



Konzeptionierung einer neuen Hochspannungsversorgung für den Driftmonitor *GOOFIE*

DIPLOMARBEIT

vorgelegt von

Markus Tegeder

angefertigt

im Institut für Kernphysik

der Westfälischen Wilhelms-Universität Münster

2014

Die vorliegende Diplomarbeit wurde unter Anleitung von Prof. Dr. Johannes-P. Wessels am Institut für Kernphysik der Westfälischen Wilhelms-Universität Münster in der Zeit von Dezember 2013 bis Oktober 2014 angefertigt.

Erstprüfer: Prof. Dr. Johannes-P. Wessels
Zweitprüfer: Prof. Dr. Dieter Frekers

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Standardmodell und QGP	3
2.1. Das Standardmodell der Teilchenphysik	3
2.1.1. Quarks	4
2.1.2. Leptonen	5
2.1.3. Austauschbosonen – Fundamentale Wechselwirkungen	6
2.2. Quark-Gluon-Plasma	9
2.2.1. Ein einfaches QGP-Modell	9
2.2.2. Ein genaueres QGP-Modell	11
2.2.3. Phasendiagramm	11
2.2.4. QGP im Experiment	12
2.2.5. Nachweismöglichkeiten des QGP	14
3. Strahlung und Wechselwirkungen	17
3.1. Radioaktiver Zerfall	17
3.1.1. α -Zerfall	17
3.1.2. β -Zerfall	18
3.1.3. Elektroneneinfang (inverser β^- -Zerfall)	18
3.1.4. γ -Strahlung	19
3.1.5. Konversionsprozesse	19
3.2. Zerfallsgesetze	20
3.3. Wechselwirkung von Strahlung mit Materie	21
3.3.1. Wechselwirkungen geladener Teilchen mit Materie	21
3.3.2. Wechselwirkung von Photonen mit Materie	28
4. Gasdetektoren	33
4.1. Ionisationskammer	34
4.2. Proportionalzählrohr	35

4.3. Geiger-Müller-Zählrohr	36
4.4. Vieldraht-Proportionalkammer	37
4.5. Driftkammer	38
5. Teilchentransport in Gasen	41
5.1. Vereinfachung für ein verschwindendes Magnetfeld	42
5.2. Diffusion von Elektronen	47
5.3. Anlagerung von Elektronen	49
6. Experimentelles Umfeld: CERN, LHC, ALICE	51
6.1. Das CERN	51
6.2. Der Large Hadron Collider (LHC)	51
6.3. Experimente am LHC	53
6.4. Das A Large Ion Collider Experiment (ALICE)	55
6.5. Der Transition Radiation Detektor (TRD)	59
6.5.1. Aufbau	60
6.5.2. Funktionsweise	61
7. Der Driftgeschwindigkeitsmonitor GOOFIE	65
7.1. Funktionsweise	66
7.2. Driftmonitor GOOFIE	68
7.2.1. Quellen	68
7.2.2. Feldkäfig	68
7.2.3. Startzähler S1 und S2	71
7.2.4. Stoppzähler T	73
7.3. Hochspannungsversorgung	75
7.3.1. Ursprüngliches Layout mit externer Widerstandskette	75
7.3.2. Ein Hochspannungsverteilungssystem (HVDS)	78
7.3.3. Test und Steuerung des HVDS	81
7.3.4. Konzept für eine neue Spannungsversorgung	88
7.4. Ausleseelektronik und -software	94
8. Fazit und Ausblick	97
A. Anhang	99
A.1. Relativistische Kinematik	99
A.2. Wertetabelle für die externe Widerstandskette im GOOFIE	103
A.3. Steuerkommandos für den HVDS	105

A.4. Ergebnisse der Untersuchung des HVDS	107
A.5. Software zur Steuerung des HVDS	109
A.5.1. PCAN-View	109
A.5.2. HVDS Control Panel	110
A.6. Pin-Belegung des HV-Ausgangs	111
A.7. Inhalt der beigelebten CD	112
Literaturverzeichnis	113
Abbildungsverzeichnis	117
Tabellenverzeichnis	120

1. Einleitung

Präzise arbeitenden Detektoren sind in der modernen Hochenergieteilchenphysik essentiell. Je höher die Energie und je mehr Teilchen in Kollisionsexperimenten erzeugt werden, desto anspruchsvoller sind die Anforderungen an die verwendeten Detektoren. Gas gefüllte Detektoren spielen in sehr vielen Experimenten eine wichtige Rolle. Die Messgenauigkeit dieser Detektoren hängt unter anderem von der verwendeten Gasmischung, dem elektrischen Feld, der Temperatur und dem Druck ab, sodass eine möglichst genaue Kenntnis dieser Parameter notwendig ist.

Zunächst werden in dieser Arbeit die Grundlagen des Standardmodells der Teilchenphysik eingeführt. In diesem können die Quarks als Bausteine der Baryonen, d. h. gebundenen Zuständen aus drei Quarks und Gluonen, nicht frei beobachtet werden. Wird jedoch der Druck oder die Temperatur stark erhöht, kann ein Quark-Gluon-Plasma (QGP) erzeugt werden. Darin sind Quarks und Gluonen quasifrei. Dieser Zustand existierte wenige Sekundenbruchteile nach dem Urknall (Kapitel 2).

Nach dieser Einführung in die Teilchenphysik werden die Grundlagen der radioaktiven Zerfälle und der Wechselwirkungen von Strahlung (geladene Teilchen und Photonen) mit Materie dargestellt (Kapitel 3). Diese Zusammenhänge stellen die physikalische Grundlage für die Beschreibung der verschiedenen Typen von Gasdetektoren dar (Kapitel 4). Besonderes Augenmerk wird dabei auf die Vieldraht-Proportionalkammer und die Driftkammer gelegt. Mit diesen Detektoren kann der Ort einer Ladungserzeugung und die deponierte Energie gemessen werden.

Am größten Ringbeschleuniger der Welt, dem Large Hadron Collider (LHC) am Europäischen Kernforschungszentrum (CERN), werden schwere Atomkerne auf höchste Energien beschleunigt und u. a. im Zentrum des ALICE Detektors zur Kollision gebracht. Damit kann für Sekundenbruchteile ein Quark-Gluon-Plasma erzeugt werden, dessen Untersuchung Ziel des ALICE Experimentes ist. Im Übergangsstrahlungsdetektor (TRD) des ALICE Expe-

rimentes werden Vieldraht-Proportionalkammern verwendet, um Elektronen und Pionen zu unterscheiden und deren Energie zu bestimmen. Dazu wird der zeitliche Verlauf des Pulshöhensignals ausgewertet. Dessen Form und Höhe steht in direkten Zusammenhang mit der Driftgeschwindigkeit der Elektronen in der verwendeten Gasmischung (Kapitel 6).

Die Driftgeschwindigkeit von Elektronen ist von vielen Parametern abhängig. Werden äußere Parameter wie das elektrische Feld, die Temperatur und der Druck konstant gehalten, hat die Zusammensetzung der Gasmischung maßgeblichen Einfluss auf die Driftgeschwindigkeit. Verwendet werden in der Regel Edelgase mit unterschiedlichen Anteilen eines molekularen Gases wie Kohlendioxid. Dieses Löschgas (Quencher) ermöglicht die Rekombination der Ladungsträger im Gas und damit erst dadurch können Messungen durchgeführt werden (Kapitel 5).

Im TRD wird ein Gasgemisch aus Xenon und Kohlendioxid verwendet. Aufgrund der hohen Kosten von Xenon zirkuliert dieses in einem geschlossenen System und wird gereinigt. Eine Kontaminationen u. a. mit Sauerstoff und Wasser kann jedoch aufgrund des großen Gasvolumens nicht ausgeschlossen werden. Da insbesondere Sauerstoff und Wasser die Driftgeschwindigkeit und die Signalstärke deutlich beeinflussen, müssen diese für die im Detektor vorherrschenden Bedingungen bekannt sein. Aus diesem Grund wurde ein Driftgeschwindigkeitsmonitor für driftende Elektronen (*Gas prQportional cQunter For drIfting Electrons* – GOOFIE) entwickelt und am TRD eingesetzt. Damit können Änderungen der Driftgeschwindigkeit gemessen und z. B. über Anpassungen der Hochspannung nachgeregelt werden.

In Münster werden die einzelnen Bestandteile des TRD zusammengebaut und getestet. Dazu wird bereits an dieser Stelle ein GOOFIE benutzt um Driftgeschwindigkeiten und Gasverstärkung zu messen. Dieser Driftmonitor wurde bereits 2001 von S. Wende und I. Weimann in Heidelberg aufgebaut und seit 2009 in Münster u. a. von F. Poppenborg und S. Dyba weiterentwickelt. Aufgrund technischer Probleme mit der Hochspannungsversorgung ist die Konzeptionierung einer neuen Hochspannungsversorgung für diesen Driftmonitor Ziel dieser Diplomarbeit (Kapitel 7).

2. Einführung in das Standardmodell und das Quark-Gluon-Plasma

In den Experimenten zur Teilchenphysik wurde das Standardmodell der Teilchenphysik inzwischen bestätigt, gleichzeitig wurden jedoch weitere Fragen aufgeworfen. Darunter fallen der Nachweis des Higgs-Mechanismus, die genaueren Untersuchungen des Quark-Gluon-Plasmas und mögliche Erweiterungen des Standardmodells. In diesem Kapitel wird zunächst eine Einführung in die Grundlagen der Teilchenphysik, das sogenannte Standardmodell, gegeben. Anschließend wird das Quark-Gluon-Plasma mithilfe eines anschaulichen Modells eingeführt.

2.1. Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das 20. Jahrhundert war die Geburtsstunde der Teilchenphysik und geprägt von der Entwicklung des *Standardmodells der Teilchenphysik* sowie dessen experimentellen Untersuchungen und Entdeckungen.

Mit dem Standardmodell der Teilchenphysik werden die elementaren Bausteine der Materie sowie die Wechselwirkungen zwischen diesen beschrieben. Bekannt sind heute insgesamt 17 Elementarteilchen (Fermionen): punktförmige sowie – nach heutigem Stand – nicht weiter teilbare Teilchen, und drei fundamentale Wechselwirkungen¹, welche durch Austauschteilchen (Eichbosonen) vermittelt werden. Diese Elementarteilchen werden in zwei Klassen, Quarks und Leptonen, ein- und diese wiederum in jeweils drei Familien bzw. Generationen unterteilt. Alle Teilchen besitzen jeweilige Anti-Teilchen und unterliegen der gravitativen Wechselwirkung. Diese Wirkung ist jedoch so schwach, dass sie in der Kern- und Teilchenphysik nicht relevant ist. Sowohl auf die Anti-Teilchen als auch auf die Gravitation wird daher im Folgenden nur bedingt eingegangen.

Obwohl das Standardmodell sehr gut mit experimentellen Daten übereinstimmt, gibt es

¹Zum Vergleich und der Vollständigkeit halber wird zusätzlich die Gravitation aufgeführt.

noch offene Fragestellungen. Zum Beispiel gelingt die Zusammenlegung der fundamentalen Kräfte nur unvollständig, eine Quantengravitation oder eine Große Vereinheitlichte Theorie (GUT)² konnte bis heute nicht formuliert werden. Auch wird auch die Masse der Teilchen nicht erklärt und erfordert als Erweiterung den Higgs-Mechanismus. Daneben gibt es noch einige weitere offene Fragen, deren Betrachtung jedoch im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter erfolgen soll, da diese Fragestellungen für das Ziel der Arbeit nicht relevant sind.

2.1.1. Quarks

Quarks sind die fundamentalen Bausteine der hadronischen Materie. Zu den aus Quarks aufgebauten Teilchen gehören die Baryonen (aus drei Valenz-Quarks qqq bzw. -Anti-Quarks aufgebaute Teilchen $\bar{q}\bar{q}\bar{q}$) und die Mesonen (Quark-Anti-Quark-Paare $q\bar{q}$), aber auch „exotische“ (und hypothetische) Teilchen wie z. B. Pentaquarks $qqqq\bar{q}$, Hybride $qqqg$ und Glueballs. Die bedeutendsten Baryonen sind das Proton (uud) und das Neutron (udd). Sämtliche uns umgebende Materie ist aus dem ersten Teilchendublett (u_d) und dem Elektron aufgebaut. Die Quarks der zweiten und dritten Generation kommen bei synthetischen, sehr schweren und/oder sehr kurzlebigen (Größenordnung Nano-Sekunden und kürzer) Teilchen vor. Zu jedem einzelnen der in Tabelle 2.1 aufgeführten Quark gibt es ein Anti-Quark.

Jedes Quark trägt eine starke *Farbladung* (Rot, Grün oder Blau), die Ladung der starken Wechselwirkung und ein zusätzlicher innerer Freiheitsgrad³. Das führt in der Theorie dazu, dass es von jedem Baryon verschiedene Typen geben müsste, abhängig von der Farbzusammensetzung der Quarks. Da dies jedoch den Beobachtungen widerspricht, gilt für alle Baryonen, dass diese nach außen *farbneutral* sein müssen. Dies bedeutet für Mesonen, dass diese je aus einem Quark und Anti-Quark mit Farbe und jeweiliger Anti-Farbe bestehen müssen. Die Tatsache, dass es nur farbneutrale Teilchen geben kann, führt zu der zwingenden Konsequenz, dass Quarks nicht einzeln beobachtet werden können, sondern immer mindestens paarweise auftreten. Dieses als *Confinement* bezeichnete Phänomen ist die Ursache dafür, dass für die Erforschung der einzelnen Quarks und Gluonen sehr hohe Temperaturen (d. h. bei Energien im TeV-Bereich) benötigt werden. Mithilfe von Schwerionenkollisionen kann ein Quark-Gluon-Plasma erzeugt werden, in welchem Quarks

²Ein Modell für die Große Vereinheitlichte Theorie ist das Supersymmetrie-Modell, in dem die elektroschwache zusammen mit der starken Wechselwirkung gemeinsam beschrieben wird. Ein experimenteller Nachweis für die GUT wäre der nachgewiesene Zerfall eines Protons, welches zurzeit als stabil ($\tau \gg 10^{30}$ Jahre) angesehen wird, vermittelt durch ein hypothetisches X-Teilchen mit einer Masse von mindestens 10^{17} GeV und damit mit einer Reichweite in der Nähe der Planck-Länge ($l_P = \sqrt{G\hbar/c^3} \approx 10^{-35}$ m) und einer nur extrem schwachen Wechselwirkung [Mes06].

³Die Farbladung als zusätzlicher Freiheitsgrad musste postuliert werden, um die Existenz von Teilchen wie dem $\Delta^+ = ddd$ (alle mit gleichem Spin) zu erklären, da hier das Pauli-Prinzip verletzt schien [Mes06].

und Gluonen „frei“ sind (siehe Kapitel 2.2).

Teilchen	Name	Generation	Ruhemasse m (GeV/ c^2)	Ladung Q (e)	Wechselwirkung
u	up	1	$\approx 0,002$	+2/3	
d	down		$\approx 0,005$	-1/3	
c	charm	2	$\approx 1,275$	+2/3	elektromagnetisch, schwach, stark
s	strange		$\approx 0,095$	-1/3	
t	top	3	$\approx 173,07$	+2/3	
b	bottom		$\approx 4,66$	-1/3	

Tabelle 2.1.: Das Standardmodell der Teilchenphysik: Die drei Generationen von Quarks. Angaben zur Masse siehe [Ber13]. Die Ladung ist in Einheiten der Elementarladung angegeben.

2.1.2. Leptonen

Teilchen	Name	Familie	Ruhemasse	Ladung	mittl.	Wechselwirkung
			m (MeV/ c^2)	Q (e)	Lebensdauer τ (s)	
e	Elektron	1	$\approx 0,511$	-1	(stabil)	em, schwach
ν_e	Elektron-Neutrino		$< 2 \cdot 10^{-6}$	0	(stabil)	schwach
μ	Muon	2	$\approx 105,66$	-1	$\approx 2,2 \cdot 10^{-6}$	em, schwach
ν_μ	Muon-Neutrino		$< 0,19$	0	(stabil)	schwach
τ	Tauon	3	$\approx 1776,82$	-1	$\approx 290,6 \cdot 10^{-15}$	em, schwach
ν_τ	Tauon-Neutrino		$< 18,2$	0	(stabil)	schwach

Tabelle 2.2.: Das Standardmodell der Teilchenphysik: Die drei Familien der Leptonen. Angaben zur Masse und zu den Lebensdauern siehe [Ber13]. Die Ladung ist in Einheiten der Elementarladung angegeben. Die elektromagnetische Wechselwirkung wird mit „em“ abgekürzt.

Leptonen sind punktförmige ($r \ll 10^{-18}$ m [Ber06]) elementare Teilchen, die der elektroschwachen (also der Vereinheitlichung der elektromagnetischen und der schwachen) Wechselwirkung unterliegen. Die bekanntesten Leptonen sind das Elektron (e^-) und das Elektron-Neutrino (ν_e), die vollständige Liste kann der Tabelle 2.2 entnommen werden. Das Muon (μ) und das Tauon (τ) sind dem Elektron mit Ausnahme der Masse sehr ähnlich, haben jedoch nur eine (sehr) kurze Lebensdauer. Auch zu jedem Lepton gibt es ein Anti-Teilchen, bei den Anti-Neutrinos sind die Unterschiede noch unbekannt [Wei09]. Im Standardmodell haben die Neutrinos keine Masse. Zumindest eine sehr kleine Masse ist jedoch notwendig, um die beobachtete Neutrino-Oszillation, die Umwandlung eines Neutrinos in ein anderes, zu erklären.

2.1.3. Austauschbosonen – Fundamentale Wechselwirkungen

Die Wechselwirkungen zwischen den Elementarteilchen werden in der *Quantenfeldtheorie* (QFT) durch den Austausch von Feldquanten mit ganzzahligem Spin (Bosonen) beschrieben. Es gibt vier fundamentale Wechselwirkungen, angefangen bei der **Gravitation**, die auf großen Skalen dominiert und für die Bewegungen im makroskopischen Bereich verantwortlich ist sowie immer anziehend und auf alle Teilchen wirkt. Die Vereinheitlichung mit der elektroschwachen und der starken Kraft war noch nicht erfolgreich, d. h. sie ist im Standardmodell bisher nicht enthalten. Diese Wechselwirkung ist für die Skalen der Teilchenphysik jedoch so schwach, dass eine Berücksichtigung nicht erforderlich ist.

Austausch- teilchen	Grundkraft	Reichweite r (m)	Ruhe- masse m GeV/c^2	Kopplungs- konstante α	Ladung Q	Wechsel- wirkungs- Partner
Graviton (postuliert)	Gravitation	∞	??	$\approx 10^{-41}$	–	alle
γ (Photon)	Elektro- magnetische Kraft	∞	0	$\approx 1/137$	0	elektrisch geladene Teilchen
W^\pm Z^0	Schwache Wechselwirkung	$\approx 10^{-18}$	≈ 80 ≈ 91	$\approx 10^{-14}$	$\pm e$ 0	Fermionen
g_i (Gluon) ($i = 1, \dots, 8$)	Starke Wechselwirkung	$\approx 10^{-15}$	0	$\approx 1 - 10$	Farbe (rot, grün, blau)	Quarks, Gluonen

Tabelle 2.3.: Das Standardmodell der Teilchenphysik: Die fundamentalen Kräfte. Die Gravitation ist zusätzlich aufgeführt, um einen Vergleich zu ermöglichen. Zu den relativen Stärken und den Reichweiten siehe [GM09, Mes06, Wei09]. Die relativen Stärken (Kopplungskonstanten) sind vom Energiebereich, in welchem die Prozesse ablaufen, abhängig (hier im niedrigen GeV-Bereich) und können dann um einige Größenordnungen abweichende Werte annehmen. Bedeutsam ist daher der Vergleich zwischen den relativen Stärken.

Die elektromagnetische Wechselwirkung wird beschrieben durch die *Quantenelektrodynamik* (QED) und definiert die Ausbreitung und Wechselwirkung der elektromagnetischen Wellen (u. a. auch das sichtbare Spektrum des Lichts), die chemischen Bindungen und die makroskopischen Eigenschaften der Materie. In der Teilchenphysik spielt diese Wechselwirkung, anders als in der Atom-, Molekül- oder Festkörperphysik, aufgrund ihrer, verglichen mit der starken Wechselwirkung, um zwei Größenordnungen geringeren Stärke, eine untergeordnete Rolle. Alle geladenen Teilchen unterliegen dieser Wechselwirkung, die Kopplungskonstante

(auch *Feinstrukturkonstante*)

$$\alpha = \frac{e^2}{(4\pi\epsilon_0\hbar c)} \approx \frac{1}{137} \quad (2.1)$$

bestimmt die Stärke der Kopplung zwischen einer Ladung und einem Wellenfeld [Mes06, Pov13]. Für das Potential der elektromagnetischen Wechselwirkung (*Coulomb-Potential*) gilt:

$$V_{\text{em}}(r) = -\frac{\alpha}{r}. \quad (2.2)$$

Die starke Wechselwirkung wird beschrieben durch die *Quantenchromodynamik* (QCD) und ist die zusammenhaltende Kraft im Nukleon (Proton oder Neutron) und wirkt durch den Austausch von masselosen Gluonen zwischen Elementarteilchen mit Farbladung. Anders als andere Eichbosonen tragen Gluonen ihrerseits eine Farbladung (genauer gleichzeitig eine Farbe und eine Anti-Farbe) und können den Farbwechsel von Quarks ermöglichen. Diese Farbladung eines Quarks ist auch nicht konstant, sondern ändert sich durch die Wechselwirkungen im Hadron beständig. Zudem wechselwirken Gluonen, da sie eine Farbladung tragen, ebenfalls untereinander, was die Ursache für die sehr kurze Reichweite ($\approx 10^{-15}$ m) der starken Wechselwirkung ist [BMW06, Wei09]. Eine Folge des Confinement ist, dass das Potential der starken Wechselwirkung – als Resultat aus der Wechselwirkung zwischen den Gluonen – mit zunehmendem Abstand immer stärker anwachsen muss. Damit verhält sich das Potential der starken Wechselwirkung umgekehrt zum Coulomb-Potential. Die starke Kopplungs „konstante“ α_s , eine effektive und vom Impulsübertrag Q^2 abhängige Größe, kann mit der QCD störungstheoretisch (erster Ordnung) wie folgt geschrieben werden [Pov13]:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_q) \cdot \ln(Q^2/\Lambda^2)} \approx \mathcal{O}(1). \quad (2.3)$$

Dabei sind $n_q = (3 \text{ bis } 6)$, abhängig von Q^2 , die Anzahl der beteiligten Quarktypen und Λ der freie Parameter in der QCD, welcher experimentell zu $\Lambda \approx 250 \text{ MeV}c$ bestimmt wurde. Bedingung für eine erfolgreiche störungstheoretische Berechnung in der QCD ist eine Kopplung von $\alpha_s \ll 1$, was für $Q^2 \gg \Lambda^2 \approx 0,06 \text{ (GeV}/c^2)$ erfüllt ist. Je größer Q^2 wird, desto kleiner wird die Kopplung, d. h. desto kleiner sind die Abstände zwischen den wechselwirkenden Teilchen und desto größer die effektiven Ladungen: $r \propto 1/\sqrt{Q^2}$. Der Limes $Q^2 \rightarrow \infty$ (und damit $r \rightarrow 0$ und $\alpha_s \rightarrow 0$) impliziert, dass die Quarks als „quasifrei“ angesehen werden können (*asymptotische Freiheit*). Umgekehrt erklärt dies das Confinement, also die wachsende Bindung zwischen den Quarks bei wachsendem Abstand r [Pov13]. Für

das Potential der starken Wechselwirkung gilt damit [Per00]:

$$V_s = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} + kr, \quad (2.4)$$

mit $k = 0,85 \text{ GeV fm}^{-1}$. Anhand dieser Gleichung ist zu sehen, dass die Kopplungsenergie pro Fermi um 0,85 GeV wächst und der zweite Term schneller ansteigt als der erste und damit dominierend wird. Bevor zwei Quarks getrennt werden können, enthält das Potential eine Energiemenge, die ausreicht, um ein neues Quark-Anti-Quark-Paar zu erzeugen, sodass das Confinement erhalten bleibt.

Eine aus der starken Wechselwirkung abgeleitete Kraft ist die *Kernkraft*. Dabei handelt es sich um eine Restwechselwirkung, vermittelt durch den Austausch von virtuellen Mesonen (meist Pionen π) [Mes06], welche letztendlich die einzelnen Nukleonen im Atomkern zusammenhält und so der Coulomb-Abstoßung entgegen wirkt [Wei09].

Die schwache Wechselwirkung koppelt an den schwachen Isospin I_3 (*schwache Ladung*) und damit an alle Teilchen. Der Austausch der Eichbosonen wird daher auch als *geladener schwacher Strom* (W^\pm , mit Austausch von elektrischer Ladung) bzw. *neutraler schwacher Strom* (Z^0 , ohne Austausch elektrischer Ladung) bezeichnet [Wei09]. Aufgrund der hohen Masse der Wechselwirkungsteilchen (W^\pm - und Z^0 -Bosonen) ist die Reichweite geringer als die aller anderen Kräfte ($\hbar/(M_W c) \approx 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ fm}$) [Pov13].

Die Stärke der Kopplung α_w ist das Übergangsmatrixelement proportional zum Quadrat der schwachen Ladung g und dem Propagator für ein massives Spin-1-Teilchen $(Q^2 + M^2 c^2)^{-1}$ [Pov13]:

$$\mathcal{M}_{fi} \propto g \cdot \frac{1}{Q^2 c^2 + M_W^2 c^4} \cdot g \xrightarrow{Q^2 \rightarrow 0} \frac{g^2}{M_W^2 c^4} \approx 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}. \quad (2.5)$$

Aufgrund der endlichen Masse der Austauschteilchen M_W gilt für diesen Propagator „für nicht zu große Impulsüberträge $Q^2 \ll M_W^2 c^2$ “ [Pov13, S. 145], dass dieser konstant ist.

Auch diese Eichbosonen können miteinander wechselwirken und ermöglichen als einzige Wechselwirkungsteilchen eine Teilchenumwandlung, z. B. den β^- -Zerfall ($n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$), die Umwandlung eines down- in ein up-Quark. Es wird zudem zwischen rein leptonischen (z. B. die Streuung eines ν_e an einem Elektron), semileptonischen (z. B. der β^- -Zerfall) und rein hadronischen Reaktionen (z. B. $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$) unterschieden [Wei09].

Aus der Vereinheitlichung der elektromagnetischen und der schwachen Wechselwirkung zur **elektroschwachen Wechselwirkung** stimmen ab Energien von 100 GeV die jeweiligen

Kopplungskonstanten überein, da die Ladung des schwachen Stroms derjenigen der elektrischen Ladung entspricht. Durch die Masse der W^\pm -Bosonen ist die Symmetrie bei geringeren Impulsüberträgen (MeV bis einige GeV) jedoch gebrochen, sodass die elektromagnetische über die schwache Wechselwirkung dominiert [Mes06].

Nach dieser Einführung in das Standardmodell der Teilchenphysik sollen im folgenden Kapitel das Quark-Gluon-Plasma an zwei Modellen erklärt, das schematische Phasendiagramm gezeigt und eine Einführung in die entsprechenden Experimente gegeben werden.

2.2. Quark-Gluon-Plasma

In Abschnitt 2.1 wurden die Hadronen als aus zwei (Mesonen) oder drei (Baryonen) Quarks aufgebauten, gebundenen Zuständen (das Confinement) beschrieben. Die starke Wechselwirkung verhält sich invers zum Abstand zwischen zwei Quarks (asymptotische Freiheit) aufgrund der Farbladung und damit der Selbstwechselwirkung der Gluonen.

Aus phänomenologischen Theorien der starken Wechselwirkung wird bei sehr hohen Baryonendichten oder Temperaturen ein Phasenübergang von Hadronen zu einem *Quark-Gluon-Plasma* (QGP) erwartet, in welchem das Confinement aufgehoben wird. Im QGP sind die Quarks und Gluonen nicht mehr aneinander in einzelnen Hadronen gebunden, sondern können sich innerhalb dieses QGP quasifrei bewegen. Mithilfe der QCD-Gitterrechnungen wurde ein Phasendiagramm berechnet, in welchem die (pseudo-) kritische Temperatur zu $T_C = 154 \pm 9$ TeV bestimmt wurde [KB13].

Ein QGP wird nicht nur bei Schwerionenexperimenten erwartet, sondern existierte auch kurz nach dem Urknall im Zeitraum von 10^{-10} s bis etwa 10^{-4} s, was einem Temperaturbereich von 10^{15} K $> T > 10^{12}$ K entspricht. Mit der Expansion des Universums kühlte dieses immer weiter ab und das QGP fror zur hadronischen Materie aus [Lid09].

2.2.1. Ein einfaches QGP-Modell...

..., welches das Confinement beschreibt und im Einklang mit der Urknall-Theorie steht, ist das *Bag-Modell* [BMW06]. Dabei wird ein kugelförmiger Hohlraum (Kavität, mit Radius 1 fm) aus dem Vakuum der QCD angenommen, dessen Randbedingungen derart sind, dass die farbtragenden chromoelektrischen und -magnetischen Felder darin vollständig

eingeschlossen und mit der passenden Anzahl an Quarks gefüllt sind. Die Wellenfunktionen sind dann durch passende Wahl der Randbedingungen in diesen Hohlraum eingeschlossen. Im Inneren der Kavität existiert aufgrund der kinetischen Energie der Quarks eine Energiedichte B (Bag-Konstante), welche zur Erzeugung der Kavität gegen den Vakuumdruck benötigt wird. Beim Aufheizen zerfallen Atomkerne in ihre Bestandteile. Zusätzlich werden aus dem Vakuum leichte Hadronen, im Wesentlichen Pionen π , erzeugt, welche mit den Nukleonen und untereinander wechselwirken. Ab einer Grenztemperatur T_C beginnen die „Bags“ der einzelnen Hadronen zu überlappen und die Quarks und Gluonen können sich in dem größeren Volumen frei bewegen, bis schließlich der gesamte Raum zu einem einzelnen Bag, dem Quark-Gluon-Plasma, verschmolzen ist. Aufgrund des Confinements unterhalb von T_C kann es keinen graduellen Übergang zwischen hadronischer Phase und QGP geben; der Übergang muss folglich relativ scharf verlaufen. Anstelle einer Temperaturerhöhung kann auch der Raum verkleinert werden, sodass sich die Nukleonen ab einer bestimmten kritischen Teilchenzahldichte n_C ebenfalls überlappen und ein „kaltes entartetes QGP“ [BMW06] bilden.

Mithilfe thermodynamischer Konzepte kann nun ein Phasendiagramm erstellt werden. An die Position von Druck und Temperatur treten hier die Zustandsvariablen Temperatur T und quark-chemisches Potential μ_q der großkanonischen Gesamtheit, da die Teilchenzahl nicht erhalten ist. Für ein freies Gas aus masselosen up- und down-Quarks bei konstanter Temperatur und quark-chemischem Potential gilt [BMW06]:

$$p_{\text{QGP}}(T, \mu_q) = \frac{37\pi^2}{90} \cdot T^4 + \mu_q^2 \cdot T^2 + \frac{\mu_q^4}{2\pi^2} - B. \quad (2.6)$$

Mit Überlegungen für den einfachsten Fall eines Gases von masselosen Pionen mit

$$p_\pi(T, \mu_q) = (3\pi^2/90) \cdot T^4, \quad (2.7)$$

erhält man ein Phasendiagramm mit einer Phasengrenze erster Ordnung zwischen hadronischer Phase und QGP. Eine aus Massenfits ermittelte Bag-Konstante liefert eine Übergangstemperatur $T_C = 104$ MeV bei $\mu_q = 0$ [BMW06].

Das Bag-Modell ist ein sehr einfaches Modell, welches nur einige Aspekte des Phasenüberganges und des QGP berücksichtigt. So fehlen Symmetrien der QCD, welche in der QED nicht vorhanden sind. Darunter fehlt auch die chirale Symmetrie, unter der man eine Entkopplung der verschiedenen Händigkeit (Chiralität, Ausrichtung des Spins zum Impuls des Teilchens und damit Definition des Drehsinns: Links- und Rechtshändigkeit) versteht. Das heißt, nur Quarks mit gleicher Chiralität wechselwirken miteinander. Die

chirale Symmetrie ist im Vakuum spontan gebrochen [BMW06], d. h. der Grundzustand hat weniger Symmetrien als die zugrundeliegende Zustandsgleichung. Oberhalb der kritischen Temperatur wird erwartet, dass die chirale Symmetrie wieder hergestellt ist [Rey99].

2.2.2. Ein genaueres QGP-Modell...

... ist die *Gitterreichtheorie*, eine diskretisierte, numerische Berechnung auf einem euklidischen Raum-Zeit-Gitter [BMW06]. Eine störungstheoretische Behandlung ist aufgrund des erwarteten scharfen Übergangs zwischen der hadronischen Phase und dem QGP nicht anwendbar. Die weiter anwachsende Rechenkapazität erlaubt jedoch immer genauere Näherungen im Bereich für verschwindende baryo-chemische Potentiale ($\mu_b = 3\mu_q$), also für Materie mit identischer Anzahl an Baryonen und Anti-Baryonen. Für die kritische Temperatur des Phasenüberganges ergibt sich aus den Rechnungen ein Wert im Bereich [KB13] von

$$T_C = 154 \pm 9 \text{ MeV} (\approx 2 \cdot 10^{12} \text{ K}). \quad (2.8)$$

Das entspricht einer Energiedichte von $\varepsilon(T_C) \approx 1 \text{ GeV/fm}^3$ [KB13], einer Energiedichte, die diejenige eines schweren Atomkerns um das fünffache übersteigt. Deutlich sichtbar wird dies im T - $\varepsilon(T)$ -Diagramm, in dem die reduzierte Energiedichte ε/T^4 verwendet wird. Der deutliche Sprung an der Stelle T_C entspricht dem Phasenübergang (siehe Abbildung 2.1). Die Wahl der reduzierten Temperatur (analog auch des reduzierten Druckes p/T^4) soll die Abweichungen von der für ideale Gase typischen T^4 -Abhängigkeit hervorheben.

In diesen Modellen sind bisher zu große Quarkmassen verwendet worden [BMW06]. Es wird erwartet, dass mit genaueren Rechnungen auf feineren Gittern, ein Phasenübergang bei $\mu_q = 0$ vom Typ *crossover* auftritt. Damit muss bei höheren μ_q ein kritischer Endpunkt 2. Ordnung existieren und eine schnelle, verschmierte Veränderung der Zustandsgrößen bei einer (pseudo-) kritischen Temperatur T_C , erfolgen [BMW06, KB13].

2.2.3. Phasendiagramm

Ein aus der Thermodynamik bekanntes Phasendiagramm kann auch in diesem Fall erstellt werden. In den Abschnitten 2.2.1 und 2.2.2 wurden die Zustandsvariablen baryo-chemisches μ_b und quark-chemisches Potential $\mu_q = \mu_b/3$ eingeführt. Für vereinfachte qualitative Überlegungen kann das Bag-Modell verwendet werden. Über die Druckgleichungen, angelehnt an ein ideales Gas (Gleichung (2.6)) bzw. für die Vereinfachung auf Pionen (Gleichung (2.7)), welche das Gleichgewicht zwischen dem Druck des Hadronengases und dem Quark-

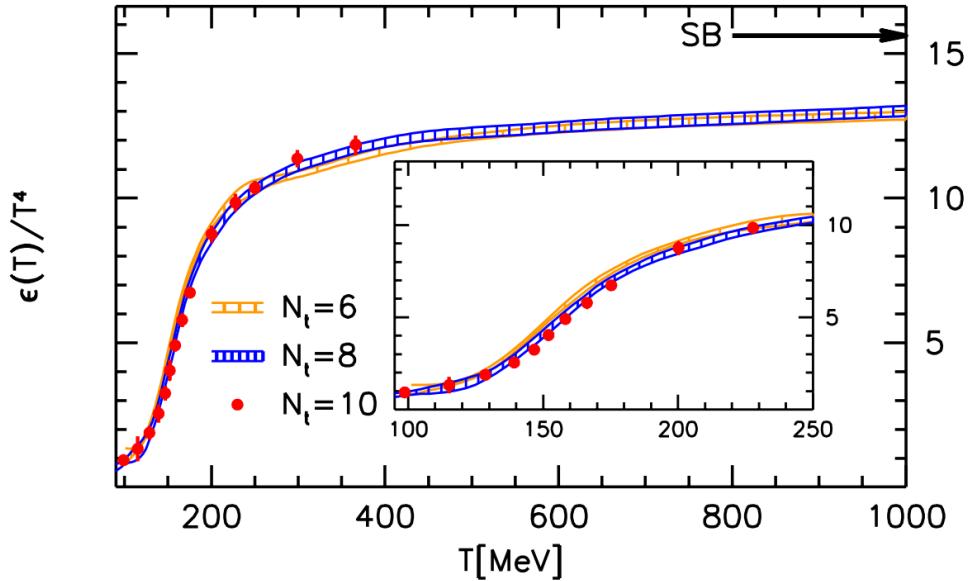


Abbildung 2.1.: Bei einer Temperatur von $T_C = 154 \pm 9$ MeV $\approx 2 \cdot 10^{12}$ K weist die reduzierte Energiedichte ε/T^4 einen Sprung auf. Die Daten stammen aus der Gitter-QCD mit verschiedenen Gitterauflösungen (N_t) für $\mu_b = 0$ und zwei leichten (up, down) und einem schweren Quark (strange). Das Stefan-Boltzmann Limit (SB) ist markiert (Bild aus [Bor10]).

Gluon-Plasma beschreiben, kann nun ein μ_b - T -Phasendiagramm erstellt werden (Abbildung 2.2) [BMW06]. Die Phasengrenze wird durch die kritische Temperatur T_C beschrieben. Für ein verschwindendes baryo-chemisches Potential erreichen wir den Grenzzustand des sehr frühen Universums (nach ca. 1 μ s) [Rey99], wo es keinen deutlichen Übergang zwischen der hadronischen Phase und dem QGP gibt. Für verschwindende Temperaturen, dementsprechend sehr großen Drücken, beim kritischen baryo-chemischen Potential $\mu_{b,c}$, erhalten wir einen Übergang, wie er im Inneren von Neutronensternen erwartet wird (Farbsupraleitung bzw. „color superconductor“; hellblauer Bereich) [BMW06]. Die Farbsupraleitung kann analog zur elektrischen Supraleitung verstanden werden. Aufgrund der größeren Anzahl an Gluonen ist die zugrundeliegende Theorie komplizierter und bisher noch unvollständig. In diesem Zustand eines entarteten QGP unterscheiden sich die Eigenschaften von hadronischer Materie. Der Bereich unterhalb der kritischen Temperatur repräsentiert die hadronische Materie (dunkelblauer Bereich), in welcher die chirale Symmetrie gebrochen ist.

