechen, ist zu sehen, dass die effektive Verstärkung mit zunehmender Driftfeldstärke kontinuierlich abnimmt. Mit anderen Worten: Je größer die Kraft auf die Elektronen in Richtung der GEM-Oberfläche ist, desto mehr gehen verloren, bzw. mit betragsmäßig größer werdenden negativen Feldstärken können mehr Elektronen auch nahe der Oberfläche extrahiert und dem Verstärkungsprozess zugeführt werden. Bei größeren Startabständen sehen die Abhängigkeiten jedoch anders aus. Wenn die Elektronen aus einer ausreichenden Höhe starten, ist die Wahrscheinlichkeit, dass sie direkt auf die GEM-Oberseite gestreut werden, viel geringer. Im Vergleich zum Startort bei kleiner Höhe ergeben sich deswegen bei hohen positiven Driftfeldstärken deutlich größere Werte der effektiven Verstärkung. Für hohe negative Feldstärken hingegen gelangen die Elektronen seltener in das attraktive Potenzial der GEM-Pore und die

²³ In der Realität starten alle Elektronen von der Photokathode. In der Simulation kann jedoch kein Vektor der Anfangsgeschwindigkeit vorgegeben werden. Stattdessen wird mit der Starthöhe die Wahrscheinlichkeit der Elektronen erhöht, von der Photokathode wegzukommen und nicht sofort wieder zurückgestreut zu werden.

effektive Verstärkung nimmt nicht wie bei den kleinen Startabständen zu. In Abbildung 4-18 wird die effektive Verstärkung als Funktion der Starthöhe über dem GEM dargestellt. Bei zunehmender Elektronenstarthöhe ergeben sich, für die nichtpositiven Werte der Driftfeldstärke, Maxima für die effektive Verstärkung bei ca. 20 μm Abstand. Im Kontrast dazu zeigt sich bei dem elektrischen-Feld-Datensatz mit 3 kV/cm im Driftbereich ein asymptotisches Annäherungsverhalten an einen Maximalwert für größere Abstände.

4.4.3 Elektronendriftlinien

Die Studie der Driftlinien gibt Auskunft über die wahrscheinlichsten Bahnen, auf denen sich Elektronen, ausgehend von einem definierten Startort, aufgrund der Feldkräfte im Detektor bewegen. Dabei wird nur das ursprüngliche Elektron verfolgt. Verstärkungsprozesse werden in den folgenden Darstellungen nicht wiedergegeben. In Abhängigkeit vom Startort und der elektrischen Felder lässt sich damit erkennen, wo die größten Elektronenverluste auftreten.

Für die beiden Elektronenstarthöhen 10 und 50 μm über dem GEM wurden die Driftlinien mit den gleichen elektrischen-Feld-Datensätzen berechnet. In der folgenden Graphik (Abbildung 4-19) sind diese spaltenweise gegenübergestellt. In der Bilderserie wird die elektrische Feldstärke von oben nach unten, im Driftbereich von +3 auf -0,5 kV/cm variiert. Es ist deutlich zu erkennen, dass bei größeren positiven Feldstärken mehr Elektronen auf die GEM-Oberseite und nicht in die GEM-Löcher driften. Auch im anderen Fall, wenn eine hohe negative Feldstärke große Kräfte auf die Elektronen vom GEM weg ausübt, gehen viele Elektronen für den Verstärkungsprozess verloren. Bei der Wahl von moderaten Feldstärken im Driftbereich, führen die meisten Driftlinien durch die GEM-Poren und es kann somit eine hohe Elektronensammeleffizienz erzielt werden.

Für beide Starthöhen über dem GEM ist zu beobachten, dass bei positiver (3 kV/cm) Driftfeldstärke die Driftlinien viel weiter in der GEM-Pore aufgefächert sind. Damit durchqueren die Elektronen häufiger die Randbereiche mit der hohen Feldstärke, was eine höhere Gasverstärkung bewirkt. Durch die geringen Starthöhen über dem GEM gehen allerdings viele Elektronen auf der GEM-Vorderseite verloren. Bei diesen gegenläufigen Prozessen reicht die erhöhte Verstärkung jedoch nicht aus und die Zahl der gesammelten Elektronen ist kleiner, als bei den negativen Driftfeldstärken.

Bei den kleinen Starthöhen über dem GEM ist zu beobachten (siehe auch Abbildung 4-17), dass mit betragsmäßig zunehmender negativer Feldstärke die effektive Verstärkung stetig wächst. Bei diesen Startbedingungen wird die effektive Verstärkung also wesentlich davon bestimmt, ob die Elektronen zunächst überhaupt weit genug von der Oberfläche weg kommen, also nicht zurückgestreut werden und damit verloren gehen.

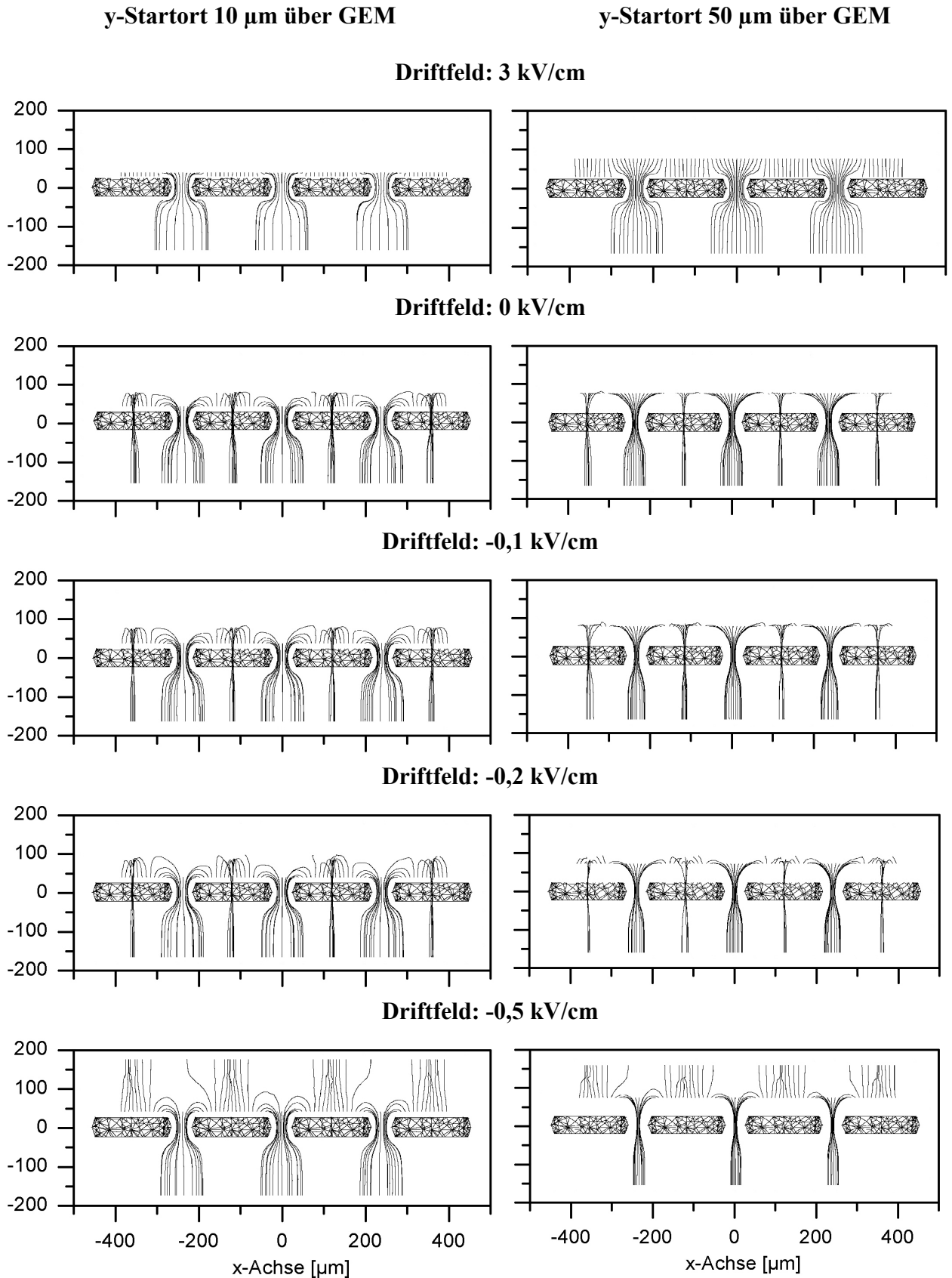


Abbildung 4-19: Simulationsrechnungen: Driftlinien der Elektronen für verschiedene Startbedingungen. Die Feldstärke im Driftbereich wird variiert. Die Spannung zwischen den GEM Elektroden beträgt 350 V, die Feldstärke im Transferfeld wurde auf 3 kV/cm eingestellt. Dargestellt sind die Ergebnisse für zwei Starthöhen - **linke Seite:** 10 μm , **rechte Seite:** 50 μm über dem GEM. Die detaillierten Erläuterungen zu den einzelnen Bildern finden sich im Text.

4.4.4 Variation der Transferfeldstärke

Die Aufbauten mit einem einzelnen GEM und die mit mehreren hintereinander angeordneten Mikrostrukturelementen unterscheiden sich unter anderem in der Funktion der beteiligten elektrischen Felder. Im ersten Fall ist das Feld nach dem GEM an die Ausleselektrode angepasst, während im zweiten Fall das dem ersten GEM folgende Feld das Driftfeld für den nächsten GEM ist. Somit sind die Spielräume für eine optimale Einstellung der Feldstärken in einem komplexen Aufbau limitiert.

Um den Einfluss der Transferfeldstärke auf die effektive Verstärkung in einem mehrstufigen GEM-Detektor einschätzen zu können, wurden mit verschiedenen elektrischen-Feld-Datensätzen Gasverstärkungen simuliert. Dazu wurde die Feldstärke im Driftbereich zu 3 kV/cm und die Spannung an dem GEM zu 350 V gewählt. Der Druck des Füllgases Xenon betrug 2 bar, die Elektronenstarthöhe 10 μm über dem GEM. Wie bei den vorigen Rechnungen, wurden auch hier die Elektronen statistisch auf der Startebene verteilt und von dort aus verfolgt. Die Abbildung 4-20 zeigt die Abhängigkeit der effektiven Verstärkung von der Feldstärke im Transferbereich. Die simulierten Werte schwanken um den Mittelwert von 20,1. Es ist in dem gewählten Feldstärkebereich von 1 bis 8 kV/cm keine Abhängigkeit der effektiven Verstärkung von der Transferfeldstärke auszumachen. Das bedeutet, dass schon bei der kleinsten hier simulierten Feldstärke die maximal mögliche Zahl von Elektronen extrahiert und auf der Sammelelektrode ausgelesen wird.

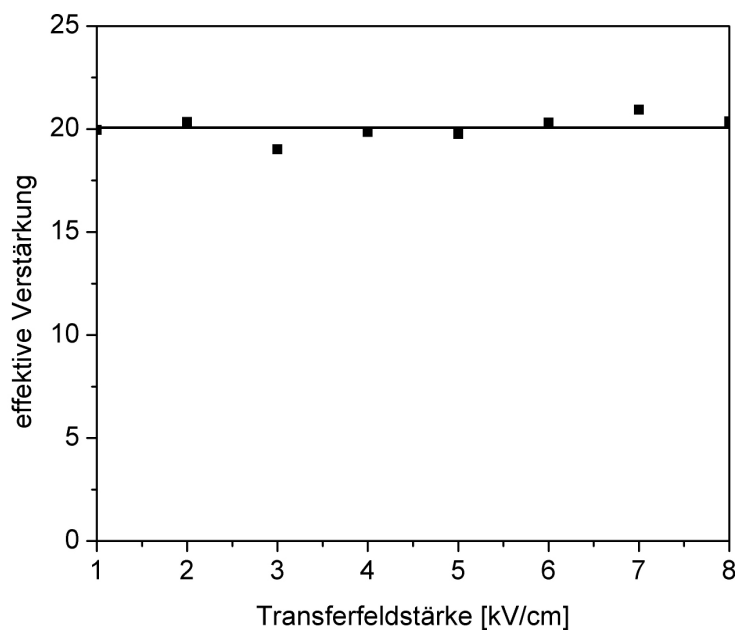


Abbildung 4-20: Simulationsrechnung: Abhängigkeit der effektiven Verstärkung von der Feldstärke im Transferbereich.

Im hier simulierten Feldstärkebereich zeigt die effektive Verstärkung keine Abhängigkeit vom Transferfeld.

Für den Aufbau des Detektors bedeutet das, dass bei der Einstellung der Feldstärken das Hauptaugenmerk auf die Driftfelder bzw. allgemein gesagt, die Felder vor den GEMs, gelegt werden sollte.

4.4.5 Simulation der Druckabhängigkeit

Die wesentlichen Eigenschaften eines Gasdetektors hängen von der reduzierten elektrischen Feldstärke, also von der auf den Gasdruck²⁴ bezogenen Feldstärke, ab. Sie kann entweder durch die Erhöhung der Spannung, bei konstanter geometrischer Anordnung und Druckeinstellung oder durch die ausschließliche Variation des Arbeitsdrucks gezielt verändert werden. Für eine symmetrische GEM-Anordnung mit 390 V zwischen den beiden Kupferelektroden und jeweils 2 kV/cm im Drift- und Transferbereich wurde die effektive Verstärkung berechnet. Dazu wurden, wie in den vorigen Kapiteln, zufällig verteilte Elektronen von einer Ebene im Abstand von 10 μm über der GEM gestartet. Der Xenon-Gasdruck wurde zwischen 1,75 und 4 bar variiert, während die anderen Parameter konstant gehalten wurden. In der folgenden Graphik (Abbildung 4-21) ist der Verlauf der reduzierten elektrischen Feldstärke entlang der zentralen Achse durch eine GEM-Pore für die verschiedenen Drücke dargestellt. Die Form der Kurve ändert sich dabei nicht, die reduzierte elektrische Feldstärke skaliert reziprok mit dem Druck.

Das rechte Bild (Abbildung 4-22) zeigt die Simulationsergebnisse der effektiven Verstärkung in Abhängigkeit vom vorgegebenen Gasdruck bei konstanten elektrischen Einstellungen. Gegenüber den oberhalb diskutierten Fällen mit 350 V am GEM und 2 bar Gasdruck ist hier die maximal errechnete effektive Verstärkung deutlich größer. Mit zunehmendem Gasdruck sinkt der Wert der effektiven Verstärkung rapide ab.

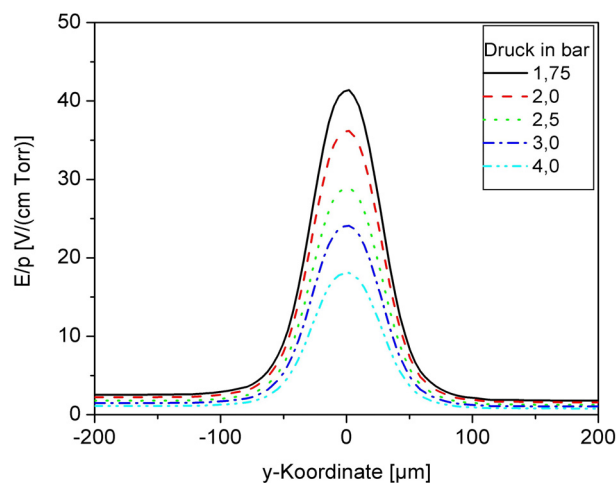


Abbildung 4-21: Abhängigkeit der elektrischen Feldstärke in der GEM-Pore vom Gasdruck.

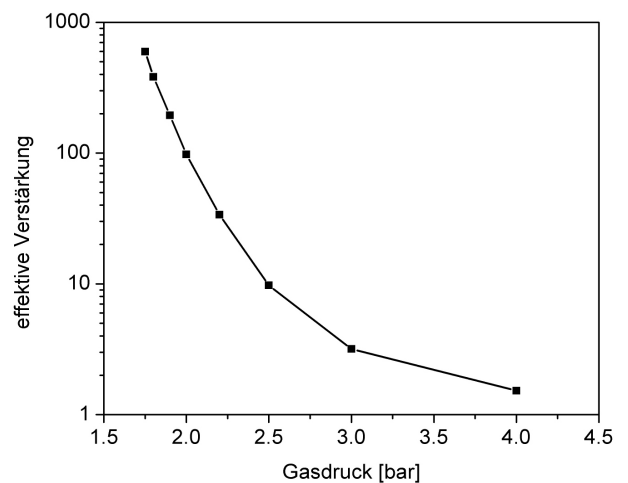


Abbildung 4-22: Simulationsrechnung: Abhängigkeit der effektiven Verstärkung vom Gasdruck bei konstanten elektrischen Einstellungen.

²⁴ Eigentlich ist es besser, den Quotienten aus der Feldstärke und der Dichte zu bilden. Bei konstanter Umgebungstemperatur sind die Werte jedoch proportional zueinander.

4.4.6 Temperatureffekte

Anhand der folgenden Graphik (Abbildung 4-23) zeigt sich exemplarisch der Einfluss der Temperatur auf die Verstärkungseigenschaften des GEM. Wenn die Umgebungstemperatur, und somit auch die des Gases, nicht konstant gehalten wird, ändert sich der Gasdruck bzw. bei konstant gehaltenem Druck die Dichte. Für die Ionisationswahrscheinlichkeit im Detektor ist im wesentlichen die auf die Dichte bezogene Feldstärke von Bedeutung, die bei konstanter Temperatur direkt proportional zum auf den Druck bezogenen Wert ist. Da der Druck messtechnisch leichter zu erfassen ist, werden allerdings meistens die darauf bezogenen Werte angegeben.

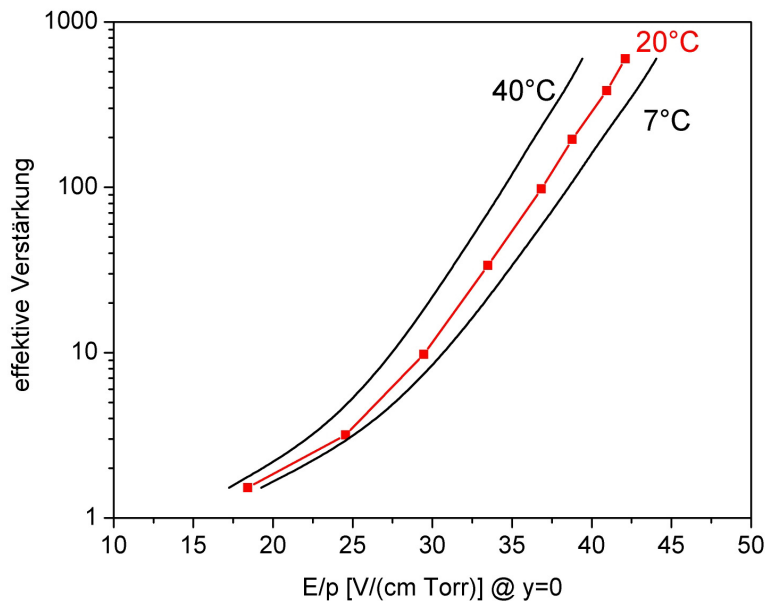


Abbildung 4-23: *Abhängigkeit der effektiven Verstärkung von der reduzierten elektrischen Feldstärke - im Zentrum der Pore - und deren Variation aufgrund unterschiedlicher Temperaturen.*

Die Simulationsrechnungen machen es möglich, sich ein recht gutes Bild über die diversen Einflussparameter zu verschaffen, die beim Aufbau und Betrieb des GEM-Detektors von Bedeutung sind. Die einzelnen Stellgrößen konnten gezielt und unabhängig von anderen Parametern untersucht werden. Bei der Planung und Optimierung des Aufbaus können damit in einigen Fällen langwierige experimentelle Untersuchungen deutlich abgekürzt werden.

Da es sich bei einem Multi-GEM-Detektor um ein komplexes System handelt, bei dem sich einige der wichtigen Parameter wechselseitig beeinflussen, können jedoch nur die experimentellen Daten wirklich Aufschluss über das Gesamtverhalten geben. Beim Vergleich dieser, anhand von Modellannahmen und Simulationsrechnungen gewonnenen Daten, mit den im folgenden Teil der Arbeit beschriebenen Messungen, können diese auf Plausibilität geprüft werden. Durch entsprechende Modifikation und Verfeinerung der Modelle kann das System besser beschrieben werden und es ergeben sich weitere Erkenntnisse über die zugrunde liegenden Mechanismen.

5 GEM-Messungen

5.1 Grundlagen/Voraussetzungen der Messungen

5.1.1 Folien Layout

Bei den GEMs handelt es sich um Mikrostruktur-Elektrodensysteme, die im Detektorlabor des CERN unter der Federführung von Fabio Sauli und Angelo Gandi [Sau97] entwickelt wurden. Das ursprüngliche Anwendungsgebiet der Gas Electron Multipliers war der Einsatz als Vorverstärker in Micro-Strip-Gas-Detektoren. Durch die Aufteilung der insgesamt benötigten Verstärkung auf mehrere Stufen können die einzelnen Einheiten in einem gegen Kurzschlüsse und Überschläge sichereren Zustand betrieben werden.

Aufgrund des flexiblen Herstellungsverfahrens können die Dimensionen, sowohl der Basisstrukturelemente, als auch des Gesamt-GEM-Layouts, in einem weiten Bereich eingestellt werden. Die für die ursprüngliche Anwendung konzipierten Abmessungen sind auch für viele andere Einsatzgebiete sehr gut geeignet. So wurden diese im Laufe der Zeit zur „Standard-Geometrie“. Diese haben die schon im Kapitel 1 beschriebene doppelkonische Lochgeometrie. Die Löcher sind versetzt zueinander angeordnet und haben jeweils einen Abstand von $140\ \mu\text{m}$ zueinander. Die Standard-GEMs haben eine $10\ \text{cm} \cdot 10\ \text{cm}$ große aktive Fläche. Diese ist von einem $5\ \text{mm}$ breiten, nicht perforierten Kupferrand zur Kontaktierung umgeben.

Bei den ersten Experimenten mit dem GEM galt es, die grundlegenden Eigenschaften und Betriebsparameter zu untersuchen. Für diese Tests wurde nur eine kleine Fläche von der Quelle ausgeleuchtet und somit für die Verstärkung genutzt. Wird der Testdetektor mit dem unmodifizierten Standard-GEM aufgebaut, ist dazu ein verhältnismäßig großes Detektorvolumen nötig. Dadurch wird der Gasverbrauch unnötig gesteigert, obwohl ein Großteil der Fläche ungenutzt bleibt. Außerdem ergibt sich durch die größere Porenanzahl prinzipiell eine höhere Wahrscheinlichkeit für Überschläge. Desweiteren steht aufgrund der größeren Kapazität bei angelegter Betriebsspannung mehr Energie zur Verfügung, was im Falle eines elektrischen Überschlages die Schwere des Schadens erhöht. Wegen diesen Effekten wurden für die ersten Experimente die $10 \cdot 10\ \text{cm}^2$ großen Mikrostrukturfolien in kleinere Elemente zerteilt, die dann individuell betrieben werden konnten. Da bei diesem Vorgehen einige interessante Erkenntnisse über den Aufbau und Umgang mit den GEMs gewonnen wurden, werden die Arbeitsschritte im Folgenden kurz erläutert.

Für den Einbau in den zur Verfügung stehenden Testdetektor war eine Größe der aktiven Fläche von ca. $3 \cdot 3\ \text{cm}^2$ für die GEMs ideal. Dazu wurde die Folie mit einem Skalpell oder einer Schere zugeschnitten. Die dabei an den Schnittträgern entstehenden scharfen Kanten verboten es jedoch, hohe Spannungen anzulegen. Es traten beim Einstellen der Betriebsspannung aufgrund der Feldspitzen frühzeitig Überschläge auf, auch wenn bei der vorherigen Prüfung mit dem Ohmmeter häufig kein Widerstand messbar war. Um diese „Schwachstelle“ an den Rändern zu beseitigen, wurde das Kupfer entlang der Schnittträger auf einer Breite von $2\ \text{mm}$ weggeätzt. Die Folien wurden zwischen zwei Halteplättchen fixiert und dann senkrecht von oben in ein Ätzbad getaucht. Als Ätzmittel wurde eine wässrige Lösung von SENO-Feinätzkristall²⁵ verwendet.

²⁵ Natriumpersulfat

Durch das Entfernen des Kupfers von den Schnitt­rändern lässt sich die Span­nungs­festigkeit der Folien deutlich erhöhen. Nichts­de­stotrotz traten auch nach dieser Maß­nahme immer wieder Überschläge an den Rändern auf, die einen stabilen Betrieb unmöglich machten. Es stellte sich die Frage, ob dies durch Reste des Ätz­mittels in den Löchern, die durch einen un­zureichenden Reinigungsprozess im Anschluss an das Ätzen verblieben oder durch andere Effekte ausgelöst wurde. Bei der genaueren Betrachtung der freigeätzten Kaptonoberfläche und der Kontrolle mit einem Ohmmeter zeigte sich erstaunlicherweise, dass an der rein visuell betrachtet sauber wirkenden Kapton­schicht immer noch Oberflächen­widerstandswerte auftraten. Selbst durch das Erhöhen der Verweildauer der Folie im Ätzbad und durch intensivere Nach­reinigungsschritte war die Leitfähigkeit nicht vollständig zu beseitigen.

Da aufgrund der noch nicht abgeschlossenen Patentanmeldung für den Herstellungsprozess der GEM-Folien beim CERN die Informationen über die exakten Fertigungsschritte nicht bekannt waren, dauerte es eine Weile, bis die Ursache des Problems klar wurde: Bei der GEM-Folie handelt es sich nicht um ein dreilagiges Sandwich aus Kupfer-Kapton-Kupfer. Zwischen den drei Lagen befindet sich herstellungsbedingt jeweils noch eine dünne Schicht (ca. 100 nm) Chrom, die als Haftbrücke dient. Da Chrom chemisch viel stabiler ist als Kupfer, löste es sich in dem verwendeten Standard-Kupfer-Ätzbad (SENO-Feinätzkristall) nicht. Wegen der geringen Dicke war diese Schicht mit dem bloßen Auge nicht zu erkennen. Aufgrund der hohen elektrischen Leitfähigkeit war sie aber häufig die Ursache der Überschläge. Als Alternative bot sich die wässrige Lösung von Eisen-drei-chlorid (FeCl_3) als Ätzmittel an. Dieses löst nicht nur Kupfer, sondern auch Chrom. Nach dem Ätzen der Folien in diesem Ätzbad war keine Oberflächenleitfähigkeit mehr messbar und die Spannungs­festigkeit lag annähernd bei den Werten der neuen, nicht zerschnittenen Folien. Bei der Durchführung diverser Messreihen in verschiedenen Gasen und Arbeitsdrücken konnten wertvolle Erfahrungen gesammelt werden. Wegen des trotz allem aber insgesamt zu instabilen Betriebs war klar, dass mit den selbst geschnittenen und geätzten GEMs langfristig nicht effizient experimentiert werden kann.

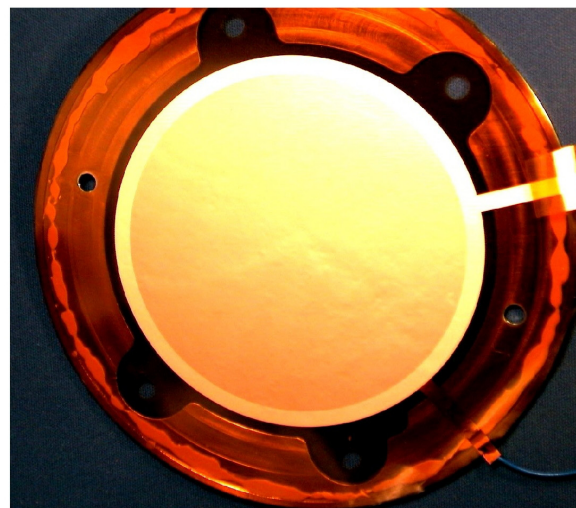
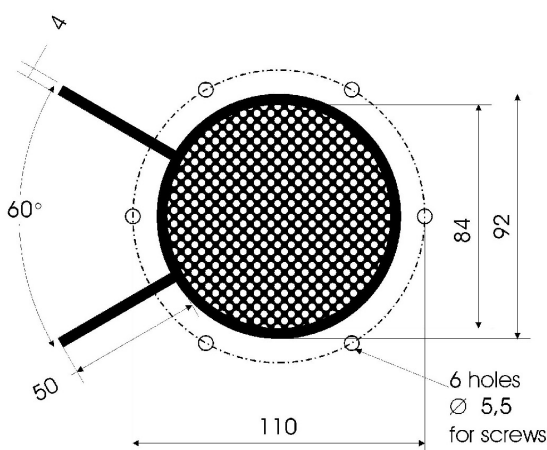


Abbildung 5-1: Linkes Bild: Schematische Darstellung des GEM-Designs für den hier eingesetzten Aufbau. Rechtes Bild: Photographie des auf dem Rähmchen montierten GEMs. Zu erkennen ist die kreisrunde aktive Fläche. Diese ist von einem ca. 5 mm breiten, massiven Rand zur Kontaktierung umgeben. An dem nach außen führenden Steg werden die elektrischen Kontakte befestigt.

Um nach den ersten Tests einen reproduzierbaren und stabilen Aufbau und Betrieb zu ermöglichen, war es nötig, speziell für die Geometrie des hier verwendeten Detektors angepasste

GEM-Folien herzustellen. Die Mikrostrukturierung, also die Durchmesser und die Anordnung der Löcher, entspricht dem Standard-GEM²⁶. Das Bild (Abbildung 5-1) zeigt die schematische Darstellung der GEM-Dimensionen. Der gezeichnete aktive Bereich ist auf einer gut 24·24 cm² großen Folie angeordnet, so dass ein ausreichend breiter Rand für die Befestigung bei der Montage bleibt. Mit diesem Design ist es möglich, den GEM mit den bestehenden Detektorkomponenten einfach zu kombinieren. Im rechten Bild ist der auf dem Trägerrahmen montierte GEM zu sehen.

5.1.2 GEM-Montage

Für den Betrieb des GEM ist es nötig, die Folie möglichst glatt gespannt zu montieren. Damit wird gewährleistet, dass die Abstände zu den Elektroden ober- bzw. unterhalb über die Fläche konstant sind und nicht durch Wellen in der Folie variieren. Dadurch würde die Feldstärke lokal abweichen; die Verstärkung und die Drift wären nicht mehr über die komplette Querschnittsfläche konstant. Da die Kapton/Kupfer-Sandwichfolie eine gewisse mechanische Elastizität aufweist, ist es sinnvoll, sie erst bidirektional glatt zu spannen und dann im gespannten Zustand auf einen Trägerrahmen zu fixieren.

Zur Montage wird die möglichst eben liegende Folie komplett mit einem Zweikomponentenkleber entlang dem Rand auf einem quadratischen Rahmen befestigt. Der Rahmen aus einem 3 mm dicken Aluminiumblech hat einen 2 cm breiten Rand, so dass die Folie problemlos darauf geklebt werden kann. Der eigentliche Trägerrahmen besteht aus 2 mm dünnem Stahl. Der Innendurchmesser der Öffnung ist der aktiven GEM-Fläche angepasst. Der äußere Rand ist überhöht. So kann ein Wulst Klebstoff aufgetragen werden, der dann von der Folie soweit verdrängt wird, dass sie flach auf dem Rand aufliegt. Zum Spannen und Fixieren der Folie auf dem eigentlichen Trägerrahmen wird, nach dem Aushärten des Klebers, der Aluminiumrahmen mit der Folie darüber gelegt und ringsum mit Gewichten beschwert. Damit wird eine gleichmäßige Zugspannung in alle Richtungen erreicht. Der kaum ausgasende und hochvakuumtaugliche Kleber (TorrSeal) wird dabei verdrängt und die Folie liegt auf dem Rand glatt auf. Nach dem Aushärten wird die über den Rahmen hinausragende Folie abgetrennt.