2.2.4. QGP im Experiment

Experimentell kann das QCD-Phasendiagramm mit ultrarelativistischen Schwerionenkollosionen (inelastischen Nukleon-Nukleon-Reaktionen) untersucht werden. An großen Be-

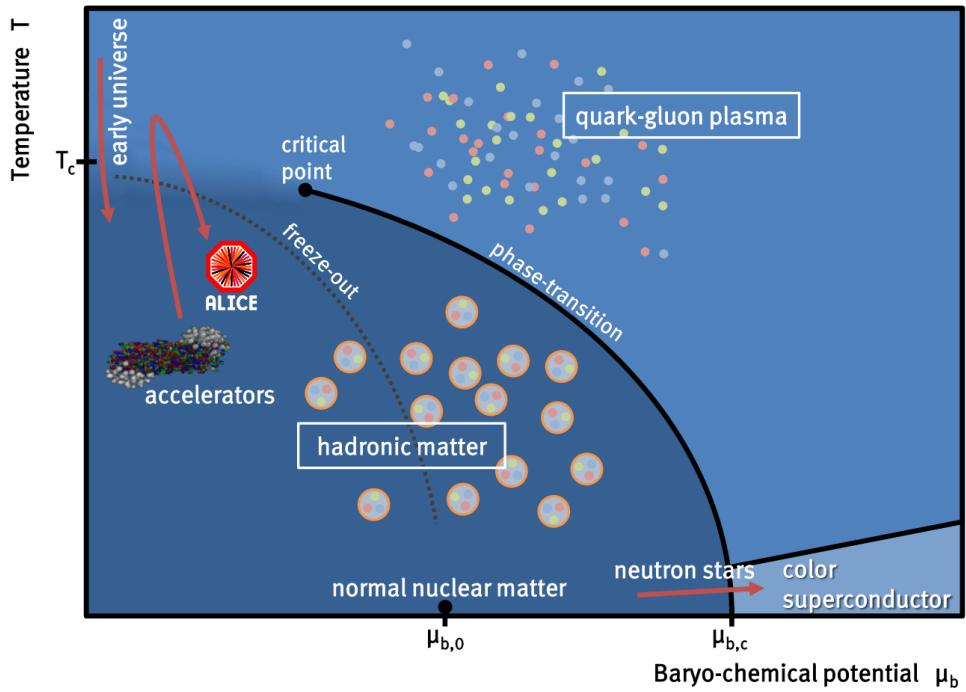


Abbildung 2.2.: Schematisches Phasendiagramm des Übergangs von hadronischer Materie zum Quark-Gluon-Plasma als Funktion der Temperatur T und des baryo-chemischen Potentials μ_b . Bei kleinem μ_b wird ein Übergang angenommen. Die Untersuchung des Phasendiagramms und des Phasenüberganges ist Ziel aktueller Forschung (Bild aus [Bat12, S. 17]).

schleunigern wie dem LHC (Large Hadron Collider, siehe Abschnitt 6.2) oder dem RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) am Brookhaven National Laboratory (BNL) in den USA suchen verschiedene Experimente (u. a. ALICE, siehe Abschnitt 6.4) nach direkten und indirekten Signaturen für das Quark-Gluon-Plasma. Ergebnisse aus den letzten zehn Jahren haben die Theorien des Phasenüberganges und die Existenz eines Quark-Gluon-Plasmas als „neuen“ Materiezustand bestätigt.

In den Collider-Experimenten werden zwei gegenläufige Teilchenpakete mit Schwerionen (z. B. Gold, Blei) auf hohe Energie beschleunigt (Abbildung 2.3, Bild 1, die Teilchenpakete sind aufgrund der relativistischen Lorentz-Kontraktion in Bewegungsrichtung „kompri- miert“). Am Kollisionspunkt (Vertex, Bild 2) in den Experimenten kommt es zu starken Wechselwirkungen zwischen einzelnen Partonen (Quarks und Gluonen). Die Anzahl der Kollisionen und die Energiedichte kann über die Zentralität der beiden Teilchenpakete, den *Stoßparameter*, beeinflusst werden. Wenn die bei der Kollision freiwerdende Energie ausreichend hoch ist, kann sich für kurze Zeit ein Quark-Gluon-Plasma mit quasifreien Quarks und Gluonen ausbilden (Bild 3). Das QGP expandiert adiabatisch und kühlt ab, so dass ein hadronisches Ausfrieren, in welchem die Teilchen praktisch nicht mehr miteinander

wechselwirken [Rey99], mit der Produktion sehr vieler Teilchen beginnt (Bild 4).

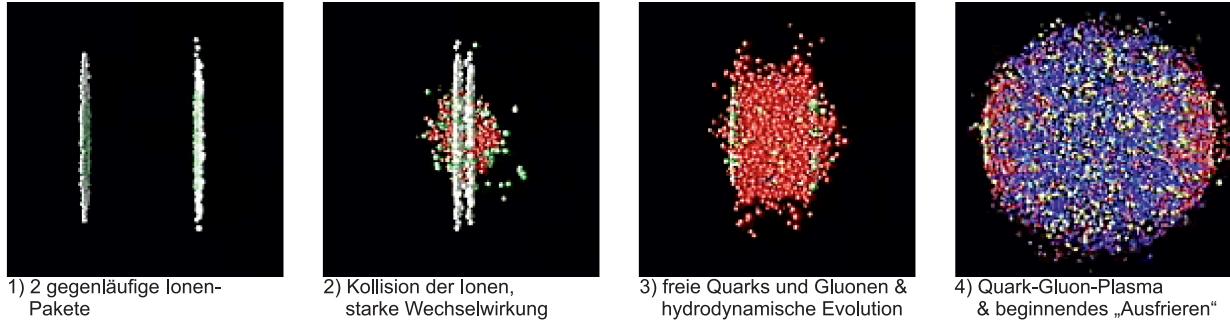


Abbildung 2.3.: Darstellung des zeitlichen Ablaufs einer Schwerionenkollision, vom Zeitpunkt kurz vor der Kollision (1), der Kollision (2), der Bildung eines Quark-Gluon-Plasmas (3) bis zur Expansion und dem hadronischen Ausfrieren mit der Produktion sehr vieler neuer Teilchen (4) (Bild modifiziert nach [BNL14]).

2.2.5. Nachweismöglichkeiten des QGP

Das Quark-Gluon-Plasma hat im Experiment nur eine sehr geringe Lebensdauer (wenige Nanosekunden). Auch die starken Wechselwirkungen innerhalb des QGP machen eine direkte Beobachtung sehr schwierig. Es gibt jedoch eine Reihe an indirekten Nachweismethoden, charakteristischen Signalen, mit denen das QGP untersucht werden kann.

In [Rey99, S. 17-20] werden vier Gruppen von Signalen benannt:

1. **Thermodynamische und kinematische Signale** sind durch den Teilchenfluss, welcher durch ein Druckgefälle im QGP beeinflusst wird, charakterisiert und lassen Rückschlüsse auf die Kompressibilität der erzeugten Materie zu. Im Falle eines entstandenen QGP wird aufgrund einer „weicheren“ Zustandsgleichung ein geringerer kollektiver Fluss erwartet. Mittels der Interferometrie identischer Teilchen (z. B. $\pi\pi$) können direkte Informationen über die raum-zeitliche Entwicklung in der Nähe des Vertex gewonnen werden.
2. **Elektromagnetische Signale** durch prompte Photonen und Leptonenpaare, welche nahezu wechselwirkungsfrei den Vertex verlassen können, sind geeignete Sonden für die Untersuchung des frühen QGPs. Prompte Photonen werden hauptsächlich durch eine Quark-Gluon-Compton-Streuung ($qg \rightarrow q\gamma$) oder durch eine Quark-Anti-Quark-Annihilation ($q\bar{q} \rightarrow g\gamma$) erzeugt. Eine weitere Quelle sind nichtthermische Parton-Parton-Stöße bei hohen Transversalimpulsen p_T . Jedoch sind direkte Photonen als einziges Signal nicht ausreichend, da ein heißes Hadronengas ebenfalls durch charakteristische Reaktionen direkten Photonen mit ähnlichem Spektrum erzeugt.

Prompte Photonen eignen sich insbesondere dazu, die Temperatur im Vertex zu bestimmen.

3. Eine **J/Ψ -Unterdrückung** ist für semi-zentrale und zentrale Stöße ein starkes Indiz für die Produktion eines QGP. Das J/Ψ -Meson ($m_{J/\Psi} = 3097$ MeV) ist ein gebundener Charm-Anti-Charm-Zustand ($c\bar{c}$), welches fast ausschließlich in den frühen, harten Parton-Parton-Stößen in Schwerionenkollisionen erzeugt wird. Das anziehende Potential wird in einem QGP durch die hohe Farbladungsträgerdichte stark abgeschirmt. Durch den Zerfall $J/\Psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ kann dies untersucht werden. Aus ähnlichen Gründen ist ein anderer in Pb+Pb-Kollisionen unterdrückter angeregter Quarkonia-Zustand, der Υ -Zustand aus einem Bottom- und einem Anti-Bottom-Quark ($b\bar{b}$), eine interessante Sonde [BRT12]. Die Messungen dieser *Quarkonia-Zustände* können u. a. mit theoretischen Modellen und Ergebnissen aus Kollisionen mit unterschiedlichen Kollisionsenergien verglichen werden, um so die Unterdrückung zu quantifizieren. Daneben ist auch der Energieverlust hochenergetischer Partonen (Gluon-Bremsstrahlung) ein gutes Signal für ein Quark-Gluon-Plasma und ist charakteristisch für den Zustand der durchquerten Materie. Erwartet werden mehrere entgegengesetzte **Jets von Teilchen**, welche durch den Zerfall von (schweren) Quarks erzeugt werden: **Jet-Tomographie** durch Vergleich von Spektren aus pp- und Pb-Pb-Kollisionen. Die Erzeugung und der Nachweis (unter Berücksichtigung eines großen Untergrundes bei Schwerionenkollisionen) von Jets bzw. eines unterdrückten Jets ist Gegenstand aktueller Forschung [BRT12].
4. **Signale der Wiederherstellung der chiralen Symmetrie**, welche durch die erhöhte Erzeugung von Teilchen mit Seltsamkeit (*strangeness*) (d. h. Teilchen mit s - oder \bar{s} -Quarks) nachweisbar sind, sind ebenfalls ein gutes Indiz für ein Quark-Gluon-Plasma. Insbesondere sind Anti-Baryonen mit strangeness, welche verstärkt produziert werden sollten, ein starkes QGP-Signal.

Dieses Kapitel hatte die Grundlagen des Standardmodells der Teilchenphysik sowie die Beschreibung des Quark-Gluon-Plasmas und seiner Eigenschaften zum Inhalt.

Um für die vorliegende Arbeit notwendige Messtechnik vorstellen zu können, sollen nun zunächst die radioaktive Strahlung und die Wechselwirkungen von Strahlung mit Materie erläutert werden.

3. Radioaktiver Zerfall und Wechselwirkungen von Strahlung mit Materie

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit den verschiedenen Arten von radioaktiven Zerfällen, da die Strahlung zur Erzeugung von Ladungsträgern in Detektoren zum Einsatz kommt. Insbesondere wird im GOOFIE α -Strahlung zur Ladungserzeugung verwendet (Kapitel 7). Im Anschluss werden die Wechselwirkungen von Teilchen- und elektromagnetischer Strahlung mit Materie erläutert. Diese Wechselwirkungen sind die physikalische Grundlage für die im Anschluss (Kapitel 4) vorgestellten Gasdetektoren.

3.1. Radioaktiver Zerfall

Im Folgenden werden die verschiedenen Möglichkeiten für den radioaktiven Zerfall von Atomkernen dargestellt. Für alle Zerfallsgleichungen gilt, dass der Mutterkern mit X und der Tochterkern mit Y beschrieben wird. A ist die Nukleonenzahl und Z die Protonenzahl, jeweils im Mutterkern.

3.1.1. α -Zerfall

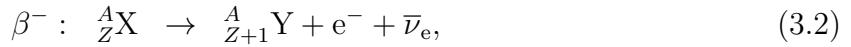
Der α -Zerfall entspricht der Emission eines Helium-Kerns ${}^4_2\text{He}^{2+}$ = α -Teilchen, welche nur aufgrund des Tunneleffekts möglich ist. Die kinetische Energie stammt aus der freiwerdenden Bindungsenergie. Damit ist das Energiespektrum – abgesehen von einer leichten Unschärfe – diskret. Die Unschärfe folgt daraus, dass sich der Kern vor oder nach dem Zerfall in einem angeregten Zustand befinden kann und dadurch die kinetische Energie erhöhen oder verringern kann



Eine empirische Formel, die *Geiger-Nuttall-Regel*, stellt einen Zusammenhang zwischen der Zerfallskonstanten λ und der Reichweite R_α , welche proportional zu Energie ist ($R_\alpha \propto E_\alpha^{3/2}$), für den α -Zerfall her: $\log \lambda = A + B \cdot \log R_\alpha$, wobei A und B (für alle Zerfallsreihen konstant) experimentell zu ermittelnde Konstanten sind. Mithilfe der Gleichungen für den Tunneleffekt kann die Regel umgeformt werden zu: $\log T_{1/2} = (Z - 2)/\sqrt{E}$. Die Tunnelwahrscheinlichkeit ist proportional zur Energie des α -Teilches und damit antiproportional zur Halbwertszeit [Dem05].

3.1.2. β -Zerfall

Der β -Zerfall wird durch die schwache Wechselwirkung (siehe Abschnitt 2.1.3) ermöglicht. Es gibt zwei verschiedene einfache β -Zerfälle, den β^- - und den β^+ -Zerfall:



Die kontinuierliche Energieverteilung der emittierten Elektronen und Positronen hängt vom Mutterkern ab und ist damit erklärbar, dass neben dem Elektron bzw. Positron ein weiteres Teilchen (Anti-Neutrino bzw. Neutrino) emittiert wird, welches die fehlende kinetische Energie enthält [Dem05]. Mithilfe des β^- -Zerfalls des Tritiums (${}^3_1 T \rightarrow {}^3_2 He + e^- + \bar{\nu}_e$) wird zurzeit mit dem Karlsruhe Tritium Neutrino (KATRIN) Experiment versucht, die obere Schranke für die Masse des Neutrinos mit einer Empfindlichkeit von $m_\nu = 0,2 \text{ eV}/c^2$ zu ver messen und damit die bisherigen Messwerte um eine Größenordnung zu verbessern [KAT05].

3.1.3. Elektroneneinfang (inverser β^- -Zerfall)

Die Aufenthaltswahrscheinlichkeit für ein 1s-Elektron hat bei $r = 0$ ein Maximum, sodass es eine von Null verschiedene Wahrscheinlichkeit für den Einfang eines Elektrons durch ein Proton gibt:



Das nun in der K-Schale fehlende Elektron wird durch ein Elektron einer höheren Schale ersetzt. Der Energieunterschied wird als charakteristische Röntgenstrahlung mit $h \cdot \nu_K$ emittiert. Zusätzlich muss die Differenz der Bindungsenergien zwischen Mutter- und Tochterkern größer sein als die Bindungsenergie des 1s-Elektrons: $E_B(1s) \geq h \cdot \nu_K$ [Dem05].

3.1.4. γ -Strahlung

Die γ -Strahlung tritt nur in Verbindung mit einem α - oder β -Zerfall auf. Verbleibt ein Kern nach dem Zerfall in einem angeregten Zustand (Rotations- oder Schwingungsanregung), entspricht die Energie der γ -Strahlung der Energiedifferenz (10^4 eV $\leq E \leq 10^7$ eV) mit dem angeregten und dem energetisch niedrigeren Zustand [Dem05]:



3.1.5. Konversionsprozesse

Konversionsprozesse können zu einer direkten Ionisation eines Atoms führen, in dem das vom Kern emittierte γ -Quant direkt von einem Elektron in der Elektronenhülle (meist ein 1s-Elektron) absorbiert und damit aus dem Atom ionisiert wird:



Die Wahrscheinlichkeit für die innere Konversion hängt vom Überlapp der Wellenfunktionen ab und ist daher für 1s-Elektronen am größten. Vergleichbar mit dem inversen β -Zerfall gibt es auch hier eine Lücke in der K-Schale, die von einem Elektron einer höheren Schale aufgefüllt und dabei charakteristische Röntgenstrahlung emittiert wird. Das kontinuierliche Energiespektrum der β -Strahlung wird von einer (oder mehreren) scharfen Linie(n) überlagert. Daneben kann die Energie des angeregten Kerns ab einer Energieschwelle von $E = 1,02$ MeV auch zu einer inneren Paarbildung führen [Dem05].

3.2. Zerfallsgesetze

Im Folgenden soll das Zerfallsgesetz eingeführt werden, da im GOOFIE zur Erzeugung von Ladungsträgern der Zerfall von radioaktiven Isotopen (siehe Kapitel 7) ausgenutzt wird. Der Zerfall eines radioaktiven Kerns kann aufgrund der statistischen Natur des radioaktiven Zerfalls nicht vorausgesagt werden. Lediglich eine Wahrscheinlichkeitsaussage ist möglich. Bei einer großen Anzahl an Kernen entspricht die Wahrscheinlichkeit $\lambda = dP/dt$, dass ein Kern in einer Zeiteinheit zerfällt, der *Zerfallskonstanten* λ . Für die Gesamtanzahl der Zerfälle (die *Aktivität* A in der Einheit Becquerel: $[A] = 1 \text{ Bq}$) gilt:

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda \cdot N = -A(t). \quad (3.7)$$

Integration dieser Gleichung führt zum *Zerfallsgesetz*:

$$\begin{aligned} \int_{N_0}^N \frac{dN'}{N'} &= -\lambda \int_0^t dt' \\ \Rightarrow \frac{\ln N}{\ln N_0} &= -\lambda t \\ \Rightarrow N(t) &= N_0 \cdot e^{-\lambda t}. \end{aligned} \quad (3.8)$$

Dies in Gleichung (3.7) eingesetzt ergibt für die Aktivität:

$$A(t) = \lambda \cdot N_0 \cdot e^{-\lambda t}. \quad (3.9)$$

Dabei sind N und N_0 die Anzahl der zu den Zeitpunkten t und t_0 vorhandenen Kerne. Die *mittlere Lebensdauer* τ entspricht der inversen Zerfallskonstante und gibt an, dass die Anzahl der nicht zerfallenen Kerne auf den $1/e$ -ten Teil abgenommen hat: $\tau = 1/\lambda$. Die *Halbwertszeit* $T_{1/2}$ gibt den Zeitraum an, nach welchem die Anzahl der noch nicht zerfallenen Kerne auf die Hälfte ($N = N_0/2$) abgefallen ist und kann durch Einsetzen in die obige Gleichung (3.8) ($N_0/2 = N_0 \cdot e^{-\lambda T_{1/2}}$) zu dem einfachen Zusammenhang

$$\lambda \cdot T_{1/2} = \ln 2 \approx 0,693 \Leftrightarrow T_{1/2} = \tau \cdot \ln 2 \quad (3.10)$$

umgeformt werden [Dem05].

3.3. Wechselwirkung von Strahlung mit Materie

Der Nachweis von (un)geladenen Teilchen und Photonen in Teilchendetektoren basiert immer auf einer Wechselwirkung des Teilchens mit dem Detektor. Abhängig von der Teilchenart, seiner Energie und dem Detektor (-material) lassen sich verschiedene Effekte beschreiben, welche gemessen und zur Beschreibung und Identifikation des Teilchens oder Photons verwendet werden können. Im Folgenden werden die Wechselwirkungen für Teilchen und Photonen vorgestellt.

3.3.1. Wechselwirkungen geladener Teilchen mit Materie

Bethe-Bloch-Formel

Geladene schwere Teilchen mit Geschwindigkeiten von etwa $0,1 \leq \beta\gamma \leq 1000^1$ wechselwirken (für Absorbermaterialien mit mittleren Kernladungszahlen) hauptsächlich mit der Elektronenhülle der Atome im Detektormaterial durch Ionisation und Anregung. Verglichen mit der kinetischen Energie der Teilchen ist die Bindungsenergie der Elektronen klein und damit der Energieübertrag auf ein einzelnes Elektron ebenfalls gering. Aufgrund der Vielzahl der einzelnen Wechselwirkungen ist der spezifische (und, bis auf das Ionisationspotential, weitestgehend stoffunabhängige) Energieverlust dE/dx in Einheiten von $\text{MeV} \cdot \text{g}^{-1} \cdot \text{cm}^2$ messbar. Unter Berücksichtigung der Quantenmechanik konnte so die ursprüngliche Bethe-Bloch-Formel zu folgender Form umformuliert werden [Ber12, Wei09]:

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \cdot z^2 \cdot \frac{Z}{A} \cdot \frac{1}{\beta^2} \cdot \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e c^2 \cdot \beta^2 \gamma^2 T_{\max}}{I} \right) - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right]. \quad (3.11)$$

Der letzte Term ($\delta(\beta\gamma)$) beschreibt die Dichte-Effekt-Korrektur aufgrund des Energieverlustes durch Polarisierungseffekte. Außerdem sind gegenüber der ursprünglichen Gleichung relativistische Korrekturen für hohe Energien enthalten. Für Ionen müssen weitere Korrekturen für Kopplungen höherer Ordnung angewendet werden. Die folgende Tabelle stellt eine Zusammenfassung der benutzten Variablen dar.

¹*beta* und *gamma* bezeichnen Variablen in der relativistischen Kinematik, siehe hierzu Anhang A.1.

Größen	Definition	Einheit bzw. Wert
E	Energie des einfallenden Teilchens (γMc^2)	MeV/ c^2
M	Masse des einfallenden Teilchens	MeV/ c^2
N_A	Avogadro-Konstante	$6,0221415(10) \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$
r_e^2	Radius eines Elektrons (klassisch) ($e^2/4\pi\epsilon_0 m_e c^2$)	2,817940325(28) fm
m_e	Ruhemasse eines Elektrons	0,510998918(44) MeV/ c^2
z	Ladungszahl des einfallenden Teilchens	
Z	Kernladungszahl des Absorbers	
A	Atommasse des Absorbers	$\text{g} \cdot \text{mol}^{-1}$
β	$\beta = v/c$	
γ	relativistische Massenzunahme ($\gamma = E/mc^2$)	
T_{\max}	maximal übertragbare kinetische Energie auf ein Elektron pro Kollision: $T_{\max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma m_e/M + (m_e/M)^2}$	MeV
I	effektives Ionisationspotential ($I \approx Z^{0,9} \cdot 16 \text{ eV}$)	eV

Tabelle 3.1.: Übersicht über die Größen der Bethe-Bloch-Formel [Ber12, Wei09].

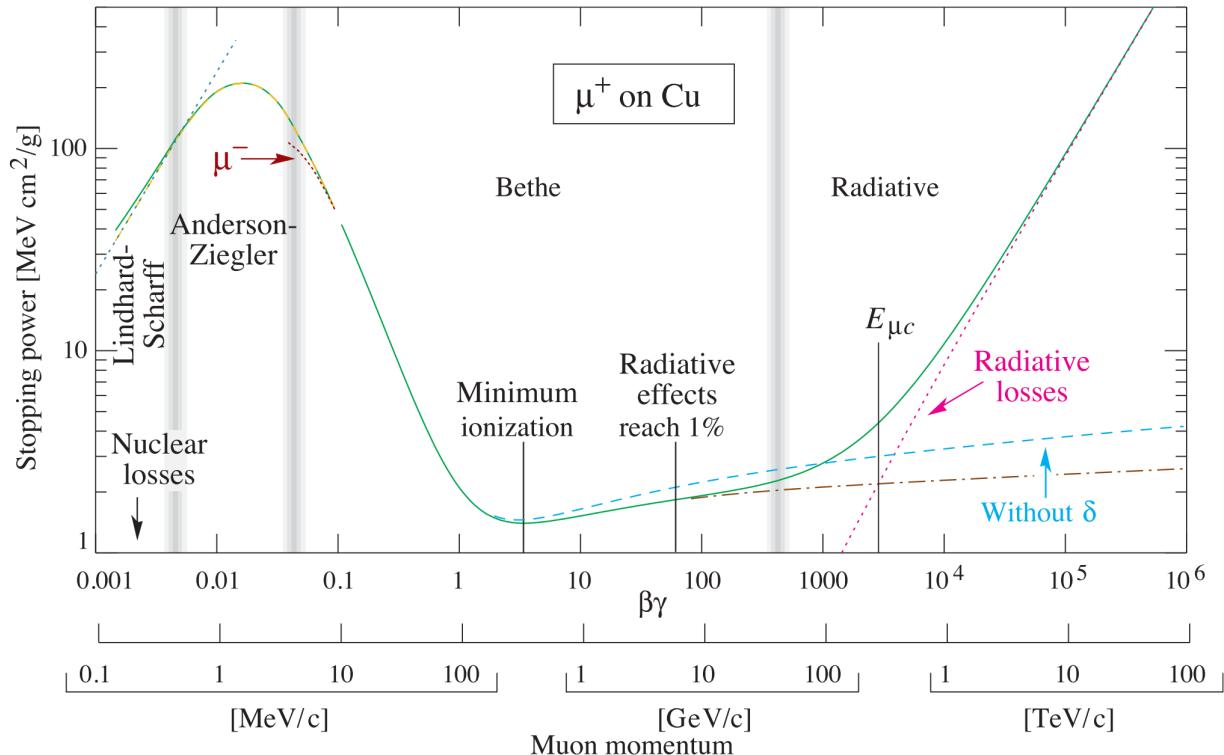


Abbildung 3.1.: Dargestellt ist der spezifische Energieverlust (engl. „stopping power“) $\langle -dE/dx \rangle$ von Muonen μ^+ in einem Kupfer-Absorber als Funktion von $\beta\gamma = p/Mc$. Die durchgezogene grüne Linie stellt den resultierenden vollständigen Energieverlust, die grauen Bereiche stellen Modellgrenzen dar. So ist die Bethe-Bloch-Formel nur im Bereich von $0,1 \leq \beta\gamma \leq 1000$ für Materialien mit mittleren Kernladungszahlen gültig (Bild modifiziert nach [Ber12, S. 4]).

In Abbildung 3.1 ist der spezifische Energieverlust für positive Muonen μ^+ in Kupfer dargestellt. Der Gültigkeitsbereich der Bethe-Bloch-Formel, welche im Wesentlichen von der Geschwindigkeit des Teilchens abhängig ist, ist eingezeichnet. Für negativ geladene Teilchen muss der *Barkas-Effekt* berücksichtigt werden (in Abbildung 3.1 am negativen Muon μ^- dargestellt). Danach ist die Reichweite von Teilchen gleicher Masse aber mit negativer Ladung größer als von Teilchen mit positiver Ladung.

Nach einem Maximum ($0,01 \leq \beta\gamma \leq 0,05$), für welches zur Zeit keine passende theoretische Beschreibung existiert, fällt der Energieverlust mit $1/\beta^2$ bis zu einem Minimum von $-1/\rho \cdot (dE/dx) \approx 1,5 \text{ MeV g}^{-1} \text{ cm}^2$ bis $2 \text{ MeV g}^{-1} \text{ cm}^2$ bei $\beta\gamma \approx 3$ aufgrund geringer Wechselwirkungszeiten ab. Für viele Teilchen und Absorbermaterialien hat der Energieverlust im Minimum etwa den gleichen Wert, sodass Teilchen in diesem Impulsbereich zusammengefasst als Minimal-Ionisierende Teilchen (engl. „*Minimal Ionizing Particles*“, MIPs) bezeichnet werden.

Danach steigt der Energieverlust logarithmisch mit $\beta\gamma$ (relativistischer Anstieg) aufgrund eines wachsenden transversalen elektrischen Feldes, allerdings durch eine Polarisierung des Absorbers abgeschwächt, an. Die Bethe-Bloch-Formel ist nur bis etwa $100 \text{ GeV}/c$ (für μ^+ , abhängig vom durchquerenden Teilchen) gültig. In den höheren Impulsbereichen dominieren die Strahlungseffekte (z. B. Bremsstrahlung und die Bildung elektromagnetischer und hadronischer Schauer [Ber12]).

Mithilfe des spezifischen Energieverlustes können Teilchen identifiziert werden, da deren Energieverlust abhängig vom Impuls (aber gleichem $\beta\gamma$) ist und diese so separiert werden können.

Abschließend soll noch erwähnt werden, dass die Bethe-Bloch-Formel einen mittleren Energieverlust darstellt. Aufgrund des statistischen Charakters von Stoßprozessen fluktuiert der Energieverlust um den Mittelwert [Ber12].

Übergangsstrahlung

Wenn sich geladene, relativistische Teilchen durch ein inhomogenes Medium mit unterschiedlichen Dielektrizitäten ε_i und damit unterschiedlicher Polarisierbarkeit bewegen, kann Übergangsstrahlung an den Grenzflächen emittiert werden. Ein Erklärungsansatz ist die Spiegelladungsmethode, in welcher durch das Teilchen, das sich im ersten Medium (ε_1) befindet, durch Polarisierung im zweiten Medium (ε_2) eine Spiegelladung erzeugt wird. Die Ladung und Spiegelladung erzeugen einen Dipol, dessen Feldstärke sich mit der Entfernung zur Grenze der Medien verändert. Erreicht das Teilchen das zweite Medium, verschwindet der Dipol und Photonen werden emittiert (*Übergangsstrahlung*, siehe Abbildung 3.2) [Ber12, Lef09, LHC14].

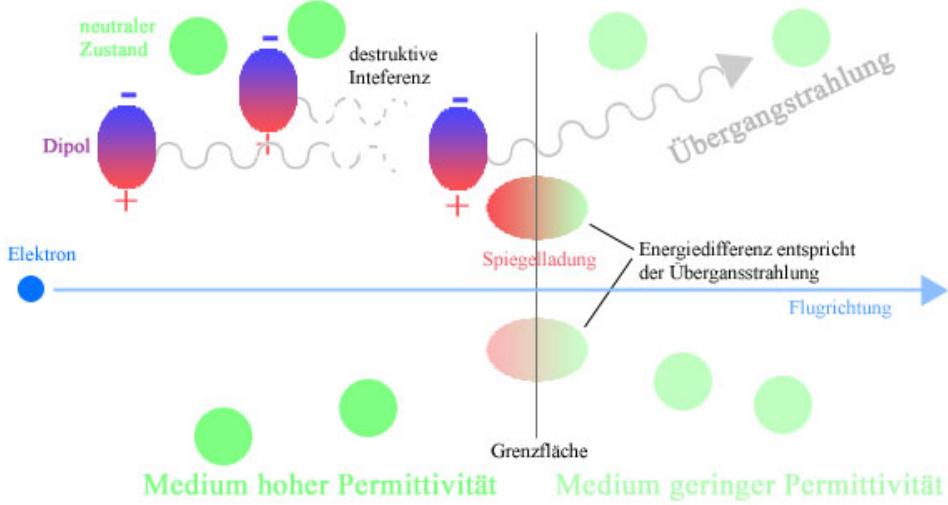


Abbildung 3.2.: Schematische Darstellung der Erzeugung von Übergangsstrahlung (Bild aus [LHC14]).

Die gesamte emittierte Energie der Übergangsstrahlung berechnet sich nach [Ber12]:

$$E_{ges} = \frac{1}{3}(\hbar\omega_P)\alpha z^2\gamma. \quad (3.12)$$

Dabei sind α die Feinstrukturkonstante, γ der Lorentz-Faktor (siehe Formel (A.5) im Anhang A.1), z die Ladungszahl des durchfliegenden Teilchens (für Elektronen und Pionen demnach $z^2 = 1$) und ω_P die Plasmafrequenz der Ladungsdichte im Medium. Für $\hbar\omega_P$ gilt auch [Ber12]:

$$\hbar\omega_P = \sqrt{4\pi N_e r_e^3 m_e c^2 / \alpha} = \sqrt{\rho(Z/A)} \cdot 28,81 \text{ eV}. \quad (3.13)$$

Die Dichte des Mediums ρ hat hier die Einheit g/cm^3 . N_e ist die Elektronendichte im Medium (in Einheiten von r_e^{-3}). Für Styrol und ähnliche Stoffe² ist $\hbar\omega_P \approx 20 \text{ eV}$, für Luft $\hbar\omega_P \approx 0,7 \text{ eV}$.

Aufgrund der starken γ -Abhängigkeit produzieren Teilchen mit großem γ -Wert, d. h. Teilchen mit hoher Energie und kleiner Masse wie Elektronen oder Positronen, mehr Photonen als Teilchen mit kleinem γ -Wert (Teilchen mit niedriger Energie und/oder hoher Ruhemasse wie Pionen). Bei einem γ -Faktor von $\gamma \geq 1000$, das entspricht Elektronen mit Impulsen von 1 GeV/c und darüber, liegt das Photonenspektrum im weichen Röntgenbereich zwischen 2 keV und 40 keV [Ber12]. Eine Abschätzung der Energie ist möglich mit [Kra09]:

$$\langle \hbar\omega \rangle \approx \frac{1}{4}(\hbar\omega_P)\gamma. \quad (3.14)$$

²Styrol bzw. Phenylethen ist ein ungesättigter, aromatischer Kohlenwasserstoff.

Die Photonen werden in kleinen Winkeln θ entlang der Teilchenbahn emittiert [Ber12]:

$$\theta = \frac{1}{\gamma}. \quad (3.15)$$

Um die für einen Einzelprozess geringe Ausbeute an Photonen von $\approx 1,45$ Photonen bei $\gamma \geq 1000$ [ALI01] zu erhöhen, werden z. B. mit Gas gefüllte Folienstapel oder ein Kunststoff-Schaum (siehe Abschnitt 6.5.1), sogenannte *Radiatoren*, verwendet, sodass es eine Vielzahl an Grenzflächen gibt. Abbildung 3.3 zeigt das Energiespektrum der Röntgenphotonen mit und ohne Radiator (aus 200 Mylar³-Folien).

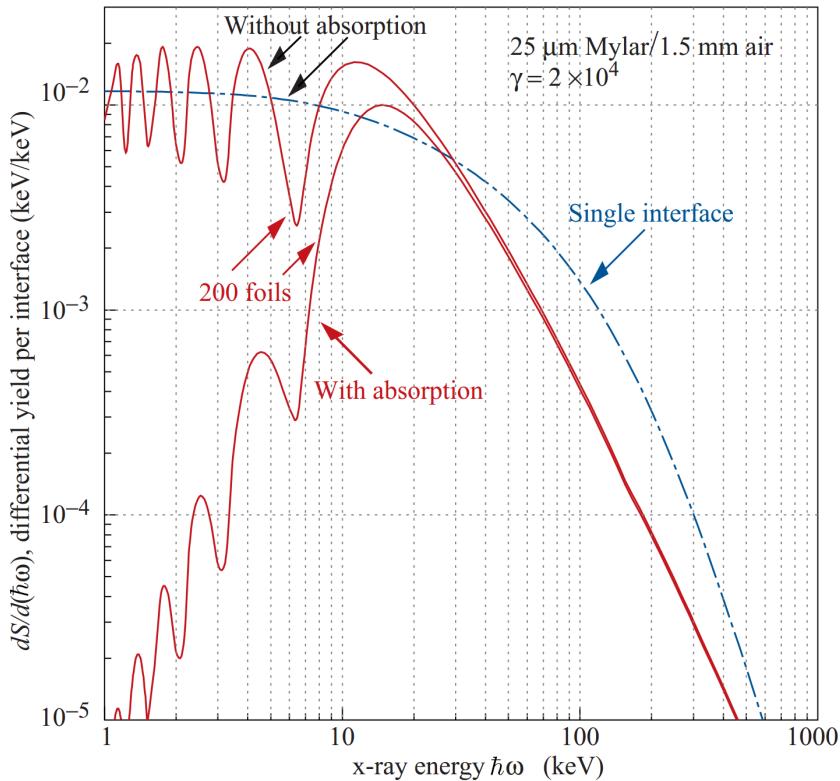


Abbildung 3.3.: Energiespektrum der Röntgenphotonen aus der Übergangsstrahlung mit und ohne Radiator. Die blaue, gepunktete Linie zeigt die Ausbeute für eine einzelne Oberfläche; die rote, durchgezogene Linie die Ausbeute für einen Radiator (200 Lagen aus 25 μm dicken Mylarfolien in Luft mit 1,5 mm Abstand) mit und ohne Absorption (Bild aus [Ber12, S. 37]).

³Mylar ist eine Polyester-Folie aus dem thermoplastischen Kunststoff Polyethylenterephthalat (PET).

Bremsstrahlung

Für Elektronen und Positronen kann die Bethe-Bloch-Formel nur begrenzt angewendet werden, da diese u. a. die gleiche Masse wie die Elektronen in der Atomhülle haben (Korrekturen für ununterscheidbare Teilchen). Daher muss hier insbesondere die Richtungsablenkung durch die Stöße berücksichtigt werden, was zu einer stärkeren und schnelleren Aufweitung eines Elektronenstrahls sorgt [Dem05].

Ein Elektron verliert durch Anregung und Ionisation des Detektormaterials Energie. Bei niedrigen Energien ist dies der primäre Prozess. Zusätzlich tritt noch *Bremsstrahlung* auf, welche bei höheren Energien (ab etwa 20 MeV) der dominierende Energieverlustprozess wird. Durch die Ablenkung im Coulombfeld des Atomkerns werden Elektronen abgebremst und strahlen daher Photonen ab. Analog zur Bethe-Bloch-Gleichung kann für den Energieverlust folgende Relation aufgestellt werden [Dem05]:

$$\left(\frac{dE_e}{dx} \right)_{\text{Brems}} = \frac{4n_a Z^2 \alpha^3 (\hbar c)^2 E_{\text{kin}, e}}{m_e^2 c^4} \cdot \ln \frac{a(E)}{Z^{1/3}}. \quad (3.16)$$

Dabei ist $\alpha = e^2 / (4\pi\epsilon_0 \hbar c)$ die Feinstrukturkonstante, n_a die Atomdichte und a ein numerischer Faktor, welcher den Stoßparameter zwischen Elektron und Kern beschreibt. Bei großen Energien überwiegt die Bremsstrahlung gegenüber Anregung und Ionisation (siehe Abbildung 3.4).

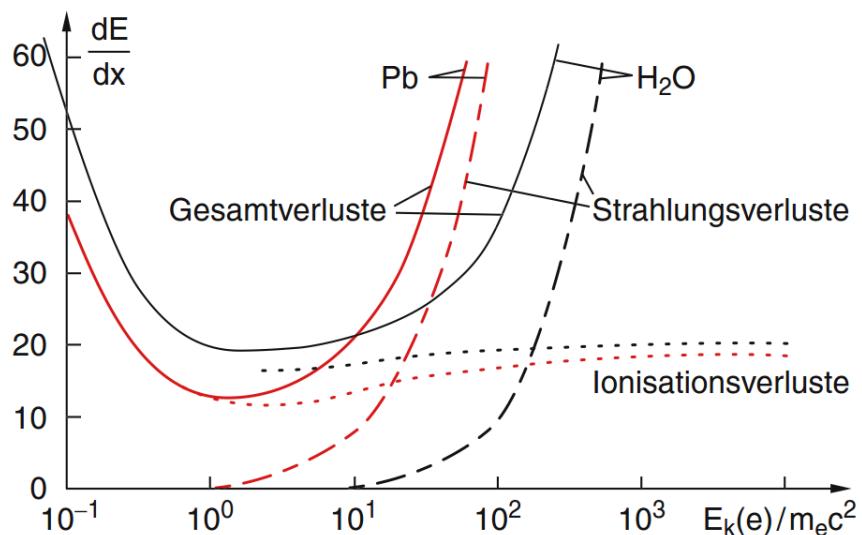


Abbildung 3.4.: Energieverluste von Elektronen in Blei (rote Kurven) und Wasser (schwarze Kurven). Eingetragen sind die Verluste durch Ionisation (gepunktet) und durch Bremsstrahlung (gestrichelt, „Strahlungsverluste“), sowie die Gesamtverlustskurve (durchgezogen) (Bild aus [Dem05, S. 86]).

Die Strahlungslänge kann angenähert werden, wenn die obige Gleichung, bei Vernachlässigung der geringen Energieabhängigkeit von $a(E)$, integriert wird:

$$E_{\text{kin, e}} = E_{\text{kin, e}}(0) \cdot \exp\{-x/x_S\}. \quad (3.17)$$

Dabei ist x_S die Strahlungslänge, nach der die Energie des Elektrons auf $1/e$ abgeklungen ist [Dem05]:

$$x_S = \left[\frac{4n_a Z^2 \alpha^3 (\hbar c)^2}{m_e^2 c^4} \cdot \ln \frac{a(E)}{Z^{1/3}} \right]^{-1}. \quad (3.18)$$

Reichweite von geladenen Teilchen

Die mittlere Reichweite von geladenen Teilchen kann durch die Anfangsenergie E_0 und einem mittleren Energieverlust pro Wegstrecke angegeben werden als [Dem05]:

$$\langle R \rangle = - \int_{E_0}^0 \frac{dE}{dE/dx} \approx f(v) \cdot \frac{E_{\text{kin}}^2}{Mz^2} + R_r. \quad (3.19)$$

Die Näherung gilt für eine kinetische Energie, die viel kleiner als die Ruheenergie der Teilchen ist: $E_{\text{kin}} \ll Mc^2$. Dabei enthält $f(v) \propto E^{-1/2}$ den logarithmischen Teil der Bethe-Bloch-Formel. R_r ist dabei eine vom Absorber, der Teilchenart und von dessen Geschwindigkeit abhängige *Restreichweite*, welche für α -Teilchen in Luft $R_{r,\alpha,\text{Luft}} = 0,2 \text{ cm}$ beträgt.

Für die Reichweite kann folgende Relation aufgestellt werden [Dem05]:

$$\langle R \rangle \propto \frac{E^{3/2}}{Mz^2} + R_r. \quad (3.20)$$

Die mittlere Reichweite steigt mit der kinetischen Energie des Teilchens. Werden verschiedene Teilchen verglichen, zeigt sich, dass $\langle R \rangle$ bei gleicher E_{kin} bei zunehmender Masse M und/oder Ladung $z \cdot e$ abnimmt. Die Weglänge von α -Teilchen ist (mit kleiner Schwankung Δx um $\langle R \rangle$) scharf begrenzt. Bei der vollständigen Abbremsung von relativistischen geladenen Teilchen durchläuft der Energieverlust ein Maximum (*Bragg-Peak*) kurz vor dem vollständigen Stopp. Ein großer Teil der Energie wird in einem begrenzten Bereich am Ende der Teilchenspur deponiert. Ursache ist der steigende Energieverlust je langsamer das Teilchen wird, da der Wirkungsquerschnitt mit sinkender Teilchengeschwindigkeit zunimmt [Dem05].

3.3.2. Wechselwirkung von Photonen mit Materie

Im Gegensatz zu Teilchen, welche durch verschiedene Prozesse abgebremst werden können, werden Photonen entweder (in)elastisch gestreut oder absorbiert (in der Atomhülle oder dem Kern). Auch eine Teilchenerzeugung ist möglich. Im Allgemeinen kann die Intensität von Photonen nach einer bestimmten Weglänge x durch

$$I(x) = I_0 \cdot e^{-\mu x} \quad (3.21)$$

beschrieben werden [Wei09]. Dabei ist I_0 die Intensität zu Beginn der Wechselwirkungen und $1/\mu$ der Photonenabsorptionskoeffizient. Um die Dichte des Absorbers zu berücksichtigen, wird diese in x und in $1/\mu$ aufgenommen, sodass die Einheit g/cm^3 lautet.

Photoeffekt

Die Absorption eines Photons durch ein Hüllenelektron führt zu einer Ionisation des Atoms:



Die kinetische Energie des freien Elektrons entspricht der Energie des Photons abzüglich der Bindungsenergie, die zur Ionisation aufgewendet werden musste: $E_{\text{kin}, e} = E_\gamma - E_B(e^-) = \hbar\omega - E_B(e^-)$. Aus Gründen der Energie- und Impulserhaltung ist dies nur möglich bei gebundenen Elektronen, da der Atomkern so einen Teil des Impulses (Rückstoß) aufnehmen kann.

Für den Wirkungsquerschnitt dieses Photoeffektes gilt (bei nicht zu großen Photonenenergien):

$$\sigma_{\text{Photoeffekt}} \propto Z^5 \cdot E_\gamma^{-7/2} \quad (3.23)$$

Der Photoeffekt ist der dominierende Absorptionsprozess bei schweren Kernen (aufgrund der starken Z -Abhängigkeit) für Energien $E_\gamma = m_e c^2$ [Dem05, Wei09].

Compton-Effekt

Auch beim Compton-Effekt [Wei09] wird das Atom, wie beim Photoeffekt, ionisiert, allerdings nicht durch Absorption des Photons, sondern durch eine elastische Streuung des Photons am Elektron (ab Photonenergien $\hbar\omega \gg E_B$):



Aus der Energieerhaltung folgt, dass die Energie des gestreuten Photons γ' um den Betrag der Bindungsenergie und der kinetischen Energie des Elektrons reduziert ist ($E_{\gamma'} = \hbar\omega - E_B(e^-) - E_{\text{kin},e}$). Die Wellenlänge wird nach [Dem05] größer:

$$\Delta\lambda = h/m_e c (1 - \cos\phi) = \lambda_C (1 - \cos\phi), \quad (3.25)$$

mit ϕ als Streuwinkel des Photons und λ_C als Compton-Wellenlänge, welche nur von der Masse des Streuzentrums, hier dem Elektron, abhängt und im Bereich von Pico- (Elektronen) und Femtometern (Protonen, Neutronen) liegt. Für die Energie des Elektrons nach der Wechselwirkung gilt [Wei09]:

$$E_{\text{kin},e} = \hbar\omega \cdot \frac{\frac{\hbar\omega}{m_e c^2} (1 - \cos\phi)}{1 + \frac{\hbar\omega}{m_e c^2} (1 - \cos\phi)}. \quad (3.26)$$

Der Wirkungsquerschnitt ist proportional zur Anzahl der Elektronen in der Atomhülle [Dem05, Wei09]:

$$\sigma_{\text{Compton}} \propto Z/E_\gamma. \quad (3.27)$$

Sekundäreffekte beim Photo- und Compton-Effekt

Sowohl beim Photo- als auch beim Compton-Effekt wird das Atom ionisiert. Es entstehen hauptsächlich in den inneren Schalen Fehlstellen, welche durch Elektronen aus äußeren Schalen aufgefüllt werden. Dabei wird (Bindungs-)Energie frei, die entweder als charakteristische Röntgenstrahlung oder als Auger-Elektron emittiert wird.

Unter einem (KLM-)Auger-Elektron versteht man die Emission eines Elektrons durch einen *inneren Photoeffekt*. Wird eine Fehlstelle in der K-Schale durch ein Elektron der L-Schale aufgefüllt, wird ein Photon emittiert, welches durch ein Elektron der M-Schale absorbiert wird. Dadurch wird das M-Elektron frei und das Atom zweifach ionisiert. Der Auger-Prozess überwiegt bei Atomen mit kleiner Kernladungszahl Z [Wei09].

Paarbildung

Oberhalb der spezifischen Energie von $\hbar\omega > 2 \cdot 511 \text{ keV} = 1,022 \text{ MeV}$ kann eine Paarbildung [Wei09] erfolgen. Dabei wandelt sich ein Photon mit einer Energie von mindestens der doppelten Ruhemasse des Elektrons ($m_{e,0} = 511 \text{ keV}$) in ein Elektron-Positron-Paar um:

$$\gamma \rightarrow e^+ + e^-. \quad (3.28)$$

Aufgrund der Impulserhaltung muss dies in der Nähe eines Massezentrums (in der Regel ein Atomkern) stattfinden, da dieses einen Teil des Impulses aufnehmen kann.

Der Wirkungsquerschnitt σ^4 ist proportional zu Z^2 [Dem05, Wei09]:

$$\sigma_{\text{Paarbildung}} \propto Z^2 \ln E_\gamma. \quad (3.29)$$

Überblick über die Wechselwirkung von Photonen mit Materie

In Abbildung 3.5 sind die drei Wirkungsquerschnitte der angesprochenen Wechselwirkungen von Photonen mit Materie gegen die Energie der Photonen aufgetragen. Für den Energiebereich bis etwa 0,8 MeV dominiert der Photoeffekt, für $0,8 \text{ MeV} \leq E_\gamma \leq 3 \text{ MeV}$ der Compton-Effekt und ab etwa 5 MeV die Paarbildung. Für Röntgenphotonen mit $1 \text{ keV} \leq E_\gamma \leq 30 \text{ keV}$ ist demnach der Photoeffekt dominierend.

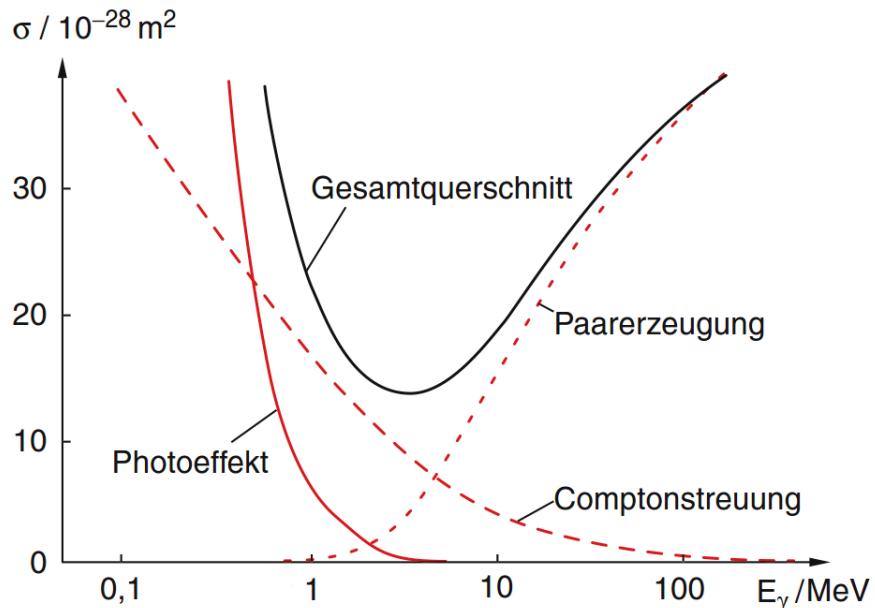


Abbildung 3.5.: Am Beispiel eines Bleiabsorbers ($Z = 82$) ist der Verlauf der Wirkungsquerschnitte gegen die Photonenergie E_γ aufgetragen (Bild bearbeitet nach [Dem05, S. 88f]).

Das bedeutet, dass auch im ALICE TRD, in welchem die typische Energie der Photonen aus der Übergangsstrahlung (TR-Photonen) bei ca. 10 keV liegt, der Photoeffekt dominiert. Abbildung 3.6 zeigt die Strahlungslängen von Photonen im Energiebereich von 1 keV bis 100 keV in den Edelgasen Argon (Ar), Krypton (Kr) und Xenon (Xe). Für

⁴Dabei handelt es sich um ein Maß für die Wahrscheinlichkeit für eine Wechselwirkung zwischen einfallender Strahlung oder einem einem einfallenden Teilchen mit einem anderen Teilchen. Der Wirkungsquerschnitt wird in der Einheit Barn ($1 \text{ b} = 100 \text{ fm}^2$) angegeben [Wei09].

TR-Photonen mit 10 keV beträgt die Absorptionslänge in Xenon etwa 1 cm. In Argon und Krypton sind die Absorptionslängen um mehrere Faktoren größer, sodass die Wahl auf Xenon gefallen ist.

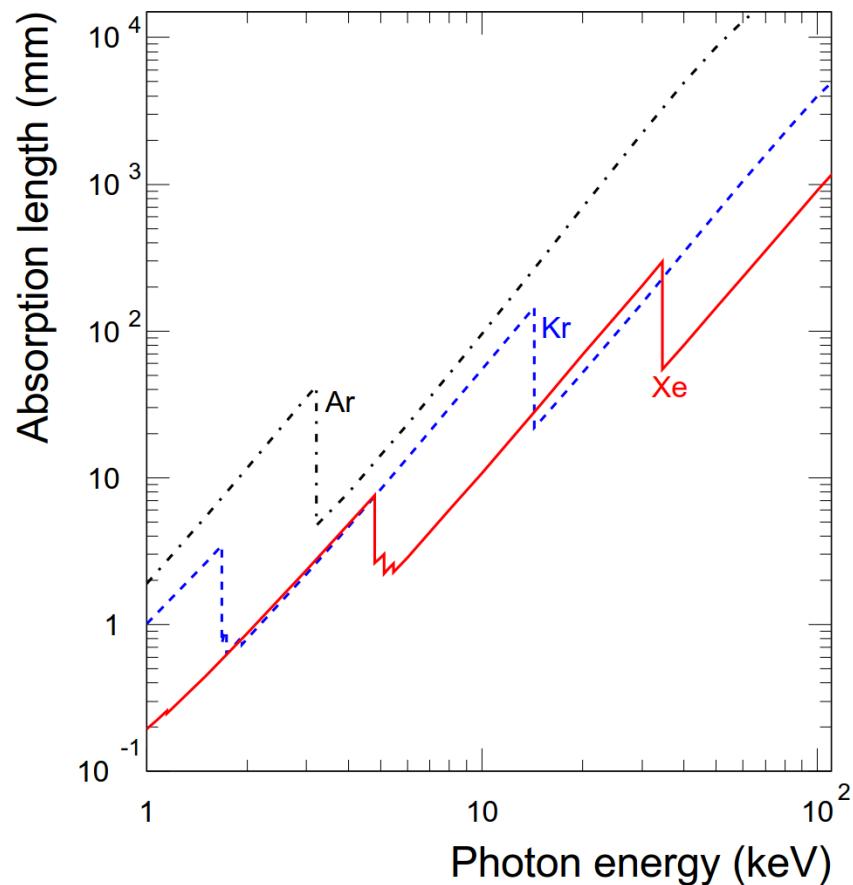


Abbildung 3.6.: Strahlungslänge von Photonen in den Edelgasen Argon (Ar), Krypton (Kr) und Xenon (Xe) (Bild aus [ALI01, S. 19]).

4. Gasdetektoren

Für jede Art von Detektor sind seine Empfindlichkeit, die Energie-, Zeit- und Ortsauflösung sowie die Differenzierung zwischen verschiedenen Teilchenarten wesentliche Parameter. Da-her bestimmen die zu messenden Teilchen, deren Eigenschaften (z. B. kinetische Variablen, Lebensdauer) sowie die physikalische Fragestellung und die technischen Randbedingungen des Experimentes die Wahl des Detektors [Dem05, Sta10].

Abbildung 4.1 zeigt die Strom-Spannungs-Kennlinie für verschiedene mit Gas gefüllte Ionisationsdetektoren. Die Arbeitsbereiche sind eingetragen und werden in den folgenden Abschnitten, wenn die Funktionsweise von Gasdetektoren erklärt wird, diskutiert. Gasdetektoren spielen in der Teilchenphysik eine große Rolle. So sind sowohl der Transition Radiation Detector (TRD) des ALICE Experiments (siehe Abschnitt 6.5), als auch der GOOFIE (siehe Abschnitt 7) Gasdetektoren.

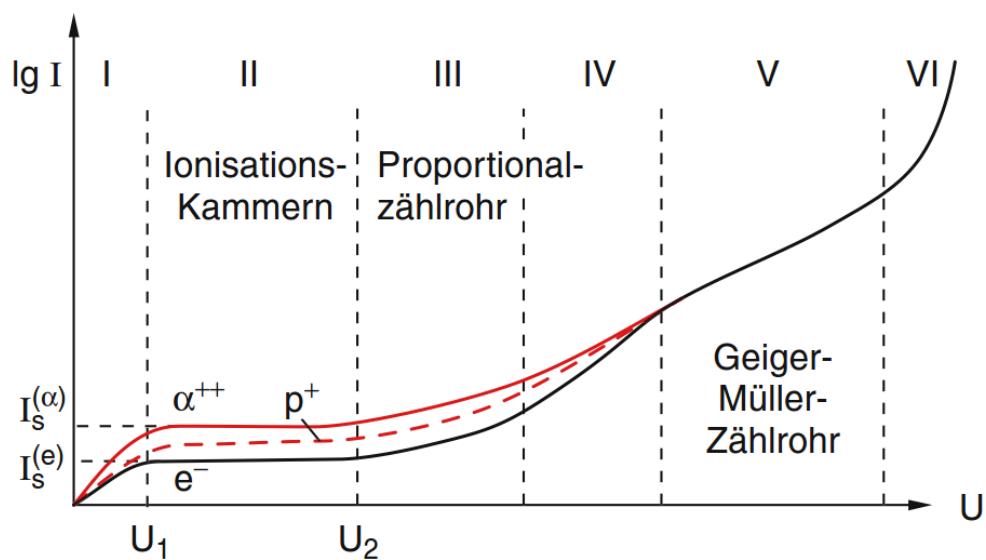


Abbildung 4.1.: I - U -Kennlinie und Arbeitsbereiche für Gasdetektoren am Beispiel verschiedener Ladungsträger (α^{++} , p^+ und e^-). Die Höhe der gemessenen Stromstärke ist abhängig von der Teilchensorte, da sich deren spezifische Ionisation unterscheidet (Bild aus [Dem05, S. 92]).

4.1. Ionisationskammer

Gasgefüllte Ionisationskammern [Dem05] sind die einfachsten Ionisationsdetektoren und bestehen aus zwei Elektroden in einer mit Gas gefüllten Kammer (siehe Abbildung 4.2). Zwischen den Elektroden wird eine konstante Spannung angelegt, sodass durch ein durchfliegendes Teilchen erzeugte Ladungsträger (Elektronen und Kationen, siehe Abschnitt 3.3) im homogenen elektrischen Feld eine Beschleunigung erfahren. Die Ladungsträger – üblicherweise werden nur die Elektronen gemessen, da die Kationen aufgrund der größeren Masse sehr viel langsamer driften – werden auf der Elektrode als Spannungspuls gemessen. Der zeitliche Verlauf $I(t) = dQ/dt$ ist von der Driftgeschwindigkeit der Elektronen (siehe Kapitel 5) abhängig. Das Signal wird anschließend verstärkt und ausgelesen. Die Ionisationskammer arbeitet im Arbeitsbereich II (Abbildung 4.1).

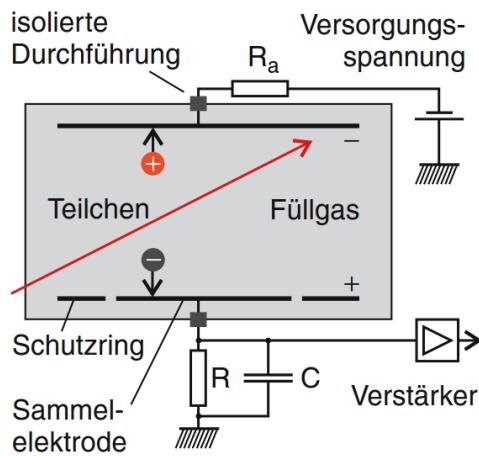


Abbildung 4.2.: Schematische Zeichnung einer Ionisationskammer (Bild aus [Dem05, S. 91]).

Freie Elektronen auf dem Weg zur Elektrode werden auch mit einer von der Ladungsträgerdichte abhängigen Wahrscheinlichkeit durch ein Kation eingefangen, sodass eine *Rekombinationsrate* [Dem05]

$$\frac{dn}{dt} = \alpha \cdot n^+ \cdot n^- \quad (4.1)$$

definiert werden kann. $n^+ \cdot n^-$ ist das Produkt der Ladungsträgerkonzentrationen, welche von der elektrischen Feldstärke und dem Gas abhängig ist. Aufgrund der höheren Driftgeschwindigkeit von Elektronen, ist deren Konzentration niedriger als diejenige der Kationen. Der *Rekombinationskoeffizient* α ist abhängig von der Art der Ionen. Für die Rekombination von Elektronen an Kationen liegt der Wert in der Größenordnung von $\alpha_e \approx 10^{-16} \text{ m}^3 \text{s}^{-1}$ und damit deutlich niedriger als bei der Rekombination von negativen und positiven Ionen ($\alpha_{\text{Ionen}} \approx 10^{-12} \text{ m}^3 \text{s}^{-1}$). Dies ist ein weiterer Grund, weshalb Elektronen als Signal gemessen

werden. Besonders relevant wird die Rekombination bei Ionisationsdetektoren, wenn die Ladungsträgerpaare an verschiedenen Stellen im Detektor erzeugt werden. Dann driften die Ladungsträger durch Bereiche, in denen durch Ionisation bereits Ladungsträgerpaare produziert wurden und die Rekombinationswahrscheinlichkeit nimmt zu. Dadurch stellt sich im Signal eine Sättigung ein.

In Abbildung 4.1 ist der Arbeitsbereich der Ionisationskammer eingetragen. Im Bereich zwischen $U_0 = 0$ V und U_1 steigt der Strom linear an, da die Driftgeschwindigkeit größer wird und damit die Rekombinationsrate sinkt. Zwischen U_1 und U_2 , dem Arbeitsbereich der Ionisationskammer, wird ein Sättigungsstrom I_s erreicht, da alle Ladungsträger die Elektrode erreichen. Die Spannung U_2 bleibt dabei unter dem für eine Sekundärionisation notwendigen Wert. Die Höhe des Sättigungsstroms ist abhängig von der Teilchensorte, da die spezifische Ionisation z. B. für α -Teilchen höher ist als für Elektronen, was eine Unterscheidung zwischen verschiedenen Teilchen ermöglicht.

4.2. Proportionalzählrohr

Das Proportionalzählrohr basiert auf dem gleichen Prinzip wie die Ionisationskammer. Hier wird jedoch ein zylindrischer Aufbau verwendet, wobei das Rohr oft auf Erdpotential eingestellt wird und die Anode als Draht in der Mitte realisiert wird. Damit ist auch das elektrische Feld nicht mehr homogen, sondern vom Radius r abhängig [Mes06]:

$$\vec{E}(r) = \frac{U}{r \cdot \ln(a/b)} \cdot \vec{e}_r. \quad (4.2)$$

a und b sind dabei die Radien des Rohrs bzw. des Drahtes. Für die kinetische Energie der Elektronen gilt:

$$E_{\text{kin}}(r) = -e \cdot \int_{r_1}^r \vec{E}(r) \cdot \vec{e}_r \, dr = eU \cdot \frac{\ln(r_1/r)}{\ln(a/b)}. \quad (4.3)$$

Abhängig von der Ionisierungsenergie des Füllgases und der angelegten Spannung bzw. der kinetischen Energie der Elektronen können die Elektronen auf ihrem Weg zur Elektrode durch Stoßionisation weitere Ladungsträgerpaare erzeugen (*Sekundärionisation*). Die Größenordnung für die notwendige Feldstärke liegt im Bereich von 10^4 V/cm, ab dieser Feldstärke arbeitet das Proportionalzählrohr im Bereich III (siehe Abbildung 4.1). Für diesen Arbeitsbereich ist die Feldstärke so zu wählen, dass die Sekundärionisation nur in einem begrenzten Bereich $r \leq r_0$ um den Draht erfolgt. Dadurch findet nur dort eine Ladungsträgervervielfachung statt und der Multiplikationsfaktor ist unabhängig vom

Ort der Erzeugung der Primärladungsträger. In diesem Proportionalitätsbereich ist der gemessene Strom I_a proportional zum Primärstrom I_p und der Multiplikationsfaktor (oder Gasverstärkungsfaktor) somit $k = I_a/I_p =$ (bis zu) 10^4 . Wie auch bei der Ionisationskammer unterscheiden sich die gemessenen Stromstärken in Abhängigkeit des primären Ionisationsteilchens. Oberhalb des typischen Arbeitsbereiches eines Proportionalzählrohres schließt sich der Bereich IV (Abbildung 4.1) an. Bei steigender Spannung nähern sich die Stromstärken an, da die Ladungsträgerdichte zunimmt und die Kationen durch ihre Raumladung das elektrische Feld teilweise abschirmen. Damit werden die Unterschiede zwischen den verschiedenen Teilchen verringert.

Der gemessene Spannungsimpuls U_A , welche über die Kapazität C an der Sammelelektrode ausgelesen wird, ist von der Anzahl N der primär erzeugten Ladungsträgerpaare abhängig und proportional zur Energie des einfallenden Teilchens E_0 . Der Spannungspuls wird daher auch durch den Multiplikationsfaktor k bestimmt [Mes06]:

$$U_A = N \cdot e \cdot k/C \propto E_0 \cdot k/C. \quad (4.4)$$

Über die Höhe des Spannungspulses kann auf die Teilchenart oder -energie des primären Teilchens geschlossen werden. Mithilfe von Proportionalzählern ist eine Energieauflösung von $\Delta E/E \approx 0,1$ erreichbar [Dem05].

4.3. Geiger-Müller-Zählrohr

Ein Geiger-Müller-Zählrohr [Dem05] entspricht vom Aufbau einem Proportionalzählrohr. Allerdings wird das Geiger-Müller-Zählrohr mit höheren Spannungen betrieben, sodass der Bereich der Sekundärionisation sehr viel größer ist und auch das gesamte Gasvolumen einnehmen kann. Damit erhält man eine unselbstständige Entladung und jedes primäre Ladungsträgerpaar produziert außerhalb des Proportionalitätsbereichs weitere Ladungsträger im gesamten Gasvolumen. Über den Spannungspuls U_A kann keine Aussage mehr über die Art (und Energie) des einfallenden Teilchens gemacht werden. Damit kann ein Geiger-Müller-Zählrohr lediglich zum Nachweis von Strahlungsquellen dienen, jedoch nur eingeschränkt Rückschlüsse auf die Intensität der Strahlung ermöglichen. Über die Wahl des Eintrittsfensters, welches bestimmte Teilchen oder Teilchenenergien ausschließen kann, kann der Messbereich jedoch eingeschränkt werden.

Die Gasentladung reduziert die Kapazität des Zählrohres C_Z , sodass die über einen großen Widerstand R_a zugeführte Zählrohrspannung einbricht und keine weitere Ionisierung stattfindet. Erst nach einer *Totzeit* $\tau_a = R_a \cdot C_Z$, in welcher die Spannung wieder aufgebaut

wird kann erneut Strahlung detektiert werden. Die Totzeit ist üblicherweise länger als die Entladungszeit.

4.4. Vieldraht-Proportionalkammer

Eine Weiterentwicklung des Proportionalzählrohrs sind Vieldraht-Proportionalkammern (siehe Abbildung 4.3) [Mes06, Sau77]. Hier sind viele dünne Anodendrähte mit dem gleichen Potential in einem Sandwich-Layout in geringen äquidistanten Abständen (typischerweise wenige mm) parallel angeordnet. Zur Kathode entsteht ein homogenes elektrisches Feld und lediglich in einem schmalen Schlauch um die Anodendrähte – analog zum Proportionalzählrohr – kann, aufgrund hoher Feldstärken, eine Verstärkung im Proportionalbereich stattfinden. Der Abstand zwischen Anodendraht und Kathode muss dabei wenigstens dreimal so groß sein wie der Abstand zwischen den Anodendrähten, um ein möglichst homogenes Feld zu erzeugen.

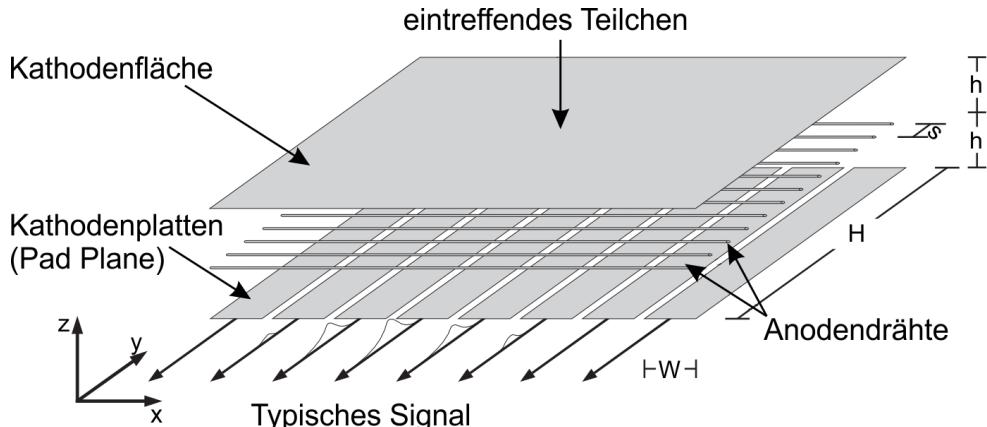


Abbildung 4.3.: Schematische Zeichnung einer Vieldraht-Proportionalkammer mit aufgetragenem typischen Signal der induzierten Ladungen auf den einzelnen Pads (Bild modifiziert nach [Ber09, S.19]).

Mithilfe von Vieldraht-Proportionalkammern kann eine Teilchenspur vermessen werden [ALI01], deren Ortsauflösung senkrecht zum Anodendraht (y -Richtung in Abbildung 4.3) vom Abstand zwischen den Anodendrähten abhängig ist. Um auch eine Ortsauflösung entlang der Anodendrähte (x -Richtung) zu erhalten, ist die Kathode in Pads (*Pad Plane*) segmentiert, auf welchen die induzierte Spannung gemessen wird (siehe Abbildung 4.3). Mithilfe der *Pad Response Function* kann die Ortsauflösung in x -Richtung verbessert werden, da damit die Signale benachbarter Pads bei der Spurrekonstruktion ebenfalls

ausgewertet werden. Für eine dreidimensionale Spurrekonstruktion können nun mehrere Vieldraht-Proportionalkammern übereinander betrieben werden. Alternativ kann die Vieldraht-Proportionalkammer mit einem Driftbereich kombiniert und die z -Koordinate über die Messung des zeitlichen Signalverlaufs bestimmt werden. Für diesen Fall werden, abweichend von der obigen schematischen Zeichnung, anstelle einer Kathodenfläche parallel zu den Anodendrähten Kathodendrähte als weitere Elektrode gespannt. Die Kathodenfläche wird zudem senkrecht zu diesen Drähten segmentiert (Pad Plane). Dieser Aufbau wird im ALICE TRD (siehe Abschnitt 6.5) verwendet und ist schematisch in Abbildung 6.6 gezeigt. Die Funktionsweise einer Driftkammer wird im folgenden Abschnitt beschrieben.

4.5. Driftkammer

Für die dreidimensionale Bestimmung eines Ereignispunktes auf wenige μm kann eine Vieldraht-Proportionalkammer verwendet werden, in welcher für die z -Koordinate zusätzlich die Driftzeit der Elektronen berücksichtigt (Vieldraht-Driftkammer) wird. Damit ist auch die dreidimensionale Rekonstruktion der Teilchenspur möglich [Mes06, Sau77]. Eine schematische Darstellung einer einfachen Driftkammer mit nur einem Anodendraht ist in Abbildung 4.4 dargestellt.

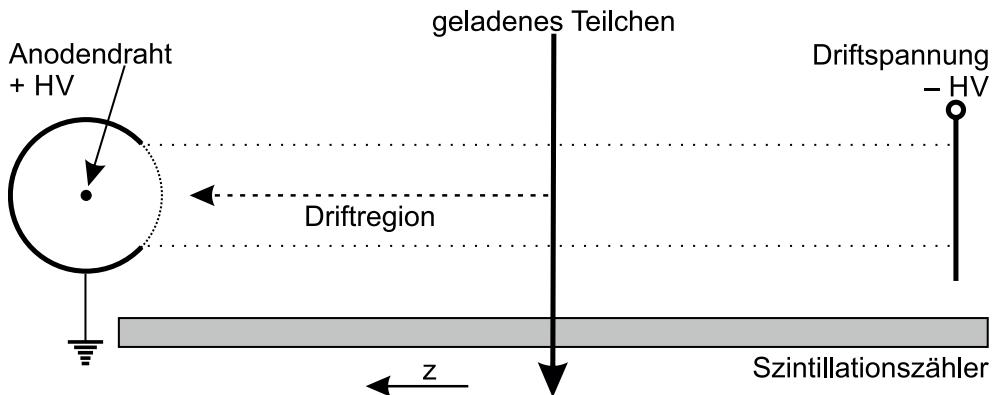


Abbildung 4.4.: Schematische Zeichnung einer Driftkammer im Querschnitt. Ein geladenes Teilchen fliegt durch ein elektrisches Feld und erzeugt im Gasvolumen Ladungsträger, die zur Anode driften und dort ein Signal erzeugen. Der Zeitpunkt der Ladungserzeugung wird mit einem Szintillationszähler gemessen. Über die zeitliche Differenz beider Signale kann bei bekannter Driftgeschwindigkeit die z -Komponente bestimmt werden (Bild nach [Sau77, S.74]).

Hier werden im Driftdetektor durch ein geladenes Teilchen Ladungsträgerpaare erzeugt. Gleichzeitig wird durch den Szintillationszähler der Zeitpunkt der Ladungserzeugung t_0

gemessen. Durch Messung des Zeitraumes zwischen Ladungserzeugung und -detektion (t_1) kann bei bekannter Driftgeschwindigkeit v_D von Elektronen im vorhandenen elektrischen Feld und der Gassorte die z -Komponente des Ort der Ladungserzeugung bestimmt werden [Sau77]:

$$z = \int_{t_0}^{t_1} v_D \, dt \quad \xrightarrow{v_D=\text{konstant}} \quad z = (t_1 - t_0) \cdot v_D. \quad (4.5)$$

In Vieldraht-Proportionalzählern fehlt der zusätzliche Startdetektor, sodass die aus der Messung in Driftkammern bekannten Driftgeschwindigkeiten benötigt werden, um den Ort der Ladungserzeugung zu bestimmen und damit die Teilchenspur dreidimensional zu vermessen. Die TPC und der TRD im ALICE Experiment (siehe Kapitel 6.4) funktionieren nach diesem Prinzip.

Eine Driftkammer kann auch genutzt werden, um die Driftgeschwindigkeit für Elektronen in einem vorgegebenen elektrischen Feld in der gewünschten Gassorte zu messen. Hier muss dann neben dem Zeitpunkt der Ladungserzeugung noch der Ort der Ladungsträgererzeugung gemessen oder dieser Ort durch bauliche Anpassungen der Driftkammer festgelegt werden. Mit diesen beiden Angaben und der Messung der Driftzeit kann die Driftgeschwindigkeit ermittelt werden.

5. Teilchentransport in Gasen

Der Ladungstransport in Gasen gelingt nur, wenn Atome bzw. Moleküle ionisiert werden, das Gas demnach leitfähig geworden ist. In Kapitel 3.3 sind die relevanten Prozesse aufgeführt, durch welche ein ungeladenes Gas ionisiert werden kann. Die Ladungsträger rekombinieren nach einer Zeit (siehe Gleichung (4.1)) bzw. nach einer mittleren freien Wegstrecke, sodass die Anzahl der freien Ladungsträger begrenzt wird. Ohne konstanten Nachschub an Ladungsträgern verschwindet die Ionisation des Gases in den meisten Fällen nach einiger Zeit.

Die Bewegung von geladenen Teilchen mit der Masse m und Ladung q in elektrischen Feldern \vec{E} und magnetischen Feldern \vec{B} kann durch die Gleichung der Lorentzkraft beschrieben werden:

$$\vec{F} = m \cdot \frac{d\vec{v}}{dt} = q \cdot (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}). \quad (5.1)$$

Dabei ist \vec{v} die Geschwindigkeit des geladenen Teilchens¹. Diese Bewegungsgleichung beschreibt eine spiralförmige Bahn (für zueinander orthogonale Felder), welche aufgrund der Kollisionen mit Gasmolekülen von den geladenen Teilchen nicht vollzogen werden kann. Stattdessen bewegen sich die Teilchen auf der *mittleren freien Wegstrecke* λ auf geraden Bahnen und werden nach einem Stoß in eine andere Richtung abgelenkt (*Brownsche Molekularbewegung*). Damit muss die obige Gleichung erweitert werden zu [BRR08]

$$m \cdot \frac{d\vec{v}}{dt} = e \cdot (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) - \frac{m}{\tau} \vec{v}, \quad (5.2)$$

wobei τ die mittlere Zeit zwischen zwei Kollisionen des Teilchens mit dem Gas (*mittlere freie Flugdauer*) repräsentiert. Auch ist τ abhängig vom elektrischen Feld \vec{E} und der Gassorte [Sau77]. Die mittlere freie Weglänge λ kann über [Mes06]

$$\lambda = u \cdot \tau \quad (5.3)$$

¹Wie schon zuvor geschrieben, interessieren im Wesentlichen Elektronen.

definiert werden, wobei u die mittlere Geschwindigkeit der Elektronen zwischen zwei Kollision ist [BRR08].

5.1. Vereinfachung für ein verschwindendes Magnetfeld

Im Folgenden wird der einfache Fall angenommen, dass kein Magnetfeld ($\vec{B} = 0$) vorhanden ist² und damit \vec{v} entlang des elektrischen Feldes \vec{E} verläuft. Zudem sei die Teilchengeschwindigkeit v für in Bezug auf große τ große Zeiträume $t \gg \tau$ konstant ($d\vec{v}/dt = 0$), da die aus dem elektrischen Feld gewonnene kinetische Energie bei einem Stoß abgegeben wird und sich dadurch eine im zeitlichen Mittel konstante (makroskopische) Driftgeschwindigkeit \vec{v}_D einstellt. Es gilt damit:

$$0 = e\vec{E} - \frac{m}{\tau}\vec{v}_D \quad (5.4)$$

$$\Rightarrow \vec{v}_D = \frac{e}{m}\tau\vec{E} = \mu\vec{E}, \quad (5.5)$$

mit der *Beweglichkeit* [BRR08, Mes06, Sau77]:

$$\mu = \frac{e}{m}\tau. \quad (5.6)$$

\vec{v}_D kann, zusammen mit Gleichung (5.3), auch geschrieben werden als [BRR08, Mes06, Sau77]:

$$\vec{v}_D = \frac{e}{m}\tau\vec{E} = \frac{e}{m}\frac{\lambda(\varepsilon)}{u}\vec{E}. \quad (5.7)$$

Die mittlere freie Wegstrecke λ ist zudem abhängig von der Teilchenzahldichte der neutralen Gasmoleküle N und dem Wirkungsquerschnitt σ des Gases, welcher wiederum eine Funktion der kinetischen Energie ε der Elektronen ist, und es gilt nach [BRR08]

$$\lambda(\varepsilon) = \frac{1}{N\sigma(\varepsilon)} \quad (5.8)$$

$$\text{und } \tau = \frac{1}{N\sigma(\varepsilon)u}. \quad (5.9)$$

Unter Verwendung der thermischen Zustandsgleichung für das ideale Gas ($N \approx pV/RT$) und der obigen Relation für die mittlere freie Weglänge $\lambda(\varepsilon)$ wird deutlich, dass die Driftgeschwindigkeit \vec{v}_D proportional zu $1/N$ (bzw. damit auch $\propto 1/\rho_{\text{Gas}}$) und damit zu

²Für den experimentellen Aufbau des GOOFIE, siehe Kapitel 7, trifft dies zu, sodass weitergehende Überlegungen zur Driftgeschwindigkeit in Magnetfeldern an dieser Stelle nicht notwendig sind.