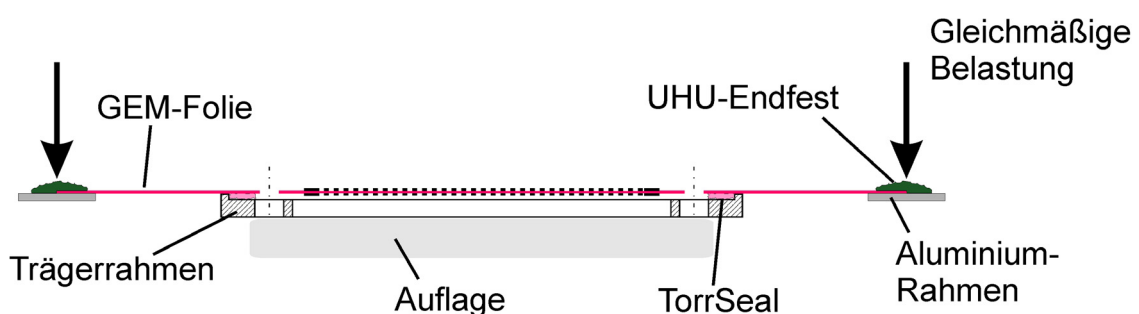


Abbildung 5-2: GEM-Montage: Die GEM-Folie wird auf einem großen Alu-Rahmen fixiert. Anschließend wird dieser - mit Gewichten belastet - auf den eigentlichen Rahmen gespannt und die Folie darauf mit vakuumtauglichem Kleber (TorrSeal) befestigt.

Da das Risiko von Überschlügen durch Staubpartikel oder andere Verunreinigungen und Fingerabdrücke auf dem GEM erhöht wird, ist es wichtig, alle Arbeiten an den GEM-Folien

²⁶ Standard-GEM-Mikrostrukturierung: 50 µm Kapton, 5 µm Kupfer, 55/70 µm Löcher @ 140 µm Abstand

unter möglichst sauberen Bedingungen durchzuführen. Die GEMs wurden deshalb ausschließlich mit Handschuhen und in der Flow-Box²⁷ bearbeitet und montiert.

5.1.3 Voraussetzungen zum Betrieb des Multi-GEM-Aufbaus

Um höhere Verstärkungsfaktoren zu erreichen und die Rückkopplung der UV-Photonen zu unterdrücken, können mehrere GEMs hintereinander geschaltet werden. Im Idealfall, wenn keine Elektronen durch unerwünschte Prozesse verloren gehen, multiplizieren sich die Verstärkungsfaktoren der einzelnen GEMs und es können sehr hohe Werte von bis zu 10^6 bis 10^7 erreicht werden. Nur wenn die Felder zwischen und in den GEMs gut aufeinander abgestimmt sind, ist ein effizienter Verstärkungsbetrieb möglich. Um die Abhängigkeit von diesen Parametern systematisch experimentell untersuchen zu können, ist eine sehr flexible Spannungsversorgung wichtig. Am einfachsten wäre es, jede Elektrode mit einer eigenen Spannungsquelle zu verbinden, die unabhängig voneinander justiert werden können. Im Experimentierbetrieb besteht jedoch eine hohe Wahrscheinlichkeit, dass es hin und wieder zu kleinen Überschlägen in einer der Folien oder zwischen den hochspannungsführenden Drähten und anderen Einbauten kommt. Damit verbunden sind kurzfristige Stromänderungen in den Versorgungskreisläufen. Um die Apparatur zu schützen, liefern die Spannungsquellen nur einen begrenzten Strom und schalten dann ab. Dadurch soll verhindert werden, dass im Falle eines Kurzschlusses unkontrolliert zu viel Energie deponiert und wichtige Teile zerstört werden. Durch das Abschalten einer einzelnen Quelle und somit der Spannung an einer der Elektroden kann es zu hohen Potenzialdifferenzen zwischen den Elektroden kommen. Deshalb ist es wahrscheinlich, dass infolgedessen auch bei den anderen Spannungsquellen das Stromlimit überschritten wird und diese auch abschalten. Aufgrund der Detektorkapazitäten und der unterschiedlichen Zeitkonstanten der verschiedenen Spannungsquellen, ist aber weder vorhersehbar noch kontrollierbar, wie groß diese Differenzspannungen wirklich werden. Bei der Versorgung der Elektroden mit individuellen Spannungsquellen ist zwar ein Höchstmaß an Flexibilität für das Experimentieren gegeben, aber die Zerstörung der Mikrostrukturen durch unkontrollierbare interne Stromüberhöhung bei eigentlich harmlosen Überschlägen ist gefährlich.

Um dieses Risiko zu minimieren, ist es sinnvoll, die Spannung an allen GEMs miteinander gekoppelt gleichzeitig variieren zu können. Dazu war es notwendig, eine Spannungsversorgung zu entwickeln, deren Prinzip auf einer Widerstandskette aus Potentiometern, wie im folgenden Bild (Abbildung 5-3) dargestellt, basiert. Die Widerstandswerte der Potentiometer betragen $4,7\text{ M}\Omega$, die maximal erlaubte Spannung pro Widerstand liegt bei 350 V. Um den gewünschten Bereich der Betriebsspannung zwischen zwei Klemmen zu erreichen, wurden jeweils zwei Potentiometer in Reihe geschaltet. Dieser veränderbare Spannungsteiler wird mit einer einzigen Hochspannungsquelle betrieben. Falls es, bedingt durch eine ausreichend heftige Entladung, zu einem großen Strom und einem Abschalten kommt, werden die Spannungen an allen Elektroden gleichmäßig auf null verringert. Die unkalkulierbaren Differenzspannungen sind damit ausgeschlossen. Die Widerstandswerte der Potentiometer wurden so gewählt, dass der maximale Strombereich der Spannungsquelle ausgenutzt werden kann. Für den Betrieb ist es wichtig, dass kleine Ströme zwischen den GEM-Elektroden die Einstellungen an der Widerstandskette nicht zu sehr beeinflussen. Dazu müssen die Widerstände zwischen den Elektroden beim Betrieb deutlich größer sein, als die der Spannungsquelle. Zur Kontrolle der Spannungsfestigkeit der GEMs wurde im Betrieb, also bei angelegter Arbeitsspannung, der Strom an den verschiedenen GEM-Elektroden mit einem Detektorstrommessgerät überwacht. Mit der Empfindlichkeit dieses Amperemeters (im nA-Bereich) ist im nor-

²⁷ Flow-Box: KOJAIR KV 115; Reinraumklasse ISO 5

malen Betrieb kein Strom messbar. Die Belastung des Spannungsteilers durch den Detektor ist also so gering, dass die effektiven Widerstandswerte und somit die Spannungsverhältnisse nur unwesentlich beeinflusst werden.

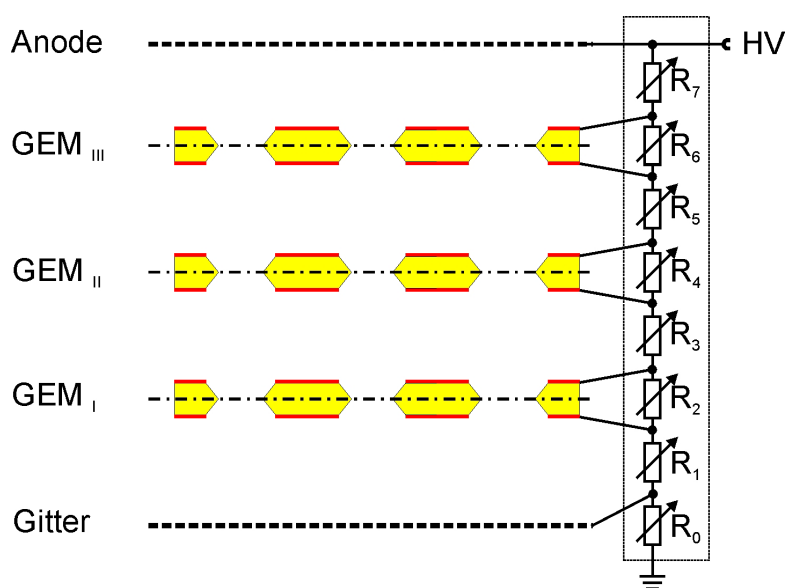


Abbildung 5-3: Schematische Darstellung der Spannungsversorgung eines Multi-GEM-Aufbaus. Über einen Spannungsteiler mit variablen Widerständen lassen sich die gewünschten Werte an den Abgriffen individuell einstellen. Durch die Versorgung mit nur einer Hochspannungsquelle werden hohe Differenzspannungen bei Kurzschlüssen vermieden.

Für die Experimente und deren Auswertungen ist es wichtig, die Werte der Versorgungsspannung an den GEMs und den anderen Elektroden messtechnisch zu erfassen. So ist neben der Widerstandskette für die Versorgungsspannung zusätzlich ein angepasster Messspannungsteiler für jeden Ausgang in das Gerät integriert. Mit diesen werden die anliegenden Spannungen auf einen für das Messinstrument geeigneten Bereich herunterskaliert. Die Potenziale an den Elektroden sowie die Spannungsdifferenzen zwischen beliebigen Ausgängen können zum Einstellen der gewünschten Werte direkt am Display abgelesen werden. Zudem sind, zur Auslese mit dem Voltmeter oder als Monitor-Spannungswerte für den CAMAC-ADC²⁸ der Datenaufnahme, impedanzangepasste Ausgänge eingebaut. Durch die Belastung des Spannungsteilers mit einem Voltmeter werden die Verhältnisse der Widerstandswerte, und somit auch der Spannungen an den Klemmen, verändert. Um diesen Einfluss möglichst gering zu halten, sind die Mess-Spannungsteiler sehr hochohmig ausgelegt. Die Vorteile der Entwicklung dieser, an die speziellen Bedürfnisse der GEM-Messungen angepassten, Spannungsversorgung sind:

- Es werden deutlich weniger Hochspannungsquellen benötigt.
- Das Gesamtsystem ist bei Überschlägen deutlich stabiler.
- Die Potenziale und die Differenzspannungen werden messtechnisch erfasst.

Im folgenden Bild (Abbildung 5-4) ist der Spannungsteiler mit den Potentiometern, den Spannungsdisplays und den Messausgängen zu sehen. Die Buchsen für den Hochspannungseingang und die Ausgänge befinden sich auf der Rückseite.

²⁸ ADC = Analog zu Digital-Konverter

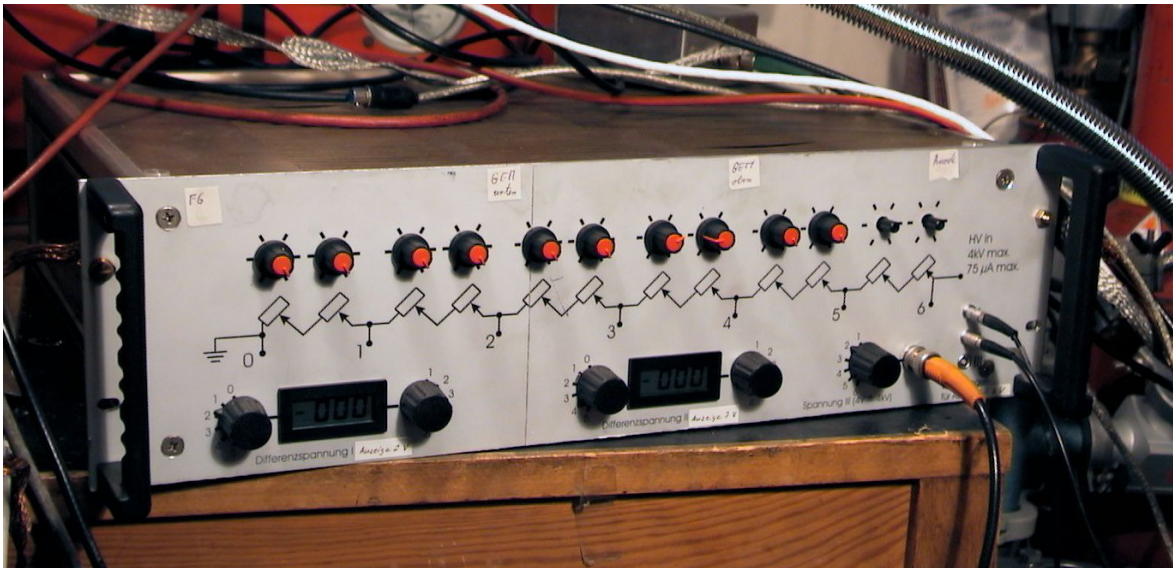


Abbildung 5-4: Bild der für den Betrieb des Multi-GEM-Aufbaus entwickelten Spannungsversorgungseinheit. Mit der Potentiometerkette können die Spannungen zwischen den Abgriffen flexibel eingestellt werden. Die Potenziale und Spannungen können gemessen, auf den Displays angezeigt und über die impedanzangepassten Messausgänge an den ADC ausgegeben werden. Die Buchsen für die Hochspannungsversorgung und die Ausgänge sind auf der Rückseite angeordnet.

Bei den hier verwendeten Hochspannungsquellen²⁹ ist der Gleichspannung meist ein hochfrequentes störendes Brummen überlagert. Um dieses zu eliminieren und die Spannung für den Detektorbetrieb zu glätten, wurden sowohl im Hochspannungseingang, als auch an den Ausgängen des Spannungsteilers Tiefpass-Filter eingebaut.

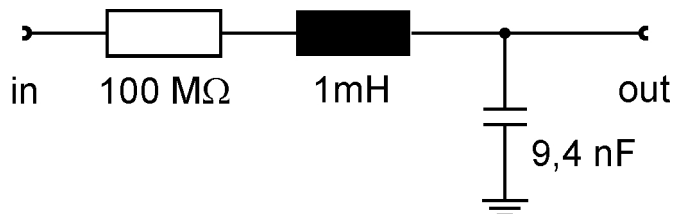


Abbildung 5-5: Ersatzschaltbild des Tiefpass-Filters zur Unterdrückung der hochfrequenten Störspannung der Spannungsversorgung.

Die Berechnung der Übertragungsfunktion ergibt für diese Schaltung eine Grenzfrequenz von ca. 1 kHz. Die von der Spannungsquelle stammenden Störspannungen bei etwa 30 kHz können damit also effizient unterdrückt werden. Des weiteren dient der hochohmige Widerstand zwischen der Elektrode und der Spannungsversorgung als zusätzliche Maßnahme zum Schutz des GEM, um im Falle eines Überschlages den Stromfluss zu begrenzen.

Da zum Testen der Verstärkungseigenschaften immer wieder die Grenzen der verwendeten Komponenten ausgelotet werden, ist es unvermeidlich, dass es hin und wieder zu Überschlägen kommt. Durch den Einsatz der hier beschriebenen Spannungsversorgung blieb jedoch ein Großteil der Überschläge ohne fatale Konsequenzen für die GEMs. In einigen Fällen kam es jedoch durch die hohe thermische Belastung auch zur Erzeugung einer dauerhaft elektrisch leitenden Verbindung. Die Ursache dafür ist, dass entlang der Elektronendriftbahn der Widerstand sinkt und sich im Grenzbereich hoher Spannungen eine unkontrollierte Entladung ausbilden kann. Die Energie, die dabei frei wird, führt zur lokalen Erwärmung und kann zur Zerstörung der Mikrostruktur führen. Falls dabei das Kapton der Trägerfolie verbrennt, kann

²⁹ RoentDek 2·4kV und IKF Eigenbau 2·4kV

sich aus dem frei werdenden Kohlenstoff - und dessen Verbindungen - eine elektrisch leitfähige Verbindung zwischen den beiden GEM-Kupfer-Elektroden ausbilden. Je nach Heftigkeit der Entladung sind auch deren Folgen unterschiedlich schwer und die Schäden reversibel oder fatal. Die dabei zwischen den beiden Elektroden gemessenen Widerstandswerte lagen bei einigen $\text{zig } \Omega$ bis einige hundert $\text{k}\Omega$. Gegenüber den Erfahrungen, die vor dem Einsatz dieser Spannungsversorgung mit Kurzschlüssen gemacht wurden, konnte nun ein Großteil der elektrisch leitenden Verbindungen weggebrannt werden. Dazu werden zunächst alle Spannungen im Detektor heruntergefahren. Die Spannungsversorgung und die Vorwiderstände der betroffenen GEM-Folie werden entfernt. Eine Seite des GEM wird geerdet und die andere Seite direkt mit einer Hochspannungsquelle verbunden. Falls im Anschluss auf einer Seite des GEM eine empfindliche Struktur folgt, sollte diese GEM-Seite geerdet werden, um eine Beeinträchtigung der benachbarten Elektroden zu vermeiden. Beginnend mit der kleinsten an der Spannungsquelle zur Verfügung stehenden Maximalstromeinstellung, wird die Spannung an der GEM langsam erhöht. Je nachdem, welcher Widerstand zwischen den beiden Elektroden existiert, wird der Strom schnell mit ansteigen. Entweder erreicht - und übersteigt - er dabei den eingestellten Maximalstromwert, ohne dass es zu einem weiteren Überschlag kommt. Dann muss in den nächsthöheren Strombereich umgeschaltet werden. Oder es kommt bei dem Erreichen einer kritischen Spannung mit einer hohen Wahrscheinlichkeit zu einem weiteren Überschlag. Es hat sich gezeigt, dass dabei häufig der messbare Widerstand verschwindet und der GEM sozusagen „reanimiert“ wird. Die wiedererreichte Spannungsfestigkeit sollte dann vor dem erneuten Anschließen der anderen Spannungsversorgungen über einen längeren Zeitraum (~ 1 Stunde) überwacht werden. Falls in diesem Zeitraum bei moderaten Spannungen keine weiteren Überschläge auftreten, kann davon ausgegangen werden, dass die GEM-Folie wieder wie zuvor betrieben werden kann. Die Mechanismen, die diesem „Wegbrennen“ zugrunde liegen, sind, ebenso wie die zur Erzeugung der Kurzschlüsse, nicht vollständig verstanden. Rein optisch, mit dem hier zur Verfügung stehenden Lichtmikroskop, ist nach den Kurzschlüssen meist keine Veränderung der Oberflächen auszumachen. Im Falle von irreparablen Kurzschlüssen, sind hingegen im allgemeinen kleine Krater zu erkennen. Diese sind schwarz verkokelt und oft sogar ohne Mikroskop deutlich sichtbar.

Durch das Erhöhen der Spannung am GEM steigt die Feldstärke in den Poren an. Damit gewinnen die driftenden Elektronen mehr Energie aus dem Feld, können häufiger weitere Atome ionisieren, und die Gasverstärkung wird größer. Im realen Experiment kann die Spannung bzw. die Feldstärke nicht beliebig weit erhöht werden. Vielmehr kommt es ab einem bestimmten Wert zu Instabilitäten oder Überschlägen. Abhängig vom speziellen Detektoraufbau wird das Limit für die maximale Spannung und somit die Grenze der Verstärkung von verschiedenen Faktoren beeinflusst. Neben den Effekten in der untersuchten Gasverstärkungszone können prinzipiell Kurzschlüsse auch zwischen den Elektroden, Buchsen, Kabeln und dem Gehäuse auftreten. Denn trotz moderater Potenzialdifferenzen zwischen benachbarten Elektroden sind die absoluten Spannungswerte gegenüber dem Gehäuse- bzw. Erdpotential recht groß. Für die Funktion des Detektors ist es in vielen Fällen lediglich von Bedeutung, wie groß die Feldstärke zwischen zwei Elektroden ist. Der Potenzialoffset kann somit praktisch beliebig eingestellt und der Aufbau so gewählt werden, dass die Überschlagswahrscheinlichkeit möglichst gering ist. Durch das Vermeiden von Spitzen bzw. durch Konditionieren³⁰ und zusätzliche elektrische Isolation mit Kaptonfolie kann die Spannungsfestigkeit weiter erhöht werden. Auch die GEMs selbst haben nur eine begrenzte Spannungsfestigkeit.

³⁰ *Konditionieren: Durch langsames Erhöhen der Spannung an einer Elektrode werden bewusst Überschläge erzeugt. Diese treten besonders an den Spitzen auf. Durch die zugeführte Energie sputtern Atome ab, die Spitzen werden runder und die Überschlagswahrscheinlichkeit geringer. Es können also sukzessive höherer Arbeitsspannungen angelegt werden.*

Die Durchschlagsfestigkeit durch die Isolatorfolie liegt jedoch bei großen Werten. Laut der Dupont Produkt-Information³¹ hat die 50 μm Kapton-Folie eine Spannungsfestigkeit von 240 V/ μm , bzw. 12 kV. Die maximale Spannung an den GEMs wird also nicht von Durchschlägen durch die Trägerfolie bestimmt. Vielmehr ist es wahrscheinlich, dass es beim Anlegen einer „zu hohen“ Spannung zwischen den beiden GEM-Elektroden durch die GEM-Poren durchschlägt.

5.1.4 Ausleseelektronik

Bei der zum Erfassen der Messdaten eingesetzten Elektronik handelt es sich im wesentlichen um Standardkomponenten, wie sie in den unterschiedlichen Experimenten der Kern- und Atomphysik verwendet werden. Zum Einsatz kamen dabei:

NIM³²-Elektronik:

Hierbei handelt es sich um ein Baukasten-System, bei dem aus einer Vielzahl von einzelnen Modulen mit Basisfunktionalitäten komplexe Schaltungen aufgebaut werden können. Im hier beschriebenen Messaufbau gehören dazu unter anderem ladungsempfindliche Vorverstärker mit für die jeweiligen Fragestellungen angepassten Integrationszeitkonstanten, Hauptverstärker, Signalformer, Diskriminatoren und analoge Logik.

CAMAC³³-Elektronik:

Wie beim NIM-Standard handelt es sich auch bei der CAMAC-Elektronik um ein modulares System. Es ist jedoch schwerpunktmäßig auf große digitale Systeme und als Schnittstellen zu Computern ausgelegt. Die im Rahmen dieser Arbeit eingesetzten CAMAC-Module dienen hauptsächlich der Konvertierung von analogen in digitale Signale. Es wurden Spannungs-Analog-Digital-Konverter (ADC) und Transientenrekorder eingesetzt. Des weiteren wird damit die Kommunikation zwischen der Messdatenerfassung und dem Rechner zur Datenauswertung hergestellt.

Durch die Messdatenerfassung mit dem Computer können verschiedenen Rohdaten verknüpft, Bedingungen definiert und komplexe Zusammenhänge berechnet werden. Für die genaue Analyse zu einem späteren Zeitpunkt werden die Messdaten auf einem Speichermedium gesichert. Dabei werden die Daten in einer „Listmode“-Struktur bearbeitet. Das heißt, dass die Rohdaten in kleinen Datensätzen Ereignis für Ereignis einzeln abgelegt werden. Damit bleibt die komplette Information erhalten, und es können, vor allem bei komplexeren Experimenten, auch im Nachhinein Einstellungen in der Analyse geändert und das komplette Experiment praktisch noch mal „offline“ durchlaufen werden. Zur Auswertung und Visualisierung können die Messdaten in ein- oder zweidimensionale Histogramme einsortiert werden. Die Software für die Kommunikation, Auswertung, Darstellung und Listmode-Archivierung wurde in der Arbeitsgruppe entwickelt und heißt CoboldPC (*COmputer Based Online offline Listmode Data analyser*)

Neben diesem Datenaufnahmesystem wurde zur Aufnahme des zeitlichen Verlaufs der Signale auch ein digitales Speicher-Oszilloskop eingesetzt. Von den an beiden Eingängen angelegten Signalen aus den Verstärkern lassen sich damit die Pulsformen digitalisieren.

³¹ <http://www.dupont.com/kapton/general/H-38492-2.pdf>

³² Nuclear Instrument Module

³³ Computer Automated Measurement and Control

5.1.5 Gassystem

Um die Einflüsse von elektronegativen Bestandteilen im Detektorgas gering zu halten, wurde zum Befüllen ein Gas hoher Reinheit eingesetzt³⁴. Außerdem wurden im Detektor vorzugsweise saubere Materialien wie Glas und Edelstahl verwendet, um die Anforderungen an die Gasreinheit erfüllen zu können [Bol94, Bol96]. Es ließ sich allerdings nicht vermeiden, auch „kritische“ Materialien wie isolierte Kabel, Lötzinn, Widerstände und Kapton einzusetzen. Vor der Montage wurden die Komponenten immer im Ultraschallbad gereinigt. Der Detektor wurde vor dem Füllen mit einer Kombination aus einer Turbomolekularpumpe mit Membranvorpumpe evakuiert. Aufgrund der geringen mechanischen Spannungsfestigkeit war es im Setup mit dem CaF-Fenster nicht möglich, den Detektorbehälter auszuheizen. Um die beim Ausgasen freiwerdenden geringen Mengen von Sauerstoff und Wasser effektiv entfernen zu können, wurde das Detektorgas permanent durch ein Gasreinigungssystem zirkuliert. Auch beim Füllen des Detektors strömt das „frische“ Gas zunächst durch diese Reinigungsstufe, um etwaige Verunreinigungen von vornherein beseitigen zu können.

Das von Dangendorf [Dan90] entwickelte Gasreinigungssystem bietet die Möglichkeit, getrennte Bereiche einzeln zu evakuieren oder zu füllen. Der Aufbau stellte sich jedoch aufgrund der Komplexität als störanfällig heraus. Einige - sowohl interne wie externe - Lecks schränkten den stabilen Betrieb ein. Deshalb wurde ein deutlich kompakteres Gasreinigungssystem aufgebaut, das (siehe Abbildung 5-6) nur aus den wesentlichen Komponenten besteht.

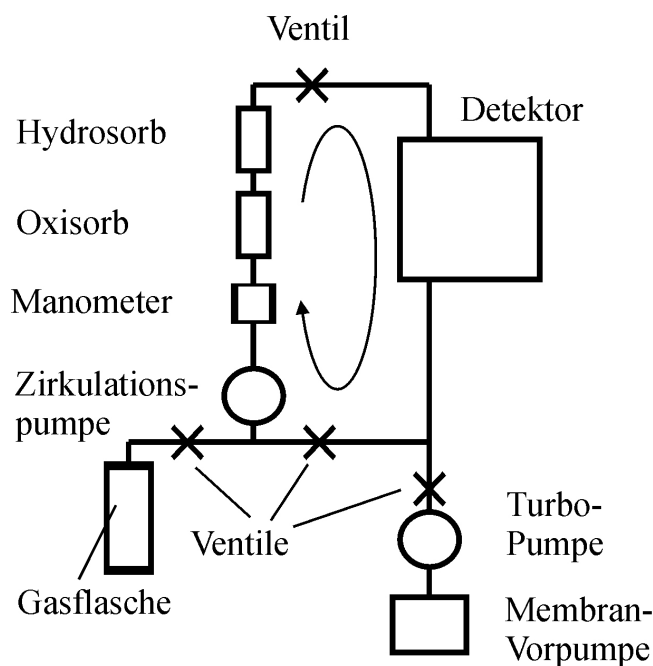


Abbildung 5-6: Das Gassystem dient zum Evakuieren und Befüllen des Detektors und zum Reinigen des Gases. Über eine Kombination aus Membranvorpumpe und zweistufiger Turbomolekularpumpe können der Detektor und das restliche System ölfrei evakuiert werden. Nach dem Füllen des Detektors auf den Arbeitsdruck wird das Gas permanent durch das Reinigungssystem zirkuliert. Dieses besteht aus einer Kombination aus Oxisorb und Hydrosorb Reinigungspatronen. Das Gas wird von einer sauberen, magnetisch gekoppelt angetriebenen Pumpe umgewälzt.

³⁴ Xenon 4.8 Messer; online: <http://www.spezialgase.de/spezialgasekatalog/pdfkatalog/kap01/XENON.pdf>

5.2 GEM-Messungen ohne Szintillator

Durch die vielfältigen denkbaren Einsatzgebiete eröffnen die GEM-Mikrostrukturen einen sehr weiten Bereich von neuen Anwendungen. Um diese auf ihre Realisierbarkeit hin zu prüfen und um ein Gefühl für die Arbeit mit den Mikrostrukturen zu bekommen, wurden zu Beginn der Untersuchungen die Abhängigkeiten der Gasverstärkung von der GEM-Spannung bei verschiedenen Bedingungen getestet [Bon98, Bon01a, Bre]. Im Folgenden werden exemplarisch die Messdaten von Experimenten mit den GEMs in verschiedenen Gasen präsentiert.

Dabei ist in den Graphiken die Abhängigkeit der Gasverstärkung, angegeben durch die Anodенpulshöhe, von der am GEM angelegten Spannung dargestellt. Die Drift- und Transferfelder ober- bzw. unterhalb, wurden dabei auf einem konstanten Wert gehalten. Die Werte der effektiven Verstärkung können aus dem Pulshöhenverhältnis zweier Messungen mit GEM und einer mit modifiziertem Aufbau ohne GEM berechnet werden.

In der Tabelle 5-1 sind einige der wesentlichen Eigenschaften von verschiedenen, in vielfältigen Applikationen eingesetzten, Detektorgasen zusammengefasst.

	Anregungsenergie [eV]	Ionisationsenergie [eV]	mittlere Energie für ein Ionenpaar [eV]	Anzahl der Ionenpaare pro 5,4 MeV - α -Teilchen
Ne	16,6	21,6	36	150k
Ar	11,6	15,8	26	208k
Kr	10,0	14,0	24	225k
Xe	8,4	12,1	22	245k
CO ₂	10	13,7	33	164k
CH ₄		13,1	28	193k

Tabelle 5-1: Übersicht einiger, für den Betrieb von Gasdetektoren wichtiger, Gase.

5.2.1 Verstärkungs-Messungen mit Einfach-GEM Aufbau

Zu Beginn der Untersuchungen wurden die GEM-Verstärkungseigenschaften unter verschiedenen Bedingungen getestet, um ein Gefühl für die Arbeit mit den Mikrostrukturen zu bekommen. Dazu wurde der in der Abbildung 5-7 skizzierte Aufbau verwendet. Im Bild sind nur die für den Betrieb wichtigen Teile dargestellt. Der Aufbau befindet sich in einem zylinderförmigen Edelstahl-Detektor-Behälter. Dieser kann, zusammen mit dem Gasversorgungssystem, mit einer Turbomolekularpumpe evakuiert werden. Um ein ölfreies Vakuum zu erreichen, wurde eine Membranvorpumpe installiert. Nach dem Evakuieren des Detektors kann dieser mit verschiedenen Gasen oder beliebigen Mischungen daraus befüllt werden.

Das Bild zeigt einen Schnitt entlang der zentralen Achse durch den Detektoraufbau. Die einzelnen Elektrodenebenen, bestehend aus Gittern oder Drahtebenen, sind jeweils auf Rähmchen befestigt. Diese werden auf Führungsstäben übereinander gestapelt und sind durch Abstandshülsen getrennt und elektrisch voneinander isoliert. Um die für die Experimente nötigen Ladungsträger zu erzeugen, ist eine ²⁴¹Am-Americium- α -Quelle im Detektor eingebaut. Die emittierten 5,5 MeV α -Teilchen erzeugen eine Ionisationsspur im Detektorgas. Die freien Ladungsträger werden im Driftfeld separiert. Die Elektronen driften in Richtung des GEM, gelangen zum Teil in das hohe Feld in den Poren und werden dort verstärkt. Die aus dem GEM austretende Ladungswolke wird auf einer Drahtanode gesammelt und je nach Potenzi-

aleinstellung noch weiter verstärkt. Die Anode besteht aus parallelen 10 μm dicken Drähten, die im Abstand von 1 mm gespannt sind. Um eine symmetrische Feldgeometrie um die Anode zu erreichen, wird zum Abschluss eine weitere Gitterebene eingesetzt. Die einzelnen Elektroden sind in diesem einfachen Aufbau jeweils mit einer eigenen Hochspannungsquelle auf das gewünschte Potenzial einstellbar.