T/p ist:

$$\vec{v}_D = \frac{e}{m N \sigma(\varepsilon) u} \vec{E} \Rightarrow \vec{v}_D \propto \frac{1}{N} \vec{E} \Rightarrow \vec{v}_D \propto \frac{T}{p} \vec{E}. \quad (5.10)$$

Das bedeutet, dass die Driftgeschwindigkeit umso größer ist, je höher die Temperatur des Gases bzw. je geringer der Gasdruck ist (bei konstantem elektrischen Feld), was gleichbedeutend mit einem kleineren Wirkungsquerschnitt ist ($\vec{v}_D \propto \sigma^{-1}(\varepsilon) \vec{E}$). Das folgt daraus, dass die Zeit zwischen zwei Kollisionen zunimmt und der Gewinn an kinetischer Energie ε_E aus dem elektrischen Feld dadurch größer ausfällt. Weiter oben wurde bereits auf den mittleren anteiligen Energieverlust pro Stoß hingewiesen, welcher durch $\Delta_\varepsilon = \varepsilon_{\text{Stoß}} / \varepsilon_E$ definiert wird, sodass für die Energiebilanz formuliert werden kann [BRR08]:

$$\frac{\lambda}{v_D \tau} \Delta_\varepsilon \varepsilon_E = eE \lambda. \quad (5.11)$$

Die gesamte Energie ε setzt sich aus der Energie aus dem elektrischen Feld und der thermischen Energie des ideales Gases zusammen:

$$\varepsilon = \frac{1}{2} m u^2 = \varepsilon_E + \frac{3}{2} k_B T. \quad (5.12)$$

Dabei ist k_B die *Boltzmann-Konstante*. Für den Fall der Gasdetektoren gilt $\varepsilon_E \gg 2k_B T/3$ [BRR08], sodass die Näherung $\varepsilon \approx \varepsilon_E$ verwendet werden kann. Mit den Gleichungen (5.7), (5.9), (5.11) und (5.12) können die Gleichgewichtsgeschwindigkeiten definiert werden [BRR08]:

$$v_D^2 = \frac{eE}{mN\sigma} \sqrt{\frac{\Delta_\varepsilon}{2}}, \quad (5.13)$$

$$u^2 = \frac{eE}{mN\sigma} \sqrt{\frac{2}{\Delta_\varepsilon}}. \quad (5.14)$$

Die Edelgase Argon und Xenon haben – wie viele andere Gase auch – ein Minimum im Wirkungsquerschnitt (*Ramsauer-Minimum*) aufgrund des quantenmechanischen Charakters des Stoßprozesses bei einer (mittleren) Elektronenenergie von $\varepsilon \approx 0,25$ eV (Argon) [BRR08, Sau77], $\varepsilon \approx 0,30$ eV (Methan) [BRR08] bzw. $\varepsilon \approx 0,15$ eV (Xenon) [HS69]. Abbildung 5.1 zeigt den Verlauf des Wirkungsquerschnittes für Argon und Methan (CH_4) im Energiebereich von $0,001$ eV $\lesssim \varepsilon \lesssim 10$ eV. Außerdem ist der durchschnittliche anteilige Energieverlust pro Kollision Δ_ε gegen die Energie der Elektronen aufgetragen.

Erklärbar ist dies dadurch, dass insbesondere größere (organische) Moleküle schon bei niedrigen Energien (in ihren Rotationszuständen) angeregt werden können, weshalb Δ_ε

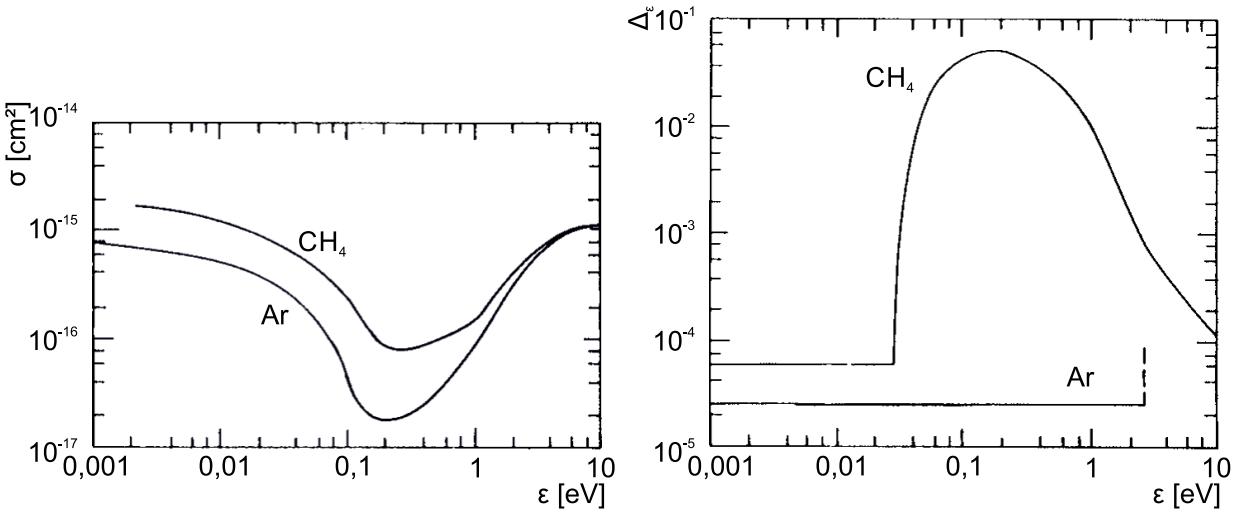


Abbildung 5.1.: *Links:* Effektiver Wirkungsquerschnitt (nach Ramsauer) $\sigma(\epsilon)$ für Elektronen in Argon und Methan (CH_4) als Funktion ihrer Energie.
Rechts: Anteiliger Energieverlust pro Kollision $\Delta\epsilon$ in Argon und Methan (CH_4) als Funktion ihrer Energie (Bilder modifiziert aus [BRR08, S.55]).

schnell ansteigt (siehe Abbildung 5.1, rechts), wohingegen die Ionisierungsenergien bei Edelgasen (für Argon z. B. 15,8 eV [KRR14]) um mehrere Größenordnungen höher liegen und bei niedrigeren Energien lediglich elastische Stöße stattfinden. So verlieren die Elektronen beim Driften bereits bei niedrigen Driftgeschwindigkeiten Energie an die großen Moleküle und das Maximum der Energieverteilung verschiebt sich zum Ramsauer-Minimum, d. h. in den Bereich, in welchem der mittlere Wirkungsquerschnitt minimal wird. In diesem Bereich können die Elektronen aufgrund der längeren freien Weglängen stärker beschleunigt werden und die makroskopische Driftgeschwindigkeit ist maximal.

Abbildung 5.2 zeigt den Verlauf der Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der elektrischen Feldstärke für verschiedene Gase. Elektronen haben in Methan (CH_4) und Ethen (C_2H_4) bei gleicher Beschleunigung deutlich höhere Driftgeschwindigkeiten als in Kohlendioxid (CO_2), Stickstoff (N_2) und Argon (Ar). Außerdem wird zwischen „hot gases“ (z. B. Argon) und „cold gases“ (z. B. CO_2) [BRR08] unterschieden, abhängig von den möglichen Elektronenenergien im jeweiligen Gas. Ist diese oberhalb der thermischen Energie („hot gases“) liegt ein Feld-dominiertes Verhalten vor. Bei „cold gases“ sind für das gleiche Verhalten höhere Feldstärken notwendig, da hier der relative Energieverlust höher ist [ALI01, BRR08]. Sichtbar ist, dass die Driftgeschwindigkeit stark abhängig von der Gassorte ist. Allerdings variiert diese ebenfalls für Gasmischungen über einen großen Bereich. Der Wirkungsquerschnitt und der partielle Energieverlust pro Kollision für Gasmischungen mit i Gassorten setzen sich dabei aus der Summe der einzelnen Parameter für die reinen Gase und deren

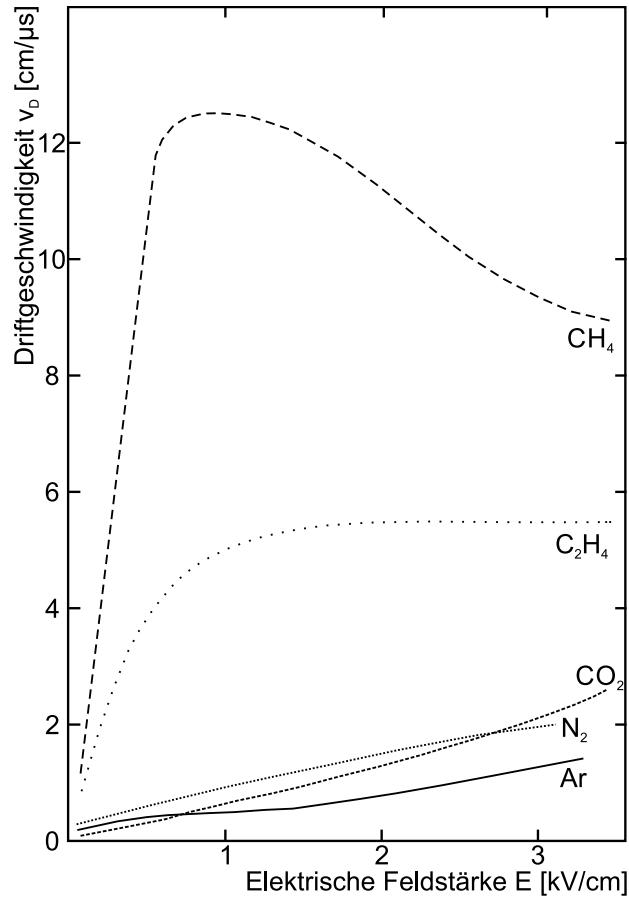


Abbildung 5.2.: Driftgeschwindigkeit von Elektronen in verschiedenen Gasen (Ar, CO₂, N₂, C₂H₄ und CH₄) in Abhängigkeit von der elektrischen Feldstärke (Bild modifiziert nach [Sau77, S.24]).

Teilchenzahldichten zusammen. Es gilt [BRR08]:

$$\sigma(\varepsilon) = \sum n_i \sigma_i(\varepsilon) / N, \quad (5.15)$$

$$\Delta(\varepsilon) \sigma(\varepsilon) = \sum n_i \Delta_i(\varepsilon) \sigma_i(\varepsilon) / N, \quad (5.16)$$

$$\text{mit } N = \sum n_i. \quad (5.17)$$

Abbildung 5.3 zeigt die simulierte Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit vom elektrischen Feld für verschiedene Mischungsverhältnisse von Argon und CO₂. Zu sehen ist, dass die maximale Driftgeschwindigkeit mit zunehmender CO₂-Konzentration (10 % bis 50 %) ansteigt, diese allerdings erst bei höheren elektrischen Feldstärken erreicht wird.

Mit zunehmendem elektrischen Feld steigen auch die kinetische Energie des Elektrons und der Wirkungsquerschnitt, wohingegen der mittlere Energieverlust pro Kollision Δ_ε im Gegenzug kleiner wird (siehe [BRR08]). Das bedeutet nun, dass das Ramsauer-Minimum

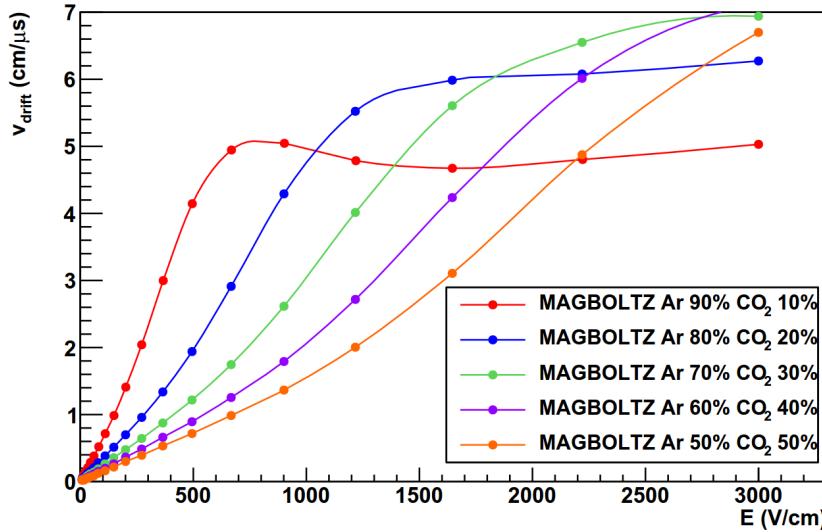


Abbildung 5.3.: Simulierte Driftgeschwindigkeit von Elektronen in verschiedenen Argon-CO₂-Gasmischungen in Abhängigkeit vom elektrischen Feld (Bild aus [Pop11, S.57]).

der Gasmischung nicht erreicht werden kann und damit die Driftgeschwindigkeit insgesamt absinkt. Ab einem vom Mischungsverhältnis abhängigen Wert erreicht die Driftgeschwindigkeit ein Plateau. Erst bei deutlich höheren Feldstärken ($\Delta E > 2$ kV/cm) steigt die Driftgeschwindigkeit erneut, jedoch langsamer, an.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass die Driftgeschwindigkeit von mehreren Parametern abhängig ist, darunter von der elektrischen Feldstärke E , dem Wirkungsquerschnitt $\sigma(\varepsilon)$ und dem anteiligen Energieverlust $\Delta(\varepsilon)$. Gleichzeitig spielen die Gassorte oder die genaue Zusammensetzung der Gasmischung eine Rolle.

Üblicherweise kommen in Driftkammern (bzw. im Allgemeinen in Gasdetektoren) Gasmischungen zum Einsatz. Einem Edelgas werden meist einige Volumenprozent CO₂ als Lösungsgas (engl. „Quencher“) beigesetzt. Im ALICE TRD werden 15 % CO₂ in Xenon eingesetzt [ALI01]. Lösungsgase werden benötigt, um die von angeregten Edelgasatomen emittierten Photonen einzufangen. Damit wird verhindert, dass diese Photonen wiederum Ladungsträger freisetzen können (siehe Abschnitt 3.3.2) und sich Ladungslawinen bilden. Zu einer effektiven Absorption der Photonen trägt eine geringe Anregungsenergie, z. B. durch Anregung der Rotations- und Vibrationszustände, des Lösungsgases bei. CO₂ wird verwendet, da es nicht brennbar ist und keinen Wasserstoff enthält, welcher ansonsten einen zusätzlichen Untergrund („knock-on“ Protonen) erzeugen würde.

5.2. Diffusion von Elektronen

Zunächst soll der einfache Fall ohne äußere elektrische oder magnetische Felder betrachtet werden. Elektronen (und Ionen) verlieren Energie durch Stöße mit dem Gas und die Bewegung ist ungerichtet (*Brownsche Molekularbewegung*). Damit schwankt auch die Driftgeschwindigkeit der Elektronen um einen Mittelwert. Eine Ladungswolke wird im Laufe der Zeit isotrop diffundieren und die Energieverteilung der Elektronen wird an die thermische Energieverteilung des Gases angeglichen (siehe Gleichung (5.12)):

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{3}{2} k_B T \quad \xrightarrow{\text{mit } T=273,15 \text{ K}} \quad \approx 0,035 \text{ eV}, \quad (5.18)$$

mit der Boltzmann-Konstanten $k_B = 8,6173324 \cdot 10^{-5}$ eV/K [COD14]. Im Folgenden soll die Diffusion der Ladungswolke ohne äußeres elektrisches Feld genauer beschrieben werden. Als Startzeitpunkt wird $t_0 = 0$ festgelegt. Nach einer Zeit t lautet die gaußförmige Dichteverteilung n [BRR08]:

$$n(\vec{r}, t) = \left(\frac{1}{\sqrt{4\pi D t}} \right)^3 \exp \left(\frac{-r^2}{4Dt} \right), \quad (5.19)$$

mit $r^2 = x^2 + y^2 + (z^2 - v_D t)^2$ und der Diffusionskonstanten D [BRR08]

$$D = \frac{2}{3} \frac{\varepsilon}{m} \tau, \quad (5.20)$$

welche die Diffusionsbreite in allen Richtungen, mit λ und τ als mittlerer freier Weglänge bzw. Flugdauer, beschreibt [BRR08]:

$$D = \frac{\lambda^2}{3\tau} = \frac{2}{3} \frac{\varepsilon}{m} \tau. \quad (5.21)$$

Mit der Diffusionskonstanten und der Beweglichkeit (Formel (5.6)) kann die Elektronenergie auch formuliert werden als [BRR08]:

$$\varepsilon = \frac{3}{2} \frac{De}{\mu}. \quad (5.22)$$

Das heißt, die Energie der Elektronen kann über die Messung von D/μ ermittelt werden. Im Fall, dass das Gas thermische Energie (Formel (5.18)) besitzt, erhält man mit der Relation

für die Beweglichkeit die *Einstein-Formel* [BRR08]:

$$\frac{D}{\mu} = \frac{k_B T}{e}. \quad (5.23)$$

Die obigen Überlegungen werden nun ergänzt um ein elektrisches Feld, in welchem die Elektronen die makroskopische Driftgeschwindigkeit v_D in Richtung des elektrischen Feldes besitzen. Im Gegensatz zur isotropen Diffusion im Fall eines fehlenden elektrischen Feldes ist die Diffusion im elektrischen Feld anisotrop. Unterschiedlich betrachtet werden muss zum einen die Diffusion in Feldrichtung (z -Achse) und zum anderen die Diffusion senkrecht zum Feld. Die zum elektrischen Feld orthogonalen Komponenten der Diffusion (x - und y -Achse) werden nicht beeinflusst, sodass die Überlegungen von oben weiterhin gültig sind. Die Gleichung für die Dichteverteilung (Formel (5.19)) muss korrigiert werden, wobei auch hier $t_0 = 0$ ist und die Verteilung nach einer Zeit t betrachtet wird [BRR08]:

$$n(x, y, z, t) = \left(\frac{1}{\sqrt{4\pi D_T t}} \right)^2 \cdot \left(\frac{1}{\sqrt{4\pi D_L t}} \right) \cdot \exp \left[-\frac{x^2 + y^2}{4D_T t} - \frac{(z - v_D t)^2}{4D_L t} \right]. \quad (5.24)$$

Der Index T beschreibt die beiden transversalen Komponenten ($\sigma_x = \sigma_y = \sqrt{2D_T t}$, entspricht Formel (5.25)), der Index L den longitudinalen Anteil ($\sigma_z = \sqrt{2D_L t}$) relativ zur Ausrichtung des elektrischen Feldes.

Die Diffusionsbreite σ_x einer Elektronenwolke ergibt nach einer Wegstrecke L [BRR08]:

$$\sigma_x^2 = 2Dt = \frac{2DL}{\mu E} = \frac{4\varepsilon L}{3eE}. \quad (5.25)$$

Das Ziel für Driftkammern ist folglich, möglichst kleine Elektronenenergien ε bei möglichst großen elektrischen Feldstärken E zu erreichen, damit die Breite der Verteilung minimal und damit die Auflösung der Driftkammer möglichst hoch bleibt. Wird zudem der Fall betrachtet, dass die Elektronen (oder Ionen) thermische Energie besitzen (siehe Formel (5.18)), ergibt sich für die Breite der Diffusionsverteilung, dass diese unabhängig von der Gassorte und proportional zur Quadratwurzel der absoluten Temperatur ist.

Für den ALICE TRD betragen die Diffusionskoeffizienten, für Magnetfelder mit $B = 0,5 \text{ T}^3$, unter zusätzlicher Berücksichtigung der magnetischen Anisotropie $D_L = 250 \mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$ und $D_T = 180 \mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$ (siehe Abbildung 5.4). Aufgrund der kurzen Driftstrecke von 30 mm

³Dieser Wert für das Magnetfeld wurde für die Simulationen gewählt. Das nominelle Magnetfeld des ALICE Experiments beträgt $B = 0,5 \text{ T}$, sodass die Werte für die Diffusionskoeffizienten nur zur groben Orientierung angegeben sind.

im TRD ist die Aufweitung der Ladungswolke durch Diffusion ($\approx 300 \mu\text{m}$ bis $500 \mu\text{m}$) für die Ortsauflösung und Pulsform nicht relevant [ALI01].

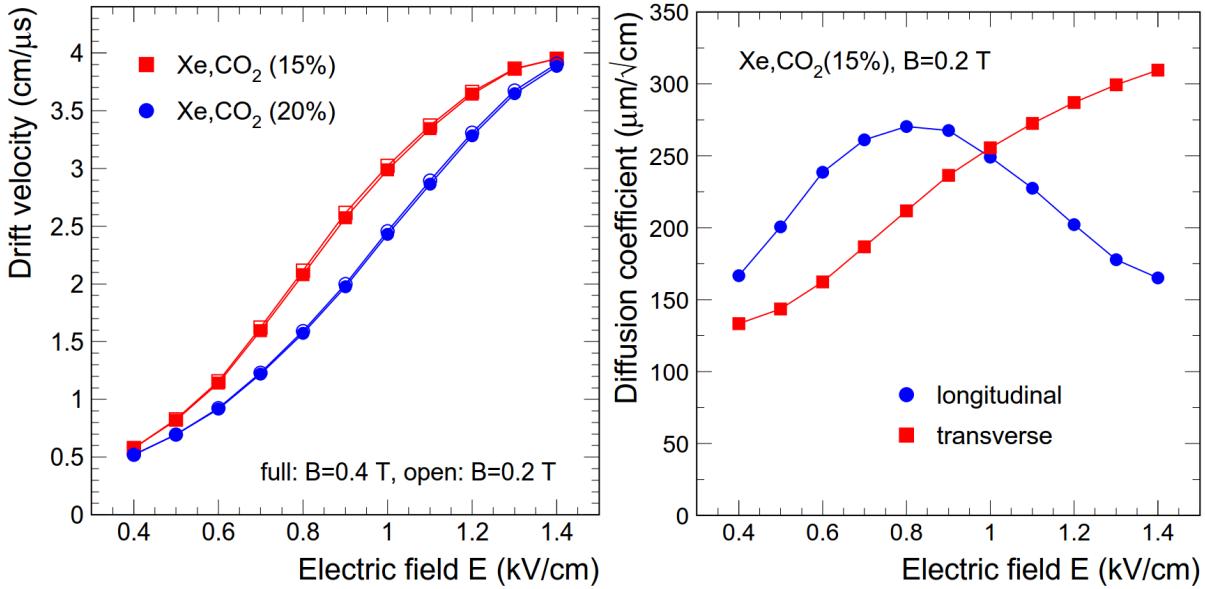


Abbildung 5.4.: *Links:* Mit GARFIELD/MAGBOLTZ simulierte Driftgeschwindigkeit von Elektronen in Xenon-CO₂-Gasmischungen in Abhängigkeit vom elektrischen Feld. *Rechts:* Mit GARFIELD/MAGBOLTZ simulierte Diffusionskoeffizienten als Funktion des elektrischen Feldes (Bild aus [ALI01, S.19]).

5.3. Anlagerung von Elektronen

In einem reinen Edelgas (bzw. auch in Gasmischungen mit den meisten organischen Molekülen) ist die Anlagerung von Elektronen, also die Bildung von negativ geladenen Ionen, erst bei Kollisionsenergien von mehreren Elektronenvolt möglich. Diese Energien werden in Driftkammern jedoch nicht erreicht. Dennoch tritt dieser Effekt aufgrund von Verunreinigungen in realen Driftkammern auf. Insbesondere Sauerstoff ($\approx 0,5 \text{ eV}$) und die Halogene ($\approx 3,1 \text{ eV}$ bis $3,7 \text{ eV}$) haben hohe Elektronenaffinitäten. Eine Kontamination mit Luft (bzw. dem enthaltenen Sauerstoff), Wasser und halogenhaltigen Chemikalien kann nicht vollständig ausgeschlossen werden. Problematisch ist dies, da die eingefangenen Elektronen nicht mehr detektiert werden können und die Signalhöhe dadurch reduziert wird. Dieser exponentielle Signalverlust kann für das Beispiel Sauerstoff durch den Gesamtdruck p und den Sauerstoff-Partialdruck $p(\text{O}_2)$ in Abhängigkeit von der Driftzeit t beschrieben werden [ALI01]:

$$N(t) = N(t_0) \cdot \exp [-p \cdot p(\text{O}_2) \cdot C_{\text{att}} \cdot t]. \quad (5.26)$$

Hier bezeichnet N die Anzahl der Elektronen zur Driftzeit t und zum Startzeitpunkt $t_0 = 0$ und C_{att} den Anlagerungskoeffizienten, welcher von der Gasmischung und dem elektrischen Feld abhängig ist.

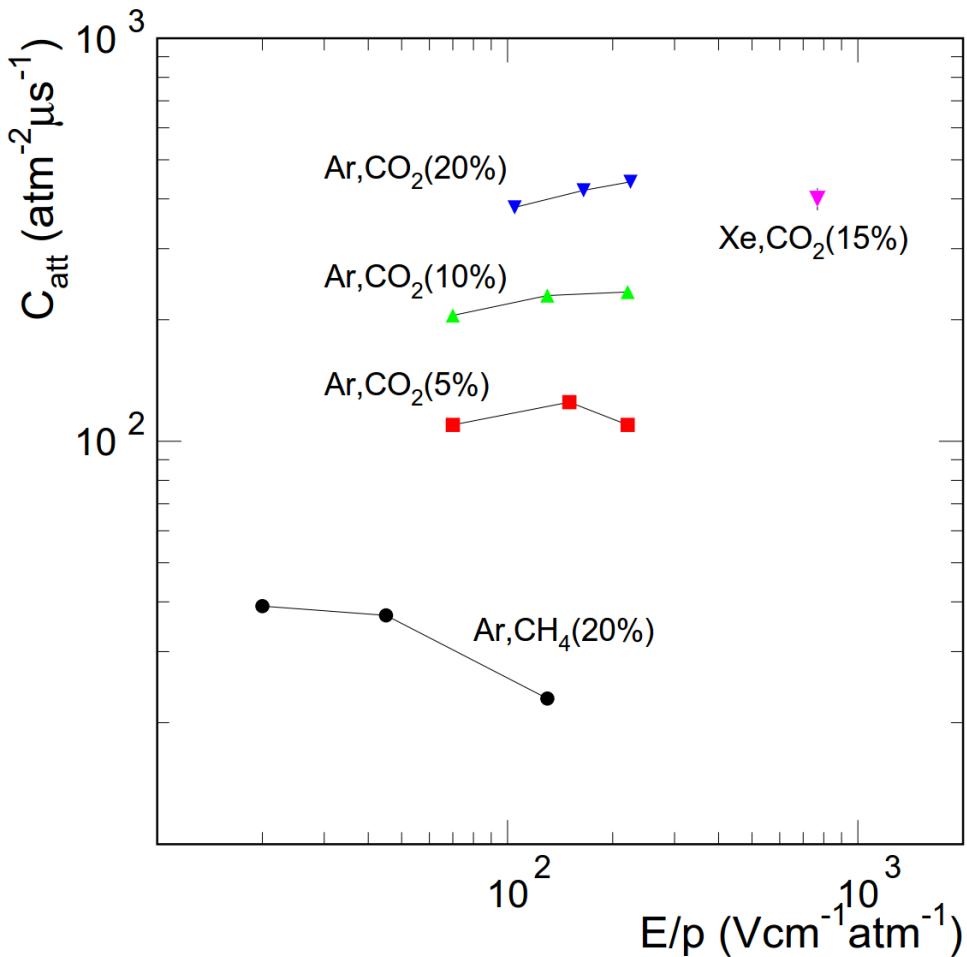


Abbildung 5.5.: Anlagerungskoeffizient für Elektronen in verschiedenen Argon-/Xenon- CO_2 -Gasmischungen in Abhängigkeit vom elektrischen Feld (normiert mit dem Druck, Bild aus [ALI01, S.22]).

In Abbildung 5.5 ist C_{att} für verschiedene Argon- CO_2 -Gasmischungen sowie Xenon- CO_2 (85 %/15 %) und Argon- CH_4 (80 %/20 %) in Abhängigkeit vom auf den Druck normierten elektrischen Feld dargestellt. Im Beispiel von Xenon- CO_2 (85 %/15 %) liegt der Anlagerungskoeffizient bei $C_{\text{att}} = 400 \text{ atm}^{-2} \mu\text{s}^{-1}$, sodass die Signalabschwächung bei einer Driftzeit von 2 μs und einer Sauerstoff-Kontamination von 100 ppm bei 10 % liegt. Aus diesem Grund müssen die verwendeten Gasmischungen und deren Verunreinigungen gut bekannt sein.

6. Experimentelles Umfeld: CERN, LHC, ALICE

In den vorherigen Kapiteln wurden physikalische Grundlagen weitestgehend ohne Bezug zu aktuellen Experimenten dargestellt. In diesem Kapitel werden nun das ALICE Experiment, der Beschleuniger LHC sowie weitere Experimente, die an dieser Anlage betrieb werden, vorgestellt.

6.1. Das CERN

Das CERN (*Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire*) hat sich in den vergangenen 60 Jahren zum größten Forschungszentrum für Teilchenphysik entwickelt. Das Forschungsgebiet umfasst in der Grundlagenforschung den Aufbau der Materie und die fundamentalen Wechselwirkungen zwischen den Elementarteilchen. Daneben gehören die (Weiter-) Entwicklung der Beschleuniger, Detektoren und Analysefähigkeiten (Software-Entwicklung und verteilte Rechen- sowie Speicherkapazitäten, das GRID) zu den großen Forschungsfeldern des CERN [CER13].

6.2. Der Large Hadron Collider (LHC)

Der *Large Hadron Collider (LHC)* ist mit 26,659 Kilometern Umfang, in einer Tiefe von 50 bis 175 Metern unter der Erdoberfläche liegend [Lef09], der zurzeit größte Beschleuniger. An vier Kollisionspunkten werden Kollisionen für insgesamt sechs Experimente (ALICE, ATLAS, CMS, LHCb, LHCf und TOTEM, siehe Abschnitt 6.3) erzeugt. Dazu werden in zwei Vakuumröhren jeweils Protonen oder Blei-Ionen gegenläufig auf relativistische Geschwindigkeiten beschleunigt und zur Kollision gebracht.

Um die Strukturen innerhalb von Baryonen untersuchen zu können, ist eine entsprechend hohe Auflösung erforderlich, welche mit der de Broglie-Wellenlänge abgeschätzt werden

kann. Mit

$$\frac{\lambda}{2\pi} = \frac{\hbar c}{pc} \approx \frac{197,3 \text{ MeV fm}}{pc}, \quad (6.1)$$

wobei p in Einheiten von MeV/c dem Impuls im Schwerpunktssystem entspricht, wird ersichtlich, dass für eine Strukturauflösung von $0,1 \text{ fm}$ bereits eine Energie von mehr als 10 GeV benötigt wird [Hin08]. „Bereits die ersten Daten des LHC haben es erlaubt, die Vorhersagen der QCD erstmals bei einer Längenskala von ca. $2 \cdot 10^{-19} \text{ m}$ zu überprüfen“ [BRT12, S. 46].

Weitere wichtige Parameter zur Charakterisierung eines Beschleunigers sind nach [Hin08]

- die *Strahlqualität*, worunter die geometrische Bündelung in transversaler Richtung (Emittanz), die relative Impulsunschärfe $\delta = \Delta p/p$ (und damit eine Energieunschärfe) und die zeitliche Struktur des Strahls verstanden wird. Insbesondere in Hochfrequenz-(HF-) Beschleunigern gibt es keine kontinuierlichen Strahlen, sondern gepulste Strahlenspuren, deren zeitliche Breite Δt von der HF-Periode T_{HF} abhängt und die Strahlqualität in longitudinaler Richtung festlegt;
- die *Strahlintensität*, welche durch den Teilchenstrom, also die Anzahl der Teilchen pro Zeiteinheit, und die *Luminosität* \mathcal{L} , also die Anzahl der Teilchenbegegnungen pro Zeit und Fläche, gegeben ist:

$$\mathcal{L} = N_B \cdot \frac{N_1 N_2}{A_{\text{int}}} \cdot f, \quad (6.2)$$

mit N_B als Anzahl der umlaufenden Teilchenpakete und mit N_i , $i = 1, 2$ für die mittleren Teilchen pro Teilchenpaket in den umlaufenden Teilchenpaketen. f ist die Umlauffrequenz und A_{int} die effektive Wechselwirkungsfläche.

Die Luminosität ist auch mit dem Wirkungsquerschnitt σ über

$$\dot{N} = \mathcal{L} \cdot \sigma \quad (6.3)$$

verknüpft, wobei $\dot{N} = dN/dt$ der Ereignisrate entspricht. Praktisch werden für den LHC Luminositäten im Bereich von $10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ bis $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ erreicht.

Die *integrierte Luminosität* gibt an, wie viele Kollisionen insgesamt stattgefunden haben, entspricht also einer zeitlichen Integration der Luminositäten. Angegeben wird dies in inversen Picobarn (pb^{-1}), wobei Barn die Einheit für den Wirkungsquerschnitt ist und einer Fläche von $1 \text{ barn} = 1 \text{ b} = 10^{-28} \text{ m}^2$ entspricht [Wei09]. Im Proton-Run 2012 wurde am CERN eine integrierte Luminosität von bis zu $23,26 \text{ fb}^{-1} = 23,26 \cdot 10^{39} \frac{\text{Kollisionen}}{\text{cm}^2}$ erreicht [LHC12].

Bereits nach kurzer Betriebszeit wurde am LHC eine Strahlenergie von $E_{\text{Beam}} = 3,5 \text{ TeV} \rightarrow \sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ für Proton-Proton-Kollisionen erreicht [AW12].

Vor dem „Long Shutdown 1“ (LS1) Anfang 2013 war die Schwerpunktenergie auf $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ für Protonen und auf $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2,76 \text{ ATeV}$ (d. h. pro Nukleon) für Blei-Blei-Kollisionen begrenzt. Nach dem LS1 soll die nominelle Schwerpunktenergie ab 2015 sukzessive auf die geplanten 14 TeV für Proton-Proton- bzw. auf 1148 TeV = 7 ATeV für Blei-Blei-Kollisionen gesteigert werden.

Der LHC benötigt für den Betrieb eine Reihe an Vorbeschleunigern, welche in Abbildung 6.1 schematisch aufgezeigt werden.

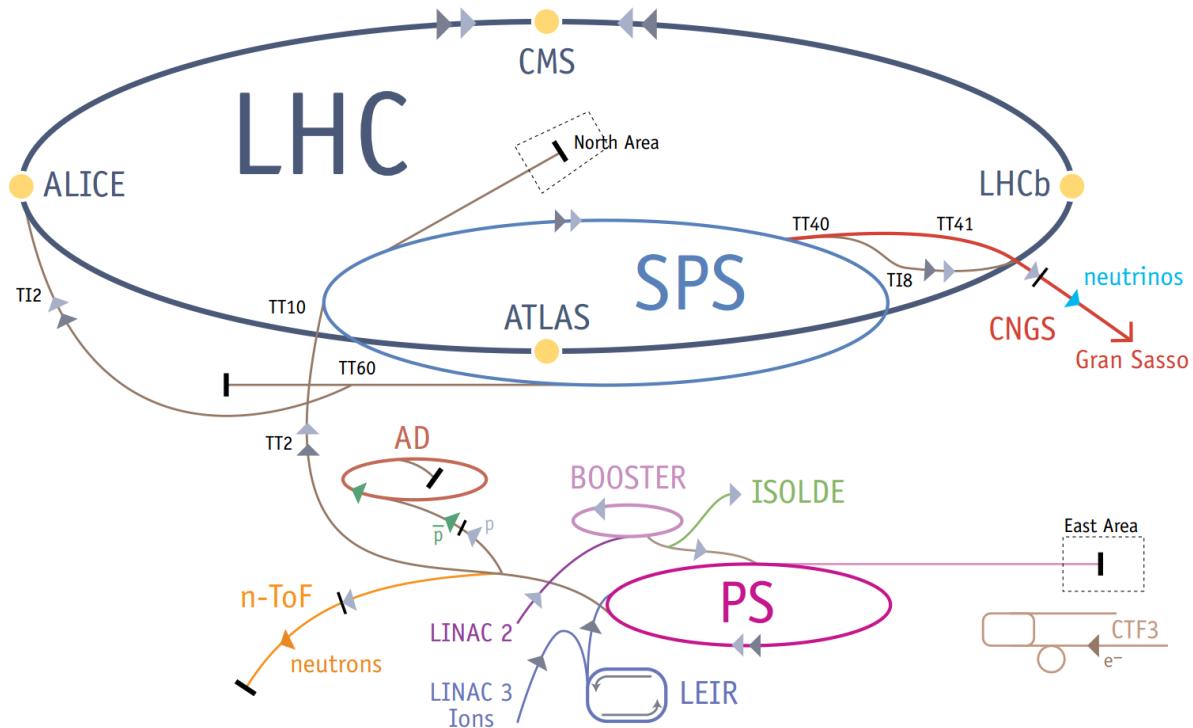


Abbildung 6.1.: Schematische Übersicht der Beschleuniger am CERN. (Bild aus [Lef09, S. 1]).

6.3. Experimente am LHC

Abbildung 6.2 zeigt die Standorte der Experimente in Bezug zur Lage der Stadt Genf und des Genfer Sees. Mit sechs unterschiedlich umfangreichen Experimenten werden verschiedene Fragestellungen am LHC erforscht [Lef09]:

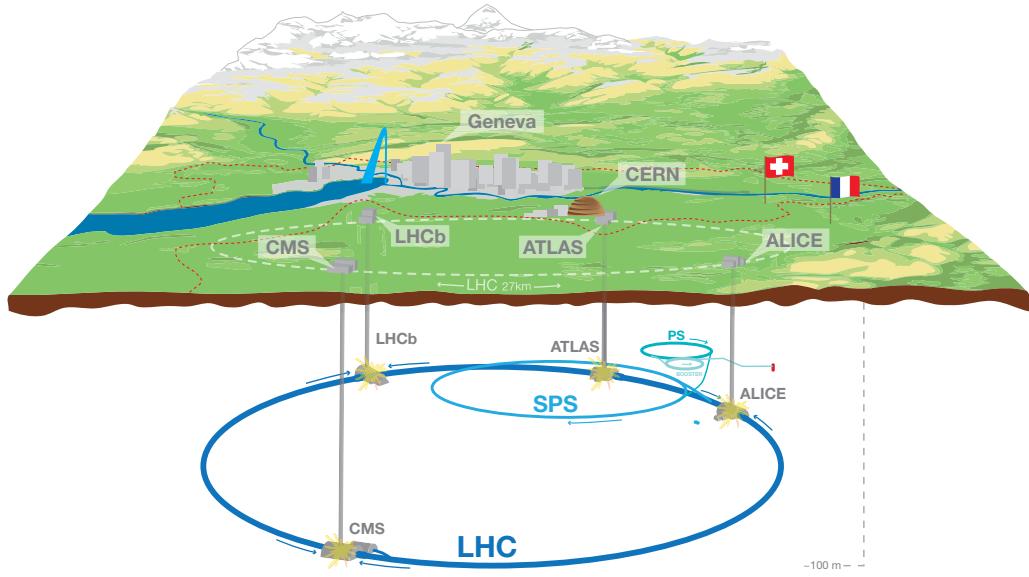


Abbildung 6.2.: Schematische Übersicht der Experimente am LHC (Bild aus [CER14]).