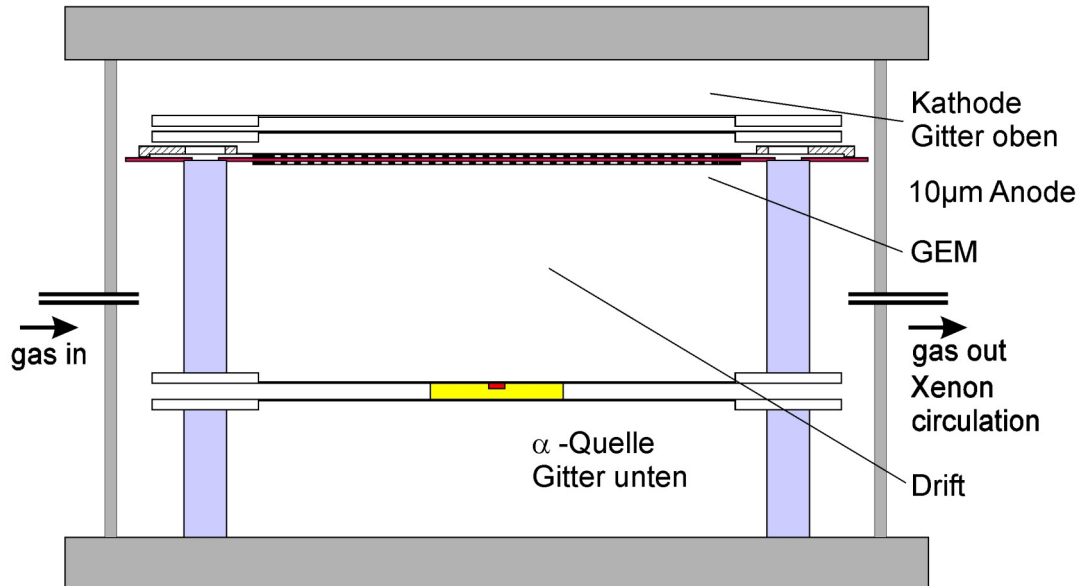


Abbildung 5-7: Aufbau der Messapparatur zur Bestimmung der grundlegenden Betriebsparameter des GEM in verschiedenen Gasen. Dargestellt ist ein Schnitt entlang der Detektorachse durch das zylinderförmige Detektorgehäuse. Zur Erzeugung der Ladungsträger ist eine α -Quelle in das Volumen integriert. Im Anschluss an den GEM wird eine 10 μm Anode zur Auslese der Ladung eingesetzt.

Von der Anode wird das Signal mit einem ladungsempfindlichen Vorverstärker mit großer Integrationszeitkonstante ausgekoppelt. Mit einem Hauptverstärker wird daraus ein Gaußförmiger Puls generiert, dessen Höhe zur ursprünglich an der Anode gesammelten Ladungsmenge proportional ist. Dieser wird mit einem Linear Gate and Stretcher gedehnt und am Eingang eines Analog zu Digital-Konverters angelegt. Parallel dazu wird ein weiteres Ausgangssignal des Hauptverstärkers dazu genutzt, einen Startimpuls für die Datenaufnahme zu erzeugen. Mit einer einfachen Schwellenbedingung können die Signale ausgewählt und zur Datenaufnahme verwendet werden.

Einfach-GEM-Verstärkung in ArCO_2

In Vieldrahtproportionalkammern und Detektoren mit Micro-Strip Mikrostrukturelektroden-systemen wird für eine breite Palette von Anwendungen, wie Röntgendetektoren und dem ortsaufgelösten Nachweis von Ionen und anderen Teilchen, häufig ein Gasgemisch bestehend aus Argon und Kohlendioxid eingesetzt. Das Mischverhältnis von Ar und CO_2 wird dabei anwendungsspezifisch variiert. Es handelt sich um ein nicht brennbares Gasgemisch, außerdem spielen gegenüber Kohlenwasserstoffen Alterungserscheinungen eine untergeordnete Rolle. Mit dem oberhalb beschriebenen und in Abbildung 5-7 dargestellten Aufbau wurden GEM-Verstärkungsmessungen mit ArCO_2 -Gemischen durchgeführt. Im folgenden Bild (Abbildung 5-8) sind die Abhängigkeiten für die Mischungsverhältnisse (Ar:CO_2) 95:5; 90:10 und 80:20 bei Normalbedingungen dargestellt.

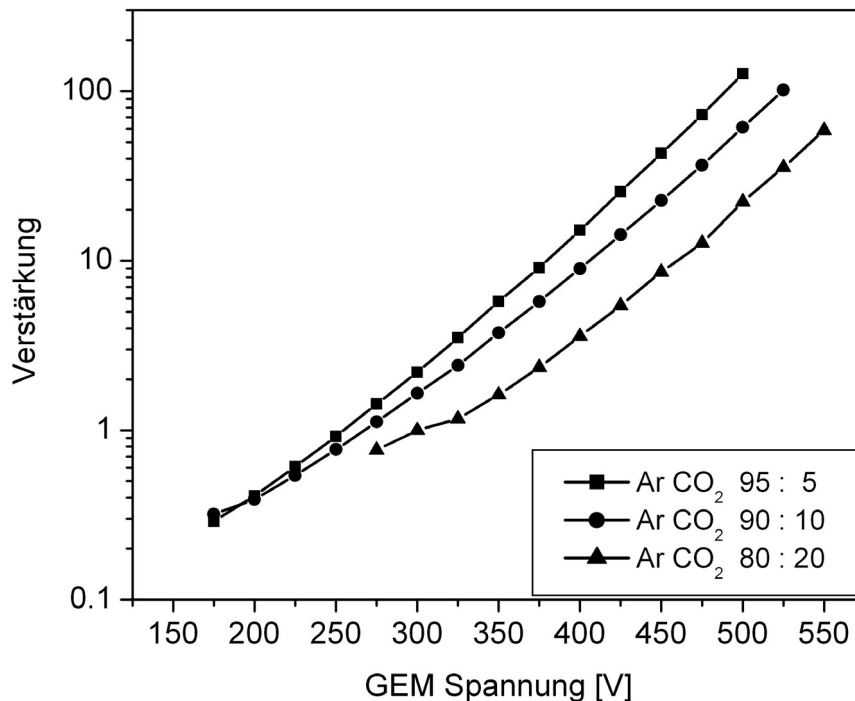


Abbildung 5-8: Experimentelle Bestimmung des Verstärkungsfaktors eines Gas Electron Multipliers in Abhängigkeit von der angelegten Spannung, in verschiedenen Ar:CO₂ Mischungen (95:5, 90:10 und 80:20) bei einem Druck von 1 bar.

Die Spannung am GEM wurde von 175 bis 550 V variiert. In diesem Bereich zeigt die gemessene Verstärkung eine exponentielle Abhängigkeit von der angelegten Spannung. Mit zunehmendem CO₂-Anteil nimmt die effektive Verstärkung bei ansonsten gleichen Parametern ab.

Einfach-GEM-Verstärkung in Methan

Im Kapitel 3.6 wurden Konzepte vorgestellt, einen großflächigen integrierten UV-Detektor zur Auslese des Xenon-Szintillationslichts ohne raumwinkelabhängige Absorptionsverluste und mechanische Stabilitätsprobleme aufzubauen. Alternativ dazu wurden zu Beginn der Arbeit auch noch einige andere Detektoroptionen diskutiert, die mit zwei getrennten Gasvolumina arbeiten. Ausgegangen wurde dabei von dem von Dangendorf [Dan90] entworfenen und von Bräuning [Brä95] weiterentwickelten Design, das bei einigen Millibar Methan betrieben wird. Gegenüber diesen Aufbauten, mit einem Niederdruck-Vieldraht-Proportionalzähler mit fester Photokathode, sollte hier ein, bei dem gleichen Druck wie der Szintillator arbeitender, UV-Detektor eingesetzt werden. Dadurch könnte das dicke Quarzglasfenster durch eine sehr dünne, hochtransparente Scheibe ohne aufwändige Stützkonstruktion ersetzt werden. Um den ursprünglichen Detektor unmodifiziert bei dem hohen Druck zu betreiben, müssten sehr große Spannungen an der Anode angelegt werden, um die nötigen reduzierten Feldstärken für die Gasverstärkung zu erreichen. Durch den Einsatz eines oder mehrerer GEMs könnten auch in dieser Anwendung, durch einen mehrstufigen Verstärkungsprozess, sichere Betriebsbedingungen erreicht werden. Die Einsatzmöglichkeiten der GEMs wurden in Methan bei höheren Drücken untersucht. In der folgenden Graphik (Abbildung 5-9) ist exemplarisch die Pulshöhenabhängigkeit von der an dem GEM anliegenden Spannung dargestellt. Der Druck von 600 mbar liegt gegenüber dem Niederdruckbetrieb bei einem etwa 30 mal so großen Wert.

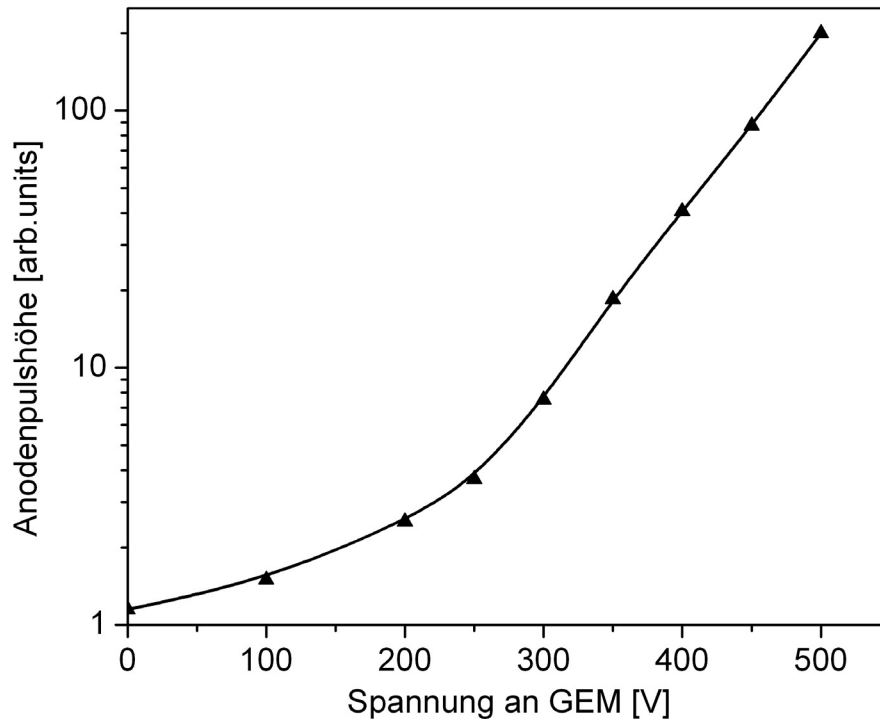


Abbildung 5-9: *Abhängigkeit der Anodenpulshöhe von der am GEM angelegten Spannung in 600 mbar Methan.*

Die Spannung an dem GEM wird von 0 auf 500 V erhöht und das Anodensignal in Abhängigkeit davon aufgezeichnet. Dabei steigt die Pulshöhe zunächst langsam mit der Spannung an. In dem Bereich kleiner GEM-Spannungen geht ein Teil der Elektronen auf der GEM Vorderseite verloren und kann nicht zu einem weiteren Verstärkungsprozess beitragen. Bei höheren Werten an der GEM-Folie werden alle Ladungsträger gesammelt und es zeigt sich ein exponentieller Zusammenhang zwischen der GEM-Spannung und der Pulshöhe.

Durch das Hintereinanderschalten mehrerer GEMs wäre also auch ein mit Methan betriebener und bei höheren Drücken arbeitender UV-Detektor denkbar. Damit verbundenen sind jedoch auch einige technische Hürden. Zum einen wäre der Aufbau der Pump- und Befüllungsanlage, die mit sehr kleinen Differenzdrücken zwischen Szintillator und Auslese arbeitet, eine Herausforderung. Zum anderen erschweren die Eigenschaften von Methan, nämlich dass es brennbar ist und zur Detektoralterung führt, die Realisierung. Dieses Konzept wurde deshalb vorerst nicht weiter verfolgt.

Einfach-GEM-Verstärkung in Xenon

Mit einem herkömmlichen Vieldraht-Proportionalzähler oder einem anderen einstufigen, auf einem mikrostrukturierten Elektrodensystem beruhenden Detektor ist in reinem Xenon kaum eine nennenswerte Gasverstärkung erreichbar. Der Einsatz des GEM zur mehrstufigen Gasverstärkung und zur Unterdrückung der Photonenrückkopplung in die vorigen Verstärkerstufen lässt jedoch hoffen, diese Hürden zu überwinden. Um das Verhalten des GEM in reinem Xenon experimentell zu studieren, wurde mit dem in Abbildung 5-7 dargestellten Aufbau die Abhängigkeit der Anodenpulshöhe von der am GEM angelegten Spannung untersucht. Bei einem Xenon Druck von 3 bar wurde die Spannung am GEM dabei schrittweise von 600 auf über 800 V erhöht. Die Spannungen und somit die Feldstärken in den anderen Detektorregionen, blieben während der Messung unverändert.

Für die Abhängigkeit der an der Anode gemessenen Pulshöhe von der am GEM angelegten Spannung ergibt sich bei diesen Einstellungen der folgende, in der Abbildung 5-10 gezeigte, Zusammenhang.

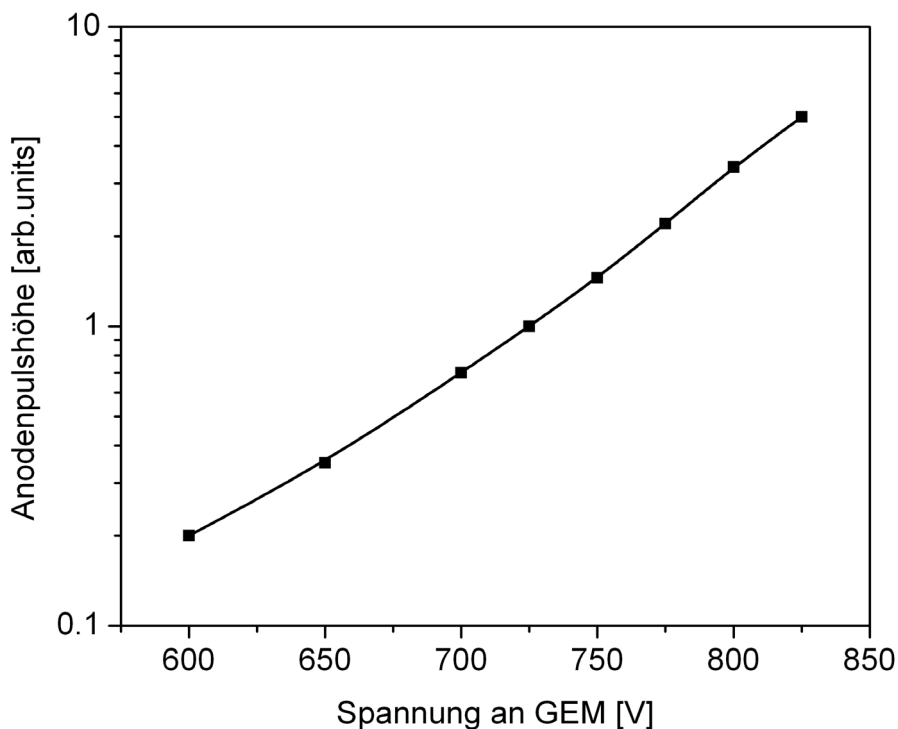


Abbildung 5-10: *Abhängigkeit der Anodenpulshöhe von der Spannung am GEM in 3 bar Xenon, gemessen mit dem in Abbildung 5-7 dargestellten Aufbau.*

Zusammenfassung der Messungen mit Einfach-GEM

Mit dem in Abbildung 5-7 dargestellten Aufbau wurden die Verstärkungseigenschaften eines einzelnen Gas Electron Multipliers unter verschiedenen Betriebsparametern untersucht. Die Ergebnisse dieser ersten Messungen haben gezeigt:

- GEMs sind als Gasverstärker in unterschiedlichen Medien flexibel einsetzbar.
- Ab einer gasartabhängigen Schwellenspannung ist die maximale Elektronen-Transmission erreicht. Die Verstärkung zeigt eine exponentielle Abhängigkeit von der am GEM angelegten Spannung.
- Die Abhängigkeit der bei den jeweiligen Einstellungen erzielten Verstärkung vom Druck und der Art des verwendeten Gases kann den dargestellten Graphen entnommen werden.

5.2.2 Verstärkungs-Messungen mit Doppel-GEM Aufbau in Xenon

Erst durch das Hintereinanderschalten von zwei oder mehreren GEMs können die diskutierten Vorteile genutzt werden. Dazu gehören im wesentlichen die Aufteilung des Verstärkungsprozesses auf mehrere Stufen und die Unterdrückung der Photonen- und Ionenrückkopplung. Um im Experiment zu überprüfen, inwieweit sich die gewünschten Resultate erzielen lassen, wurde in den, in der Abbildung 5-7 dargestellten, Detektoraufbau ein weiterer GEM als zusätzlicher Verstärker eingebaut. Des weiteren ist als Abschluss der Absorptionsstrecke eine Drahtgitterebene hinzugefügt worden. Ansonsten ist der Aufbau unverändert geblieben. Für

die im Folgenden beschriebenen Experimente mit dieser Anordnung wurde der Detektor mit Xenon auf verschiedene Gas-Drücke gefüllt.

Doppel-GEM in Xenon bei verschiedenen Drücken

Um die mit den GEMs erreichten Verstärkungswerte zu bestimmen, werden die Signalhöhen an der Ausleseelektrode beim Betrieb der GEMs mit denen ohne zusätzliche Verstärkung ins Verhältnis gesetzt. Der Detektor wird also zunächst ohne GEM-Verstärkung als reine Ionisationskammer betrieben. Im Anschluss daran werden die GEM-Messungen durchgeführt. Auf der einen Seite wäre es sinnvoll, dazu den Detektoraufbau zu modifizieren, die GEMs auszubauen und ausschließlich die Anodendrahtebenen zur Auslese einzusetzen. Auf der anderen Seite ist es, um vergleichbare Bedingungen (Gasdruck, Reinheit) zu garantieren, besser, im selben Setup zu messen. In diesem Fall wurde die zweite Variante gewählt und durch die äußere Verkabelung die Ausleseelektrode verändert. Dazu wurde, anstatt der Drahtebene, die Frontseite des ersten GEM als Anode eingesetzt. Um die kapazitive Kopplung zur GEM-Rückseite und die damit verbundene Signalabschwächung zu vermeiden, wurden die beiden GEM Kupfer-Elektroden (Front- und Rückseite) direkt elektrisch miteinander verbunden und gemeinsam an den Vorverstärker angeschlossen. Für die Experimente bei den verschiedenen Drücken wird somit jeweils das Anodensignal bei variablen Spannungen an den GEMs und zusätzlich das Vergleichssignal ohne GEMs gemessen. Die Gesamtverstärkung der Doppel-GEM Anordnung setzt sich zusammen aus bzw. wird beeinflusst von:

- den Verlusten auf den GEM-Unter- und Oberseiten
- der Transfer-Effizienz durch die GEMs
- den Verstärkungen in den GEMs
- der Verstärkung an der Anode

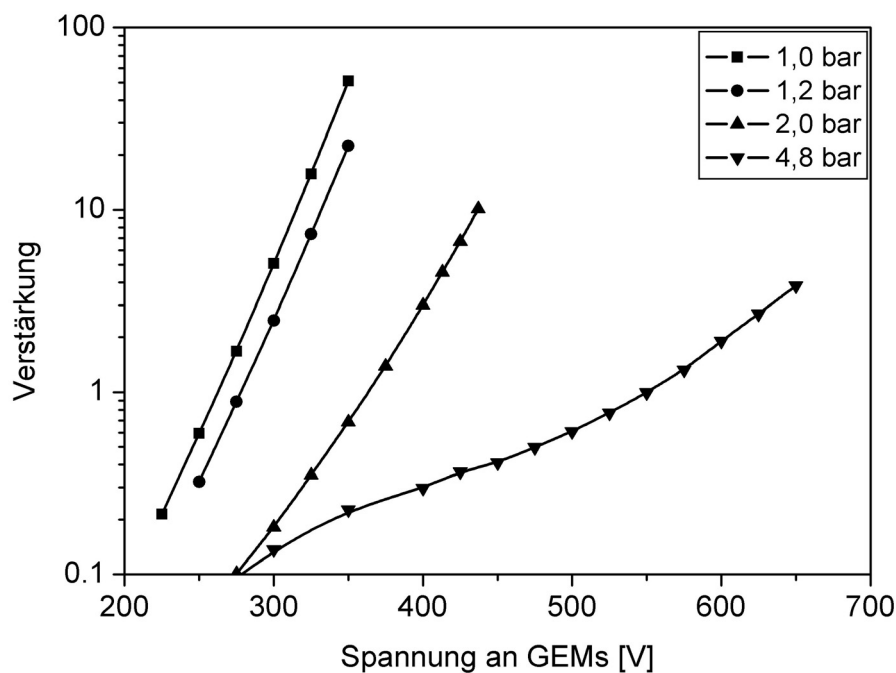


Abbildung 5-11: Experimentelle Bestimmung der Abhängigkeit der Doppel-GEM-Verstärkung von der Spannung an den GEMs, für verschiedene Gasdrücke in Xenon, Details der Spannungseinstellungen in Tabelle 5-2.

Das Verhältnis aus den Pulshöhen vor und nach dem Doppel-GEM-Aufbau ist ein Maß für die effektive Verstärkung des Gesamtsystems. Diese Verstärkung ist in Abbildung 5-11 in Abhängigkeit der dabei an den beiden GEMs anliegenden Spannungen dargestellt. Mit dem Doppel-GEM-Aufbau wurden Messungen bei verschiedenen Drücken durchgeführt (Spannungseinstellungen in Tabelle 5-2). Bei den Messungen wurde die Driftspannung bzw. das Driftfeld, jeweils konstant gehalten. Die anderen Elektroden wurden über die Widerstandskette mit Spannung versorgt. Dabei wurden unter Beibehaltung der Spannungs-Verhältnisse³⁵ die Feldstärken gemeinsam erhöht. Bei der Druckeinstellung 4,75 bar war bei der Feldstärkevariation im Bereich von 0,35 bis 0,56 V/(cm·Torr) kein Unterschied in der Pulshöhe zu erkennen. Die nicht bei allen Messungen identischen Driftfeldeinstellungen haben also keinen wesentlichen Einfluss auf die Verstärkungsmessung.

p [bar]	Drift [V]	Drift [V/(cm·Torr)]
1,0	900	0,6
1,2	900	0,5
2,0	900	0,3
4,8	2500	0,4

Tabelle 5-2: Übersicht über die Gasdrücke, die eingestellten Spannungen und die sich dabei ergebenden Driftfeldstärken an den GEMs.

Auch bei dem Aufbau mit Doppel-GEM zeigt sich eine exponentielle Abhängigkeit der Verstärkung von der Spannung an den GEMs. In der Abbildung 5-11 sind außerdem die Einflüsse des Gasdrucks auf die Verstärkung zu erkennen. Um bei höheren Gasdrücken den gleichen Gasverstärkungsfaktor zu erreichen, sind deutlich höhere Spannungen nötig. Auch die maximal zwischen den Elektroden anlegbare Spannung nimmt mit dem Gasdruck zu - die damit erreichbare maximale Verstärkung nimmt jedoch ab.

Einfach- und Doppel-GEM-Verstärkung in 5 bar Xenon

Zur Untersuchung des Einflusses der zusätzlichen GEM-Stufe auf die Detektor-Eigenschaften wurden die Pulshöhen beim Betrieb mit einem und mit zwei GEMs gemessen. Um die Verstärkungsfaktoren zu bestimmen, wurden diese Pulshöhen auf den Wert bezogen, der sich bei entsprechender Spannungseinstellung ohne GEM-Verstärker ergibt. In der Abbildung 5-12 sind die Messdaten für den Betrieb mit einem und mit zwei GEMs dargestellt. Dazu wurde die Spannung im Bereich von 450 bis 650 V variiert. Die Gesamtverstärkung zeigt einen Verlauf, wie er sich aus der Multiplikation der Einzelverstärkungen ergibt. Es wird davon ausgegangen, dass die beiden GEMs, bei identischer Spannungseinstellung, die gleichen Verstärkungseigenschaften haben. Der Verlauf der Abhängigkeit für die Doppel-GEM-Variante sollte also proportional zum Quadrat der Einfach-GEM-Werte sein. In der Abbildung 5-12 lassen sich die Kurven für die Doppel-GEM- und die für die berechneten quadrierten Werte der Einfach-GEM-Messung vergleichen. Für Werte der GEM-Spannung ab ca. 500 V verlaufen sie in der logarithmischen Darstellung annähernd parallel. Das bedeutet, dass die Kurven - bis auf einen konstanten Faktor, der durch die Absorptions- und Elektronen-Sammelverluste auf der Anode gegeben ist - die erwartete Abhängigkeit zeigen. Bei kleineren Werten der GEM-Spannung wird dieser Zusammenhang von anderen Einflüssen, wie zum Beispiel der geringeren Transfereffizienz, überlagert.

³⁵ $\Delta U_{FG-GEM1} : \Delta U_{GEM1} : \Delta U_{GEM1-GEM2} : \Delta U_{GEM2} : \Delta U_{GEM1-Anode} = 1:1:1:1:1$

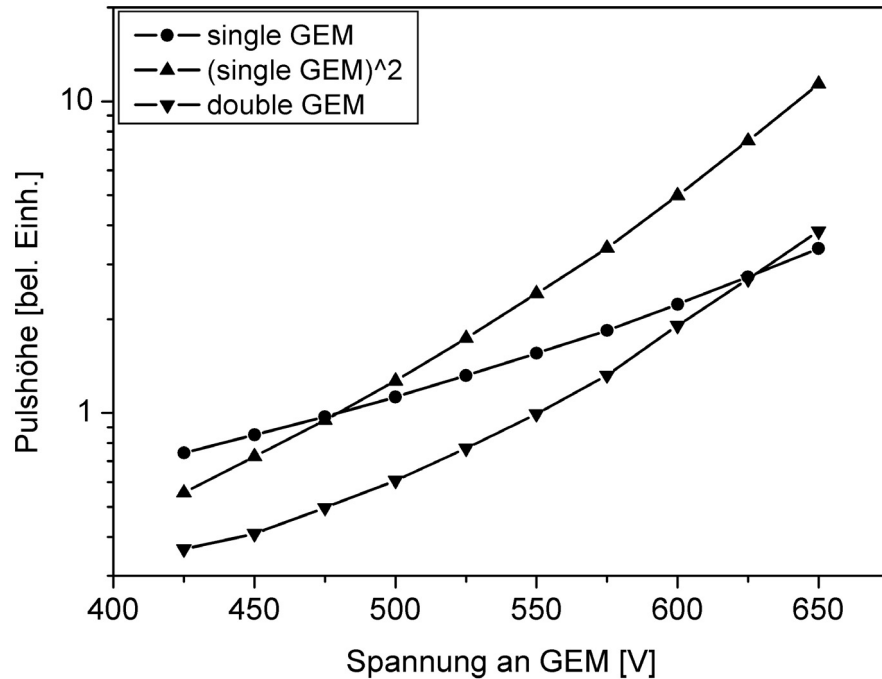


Abbildung 5-12: Experimentelle Bestimmung der Anodenpulshöhen in Abhängigkeit von der Spannung an den GEMs in 5 bar Xenon. Die Kurven zeigen die Resultate für den Einzel- und den Doppel-GEM-Betrieb und die aus der Einzel-GEM-Messung berechneten Werte für zwei in Reihe geschaltete identische GEMs.

Variation jeweils einer Spannung allein

Bei dem im vorangegangenen Kapitel beschriebenen Doppel-GEM-Detektor werden die Elektroden über die Widerstandskette mit Spannung versorgt. Es handelt sich bei dem Aufbau um eine Folge von Verstärkern und daran anschließenden Feldern. Um zu erkennen, wie groß der individuelle Einfluss der einzelnen Spannungen bzw. Felder ist, wurden sie, ausgehend von einem Arbeitspunkt, einzeln verändert. Dabei wurden die anderen auf einem konstanten Wert gehalten. Der Ausgangspunkt und der Variationsbereich für diese Untersuchung wurden bei den in der Tabelle 5-3 angegebenen Werten festgelegt. Diese Spannungen entsprechen (in 1. Näherung) den in der rechten Spalte aufgelisteten reduzierten elektrischen Feldstärken:

	U [V]	E/p [V/(cm·Torr)]
Drift	2000	0,27
FG – GEM ₁	500 [250 ... 900]	0,53 [0,27 ... 0,96]
GEM ₁	500	
GEM ₁ -GEM ₂	500 [250 ... 900]	0,53 [0,27 ... 0,96]
GEM ₂	500 [350 ... 650]	
GEM ₂ -Anode	500 [250 ... 900]	0,44 [0,2 ... 0,8]

Tabelle 5-3: Bestimmung des Einflusses bei der Variation einzelner Spannungen, ausgehend von einem Arbeitspunkt. Angegeben sind die Bereiche, in denen die Spannungen und Feldstärken variiert werden.

Die folgende Abbildung 5-13 zeigt die sich dabei ergebenden Zusammenhänge.

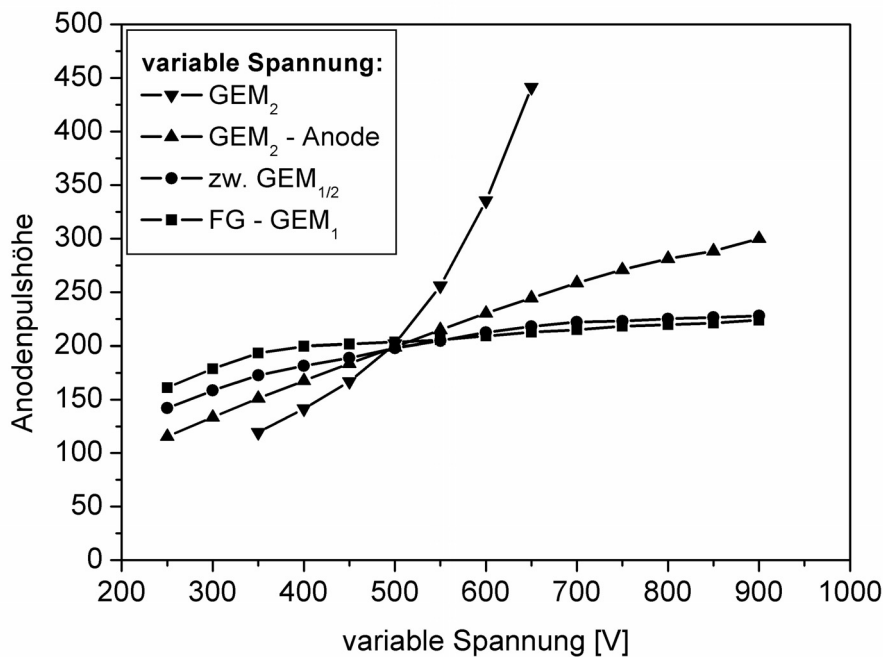


Abbildung 5-13: Untersuchung der Abhängigkeit der Anodenpulshöhe von den einzelnen Spannungen und Feldstärken, bei Variation dieser Größen in den in der Tabelle 5-3 angegebenen Bereichen. Gemessen wurden die Abhängigkeiten von: der Spannung am GEM₂, dem Feld zwischen GEM₂ und der Anode, dem Feld zwischen den beiden GEMs und dem ersten Gitter (FG) und dem GEM₁.

Den flachsten Kurvenverlauf und damit den geringsten Einfluss auf die Pulshöhe, bzw. die Verstärkung, hat das Feld zwischen dem Gitter und dem ersten GEM. Es beeinflusst den Elektronentransfer durch das Gitter und die Absorption der Elektronen auf der GEM-Frontseite. Die Verstärkung geht schon bei kleinen Werten dieser Spannung in Sättigung. Die Abhängigkeit der Verstärkung vom Feld zwischen den beiden GEMs zeigt einen ähnlichen Verlauf, wie die vom Feld zwischen dem Gitter und dem GEM₁. Im Vergleich dazu ist der Bereich, bei dem die Pulshöhenabhängigkeit in Sättigung geht jedoch zu etwas höheren Spannungen verschoben. Die Abhängigkeit von der Spannung zwischen GEM₂ und der Anode zeigt einen annähernd linearen Verlauf über den hier betrachteten Messbereich. Bei genügend hoher Spannung werden Feldstärken erreicht, bei der die Gasverstärkung an der Anode einsetzt. Der GEM₂, als einziges wirkliches Verstärkerelement dieser Messreihe, hat den größten Einfluss auf die Anodenpulshöhe.

5.3 UV-Auslese mit semitransparenter Photokathode

Zur Auslese des Szintillationslichtsignals eines Xenon-Hochdruck-Gas-Szintillations-Proportional-Zählers ist der effiziente und großflächige Nachweis der erzeugten UV-Photonen von zentraler Bedeutung. Die Kombination eines mehrstufigen Mikrostruktur-Elektrodensystems, basierend auf dem Gas Electron Multiplier mit einer Cäsiumjodid-Photokathode, erlaubt ein völlig neuartiges Detektorkonzept, bei dem der Photonennachweis im gleichen Gasvolumen wie die Lichterzeugung realisiert ist [Bre00a-b]. Für diesen „integrierten UV-Photonendetektor“ bieten sich, wie bereits im Kapitel 3.6.2 vorgestellt, zwei verschiedene Varianten an, wie die photonenaktive Schicht mit dem Verstärkerelement kombiniert werden kann. In den folgenden Abschnitten werden die einzelnen Detektoraufbauten und

die damit durchgeführten Messungen beschrieben. Die Experimente wurden dabei mit dem gleichen, wie im Kapitel 5.1.1 beschriebenen, GEM-Folien-Layout und einem, dem im vorigen Kapitel ähnlichen, Aufbau durchgeführt. Dieser wurde dazu um die zur Photonendetektion nötigen funktionellen Komponenten erweitert.

5.3.1 Aufbau der semitransparenten Photokathode

In der ersten Variante wurde eine semitransparente Photokathode zur Konvertierung der UV-Photonen in Elektronen eingesetzt. Diese muss in ihrer Dicke sehr gut an die nachzuweisenden Photonen angepasst werden. Wie in der Abbildung 2-31 im Kapitel 2.9.2 bereits beschrieben, handelt es sich hier um einen Kompromiss aus der Erhöhung der Photonabsorption und Verringerung der Elektronenextraktion bei zunehmender Schichtdicke und umgekehrt.

Die Photokathode ist auf einer für die UV-Photonen transparenten 1 mm dicken Quarzglas-scheibe³⁶, mit einem Durchmesser von 100 mm, aufgedampft (siehe die schematische Darstellung in Abbildung 5-14). Zur Kontaktierung ist außen ein 5 mm breiter und 100 nm dicker Rand aus Aluminium aufgedampft. Darüber befindet sich eine 5 nm dicke Chromschicht, die das Nachfließen der Ladung gewährleistet und die elektrische Aufladung der CsI-Halbleiterschicht verhindert. Als aktive Schicht der Photokathode dient die ca. 10 nm dicke Schicht aus Cäsiumjodid.

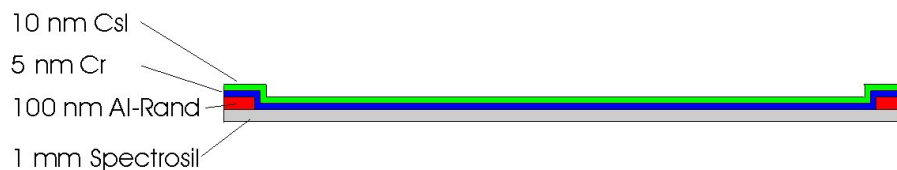


Abbildung 5-14: Schematische Darstellung des Aufbaus der semitransparenten Photokathode: Auf dem 1 mm dicken Quarzglas-Substrat ist zunächst am Rand ein 100 nm dicker Ring aus Aluminium zur Kontaktierung aufgedampft. Darüber befindet sich eine 5 nm Chromschicht und darauf das 10 nm dicke CsI als aktives Material der Photokathode.

Die Photokathode wurde im Targetlabor des Instituts für Kernphysik hergestellt. Die dort zur Verfügung stehende Aufdampfanlage wurde für einen extra großen Abstand der Trägerscheibe vom Verdampfer-Schiffchen umgebaut, um eine möglichst gleichmäßige Schichtdicke zu erreichen. Die Variation lässt sich mit dem einfachen \cos^4 -Abstandsgesetz berechnen. Es ergibt sich eine maximale Abweichung der Schichtdicke vom Rand zum Zentrum von weniger als 1 %.

5.3.2 Detektoraufbau mit einem GEM

Der Aufbau zum Test des integrierten Photonendetektors ähnelt dem, im Kapitel 5.2 in der Abbildung 5-7 dargestellten, Detektor in einigen Punkten. Zur Erzeugung der primären Ladungsträger wird auch hier die gleiche ^{241}Am α -Quelle in das 42 mm tiefe aktive Driftvolumen eingebaut [Bo199]. Im Gegensatz dazu schließt an den Driftbereich jedoch die 3 mm tiefe Sekundärszintillationsstufe an. Die von den α -Teilchen erzeugten Elektronen erzeugen hier

³⁶ Spectrosil; Thermal Quarz-Schmelze GmbH, Wiesbaden

eine zur deponierten Energie proportionale Anzahl von UV-Photonen. Wie in der Abbildung 5-15 gezeigt, ist die Photokathode im Anschluss an den Szintillator (SSG) eingebaut. Für die in diesem Kapitel beschriebenen Untersuchungen war es ausreichend, mit einem einzelnen GEM zu arbeiten. Damit ist der Aufbau zunächst durch weniger Einstellmöglichkeiten überschaubarer als mit einer Multi-GEM Anordnung. Der GEM ist mit einem möglichst geringen Abstand von 1 mm oberhalb der Photokathode positioniert. Die Drahtanode und das Kathodengitter sind mit einem Abstand von jeweils 2 mm zueinander eingebaut. Die Potenziale wurden so gewählt, dass die SSG-Drahtebene und die Photokathode auf null Volt liegen, d.h. die Drift-Elektrode und die α -Quelle liegen auf negativen Potenzialen, der GEM, die Anode und die Kathode auf positiven Werten. Das Kathodengitter ist direkt mit dem Anschluss der GEM-Rückseite verbunden und somit auf dem gleichen Potenzial.

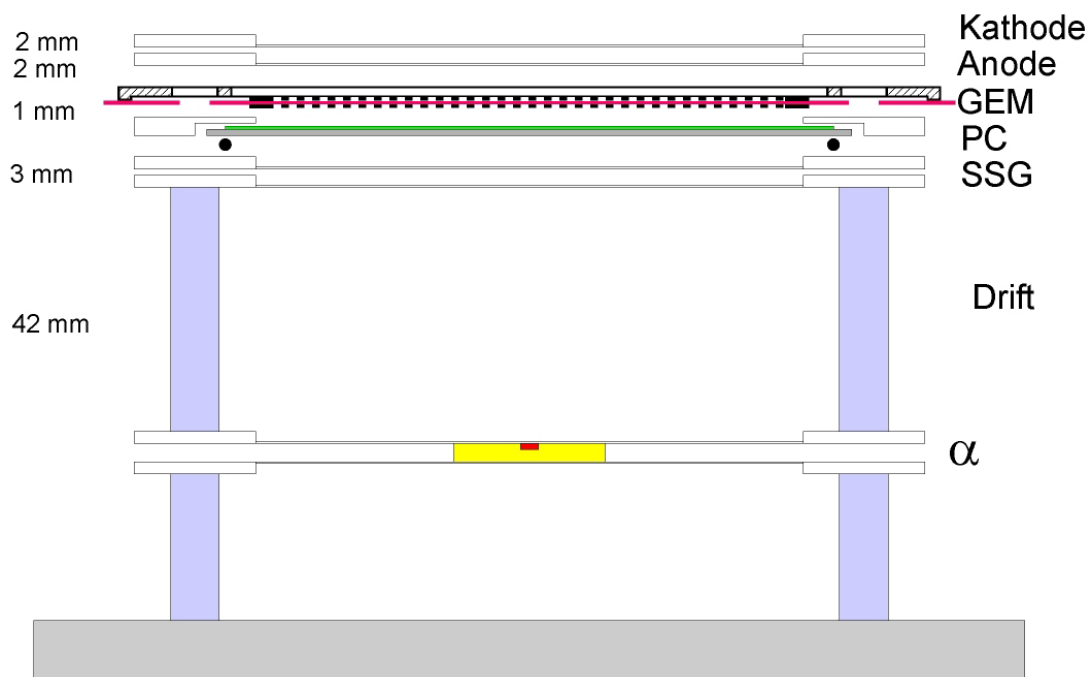


Abbildung 5-15: Messaufbau eines integrierten UV-Photonendetektors zur Auslese des Lichts aus dem Xenon Szintillator. Der Aufbau besteht aus einem 42 mm tiefen Absorptions- und Driftbereich, in den zur Erzeugung der primären Ladungsträger eine Am α -Quelle eingebaut ist. Daran schließt die 3 mm tiefe Sekundärszintillationszone an, in der der Großteil der UV-Photonen erzeugt wird. Die auf einer 1 mm dicken Spectrosil-Scheibe aufgedampfte Photokathode ist direkt anschließend eingebaut. In jeweils 2 mm Abstand voneinander folgen dann die 10 μ m dicken Drähte der Anode und ein abschließendes Gitter. (Wegen der Übersichtlichkeit ist das Gehäuse mit den Gasversorgungsanschlüssen nicht eingezeichnet).

Variation der Lichtausbeute

Um die Funktion der semitransparenten Photokathode beim Betrieb in reinem Xenon bei einem Druck von 1 bar zu untersuchen, wurde bei ansonsten gleichen Einstellungen die Lichtausbeute variiert. Für den integrierten UV-Detektor wurden die folgenden Spannungs- bzw. Feldstärkeinstellungen gewählt:

Driftfeld	0,38 V/(cm·Torr)
SSG	variabel
PK → GEM	1,5 V/(cm·Torr)
GEM	420 V
GEM → Anode	2,0 V/(cm·Torr)

Tabelle 5-4: Bei den Experimenten mit dem integrierten UV-Photonen-Detektoraufbau mit semitransparenter Photokathode (Abbildung 5-15) wurde die Lichtausbeute variiert und die anderen Elektroden auf diese Spannungs- und Feldstärkewerte eingestellt.

Die Abhängigkeit der Anodenpulshöhe von der Feldstärke in der Szintillationszone zeigt den typischen, linearen Verlauf mit dem Schwellenverhalten bei ca. 1,2 V/(cm·Torr). (Abbildung 5-16) Die absolute Breite der gemessenen Peaks nimmt mit der Signalhöhe zu. Die Energieauflösung $\Delta E/E$, also das Verhältnis aus Peakbreite zu Peakposition, nimmt jedoch mit wachsender Feldstärke und somit zunehmender Lichtausbeute ab.

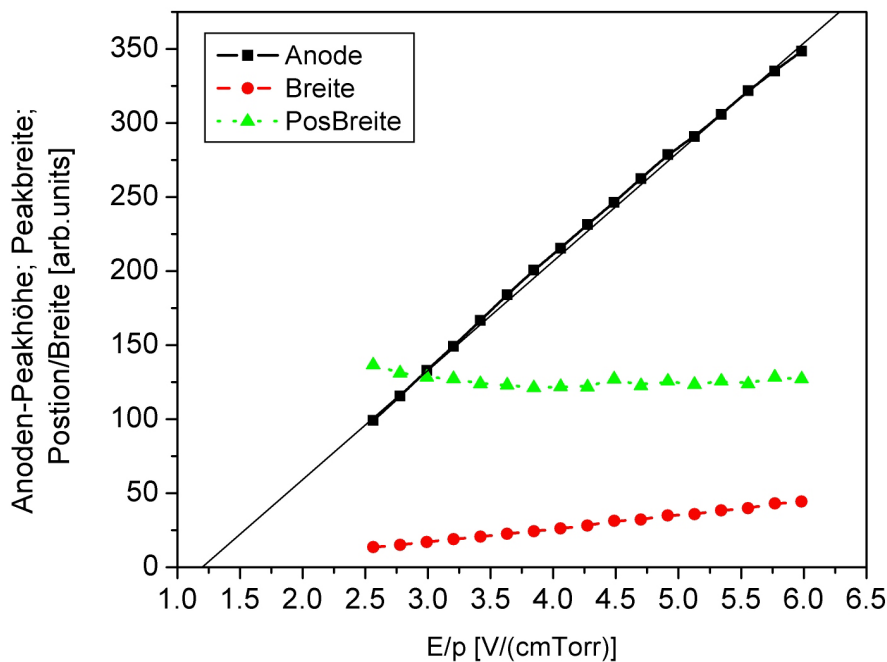


Abbildung 5-16: Mit dem integrierten Photodetektor mit semitransparenter Photokathode wurde das Anodensignal in Abhängigkeit von der reduzierten elektrischen Feldstärke in der Sekundärszintillationszone gemessen. Dabei zeigt sich der typische lineare Verlauf. Das Verhältnis aus Peakbreite und -position, als Maß für die besser werdende Energieauflösung, nimmt mit zunehmender Lichtausbeute ab.

Variation der Feldstärke zwischen der Photokathode und dem GEM

Die an der Anode gemessene Signalhöhe hängt von der Feldstärke an der Photokathode ab. Um diesen Einfluss zu studieren, wurde, bei ansonsten gleichen Einstellungen, die Spannung zwischen der CsI-Schicht und der GEM-Unterseite variiert. Die Feldstärke im Driftfeld betrug, wie bei der vorherigen Messung 0,38 V/(cm·Torr), die im SSG wurde auf 6,5 V/(cm·Torr) eingestellt. In der Abbildung 5-17 sind die Messreihen für drei verschiedene Spannungen am GEM (420, 435 und 450 V) dargestellt. Die drei Kurven zeigen einen ähnlichen Verlauf. Die Anodenpulshöhe steigt mit zunehmender Feldstärke zwischen der Photokathode und dem GEM an. Ab einer Schwelle von ca. 0,8 V/(cm·Torr) werden alle Elektronen gesammelt - die Signalstärke steigt dort nicht weiter an, sondern geht in Sättigung. Die daran anschließende Verstärkung ist nur von der Spannung am GEM abhängig.

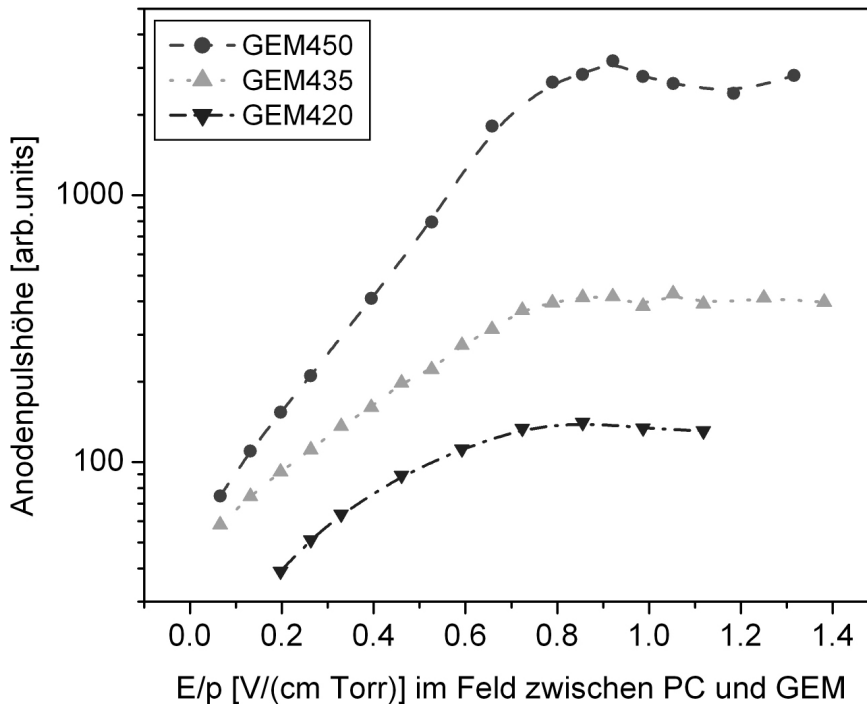


Abbildung 5-17: Mit dem integrierten UV-Detektor mit semitransparenter Photokathode gemessene Abhängigkeit der Anodenpulshöhe von der Spannung zwischen der Photokathode und dem GEM. Die Messungen wurden für drei verschiedene Spannungen (420, 435 und 450 V) am GEM durchgeführt.

Variation der Feldstärke zwischen dem GEM und der Anode

Die Feldstärke zwischen dem GEM und der Ausleselektrode hat in dem hier untersuchten Spannungsbereich keinen Einfluss auf die Signalhöhe. In der Abbildung 5-18 ist zu sehen, dass sich die Pulshöhe beim Erhöhen der reduzierten elektrischen Feldstärke von 1 auf über 3 V/(cm·Torr) praktisch nicht ändert. Es ist also davon auszugehen, dass schon bei recht kleinen Feldstärken alle Elektronen gesammelt werden können und die Gasverstärkung an der Sammelelektrode noch nicht eingesetzt hat. Da die hierbei eingestellten Feldstärken schon deutlich im Bereich der Sekundärszintillation liegen, zeigt sich damit außerdem, dass die Rückkopplung der Photonen zur Photokathode effizient unterbunden wird.

Driftfeld	0,38 V/(cm·Torr)
SSG	4,5 V/(cm·Torr)
PK → GEM	1,5 V/(cm·Torr)
GEM	400 V
GEM → Anode	variabel

Tabelle 5-5: Spannungs- und Feldstärkeinstellungen für die Messungen mit variabler Feldstärke zwischen dem GEM und der Anode (vgl. Abbildung 5-18).

Auch die in der Abbildung 4-20 dargestellte Simulationsrechnung ergibt das gleiche Ergebnis, der sehr schwachen Abhängigkeit der Anodenpulshöhe vom Feld zwischen dem GEM und der Anode.

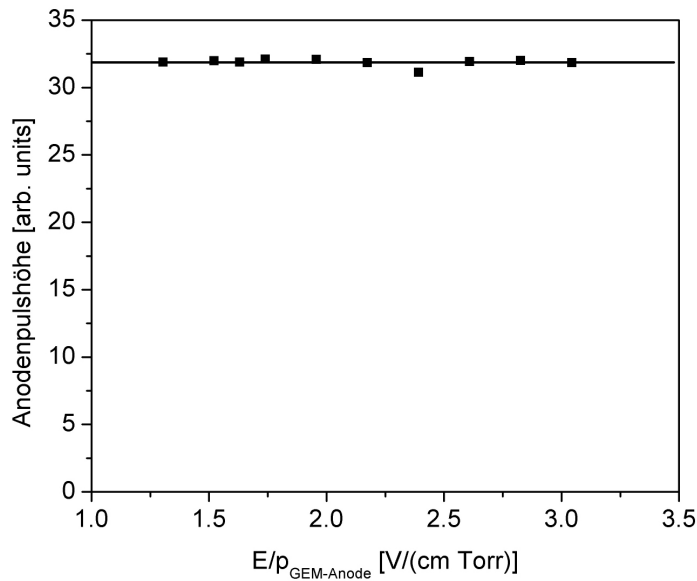


Abbildung 5-18: Messung der Anodenpulshöhe mit dem integrierten UV-detektor mit semitransparenter Photokathode. Bei der Variation der Spannung zwischen dem GEM und der Anode zeigt die Anodenpulshöhe im hier untersuchten Feldstärkebereich praktisch keine Abhängigkeit.

5.3.3 Aufbau mit semitransparenter Photokathode und 2 GEMs

Für die im Folgenden beschriebenen Messungen wurde der in Abbildung 5-15 dargestellte Aufbau um eine GEM-Folie erweitert. Mit dem integrierten Doppel-GEM-Detektor mit semitransparenter Photokathode wurden Messungen zur Bestimmung einiger Betriebseigenschaften bei 1, 2 und 3 bar Xenondruck durchgeführt. Die Feldstärken in der Szintillationszone waren dabei auf die in der Tabelle 5-6 zusammengefassten Werte eingestellt.

	1 bar	2 bar	3 bar
E/p [V/(cm·Torr)] im 3 mm tiefen SSG	5,5	4,4	3,7

Tabelle 5-6: Reduzierte elektrische Feldstärke in der Sekundär-Szintillations-Zone bei den verschiedenen Arbeitsdrücken.

Die Abweichungen der Signalhöhen aufgrund der unterschiedlichen reduzierten elektrischen Feldstärken im SSG wurden korrigiert. Mit den, aus bereits durchgeführten Messungen bekannten, Abhängigkeiten der Anodenpulshöhe von der SSG-Feldstärke konnten die Messdaten auf den SSG-Wert bei 1 bar skaliert werden. In der folgenden Abbildung 5-19 sind die (bei den drei Drücken 1, 2 und 3 bar) ermittelten Messdaten dargestellt. Es wurde jeweils die Abhängigkeit der Anodenpulshöhe von der Spannung an den GEMs, beim Betrieb mit einer und mit zwei Verstärkerfolien untersucht. Das Verhältnis der Pulshöhen bei gleichem Druck und korrespondierenden Spannungswerten ist ein absolutes Maß für die durch die zweite GEM gewonnene Verstärkung.

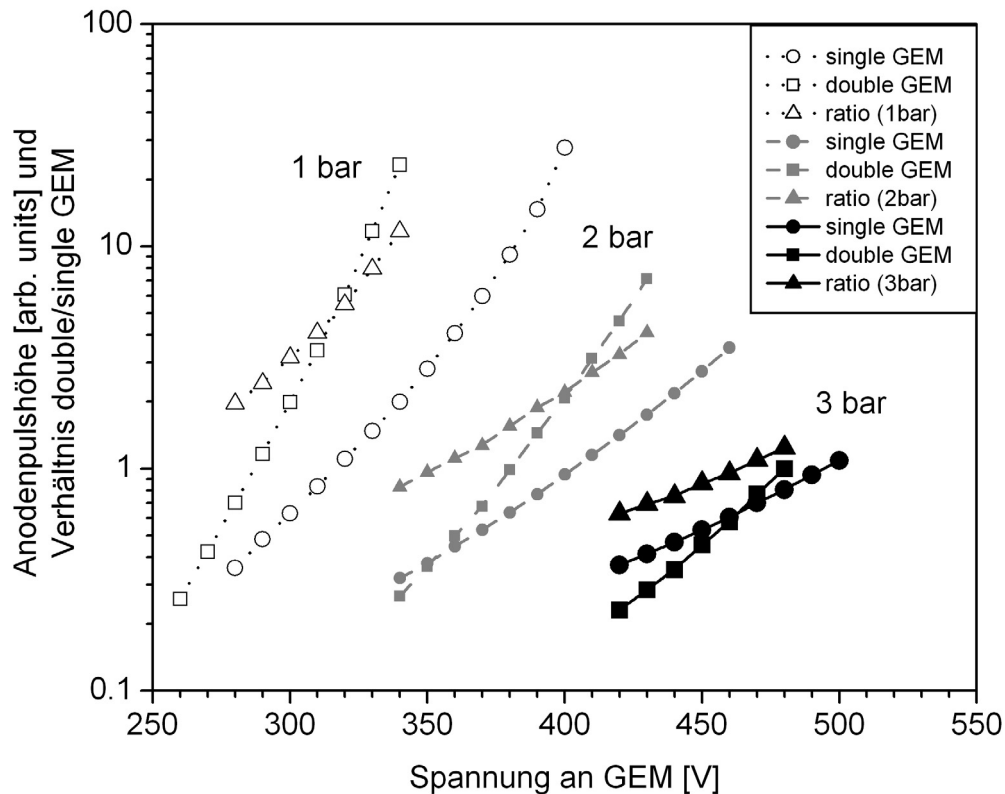


Abbildung 5-19: Messung der Gasverstärkung mit integriertem Doppel-GEM-Detektor mit semitransparenter Photokathode. Dargestellt sind die Ergebnisse für die Verstärkung in Abhängigkeit der Spannung an den GEMs - mit einem und mit zwei GEMs bei 1, 2 und 3 bar Arbeitsdruck in Xenon. Das Verhältnis (ratio) aus den Messungen mit zwei GEMs zu denen mit einem GEM ist ein Maß für die Verstärkung die durch den Einsatz des zweiten GEM zusätzlich erreicht wird.

Der Abbildung 5-19 lassen sich die folgenden Ergebnisse entnehmen:

- Die maximal erreichbare Anodenpulshöhe und somit die Verstärkung, bevor es Überschläge gibt, ist bei kleineren Drücken deutlich größer.
- Die Steigung der Verstärkungskurven, aufgetragen gegen die Spannung, wird für größer werdende Drücke kleiner.
- Wird die Verstärkung in Abhängigkeit von der (hier nicht dargestellten) reduzierten Spannung [V/bar] aufgetragen, so zeigen die Kurven annähernd die gleiche Steigung. Das spricht für das „pressure scaling“, also den konstanten Zusammenhang zwischen Verstärkung und der reduzierten elektrischen Feldstärke.

Die, beim Betrieb des Detektors mit nur einer Verstärkerfolie, am GEM angelegten Spannungen liegen deutlich über denen im Doppel-GEM-Aufbau. Die Grenzen des Verstärkungsprozesses in den Mikrostrukturen selbst sind also bei weitem noch nicht erreicht. Durch das Anlegen der hohen Versorgungsspannungen beim Detektorbetrieb in Xenon kann es aber auch an anderen Stellen leicht zu Problemen mit der elektrischen Stabilität kommen. Wenn diese durch noch weiter verbesserte Isolierungen konsequent vermieden werden, können die mit dem Einfach-GEM erreichten Werte auch auf die Reihenschaltung mehrerer GEMs übertragen werden.

5.4 UV-Auslese mit opaker Photokathode auf GEM

Wie schon im Kapitel 3.6.2 in der Abbildung 3-8 gezeigt, gibt es neben der Kombination einer semitransparenten Photokathode mit dem GEM auch die Möglichkeit, die Frontseite der Mikrostruktur als photonenaktive Fläche einzusetzen. Da das Cäsiumjodid nicht direkt auf das Kupfer des GEM aufgebracht werden kann (siehe Kapitel 2.9.2), ist es nötig, spezielle GEM-Strukturen zu verwenden. Vom Detektorlabor des CERN wurden für diese Anwendung die Kupferoberflächen einiger GEMs vollständig mit Gold beschichtet. Damit werden chemische Reaktionen, welche die Quanteneffizienz der Photokathode beeinträchtigen, unterbunden. Die aktive Schicht, bestehend aus einer 150 nm dicken Lage aus CsI, wurde im Targetlabor des Instituts für Kernphysik aufgedampft. Der Aufbau des Detektors stimmt im wesentlichen mit dem aus dem vorigen Kapitel überein. Zur Erzeugung der primären Ladungsträger wurde auch hier eine ^{241}Am - α -Quelle in das Detektorgehäuse eingebaut. An das 42 mm tiefe Absorptionsvolumen schließt sich die 3 mm tiefe Sekundärszintillationszone an. Zwischen dieser und dem ersten GEM wurde ein Abstand von 8 mm gewählt. Im Anschluss an den ersten GEM mit der CsI beschichteten Frontseite folgt eine weitere Verstärkerfolie und die Ausleselektrode (siehe Abbildung 5-20).

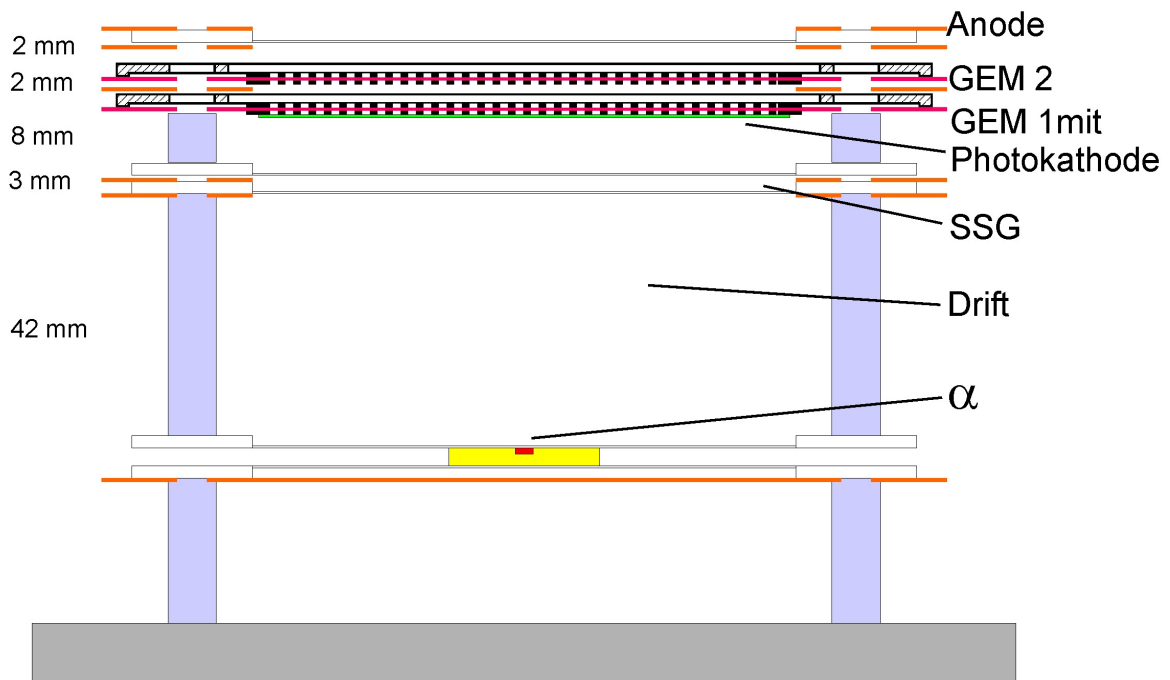


Abbildung 5-20: Aufbau des integrierten UV-Photonendetektors mit opaker Photokathode zur Auslese des Lichts aus dem Xenon Szintillator. Der Aufbau besteht aus einem 42 mm tiefen Absorptions- und Driftbereich. In diesen ist zur Erzeugung der primären Ladungsträger eine Am α -Quelle eingebaut. Daran schließt die 3 mm tiefe Sekundärszintillationszone an. Die Photokathode ist in dieser Variante auf der Frontseite des ersten GEM aufgedampft. Im Abstand von jeweils 2 mm zueinander sind im Anschluss an den ersten GEM eine weitere GEM-Verstärkerstufe und ein Anodengitter zur Auslese montiert (wegen der Übersichtlichkeit sind das Gehäuse und das Gassystem nicht eingezeichnet).