- *A Large Ion Collider Experiment - ALICE* (P2): Das ALICE Experiment untersucht die Eigenschaften des Quark-Gluon-Plasmas anhand von Schwerionenkollisionen (siehe Abschnitt 6.4).
- *A Toroidal Lhc ApparatuS - ATLAS* (P1): Mithilfe des ATLAS Experiments sollen mit $p+p$ -Kollision verschiedene Fragestellungen untersucht werden, darunter die Suche nach dem/einem Higgs-Boson, Supersymmetrischen Teilchen (SUSY-Erweiterung des Standardmodells) und zusätzlichen Dimensionen. Ein Higgs-Teilchen mit einer Masse von $m_{\text{Higgs}} \approx 125$ GeV (mit einer Standardabweichung (Signifikanz) von 5σ) konnte 2012 zusammen mit dem CMS Experiment nachgewiesen werden [ATL12, CMS12].
- *Compact Muon Solenoid - CMS* (P5): Auch mit dem CMS Experiment wird nach dem Higgs-Boson und Teilchen außerhalb des Standardmodells gesucht. CMS ist daher vom Aufgabengebiet vergleichbar zum ATLAS Experiment konzipiert, verwendet jedoch einen anderen Aufbau und verschiedene Technologien, sodass eine gegenseitige Überprüfbarkeit entsteht.

- *Large Hadron Collider beauty experiment - **LHCb*** (P8): Am LHCb Experiment wird mit $p + p$ -Kollision die Asymmetrie von Materie und Antimaterie anhand der unterschiedlichen Wechselwirkung von B-Teilchen (Teilchen mit einem b-Quark) untersucht. Anders als ALICE, ATLAS und CMS besitzt der LHCb-Detektor lediglich einen Detektorarm entlang der Strahlachse.
- *Large Hadron Collider forward experiment - **LHCf*** (bei ATLAS): Das LHCExperiment LHCf hat mithilfe von zwei kleinen, jeweils 140 Meter vom Kollisionspunkt des ATLAS Experimentes entfernten Detektoren die Produktion von hochenergetischen Teilchen (neutrale Pionen) mit kleinen Transversalimpulsen in der Nähe der Strahlachse vermessen. Damit soll die Abschätzung der Primärenergie von kosmischer Strahlung verbessert werden.
- *TOTAL Elastic and diffractive cross section Measurement - **TOTEM*** (bei CMS): Das TOTEM Experiment soll den Wirkungsquerschnitt bzw. die effektive Größe des Protons hochpräzise und sehr nah am Teilchenstrahl vermessen.

6.4. Das A Large Ion Collider Experiment (ALICE)

Das ALICE Experiment untersucht das Quark-Gluon-Plasma (QGP) und das QCD-Phasendiagramm, insbesondere die Eigenschaften des QGP wie Viskosität, die thermischen und hydrodynamischen Eigenschaften und deren zeitliche Entwicklung sowie die Wiederherstellung der chiralen Symmetrie. Dazu sind verschiedene Subdetektoren verbaut, welche auf die Detektion und Vermessung von bis zu $dN/d\eta = 8000$ Teilchen bei Energien von einigen MeV/c bis zu 100 GeV/c aus Schwerionenkollisionen bei niedrigen Interaktionsraten für Schwerionen (≤ 10 kHz) und einer Design-Luminosität von $\mathcal{L}_{\text{Pb+Pb}} = 10^{27} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ausgelegt sind: Hadronen, Elektronen und Photonen über den vollen azimutalen Winkel ϕ und einem Polarwinkel von $45^\circ \leq \vartheta \leq 135^\circ$ (entspricht $|\eta| \leq 0,9$) („central barrel“: ITS, TPC, TRD, TOF) und Muonen über das Muon-Spektrometer mit einer Akzeptanz von $-4,0 < \eta < -2,4$. Weitere Detektoren decken kleinere Bereiche ab (siehe unten). Messungen von Proton-Proton- und Proton-Blei-Kollisionen (mit bis zu 200 kHz) dienen zum einen zur Kalibrierung und Referenz, zum anderen gibt es ein dezidiertes Proton-Proton-Programm; zusätzlich werden Daten aus kosmischer Strahlung gewonnen.

Mithilfe dieser Subdetektoren können eine Reihe von physikalischen Observablen gemessen werden, u. a. die Teilchen-Multiplizität, Anzahl der wechselwirkenden Teilchen und Zentralität der Kollision, Energiedichte und Energiefluss (transversal und entlang der Strahlachse), Jets und direkte Photonen.

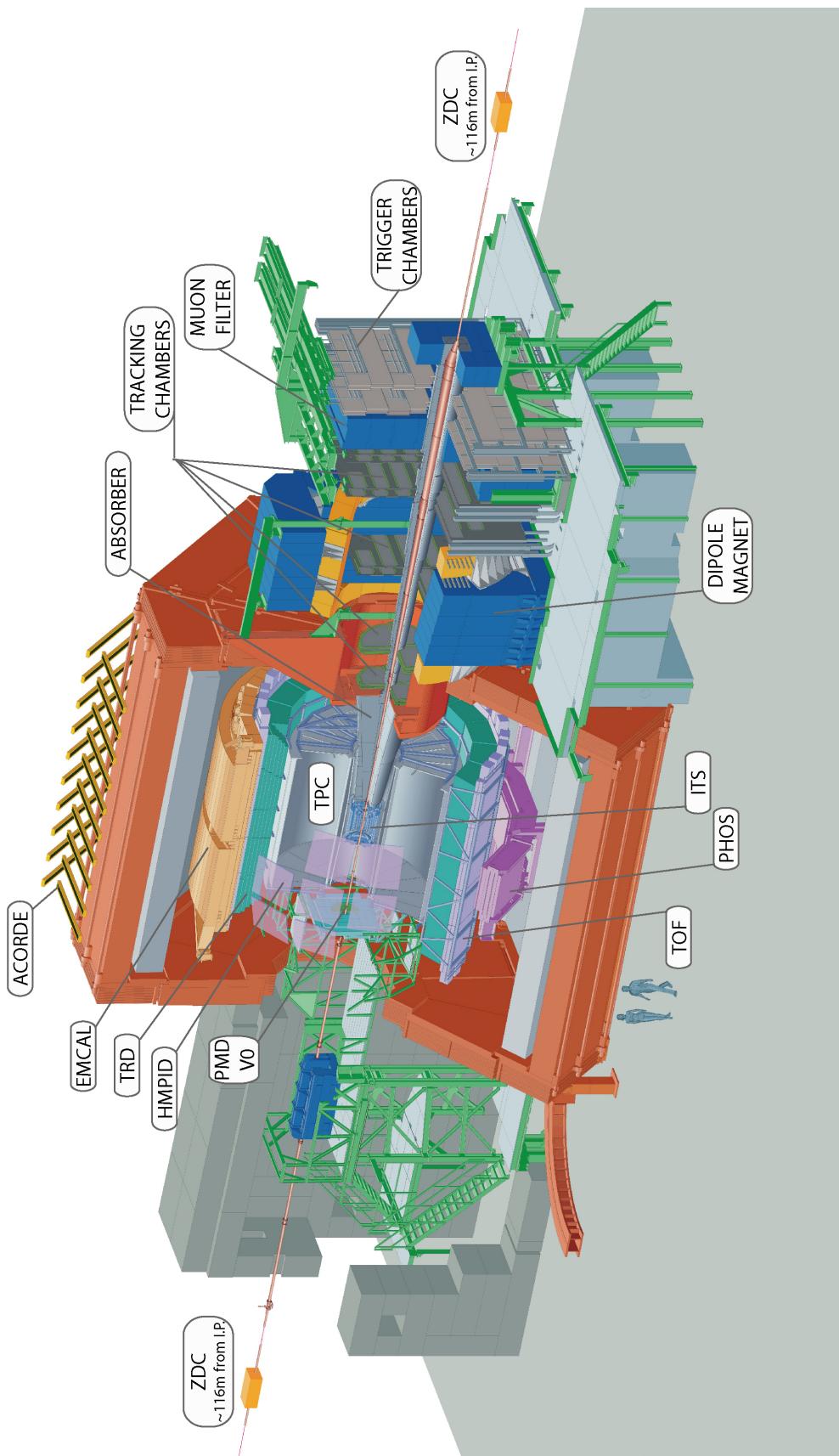


Abbildung 6.3.: Schematische (3D) Darstellung des ALICE-Detektors mit Beschriftung (Bild aus [ALI14, Jochen Thaeder, 02.08.2012]).

In Abbildung 6.3 ist das ALICE Experiment schematisch dargestellt und die Subdetektoren sind gekennzeichnet. Im Folgenden werden die einzelnen Detektoren beginnend mit den Subdetektoren an der Strahlachse radial bis zu den äußersten Subdetektoren, das Muon-Spektrometer und die „forward“-Detektoren kurz vorgestellt [ALI04, ALI08]:

- Das *Inner Tracking System (ITS)*, bestehend aus drei hochauflösenden Detektoren mit je zwei Schichten: *Silicon Pixel Detector (SPD)*, *Silicon Drift Detector (SDD)* und *Silicon Strip Detector (SSD)*. Das ITS dient in erster Linie dazu, den primären Vertex und sekundäre Vertizes aus „heavy flavor and strange particle“ Zerfällen mit hoher Genauigkeit zu lokalisieren. Insbesondere für Teilchen mit geringem Impuls wird zudem eine Spurrekonstruktion und Identifikation ermöglicht. In Kombination mit weiteren Subdetektoren wird das Tracking mit hoher Genauigkeit ermöglicht.
- Die *Time-Projection Chamber (TPC)* ist der primäre Detektor zur Spurrekonstruktion (Tracking) mit hoher Auflösung und Vertex-Rekonstruktion. Aufgrund des Volumens von 90 m^3 ist eine Teilchenidentifikation (Particle Identification: PID) für Teilchen mit Impulsen bis zu $50 \text{ GeV}/c$ möglich. Ausgelegt ist die TPC für eine zeitliche Auflösung von lediglich 200 kHz.
- Der *Transition Radiation Detector (TRD)* ist für die Teilchenidentifikation und das Tracking von Elektronen und Pionen (π^\pm) mit Impulsen $\geq 1 \text{ GeV}/c$ zuständig. Zusätzlich kann der TRD als Trigger verwendet werden. Auf Details wird in Abschnitt 6.5 eingegangen.
- Der *Time-Of-Flight-Detektor (TOF)* dient der Teilchenidentifikation mit hoher Akzeptanz und Zeitauflösung (≤ 100 Picosekunden) für Pionen, Kaonen und Protonen mit bis zu $2,5 \text{ GeV}/c$ (π , K) bzw. $4,0 \text{ GeV}/c$ (p) über eine Detektorfläche von 141 m^2 . Gestartet wird die Zeitmessung durch den V0-Detektor sehr nah am Vertex. Die Segmentierung des TOF folgt der Geometrie des TRD (18 azimutale Segmente mit je fünf Sektoren in z -Richtung).
- Das *ElectroMagnetic Calorimeter (EMCal)* ist ein Blei-Szintillator und unterstützt die (Ver-) Messung von Jets. Das EMCal ist gegenüber (azimutal) dem PHOS installiert und deckt 44 m^2 über $\eta = \pm 0,7$; $80^\circ \leq \phi \leq 187^\circ$ ab.
- Der *High Momentum Particle Identification Detector (HMPID)* ist ein „Ring Imaging Cherenkov“-Detektor (RICH), welcher auf 11 m^2 Fläche (und damit nur über einen begrenzten Winkelbereich von $\eta = \pm 0,6$; $1,2^\circ \leq \phi \leq 58,8^\circ$, entsprechend einer Akzeptanz von 10 % des „central barrel“) eine Teilchenidentifikation für Hadronen mit $p_T \geq 1 \text{ GeV}/c$ ermöglicht.

- Mithilfe des *PHOton Spectrometers (PHOS)* werden hochenergetische Photonen und neutrale Mesonen mit hoher Auflösung detektiert, um daraus die thermischen Parameter am Vertex (und im QGP) zu bestimmen. Dazu sind fünf Module unterhalb des TRD (mit passenden Aussparungen) installiert ($8,6 \text{ m}^2$; $\eta = \pm 0,12$; $220^\circ \leq \phi \leq 320^\circ$).
- Mit dem *Photon Multiplicity Detector (PMD)* werden Anzahl und räumliche Verteilung der direkten Photonen pro Event mit Gasproportionalzählern gemessen ($2,3 \leq \eta \leq 3,7$), sodass Aussagen über den transversalen Anteil der Energie gemacht werden können. Außerdem wird der PMD als Trigger eingesetzt.
- Der *Forward Multiplicity Detector (FMD)* hat eine ähnliche Aufgabe wie der PMD. Es wird die Anzahl der geladenen Teilchen, welche in der Kollision erzeugt werden, bei kleinen Winkeln ϕ in Vorwärts-Richtung gemessen ($1,7 \leq \eta \leq 5,03$ und $-3,4 \leq \eta \leq -1,7$).
- Die beiden **V0**-Detektoren (zusammen $0,863 \text{ m}^2$ und nah an der Strahlachse) bestehen aus Szintillatoren und fungieren als „minimum bias“ Trigger sowie für die Bestimmung des Untergrundes der Teilchenstrahlen. Dazu wird die Anzahl der produzierten Teilchen und deren Verteilung gemessen.
- Die beiden kleinen **T0**-Detektoren ($2 \times 38 \text{ cm}^2$) befinden sich nah an der Strahlachse und bestimmen mit einer Genauigkeit von $< 25 \text{ ps}$ den Eventzeitpunkt mit Cherenkovdetektoren. Außerdem liefert der T0 das Startsignal für den TOF.
- Der 43 m^2 große *Alice COsmic Ray DEtector (ACORDE)*, bestehend aus Plastik-Szintillatoren, ist als Trigger für kosmische Strahlung oberhalb des L3-Magneten installiert ($\eta = \pm 1,3$; $-60^\circ \leq \phi \leq 60^\circ$) und dient der Kalibration und Ausrichtung der anderen Subdetektoren.
- Das **Muon-Spektrometer** mit Absorber, Dipol-Magnet, Tracking Chambers, Muon-Filter und Trigger-Chambers dient der Suche nach Resonanzen von Teilchen mit schweren Quarks (z. B. J/Ψ , Υ , Υ' , Υ'') durch Messung von Muon-Paaren hoher Energie ($> 4 \text{ GeV}/c$), welche aus Quark-Zerfällen stammen. Um den Untergrund aus Zerfällen von Hadronen gering zu halten und auch sehr kleine Transversalimpulse messen zu können, ist das Muon-Spektrometer außerhalb des L3-Magneten aufgebaut (Akzeptanz $-2,5 \leq \eta \leq -4,0$ mit $\phi = 2^\circ - 9^\circ$) und wird von einem Absorber geschützt. Ein Dipolmagnet (Magnetfeldintegral bis 3 Tm) lenkt die Muonen ab, welche von mehreren Lagen von Trackern gemessen werden. Das Muon-Spektrometer wird ebenfalls als Trigger eingesetzt.

- Das *Zero Degree Calorimeter (ZDC)* besteht aus drei verschiedenen Kalorimetern (ZN für Neutronen, ZP für Protonen und ZEM als elektromagnetisches Kalorimeter) und befindet sich direkt am Strahlrohr mit kleinen Winkeln ϕ und unterschiedlichen Akzeptanzen im Bereich $4,8 \leq \eta \leq 8,8$, jeweils ± 116 m (ZN, ZP) bzw. $+7,25$ m (ZEM) von Kollisionspunkt entfernt. Mit dem ZDC werden die Kollisionsparameter (u.a die Zentralität und die Anzahl der unbeteiligten Teilchen, die Zuschauer bzw. „Spectator“ im Teilchenstrahl) gemessen und getriggert.

Der oktagonale **L3**-Magnet sei zur Vollständigkeit hier noch mit aufgeführt. Er erzeugt bei einer Stromstärke von 30 kA bei Raumtemperatur ein nahezu homogenes Magnetfeld von 0,5 Tesla. Da geladene Teilchen im Magnetfeld aufgrund der Lorentzkraft abgelenkt werden, ist über die Vermessung der Teilchenbahnen mit Kenntnis der einzelnen Impulse eine Bestimmung der Teilchenmasse möglich.

Der Hardware-Trigger kombiniert die Trigger-Signale der verschiedenen Subdetektoren (T0, V0, ZDC, SPD, TOF, TRD, PHOS, EMCal, Muon-Spektrometer und ACORDE). Über mehrere Trigger-Stufen (TRD etwa 950 ns nach der Kollision, Level 0 nach 1,2 μ s, Level 1 nach 6,5 μ s und Level 2 nach 100 μ s) wird die Datenrate nach und nach reduziert. Der Software-basierte *High-Level Trigger* (HLT) ermöglicht eine detaillierte Online-Analyse. Dadurch kann die Entscheidung, ob ein Event gespeichert oder verworfen wird, getroffen werden und gleichzeitig die Datenmenge reduziert werden, indem die Daten komprimiert oder auf relevante Datenkanäle beschränkt werden. Bei Schwerionenkollisionen kann eine Datenmenge von bis zu 2,5 GB/s gespeichert werden [ALI04, ALI08].

6.5. Der Transition Radiation Detektor (TRD)

Der Übergangsstrahlungsdetektor (Transition Radiation Detector, TRD) [ALI01, ALI08] dient in erster Linie zur Identifikation und Spurrekonstruktion von Elektronen mit Impulsen oberhalb von $1 \text{ GeV}/c$. Elektronen mit geringeren Impulsen können mit der TPC identifiziert werden. Dazu ist eine Unterdrückung des Pionenuntergrundes mit einem Faktor 100 für Impulse von $1 \text{ GeV}/c$ bis $6 \text{ GeV}/c$ notwendig. Auch die Impulsauflösung $\delta p_T/p_T$ beträgt 5 % bei $5 \text{ GeV}/c$. Die Ortsauflösung beträgt $\sigma_y \lesssim 400 \text{ } \mu\text{m}$ und $\sigma_\phi \lesssim 1^\circ$. Zusammen mit dem ITS und der TPC kann so die Produktion leichter und schwerer Vektormesonen, das Di-Leptonen-Kontinuum, semi-leptonische Hadronenzerfälle sowie Jets mit hohem Energieanteil in transversaler Richtung sowohl in Proton-Proton- als auch in Blei-Blei-Kollisionen vermessen werden. Zusätzlich ist der TRD als schneller Trigger (Level 1: 6,5 μ s)

für geladene Teilchen mit hohem Impuls konzipiert, um die Ausbeute für Υ , J/Ψ und Jets zu verbessern.

6.5.1. Aufbau

Der TRD besteht aus 522 Detektormodulen, angeordnet in fünf Stacks (in z -Richtung) und sechs Kammern (Layer) in radialer Richtung, zusammengefasst zu 18 Supermodulen (azimutal) mit 7,8 m Länge (siehe Abbildung 6.4), wobei der mittlere Stack (S2) bei drei Supermodulen leer bleibt. Damit wird insgesamt eine volle azimutale Abdeckung ($\phi = 360^\circ$) bei einer Akzeptanz von $-0,84 \leq \eta \leq 0,84$ und einem Radius von $2,90 \text{ m} \leq r \leq 3,68 \text{ m}$ erreicht.

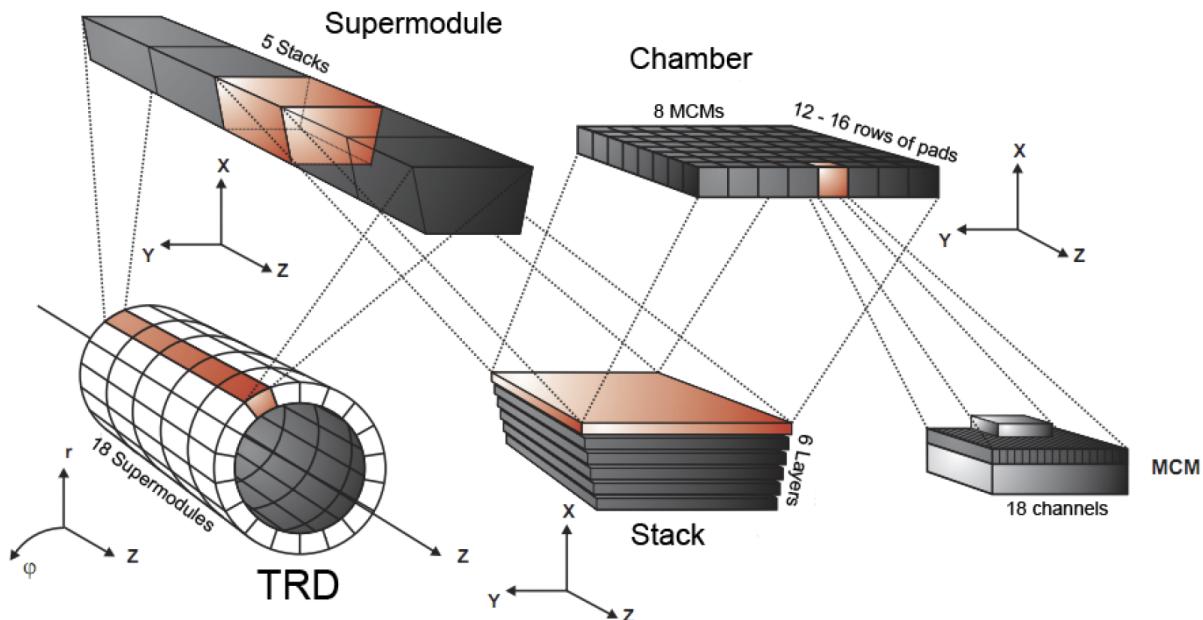


Abbildung 6.4.: Aufbau des TRD: In 18 Supermodulen, die azimutal um die Strahlachse angeordnet sind, sind insgesamt 540 Kammern verbaut. Diese sind in sechs Layern (radiale Schichten) übereinander und in fünf Reihen (Stacks) in z -Richtung angeordnet (Bild aus [Pit12, S. 36]).

Jede Kammer besteht radial von innen nach außen aus mehreren Schichten:

- ein 48 mm dicker *Radiator* aus zwei Rohacell¹-Schaum-Matten (je 8 mm) und einer Polypropylen-Faser-Matte (32 mm, durchschnittlicher Durchmesser der Faser $20 \mu\text{m}$) in einem Sandwich-Layout, in welchem die Übergangsstrahlung entsteht (siehe Kapitel

¹Rohacell®HF71, Polymethacrylimid

3.3.1),

- einem gemeinsamen Gasvolumen mit einer 30 mm Driftregion sowie einer 7 mm Proportionalverstärkungsregion (Vieldrahtproportional-Zählrohr), in welcher die auf die Kathodenflächen (Pad Plane) induzierten Signale ausgelesen werden (siehe Abbildung 6.5) und
- einer 22 mm dicken Trägerstruktur, welche die Kammer nach oben abschließt, auf der sich die Auslese- und Steuerungselektronik befindet.

Damit ist jede Kammer insgesamt 125 mm dick. Der TRD wird mit einem Xe/CO₂-Gasgemisch (85 %/15 %) bei einem Überdruck von 1 mbar gespült (insgesamt 27,2 m³). Die Kammern unterscheiden sich zum Teil voneinander, abhängig von ihrer Position. Im mittleren Stack (S2) sind Module mit 12 Pad-Reihen (in z -Richtung), in allen anderen Stacks Modulen mit 16 Pad-Reihen verbaut. Jede Pad-Reihe besteht aus 144 Pads (in $\phi = y$ -Richtung). Damit gibt es insgesamt $\approx 1,18 \cdot 10^6$ Pads bzw. Auslesekanäle auf einer Detektorfläche von ≈ 716 m² (jedes Pad hat eine Größe von $y \cdot z = 0,7 \cdot 8,8$ cm² = 6,16 cm²) [ALI08].

6.5.2. Funktionsweise

In Abbildung 6.5 ist schematisch dargestellt, wie der TRD funktioniert: Relativistische Elektronen und Pionen (π^-) erzeugen auf ihrem Weg durch ein einzelnes TRD-Modul innerhalb der Drift- und der Verstärkungszone durch Ionisation Ladungsträgerpaare (Elektronen und positiv geladene Xenon-Ionen) in der Xenon-CO₂-Gasmischung (85 %/15 %). Ein angelegtes, im Driftbereich homogenes, elektrisches Feld von 700 V/cm, trennt die erzeugten Ladungsträger und lässt die Elektronen entlang der Feldlinien zu den Anoden wandern. Die Elektronen werden dabei über einen Zeitraum von etwa 2 μ s (bei einer Driftgeschwindigkeit von $v_D \approx 1,5$ cm/ μ s und einer Driftstrecke von 30 mm) an der Anode eingesammelt, nachdem die Ladung in der Verstärkungszone (Gasverstärkung („gas gain“) $\approx 5 \cdot 10^3$ bis $1 \cdot 10^4$) erhöht wurde. Die positiv geladenen Ionen, welche in der Verstärkungszone produziert wurden, driften zur Kathode und induzieren eine Spiegelladung auf den Pads, welche schließlich ausgelesen wird. Über einen Zeitraum von 30 Timebins mit jeweils 0,1 μ s wird die deponierte Ladung gemessen, sodass – abhängig von der Driftgeschwindigkeit – der zeitliche Signalverlauf über die gesamte Driftstrecke dargestellt werden kann [ALI01].

Abhängig von der Krümmung und Lage der Teilchenbahn kann mehr als ein Pad getroffen werden. Damit müssen bei der Auswertung nicht nur mehrere Tracklets (Teilchenbahn in einer TRD-Kammer) zu einem Track (Teilchenbahn im gesamten TRD) zusammengefasst

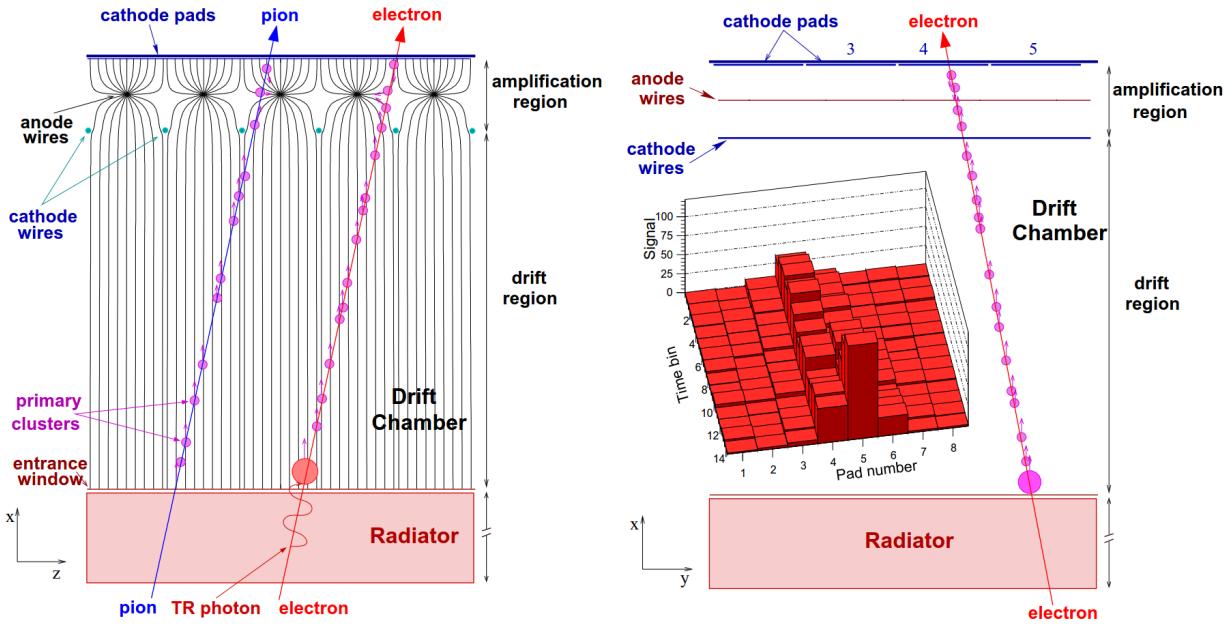


Abbildung 6.5.: Schematischer Querschnitt durch eine TRD-Kammer, links in xz- (bzw. rz-) Richtung und rechts in xy (bzw. $r\phi$)-Richtung. Schematisch ist zudem die Funktionsweise dargestellt: e^- und π^- erzeugen beim durchqueren der Kammer Ladungsträger. Die Elektronen werden durch das elektrische Feld zur Anode gezogen. Primäre Elektronen erzeugen beim Durchgang durch den TRD im Radiator Übergangsstrahlung (Röntgenstrahlung), welche das Gas in der Driftzone zusätzlich ionisiert. Diese Elektronen driften ebenfalls zur Anode. Im rechten Bild ist das zeitaufgelöste Signal in den Pads dargestellt (Bild aus [ALI08, S. 69]).

werden. Es muss auch die Ladung, welche auf mehrere Pads verteilt wurde, zusammengefasst werden („Pad Response Function“). Die Krümmung ist ein direktes Maß für den Transversalimpuls.

Um Elektronen und Pionen unterscheiden zu können, wird der Effekt ausgenutzt, dass Elektronen, anders als Pionen, Übergangsstrahlung (siehe Abschnitt 3.3.1) erzeugen. Mit einem γ -Faktor von $\gamma \approx 1000$ werden im Mittel 1,45 Röntgen-Photonen mit einer mittleren Energie von 10 keV beim Durchgang durch den Radiator erzeugt. Aufgrund der hohen Ladungszahl des Xenon konvertieren die Photonen nach einer Strahlungslänge von ≈ 1 cm (siehe Abbildung 3.6). Diese ist, verglichen mit der Länge der Driftregion, kurz, sodass bei Elektronen als Primärteilchen zusätzliche Ladungsträger zur Anode driften und ein erhöhtes Signal erzeugen. In Abbildung 6.7 ist ein Pulshöhenplot für Elektronen und Pionen mit Impulsen von jeweils 2 GeV/c dargestellt. Die Signale für Elektronen und Pionen unterscheiden sich ohne Übergangsstrahlung lediglich in der Höhe der durchschnittlichen Pulshöhen, also in ihrem spezifischen Energieverlust und sind so nur schwer unterscheidbar (grüne Rechtecke

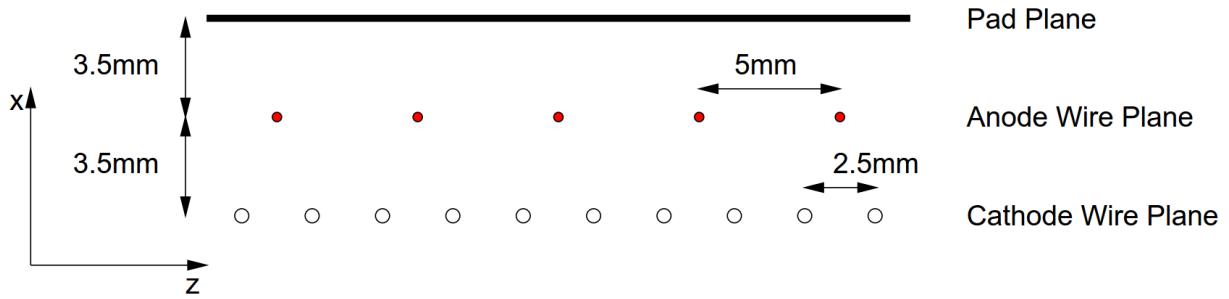


Abbildung 6.6.: Schematischer Querschnitt der Drahtgeometrie des TRD. Die Pad Plane und die Cathode Wire Plane sind geerdet. An der Anode Wire Plane liegt üblicherweise ein Potential von +1,4 kV an (Bild aus [ALI01, S. 25]).

und blaue Dreiecke). Erst die Übergangsstrahlung und die damit am Ende der Driftzeit ansteigende Anzahl an Ladungsträgern (TR-Peak) ermöglicht eine gute Unterscheidung. Der exponentielle Abfall stammt von den langsam driftenden Ionen [ALI01, ALI08]. Der erste Peak wird durch die direkt in der Verstärkungszone erzeugten Ladungsträger produziert. Die Plateaus entstehen durch die konstante Driftgeschwindigkeit der Elektronen. Das höhere Plateau bei Elektronen lässt sich mit der Bethe-Bloch-Gleichung (siehe Abschnitt 3.3.1) erklären, da Elektronen einen höheren Energieverlust dE/dx als Pionen haben.

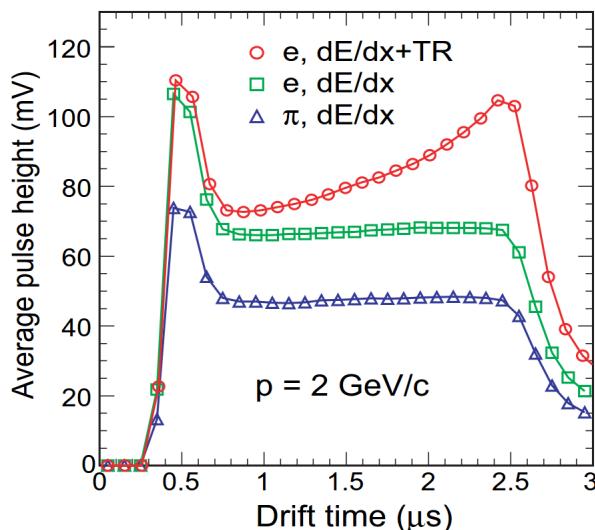


Abbildung 6.7.: Dargestellt werden Pulshöhen, welche durch Elektronen und Pionen, jeweils mit einem Impuls von $2 \text{ GeV}/c$ erzeugt werden: Die roten Punkte stellen das Signal (die durchschnittliche Pulshöhe an den Pads) von Elektronen mit dem Effekt der Übergangsstrahlung dar. Die grünen Rechtecke entsprechen dem Signal für Elektronen ohne Radiator. Blaue Dreiecke zeigen die durchschnittliche Pulshöhe für Pionen (Bild aus [ALI08, S. 69]).

7. Der Driftgeschwindigkeitsmonitor GOOFIE

In Kapitel 5 wurde anhand von theoretischen Überlegungen und mit Verweis auf Simulationen bzw. älteren Messungen an einigen Modellsystemen gezeigt, dass die Driftgeschwindigkeit von Elektronen in Gasen neben dem verwendeten Gas bzw. Gasgemisch auch von äußeren Parametern wie dem Druck, der Temperatur und der angelegten elektrischen Feldstärke abhängig ist. Zusätzlich beeinflussen Verunreinigungen des Gases, insbesondere durch Wasser und Sauerstoff, die Signale. Da viele Experimente in der Teilchenphysik Gasdetektoren verwenden, sind genaue Kenntnisse über die Driftgeschwindigkeit erforderlich. Gewünscht wird ein System, welches die Driftgeschwindigkeit unter den Bedingungen des Detektors und mit den verwendeten Gasen zu jeder Zeit messen kann. Dazu wurde mit Goofi bereits 1995 von Christina Markert [Mar95] ein erstes System zur Messung der Driftgeschwindigkeit am NA49-Experiment und ein weiteres System 2000 von Christian Lippmann [Lip00] am HADES-Detektorsystem aufgebaut. Ebenso wurde am STAR-Experiment ein *Gas prOportional cQunter For drIfting Electrons* (GOOFIE) eingesetzt. Am ALICE Experiment ist ein GOOFIE auf Grundlage dieser Vorgänger und Vorarbeiten von Dominik Wegerle [Weg08] für den TRD und in modifizierter Form für die TPC im Einsatz [Pit12]. Die ersten Systeme waren in Hinblick auf die möglichen Feldstärken limitiert. Für Vorbereitungen und Messungen für den ALICE TRD (siehe Abschnitt 6.5) wurde 2001 von S. Wende [Wen01] und I. Weimann [Wei01] an der Universität Heidelberg ein weiterentwickeltes System zur Messung der Driftgeschwindigkeit aufgebaut und erste Messungen durchgeführt. Dieses System befindet sich inzwischen an der Universität Münster und wurde u. a. von Frederike Poppenborg [Pop11] und S. Dyba [Dyb12] weiterentwickelt und untersucht. Dieser GOOFIE wird in diesem Kapitel vorgestellt.

7.1. Funktionsweise

Das GOOFIE-System besteht aus drei Komponenten: der Hochspannungsversorgung, dem Feldkäfig und dem Gassystem. Das Funktionsprinzip wird in Abbildung 7.1 dargestellt. Zu sehen ist, dass der GOOFIE einen linearen Aufbau besitzt. An drei Stellen sind Zähler eingebaut. Die beiden Startzähler S1 und S2 enthalten zusätzlich jeweils eine Americium-Quelle, welche unabhängig voneinander α -Strahlung emittieren und sich gegenüber der eigentlichen Zähler befinden. Am unteren Ende des GOOFIE ist der Stoppzähler T angebracht. Entlang der linearen Anordnung der Zähler sind in äquidistanten Abständen Edelstahlplatten, verbunden über eine Widerstandskette, eingebaut, welche für ein homogenes elektrisches Feld sorgen. Die Hochspannung wird an den beiden äußersten Platten angelegt. Durch dieses System strömt das zu untersuchende Gas(gemisch).

Auf jede einzelne Komponente wird im Folgenden noch genauer eingegangen.