Wie bei dem im Kapitel 5.3 diskutierten Aufbau, befindet sich der UV-Detektor auch bei dem mit der opaken Photokathode im gleichen Gasvolumen. Im Gegensatz dazu ist in dieser Anordnung jedoch der Szintillator nicht mehr durch die dünne Quarzglasscheibe von der Photonenanalyse getrennt. Bei entsprechender Wahl der elektrischen Felder ist es prinzipiell mög-

lich, dass Ladungsträger aus dem Szintillator weiter in Richtung der GEMs driften und dort verstärkt werden.

5.4.1 Aufbau mit opaker Photokathode und einem GEM

Die Abbildung 5-21 zeigt die Messdaten, die mit dem eben beschriebenen Aufbau in Xenon bei einem Druck von 1 bar gewonnen wurden. In Abhängigkeit von der Feldstärke in der Szintillationszone wurden für vier verschiedene GEM-Spannungen die Anodenpulshöhen gemessen. Die Feldstärke in der Driftregion beträgt $0,45 \text{ V}/(\text{cm}\cdot\text{Torr})$, die im SSG wird von ca. $0,5$ bis $3,5 \text{ V}/(\text{cm}\cdot\text{Torr})$ variiert. Die Potenzialdifferenz zwischen dem SSG und der GEM-Frontseite wurde so gewählt, dass die Feldstärke an der Photokathode positiv ist. D.h., die von ihr emittierten Elektronen erfahren, aufgrund des elektrischen Feldes, eine Kraft in Richtung der GEM-Poren. Damit besteht allerdings auch für Elektronen aus dem SSG eine Chance bis zum GEM zu gelangen und dort zum Signal beizutragen. In dieser Messung wurde (im Gegensatz zur Abbildung 5-20) nur einer der beiden GEMs eingesetzt und die Elektronen im Anschluss daran ausgelesen. Dabei waren die Spannungen und Feldstärken auf die in der Tabelle 5-7 angegebenen Werte eingestellt.

GEM ₁	SSG-PC [V/(cm·Torr)]	SSG [V/(cm·Torr)]
300	0,15	~0,5 bis 3,5
330	0,15	~0,5 bis 3,5
350	0,15	~0,5 bis 3,5
370	0,15	~0,5 bis 3,5

Tabelle 5-7: Übersicht über die angelegten Spannungen.

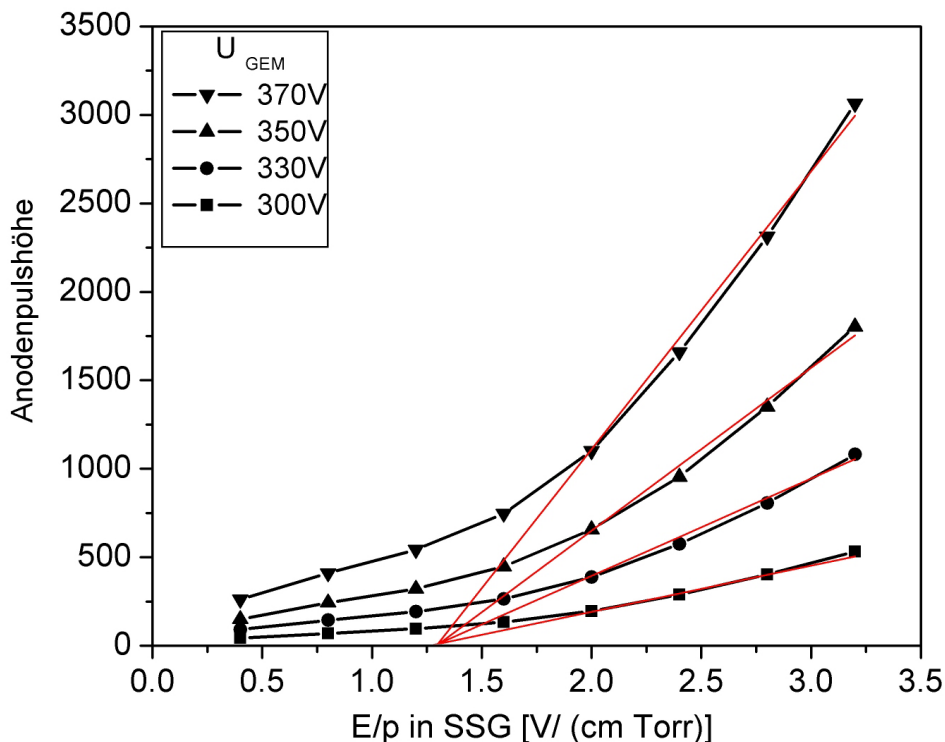


Abbildung 5-21: Messung der Anodenpulshöhe mit dem integrierten Photonendetektor mit opaker Photokathode auf der GEM-Frontseite. Abhängigkeit der Anodenpulshöhe von der reduzierten elektrischen Feldstärke im SSG für verschiedene Spannungen an den GEMs.

Die in Abbildung 5-21 dargestellte Kurvenschar für die vier verschiedenen am GEM angelegten Spannungen zeigen für größere Werte der reduzierten elektrischen Feldstärke in der Szintillationszone die typischen Abhängigkeit. Die Pulshöhe hängt dabei im wesentlichen linear von dieser Feldstärke ab. Durch Extrapolation mit den eingezeichneten Hilfsgeraden ergibt sich ein Schwellenwert für die Sekundärlichtausbeute von ungefähr $1,3 \text{ V}/(\text{cm}\cdot\text{Torr})$. Da, wie eben beschrieben, auch ein Anteil der primären Elektronen zum Signal an der Anode beitragen kann, ist auch unterhalb der Sekundärszintillationsschwelle ein Anstieg des Signals mit der Feldstärke zu beobachten.

5.4.2 Aufbau mit opaker Photokathode und zwei aktiven GEMs

Variable Spannungen an den GEMs

In der folgenden Abbildung 5-22 sind die gemessenen Pulshöhen für zwei verschiedene Testbedingungen dargestellt. Zum einen wurde der Einfluss der zweiten GEM-Verstärkerstufe allein, zum anderen die Abhängigkeit bei der Veränderung der über die Widerstandskette gekoppelten Elektroden gemeinsam, untersucht. Die Spannung am GEM_2 wurde für zwei Einstellungen am GEM_1 variiert. Die Anodenpulshöhe zeigt in der logarithmischen Darstellung eine lineare Abhängigkeit von der Spannung am GEM_2 . Die Erhöhung der Spannung am GEM_1 von 350 V auf 370 V liefert eine relative Signalerhöhung um einen Faktor 1,8. Im Gegensatz dazu zeigt sich bei der Veränderung der über die Widerstandskette gekoppelten Spannungen, also der Variation beider Verstärkerstrukturen gleichzeitig, eine starke Abhängigkeit. Die Kurve weist somit eine deutlich größere Steigung auf. Die Schnittpunkte der Kurven sind in guter Übereinstimmung mit den korrespondierenden Werten der jeweiligen anderen Messung.

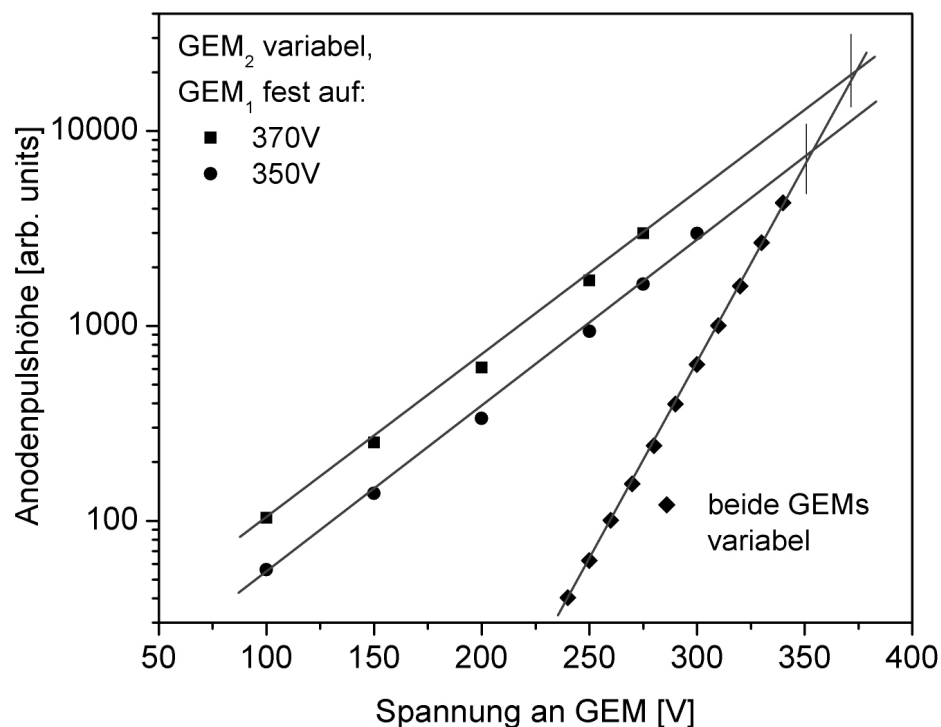


Abbildung 5-22: Messungen mit dem integrierten Photonendetektor mit 2 GEMs und opaker Photokathode. Gezeigt ist die Abhängigkeit der Anodenpulshöhe bei der Variation der Spannungen an den GEMs. Die oberen Kurven ergeben sich bei der Variation des zweiten GEM alleine. Die untere Kurve - mit der größeren Steigung - erhält man, wenn die Spannungen an den Elektroden gemeinsam über die Widerstandskette verändert werden.

5.4.2.1 Einfluss der Feldstärke an der Photokathode

Bei der Veränderung der Feldstärke zwischen der Szintillationszone und der Photokathode auf der GEM-Frontseite, lassen sich interessante Phänomene beobachten. Die Zielsetzung ist dabei, den Effekt der Feldstärke an der Oberfläche der auf den GEM aufgedampften Photokathode auf die Gesamteffizienz zu untersuchen. Diese Feldstärke hat einen Einfluss auf die Austrittswahrscheinlichkeit bzw. die Rückstreuung der Elektronen auf die Photokathode. Durch das Erhöhen der Feldstärke und somit der Kraft, können direkt nach der Photoemission mehr Elektronen von der CsI-Schicht entkommen und als freie Ladungsträger ins Gas gelangen. Um zum Verstärkungsprozess beizutragen und am Ende auf der Anode gesammelt zu werden, müssen die Elektronen jedoch nicht nur von der Photokathode weg, sondern auch in das attraktive Feld der GEM-Poren gelangen. Ist die Spannung zwischen der oberen Elektrode der Szintillationszone und der Photokathode zu groß, können die Elektronen zwar effizient extrahiert werden, sie driften dann allerdings zum Teil weiter in die Gegenrichtung und gehen damit für den Verstärkungsprozess verloren. Weist die Polarität dieser Feldstärke in die Richtung auf den GEM zu, ist es für die praktisch frei beweglichen Ladungsträger in ausreichendem Abstand zur Folie viel einfacher, den Weg in den Verstärkungsbereich zu finden. Für die Elektronen aus der Photokathode besteht allerdings eine größere Wahrscheinlichkeit, auf diese zurück gestreut zu werden. In diesem Aufbau gibt es die Möglichkeit, dass bei ausreichend hoher Feldstärke Elektronen aus dem SSG weiter driften und - zusätzlich zu den auf der Photokathode erzeugten - mit verstärkt werden. Aufgrund dieser vielfältigen, sich gegenseitig beeinflussenden Effekte war es schwierig vorhersagbar, was die ideale Feldstärke für den optimalen Betrieb des Detektors ist. Um den Einfluss zu ermitteln, wurde die Feldstärke von $-0,5$ bis $+0,5$ V/(cm·Torr) variiert und die Pulshöhe an der Ausleselektrode in Abhängigkeit davon gemessen. Diese Messung wurde, wie in der folgenden Graphik (Abbildung 5-23) dargestellt, bei drei verschiedenen Einstellungen der GEM-Spannungen (320 V, 330 V und 340 V) durchgeführt.

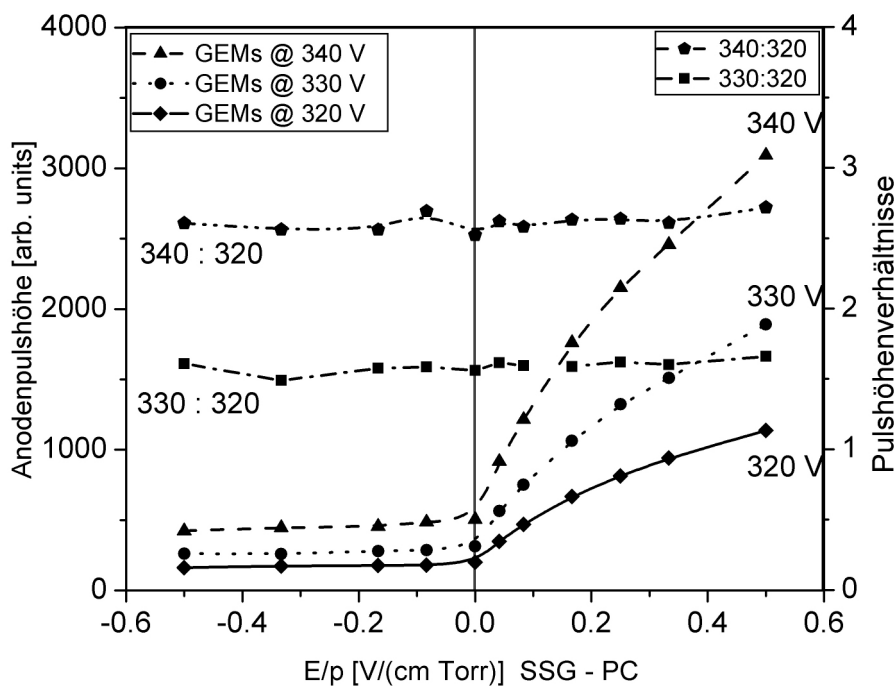


Abbildung 5-23: Messungen mit dem integrierten Photonendetektor mit opaker Photokathode und zwei GEMs (siehe Abbildung 5-20). Dargestellt ist die Abhängigkeit der Anodenpulshöhe bei der Variation der Feldstärke zwischen der Sekundär-Szintillations-Zone und der Photokathode für verschiedene Einstellungen der Spannung an den GEMs. Die Pulshöhen-Verhältnisse der Messungen (340:320 und 330:320) zeigen die Unabhängigkeit des Verstärkungsprozesses von den Erzeugungsmechanismen.

Bei der Betrachtung der Anodenpulshöhe lassen sich prinzipiell die beiden Feldstärkebereiche mit der positiven und negativen angelegten Spannung unterscheiden. Im Bereich der negativen Feldstärke tragen die primären Elektronen aus dem SSG nicht zu dem Signal bei. Mit zunehmender Feldstärke (von negativeren zu positiveren Werten) steigen die Pulshöhen leicht an. Das bedeutet, dass die Erhöhung der Effizienz, die freien Ladungsträger in den GEM-Poren zu sammeln und zu verstärken, im Vergleich zur Verringerung der Extraktionswahrscheinlichkeit der Elektronen aus der Photokathode, überwiegt. Beim Überschreiten der Schwelle von negativen zu positiven Feldstärken nimmt der Signalanstieg deutlich zu. Dieser Effekt lässt sich zum Großteil auf den bei positiven Feldstärken möglichen Beitrag primärer Elektronen zum Signal zurückzuführen. Dass der Anteil der elektronischen Komponente im Vergleich zum von den UV-Photonen induzierten Signal so groß ist, liegt daran, dass die Lichtausbeute in diesem Fall auf einen sehr kleinen Wert eingestellt war. (E/p im SSG bei ca. $2,8 \text{ V}/(\text{cm}\cdot\text{Torr})$). Im hier untersuchten Bereich der Feldstärke sind die Verhältnisse der Pulshöhen von je zwei Messreihen mit unterschiedlicher GEM-Einstellung (340:320 und 330:320) konstant. D.h., für den Verstärkungsprozess in den GEMs ist es gleich, ob die Elektronen überwiegend aus dem primären Prozess stammen oder aus der Photokathode herausgeschlagen wurden. Die Photokathode kann also als funktionell unabhängig von der nachgeschalteten Gasverstärkung betrachtet werden.

Bei der in der folgenden Abbildung 5-24 dargestellten Untersuchung wurden zwei Messungen mit dem gleichen Setup und identischen Einstellungen durchgeführt. Sie unterscheiden sich jedoch hinsichtlich des Füllgases. Die erste Messreihe wurde mit Xenon gemessen, das sich seit einigen Tagen ohne Reinigungssystem im Detektorbehälter befand („altes“ Xe). Anschließend wurde der Behälter evakuiert und mit frischem Xenon befüllt („frisches“ Xe).

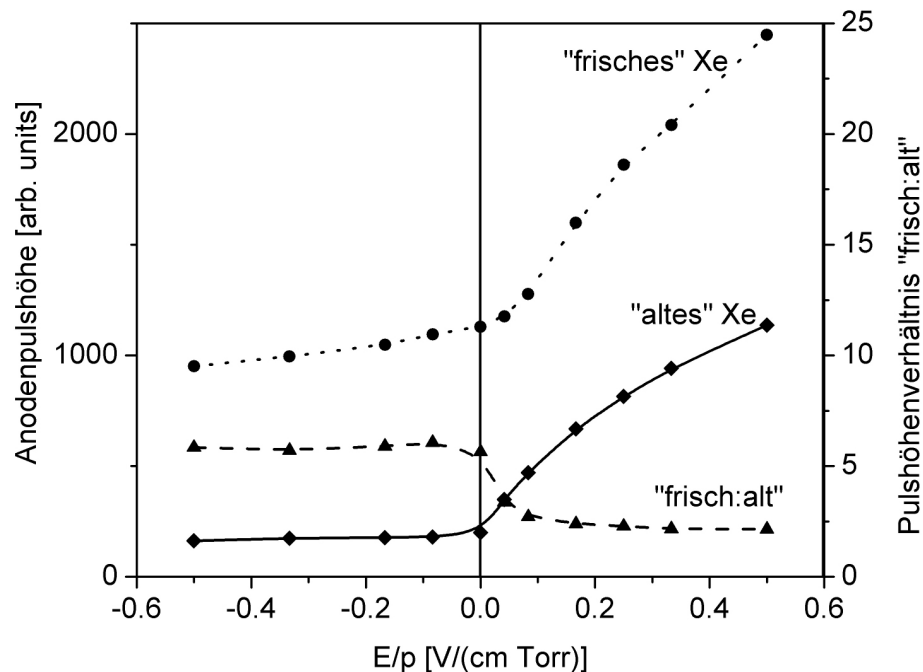


Abbildung 5-24: Messungen mit dem integrierten Photonendetektor mit opaker Photokathode und zwei GEMs (siehe Abbildung 5-20). Zu sehen ist die Abhängigkeit der Anodenpulshöhe bei Variation der Feldstärke zwischen dem SSG und der Photokathode. In der einen Messung wurde durch längeren Betrieb verunreinigtes und in der anderen frisches Xenon als Füllgas verwendet. Es ist deutlich zu erkennen, dass die Sekundärszintillation eine starke Abhängigkeit von der Gasreinheit des Xenon zeigt.

Es ist zu erkennen, dass die Datenpunkte der Messung mit dem frischen Xenon generell über denen der mit dem verunreinigten Gas liegen. Dazu tragen verschiedene Effekte bei. Zunächst

können bei der Drift der primären Ladungsträger durch Anlagerung an elektronegative Verunreinigungen Elektronen verloren gehen. Des Weiteren ist die Szintillationsausbeute geringer und der anschließende Gasverstärkungsprozess weniger effizient. Durch die Bildung des Verhältnisses korrespondierender Datenpunkte der beiden Messungen, entsprechend dem in (Abbildung 5-23) diskutierten Fall, ergibt sich der in der Abbildung 5-24 dargestellte Zusammenhang mit dem stufenförmigen Verlauf bei $0 \text{ V}/(\text{cm}\cdot\text{Torr})$. Das ist ein Zeichen dafür, dass die Pulshöhe der Signale, die vom Szintillationsprozess dominiert werden, deutlich stärker von den Verunreinigungen abhängt, als die rein „elektronischen“. Um die bestmögliche Gasreinheit zu erreichen, ist es demnach sehr wichtig, neben der Vermeidung „unsauberer“ Materialien, das Gas permanent mit durch das Reinigungssystem zu zirkulieren.

5.4.3 Pulsformanalyse für den Aufbau mit Photokathode und GEM

Bei vielen experimentellen Fragestellungen ist es wichtig, aus einer großen Anzahl von Messdaten einen Mittelwert zu bilden. Häufig lassen sich erst damit statistisch signifikante Aussagen machen. Dazu zählen beispielsweise die effektive Verstärkung und deren Streuung. Daneben ist es für das Verständnis der im Detektor stattfindenden Prozesse von grundlegendem Interesse, die Abläufe zeitlich aufgelöst studieren zu können. Mittels eines schnellen Digitaloszilloskops³⁷ wird die zeitliche Entwicklung der Pulse an verschiedenen Elektroden des in Abbildung 5-20 beschriebenen Detektoraufbaus untersucht. Die Versuchsanordnung besteht aus einer 42 mm tiefen Absorptions- und Driftzone, in die eine ^{241}Am - α -Quelle eingebaut ist. Der Detektor ist mit Xenon auf einen Druck von 1 bar gefüllt. Die Spannung in der Driftzone wurde, bei Veränderung der anderen Werte, konstant auf 1200 V gehalten, womit sich eine reduzierte elektrische Feldstärke von $0,4 \text{ V}/(\text{cm}\cdot\text{Torr})$ ergibt. Im Anschluss an diesen Bereich schließt eine 3 mm tiefe, aus parallelen Gittern bestehende Sekundär-Szintillationszone an. Im Abstand von 8 mm ist der Photonendetektor angeordnet. Dieser ist aus zwei GEMs und einem Anodengitter aufgebaut. Die CsI-Photokathode ist auf der Frontseite des ersten GEM aufgedampft. Die Spannung an den GEMs wurde auf 340 V eingestellt. Sowohl von der Driftelektrode, als auch von der Anode werden Signale ausgekoppelt, verstärkt und mit den Eingängen des Digitaloszilloskops verbunden³⁸. Für ein Ereignis lassen sich die beiden Pulszüge gleichzeitig darstellen. Somit können die zeitlichen Korrelationen der Signale untersucht werden. Damit kann das Signal der Driftelektrode, für den Vergleich der Anodenpulse, bei verschiedenen Einstellungen im SSG und dem daran anschließenden Feld, als eine einheitliche Trigger-Basis verwendet werden. Durch geeignete Wahl der Feldstärken im SSG und dem daran anschließenden Feld können

- nur das primäre Szintillationslicht,
- das primäre und sekundäre Licht,
- das primäre Licht und das Elektronensignal oder
- das primäre und sekundäre Licht und das Elektronensignal

erzeugt und ausgelesen werden. Auf die einzelnen Fälle wird im Anschluss im Detail eingegangen.

³⁷ Digitaloszilloskop: LeCroy9361

³⁸ Signale am Digitaloszilloskop:

channel 1: Driftelektrode, 3-fach CATSA + Tennelec Hauptverstärker: TC243, shaping: $1\mu\text{s}$
channel 2: Anodensignal, GSI-CATSA + Tennelec Hauptverstärker: TC 243, shaping: $1\mu\text{s}$
CATSA: Charge And Time Sensitive pre Amplifier

5.4.3.1 Auslese des primären Szintillationslichts

Die im Absorptionsbereich durch das α -Teilchen erzeugten Ionen und Elektronen werden getrennt. Die Elektronen bewegen sich dabei zur Driftelektrode hin. Durch die bewegte Ladung im Feld, werden durch induktive Kopplung auch die Ladungsträger auf der Driftelektrode verschoben. Mit einem ladungsempfindlichen Vorverstärker wird dieses Signal erfasst und daran anschließend einem Hauptverstärker zugeführt. Dessen Ausgang wird dann am Digitaloszilloskop angelegt (siehe Abbildung 5-25 – linkes Bild/Kanal 2). Die Signalform kann folgendermaßen erklärt werden: Sobald die Elektronen der primären Ladungswolke im Feld zu driften beginnen, steigt das Signal steil auf einen festen Wert an, der dem konstanten Stromfluss entspricht. Sobald die Elektronen das Driftelektrodenraster erreichen, fällt das Signal wieder ab. Da im anschließenden SSG in diesem Fall keine Spannung angelegt ist, werden die Elektronen nicht durch das Gitter „gesaugt“, sondern von der Drift-Elektrode absorbiert. Somit wird also auch kein sekundäres Szintillationslicht produziert. Wie in Kapitel 2.6 schon ausführlich beschrieben wurde, wird jedoch auch schon beim Absorptionsprozess selbst Szintillationslicht erzeugt. Dieses (siehe Abbildung 5-25 linkes Bild/Kanal 1) ist zeitlich mit der primären Wechselwirkung, also der ansteigenden Flanke des Signals von der Driftelektrode, korreliert und viel schwächer als das Sekundärlichtsignal, das bei Normalbetrieb im SSG erzeugt wird.

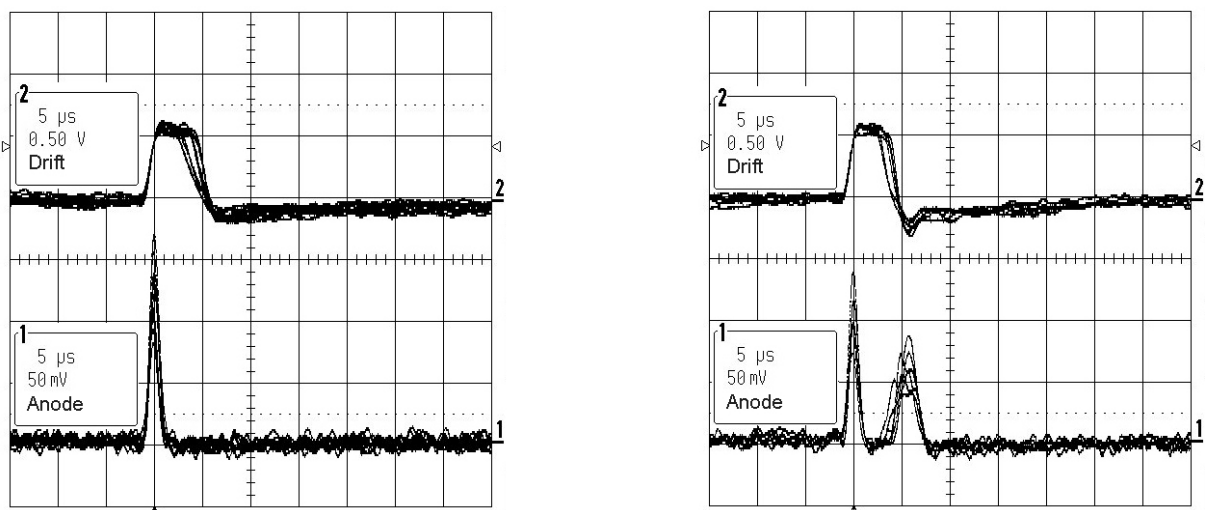


Abbildung 5-25: Messungen mit dem integrierten Photonendetektor mit opaker Photokathode und zwei GEMs (siehe Abbildung 5-20). Pulsformanalyse: Kanal 2: Signal von der Driftelektrode; Kanal 1: Signal von der Anode des Lichtdetektors. **Linkes Bild:** Primäres Lichtsignal (Kanal 1), zeitlich korreliert mit der Absorption = Beginn der Elektronendrift (Kanal 2). **Rechtes Bild:** primäres und sekundäres Lichtsignal, die Sekundärszintillation setzt ein, sobald die Elektronen aus dem Driftbereich in das SSG driften (=abfallende Flanke des Signals am Kanal 2).

5.4.3.2 Auslese des Sekundärlichtsignals

Für diese Einstellung bleibt die Feldstärke im Driftbereich unverändert bei $0,45 \text{ V}/(\text{cm}\cdot\text{Torr})$. Durch das Erhöhen der Feldstärke im SSG setzt, bei ca. $1 \text{ V}/(\text{cm}\cdot\text{Torr})$, die Sekundärlichterzeugung ein. Die im SSG herrschende Feldstärke von $1,6 \text{ V}/(\text{cm}\cdot\text{Torr})$ liegt also knapp über dieser Schwelle. Die Feldstärke von $-0,2 \text{ V}/(\text{cm}\cdot\text{Torr})$ zwischen dem SSG und der Photokathode ist so gewählt, dass keine Elektronen aus der Sekundärlichtzone zum ersten GEM gelangen können. In dem zu diesen Einstellungen korrespondierenden Bild des Digitaloszilloskops (Abbildung 5-25 rechte Seite) ist zu erkennen, dass die Sekundärszintillation dann beginnt, wenn die Elektronen durch das erste Gitter ins SSG driften. Das Signal am Kanal 2, also das der Driftelektrode, ändert seine Polarität von positiv nach negativ, da der Strom der Ladungsträger praktisch in die andere Richtung, also anstatt auf die Elektrode zu, von ihr weg

fließt. Sobald die Elektronen in den Bereich der ausreichend hohen Feldstärke gelangen, beginnen sie, die Xenon-Atome zur Sekundärlichtemission anzuregen. Je nachdem, wie groß die Feldstärke im SSG ist und abhängig von seiner Tiefe, werden mehr oder weniger Photonen pro Elektron erzeugt. (Kapitel 2.6) Bei ansonsten gleichen Einstellungen werden, durch das weitere Erhöhen der Feldstärke in der Szintillationszone, die Sekundärlichtsignale größer. Der folgende Signalverlauf (siehe Abbildung 5-26-linkes Bild) wurde bei einer Feldstärke von $2,6 \text{ V}/(\text{cm}\cdot\text{Torr})$ aufgenommen. Es ist der Einfluss der Orientierung und der Ausdehnung der Ladungswolke zu erkennen. Diese Abhängigkeit soll anhand der beiden Extremfälle erläutert werden. Wenn die Spur des α -Teilchens parallel zu den Elektroden-Ebenen ist, haben alle Elektronen die gleiche Strecke zurück zu legen und driften somit auch gleich lang. Da sie in diesem Fall alle in einem kleinen Zeitintervall am SSG ankommen, ergibt sich ein schmales und hohes Lichtsignal. Im anderen Fall ist die Spur senkrecht zu den Elektroden-Ebenen, d.h. in Driftrichtung. Die Elektronen haben damit verschieden lange Driftstrecken und sie kommen zu verschiedenen Zeiten am SSG an. Das Lichtsignal wird dadurch breiter und flacher. Durch das weitere Vergrößern der SSG-Feldstärke lässt sich die Lichtausbeute und damit die Höhe des Signals noch deutlich steigern.

5.4.3.3 Auslese des Elektronen-Signals ohne Sekundärszintillation

Durch das Anlegen einer positiven Feldstärke im Anschluss an die Sekundärszintillationszone, können die Elektronen aus dem SSG weiter in Richtung des GEM driften. Dort gelangen sie in die Verstärkungszone und tragen zum Anodensignal bei. Aufgrund der Driftzeit auf der Strecke vom SSG zum GEM ist das Elektronensignal jedoch zeitversetzt zum Lichtsignal zu beobachten. Durch höhere Feldstärken in dieser Zwischenzone ergeben sich größere Driftgeschwindigkeiten und somit kleinere Zeitdifferenzen. In der folgenden Abbildung 5-26 (rechtes Bild) sind die Signale von der Driftelektrode und der Anode dargestellt, die sich ergeben, wenn die Feldstärken so gewählt sind, dass die Elektronen zwar gerade so bis zum GEM driften können, im SSG aber nicht genügend Energie für den Szintillationsprozess aufnehmen. Mit zunehmender Feldstärke in diesem „Zwischenfeld“ wird das Elektronensignal größer und zeitlich schmaler.

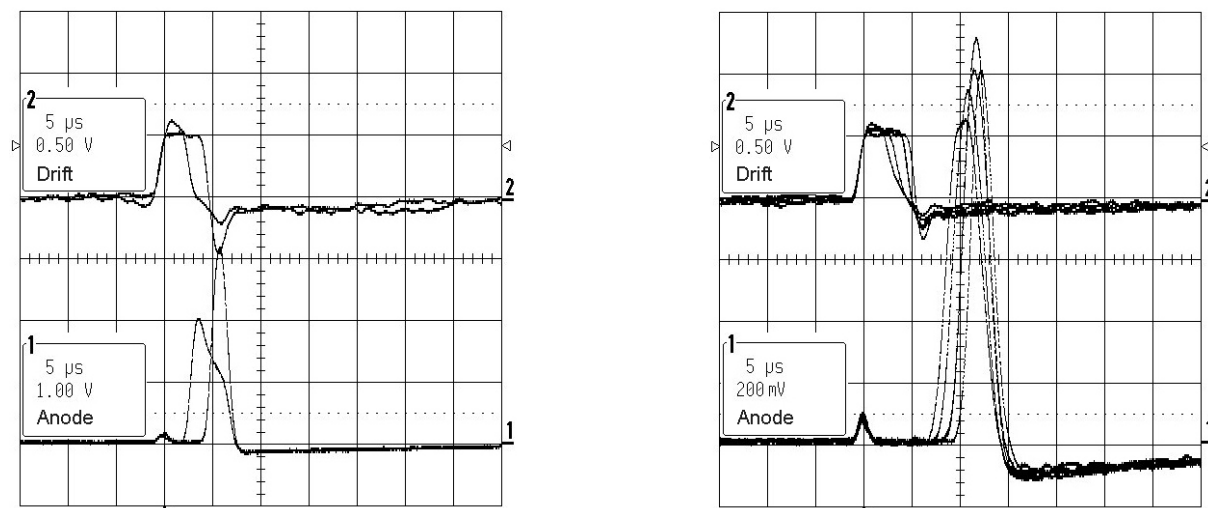


Abbildung 5-26: Messungen mit dem integrierten Photonendetektor mit opaker Photokathode und zwei GEMs (siehe Abbildung 5-20). Pulsformanalyse: Kanal 2: Signal von der Driftelektrode Kanal 1: Signal von der Anode des Lichtdetektors. **Linkes Bild:** Primäres und sekundäres Lichtsignal, abhängig von der Emissionsrichtung des α -Teilchens, bzw. der dadurch erzeugten Ionisationsspur, erhält man ein schmales oder ein breites Signal. **Rechtes Bild:** Zu sehen ist das primäre Lichtsignal und das Signal der im schwachen Feld abgesaugten Elektronen. Sie kommen zeitversetzt an; hier keine Sekundärszintillation.

5.4.3.4 Primäres und sekundäres Licht- und Elektronensignal

Durch geeignete Wahl der Feldstärken, lassen sich sowohl das primäre und sekundäre Licht- als auch das Elektronensignal zusammen nachweisen (Abbildung 5-27 links). Das Driftfeld bleibt dazu unverändert bei dem Wert von $0,45 \text{ V}/(\text{cm}\cdot\text{Torr})$, die Feldstärke im SSG wurde auf $2,6 \text{ V}/(\text{cm}\cdot\text{Torr})$ eingestellt. Durch die weitere Erhöhung der Feldstärke im SSG ($3,1 \text{ V}/(\text{cm}\cdot\text{Torr})$) (Abbildung 5-27 rechts) kann dabei selektiv das Sekundärlichtsignal verstärkt werden. Um die Signale auf dem Oszilloskop darstellen zu können, sind dessen Einstellungen und die des Hauptverstärkers dabei so gewählt, dass das primäre Lichtsignal jedoch nicht mehr aufgelöst werden kann.

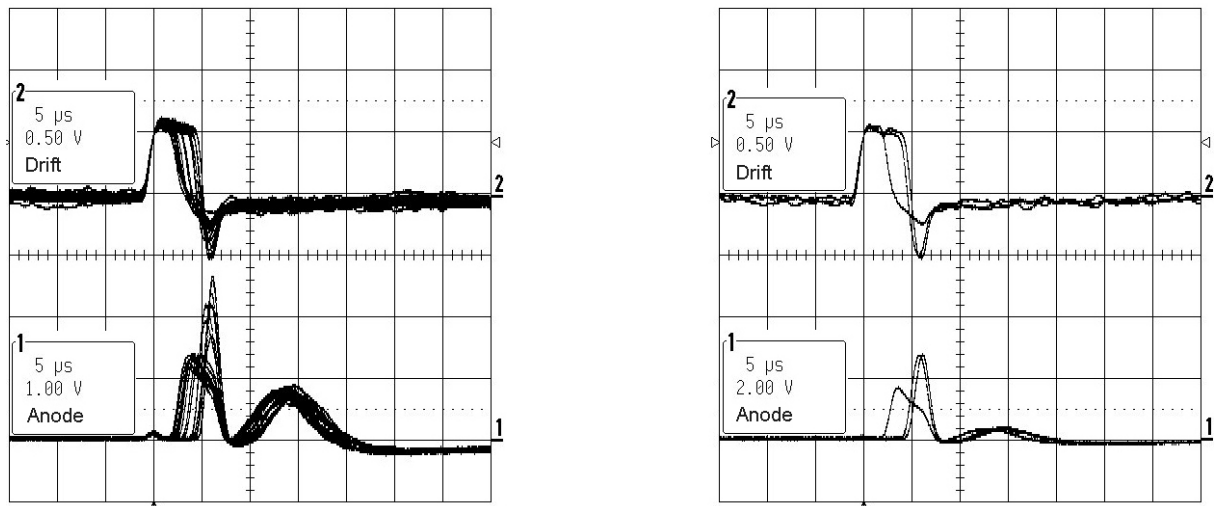


Abbildung 5-27: Messungen mit dem integrierten Photonendetektor mit opaker Photokathode und zwei GEMs (siehe Abbildung 5-20). Pulsformanalyse: Kanal 2: Signal von der Driftelektrode Kanal 1: Signal von der Anode des Lichtdetektors. **Linkes Bild:** Zeitlich aufeinanderfolgend sind das primäre und sekundäre Lichtsignal und das Signal der Elektronen zu sehen. **Rechtes Bild:** Durch eine höhere Feldstärke werden die Signale größer, das primäre Lichtsignal ist bei dieser Oszilloskop-Einstellung nicht mehr zu erkennen.

Die Höhe und die Breite des Elektronensignals hängt wesentlich von der Spannung zwischen dem SSG und dem GEM ab. Wird sie erhöht, wächst die Signalthöhe, es wird schlanker und rückt näher an das sekundäre Lichtsignal heran. Dieses hingegen bleibt weitgehend unbeeinflusst von der Veränderung der Feldstärke im „Zwischenfeld“. In der Simulationsrechnung (Kapitel 4.4.2 - „Variation der Elektronenstarthöhe und Driftfeldstärke“) ist für die größeren Elektronenstarthöhen, die einer nicht allzu limitierenden Elektronenrückstreuung entspricht, ein ähnlicher Verlauf zu erkennen. Die effektive Verstärkung, die in diesem Fall verantwortlich für die Signalthöhe ist, variiert in der Simulation nur wenig mit der Driftfeldstärke.

Zusammenfassung der Pulsformanalyse mit dem Digitaloszilloskop

Die Analyse der Pulsformen der Signale von der Driftelektrode und der Anode gibt Aufschluss über das zeitliche Verhalten der einzelnen im Detektor ablaufenden Prozesse. Durch den Einsatz der α -Quelle und der damit verbundenen großen Zahl von Ladungsträgern pro Ereignis wird es möglich, den Driftprozess zu visualisieren. Dazu zeitlich korreliert, wird das primäre Szintillationslichtsignal nachgewiesen. Durch das Erhöhen der Spannung am SSG können verschiedene Lichtausbeuten eingestellt werden. Im Gegensatz zum eigentlichen Einsatz als reiner Gas-Szintillations-Proportional-Zähler, können die Elektronen aus dem SSG weiter in Richtung der GEM gedriftet und dort verstärkt werden. Der Vergleich mit den Simulationen und Modellen ermöglicht es, diese auf Plausibilität zu prüfen. Auch wenn für diese Untersuchungen anstatt Photonen, α -Teilchen zur Erzeugung der primären Ladungsträ-

ger eingesetzt wurden, bestehen doch genügend Übereinstimmungen, um die Ergebnisse übertragen zu können. Das Elektronensignal ist schon bei vergleichsweise kleinen Feldstärken im „Zwischenfeld“ im Vergleich zum Lichtsignal recht groß. Die Ursache dafür ist, dass die Feldstärke im SSG auf den niedrigen Wert von $3,1 \text{ V}/(\text{cm}\cdot\text{Torr})$ eingestellt war.

5.5 Energieauflösung

Um mit dem Detektor hochenergetische Photonen nachweisen zu können, wurde der Aufbau entsprechend geändert. Für die Untersuchungen wurde die Strahlung eines Americium- und eines Eisenprüfstrahlers gemessen. Dazu mussten das Eintrittsfenster und der Absorptionsbereich, wie in der Abbildung 5-28 schematisch dargestellt, an die Strahlung im Energiebereich von ca. 5 bis 60 keV angepasst werden. Als Eintrittsfenster wurde eine 0,8 mm dicke Berylliumscheibe verwendet. Diese hat eine Transmission von über 98 % für 59 keV Photonen und annähernd 70 % für die Strahlung (5,9 keV) der Eisenquelle.

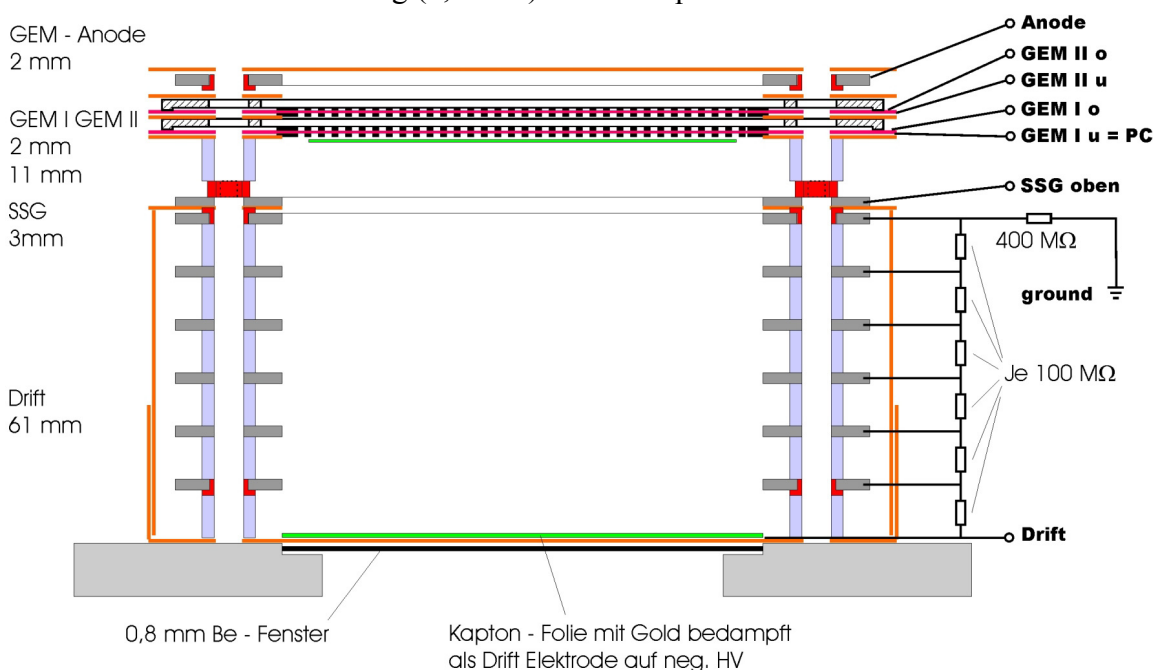


Abbildung 5-28: Messaufbau zum Nachweis von hochenergetischen Photonen. Xenon Gasszintillator mit integriertem UV-Photon-Nachweis, bestehend aus Doppel-GEM-Verstärker, mit CsI-Photokathode auf der Frontseite des ersten GEM (wegen der Übersichtlichkeit ist das Gehäuse nicht eingezeichnet).

Um Überschlüge auf das Detektorgehäuse zu vermeiden, ist die Innenseite des Detektors mit Kapton ausgekleidet. Hinter dem Eintrittsfenster ist die Kaptonfolie mit einer dünnen ($0,1 \mu\text{m}$) Goldschicht bedampft und dient als Driftelektrode, die auf negative Hochspannung gelegt wird. Um in der Driftzone ein homogenes elektrisches Feld zu erzeugen, sind im Abstand von 1 cm ringförmige Elektroden angeordnet, die über eine interne hochohmige Widerstandskette (je $100 \text{ M}\Omega$) auf das entsprechende Potenzial gelegt werden. An das Absorptionsvolumen mit einer Tiefe von 61 mm schließt die Szintillationsstufe, bestehend aus zwei Gitterebenen im Abstand von 3 mm an

Die Widerstandskette wurde so aufgebaut, dass sich die Spannungen und damit die Feldstärken wie folgt aufteilen: Die an der Driftelektrode angelegte negative Hochspannung wird 6:4 auf Drift und SSG aufgeteilt. Somit ergibt sich, z.B. bei einer Spannung von -3500 V an der Driftelektrode hinter dem Eintrittsfenster, in einem bar Xenon:

$$E_D = 0,46 \text{ V/cm}\cdot\text{Torr}$$

$$E_{SSG} = 6,2 \text{ V/cm}\cdot\text{Torr}$$

Das Abschlussgitter der Szintillationszone kann entweder direkt geerdet oder auf eine kleine positive Spannung gelegt werden. Somit ist es möglich, das ans SSG anschließende Feld zu kontrollieren und zu beeinflussen, ob Elektronen aus dem SSG herausdriften oder auf diesem Gitter gesammelt werden.

Der UV-Photonendetektor ist 11 mm oberhalb des SSGs angeordnet. Die Elektroden des ersten GEM sind mit Gold beschichtet, auf der Frontseite ist die CsI-Photokathode aufgedampft. Zur weiteren Verstärkung folgt eine zweite GEM-Stufe und die Anodenebene zur Auslese des Signals. Die Elektroden des Photonendetektors werden über das Widerstands-Powersupply (Kapitel 5.1.3) mit Spannung versorgt. Dabei werden die Spannungen bzw. die Widerstände so gewählt, dass die Photokathode auf dem Potenzial 0 V liegt. Für den stabilen Betrieb des Photonendetektors ist es wichtig, die Versorgungsspannungen an den Elektroden konstant zu halten. Durch unzureichend abgeschirmte Leitungen zwischen und in den Geräten, können induktiv und kapazitiv Störungen eingekoppelt werden. Durch den Einsatz von entsprechend angepassten Siebgliedern werden überall dort, wo Spannungen in den Detektor eingekoppelt werden, die hochfrequenten Störungen unterdrückt.

Am- und Fe-Quelle im gleichen Spektrum bei Weitwinkelbestrahlung

Mit dem in Abbildung 5-28 dargestellten Aufbau und den in der Tabelle 5-8 angegebenen Einstellungen wird gleichzeitig das Energiespektrum der Am-Quelle und das der Eisen-Quelle aufgenommen. Das sich bei Weitwinkelbestrahlung ergebende Spektrum ist in Abbildung 5-29 wiedergegeben.

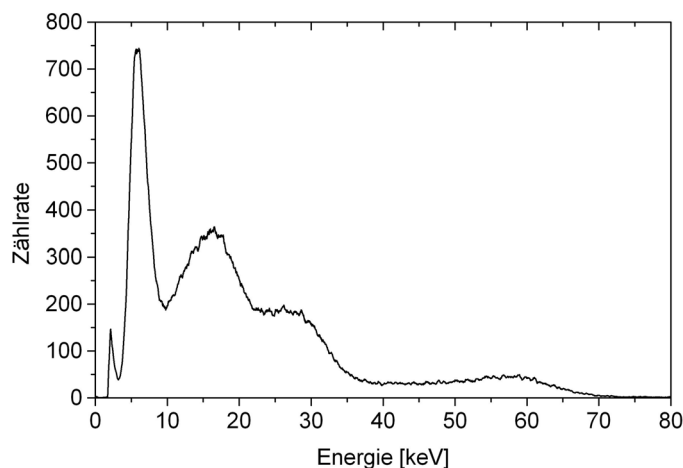


Abbildung 5-29: Energiespektrum der überlagerten Messung der Fe- und der Am-Quelle bei Weitwinkelbestrahlung ohne Kollimation (Messaufbau: Abbildung 5-28).

	U bzw. E/p
Drift	0,4 V/(cm·Torr)
SSG	6,1 V/(cm·Torr)
SSG-GEM ₁	-0,1 V/(cm·Torr)
GEM ₁ front	0 V
GEM ₁	315 V
GEM ₁ -GEM ₂	1,5 V/(cm·Torr)
GEM ₂	370 V
GEM ₂ – Anode	2,3 V/(cm·Torr)

Tabelle 5-8: Einstellungen der Spannungen und Feldstärken.

Bestimmung der Energieauflösung

Um die Energieauflösung bestimmen zu können, ist es Voraussetzung zu wissen, welche Emissionscharakteristik die verwendete Quelle aufweist. Der radioaktive Zerfall der in dem

hier untersuchten Energiebereich häufig eingesetzten Americium-Prüfstrahler, mit einer Halbwertszeit von 432 Jahren, wird beschrieben durch:



Die bei dieser Reaktion frei werdende Energie beträgt $Q_{\alpha} = 5637,81 \text{ MeV}$. Je nach Übergang, erhält das dabei emittierte α -Teilchen eine Energie von:

$$E_{\alpha} = 5442,8 \text{ keV (13,0 \%)} \text{ oder}$$

$$E_{\alpha} = 5485,6 \text{ keV (84,5 \%)}.$$

Außerdem wird bei dem Zerfall elektromagnetische Strahlung ausgesendet. Die dabei entstehenden Photonen verteilen sich statistisch entsprechend den in der folgenden Tabelle 5-9 angegebenen Intensitäten. Die Americiumquelle emittiert neben den Gamma-Linien auch noch die Neptunium-Linien des Tochterkerns. Bei den letzteren handelt es sich um Liniengruppen von dicht beieinanderliegenden Einzellinien.

	Intensität [%]
Gamma [keV]	
26,34	2,40
33,20	0,126
59,54	35,9
X-Rays [keV]	
13,76	1,07
13,95	9,61
16,82	2,53
17,06	1,53
17,75	5,78
17,99	1,37
20,78	1,39

Tabelle 5-9: Liste der von der ${}^{241}\text{Am}$ -Quelle emittierten Gamma und Röntgen-Linien [keV], mit den zugehörigen relativen Intensitäten.

Das mit dem Xenon-Szintillator gemessene Spektrum zeigt zusätzlich zu den Ereignissen mit vollständiger Energiedeposition, auch die zu den Escape-Ereignissen gehörigen Peaks. Deren Position hängt nicht nur von der Quelle, sondern auch vom Detektormedium, also der Lage und den Übergängen zwischen den Energieniveaus im Xenon-Atom ab. Die Intensität dieser Linien wird durch die Übergangswahrscheinlichkeiten zwischen den Niveaus beim Auffüllen der Innerschalenvakanzen und die Reabsorption der charakteristischen Strahlung gegeben. Die Energieauflösung des Detektors reicht nicht aus, um alle Linien vollständig zu separieren. Die Verteilung im gemessenen Spektrum entsteht aus der Überlagerung der einzelnen, sich überlappenden Peaks. Für die Bestimmung des $\Delta E/E_{\text{FWHM}}$ -Verhältnisses kann die Breite der Peaks deshalb nicht direkt aus dem Spektrum abgelesen werden. Deswegen wurde das Energiespektrum aus der Superposition der einzelnen Linien zusammengesetzt. Die Intensitäten der Linien sind durch die Quellencharakteristik und die energieabhängige Transmission durch die Luft und das Detektoreintrittsfenster definiert. Um ein Maß für die Energieauflösung zu erhalten, wurde die Breite der Peaks im simulierten Spektrum variiert, um eine bestmögliche Übereinstimmung mit dem Gemessenen zu erzielen. Als Annahme wurde davon ausgegangen, dass das $\Delta E/E_{\text{FWHM}}$ -Verhältnis bei den verschiedenen Energien proportional zu $E^{-1/2}$ ist.

Es wurde also nur ein Parameter p_{fit} für alle Linien gleichzeitig variiert:

$$\Delta E = p_{fit} \sqrt{E} \quad (43)$$

Um eine höhere Rate bei der Datenaufnahme zu erreichen, wurde die Quelle auch in dieser Messung nicht besonders fein kollimiert. Raumwinkelabhängige Effekte tragen deshalb zur Verbreiterung der Energiemessung bei.

	U bzw. E/p
Drift	0,4 V/(cm·Torr)
SSG	7,5 V/(cm·Torr)
SSG-GEM ₁	-0,1 V/(cm·Torr)
GEM _{1-front}	525 V
GEM ₁	230 V
GEM ₁ -GEM ₂	1,5 V/(cm·Torr)
GEM ₂	360 V
GEM ₂ – Anode	2,0 V/(cm·Torr)

Tabelle 5-10: Einstellungen der Spannungen und Feldstärken am Detektor für die Energiemessung. Die Spannung, und damit die Verstärkung, wurde am ersten GEM deutlich kleiner gewählt, um die Photonenrückkopplung zur Photokathode zu minimieren.

Die Intensitätsverteilung der Linien beim Zerfall des ^{241}Am ist theoretisch gut bekannt. Von der Quelle zum aktiven Wechselwirkungsmedium im Detektor erfahren die Photonen jedoch eine energieabhängige Schwächung. Auf diesem Weg müssen die Ummantelung der Quelle, die Wegstrecke durch die Luft (7 cm), das Eintrittsfenster (0,08 cm Beryllium), die elektrische Abschirmung (0,02 cm Kapton) und der dazwischen befindliche Gasraum (0,25 cm Xenon) berücksichtigt werden. Damit lässt sich für jede der in Tabelle 5-9 angegebenen Linien und den zugehörigen Escape- und Reabsorptionswahrscheinlichkeiten eine Gauß-Verteilung mit einer Breite entsprechend der Energieauflösung und den zugehöriger Intensität definieren. Diese werden überlagert und die resultierende Kurve zusammen mit den Messdaten dargestellt. (vgl. Abbildung 5-30)

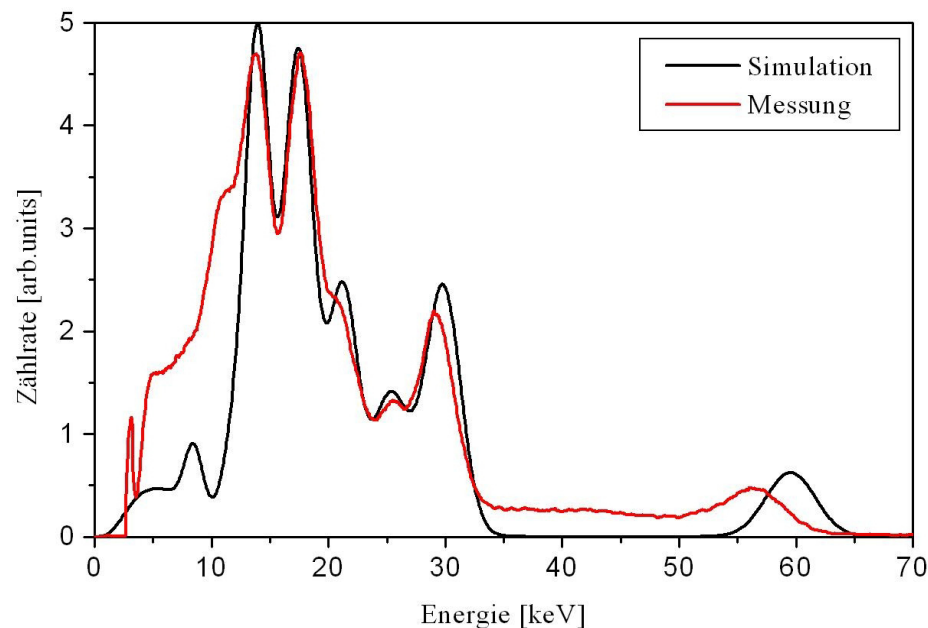


Abbildung 5-30: Gemessenes Energiespektrum der ^{241}Am -Quelle, überlagert mit der Simulation.

Bei der Optimierung wurde der Fitfaktor $p_{\text{fit}} = 0,55$ bestimmt. Damit ergibt sich für die Breite der Energiepeaks:

$$\Delta E = 0,55\sqrt{E} \quad (44)$$

E : Photonenenergie [keV]

Der theoretische Grenzwert, der bestimmt wird durch die Statistik der primären Absorption, berechnet sich zu:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta E}{E} &= 2,35 \cdot \sqrt{\frac{W_i F}{E}} \\ \Delta E &= 2,35 \sqrt{0,0227 \cdot 0,17} \cdot \sqrt{E} \\ &= 0,15 \cdot \sqrt{E} \end{aligned} \quad (45)$$

E : Photonenenergie [keV]

F : Fano-Faktor

W_i : Energie für die Erzeugung eines Ionenpaares [keV]

Somit ist die gemessene Energieauflösung ungefähr einen Faktor 3,5 mal so groß, wie der theoretisch, durch den primären Absorptionsprozess in einem Xenon-Detektor prinzipiell bestmögliche Wert. In der Tabelle 5-11 sind diese rechnerisch bestimmten Werte mit denen aus den Messungen von Bräuning [Brä95], Dangendorf [Dan90] und den aktuellen Resultaten mit dem integrierten Photonendetektor unter Weitwinkelbestrahlung zusammengefasst. Zusätzlich sind die Werte für Germanium als Absorbermedium gegenübergestellt. Bei den Angaben von Protic et al., handelt es sich um einen ortsauflösenden Mikro-Streifen-Germanium-Detektor. Dabei wird für die 60 keV Americiumlinie eine Peakbreite von 1,8 keV angegeben [Pro02].

Energie [keV]	prim. WW in Xe	aktuelle Messung	Werte aus [Brä95]	Werte aus [Dan90]	prim. WW in Ge	Ge-strip [Pro02]
13,9	4,0	14,7	9,5		1,1	
17,8	3,5	13,0	7,9		0,97	
21,3	3,2	11,9	7,0		0,89	
26,3	2,8	10,7	7,0	6,4	0,80	
59,5	1,9	7,1	4,7	4,1	0,53	3,0
p_{fit}	0,15	0,55	0,35	0,32	0,041	0,23

Tabelle 5-11: Energieauflösung $\Delta E/E_{FWHM}$ in Prozent für Linien der Am-Quelle. Die primäre Statistik in Xenon gibt das durch den Absorptionsprozess definierte Limit an. Die aktuelle Messung mit dem integrierten Photonendetektor und Weitwinkelbestrahlung wird mit den Messungen von Bräuning [Brä95] und Dangendorf [Dan90] mit Niederdruck-Vieldraht-Proportionalzähler Auslese verglichen. Gegenübergestellt ist außerdem die prinzipiell mit einem HPGe Detektor erreichbare Auflösung.

6 Optische Systeme

Neben der hervorragenden Energieauflösung bietet der Gas-Szintillations-Proportionalzähler auch die Möglichkeit, die Ortsinformation aus dem Szintillator auszulesen. Die Grundlagen dazu wurden schon im Kapitel 2.8 ausführlich erläutert. Bei dem Xenon-Gasszintillator handelt es sich um einen tiefen Detektor. Das heißt, dass die Photonen, je nach Photonenenergie recht weit in den gasförmigen Absorber eindringen können. Bei schrägem Photoneneinfall wird deshalb die Ortsmessung bei jedem ausgedehnten Detektor verfälscht. Durch die Möglichkeit, die Absorptionstiefe zu bestimmen, kann dieser Parallaxe-Fehler korrigiert werden. Die dreidimensionale Ortsbestimmung bedeutet also, dass die Elektronen in Richtung der Detektorachse auf eine raumfeste Ebene projiziert werden. Von dort werden diese zweidimensional ausgelesen. Aufgrund der konstanten Driftgeschwindigkeit lässt sich die Absorptionstiefe durch die Messung der Driftzeit bestimmen. Die Elektronendriftzeit ergibt sich aus der Bestimmung der Differenz zwischen dem Zeitpunkt der primären Absorption und der Ankunft der Elektronen an der zweidimensionalen Driftelektrode. Aus der Driftzone treten sie in den Bereich der hohen Feldstärke der Sekundär-Szintillationszone. Um aus dem dort erzeugten Licht die Ortsinformation zu bestimmen, werden die schon in Kapitel 2.8 beschriebenen Verfahren der zweidimensionalen Ortsbestimmung genutzt. Neben der reinen Ortsbestimmung können auch raumwinkelabhängige Effekte bei der Energiemessung korrigiert und damit die Auflösung verbessert werden. Denn auch die Energiemessung hängt vom Entstehungsort des sekundären Lichtblitzes ab. Je nachdem, ob das Ereignis näher oder ferner der Detektorachse stattfindet, trägt mehr oder weniger Licht zum Signal bei.

Die einfachste Möglichkeit der Ortsmessung ist die Schwerpunktbestimmung ohne optische Elemente. Dazu wird die Photokathode möglichst nah am SSG positioniert und der Schwerpunkt der darauf erzeugten Elektronen mittels ladungsteilender Auslese, z.B. mit Wedge & Strip-Anode oder einer Drahtauslese mit Widerstandskette, bestimmt. Da die Lichtemission aus dem SSG isotrop ist, ergibt sich dabei eine breite Verteilung (siehe Kapitel 2.9.2; Abbildung 2-33). Der Vorteil dieser Anordnung liegt in dem großen effektiven Raumwinkel. D.h. von den im SSG erzeugten Photonen wird ein großer Teil auf der Photokathode registriert. Die Schärfe der Lichtverteilung hängt direkt mit dem Abstand der Photokathode vom SSG zusammen. Je größer der Abstand ist, desto flacher wird die Verteilung und desto schwieriger wird es, deren Schwerpunkt zu bestimmen.

Im Kapitel 3.1, wurde das neue Detektorkonzept (siehe Abbildung 3-1) vorgeschlagen. Zur Auslese der Ortsinformation dient, wie schon von Bräuning [Brä95] vorgeschlagen, ein hochauflösender, gekapselter MCP-Detektor. Die Idee ist, das beim Sekundärszintillationsprozess vom SSG aus isotrop emittierte Licht, mit einer Linsen- oder Spiegel-Optik, auf den positionsempfindlichen Detektor abzubilden. Gegenüber dem (auch in Abbildung 3-1/oben dargestellten) vorherigen Detektordesign mit dem Niederdruck-Vieldraht-Proportional-Zähler mit fester Photokathode, wird die Verteilung des Lichtes auf der Photokathode viel schmaler. Somit wird für die Bestimmung des Ortes als Schwerpunkt der Lichtverteilung keine so große Zahl von Photonen für eine gute Statistik benötigt. Im Idealfall ist, aufgrund der Abbildung, der Lichtfleck auf dem MCP-Detektor deutlich kleiner als die räumliche Ausdehnung der Sekundärlichterzeugung. Deshalb reichen wenige Photonen für die Bestimmung des Ortes aus. Die Ortsauflösung wird also weniger von der absoluten Zahl der Photonen bestimmt, als vielmehr von der Güte der optischen Abbildung.