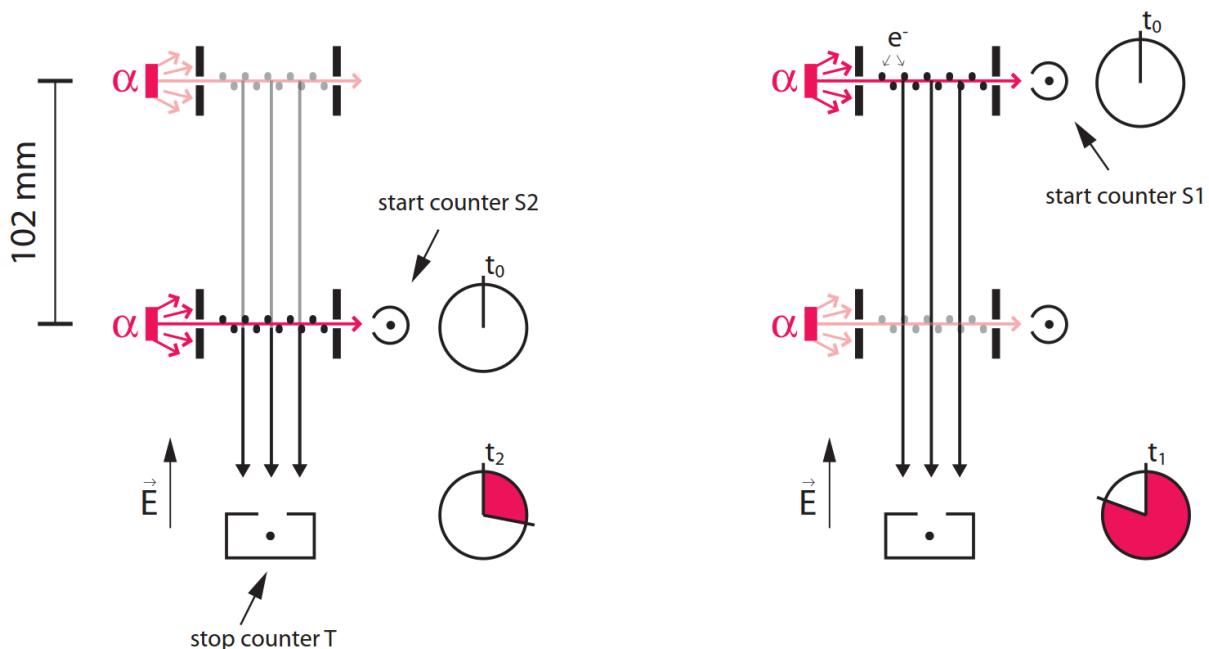


Abbildung 7.1.: Funktionsprinzip des GOOFIE zur Bestimmung der Driftgeschwindigkeit von Elektronen in einem durch den Detektor strömenden Gas (Bild aus [Pop11, S. 68]).

Die Messung der Driftgeschwindigkeit erfolgt über die Messung der Driftzeiten von Elektronen im Driftkanal. Die α -Strahlung ionisiert das Gas(gemisch) im Bereich zwischen der Quelle und dem jeweiligen Startdetektor. Tritt das α -Teilchen durch ein kleines Fenster in den Detektor ein, werden aufgrund hoher Feldstärken um den Anodendraht weitere Ladungsträger erzeugt (siehe Abschnitt 7.2.3), ein Ladungspuls gemessen und damit die

Zeitmessung gestartet.

Durch die angelegte Hochspannung driften die Elektronen im Feldkäfig in Richtung des Stoppzählers. Analog zu den Startzählern werden aufgrund der hohen Feldstärke um den Anodendraht durch die Elektronen wiederum Ladungsträgerpaare erzeugt und ein Strompuls gemessen. Infolge dieses Signals wird die Zeitmessung (t_T) gestoppt. Durch Kenntnis der Abstände (13,4 cm zwischen S1 und T sowie 3,2 cm zwischen S2 und T) und der Driftzeit kann die Driftgeschwindigkeit ermittelt werden.

Bei der einfachen Messung mit nur einem Startzähler verfälschen zwei systematische Fehler die Messung. Zum einen unterscheiden sich der Ort der Ladungsträgererzeugung, welcher das Stoppsignal auslöst, von dem Ort der Erzeugung des Startsignals (t_{S1} bzw. t_{S2}). Die driftenden Elektronen werden im Driftkanal erzeugt, wohingegen das Startsignal in der Nähe des Anodendrahtes des Startdetektors und damit zeitlich leicht verzögert generiert wird (Flugzeiten der α -Teilchen t_{F1} bzw. t_{F2}). Für die Driftzeiten t_{D1} bzw. t_{D2} gelten damit [Wei01]:

$$t_{D1} = t_T - (t_{S1} + t_{F1}), \quad (7.1)$$

$$t_{D2} = t_T - (t_{S2} + t_{F2}). \quad (7.2)$$

Zum anderen ist das elektrische Feld in der Nähe des Stoppzählers nicht mehr homogen, sodass es zu Beeinflussungen der Driftgeschwindigkeit kommt. Beide Fehler können durch den Einsatz von zwei Startzählern und der Bildung von Differenzen zwischen den beiden Driftzeiten t_{D1} und t_{D2} behoben werden [Pop11, Wei01]:

- Beide Startzähler sind identisch aufgebaut, sodass die Zeitunterschiede bzw. Flugzeiten t_{F1} und t_{F2} zwischen der Erzeugung der Ladungsträgerpaare im Driftkanal und dem Auslösen des Startsignals identisch sind: $t_{F1} = t_{F2} = t_F$. Bei der Bildung der Differenz aus den Driftzeiten t_{D1} und t_{D2} entfällt die Flugzeit t_F .
- Mit Bildung der Differenz der beiden Driftzeiten t_{S1} und t_{S2} kann die Messung auf den homogenen Teil des elektrischen Feldes zwischen den beiden Startdetektoren begrenzt werden: $t_D = t_{S1} - t_{S2}$. In beiden Fällen driften die Elektronen durch den gleichen inhomogenen Teil des elektrischen Feldes. Dieser Anteil wird durch Bildung der Differenz herausgerechnet.

Für die Driftgeschwindigkeit v_D im Bereich des homogenen elektrischen Feldes der Länge s kann damit folgender Zusammenhang formuliert werden:

$$v_D = \frac{s}{t_{S1} - t_{S2}} = \frac{10,2 \text{ cm}}{t_D}. \quad (7.3)$$

Diese Driftgeschwindigkeit ist vom Druck, der Temperatur, der elektrischen Feldstärke und der Gas(mischung) abhängig.

7.2. Driftmonitor GOOFIE

Im Testbetrieb wurde der Driftmonitor GOOFIE mit Diffilen-Öl aus einem Bubbler kontaminiert [Dyb12], sodass sich auf allen Teilen des GOOFIE und des gasdichten Gehäuses eine dünne, ölige Schicht absetzte. Im Rahmen dieser Arbeit wurde der GOOFIE vollständig zerlegt und in Almeco (eine Lauge) im Ultraschallbad gereinigt. Vor dem Zusammenbau wurden die einzelnen Komponenten, die im Folgenden beschrieben werden, geprüft und teilweise ausgetauscht. Dabei wurde eine beschädigte Lötstelle an einer Anschlusschelle für einen Widerstand gefunden und durch die elektronische Werkstatt repariert. Beim Zusammenbau ist zudem ein gerissener Draht im Startzähler S2 entdeckt und, ebenso wie der defekte Stoppzähler, durch N. Heine repariert worden. Für eine leichtere Arbeit am GOOFIE wurde zudem ein passender Arbeitstisch konstruiert, da die ursprüngliche Halterung nicht mehr aufzufinden war.

7.2.1. Quellen

In beiden Startzählern befindet sich jeweils eine Americium-Quelle (^{241}Am). Das radioaktive Element ^{241}Am besteht aus 95 Protonen und 146 Neutronen und hat eine Halbwertszeit von 432,6 Jahren [NDS06]. Dieses Isotop zerfällt zu 100% unter Emission von α -Teilchen mit der wahrscheinlichsten Energie von $\approx 5,486$ MeV [NDS06] zu ^{237}Np . Die beiden verwendeten Quellen haben jeweils eine Aktivität von 41,4 kBq bzw. 45,6 kBq und auf den Halter der beiden Startzähler befestigt worden.

7.2.2. Feldkäfig

Der Feldkäfig des GOOFIE besteht aus einer linearen Anordnung von 24 Edelstahlscheiben (Abbildung 7.2). Diese Elektroden sind in äquidistanten Abständen von 5,5 mm, getrennt durch Abstandshalter aus PEEK¹, angeordnet und haben eine Mächtigkeit von jeweils 0,5 mm. An drei Stellen sind Unterbrechungen dieser Geometrie vorgesehen, um die beiden

¹Polyetheretherketon (PEEK) ist ein teilkristalliner thermoplastischer Kunststoff. Er ist temperaturbeständig bis $+240^\circ\text{C}$ und chemisch gegen viele Chemikalien resistent. Außerdem hat PEEK eine sehr Durchschlagsfestigkeit von 190 kV/mm und eine Widerstand im Bereich von 10^{15} M Ω bis 10^{16} M Ω [Koe]. PEEK ist als UHV-kompatibel eingestuft [Dom14].

Startzähler S1 und S2 (siehe Abschnitt 7.2.3, Positionen 4 und 21) und den Stoppzähler T (siehe Abschnitt 7.2.4, Position 26) aufzunehmen. Anpassungen an den Trägerstrukturen der Startzähler und die geeignete Wahl der Größe des Stoppzählers stellen sicher, dass der Einfluss auf das elektrische Feld minimiert wird. Die Positionierung der beiden Startzähler ist so gewählt, dass sie im homogenen Bereich der Driftstrecke liegen. In [Wen01, S. 30 und 34] wurde der Verlauf des elektrischen Feldes simuliert. Demnach ist das Feld zwischen der vierten und 25. Elektrode homogen. Um eine ausreichend lange Driftstrecke² für die Elektronen, welche im S2 erzeugt wurden, zu ermöglichen, wurde die Position dieses Startdetektors um 30,0 mm in Richtung des S1 verschoben (Position 21). Der Stoppzähler befindet sich am Ende der Driftstrecke auf dem selben Potential wie die 26. Elektrode.

Die Edelstahlscheiben, welche zusammen den Driftkanal darstellen (siehe Abbildung 7.3), haben in der Mitte jeweils eine 12,0 mm Bohrung. Die weiteren Bohrungen dienen der Fixierung durch vier PEEK-Zugstangen, auf welche auch die Abstandshalter gesteckt werden. An den Rändern sind gegenüberliegend jeweils zwei Aluminium-Hülsen angelötet, in welche ein Widerstand R_0 mit $R_0 = 8,2 \text{ M}\Omega$ gesteckt wird.

Dadurch wird zwischen den Scheiben mit insgesamt 25 Festwiderständen eine Verbindung zu den beiden benachbarten Elektronen hergestellt. Auch die Start- und Stoppzähler sind in diese Widerstandskette integriert:

- drei Widerstände R_0 von der ersten Elektrode bis zum Startzähler S1,
- 17 Widerstände R_0 zwischen den beiden Startzählern S1 und S2 sowie
- fünf Widerstände R_0 zwischen dem Startzähler S2 und dem Stoppzähler.

Dadurch wird ein gleichmäßiger Spannungsabfall über den gesamten Detektor erreicht. Die Hochspannung wird über zwei Netzgeräte an die oberste Elektrode (Position 1, negative Hochspannung) und an die unterste Elektrode (Position 26, positive Hochspannung) angelegt. Die Zuführung der Hochspannungen und die Auslese der Anodendrähte wird durch drei HV-Doppeldurchführungen mit einer Spannungsfestigkeit von 25 kV ermöglicht. Da die Potentialdifferenz innerhalb der Doppeldurchführung max. 2 kV betragen darf, wird eine Durchführung für die negative Hochspannung (-HV) und den Startzähler S1 verwendet, eine weitere für die positive Hochspannung (+HV) und den Stoppzähler T und die dritte lediglich für den Startzähler S2 [Wen01]. Die weiteren Details zur Hochspannungsversorgung sind in Abschnitt 7.3 zu finden.

²Um einen systematischen Fehler bei der Bestimmung der Driftgeschwindigkeit zu vermeiden, müssen die Elektronen eine minimale Driftstrecke (im homogenen Teil des elektrischen Feldes) durchlaufen, um so eine konstante Driftgeschwindigkeit zu erreichen.

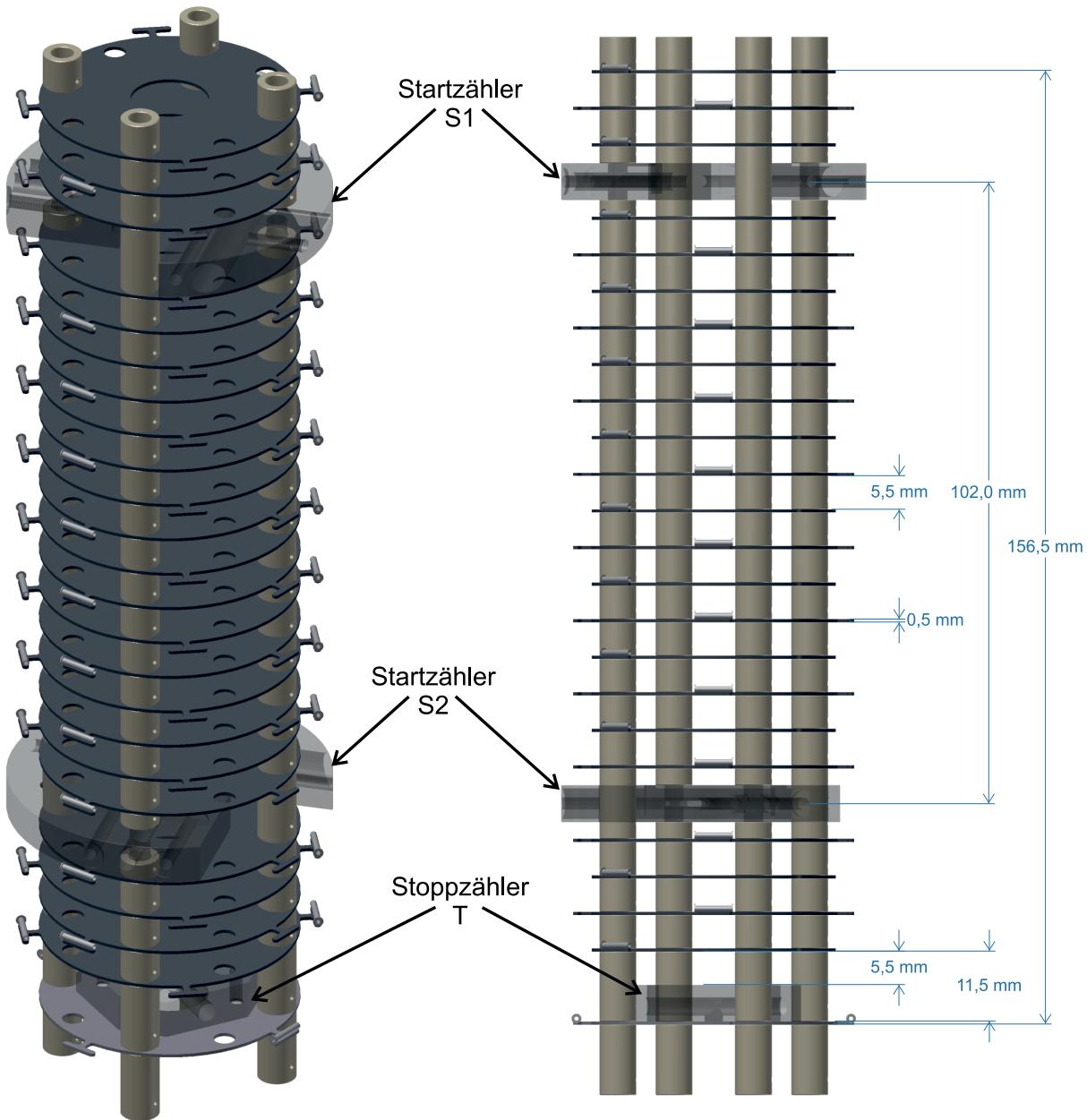


Abbildung 7.2.: Isometrische und frontale technische Zeichnungen des GOOFIE Driftmonitors mit Bemaßung und Markierung der Start- und Stoppzähler (Bild erstellt nach [Ver10]).

Die im Feldkäfig verwendeten Materialien Edelstahl und PEEK³ wurden gewählt, da diese nicht ausgasen und somit die Gasmischung nicht durch den Detektor selber verunreinigt wird.

³ Anders als im Heidelberger Aufbau wird nun kein Macor verwendet [Wen01]. Alle nicht-metallischen Teile bestehen aus PEEK.

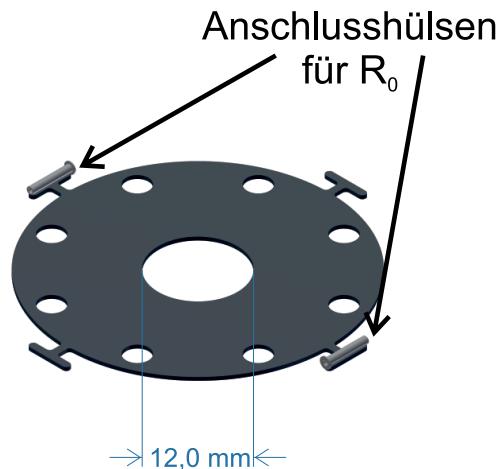


Abbildung 7.3.: Technische Zeichnung einer Elektrode im GOOFIE mit zwei Anschlusshülsen für die Widerstände R_0 mit Bemaßung (Bild erstellt nach [Ver10]).

7.2.3. Startzähler S1 und S2

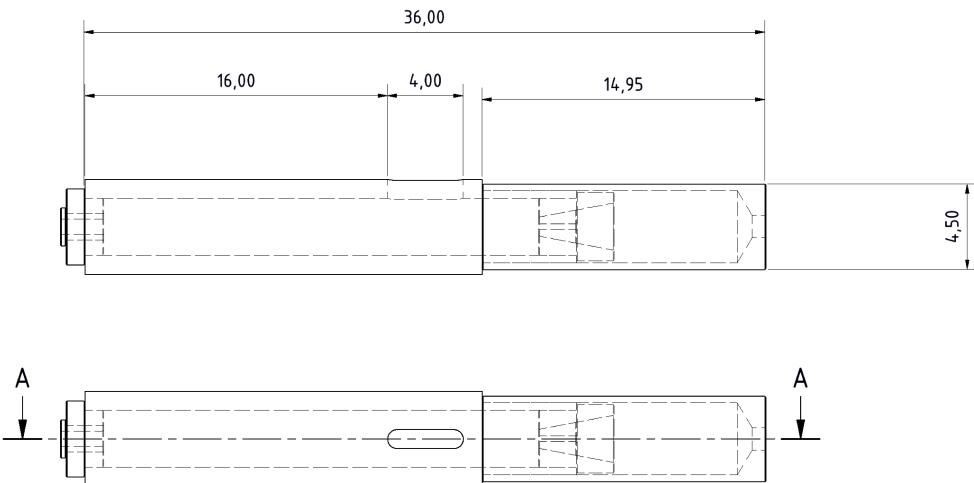


Abbildung 7.4.: Technische Zeichnung der im GOOFIE verwendeten Startzähler mit genauer Bemaßung (in mm). In der unteren Zeichnung ist mit A der Anodendraht markiert. Außerdem ist in der Mitte das Fenster zu sehen. (Bild aus [Ver10]).

Im GOOFIE werden zwei identisch gebaute Startzähler verwendet. Diese funktionieren nach dem Prinzip von Proportionalzählern, allerdings ohne die Möglichkeit den absoluten Verstärkungsfaktor zu bestimmen, da die Anzahl der primären Elektronen nicht bestimmt werden kann (siehe Abschnitt 4.2) [Dyb12]. Jeder Startzähler (siehe Abbildung 7.4) besteht demnach aus einem Aluminiumgehäuse mit einem 3,0 mm Innenradius (Außenradius 4,6 mm). Der gesamte Zähler hat eine Länge von 36,0 mm und besteht aus dem 26,05 mm langen Aluminiumzyylinder, einer 14,95 mm langen Kappe aus Messing (Überlapp beider

Bauteile 5,0 mm) und zwei Endkappen aus PEEK [Pop11], in welche der 20 μm durchmessende Anodendraht aus goldbeschichtetem Wolfram eingefädelt und mittig fixiert ist [Hei13]. In das Aluminiumgehäuse ist ein (4 · 1) mm^2 großes Fenster geschnitten, durch welches die α -Teilchen in den Zähler gelangen können.

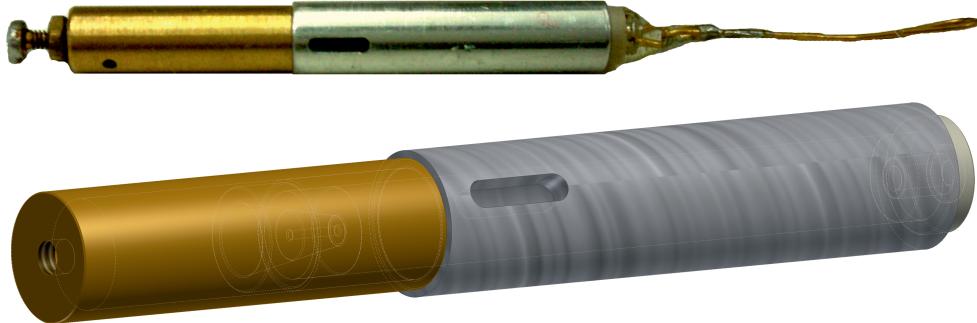


Abbildung 7.5.: Oben befindet sich ein Foto des Startzählers im GOOFIE. Im rechten Bereich ist der Auslesedraht zu sehen, welcher mit dem Anodendraht verbunden und – ebenso wie dieser – festgeklebt ist.

Unten ist die technische Zeichnung des Startzählers dargestellt. Die innere Struktur ist durchscheinend sichtbar gemacht (Bild erstellt nach [Ver10]).

Um einen störenden Einfluss auf das elektrische Feld zu verhindern, wird die Messingkappe des Zählers an die Widerstandskette des Driftkäfigs angeschlossen und damit auf das entsprechende Potential gebracht⁴. Neben einem homogenen elektrischen Feld im Driftbereich, erlaubt dies insgesamt höhere Feldstärken. Da jedoch zwischen Anode und Gehäuse maximal eine Potentialdifferenz von U_Z von $0 \text{ V} \leq U_Z = U_{\text{Anodendraht}} - U_{\text{Gehäuse}} \leq 1200 \text{ V}$ anliegen darf, damit der Draht nicht durch Überschläge beschädigt wird, ist zu beachten, dass die Anodenspannung der Startzähler bei Änderungen der Hochspannung für die Driftstrecke entsprechend instantan nachgeregelt werden muss. Dazu wird der Anodendraht durch eine Potentiometerschaltung (siehe Abschnitt 7.3.1) bzw. externe Hochspannungsnetzgeräte auf die erforderlichen Potentiale gebracht. Die Auslese des Zählers erfolgt über einen Draht, der mit dem Anodendraht verbunden ist (siehe Abbildung 7.5, oben).

Die Startzähler sind jeweils in eine Trägerstruktur aus PEEK eingebaut (siehe Abbildung 7.6). Auf der gegenüberliegenden Seite ist jeweils die ^{241}Am Quelle eingebracht. Passend zum Fenster im Startzähler sind auch in den Träger und in allen weiteren Komponenten (Kupferblende, Distanzstück) Öffnungen geschnitten. Die genaue Ausrichtung des Zählers entlang der Längsachse ist sehr wichtig, damit alle Fenster deckungsgleich sind. Der Abstand zwischen Quelle und Anodendraht beträgt $\approx 19 \text{ mm}$ und der Abstand zwischen der

⁴Dies ist der wesentliche konzeptionelle Unterschied zu früheren Driftmonitoren am NA49- und HADES-Experiment, dessen Gehäuse geerdet war [Wei01].

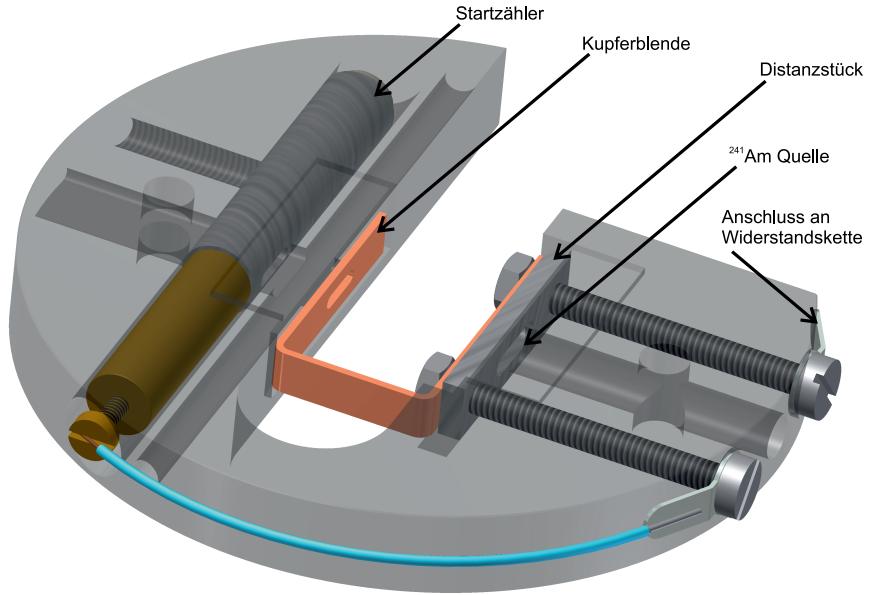


Abbildung 7.6.: Technische Zeichnung des Halters für die Startzähler im GOOFIE. Erkennbar sind innerhalb des Halters der Startzähler (links in der Zeichnung) die Kupferblende für das homogene elektrische Feld und die Fenster. Über die Schrauben, welche ebenfalls die ^{241}Am Quellen fixieren, wird der Kontakt zwischen der Messingkappe des Startzählers, der Kupferblende und der Widerstandskette hergestellt (Bild erstellt nach [Ver10]).

Quelle und dem letzten Fenster im Startzähler beträgt 16,7 mm [Ver10]. Lediglich die α -Teilchen, welche durch alle Fenster gelangen, können im Startzähler detektiert werden, d. h. dass nur 0,11 %⁵ aller möglichen α -Teilchen aufgrund der Geometrie zur Messung der Driftgeschwindigkeit beitragen können (*Akzeptanz*). Bezogen auf die Aktivitäten der Quellen (siehe Abschnitt 7.2.1) kann mit einer Signalrate von 47,3 Hz bzw. 52,0 Hz gerechnet werden.

In der Mitte ist die Trägerstruktur U-förmig über eine Breite von 10,0 mm aufgeschnitten, um die Driftstrecke freizuhalten. Darin ist eine hufeisenförmige Kupferblende eingebaut und mit der Widerstandskette verbunden, wodurch die Homogenität des elektrischen Feldes verbessert wird [Wei01]. Über eine äußere Zuleitung und die Kupferblende ist auch die Messinghülse des Startzählers mit der Widerstandskette verbunden.

7.2.4. Stoppzähler T

Der Stoppzähler T besteht aus einem achteckigen Aluminiumblock, in den mehrere Löcher gebohrt wurden. In der Mitte der Oberfläche und zusätzlich längs durch den Aluminium-

⁵Die Fläche des Fensters (4 mm^2) wird in Relation zur Kugeloberfläche mit dem Abstand von der Quelle bis zum letzten Fenster gesetzt: $A_{\text{Fenster}}/O_{\text{Kugel}, r=16,7 \text{ mm}} \approx 1,14 \cdot 10^{-3}$.

block befinden sich zwei 3,0 mm durchmessende Bohrungen, um die innere Geometrie weitestgehend dem Aufbau der Startzähler nachzubilden. Die genauen Abmessungen sind Abbildung 7.7 zu entnehmen. Der Anodendraht ist identisch ($d = 20 \mu\text{m}$) und ebenfalls mit PEEK-Endkappen in der Mitte fixiert und verklebt und somit vom Gehäuse isoliert. Die Spannungsdifferenz zwischen Anodendraht und Gehäuse beträgt $U_Z \leq 1200 \text{ V}$. In [Wei01] wird detailliert die Geometrie simuliert und mit der Vorgängergeometrie verglichen.

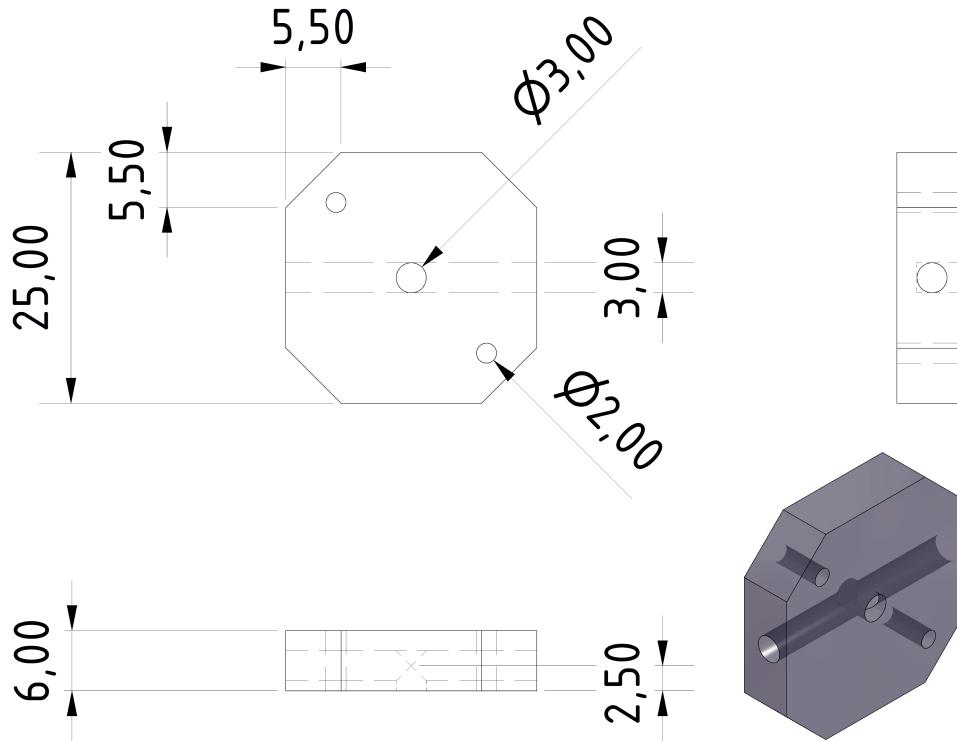


Abbildung 7.7.: Technische Zeichnung des Stoppzählers im GOOFIE mit genauer Bemaßung (in mm) (Bild nach [Ver10]).

Die Abmessungen sind so gewählt, dass der Stoppzähler direkt auf die unterste Elektrode (Position 26) geschraubt werden kann und somit auf dem selben Potential liegt. Um den regelmäßigen Aufbau einzuhalten, ist das Gehäuse 6,0 mm hoch (entspricht dem Abstand zwischen den Mittelpunkten zweier Elektroden) und der Abstand zwischen der 25. und 26. Elektrode beträgt 11,5 mm (zweimal 5,5 mm Abstand und einmal 0,5 mm für eine Elektrode). Der Anodendraht befindet sich 2,5 mm unterhalb der Oberkante des Stoppzählers [Ver10]. Die Anschlusspunkte für die positive Hochspannung an der 26. Elektrode und für den Auslesedraht sind einander gegenüber angeordnet und um 90° gegen die Position der Widerstände gedreht [Wei01]. Die Länge der beiden Driftstrecken beträgt damit insgesamt 3,2 cm (ab Startzähler S2) und 13,4 cm (ab Startzähler S1).

7.3. Hochspannungsversorgung

Mithilfe des Driftmonitors sollen Driftgeschwindigkeiten von Elektronen in elektrischen Feldern bis zu 1 kV/cm untersucht werden [Wen01]. Dazu sind, aufgrund einer Länge von 156,5 mm, Hochspannungen bis ca. 15 kV notwendig. Zusätzlich müssen maximale Potentialdifferenzen innerhalb der Start- und Stoppzähler beachtet werden.

In den folgenden Abschnitten wird das bisherige Konzept der Hochspannungsversorgung vorgestellt und die aufgetretenen Probleme benannt. Anschließend wird ein erarbeitetes Konzept für eine veränderte Hochspannungsversorgung unter Ausnutzung eines Hochspannungsverteilsystems (High Voltage Distribution System – HVDS) vorgestellt.

7.3.1. Ursprüngliches Layout mit externer Widerstandskette

Die bisherige Hochspannungsversorgung nutzt zur Einstellung der Potentiale zwei Hochspannungsnetzteile und eine externe Widerstandskette mit drei Potentiometern, an welche die Auslesedrähte angeschlossen sind. Im Falle des Heidelberger Aufbaues wurden für elf verschiedene Feldstärken zwischen 0,13 kV/cm und 1 kV/cm austauschbare Festwiderstände (R_i mit $i = 1$ bis 5) berechnet und drei festgelegte Potentiometer für die Variation der Potentialdifferenzen ($0 \text{ V} \leq U_Z \leq 1200 \text{ V}$) zwischen Anodendraht und Gehäuse in den Zählern eingesetzt. Die genauen Werte der Widerstände können der Tabelle A.1 (siehe Anhang A.2) entnommen werden [Wen01].

Als Hochspannungsnetzteile kommen zum Einsatz [FUG12]:

- +HV: FuG +HCE 7-20000 mit $0 \text{ kV} \leq U \leq +20 \text{ kV}$, $0 \text{ mA} \leq I \leq 0,3 \text{ mA}$ und
- -HV: FuG -HCE 7-35000 mit $0 \text{ kV} \geq U \geq -35 \text{ kV}$, $0 \text{ mA} \leq I \leq 0,2 \text{ mA}$.

Die Spannungs- und Stromeinstellungen dieser Netzteile können an der Frontplatte mit einem Schraubendreher vorgenommen werden. Für die Überwachung der eingestellten Werte gibt es Messbuchsen, welche die aktuellen Werte auf einer Skala von 0 V bis 10 V ausgeben, wobei 10 V dem jeweiligen Maximalwert des Netzteiles entspricht. Zusätzlich gibt es eine analoge Schnittstelle mit dem gleichen Wertebereich, über welche die Netzteile rechnergestützt über zwei FPGA und ein LabView-Programm gesteuert werden können [Dyb12].

Durch die Verwendung von zwei Hochspannungsnetzteilen, welche beide auf das gleiche Erdpotential bezogen geregelt werden, kann der Potentialnullpunkt durch Variation der beiden Teilspannungen an eine beliebige Stelle innerhalb des Feldkäfigs gesetzt werden. Für den Spannungsabfall relativ zum Gehäuse des Stoppdetektors T wurde ein Widerstand R_5 so gewählt, dass darüber für jede der elf definierten Feldstärken $U_5 = 1200 \text{ V}$ abfallen.

Die Gesamtspannung entspricht der Spannung im Feldkäfig zuzüglich der festen Spannung U_5 [Wen01]. Abbildung 7.8 zeigt die verwendete Schaltung.

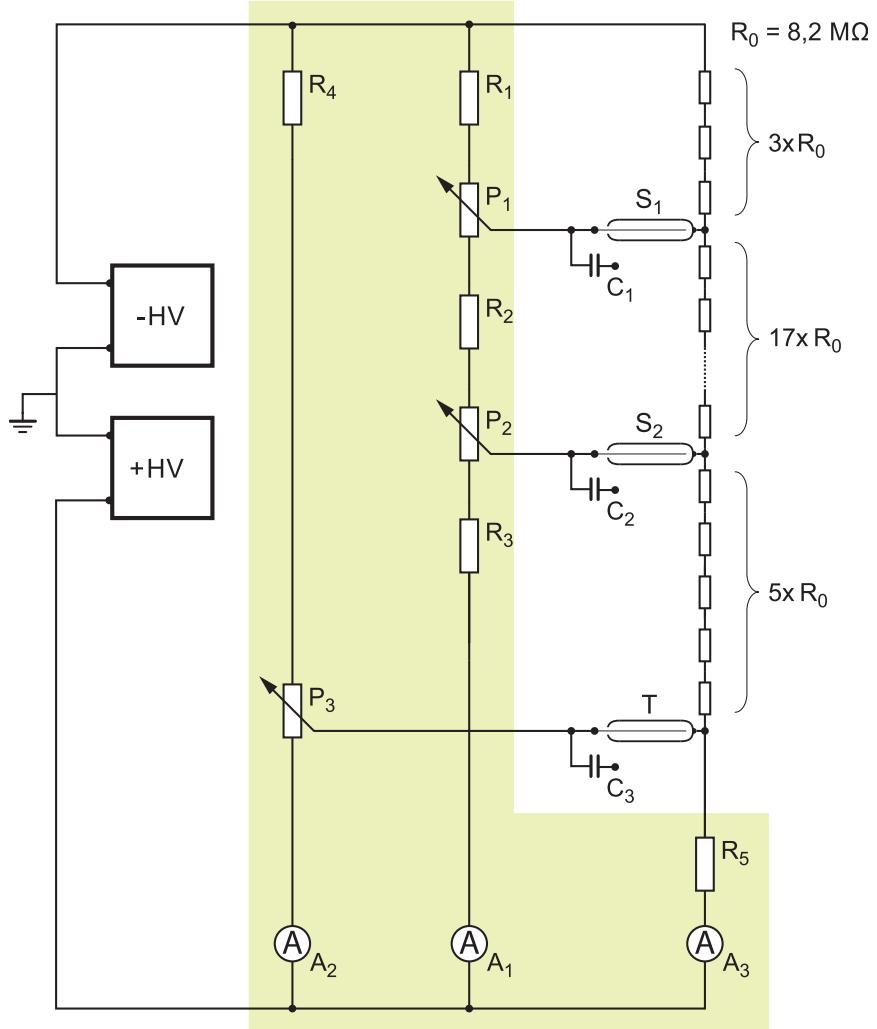


Abbildung 7.8.: Schaltplan des GOOFIE inkl. fester Widerstandskette des Feldkäfigs (insgesamt $25 \times R_0$) und der externen Widerstandskette mit Potentiometern zur Regulierung der Spannungen an den Anoden der Start- und Stoppzähler (Bild nach [Hei13]).

Der GOOFIE wurde zunächst von S. Wende [Wen01] in Betrieb genommen und getestet. Erste Messungen haben gezeigt, dass der Drahtdurchmesser entscheidend für die Messung eines Signals ist. In dem untersuchten Gasgemisch (Ar/CO₂ mit 90 %/10 %) war die Gasverstärkung bei dem gewählten Drahtdurchmesser von 30 μm nicht groß genug und es konnte kein Signal gemessen werden. Nach dem Austausch des Drahtes gegen einen mit einem Durchmesser von 20 μm war ein Signal messbar. Aus diesem Grund wurden alle Drähte einheitlich auf 20 μm geändert. Außerdem wurde gezeigt, dass durch Verunreinigungen der Gasmischung durch Sauerstoff und Wasser eine Signalbildung am Stoppzähler

verhindert werden kann. Zudem wurden Probleme mit dem Auslesen des Signals festgestellt. Um dies zukünftig zu minimieren, müssten die Hochspannungskabel innerhalb des GOOFIE effektiver abgeschirmt und die Führung dieser Kabel optimiert werden [Wen01].

Die ersten Optimierungen wurden von I. Weimann [Wei01] vorgenommen, darunter der Neubau aller Startzähler und die Neuentwicklung des Stoppzählers T nach der in den Abschnitten 7.2.3 und 7.2.4 beschriebenen Geometrien. Um den neu konstruierten Stoppzähler einbauen zu können, wurde die Driftstrecke um 6 mm verlängert und entspricht nun dem in Abbildung 7.2 dargestellten Aufbau. Details und Simulationen hierzu können [Wei01] entnommen werden. Im Ergebnis wurde so durch die optimierte Auswahl der Materialien und Geometrie die Gasverstärkung verbessert und ein Signal mit einem Rauschen von etwa 15 mV gemessen. Die in [Wen01] genannten Probleme mit der Verunreinigung der Gasmischung konnten durch den Einsatz eines neuen Gassystems, in welchem anstelle von Kunststoffleitungen nun Edelstahlrohre verwendet werden, ebenfalls behoben werden. Ein Einsatz des GOOFIE war bei elektrischen Feldstärken von bis zu 400 V/cm für Ar/CH₄ (90 %/10 %, P10), Ar/CO₂ (98,2 %/1,8 %) und Xe/CO₂ (91,1 %/8,9 %) möglich. Höhere Feldstärken führten bei diesen Gasmischungen zu Überschlägen [Wei01]. Eine Verbesserung der Durchschlagsfestigkeit, z. B. durch eine Veränderung der Führung der Signalleitungen, steht noch aus.