Der von Bräuning [Brä95] vorgeschlagene Aufbau mit einer Spiegelteleskop-Optik zur Abbildung der Lichterzeugungsebene auf den ortsempfindlichen Detektor ist gegenüber der Variante mit einer dicken Sammellinse weniger flexibel und wurde nicht weiter verfolgt. Die ideale Abbildung wäre mit dem Lochkameraprinzip zu erreichen, dabei ist jedoch die optische Transmission bzw. der effektive offene Raumwinkel zu klein. Bei dem Aufbau mit Linsenoptik können durch die geeignete Wahl der Brennweite die optischen Eigenschaften an die jeweiligen Anforderungen angepasst werden. Die Linse muss dabei im wesentlichen zwei Anforderungen erfüllen. Die zentrale Aufgabe ist es, das im SSG erzeugte Licht auf den Detektor abzubilden. Neben der geeigneten Brennweite ist eine hohe Transmission für die Strahlung im Wellenlängenbereich um 170 nm wichtig. Des weiteren ist für die Minimierung der optischen Fehler, vor allem der chromatischen Abberation, eine geringe Dispersion Voraussetzung. Als Linsenmaterial kommt deswegen neben einigen Kristallen nur hochtransparentes Quarzglas in Frage.

Im geplanten Detektor ist die Ortsauslese außerhalb des Szintillators im Vakuum angeordnet. Neben den optischen Vorgaben hat die Linse in diesem Aufbau also auch den mechanischen Belastungen standzuhalten. Beim Einsatz als Fenster wirken aufgrund des Gasdrucks im Szintillator flächige Kräfte auf die Linse. Das Versagen der Linse bei der Beanspruchung hätte fatale Folgen für den Detektoraufbau. Zur Abschätzung der Belastungen können bei dieser Geometrie keine einfachen analytischen Formeln für die mechanischen Spannungen eingesetzt werden. Deshalb wurde in Zusammenarbeit mit der Fachhochschule Heilbronn die im Anschluss (Kapitel 6.2) beschriebene Finite Elemente Berechnung durchgeführt.

6.1 Berechnung der optischen Abbildung

Bei dem in Abbildung 3-1 dargestellten Detektoraufbau wird die Ebene der Sekundärlichterzeugung mit einer Sammellinse auf einen zweidimensional ortsauflösenden MCP-Detektor abgebildet. Die Tiefe der Absorptionszone, bzw. der Abstand vom SSG bis zur Linse, entspricht dabei der Gegenstandsweite g . Die Bildweite b ist gleich dem Abstand des MCP-Detektors von der Linse. Aufgrund der geometrischen Anordnung ergeben sich große Öffnungswinkeln. Ob dabei noch die geforderte Abbildungsleistung erreicht werden kann, muss für die jeweiligen optischen Komponenten geprüft werden. Für die Experimente mit dem Testaufbau wurde eine Quarzglas-Linse mit einer Nennbrennweite von 80 mm [bei $\lambda = 585$ nm] und einem Durchmesser von 40 mm gewählt. Diese stellt einen guten Kompromiss zwischen nutzbarer Öffnung und vertretbarer Linsendicke dar. Bei der Wellenlänge des Xenon-Szintillationslichts von 170 nm hat die Linse eine Brennweite von 69 mm. Die aktive SSG-Fläche (Durchmesser 90 mm) des Testdetektors soll mit der Sammellinse auf den MCP-Detektor mit einer freien Öffnung von 20 mm abgebildet werden. Daraus ergibt sich ein Abbildungsmaßstab von $20/90 = 0,22$ und die folgenden, einfachen Zusammenhänge für die geometrischen Abmessungen:

$$f = \frac{1}{\frac{1}{b} + \frac{1}{g}} \quad (46)$$

$$\frac{g}{b} = \frac{G}{B} \quad (47)$$

f : Brennweite
 b, g : Gegenstands- und Bildweite
 B, G : Bild- und Gegenstandsgröße

G	90 mm
B	20 mm
f	69 mm
g	150 mm
b	33,3 mm

Tabelle 6-1: Geometrische Abmessungen des Detektoraufbaus mit Linse.

Um die Funktion des Micro-Channel-Plate-Detektors zu testen, wurde zunächst ein System aufgebaut, bei dem die Linse im Vakuum hinter dem CaF Fenster angeordnet ist. Damit ist es möglich, die Abstände einfach zu variieren, ohne den kompletten Detektoraufbau modifizieren zu müssen. Zur Auslese wurde der gekapselte MCP-Detektor mit 20 mm aktivem Durchmesser und Wedge & Strip-Anode eingesetzt. Das System wurde in verschiedenen Varianten mit dem Programm WinLens 4.1 von Spindler und Hoyer [Win98] berechnet. Im folgenden Bild ist der berechnete Strahlengang dargestellt.

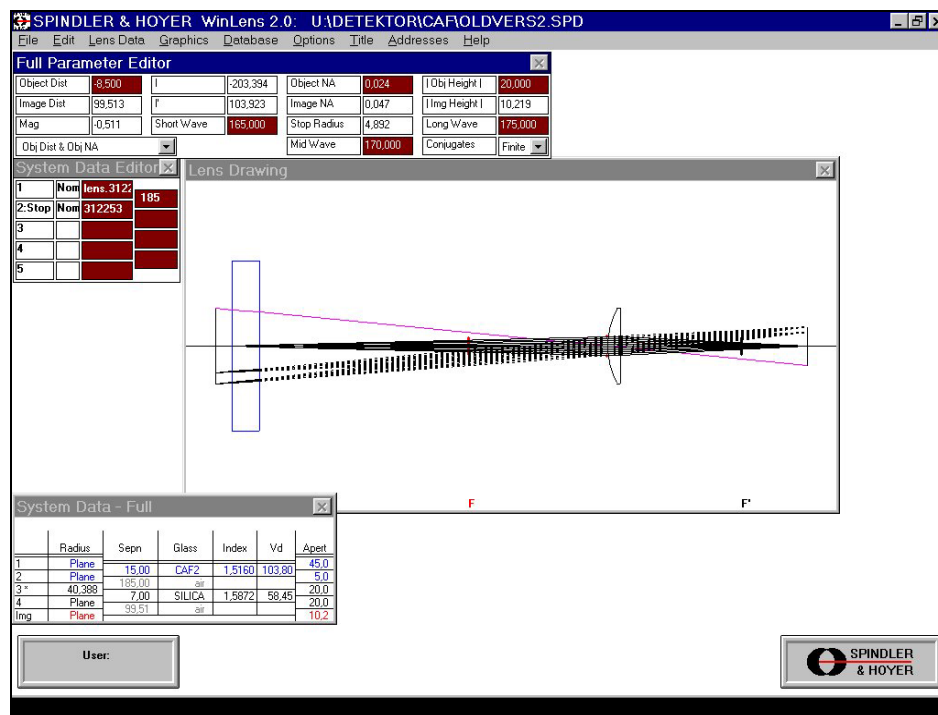


Abbildung 6-1: Berechnung des optischen Systems zur Ortsauslese mit Einfachlinse [Win98].

Bei der Auslese der Ortsinformation kann nur in erster Näherung von einer punktförmigen Lichtquelle ausgegangen werden. Bei der genaueren Betrachtung ergibt sich bei einer Driftstrecke von einigen Zentimetern schon eine erhebliche transversale Aufweitung der Elektronenwolke. Zudem ist das SSG 3 mm tief, so ergibt sich zusätzlich zur Diffusion noch eine weitere Signalverbreiterung in longitudinaler Richtung. Die Größenordnung der Aufweitung durch die Diffusion lässt sich mit den im Kapitel 2.4.3 dargestellten Zusammenhängen bestimmen. Dazu wird der Diffusionskoeffizient D und die Driftzeit t benötigt. Für das Beispiel eines Detektors mit einem Fülldruck von 3 bar Xenon im Szintillator, einer reduzierten elektrischen Feldstärke im Driftbereich von $0,5 \text{ V}/(\text{cm}\cdot\text{Torr})$ ³⁹ und einer typischen Driftstrecke von 5 cm gelten die folgenden Zusammenhänge. Aus der Abbildung 2-14 wird der Wert des transversalen Diffusionskoeffizienten ($D_t \cdot N$) zu ca. $6,1 \cdot 10^{22} \cdot \text{atoms}\cdot\text{cm}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$ abgelesen. Bei einem Druck von 3 bar beträgt die Xenon-Teilchen-Dichte $N=7,41 \cdot 10^{19} \text{ Atome}/\text{cm}^3$. Somit ergibt sich für D_t der Wert $823 \text{ cm}^2/\text{s}$. Für die Driftgeschwindigkeit wird der Abbildung 2-13 für die reduzierte Feldstärke von $0,5 \text{ V}/(\text{cm}\cdot\text{Torr})$ ein Wert von $0,15 \text{ cm}/\mu\text{s}$ entnommen. Bei einer

³⁹ $0,5 \text{ V}/(\text{cm}\cdot\text{Torr})=1,52 \text{ Td}$ (Umrechnung siehe Kapitel 8.2)

Driftstrecke von 5 cm ergibt sich damit eine Driftzeit von $t = 33 \mu\text{s}$. Die Aufweitung der Elektronenverteilung durch die Diffusion ergibt sich damit nach Gleichung (14) zu $\sigma_x = 0,23 \text{ cm}$. Um die bestmögliche Ortsauflösung zu erreichen, ist es also auch bei dem Aufbau mit abbildender Optik nötig, den Schwerpunkt der Photonenverteilung zu bestimmen. Diese ist jedoch, im Vergleich zur Detektorvariante ohne Projektionssystem, deutlich schmaler und nicht der limitierende Faktor. Für die optischen Bauteile, bzw. die mit ihnen erreichbaren Abbildungsleistungen, vor allem in achsfernen Regionen bedeutet das, dass eine Unschärfe, solange sie kleiner als die durch die Diffusion bedingte Aufweitung ist, toleriert werden kann - wenn der Schwerpunkt der Verteilung im wesentlichen erhalten bleibt.

6.2 Festigkeitsberechnung für die Linse

Wie schon zu Beginn dieses Kapitels angedeutet, hat die Linse zwei Funktionen zu erfüllen. Neben der Aufgabe, die im SSG erzeugten Photonen auf einen zweidimensionalen Detektor abzubilden, wird die Linse auch als Trennscheibe zwischen dem Szintillator und dem Raum zwischen der Linse und Ortsdetektor eingesetzt (siehe Abbildung 3-1). Damit sich die Photonen möglichst ohne Absorptionsverluste ausbreiten können, ist dieser Bereich evakuiert. Auf die Linse wirken also von der einen Seite der Szintillatordruck und von der anderen Seite praktisch keine Kräfte. Um zu überprüfen, ob die ausgewählte Linse den Beanspruchungen als Druckfenster des Detektors standhält, wurden Festigkeitsberechnungen durchgeführt. Dazu wurde an der Fachhochschule Heilbronn in Zusammenarbeit mit Prof. Rauschnabel vom Fachbereich Elektronik + Mechatronik und Prof. Schmolz vom Fachbereich Maschinenbau mit dem Finite Elemente Programm ANSYS/ED 5.3 [Ans] das System aus Linse, Dichtung und Flansch berechnet. Der Flansch wurde als starr angenommen und die Linse auf der einen Seite mit verschiedenen Gasdrücken belastet. In der folgenden Graphik ist der Spannungsverlauf im Inneren der Linse dargestellt. Durch geeignete Wahl des Dichtungsmaterials und der Geometrie können Spannungsspitzen vermieden werden. So erreichen die kritischen Zugspannungen im Inneren der Linse nicht die für Quarzglas zulässigen Werte. Somit ist es möglich, den Aufbau mit der Linse als Druckfenster zu realisieren, ohne zusätzliche Komponenten zu benötigen.

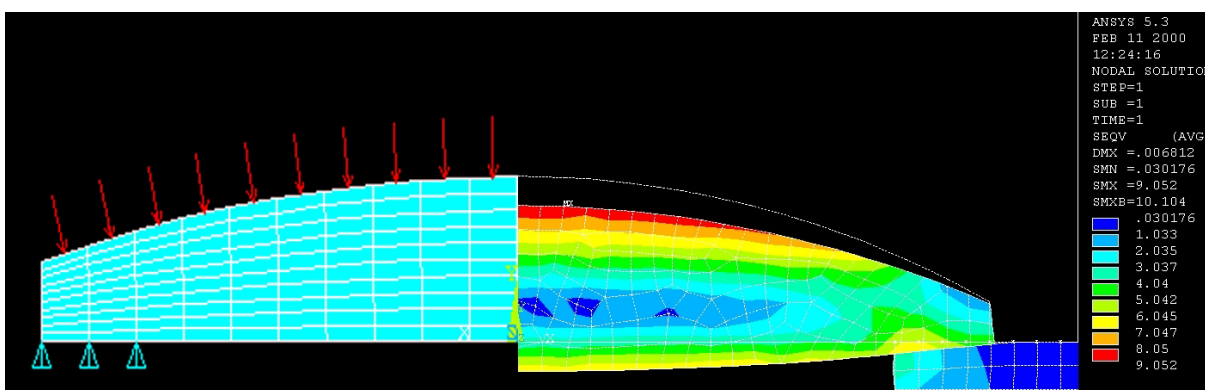


Abbildung 6-2: Mechanische Belastung, die in einer Linse auftritt, die als Druckfenster eingesetzt wird. Die Berechnungen sind mittels Finite Elemente Methode [Ans] durchgeführt. Die Linse wird von oben flächig belastet. Außen liegt sie auf einem elastischen Ring auf. Die maximalen Spannungen treten in der Mitte der Oberseite der Linse auf. Es handelt sich dabei um Druckspannungen.

7 Zusammenfassung und Ausblick

Rückblick

Die Motivation für diese Arbeit ergibt sich aus den immer neuen Fragestellungen der modernen Wissenschaft. Deren Beantwortung hängt wesentlich von den geeigneten Messapparaturen ab, die Einblicke in physikalische Prozesse erlauben. Durch effektivere und höher auflösende Detektoren werden präzisere, schnellere und schonendere Messungen möglich.

Die Zielsetzung dieser Arbeit über den Hochdruck-Gas-Szintillations-Proportionalzähler ist es, einen Detektor zu entwickeln, mit dem hochenergetische Photonen praktisch vollständig vermessen werden können. Dazu gehören:

- die Photonenenergie im Bereich von 5 bis 500 keV,
- die Richtung der einfallenden Strahlung (bzw. der Auftreffort auf dem Detektor),
- der Absorptionszeitpunkt und
- die Diskriminierung von Gamma-induziertem Untergrund.

Potenzielle Einsatzgebiete des Detektors sind im wesentlichen medizinische, atom- und astrophysikalische Anwendungen. Die vielversprechenden Eigenschaften dieses Detektorkonzeptes, gegenüber herkömmlichen Gasdetektoren, ergeben sich aus den Mechanismen der primären und der sekundären Gasszintillation. Daraus folgen der überlegene Verstärkungsprozess und das schnelle Zeitsignal.

Als Grundlage für die in dieser Arbeit diskutierten Ergebnisse dienen die zuvor von Dangelndorf und Bräuning entwickelten Konzepte und die von ihnen gebauten Prototypen. Sie sind geeignet für kleine und mittlere Photonenenergien und liefern eine gute Energie- und Zeitauflösung. Die Tests der Ortsauslese mit abbildenden, optischen Systemen zeigten erste Resultate. Ausgehend von diesen bestehenden Entwicklungen war die Motivation der Arbeit, den Aufbau an die gewünschten Anforderungen anzupassen. Für die höheren Photonenenergien werden ein dichter Absorber, also ein höherer Gasdruck und damit verbunden neue Auslesekonzepte benötigt.

Problem

Ein zentrales Problem, das aufgrund dieser neuen Anforderungen auftritt, ist der Druckunterschied zwischen dem Hochdruck-Szintillator und der bei Niederdruck oder im Vakuum betriebenen UV-Auslese. Die dadurch bedingten Kräfte machen entweder besondere Stützstrukturen oder stabile - und dadurch dicke - Fenster erforderlich. In beiden Fällen geht ein Teil des Signals verloren und die Detektorauflösung nimmt ab.

Es handelt sich dabei jedoch nicht um prinzipielle Probleme. Die Schwierigkeiten sind rein technischer Natur. Deshalb wurde intensiv weiter nach neuen Konzepten und Lösungsansätzen gesucht, die die Vorteile dieser überlegenen physikalischen Prozesse ausnutzen können.

Lösungsansatz

Das konkrete Ziel - bzw. die Aufgabenstellung - dieser Arbeit war, mit neuen Technologien, und dabei vor allem mit einem neuen Mikrostruktur-Elektroden-System, bislang bestehende technische Hürden zu überwinden (Kapitel 3). Durch die Möglichkeit, einen in das Hochdruckvolumen integrierten Photonendetektor zu bauen, werden viele der Stabilitätsprobleme gelöst. Mit der großflächigen Auslese des Szintillationslichts direkt dort, wo es entsteht,

werden die Transmissionsverluste in Fenstern vermieden. Es gibt damit nur kleine raumwinkelabhängige Effekte und es wird nur ein Gasvolumen und damit kein zusätzliches System zum Evakuieren, Zirkulieren und Reinigen benötigt. Durch die Trennung der Energie- und der Ortsinformation und deren separate Auslese wird zwar die Komplexität des Detektors erhöht, die Teilsysteme können jedoch unabhängig für die jeweiligen Anforderungen optimiert werden.

Grundlagen

Im Rahmen dieser Arbeit wurden bereits existierende Erfahrungen aufgegriffen und in deren logischer Fortsetzung, ein, in das Szintillatorvolumen integrierter, UV-Photonendetektor entwickelt. Zunächst musste mit einer umfangreichen Recherche ermittelt werden, welche Anforderungen an einen integrierten Photonendetektor bestehen und wie ein solches System in den Aufbau eingebunden werden kann. Mit dem GEM, der sich schon in diversen anderen Gasdetektoranwendungen als universell einsetzbarer Verstärker bewährt hatte, war ein potenzielles Mikrostruktur-Elektroden-System für unsere Anwendung gefunden. Um die Einsatztauglichkeit dieser Mikrostrukturen für die neuen Applikationen zu analysieren, wurden sie im Standard-Design, unter vielen verschiedenen Betriebsparametern getestet. Dabei wurden wertvolle Erfahrungen im Umgang mit den Mikrostrukturen gesammelt. Die GEMs wurden in den typischen Detektorgasen, bei verschiedenen Drücken, elektrischen Spannungen und Feldstärken studiert. Dabei wurden die Chancen, aber auch - vor allem aufgrund elektrischer Überschlüge und Instabilitäten - die Grenzen des damit Erreichbaren, aufgezeigt. Mit der Herstellung der speziell für diese Anwendung entwickelten GEMs wurde die Grundlage für den stabilen Betrieb des Detektors geschaffen.

Simulationsrechnungen

In Kooperation mit einer italienischen Gruppe vom INFN in Cagliari haben wir, mit dem Detektor-Simulations-Programm Garfield, Berechnungen durchgeführt (Kapitel 4). Damit konnte schon vor der technischen Realisierung ein Überblick über die Betriebsbedingungen eines mehrstufigen und komplexen Systems gewonnen werden. Dazu zählen die messtechnisch erfassbaren Größen, wie z.B. die mittlere Gasverstärkung und Diffusion. Daneben konnten aber auch die Prozesse im Kleinen studiert werden. Von besonderem Interesse für die Funktion des Detektors ist dabei der Verlauf der Feldstärke in den Poren der Mikrostrukturen und den umliegenden Regionen. Dessen räumlicher Verlauf in Kombination mit den jeweiligen Gasdaten bestimmen die Elektronentransportparameter, die Gasverstärkung, die Diffusion und die Effizienz.

In den Xenon-Szintillator integrierter UV-Photonen-Detektor

Der UV-Photonendetektor konnte in zwei Varianten erfolgreich in ein Volumen mit dem Xenon-Gas-Szintillator integriert werden. Die Verbindung der CsI-Photokathode mit dem Elektronenverstärker wurde dabei zum einen als semitransparente dünne Schicht auf einer Quarzglasplatte vor der GEM-Folie und zum anderen als opake Variante auf der Frontseite des GEM realisiert.

Bei der Auslese des Xenon-Szintillationslichts mit einer in reinem Xenon und bei hohem Druck betriebenen CsI-Photokathode, wurde Neuland betreten. Es wurde erfolgreich gezeigt, dass der integrierte Photonendetektor auf GEM Basis für die hier diskutierten Einsatzbereiche und Anforderungen funktioniert. Die Ankopplung der Photokathode an die Verstärkerstruktur und dabei vor allem der Elektronentransport von der CsI-Schicht in die Verstärkungszone, wurden im Detail untersucht. Dass die Gasverstärkung in reinem Xenon bei den beschriebenen Betriebsparameter überhaupt funktioniert, liegt zum einen daran, dass die optische Rück-

kopplung mit diesem neuen Design effektiv unterdrückt werden kann. Zum anderen konnten die Einflussparameter auf die Gasverstärkung, für den mehrstufigen GEM-Verstärkungsprozess in reinem Xenon, im Detail untersucht werden. Die gekoppelten Gas-Verstärker-Elemente wurden mit einer eigens für diese Anwendung entwickelten Versorgungsspannungsquelle betrieben, die die Folgen von elektrischen Überschlügen minimiert (Kapitel 5.1.3). Gegenüber den herkömmlichen Gasdetektoren ist es mit diesem neuartigen Aufbau möglich, den UV-Photonen-Detektor bei diesen Betriebsparametern stabil zu betreiben.

Abbildende Optiken - optische und mechanische Eigenschaften

Parallel zur Entwicklung dieses großflächigen Detektors zur Messung des Energiesignals und der Registrierung des primären Lichts, wurde das Konzept zur Ortsauslese via abbildender Optik weiterverfolgt. Die optischen Abbildungseigenschaften der Linsen wurde im Wellenlängenbereich des Xenon-Szintillationslichtes untersucht. In ersten Tests konnte bei kleinen Gasdrücken und somit geringen mechanischen Beanspruchungen die Ebene der Sekundärlichterzeugung auf einen gekapselten Mikro-Kanal-Platten-Detektor abgebildet werden. Die Festigkeit der Quarzglaslinse für die Druckbeanspruchungen im hier diskutierten Detektor konnte in Zusammenarbeit mit der Fachhochschule Heilbronn - mittels Finite-Elemente-Berechnung - als ausreichend verifiziert werden.

Ausblick

Die beiden getrennten Systeme für Orts- und Energiemessung funktionieren unabhängig voneinander. Die Voraussetzungen für die Kombination der Komponenten in einem gemeinsamen Aufbau sind damit geschaffen. Damit ist der Weg für die folgenden Schritte in diesem Projekt aufgezeigt. Als logische Fortsetzung dieser Arbeiten ist geplant, den integrierten Photonendetektor mit der Photokathode auf der GEM-Frontseite, zusammen mit der Ortsauslese gemeinsam aufzubauen. Von dieser Kombination profitiert das Auflösungsvermögen beider Messungen. Die Korrektur der ortsabhängigen Schwankungen in der Effizienz der Photokathode verbessert die Energieauflösung signifikant. Auf der anderen Seite kann durch das geschickte Setzen von geeigneten Bedingungen auf das Energiesignal die Ortsmessung optimiert werden. Als weiterer naheliegender Schritt auf dem Weg zum effizienten Nachweis der hochenergetischen Photonen, bietet sich der Einbau einer zusätzlichen Verstärkungsstufe zum Aufbau eines dreifach-GEM-Detektors an. Damit kann bei höheren Gasdrücken, trotz kleiner werdender maximaler Verstärkung pro GEM, eine ausreichende Gesamtverstärkung erreicht werden. Der Einsatz des Detektors in einem größeren Experiment, in Kombination mit anderen Messapparaturen, rückt somit in greifbare Nähe.

8 Anhang

8.1 Druckeinheiten

In der folgenden Tabelle sind die wesentlichen Druckeinheiten und die Umrechnungsfaktoren zusammengestellt.

	Pa	bar	Torr	psi	atm
Pa	1	10^{-5}	$7,50 \cdot 10^{-3}$	$145 \cdot 10^{-6}$	$9,87 \cdot 10^{-6}$
bar	10^5	1	750,06	14,5	0,987
Torr (=mmHg)	133	0,00133	1	0,0193	$1,32 \cdot 10^{-3}$
psi	6896	0,06896	51,713	1	$6,8 \cdot 10^{-2}$
atm	$1,01 \cdot 10^5$	1,013	760	14,7	1

Tabelle 8-1: Druckeinheiten und Umrechnungsfaktoren

8.2 Einheiten der elektrischen Feldstärke

Umrechnungsfaktoren für die elektrische Feldstärke:

Die Feldstärke wird einmal auf den Druck und einmal auf die Gasdichte bezogen, also E/p [$V/(cm \cdot Torr)$ bzw. $V/(cm \cdot bar)$] und E/N [$V \cdot cm^2$].

	$V/(cm \cdot Torr)$	$V/(cm \cdot bar)$	Td (Townsend) [$10^{-17} \cdot V \cdot cm^2$]
$V/(cm \cdot Torr)$	1	750	3,04
$V/cm \cdot bar$	0,00133	1	0,004
Td (Townsend) [$10^{-17} \cdot V \cdot cm^2$]	0,3253	247,23	1

Tabelle 8-2: Einheiten der elektrischen Feldstärke und deren Umrechnung

$$1 \text{ Td (Townsend)} = 10^{-17} \text{ V} \cdot \text{cm}^2$$

Teilchen-Dichte in 1 bar Xenon

$$(N = 2,4723 \cdot 10^{19} \text{ 1/cm}^3)$$

$$1 \text{ Td bei 1 bar Xenon: } 10^{-17} \text{ V} \cdot \text{cm}^2 \cdot 1 \cdot 2,47 \cdot 10^{19} \text{ 1/cm}^3 = 247,23 \text{ V/cm}$$

$$1 \text{ Td bei 3 bar Xenon: } 10^{-17} \text{ V} \cdot \text{cm}^2 \cdot 3 \cdot 2,47 \cdot 10^{19} \text{ 1/cm}^3 = 741,69 \text{ V/cm}$$

8.3 Formelbuchstaben/Abkürzungen

A :	Gasverstärkung, Molmasse, Peakfläche
$A_{\text{sub-aktiv}}$:	aktive Fläche bei der Simulation
$A_{\text{Startfläche}}$:	Fläche für die Simulation
A, B, a_1, a_2 :	Parameter für die Berechnung der Lichtausbeute
c :	Vakuumlichtgeschwindigkeit
d :	Tiefe der Sekundär-Szintillations-Zone
D :	Diffusionskoeffizient
D_l, D_t :	longitudinale und transversale Diffusion
e :	Elektronenladung
E :	Feldstärke
E_A :	Austrittsarbeit
E_B :	Bindungsenergie
E_D, E_{SSG} :	elektrisches Feld in Drift- und SSG-Region
E_G :	Bandlücke
E_{kin} :	kinetische Energie
$E_p, \Delta E$:	Zentrum und Breite des Energiepeaks
E/p :	reduzierte elektrische Feldstärke
f :	Frequenz, Brennweite
f_E :	Varianz der Pulshöhenverteilung, (Verstärkungsprozess mit einem Elektron)
f_L :	Varianz des Szintillationsprozesses
f_S :	Varianz des Verstärkungsprozesses im UV-Detektor
F :	Fano-Faktor
G :	Gauß-Funktion
$G_{\text{eff}}, G_{\text{real}}$:	effektive GEM-Verstärkung, wahre-GEM Verstärkung
h :	Planck'sches Wirkungsquantum, Wahrscheinlichkeit der Elektronenanlagerung
H :	Häufigkeit
I :	mittleres Ionisations- und Anregungspotenzial
$I_0, I, I(\phi)$:	Intensität vor und nach dem Absorber, Intensität (abhängig vom Emissionswinkel)
L :	Lichtausbeute
m_e :	Elektronenmasse
N :	Teilchendichte, durchschnittliche Anzahl der Stöße pro Zeiteinheit
N_A :	Avogadro-Zahl
$N_{\text{el}}, N_{\text{Ph}}$:	Zahl der Elektronen, Anzahl der erzeugten Photonen
$N, \Delta N$:	mittlere Anzahl und Breite der Verteilung der erzeugten Ladungsträger
p :	Druck, Lochabstand in der GEM-Matrix (pitch)
p_{fit} :	Fitfaktor
$Q_{x1}, x2, W, S, M$:	Ladung an Ortselektroden
r_0 :	klassischer Elektronenradius
R :	Gaskonstante, Radius der aktiven Fläche, Energieauflösung
t :	Zeit
T :	Temperatur
T :	Gittertransparenz für Elektronen
U :	Spannung
v :	Geschwindigkeit
V :	Volumen
W :	Photonenenergie
W_f :	Energie zur Erzeugung eines Ionenpaares
x :	Absorberdicke
x, y, z :	Raumkoordinaten
Z :	Kernladungszahl

Griechische Buchstaben

α :	erster Townsend-Koeffizient
α, β, γ :	radioaktive Strahlung
$\epsilon_{\text{extract}}, \epsilon_{\text{trans}}$:	Elektronen-Extraktions-Effizienz, Elektronen-Transfer-Effizienz
θ :	Photonenstreuungswinkel

λ :	Wellenlänge
μ :	Mobilität, linearer Absorptionskoeffizient
μ/ρ :	Massenabsorptionskoeffizient
ν :	Frequenz
ρ :	Dichte
σ_x :	Breite der Diffusions-Verteilung
σ_i :	Stoßionisationswirkungsquerschnitt
σ :	Standardabweichung
$\sigma_{Ph}, \sigma_{Comp}, \sigma_{Paar}$:	Wirkungsquerschnitt für Photoeffekt, Comptonstreuung, Paarbildung
ϕ :	Elektronenstreuwinkel
$\Delta\Omega/4\pi$:	effektiver Raumwinkel
ω_K, ω_A :	Fluoreszenz- und Auger-Ausbeute

Abkürzungen

ADC:	Analog Digital Converter
AE:	Auger Elektron
BGO:	Wismutgermanat $\text{Bi}_4 \text{Ge}_3 \text{O}_{12}$
CAMAC:	Computer Automated Measurement and Control
CATSA:	Charge and Time Sensitive pre Amplifier
CERN:	European Center for Research in Nuclear Physics
CoboldPC:	COMputer Based Online offline Listmode Data analyser
CT, CAT:	Computer (Aided) Tomography
ES, PS:	Elektronensignal, Photonensignal
FDG:	Fluor-Deoxy-Glucose
FP:	Fluoreszenzphoton
FWHM:	Full Width at Half Maximum
GEM:	Gas Electron Multiplier
GSI:	Gesellschaft für Schwerionenforschung in Darmstadt
GSPC:	Gas Scintillation Proportional Chamber
HEU:	Highly Enriched Uranium
HPGe:	High Purity Germanium
HV:	High Voltage, Hochspannungsversorgung
MPD:	Micro-Pattern-Detectors
MWPC:	Multi Wire Proportional Chamber
MSGC:	Micro Strip Gas Chamber
NIM:	Nuclear Instrument Module
OS:	offset, Abstand auf der Photokathode
OT:	optische Transparenz
PE:	Photoelektron
PET:	Positron Emission Tomography
PMT:	Photo-Multiplier
QE:	Quanteneffizienz
REM:	Raster-Elektronen-Mikroskop
RW:	Reichweite
SE:	Sammeleffizienz
SG:	Siebglied
SPECT:	Single Photon Emission Tomography
SSG:	Secondary Scintillation Gap
Td:	Townsend
TEA:	Triethylamine
TMEA:	Tetrakis(dimethylamino)ethylene
TPC:	Time Projection Chamber
VV:	Vorverstärker
VUV:	Vakuum Ultra Violett