Dieser Aufbau wurde von F. Poppenborg [Pop11] für Tests und Kalibrierungen während der Konstruktion des ALICE TRD in Münster aufbereitet. Mit Ar/CO₂ (82 %/18 %, Sagox)) wurden bei Potentialdifferenzen bis zu $U_{\text{ges},2} = 8200$ V⁶ Feldstärken von bis ca. 450 V/cm erreicht. Trotz der im Vergleich zu [Wei01] etwas höheren Feldstärken wurden ohne bauliche Veränderungen keine Überschläge festgestellt.

Die prinzipielle Funktion konnte mit einer Genauigkeit von 0,5 % gezeigt, indem die Messung mit Simulationen verglichen wurde. Einige Probleme jedoch nicht zufriedenstellend gelöst werden. So wurden bei 8200 V Strompulse beobachtet, welche eine automatische Spannungsregelung durch die HV-Netzteile ausgelöst haben, wenn die Grenzwerte für den Strom zu niedrig eingestellt waren. Damit ist eine Messung der Driftgeschwindigkeit nicht möglich. Erst durch Anheben der Grenzwerte konnten Messungen durchgeführt und die Anzahl der Strompulse auf ca. sechs Pulse pro Stunde reduziert werden. Die Ursache dafür konnte nicht gefunden werden. Gleichwohl wurden die Festwiderstände getestet und als Quelle ausgeschlossen. Eine weitere Stabilisierung wurde erreicht, indem die positive

⁶Dabei wurden die Festwiderstände für die Spannungen von $U_{\text{ges}} = 7200$ V und 8700 V, siehe Tabelle A.1, verwendet.

Hochspannung auf $U_{+HV} = 3800$ V fest eingestellt wurde (bei $U_{ges} > 7800$ V). Damit wurde der größte Potentialunterschied (zwischen Anode des Stoppzählers und dem Erdpotential) limitiert [Pop11].

S. Dyba hat in seiner Arbeit [Dyb12] die Gasverstärkung in den Zählern des GOOFIE untersucht. Nach ersten Messungen konnte kein deutliches und stabiles Signal im Startzähler S2 und im Stoppzähler T gemessen werden. Als mögliche Ursache wurde die Potentiometerschaltung identifiziert, da die interne Widerstandskette nach einer Überprüfung ausgeschlossen werden konnte. Die Potentiometerschaltung wurde gegen eine neu konstruierte Schaltung an auswechselbaren Festwiderständen ersetzt, da diese während Messungen mit zu hohen Spannungen beschädigt wurde. An einer Wiederaufnahme der Messungen hinderte trotz des Austausches der Potentiometerschaltung weiterhin ein Kurzschluss zwischen Anode und Gehäuse des Stoppzählers. Zusätzlich wurde, wie bereits erwähnt, die Kontamination des GOOFIE mit Diffen-Öl festgestellt. Eine Reparatur war im Rahmen der Arbeit nicht mehr möglich [Dyb12].

Parallel zu den genannten Untersuchungen wurden Sensoren und Programme zur Überwachung der relevanten Parameter installiert: ein Temperatursensor für die Gas(mischung), eine automatisierte Abfrage des Umgebungsdruckes der Wetterstation der Universität Münster und eine rechnergestützte Steuerung der Hochspannungsversorgung. Details zur Verbesserung der Messsoftware sind der Arbeit von S. Dyba zu entnehmen.

In den durchgeführten Simulationen ist die Gasverstärkung u. a. für verschiedenen Geometrien des Stoppzählers sowie die Abhängigkeit vom CO₂-Gehalt in der Gasmischung untersucht worden. Mit steigendem CO₂-Gehalt (10 % bis 35 %) nahm die Gasverstärkung um etwa zwei Größenordnungen ab [Dyb12].

Eine andere Möglichkeit der Hochspannungsversorgung soll im Folgenden vorgestellt werden.

7.3.2. Ein Hochspannungsverteilsystem (HVDS)

Mithilfe eines Hochspannungsverteilsystems (*High Voltage Distribution System – HVDS*), das an der Universität Athen entwickelt wurde, soll die Spannungsversorgung für den GOOFIE umgebaut werden. Die bisherige Potentiometerschaltung und eine modifizierte Festwiderstandsschaltung [Dyb12] hat sich im Langzeiteinsatz als instabil und fehleranfällig herausgestellt. In diesem Abschnitt wird das HVDS vorgestellt und die Funktionsweise beschrieben sowie die technischen Parameter angegeben.

Das HVDS wurde ursprünglich für den Einsatz am ALICE TRD entwickelt. Mit einem Aufbau aus 12 Crates, also eigenständigen Modulen, welche jeweils drei TRD-Supermodule entweder für die Anoden- oder für die Drifthochspannung versorgen können, sollten für jede Kammer im TRD einzeln die folgenden Parameter eingestellt werden können [M+08]:

- das Ein- und Ausschalten der Kanäle,
- die Maximal- und Betriebsspannung (im Bereich von $\Delta U = 1000$ V),
- der Maximal- und Betriebsstrom,
- die Ramp-Geschwindigkeiten, separat für Ramping-up und Ramping-down sowie
- die Aktualisierungsfrequenz der Messdaten.

Außerdem werden pro Kanal die aktuellen Werte für den Strom, die Spannung und die Temperatur (einmal pro High Voltage Distribution- (HVD)-Karte) ausgelesen. Die interne Software prüft mit 10 Hz die Werte für die Spannung und die Stromstärke. Weichen diese von den Sollwerten ab, werden Fehlermeldungen ausgegeben. Ab voreingestellten Grenzwerten oder bei einem Kurzschluss wird der Kanal heruntergefahren. Die Temperatur wird alle zwei Sekunden ausgelesen. Bei einer Temperatur von $T \geq 60^\circ\text{C}$ werden alle Kanäle und damit das System komplett heruntergefahren und abgeschaltet werden, um Schäden an der Elektronik zu vermeiden [M+08].

Ein HVDS Crate (siehe Abbildung 7.9) besteht aus einem DCS-Board⁷ und einer Backplane, welche die Hochspannung an jede der 15 HVD-Karten⁸ verteilt. Das HVDS besitzt kein eigenständiges Hochspannungsnetzteil, sodass für den Betrieb des HVDS von außen Hochspannung eingespeist werden muss. Für jeweils sechs Ausgangskanäle (das entspricht einem Stack im TRD) wird ein HV-Netzteil benötigt. Die Verteilung und Regelung der Hochspannung benötigt ebenso wie die Digitalelektronik auf den HVD-Karten mehrere Niederspannungen (+5 V und ± 12 V⁹), die durch sechs Netzteile bereitgestellt wird. Zusätzlich gibt es acht Wandlerboards für die Hilfsspannungsversorgung auf jeder HVD-Karte. Diese Niederspannungen werden ebenfalls über die Backplane an die einzelnen Karten und die Elektronik verteilt. Die Messung der aktuellen Strom- und Spannungswerte sowie die Spannungsregulierung erfolgt bezogen auf die von außen zugeführte Hochspannung. Die sonstige Elektronik wird über Erde referenziert, welche durch den 220 V Netzanschluss

⁷Detector Control System; fehlt im vorhandenen Crate.

⁸Ein Crate kann damit drei Supermodule mit je fünf Stacks, welche aus sechs Layern bzw. Kanälen bestehen und jeweils durch eine HVD-Karte bereitgestellt werden, entweder mit der nötigen Spannung für Driftfeld oder die Anode versorgen.

⁹Schroff PSM105: +5 V und Schroff PSM112: ± 12 V.

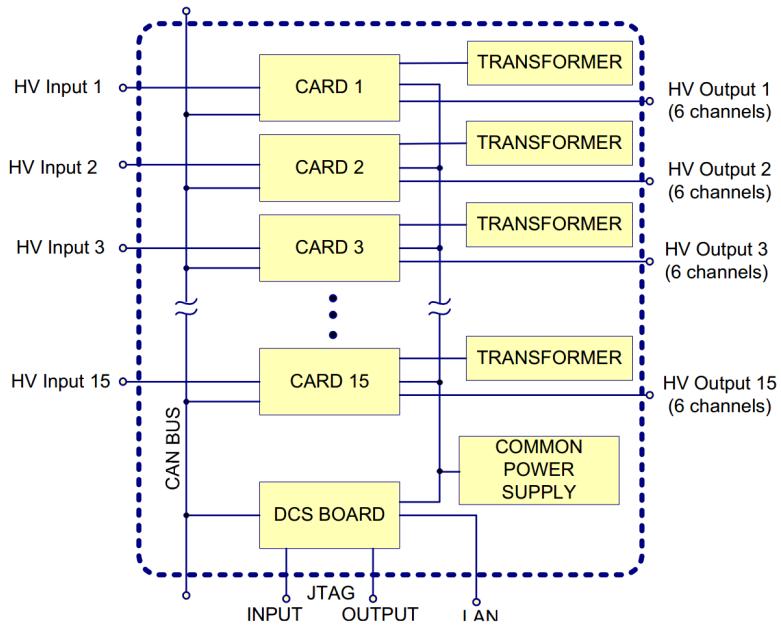


Abbildung 7.9.: Blockdiagramm eines HVDS-Crates. Schematisch dargestellt sind je 15 HV-Netzgeräte, HVD-Karten und HV-Ausgänge für je sechs Layer. Außerdem wird die Niederspannungsversorgung und die Steuerelektronik (DCS Board) dargestellt (Bild aus [M+08]).

angebunden wird. Über einen CAN-Bus wird die Kommunikation zwischen den beiden isolierten Bereichen (HV und LV) über eine Opto-Kopplung hergestellt. Der CAN-Bus¹⁰ wird über eine RS-232 Verbindung nach außen geführt und kann von dort angesprochen werden. Details zur CAN-Kommunikation sind in Abschnitt 7.3.3 [Vas07].

Abbildung 7.10 zeigt das Blockdiagramm für eine HVD-Karte. Im oberen Bereich ist die Hochspannungszone eingezeichnet. Die eingespeiste Hochspannung wird durch den Shuntregler (Shunt Regulator), welche vom DAC eingestellt wird, auf die gewünschte Ausgangshochspannung geändert. Dabei ist ein maximaler Arbeitsbereich von $\Delta U = 1000$ V vorgesehen. Die Wahl der Shuntregelung ermöglicht schnelle Schaltungen und ist für die geringe Leistung (jeweils unter 1 Watt) einsetzbar. Außerdem ist ein Shuntregler kurzschlussfest. Auf den Ausgangsleitungen werden sowohl die Spannungen, als auch die Stromstärken über je zwei Präzisionsverstärker gemessen und über einen ADC opto-entkoppelt an den Mikrocontroller (μ C) im unteren (LV-) Bereich weiterleitet. Dieser kann über den DAC die Werte bei Bedarf einstellen und nachregeln.

Der untere Bereich zeigt die Schaltung für die Steuer-, Auslese- und Kommunikationselek-

¹⁰Als CAN-Controller wird der Philips SJA1000 verwendet [M+08]. Das Datenblatt kann unter http://www.nxp.com/documents/data_sheet/SJA1000.pdf abgerufen werden.

tronik. Für eine ausführlichere Beschreibung siehe [M+08].

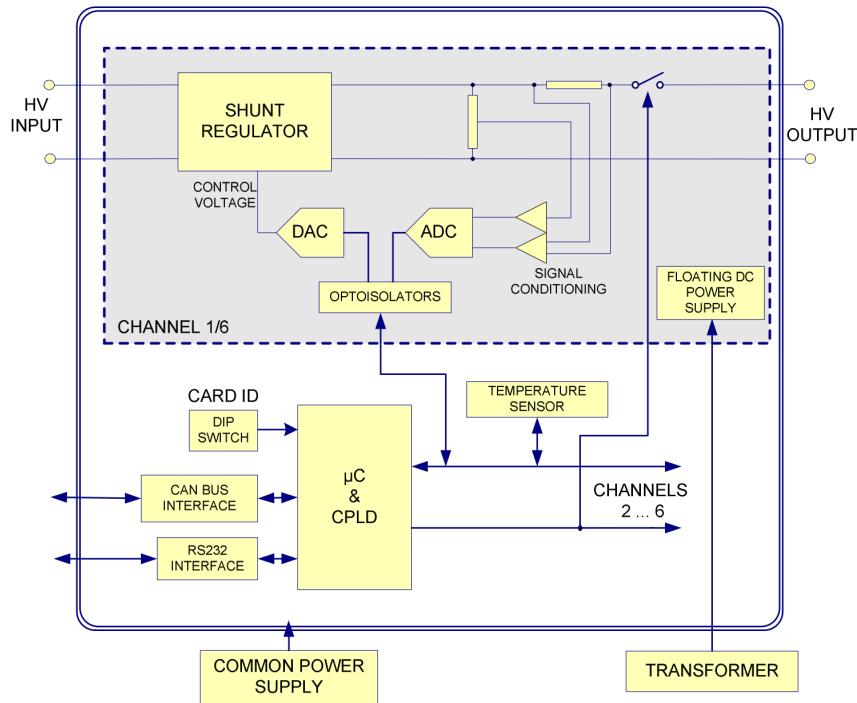


Abbildung 7.10.: Dargestellt ist die Funktionsweise einer HVD-Karte (Blockdiagramm). Die eingespeiste Hochspannung wird mit Shuntreglern auf die gewünschte Ausgangshochspannung gebracht. Die Steuerung erfolgt über einen Mikrocontroller, welcher opto-entkoppelt und über einen DAC an den Shuntregler angeschlossen ist. Die Messung der aktuellen Spannung und Stromstärke erfolgt über Präzisionsverstärker. Die Daten werden über einen ADC an den Mikrocontroller geleitet. Eine Steuerung ist über CAN-Bus möglich (Bild aus [M+08]).

In der Tabelle 7.1 sind die Parameter des HVDS aufgeführt. Die Werte entsprechen den technischen Anforderungen des TRD [ALI01, S. 139ff].

7.3.3. Test und Steuerung des HVDS

Im Folgenden soll beschrieben werden, wie das HVDS hinsichtlich Funktions- und Leistungsfähigkeit untersucht wurde. Zum Abschluss dieses Abschnitts wird ein Vorschlag vorgestellt, wie das GOOFIE-System umgebaut werden kann, um die Spannungen der Anodendrähte genau einzustellen.

	Anode	Drift
Einstellbarer HV-Bereich (TRD Design [ALI01])	$+900 \text{ V} \leq U_{\text{Anode}} \leq +1900 \text{ V}$ ($U_{\text{Anode,TRD}} = +1700 \text{ V}$)	$-1450 \text{ V} \leq U_{\text{Drift}} \leq -2500 \text{ V}$ ($U_{\text{Drift,TRD}} = -2100 \text{ V}$)
Max. Stromstärke I_{max} (TRD Design [ALI01])	$I_{\text{Anode,max}} = 6,3 \mu\text{A}$ ($I_{\text{Anode,TRD,max}} = 40 \mu\text{A}$)	$I_{\text{Drift,max}} = 270 \mu\text{A}$ ($I_{\text{Drift,TRD,max}} = 500 \mu\text{A}$)
Spannungsstabilität	Design: $\Delta U < 0,1 \%$ über 24h Messung: $\Delta U < 50 \text{ mV}$ bei $2500 \text{ V} \approx 0,002 \%$ /24h	
Überdrückung Restwelligkeit	$< 50 \text{ mV}$, 40 dB im Bereich von 100 Hz	
Genauigkeit der Stromstärke	Design: $\Delta I < 0,2 \%$ Messung: $\Delta I < 2 \text{ nA}$ bei $6,3 \mu\text{A} \approx 0,03 \%$	
Ausleserate	10 Hz	
Ramp-up Geschwindigkeit	1 V/s bis 30 V/s	
Ramp-down Geschwindigkeit	1 V/s bis 100 V/s	
Reaktionszeit	< 50 ms	

Tabelle 7.1.: Parameter des Hochspannungsverteilssystems (HVDS) [M+08].

Erste Untersuchungen des HVDS

Das vorhandene HVDS wurde zunächst auf Funktionsfähigkeit geprüft. Dazu wurde die Frontplatte entfernt und alle Lötstellen überprüft. Da bereits viele Hochspannungskabel gerissen waren und sich ebenfalls die Lötstellen an der Erdung ablösten, wurden in einem ersten Schritt alle Leitungen abgelötet, vom Lötzinn befreit und die Frontplatte repariert. Um eine Spannungsfestigkeit von bis zu 2 kV sicherzustellen, wurde für die Reparatur der Lötstellen auf die Hilfe der elektronischen Werkstatt zurückgegriffen. Gemeinsam wurden alle Kabel überprüft, bei Bedarf instandgesetzt und neu angelötet. Dabei wurde die Kabelführung hinsichtlich der Übersichtlichkeit optimiert. Gleichzeitig kann dadurch das Risiko neuer Defekte reduziert werden.

Eine Sichtprüfung der verwendeten Karten hat keine offensichtlichen Defekte gezeigt, es wurde jedoch festgestellt, dass in diesem HVDS kein DCS-Board vorhanden ist. Die Steuerung kann stattdessen auch über CAN-Bus erfolgen.

Mit einer PEAK PCAN-PCI-Karte [PEAK] am Messrechner GOOFIE2 wurden die Grundlagen der Kommunikation über den CAN-Bus nachvollzogen und zugeordnet. Eine Kurz-dokumentation des verwendeten Kommunikationsprotokolls ist in [Kra12] zu finden. Die Steuerungsbefehle wurden in Tabelle A.2 im Anhang A.3 aufgelistet. Als schwierig stellten sich solche Nachrichten heraus, die in der ersten Übersicht nicht vorhanden waren sowie unregelmäßige Nachrichten, welche sich nicht in die genutzte Syntax einordnen ließen. Zunächst wurde durch die Reduzierung auf jeweils nur eine aktive Karte eine Übersicht über die vorhandenen Kanäle und deren Bezeichnungen (siehe Tabelle A.3 in Anhang A.4) erstellt.

Aufbau der CAN-Nachrichten

Zur Übermittlung einer CAN-Nachricht, auch CAN-Datentelegramm genannt, wird das Protokoll CAN 2.0B verwendet, da mit dem sogenannten *Extended Frame Format* mit einem bis zu 29 Bit langem *Object Identifier* und einer Baudrate von 1 Mbit/s gearbeitet wird [Kra12, MES]. Die CAN-Bus ID setzt sich zusammen aus einer 10 Bit *Base ID*, dem eigentlichen Kommando bzw. der Bezeichnung der Nachricht und einer eindeutigen Adresse, die sich aus den Nummern für das Crate, das Supermodul, die Karte und den Kanal zusammensetzt. In Abbildung 7.11 ist der Aufbau bitweise dargestellt. Es muss dabei beachtet werden, dass die Base ID um zwei Stellen nach links verschoben ist (LSH2) und sich damit auch die hexadezimalen Eingabewerte verändern¹¹. In der Tabelle A.2 sind auch die LSH2-hexadezimalen Werte aufgeführt.

Bytes Mark	4				3				2				1																			
Bits No.	31	30	29	28	27	26	25	24	23	22	21	20	19	18	17	16	15	14	13	12	11	10	9	8	7	6	5	4	3	2	1	0
not transmitted					Base ID = Command																											
0x0																																
Beispiel Bin	0	0	0	0	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	0	0	0	0	0	0	1	0	1	0	0	0	1	0	0	1		
Beispiel Hex	0x0					F				F				C																		

wurde zusätzlich eine, über ein Y-Kabel angeschlossene, PCAN-USB-Karte der Firma PEAK [PEAK] als Sniffer eingesetzt. So konnte überprüft werden, ob die CAN-Nachrichten versendet wurden und damit der Treiber und die genutzte Software funktioniert. Zunächst wurde auf einem Linux-Computer mit der Bash-Kommandozeile gearbeitet und die Funktion der Software festgestellt. Allerdings wurden die meisten der abgesetzten Befehle vom HVDS nicht angenommen und es wurden keine Rückgabewerte ausgegeben. Auch Tests mit verschiedenen CAN-Nachrichten und Datenfeldlängen waren wenig erfolgreich. Zusätzlich ist während der Testphase der Computer aus unbekannten Gründen ausgefallen. Nach einer Neuinstallation mit einem neueren Linux-Kernel ließ sich die PCAN-PCI-Karte nicht wieder in Betrieb nehmen und weitere Komponenten erzeugten diverse Bootprobleme.

Aus diesen Gründen wurde für weitere Test ein Windows-Laptop unter Nutzung der PCAN-USB-Karte eingesetzt. Die Ansteuerung erfolgt über eine vom Hersteller der Hardware bereitgestellt Software: PCAN-View [PEAK], siehe Abbildung A.2 in Anhang A.5.1. Damit ist eine rudimentäre Steuerung möglich, indem einzelne CAN-Nachrichten mit einer Maske eingegeben und automatisiert oder bei Bedarf abgesendet werden. Im Hauptfenster werden alle eingehenden CAN-Nachrichten jeweils mit dem neuesten Dateninhalt angezeigt. Eine Umwandlung der hexadezimalen Zahlen in lesbare Dezimalzahlen findet nicht statt. Diese rudimentäre Ansteuerung konnte jedoch zum weiteren Testen verwendet werden.

Es zeigte sich, dass die abgeschickten CAN-Nachrichten vom HVDS nur bei angeschlossener Hochspannung umgesetzt werden. Zunächst wurden bei einer angelegten Hochspannung von 1 kV durch eine externes Netzteil¹² die Belegung der einzelnen Pins des 51-Pin-REDEL-HV-Anschluss [LEMO] (siehe Anhang A.6) überprüft und dokumentiert. Zusätzlich zum ausgelesenen Wert wurde mit einem hochspannungsfesten Multimeter und passendem Messfühler die Spannung auf den einzelnen Pins des HV-Ausgang am HVDS gemessen.

Bei angeschlossener Hochspannung wurden die abgeschickten CAN-Nachrichten vom HVDS umgesetzt, sodass eine Steuerung möglich war. Nachdem die grundsätzliche Funktion gezeigt war, wurden die in Tabelle A.2 aufgeführten Steuerkommandos überprüft und soweit möglich nachgemessen. In der Tabelle 7.2 sind die Standardwerte eines Anode-HVDS aufgeführt. Nach dem Einschalten sind diese Werte voreingestellt.

Im folgenden werden Unregelmäßigkeiten und fehlerhafte Kanäle aufgeführt. Für die zukünftige Steuerung müssen diese Hinweise beachtet werden:

- Bei einer Vielzahl von Kanälen liegen die Messwerte für die Stromstärke im Bereich

¹²ORTEC 556 - High Voltage Power Supply mit $0 \text{ kV} \leq U \leq 3 \text{ kV}$ und $0 \text{ mA} \leq I \leq 10 \text{ mA}$. Die Regelung der Spannung erfolgt durch drei Drehregler. Die maximale Spannung wird erreicht, wenn alle Drehregler auf ihrer höchsten Einstellung sind.

Einstellung	Base ID	Standardwert
maximale Spannung U_{\max}	CD4	1900 V
maximale Stromstärke I_{\max}	CD0	6000 nA
Ramp-Geschwindigkeit up R_{up}	CDC	30000 mV/s
Ramp-Geschwindigkeit down R_{down}	CE0	100000 mV/s
Aktualisierungintervall für I (während Ramping)	B68	10 s
Aktualisierungintervall für U (während Ramping)	B6C	10 s
Aktualisierungintervall für I (während Betrieb)	B70	10 s
Aktualisierungintervall für U (während Betrieb)	B74	10 s

Tabelle 7.2.: Standardwerte in einer Anode-HVDS nach jeden Einschalten.

von 0x80000015 ($\approx 2,14$ A). Die Ursache dafür konnte nicht gefunden werden, sodass in einem zweiten Schritt eine Liste der Kanäle mit falschen Stromwerten erstellt wurde (siehe Tabelle A.3 in Anhang A.4).

- Der Wert für die Geschwindigkeit beim Ramp up wird zwischen drei und fünf Mal ausgegeben. Dabei sind die letzten beiden Bytes immer identisch und die ersten beiden Datenbytes unterscheiden sich. In allen Untersuchungen war jeweils der erste übermittelte Wert realistisch und entsprach den Messungen. Da die Ursache für die fehlerhafte Übermittlung nicht bekannt ist, die letzten beiden Bytes jedoch immer übereinstimmten, wurden im Folgenden nur diese beiden Bytes betrachtet.
- Zwischen dem Absetzen von CAN-Nachrichten muss eine Pause eingelegt werden, da ansonsten Nachrichten nicht versendet werden. Eine Pause von 50 ms hat sich als effektiv herausgestellt und ist für die praktische Steuerung nicht zu lang.
- Obwohl die Messwerte für die Spannung in mV ausgegeben werden, werden U_{\max} und U_{set} in V eingestellt.
- Da für viele Einstellungen nicht automatisch eine Bestätigung versendet wird, ist es sinnvoll nach dem Absetzen einer CAN-Nachricht (fast) alle Statuswerte abzufragen (0xFA0). Die alternative Methode, eine einzelne Abfrage unter Verwendung des Request-Bits (RTR-Bits), ist nicht möglich. Die Statusinformationen zu den Aktualisierungsgeschwindigkeiten wird nur für die Spannung während des Rampings ausgegeben. Die Beobachtungen zeigen jedoch, dass eine Einstellung auch bei den drei anderen Intervallen möglich ist.
- Die aktuellen Spannungen und Stromstärken werden mit einer Rate von 10 Hz vom ADC ausgelesen und übertragen. Eine Einstellung der Aktualisierungshäufigkeit kleiner als einmal pro Sekunde war nur sporadisch möglich¹³. Eine Aktualisierungsge-

¹³Beim Setzen des Datenwertes 0 wurden in einigen, nicht sicher reproduzierbaren Fällen die Messwerte

schwindigkeit von < 1 s ist für den Betrieb nicht zwingend erforderlich.

Software zur Steuerung des HVDS

Aufgrund der wenig benutzerfreundlichen Steuerungssoftware PCAN-View wurde unter Verwendung der PCAN-Basic-API [PEAK] eine benutzerfreundliche Software in C++ mit dem Qt5-Framework geschrieben. Wertvolle Ratschläge habe ich von S. Schmid [Sch14] erhalten. Folgenden Funktionen sind implementiert:

- Dropdown-Menü mit vollständiger Liste aller Kanäle im vorhandenen Crate. Mit einem Klick kann der ausgewählte Kanal geöffnet werden (siehe Abbildung 7.12).
- Eine beliebige Anzahl an Kanälen, nur limitiert durch den CAN-Bus, kann gesteuert werden, indem nacheinander die gewünschten Kanäle geöffnet werden (siehe Abbildung 7.13). Für den GOOFIE werden maximal drei verschiedene Spannungen für die drei Anodendrähte benötigt.
- Jedes Fenster für einen Kanal kann vom Hauptfenster abgetrennt und beliebig auf dem Desktop positioniert und wieder angedockt werden. Bei mehr als einem Kanal stehen zwei Optionen für die Darstellung zur Verfügung: nebeneinander oder übereinander mit Reitern. Da es gelegentlich zu Problemen beim Eindocken kommt, gibt die Hilfsbuttons Tabify und Untabify: Mit einem Klick auf Tabify werden alle offenen Kanal-Setting-Fenster übereinander mit Reiterkarten eingedockt. Mit einem Klick auf Untabify werden alle offenen Kanal-Setting-Fenster nebeneinander eingedockt.
- Wurde der Kanal geöffnet stehen weitere Funktionen zur Verfügung:
 - Ein- und Ausschalten des Kanals;
 - Anzeige und Setzen der Einstellungen für U_{\max} und U_{set} sowie die verschiedenen Geschwindigkeiten für das Rampen (R_{\max} , R_{up} , R_{down});
 - Werden die Standardwerte geändert und an das HVDS geschickt, werden diese gleichzeitig in eine settings.ini-Datei pro Kanal abgespeichert und beim nächsten Start des Programms und Öffnen des Kanals eingelesen. Eine Übermittlung an das HVDS erfolgt erst mit einem Klick auf Set;
 - Einstellen der gewünschten Werte für U_{set} und I_{set} (mit Sicherheitsabfrage, ob der Wert für die Stromstärke gesetzt werden soll);
 - Starten und Stoppen des Hoch- bzw. Runterfahrens der Spannung;

mit 10 Hz ausgegeben.

- Anzeige der aktuellen Messwerte für die Spannung, die Stromstärke und die Temperatur;
- Anzeige und setzen der Aktualisierungsgeschwindigkeiten. Da das HVDS, wie in Abschnitt 7.3.3 beschrieben, nicht alle Werte ausgibt, bleiben einige Felder leer. Sollte der Fehler behoben werden, ist die Software bereits vorbereitet und kann auch für diese Werte direkt benutzt werden;
- Das Absetzen einer benutzerdefinierten CAN-Nachricht mit Auswahl der Datenlänge. Das Datenfeld kann entweder dezimal oder hexadezimal eingegeben werden;
- Ein Ausgabefenster, in dem alle CAN-Nachrichten, die zum aktuellen Kanal gehören und nicht bereits in den oben beschriebenen Funktionen dargestellt werden, angezeigt werden. Fehlermeldungen werden in jeden Fall in roter Schrift ausgegeben. Die Ausgabe enthält eine Anzeige, ob die Nachricht gesendet oder empfangen wurde, den aktuellen Zeitstempel auf Basis der Systemzeit, den Object Identifier und das Datenfeld in Hexadezimalzahlen. Außerdem wird die Adresse in der Form Supermodul Stack Layer ausgegeben. Die Base ID wird als Text ausgegeben und der Datenwert zudem als Dezimalzahl. Als Beispiel wird die aktuelle Spannung auf dem Kanal A49 (SM 17 Stack 0 Layer 0) von 831629 mV in folgender Form ausgegeben:

```
Recieve: 12.10.2014 19:26:00:725 0xfc0a49 0x000c b0 8d
          SM 17 S 0 L 0
          Status: Voltage 831629
```

- Alle CAN-Nachrichten werden in eine Log-Datei geschrieben. Beim Beenden des Programms wird nach dem Speicherort gefragt.

Zukünftig sollte für dieses Programm eine Schnittstelle zum LabView-Datenerfassungsprogramm entwickelt werden, über welches die Hochspannungen im Driftfeld eingestellt werden. Alternativ kann die Steuerung der Hochspannungsnetzteile über die vorhandenen FPGAs in das HVDS Control Panel integriert werden. Damit wäre auch die wichtige Funktion der Spannungsnachregelung zum Schutz der Anodendrähte umsetzbar. Im Rahmen dieser Diplomarbeit konnte diese Aufgabe aus zeitlichen Gründen nicht abgeschlossen werden.

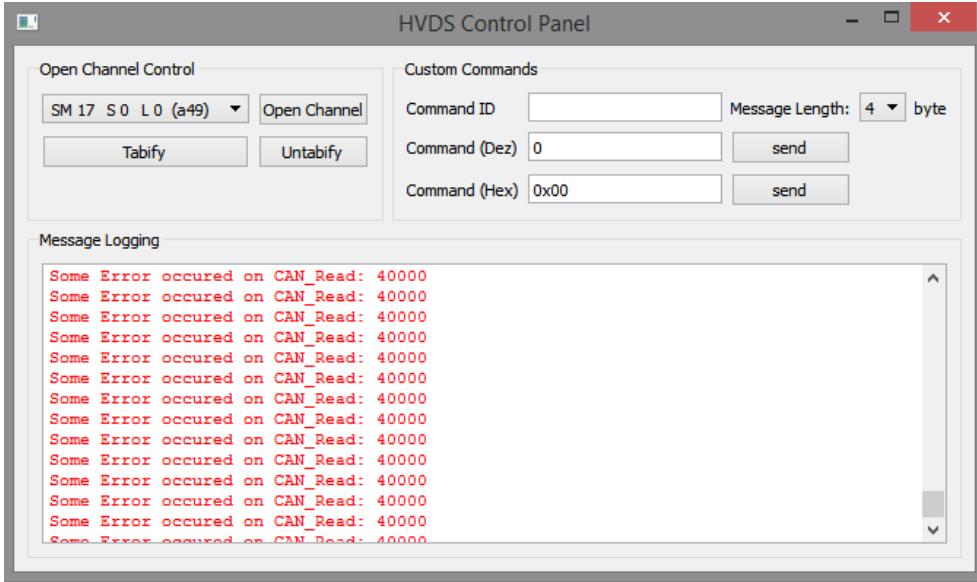


Abbildung 7.12.: Screenshot des HVDS Control Panels ohne geöffneten Kanal. Das HVDS ist nicht angeschlossen, aus diesem Grund werden im Ausgabefenster lediglich entsprechende Fehlermeldungen angezeigt.

7.3.4. Konzept für eine neue Spannungsversorgung

In Abschnitt 7.3.1 wurde der bisherige Aufbau für die Hochspannungsversorgung vorgestellt und die aufgetretenen Probleme benannt. Im Rahmen dieser Arbeit wurde das High Voltage Distribution System (HVDS) untersucht, das als Ersatz für die externen Widerstände und Potentiometer eingesetzt werden soll. Im Folgenden wird ein möglicher Umbau des GOOFIE vorgeschlagen.

Da für Feldstärken bis 1 kV/cm eine Hochspannung von ca. 17 kV benötigt wird, können die HVDS nicht ohne Anpassungen verwendet werden. Lediglich über eine Feldstärke von ca. 400 V/cm ist eine direkte Schaltung denkbar, erfordert jedoch neben zwei Netzteilen für die Driftstrecke und dem HVDS ein zusätzliches Netzteil, welches aufwendig geregelt werden muss. Zusätzlich besteht in diesem Fall nur ein kleiner Regelungsbereich für die Anodenspannungen ($\Delta U_Z \approx 400$ V). Aus diesem Grund kommt eine solche Topologie nicht in Frage. Stattdessen müssen drei unabhängige HVDS Crates verwendet werden, von denen mindestens zwei potentialfrei aufgebaut werden müssen. Nur dadurch können die benötigten Hochspannungen erreicht werden. Der potentialfreie Aufbau eines HVDS erfordert einen opto-entkoppelten CAN-Anschluss, welcher über die notwendige Spannungsfestigkeit verfügen muss. Der – auf den ersten Blick – aufwendige Aufbau hat den Vorteil, dass die Spannungen auf einfache Weise rechnergestützt gesteuert und automatisch nachgeregelt werden können.

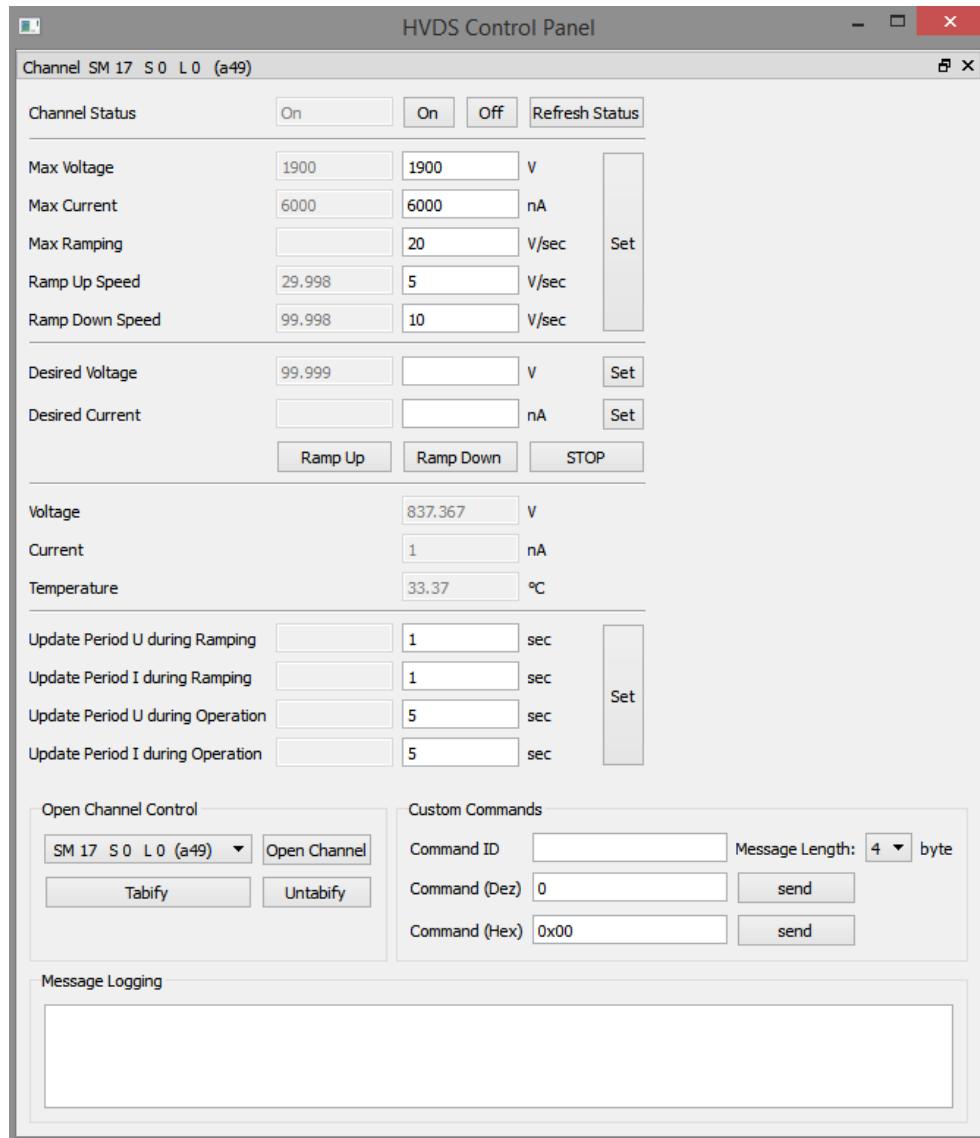


Abbildung 7.13.: Screenshot des HVDS Control Panels mit einem geöffneten Kanal. Das HVDS ist angeschlossen die aktuellen Messwerte und gesetzten Einstellungen werden in den Statusfeldern angezeigt.

Das entwickelte HVDS Control Panel ist in der Lage von diesen drei HVDS je einen Kanäle zusteuern, sofern alle Geräte an dem selben CAN-Bus angeschlossen werden. Lediglich die Kanalliste muss um die beiden zusätzlichen Crates erweitert werden. Technisch ist es auch machbar, dass die beiden Hochspannungsnetzgeräte für die Driftstrecke durch eine Erweiterung des HVDS Control Panels gesteuert werden. Alternativ ist eine Schnittstelle zwischen dem HVDS Control Panel und LabView, die von F. Poppenborg und S. Dyba entwickelte Auslesesoftware (siehe Abschnitt 7.4), programmierbar. Aufgrund der oben genannten Probleme mit dem Mess- und Steuercomputer *GOOFIE2*, konnte dieser Teil

nicht mehr abgeschlossen werden.

In Abbildung 7.14 ist die vorgeschlagene Topologie dargestellt. Übernommen werden neben dem eigentlichen Driftmonitor GOOFIE auch die beiden Hochspannungsnetzgeräte für die Driftstrecke ($\pm HV$). Anstelle der externen Widerstandskette und der Potentiometer kommen drei HVDS-Geräte zum Einsatz. Da weiterhin mit einer negativen und einer positiven Hochspannung gearbeitet wird, wird wenigstens ein HVDS Drift Crate für den Startzähler S1 benötigt, um Spannungen im negativen Bereich bereitzustellen. Für den Stoppzähler wird ein HVDS Anode Crate für positive Hochspannungen benötigt. Für den Startzähler S2 können sowohl ein HVDS Drift Crate als auch ein HVDS Anode Crate, abhängig von der elektrischen Feldstärke und dem Potentialnullpunkt in der Driftstrecke, verwendet werden. Die gepunktete Linie symbolisiert den potentialfreien Aufbau.

In der Tabelle 7.3 werden die angelegten Spannungen, die Stromstärke im GOOFIE sowie der Widerstand R_5 für eine vorgegebene elektrische Feldstärke angegeben. Für diese Berechnungen wurde angenommen, dass das HVDS Crate für den Stoppzähler T geerdet ist. Die Ziffern (1) bis (12) entsprechen den markierten Stellen in der Abbildung 7.14.

Die Zusammenhänge zwischen den Werten können unter Ausnutzung des Ohmschen Gesetzes und der Kirchhoffschen Regeln hergestellt werden:

- Mit der Länge der Driftstrecke $s = 15,65$ cm und der vorgegebenen elektrischen Feldstärke E wird die Gesamtspannungsdifferenz in der Driftstrecke U_D berechnet: $U_D = E \cdot s$.
- Da zusätzlich über R_5 eine Spannung von 1200 V abfallen soll, muss insgesamt eine Potentialdifferenz von $U_{\text{ges}} = U_D + 1200$ V angelegt werden.
- Bevor die weiteren Potentiale berechnet werden können, muss die Vorgabe, dass das HVDS für den Stoppzähler auf Erdpotential liegt, beachtet werden. Um die Anodenspannung über 1 kV¹⁴ regeln zu können, müssen diese, relativ zum Erdpotential, bei $900 \text{ V} \leq U_{A,T} \leq 1900 \text{ V}$ liegen. (1) Das bedeutet, dass das Potential in der Driftstrecke auf Höhe des Gehäuses des Stoppzählers 900 V betragen muss. (9)
- Die angelegte positive Hochspannung $U_{D,+HV}$ beträgt wegen des zusätzlichen Spannungsabfalls von 1200 V über R_5 immer $U_{D,+HV} = 2100$ V gegen Erdpotential. (12)
- Für die angelegte negative Hochspannung $U_{D,-HV}$ gilt:

¹⁴Der Regelungsbereich des HVDS beträgt maximal 1 kV. Damit wird $U_Z \leq 1200$ V nicht vollständig ausgeschöpft und damit ein Bereich der Signalamplitude unterschlagen. Der Zusammenhang zwischen der Anodenspannung und der Amplitude ist im Bereich von $800 \text{ V} \leq U_Z \leq 1200 \text{ V}$ nahezu konstant, sodass etwas 16 % des Messbereichs verloren gehen [Wei01, Abb. 5.6]. Gleichzeitig wird dadurch auch ein Sicherheitsbereich geschaffen.

E (V/cm)	U_D (V)	U_{ges} (V)	$U_{D,+HV}$ (V)	$U_{D,-HV}$ (V)	I_D (μ A)	$U_{A,T}$ (V)	R_5 ($M\Omega$)	ΔU_{3R_0} (V)	ΔU_{17R_0} (V)	ΔU_{5R_0} (V)	$U_{D,S1}$ (V)	$U_{D,S2}$ (V)	$U_{D,T}$ (V)	$U_{A,S1}$ (V)	$U_{A,S2}$ (V)
150	2348	3548	2100	-1448	11,5	900	105	282	1596	470	-1166	431	900	284	1881
200	3130	4330	2100	-2230	15,3	900	79	376	2128	626	-1854	274	900	-404	1724
300	4695	5895	2100	-3795	22,9	900	52	563	3193	939	-3232	-39	900	-1782	1411
400	6260	7460	2100	-5360	30,5	900	39	751	4257	1252	-4609	-352	900	-3159	1098
450	7043	8243	2100	-6143	34,4	900	35	845	4789	1409	-5297	-509	900	-3847	942
500	7825	9025	2100	-6925	38,2	900	31	939	5321	1565	-5986	-665	900	-4536	785
600	9390	10590	2100	-8490	45,8	900	26	1127	6385	1878	-7363	-978	900	-5913	472
700	10955	12155	2100	-10055	53,4	900	22	1315	7449	2191	-8740	-1291	900	-7290	159
800	12520	13720	2100	-11620	61,1	900	20	1502	8514	2504	-10118	-1604	900	-8668	-154
900	14085	15285	2100	-13185	68,7	900	17	1690	9578	2817	-11495	-1917	900	-10045	-467
1000	15650	16850	2100	-14750	76,3	900	16	1878	10642	3130	-12872	-2230	900	-11422	-780

Tabelle 7.3.: Wertetabelle für die vorgeschlagene Topologie.

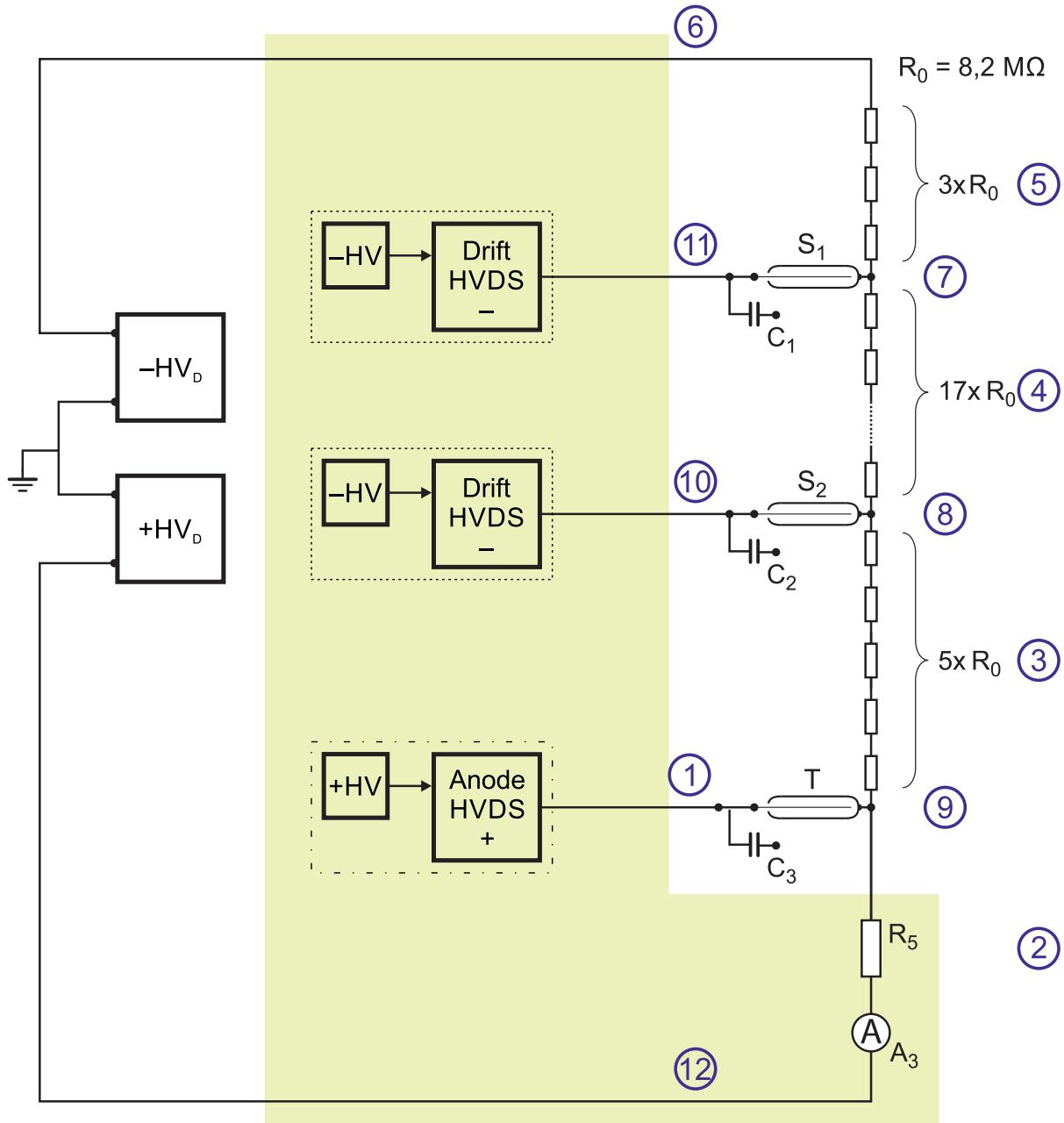


Abbildung 7.14.: Topologie der vorgeschlagenen HV-Versorgung des GOOFIE mit drei unabhängigen HVDS Crates, von denen mindestens zwei potentialfrei aufgebaut werden müssen. Die Ziffern beziehen sich auf die Wertetabelle und entsprechen den berechneten Spannungsabfällen oder den angelegten Potentialen.

$$U_{D,-HV} = -U_{ges} + U_{D,+HV} = -U_{ges} + 2100 \text{ V. (6)}$$

- In der Driftstrecke sind insgesamt 25 Widerstände mit jeweils $R_0 = 8,2 \text{ M}\Omega$ verbaut. Damit beträgt der Gesamtwiderstand $R_{0,ges} = 25 \cdot 8,2 \text{ M}\Omega = 205 \text{ M}\Omega$ und die

Stromstärke innerhalb des GOOFIE kann berechnet werden: $I = U_D / R_{0,ges}$.

- Damit kann auch der Widerstand R_5 berechnet werden: $R_5 = 1200 \text{ V} / I$. (2)
- Außerdem kann nun der Spannungsabfall im GOOFIE über die drei Bereiche zwischen der ersten Elektrode und dem Startzähler S1, zwischen den beiden Startzählern und zwischen dem Startzähler S2 und dem Stoppzähler berechnet werden:

$$\Delta U_{5R_0} = 5 \cdot R_0 \cdot I = 41 \text{ M}\Omega \cdot I, \quad (3)$$

$$\Delta U_{17R_0} = 17 \cdot R_0 \cdot I = 139,4 \text{ M}\Omega \cdot I, \quad (4)$$

$$\Delta U_{3R_0} = 3 \cdot R_0 \cdot I = 24,6 \text{ M}\Omega \cdot I. \quad (5)$$

- Mit Kenntnis der Spannungsabfälle können die auf das Erdpotential bezogenen Potentiale in der Driftstrecke auf Höhe der beiden Startzählern S1 und S2 berechnet werden:

$$U_{D,S1} = U_{D,-HV} + \Delta U_{3R_0}, \quad (7)$$

$$U_{D,S2} = U_{D,-HV} + \Delta U_{3R_0} + \Delta U_{17R_0} = U_{D,S1} + \Delta U_{17R_0}. \quad (8)$$

- Wird auf diese Weise auch das Potential am Gehäuse des Stoppzählers T berechnet, ergibt dies:

$$U_{D,T} = U_{D,-HV} + \Delta U_{3R_0} + \Delta U_{17R_0} + \Delta U_{5R_0} = U_{D,S2} + \Delta U_{5R_0}. \quad (9)$$

- Für die Betrachtungen der beiden Potentiale an den Anoden der Startzählern S1 und S2 muss beachtet werden, dass auch hier nur ein Regelungsbereich der Anodenspannung von $\Delta U_{A,S1/S2} \leq 1000 \text{ V}$ möglich ist. Zusätzlich müssen beide HVDS potentialfrei aufgebaut werden, sodass diese im benötigten Spannungsbereich arbeiten können. Für diese Topologie (insbesondere für die Vorgabe von $U_{D,+HV} = 2100 \text{ V}$ gegen Erdpotential) müssen die Bezugspotentiale der beiden HVDS geändert werden

– für den Startzähler S1: $U_{A,S1} = U_{D,S1} + 1450 \text{ V}$, d. h. das Referenzpotential $U_{R,S1}$ muss im Bereich von $-11422 \text{ V} \leq U_{R,S1} \leq +284 \text{ V}$ geregelt werden, damit der Arbeitsbereich des HVDS Drift Crate eingehalten wird. (10)

– für den Startzähler S2: $U_{A,S2} = U_{D,S2} + 1450 \text{ V}$. Es gelten die gleichen Überlegungen wie für den Startzähler S1, sodass das Referenzpotential im Bereich $-780 \text{ V} \leq U_{R,S2} \leq +1881 \text{ V}$ liegen muss. (11)

Um Polaritätswechsel bei der Zuführung der Bezugspotentiale für die beiden HVDS Crates zu verwenden, sollten die elektrischen Feldstärken von 150 V/cm und alle Feldstärken oberhalb von 800 V/cm ausgeschlossen werden. Damit wäre der Arbeitsbereich des GOOFIE auf Feldstärken von 200 V/cm bis 700 V/cm eingeschränkt. Da der TRD ebenfalls mit maximal 700 V/cm betrieben wird, ist dieser Arbeitsbereich

ausreichend und die vorgeschlagene Topologie prinzipiell geeignet.

7.4. Ausleseelektronik und -software

In Abbildung 7.15 ist der untere Blindflansch des GOOFIE schematisch dargestellt. Eingezeichnet sind im äußeren Bereich die Bohrungen. Darauf wird das Rohrflanschstück gesetzt, und mit 16 Schrauben verschlossen. Als Dichtring wird an dieser Stelle eine Gummidichtung eingesetzt. In der Mitte ist der Anschluss für die Gasleitung eingezeichnet. Das Gas strömt von oben nach unten, sodass dies die Auslassöffnung ist. Im mittleren Bereich sind die drei Hochspannungsdoppeldurchführungen eingetragen und jeweils markiert, welcher HV-Kanal angeschlossen ist. Die vorgegebene Spannungsfestigkeit von 25 kV bzw. innerhalb einer Doppeldurchführung von 2 kV wird eingehalten (siehe auch Abschnitt 7.2.2).

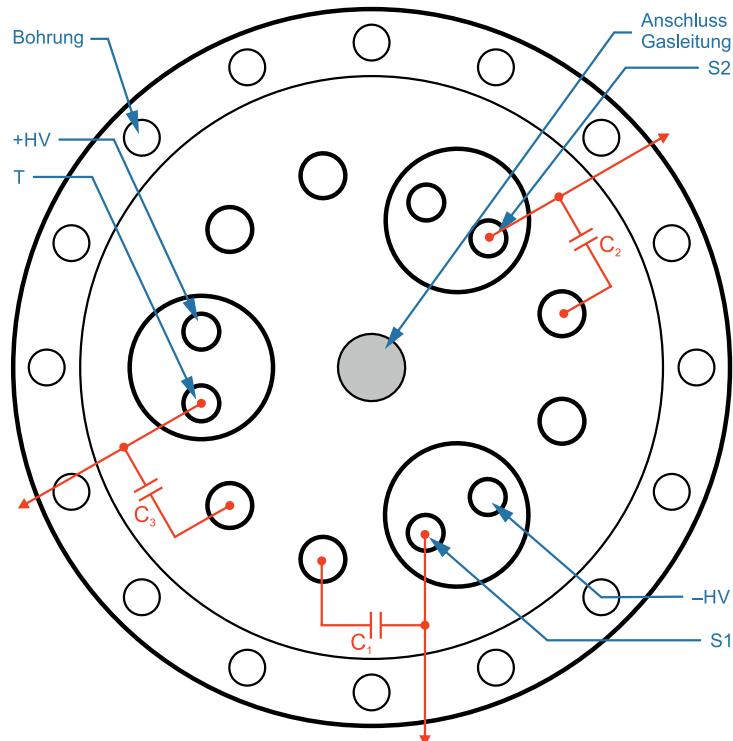


Abbildung 7.15.: Schematische Darstellung (nicht maßstabsberechtigt) des unteren Blindflansches mit Durchführungen für die Hochspannungs- und Datenleitungen. Auf diesen Blindflansch ist der GOOFIE montiert und das Rohrstück wird darauf festgeschraubt. In der Mitte ist der Anschluss für die Gasleitung eingezeichnet.

Dazwischen befinden sich insgesamt sechs HV-Durchführungen, durch welche die Daten signale ausgelesen werden können. Das Signal auf den Anodendrähten wird über HV-

Kondensatoren kapazitiv ausgekoppelt. Durch diese Konstruktion liegen an den Datenleitungen nach dem Kondensator keine Hochspannungen mehr an und das Signal kann mit konventioneller Messtechnik ausgelesen werden. Für den finalen Einsatz müssen verfügbare Kondensatoren mit einer Spannungsfestigkeit von mindestens 10 kV eingesetzt werden. In den Arbeiten von F. Poppenborg [Pop11] und S. Dyba [Dyb12] wird die Ausleseelektronik vorgestellt: Das Signal wird mit einem auf die Ladung empfindlichen Vorverstärker verstärkt und an das Datenerfassungssystem (*Data Acquisition*, DAQ) weitergeleitet. Dabei handelt es sich um eine sogenannte NemboX der Firma W-Ie-Ner, eine programmierbare Logik-Einheit. Angesteuert und ausgelesen wird die NemboX durch ein LabView-Programm, das von F. Poppenborg entwickelt und von S. Dyba erweitert wurde. Für detaillierte Beschreibungen des LabView-Programms wird auf [Pop11, Dyb12] verweisen.

8. Fazit und Ausblick

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde zunächst eine ausführliche Untersuchung des High Voltage Distribution Systems (HVDS) vorgenommen. Da die Dokumentation an vielen Stellen sehr kurz gehalten und teilweise auch widersprüchlich ist, wurde die Kommunikation mit dem HVDS untersucht, die Kanäle getestet und eine entsprechende Dokumentation, die sich im Anhang und auf der beigelegten CD befinden, erstellt. Es konnte gezeigt werden, dass das HVDS grundsätzlich für den Einsatz im Driftmonitor GOOFIE geeignet ist. Allerdings sind für den Einsatz insgesamt drei HVDS Crates notwendig, da die einzelnen Kanäle innerhalb eines HVDS Crates auf dem selben Referenzpotential liegen und damit die nötigen Potentialdifferenzen mit nur einem HVDS Crate nicht erreicht werden können. Wenigstens zwei der Crates müssen zudem potentialfrei aufgebaut und auf ein passendes Referenzpotential gebracht werden, damit der jeweilige Arbeitsbereich eingehalten wird. Diese umfangreichen Arbeiten konnten im Rahmen dieser Diplomarbeit nur konzeptuell erarbeitet werden, ein entsprechender Umbau kann auf dieser Grundlage vorgenommen werden. In Tabelle 7.3 ist die vorgeschlagene Topologie für elektrische Feldstärken von 150 V/cm bis 1000 V/cm berechnet worden. Aus technischen Gründen bietet sich eine elektrische Feldstärke zwischen 200 V/cm und 700 V/cm für die Untersuchungen der Driftgeschwindigkeit mit dem GOOFIE an.

Beachtet werden müssen beim Einsatz des vorhandenen HVDS ebenfalls die defekten Kanäle, welche in Tabelle A.3 dokumentiert wurden, und die allgemeinen Hinweise aus Abschnitt 7.3.3.

Neben diesen Arbeiten wurde der GOOFIE, welcher defekt und außer Betrieb eingelagert war, zerlegt, gereinigt und repariert. Inzwischen ist der GOOFIE weitestgehend zusammen gebaut und kann in kurzer Zeit in Betrieb genommen werden. Die Inbetriebnahme und ein Funktionstest stehen noch aus, da die Spannungsversorgung auf Basis des HVDS nicht zur Verfügung steht und die bisherige Potentiometerschaltung defekt ist, wie in vorherigen Arbeiten gezeigt wurde. Zusätzliche Probleme machte der Mess- und Steuercomputer *GOOFIE2*. Neben einem Defekt an der PCAN-PCI-Karte gab es einen Festplattenausfall.

Der Rechner ist inzwischen wieder aufgesetzt worden, ein Test der Software war nicht mehr möglich, da der GOOFIE nicht in Betrieb genommen werden konnte.

Bevor der GOOFIE wieder in Betrieb genommen wird, sollte noch eine zusätzliche Datenleitung zum Messen des Potentials auf Höhe des Gehäuses am Startzähler S2 eingebaut werden. Damit kann auf einfache Weise die ordnungsgemäße Funktion der Driftstrecke und die maximalen Potentialdifferenzen der Start- und Stoppzähler sichergestellt werden. Der Austausch der Kondensatoren gegen solche mit höherer Spannungsfestigkeit (mindestens 10 kV) würde den GOOFIE für elektrische Feldstärken bis ca. 900 V/cm absichern.

In Zusammenhang mit dieser Arbeit ist ein Programm zur Steuerung des HVDS entwickelt worden: das HVDS Control Panel. Damit können eine beliebige Anzahl an Kanälen unabhängig voneinander gesteuert werden. In eine Log-Datei werden alle Nachrichten auf dem CAN-Bus mitgeschrieben, sodass diese im Anschluss ausgewertet werden können. Ausstehend ist noch die Weiterentwicklung zur Steuerung der beiden Hochspannungsnetzteile, welche das elektrische Feld erzeugen. Dies kann entweder über eine Schnittstelle zum vorhandenen LabView-Programm von F. Poppenborg und S. Dyba oder über die direkte Ansprache des FPGAs erfolgen.

A. Anhang

A.1. Relativistische Kinematik

¹

Die Energien in Beschleunigerexperimenten sind in der Regel so hoch, dass eine klassische Beschreibung nicht ausreichend ist, vielmehr muss eine relativistische Kinematik ($v \lesssim c$) verwendet werden. Grundgrößen der Kinematik sind der Impulsvektor \vec{p} und die Ruhemasse m_0 . Über die relativistische Energiegleichung ist auch die Energie der Teilchen bekannt:

$$E = \sqrt{(m_0 c^2)^2 + (\vec{p} c)^2}. \quad (\text{A.1})$$

Dabei entspricht der erste Teil der Ruheenergie $m_0 c^2$ und der zweite Teil der kinetischen Energie T :

$$T = E - mc^2 \quad (\text{A.2})$$

Der Impuls in der relativistischen Kinematik ist ein Vierervektor, hier sind die Gesamtenergie E und der Impuls $\vec{p} = (p_x, p_y, p_z)$ zum Viererimpuls \mathbf{P} zusammengefasst:

$$\mathbf{P} = (p_0, p_1, p_2, p_3) = (E, p_x, p_y, p_z) = (E, \vec{p}). \quad (\text{A.3})$$

Zur Vereinfachung der Rechnungen werden zudem in der Regel natürliche Einheiten verwendet, d.h. $c = \hbar = 1$, sodass Masse, Impuls und Energie die gleiche Einheit haben. Zudem wird die Geschwindigkeit v in Relation zur Lichtgeschwindigkeit c gesetzt und damit ein Faktor

$$\beta = \frac{v}{c} \Rightarrow \vec{\beta} = \frac{\vec{v}}{c} = \left(\frac{v_x}{c}, \frac{v_y}{c}, \frac{v_z}{c} \right). \quad (\text{A.4})$$

definiert. Des weiteren beschreibt der Lorentzfaktor die relativistische Massenzunahme

$$\gamma = \frac{E}{mc^2} = \sqrt{\frac{1}{1 - v^2/c^2}}. \quad (\text{A.5})$$

¹Die Zusammenstellung orientiert sich an den Ausführungen in [Hin08, S. 16-23] und [KB13, S. 119-121].

In der Teilchenphysik wird die Lichtgeschwindigkeit oft in natürlichen Einheiten angegeben, d. h. es gilt $c = 1$. Damit sind die Einheiten von Masse, Impuls und Energie identisch (in der Einheit eV).

Für Collider-Beschleuniger ist der Übergang in das Schwerpunktsystem („center of mass“- bzw. cm-System) zweckmäßig; hier gilt, dass die Summe aller Impulsvektoren Null ist. Üblicherweise wird zudem die z -Komponente zur Bewegungsrichtung des Teilchenstrahls ausgerichtet, sodass sich bei der Lorentztransformation vom Labor- in das Schwerpunktsystem der Impulsanteil p_z und die Energie E ändern. Die transversale Impulskomponente bleibt jedoch erhalten (Lorentzinvariante in z -Richtung) und für die longitudinalen und transversalen Impulskomponenten ($p = |\vec{p}|$) gelten folgende Relationen:

$$p_T = p \cdot \sin \vartheta, \quad (A.6)$$

$$p_L = p \cdot \cos \vartheta. \quad (A.7)$$

Der Winkel ϑ ist zur Strahlachse ausgerichtet. Während p_T lorentzinvariant ist, gilt dies nicht für p_L . Aus diesem Grund kann eine dimensionslose Variable, die *Rapidität* y_L definiert werden, welche Geschwindigkeiten in den Einheiten der Lichtgeschwindigkeit darstellt. Relativistische Effekte sind intrinsisch enthalten, sodass Rapiditäten direkt addiert werden können. Unter Verwendung der transversalen Geschwindigkeit

$$\beta_L = \frac{p_L}{E} \quad (A.8)$$

kann die Rapidität definiert werden als

$$y_L = \operatorname{artanh} \beta_L = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_L}{E - p_L} \right). \quad (A.9)$$

Hier ist artanh der Areatangens Hyperbolicus². Für den Fall, dass die Teilchenenergie sehr viel größer als dessen Ruhemasse ist, was bei Beschleunigerexperimenten in der Regel der Fall ist, kann die Rapidität durch die *Pseudo-Rapidität* η angenähert werden:

$$\eta = \operatorname{artanh} \left(\frac{p_L}{p} \right) = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{p + p_L}{p - p_L} \right) = -\ln \left[\tan \left(\frac{\vartheta}{2} \right) \right]. \quad (A.10)$$

Der Vorteil bei Verwendung der Pseudo-Rapidität ist, dass diese lediglich durch den Polarwinkel der Teilchenbahn relativ zur Strahlachse festgelegt ist, der im Experiment leichter gemessen werden kann.

²Der Areatangens Hyperbolicus ist definiert durch $\operatorname{artanh}(x) := \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1+x}{1-x} \right)$ für $|x| < 1$. [Mer07, S. 41]

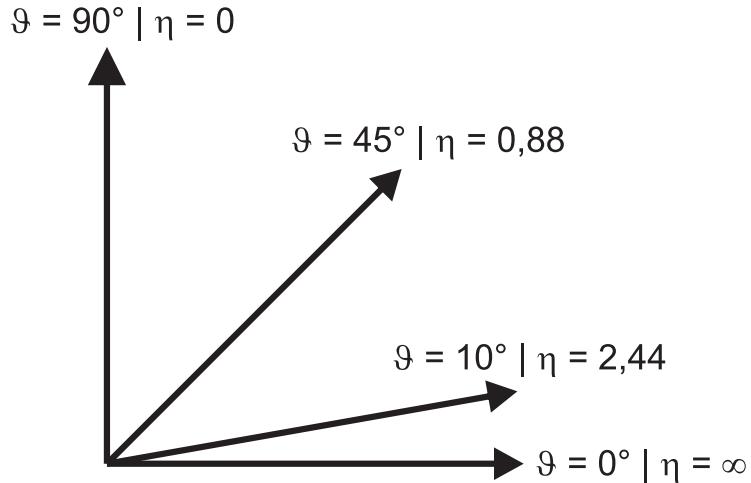


Abbildung A.1.: Zusammenhang zwischen dem Winkel ϑ und der Pseudo-Rapidität η .

Auch die *invariante Masse* m_{inv} , die Ruhemasse eines Systems zweier Teilchen, welche mit (E_1, \vec{p}_1) und (E_2, \vec{p}_2) kollidieren, bleibt erhalten und entspricht dem absoluten Wert des Viererimpulses \mathbf{P} :

$$m_{\text{inv}}^2 = \mathbf{P}^2 = (p_1 + p_2)^2 = (E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2. \quad (\text{A.11})$$

Die invariante Masse m_{inv} entspricht zudem der Gesamtenergie im Schwerpunktsystem $E_{\text{ges}}^{\text{cm}}$:

$$E_{\text{ges}}^{\text{cm}} = E_1^{\text{cm}} + E_2^{\text{cm}} = m_{\text{inv}}. \quad (\text{A.12})$$

Für ein einzelnes, freies Teilchen entspricht die invariante Masse dessen Ruhemasse ($m_{\text{inv}} = m_0$).

Zur Beschreibung der Schwerpunktsenergie einer Zweiteilchenreaktion wird die *Mandelstamvariable* s , ebenfalls eine Lorentzinvariante, definiert:

$$s = (\mathbf{P}_1 + \mathbf{P}_2)^2 = (\mathbf{P}_3 + \mathbf{P}_4)^2. \quad (\text{A.13})$$

Für die Energie im Schwerpunktsystem $E_{\text{ges}}^{\text{cm}}$ gilt:

$$E_{\text{ges}}^{\text{cm}} = \sqrt{s}. \quad (\text{A.14})$$

Für die bisherigen Größen gibt es einige relevante Zusammenhänge. So sind die Rapidität und die Pseudo-Rapidität mit der Energie und mit dem longitudinalen Impuls über die

transversale Masse m_T bzw. dem Transversalimpuls verknüpft:

$$m_T = \sqrt{p_T^2 + m_0^2}, \quad (A.15)$$

$$E = m_T \cdot \cosh y = p_T \cdot \cosh \eta, \quad (A.16)$$

$$p_L = m_T \cdot \sinh y = p_T \cdot \sinh \eta. \quad (A.17)$$

Für Collider-Experimente ist $\beta = \vec{p}_1 + \vec{p}_2 / E_1 + E_2$. Die relativistische Energiegleichung (A.1) wird dann zu:

$$E_{\text{ges}}^{\text{cm}} = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2} \xrightarrow{\text{wenn } \vec{p}_1 + \vec{p}_2 = 0} E_{\text{ges}}^{\text{cm}} = E_1 + E_2. \quad (A.18)$$

Der Fall $\vec{p}_1 + \vec{p}_2 = 0$, welcher in pp -, e^+e^- - oder auch $\text{Pb}+\text{Pb}$ -Collidern gut erfüllt ist, entspricht dem Labor- dem Schwerpunktssystem, sodass die Gesamtenergie im Schwerpunktssystem $E_{\text{ges}}^{\text{cm}}$ der Summe der Laborenergien entspricht.

A.2. Wertetabelle für die externe Widerstandskette im GOOFIE

In der folgenden Tabelle werden die im GOOFIE eingesetzten Festwiderstände aufgeführt [Wen01]. Grau hinterlegt sind vorgegebene und feste Werte. Mit Hilfe dieser Werte, dem Ohmschen Gesetz $U = R \cdot I$ und der Kichhoffsschen Regeln können alle anderen Werte berechnet werden.

E (V/cm)	U_{ges} (V)	$U_{\text{ges},2}$ (V)	I_1 (μA)	I_2 (μA)	U_1 (V)	U_2 (V)	U_3 (V)	U_4 (V)	U_5 (V)	R_1 ($\text{M}\Omega$)	R_2 ($\text{M}\Omega$)	R_3 ($\text{M}\Omega$)	R_4 ($\text{M}\Omega$)	R_5 ($\text{M}\Omega$)	R_0 ($\text{M}\Omega$)
117,6	2965	1765	20,0	86,1	211,8	0	353	1765	1200	10,6	0	17,7	88,3	139,4	8,2
133,3	3200	2000	20,0	9,8	240,0	160	400	2000	1200	12,0	8	20,0	100,0	123,0	8,2
200,0	4200	3000	20,0	14,6	360,0	840	600	3000	1200	18,0	42	30,0	150,0	82,0	8,2
300,0	5700	4500	20,0	22,0	540,0	1860	900	4500	1200	27,0	93	45,0	225,0	54,7	8,2
400,0	7200	6000	20,0	29,3	720,0	2880	1200	6000	1200	36,0	144	60,0	300,0	41,0	8,2
500,0	8700	7500	20,0	36,6	900,0	3900	1500	7500	1200	45,0	195	75,0	375,0	32,8	8,2
600,0	10200	9000	20,0	43,9	1080,0	4920	1800	9000	1200	54,0	246	90,0	450,0	27,3	8,2
700,0	11700	10500	20,0	51,2	1260,0	5940	2100	10500	1200	63,0	297	105,0	525,0	23,4	8,2
800,0	13200	12000	20,0	58,5	1440,0	6960	2400	12000	1200	72,0	348	120,0	600,0	20,5	8,2
900,0	14700	13500	20,0	65,9	1620,0	7980	2700	13500	1200	81,0	399	135,0	675,0	18,2	8,2
1000,0	16200	15000	20,0	73,2	1800,0	9000	3000	15000	1200	90,0	450	150,0	750,0	16,4	8,2

Tabelle A.1.: Wertetabelle für Spannungen und Widerstände im GOOFIE. Angepasst wurden die Bezeichnungen V_i zu U_i und R_6 bzw. U_6 zu R_5 bzw. U_5 (nach [Wen01]).

Ausgehend von der gewünschten Feldstärke kann die notwendige Gesamtspannung im Feldkäfig berechnet werden über $U_{\text{ges},2} = E \cdot s = E \cdot 15 \text{ cm}$. Dabei ist $s = 15 \text{ cm}$ die Länge der Driftstrecke. Hier muss beachtet werden, dass noch eine frühere Geometrie des Stoppzählers verwendet wurde und der GOOFIE erst im Rahmen der Arbeit von [Wei01] um 0,6 cm verlängert wurde. Der Spannungsabfall über $U_5 = 1200 \text{ V}$ und die innere Widerstandskette aus insgesamt 25 Widerständen $R_0 = 8,2 \text{ M}\Omega$ sind ebenfalls vorgegeben. Die gesamte Potentialdifferenz (inkl. U_5) ist dann $U_{\text{ges}} = U_{\text{ges},2} + U_5$. Der Strom durch den Feldkäfig berechnet sich nach $I_2 = U_{\text{ges},2}/25 \cdot R_0$. Damit kann nun der Widerstand $R_5 = U_5/I_2$ berechnet werden.

Die Spannungen U_1 bis U_4 entsprechen den Spannungsabfällen über die jeweiligen Widerstände R_1 bis R_4 : Der Spannungsabfall über R_1 entspricht dem Spannungsabfall über die ersten drei Elektroden ($3 \cdot R_0/25 \cdot R_0$ entsprechen 12 % von $U_{\text{ges},2}$): $U_1 = U_{\text{ges},2} \cdot (3 \cdot R_0/25 \cdot R_0) = U_{\text{ges},2} \cdot 0,12$. Für den Widerstand gilt $R_1 = U_1/I_1$. Für den Fall, dass das Potentiometer P_1 auf Null gestellt ist, sind Draht und Gehäuse auf dem gleichen Potential. Mit dem Potentiometer P_1 ist eine Variation von $0 \text{ V} \leq U_Z \leq 1200 \text{ V}$ möglich.

Der Strom I_1 fließt durch R_1 . Über R_2 fällt die Spannung, die auch über die interne Widerstandskette zwischen S1 und S2 abfällt. Durch das Potentiometer P_2 kann auch hier die Spannung U_Z variiert werden. Über R_3 fällt die restliche Spannung der Poten-

tiometerschaltung ab. Über R_4 fällt die Spannung ab, die auch im Feldkäfig angelegt ist. Damit ist $U_4 = U_{\text{ges},2}$ und $R_4 = U_4/I_1$. Mit dem Potentiometer P_3 kann schließlich für den Auslesedraht im Stoppzähler die Spannung U_Z eingestellt werden.

Bei den drei Potentiometern ist ein Widerstand von $60 \text{ M}\Omega$ gegenüber der Widerstandskette eingestellt. Die verbauten Strommessgeräte A_1 , A_2 und A_3 dienen der Kontrolle [Wen01].

A.3. Steuerkommandos für den HVDS

Mit den folgenden Base IDs kann jeweils ein Kanal im HVDS gesteuert werden. Der Aufbau einer CAN-Nachricht ist in Abschnitt 7.3.4 erklärt. Die Temperatur wird lediglich einmal pro HVD-Karte ausgegeben.

In der Spalte **Länge** wird die Länge des Datenfeldes angegeben. Bei den mit einem “*” markierten Werten handelt es sich um Literaturwerte nach [Kra12] oder [Win05], alle anderen Angaben wurden experimentell bestimmt. Mit „–“ sind Base IDs gekennzeichnet, die nicht ausgegeben werden. Bei leeren Feldern konnte hinsichtlich der verwendeten Datenlänge kein Unterschied festgestellt werden.

Beschreibung	Typ	Dez	Hex	Hex (LSH2)	Länge	Einheit	Abhängigkeiten
Ausschalten eines HVDS-Kanals	CMD	500	1F4	7D0	0/0*		set 898
Einschalten eines HVDS-Kanals	CMD	510	1FE	7F8	0/0*		set 8C0
Stopp: Ramping	CMD	700	2BC	AF0	0/0*		set
Start: Ramping up (mit gesetzten Werten)	CMD	702	2BE	AF8	0/0*		set FD0
Start: Ramping down (mit gesetzten Werten)	CMD	701	2BD	AF4	0/0*		set FD4
Setze: Zielwert für die Stromstärke I_{set}	CMD	710	2C6	B18	3*	nA	set CA8
Setze: Zielwert für die Spannung U_{set}	CMD	711	2C7	B1C	3*	V	set CAC
Setze: maximale Stromstärke I_{max}	CMD	720	2D0	B40	3*	nA	set CD0
Setze: maximale Spannung U_{max}	CMD	721	2D1	B44	3*	V	set CD4
Setze: maximale Ramp-Geschwindigkeit R_{max}	CMD	722	2D2	B48	-/3*	mV/s	set CD8
Setze: Ramp-Geschwindigkeit up R_{up}	CMD	723	2D3	B4C	3*	mV/s	set CDC
Setze: Ramp-Geschwindigkeit down R_{down}	CMD	724	2D4	B50	3*	mV/s	set CEO
Setze: Aktualisierungintervall für I (während Ramping)	CMD	730	2DA	B68	2 / 3*	s	set CF8
Setze: Aktualisierungintervall für U (während Ramping)	CMD	731	2DB	B6C	2*/3*	s	set CFC
Setze: Aktualisierungintervall für I (während Betrieb)	CMD	732	2DC	B70	2 / 3*	s	set D00
Setze: Aktualisierungintervall für U (während Betrieb)	CMD	733	2DD	B74	2 / 3*	s	set D04
Setze: Frage alle aktuellen Daten ab	CMD	1000	3E8	FA0	0/0*		set
Status: Eine HVDS-Karte ist eingeschaltet.	MSG	161	0A1	284	0*		
Status: Ein HVDS-