9 Literatur

- [Ade99] B. Adeva et al., Nucl. Instr. and Meth. A 435 (1999), S. 402
- [Aki97] D.Y. Akimov, A.A. Burenkov, D.L. Churakov, V.F. Kuzichev, V.L. Morgunov, G.N. Smirnov and V.N. Solovov, "Development of high pressure Xe scintillation proportional counter for experiments in „low -background“ physics", Preprint ITEP, no. 12 – 97 (1997)
- [Alm95] J. Almeida, A. Braem, A. Breskin et al. , "Microanalysis surface studies and photoemission properties of CsI photocathodes", Nucl. Instr. and Meth. A 367 (1995) 337-341
- [And77] R.D. Andresen, E.-A. Leimann and A. Peacock, "The nature of the light produced inside a gas scintillation proportional counter", Nucl. Instr. and Meth. 140 (1977), S. 371-374
- [And93] D.F. Anderson, S. Kwan and V. Peskov, "CsI photocathode QE and a simple production technique", Nucl. Instr. and Meth. A 326 (1993) 611-612
- [And94] D.F. Anderson, S. Kwan, V. Peskov, "CsI and some new photocathodes", Nucl. Instr. and Meth. A 343 (1994) 109-116
- [Ans] AnsysEd5.3, ANSYS Inc., Canonsburg, PA (USA), [on-line] <http://www.ansys.com>
- [Apr92] E. Aprile, A. Bolotnikov, D. Chen et al., "First observation of the scintillation of liquid Xenon, Krypton and Argon with a CsI photocathode", 4th Int. Conference on Calorimetry in High-energy Physics (1993), ISBN: 981-02-1672-6
- [Apr94] E. Aprile, A. Bolotnikov, D. Chen et al., "Electron extraction from a CsI photocathode into condensed Xe, Kr and Ar", Nucl. Instr. and Meth. A 343 (1994) 129-134
- [Apr02] E. Aprile, et al., "The LXeGRIT Compton Telescope Prototype: Current Status and Future Prospects", SPIE 2002 Proceeding, (2002)
-
- [Bac99a] S. Bachmann, A. Bressan, L. Ropelewski et al., "Recent progress in GEM manufacturing and operation", NIM A 433 (1999) 464-470
- [Bac99b] S. Bachmann, A. Bressan, F. Sauli and D. Mörmann, "Operating properties of detectors based on GEM", Proc. Int. Workshop on Micro-Pattern Gas Detectors, Orsay June 28-30, 1999
- [Bac99c] S. Bachmann, A. Bressan, L. Ropelewski, "Charge amplification and transfer processes in the gas electron multiplier", Nucl. Instr. and Meth. A. 438 (1999), S. 376
- [Bac01] S. Bachmann, A. Bressan, S. Kappler et al., "Development and application of the gas electron multiplier", NIM A 471, (2001) 115 – 119
- [Bam72] W. Bambynek, B. Crasemann, R.W. Fink, H.-U. Freund, H. Mark, C.D. Swift, R. E. Price and P.Venugopala Rao, "X-Ray Fluorescence Yields, Auger, and Coster-Kronig Transition Probabilities", Rev. Mod. Phys. 44, (1972), S. 716
- [Bel95] S. Belogurov, A. Bolozdynya, D. Churakov, A. Koutchenkov, V. Solovov, G. Safronov and G. Smirnov, "High Pressure Gas Scintillation Drift Chamber with Photomultipliers Inside of Working Medium", Record of the 1995 IEEE NSS &MIC, San Francisco (1995) S. 519-523
- [Bel98a] R. Bellazzini, A. Brez, G. Gariano et al., "What is the real gas gain of a standard GEM?", NIM A 419 (1998) 429-437
- [Bel98b] R. Bellazzini et al., Nucl. Instr. and Meth. A 423 (1998), S. 125
- [Bel98c] R. Bellazzini et al., Nucl. Instr. and Meth. A 424 (1998), S. 444

9. Literatur

- [Ben97] J. Benlloch, A. Bressan, C. Büttner et al., "*Development of the Gas Electron Multiplier (GEM)*", IEEE NSS MIC 1997
- [Ben02] G. Bencivenni, W. Bonivento, A. Cardini, P. De Simone, C. Deplano, F. Murtas, D. Pinci, M. Poli-Lener, D. Raspino, „*A comparison between GEM-based detector simulation and experimental measurements*“, subm. to Nucl. Instr. and Meth.
- [Ber92] Bergmann Schäfer, „*Lehrbuch der Experimentalphysik, Band 4, Teilchen*“, Walter de Gruyter Verlag Berlin, (1992), ISBN3-11-010977-8
- [Bet30] H.A. Bethe, *Annalen der Physik* 5 (1939), S. 325
- [Bet90] K. Bethge und G. Gruber, „*Physik der Atome und Moleküle*“, VCH-Verlagsgesellschaft Weinheim, (1990), ISBN 3-527-26933-9
- [Bia00] S. Biagi, „*Magboltz, a program to solve the Boltzmann transport equations for electrons in gas mixtures*“, CERN. Geneva, Switzerland. [On-line] <http://consult.cern.ch/writeup/magboltz>
- [Bie86] A. F. Bielajew and D. W. O. Rogers, "*Photoelectron angular distribution in the EGS4 code system*", National Research Council of Canada Report PIRS-0058, (1986)
- [Bol94] A.E. Bolotnikov, V.V. Dmitrenko, I.V. Chernysheva, A.M. Galper, et al., "*Properties of Compressed Xe Gas as the Detector Medium for High-Pressure Xe Spectrometers*", IEEE Transactions on Nuclear Science Conference 1994
- [Bol96] A. Bolotnikov and B. Ramsey, "*Purification techniques and purity and density measurements of high-pressure Xe*", *Nucl. Instr. and Meth. A* 383 (1996), S. 619-623
- [Bol97] A. Bolotnikov and B. Ramsey, "*The spectroscopic properties of high-pressure xenon*", *Nucl. Instr. and Meth. A* 396 (1997), S. 360-370
- [Bol99] A. Bolotnikov and B. Ramsey, "*Studies of light and charge produced by alpha-particles in high-pressure xenon*", *Nucl. Instr. and Meth. A* 428 (1999), S. 391-402
- [Bon98] A. Bondar, A. Buzulutskov, F. Sauli, L. Shekhtman, "*High- and low-pressure operation of the gas electron multiplier*", *NIM A* 419 (1998) 418-422
- [Bon01a] A. Bondar, A. Buzulutskov, L. Shekhtman, "*High pressure operation of the triple-GEM detector in pure Ne, Ar and Xe*", Budker INP 2001-9 (2001)
- [Bon01b] W. Bonivento, A. Cardini, D. Pinci, „*A complete simulation of a triple-GEM detector*“, IEEE Transactions on Nuclear Science (2002).
- [Bor99] F.I.G.M. Borges, J.M.F. dos Santos, T.H.V.T. Dias, F.P. Santos, P.J.B.M. Rachinhas, C.A.N. Conde, "*Operation of gas proportional scintillation counters in a low charge multiplication regime*", *NIM A* 422 (1999) 321-325
- [Bou99a] T. Boutboul, A. Breskin, R. Chechik et al., "*On the surface morphology of thin alkali halide photocathode films*", *NIM A* 438 (1999) 409-414
- [Bou99b] T. Boutboul, A. Akkerman, A. Breskin, R. Chechik, "*An improved model for ultraviolet- and x-ray-induced electron emission from CsI*", *Journal of applied Physics*, vol. 86 10 (1999) S. 5841
- [Brä95] H. Bräuning, "*Gasszintillations-Proportional-Zähler mit abbildender Optik 3-dimensionale Augen für Röntgenstrahlung*", Dissertation, (1995), Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt a. M., Shaker Verlag, Aachen, ISBN 3-8265-1424-6
- [Bre] A. Bressan, A. Buzulutskov, L. Ropelewski et al., "*High gain operation of GEM in pure argon*", <http://www.slac.stanford.edu/pubs/icfa/fall98/paper1/paper1.html>

-
- [Bre95a] A. Breskin, "New trends in radiation imaging: CsI-based gaseous detectors", NIM A 367 (1995) S. 326-331
- [Bre95b] A. Breskin, A. Buzulutskov, R. Chechik, A. Di Mauro, „Field-dependent photoelectron extraction from CsI in different gases“, Nucl. Instr. and Meth. A 367, (1995), 342-346
- [Bre96] A. Breskin, "CsI UV photocathodes: history and mystery", NIM A 371 (1996) 116-136
- [Bre99a] A. Bressan, A. Buzulutskov, L. Ropelewski et al., "High gain operation of GEM in pure argon", NIM A 423 (1999) 119-124
- [Bre00a] A. Breskin, A. Buzulutskov, R. Chechik et al., "Sealed Gas UV-Photon Detector with Multi-GEM Multiplier", Preprint number: WIS/17/00-Sept-DPP IEEE Nucl. Sci. symposium, Oct. 2000, Lyon
- [Bre00b] A. Breskin, T. Boutboul, A. Buzulutskov et al., "Advances in gas avalanche photomultipliers", NIM A 442 (2000) 58-67
- [Bro59] S.C. Brown, "Basic data of plasma physics", MIT press, (1959)
- [Buc96] A. Buchsteiner, "Bau und Inbetriebnahme eines Driftzeitmonitors für das Driftkammersystem des HERMES-Experiments", Diplomarbeit, (1996), Humboldt-Universität zu Berlin
- [Buz02] A. Buzulutskov, „Physics of multi-GEM structures“, to be published in Nucl. Instr. and Meth. A, (2002)
-
- [Cha68] G. Charpak, R. Bouclier, T. Bressani, et al., Nucl. Instr. and Meth. 62 (1968), S. 262
- [Cha78] G. Charpak, F. Sauli, Phys. Lett. 78 B (1978), S. 523
- [Che99] V. Chepel, M.I.Lopes, R.Ferreira Marques and A.J.P.L.Policarpo et al., "The liquid xenon detector for PET: recent results", IEEE Transactions on Nuclear Science, NS-46, (1999), S. 1038-1044
- [Con67] C.A.N. Conde, A. J. P. L. Policarpo, "A gas proportional counter", Nucl. Instr. and Meth., vol. 53, (1967), S. 7-12
- [Cum80] D.E. Cumpstey and D.G. Vass, "The scintillation process in gas proportional scintillation detectors with uniform electric fields", Nucl. Instr. and Meth. 171 (1980), S. 473-478
-
- [Dan90] V. Dangendorf, "Ein dreidimensional ortsauflösender Xe-Gasszintillationszähler für die Spektroskopie quasimolekularer $1s\sigma$ -Röntgenstrahlung aus tiefinelastischen Ion-Atom Stößen", Dissertation, (1990), IKF D 439, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt a. M.
- [Dia83] T.H.V.T. Dias, A.D. Stauffer and C.A.N. Conde, "Unidimensional Monte Carlo Simulation of the Secondary Scintillation of Xenon", IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. NS-30, No. 1 (1983), S. 389-393
- [Dia93] T.H.V.T. Dias, F.P. Santos, A.D. Stauffer and C.A.N. Conde, "Monte Carlo simulation of x-ray absorption and electron drift in gaseous xenon", Physical Review A, Vol. 48, No. 4 (1993), S. 2887-2902
- [Dmi83] V.V. Dmitrenko, S.S. Romanyuk, S.I. Suchkov and Z.M. Uteshev, "Electron mobility in dense xenon gas", Sov. Phys. Tech. Phys. 28(12), (1983), S. 1440-1444
-
- [Edb92] T.K. Edberg, A. Parsons, B. Sadoulet, S. Weiss and J. Wilkerson, "A 20 atmosphere imaging xenon gas scintillation drift chamber", Nucl. Instr. and Meth. A 316 (1992) 38-43

9. Literatur

- [Ego90] V.V. Egorov and S.F. Savchenko, "Study of position-sensitive electroluminescent gamma detector", *Instr. & Exp. Techniques*, Vol. 33 (1990) S. 76-80
- [Eij01] C.v. Eijk et al, "Radiation Technology", lecture TU Delft (2001)
-
- [Gar99] G. Garty, A. Breskin, R. Chechik, E. Shefer, "Single photoelectron detection with a low-pressure gas electron multiplier coupled to a CsI photocathode", *Nucl. Instr. and Meth. A* 433 (1999) 476-481
- [Ger93] C. Gerthsen und H. Vogel, „Physik“, Springer-Verlag Berlin, (1993, siebzehnte Auflage), ISBN 3-540-56638-4
- [Ger98] R. Gernhäuser, "Ein ringabbildender Cherenkovdetektor zur Untersuchung schwerer Projektilfragmente", Dissertation, (1998), Technische Universität München
- [Gia95] S. Giarrusso, G. Manzo, A. Santangelo, M. Biserni and P. Dalla Ricca, "Reconstruction algorithm and full area energy resolution of the scientific prototype of the high pressure gas scintillation proportional counter on board the SAX satellite", *Nucl. Instr. and Meth. A* 354 (1995), S. 567-574
- [Gio98] Y. Giomataris, "Development and prospects of the new gaseous detector "Micromegas"", *Nucl. Instr. and Meth. A* 419 (1998), S. 239-250
-
- [Haa] R. Haas, "Röntgenastronomie", [on-line], <http://r-haas.de/ast3.html>
- [Hur76] G.S. Hurst and C.E. Klots, *Adv. in Rad. Chem.* 5 (1976) S. 1
-
- [Jag94] O. Jagutzki, "Entwicklung eines Rückstoßionenimpulsspektrometers zur Untersuchung der Dynamik im He-Atom", (1994), Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt, Dissertation
-
- [Kat52] L. Katz and A.S. Penfold, *Rev. Mod. Phys.* 24 (1952), S. 28
- [Kle29] O. Klein and Y. Nishina, *Z. für Physik* 52, (1929), S. 853
- [Kle92] K. Kleinknecht, "Detektoren für Teilchenstrahlung", B.G. Teubner Stuttgart (1992)
- [Kno89] G.F. Knoll, "Radiation Detection and Measurement", John Wiley & Sons, 2nd edition, (1989)
- [Kra00] G. Kraft, "Tumor therapy with heavy charged particles", *Prog. Part. Nucl. Phys.* 45, (2000), S. 473-544
- [Kur97] F.F. Kurp, M. Vos, F. Bell, et al., "Three-dimensional electron momentum densities: A comparison of (γ , $e\gamma$) and (e , $2e$) spectroscopies", *Phys. Rev. B* 55, No. 8 (1997), S. 5440-5447
-
- [Las98] M. Laßmann, P. Schneider und Chr. Reiners, „Moderne nuklearmedizinische Diagnostik mit leistungsfähigen Gammakameras“ *elektromedica* 66, Heft 2, (1998), S. 43-51
- [Lei76] P.K. Leichner, K.F. Palmer, J.D. Cook and M. Thieneman, "Two- and three-body collision coefficients for $Xe(^3P_1)$ and $Xe(^3P_2)$ atoms and radiative lifetime of the $Xe_2(1_u)$ molecule", *Physical Review A*, Vol. 13, No. 5 (1976), S. 1787-1792
- [Lei81] M. Salete S.C.P. Leite, M.A.F. Alves, A.J.P.L. Policarpo and M. Alegria Feio, "Pressure dependence of light output in rare gases and their mixtures", *Nucl. Instr. and Meth.* 198, (1981), 587-592

-
- [Lim82] E.P. de Lima, M. Salet S.C.P. Leite, M.A.F. Alves and A.J.P.L. Policarpo, "*Fano factors of rare gases and their mixtures*", Nucl. Instr. and Meth. 192, (1982), S. 575-581
- [Lop99] J.A.M. Lopes, J.M.F. dos Santos, C.A.N. Conde and R.E. Morgado, "*A new integrated photosensor for gas proportional scintillation counters based on the gas electron multiplier (GEM)*", NIM A 426 (1999), 469-476
- [Lop00] J.A.M. Lopes, J.M.F. dos Santos and C.A.N. Conde, "*A large area avalanche photodiode as the VUV photosensor for gas proportional scintillation counters*", NIM A 454 (2000), 421-425
- [Lotz68] W. Lotz, "*Electron-Impact Ionization Cross-Sections and Ionization Rate Coefficients for Atoms and Ions from Hydrogen to Calcium*", Zeitschrift für Physik 216, S. 241 (1968).
- [Lotz69] W. Lotz, "*Electron-Impact Ionization Cross-Sections and Ionization Rate Coefficients for Atoms and Ions from Scandium to Zinc*", Zeitschrift für Physik 220, S. 466 (1969).
- [Lu94] C. Lu, K.T. McDonald, "*Properties of reflective and semitransparent CsI photocathodes*", NIM A 343 (1994), S. 135-151
-
- [Man80] G. Manzo, A. Peacock, R.D. Andresen and B.G. Taylor, "*High pressure gas scintillation spectrometers for X-ray astronomy*", Nucl. Instr. and Meth. 174 (1980), S. 301-315
- [Mau96] A. Di Mauro, E. Nappi, F. Posa, A. Breskin, A. Buzulutskov, R. Chechik, S.F. Biagi, G. Paic, F. Piuz, „*Photoelectron backscattering effects in photoemission from CsI into gas media*“, Nucl. Instr. and Meth. A 371, (1996), S. 137-142
- [Max] MAXWELL/HFSS, „*Maxwell 3D Field Simulator User's Reference*“. Ansoft Corporation. Pittsburgh, PA. [on-line]. Available: <http://wwwinfo.cern.ch/ce/ae/Maxwell/Maxwell.html>
- [Min94] P. Miné, "*Photoemissive materials and their application to gaseous detectors*", Nucl. Instr. and Meth. A 343 (1994) 99-108
- [Mör01] D. Mörmann, A. Breskin, R. Chechik et al., "*On the efficient operation of a CsI-coated GEM photon detector*", Nucl. Instr. and Meth. A 471, (2001) 115 – 119
- [MPE03] Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik, (2003), [on-line], <http://www.hll.mpg.de/fofo/xray.html>
- [Mül72] B. Müller, J. Rafelski and W. Greiner, "*Electrons in Strong External fields*", Z. Physik 257, (1972), S. 62
-
- [Ngo80] H. Nguyen Ngoc, J. Jeanjean, H. Itoh and G. Charpak, "*A xenon high-pressure proportional scintillation-camera for X and γ -ray imaging*", Nucl. Instr. and Meth. 172, (1980), S. 603-608
- [Nic97] J. Nickles, „*Etablierung eines Systems zur digitalen Überlagerung von medizinischen Schnittbildern (Image Fusion von CT, MRT und PET Daten)*“, (1997), Fachhochschule Heilbronn, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt, Diplomarbeit
- [Nic02a] J. Nickles, H. Bräuning, A. Bräuning-Demian, V. Dangendorf, A. Breskin, R. Chechik, et al., „*A gas scintillation counter with imaging optics and large area UV-detector*“, Nucl. Instr. and Meth. A 477 (2002) S. 59
- [Nic02b] J. Nickles, H. Bräuning, A. Bräuning-Demian, V. Dangendorf, K. Rauschnabel, and H. Schmidt-Böcking., „*Studies of an Integrated Photosensor and Imaging Optics to Readout the Light From Gas Scintillation Proportional Counters*“, IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 49, No. 3, (2002) S. 808
-

9. Literatur

- [Oed88] A. Oed, Nucl. Instr. and Meth. A 263 (1988), S. 351
- [Ott] H.J. Otto, "*Vorlesungsskript Nuklearmedizin*", [on-line] http://isgnw.cs.uni-magdeburg.de/~regina/skript_nuklear.html
-
- [Pei84] A. Peisert and F. Sauli, „*Drift and Diffusion of electrons in gases: A compilation*“, Technical Report 84-08 CERN, (1984)
- [Pep02] A. Peppas, D. Pinci, „*A complete simulation of a Triple-GEM detector*“, subm. to Elsevier Science
- [Pol72] A.J.P.L. Policarpo, M.A.F. Alves, M.C.M. dos Santos and M.J.T. Carvalho, "*Improved resolution for low energies with gas proportional scintillation counters*", Nucl. Instr. and Meth. 102 (1972), S. 337-348
- [Pol81] A.J.P.L. Policarpo, "*Light Production and Gaseous Detectors*", Physica Scripta, Vol. 23, (1981), S. 539-549
- [Pro02] D. Protic, Th. Stöhlker, H.F. Beyer, J. Bojowald, G. Borchert, et al., „*A Micro-Strip Germanium Detector for Position Sensitive X-Ray Spectroscopy*“, [online], <http://www-ap.gsi.de/research/posters/msgc-detector/index.html>
-
- [Ric02] C. Richter, A. Breskin, R. Chechik et al., "*On the efficient electron transfer through GEM*", Nucl. Instr. and Meth. A 478, (2002) 538-558
- [Sal80] M. Salete, S.C.P. Leite, „*Radioluminescence of Rare Gases*“, Portugal. Phys. 11 (1980), S. 53
- [San94] F.P. Santos, T.H.V.T. Dias, A.D. Stauffer and C.A.N. Conde, "*Three-dimensional Monte Carlo calculation of the VUV electroluminescence and other electron transport parameters in xenon*", J. Phys. D: Appl. Phys. 27 (1994), S. 42-48
- [Sau31] F. Sauter, „*Über den atomaren Photoeffekt in der K-Schale nach der relativistischen Wellenmechanik Diracs*“, Ann. Physik 11, (1931) S. 454 - 488.
- [Sau] F. Sauli, "*GEM- Development and Applications (Vortragsfolien)*", CERN
- [Sau77] F. Sauli, "*Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers*", Technical Report 77-09, CERN, (1977)
- [Sau97] F. Sauli, "*GEM: A new concept for electron amplification in gas detectors*", NIM A 386 (1997) 531-534
- [Sau02] F. Sauli, "*Micro-pattern gas detectors*", Nucl. Instr. and Meth. A 477, (2002), S. 1-7
- [SAX] Italian Space Agency (ASI), BeppoSAX-Mission, [on-line], <http://bepposax.gsfc.nasa.gov/bepposax/latestnews.html>
- [Sha01] A. Sharma, "*Detection of single electrons emitted by internal photocathodes with the Gas Electron Multiplier (GEM)*", Nucl. Instr. and Meth. A 462, (2001), S. 603 – 606
- [Sin00] B.K. Singh, E. Shefer, A. Breskin et al., "*CsBr and CsI UV photocathodes: new results on quantum efficiency and ageing*", Nucl. Instr. and Meth. A 454 (2000), S. 364-378
- [Sma02] J. Smalling, „*Homeland Security: Radiological Terrorism*“, 2002, [on-line] <http://www.canberra.com>,
- [Smi97] I. Smirnov, „*Heed, a program to compute the energy loss of fast particle in a gas*“, Version 1.01. CERN. Geneva, Switzerland. [On-line]. Available: <http://consult.cern.ch/writeup/heed>

-
- [Sto70] E. Storm and H.I. Israel, "*Photon cross sections from 1keV to 100MeV for elements Z=1 to Z=100*", Nuclear Data Tables A7 (1979), S. 565-681
- [Suz79] M. Suzuki and S. Kubota, "*Mechanism of proportional scintillation in argon, krypton and xenon*", Nucl. Instr. and Meth. 164, (1979), S. 197-199
-
- [Tak83] T. Takahashi, S. Himi, M. Suzuki, J. Ruan and S. Kubota, "*Emission spectra from Ar-Xe, Ar-Kr, Ar-N₂, Ar-CH₄, Ar-CO₂ and Xe-N₂ gas scintillation proportional counters*", Nucl. Instr. and Meth. 205 (1983), S. 591-596
- [Tay81] B.G. Taylor, R.D. Andresen, J. Davelaar, G. Manzo, A. Peacock and S. Re, "*A Fluorescent gated imaging gas scintillation spectrometer for high energy x-ray astronomy*", IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. NS-28, No. 1 (1981), S. 861-868
-
- [Vee98] R. Veenhof, „*GARFIELD, recent developments*“, Nucl. Instr. and Meth. A 419, (1998), 726-730
-
- [Wag94] J. Wagenaar, "*Charged Particle Interactions*", 1994 [on-line]
http://gamma.wustl.edu/conf2_95/Wagenaar_2/physics/charged/lect.html
- [Win98] WinLens4.1, Spindler&Hoyer (Linos), (1998), [on line] <http://www.winlens.de>,

Danksagung

Zunächst mal dickes Dankeschön an Dich Horst. Als mein Doktorvater hast Du mir die Chance gegeben, auch ohne Uni-Physikstudium bei Dir zu promovieren. Neben den fruchtbaren Diskussionen über Detektoren und Physik, habe ich von Dir und Deinen weltoffenen Ansichten auch viel darüber gelernt, in Chancen anstatt in Risiken zu denken. Vielen Dank auch für die großartigen Gelegenheiten, über mein eigenes Projekt hinaus an den internationalen Forschungsvorhaben der Gruppe mitzuwirken.

Vielen Dank an den geschäftsführenden Direktor Prof. Bethge für die Aufnahme am Institut für Kernphysik.

Ein herzliches Dankeschön geht an die vielen Mitarbeiter des Instituts, die durch ihre tatkräftige Unterstützung wesentlich zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben. Die Mitarbeiter der Mechanikwerkstätten haben auch unkonventionelle und eilige Aufträge immer vorbildlich bearbeitet. Bei den, die Spannungsversorgung und die Datenauslese betreffenden Fragen sowie dem Aufbau neuer und der Instandhaltung bestehender Elektronikmodulele, gab es von der Elektronik-Mannschaft immer die nötige Unterstützung. Bei den großen und kleinen Problemen mit der Vakuumanlage und der Gasversorgung konnte ich immer auf die großartige Hilfe der Beschleunigermannschaft zurückgreifen - dankeschön dafür. Bei der Herstellung der Photokathoden und der Beantwortung von kniffligen Fragen, war Herr Waldschmidt immer eine große Hilfe. Der leider viel zu früh von uns geschiedene Herr Romfeld, hat mit den in der Schreinerei gefertigten Regalen und Gestellen den Rahmen für die nötige Ordnung geschaffen. Mein großer Dank geht auch an die Institutsverwaltung, die bei allen finanziellen und sonstigen organisatorischen Fragen kompetente Lösungen parat hatten.

Bei den vielen Schlachten, die hier beim Betrieb der Computer geschlagen wurden (special thanx to Seattle), waren die Administratoren, Klaus, Till, Mirko und Sven ein unermüdliches Support-Team.

Bei Computerfragen, die über den Micro(soft)-Kosmos hinausgehen, war Alkis eine großartige Hilfe. Mit „work-arounds“ und Schnittstellen zwischen den verschiedenen Systemen gab es immer eine Lösung. „Die Welt ist bunt!“ - danke Dir!

Vielen Dank auch der „Gruppe Stock“ und im speziellen an Boris Wagner für die Möglichkeit, ihre Linux-Rechner für die Garfield-Simulations-Rechnungen zu nutzen.

Herr Prof. Rauschnabel und Herr Prof. Schmolz von der Fachhochschule Heilbronn für die umfassende Unterstützung bei der Festigkeitsberechnung der Linse.

Ein dickes Dankeschön geht an Antje Nickles, Tina-„Fleischfrau“-Schneyer und Sandra Kohlmann für das Korrekturlesen der Arbeit - damit habt Ihr Euch ein fettes Eis verdient!

Ein fettes Merci an Thorsten „Stromspar“-Weber, Room-mate und Leidensgenosse auf der „Achse des Grauens“, außerdem Music-Provider und Mitbegründer der „Oase der Entspannung“ (und - man höre und staune - heimlicher Verehrer von „Shauna“).

Last, but definitely not least, geht der größte Dank und Respekt an meine Eltern. „Nicht was man hat, sondern was man daraus macht!“. Offenheit, die Freiheit und Bereitschaft zum Querdenken, sind die Vorraussetzungen für die Entwicklung neuer Ideen.

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name: Jürgen Nickles
Anschrift: Am Tiefental 43
63785 Obernburg
Geburtsdatum: 26.06.1974
Geburtsort: Erlenbach am Main

Schulbildung

9/80 - 8/92 Grund-, Real- und Fachoberschule in Obernburg
Abschluss: Fachhochschulreife (gut)

Studium

10/92 - 9/96 Fachhochschule Heilbronn,
Fachbereich Physikalische Technik
Diplom: Oktober 1997 (sehr gut)

2/97 - 10/97 Klinikum der Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt, Klinik für Nuklearmedizin, Diplomarbeit: Koregistrierung und Image Fusion von PET, CT und MR-Bilddaten

seit 4/98 Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt, Fachbereich Physik
Promotionsstudium, Entwicklung eines Hochdruck-Gas-Szintillations-Proportional-Zählers zum energie-, orts- und zeitaufgelösten Nachweis von Röntgenstrahlung

Zivildienst

10/96 - 10/97 Klinikum der Johann Wolfgang Goethe-Universität in Frankfurt

Arbeitspraxis

9/90 - 3/91 Vorpraktikum bei der BSG (Bayerische Schiffbau Gesellschaft) in Erlenbach/Main;
Metallverarbeitung, elektrotechnische Grundkenntnisse

9/93 - 2/94 Erstes Praxissemester: DECHEMA in Frankfurt
Mitarbeit in einem Projekt zur Entwicklung einer ZnO-Batterie für Elektroautos

3/95 - 8/95 Zweites Praxissemester: Analytische Studie zur Verbesserung der Schalter-Stabilität
DELPHI Packard Electric Systems in Warren, OH (USA)

Konferenzen/Forschungsaufenthalte/Weiterbildung

- 3/97 Vortrag über Image Fusion von PET, CT und MRT Bilddaten bei der Jahrestagung der Mittelrheinischen Gesellschaft für Nuklearmedizin in Frankfurt
- 12/97 Vortrag über die Ergebnisse des Frankfurter Image Fusion Projektes beim Symposium über Multimodales Imaging im Universitätsklinikum der RWTH Aachen
- 1/98 Tagung „Energierreiche atomare Stöße“ in Riezlern, Österreich
- 4/99 - 5/99 Strahlzeit im Cave A bei der Gesellschaft für Schwerionenforschung in Darmstadt
- 6/99 Konferenz: „Second Conference on New developments in photodetection“ in Beaune, Frankreich
- 9/99 Vorstellung des GSPC-Projektes auf der „5th international Conference on Position Sensitive Detectors“, University College London, GB
- 3/00 Experiment zur Bestimmung des Brechungsindex von flüssigem Xenon, Department of Physics; University of Coimbra, Portugal
- 5/00 - 6/00 Workshop im Physikzentrum „Many-Particle Dynamics in Coulombsystems“, Bad Honnef
- 2/01- 3/01 Teilnahme an einer Strahlzeit zur Untersuchung von Molekülfragmentierungen mit Rückstoßionenimpulsspektroskopie (COLTRIMS) an der Advanced Light Source (ALS) des Lawrence Berkeley National Laboratory (LBNL) in Berkeley, USA
- 11/01 Präsentation der Ergebnisse der Detektorauslese mit integrierten Photonenzählern auf der IEEE Medical Imaging Conference (MIC) in San Diego/Kalifornien, USA
- 11/01 Expertengespräch über aktuelle Detektorentwicklungen, am Lawrence Livermore National Laboratory, in Livermore/Kalifornien, USA
- 4/02 Teilnahme an einer Strahlzeit zur Tumorbehandlung mit Schwerionen, Gesellschaft für Schwerionenforschung in Darmstadt
- 6/02 - 7/02 Multi-Hit-Photonen-Koinzidenz Experiment an der SPring-8 (Super Photon ring-8 GeV)-Synchrotron Strahlungsquelle in Himeji, Japan
- 12/02 - 2/03 Aufbau und Inbetriebnahme einer COLTRIMS-Apparatur an der Pontificia Universidade Católica do Rio de Janeiro, Brasilien

Förderung/Beschäftigung

- 1/98 - 12/99 Promotionsstipendium der Gustav-Berger-Stiftung, Heilbronn
- 1/00 - 12/01 Promotionsstipendium nach dem Hessischen Gesetz zur Förderung von Nachwuchswissenschaftlern
- seit 1/02 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Kernphysik der Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt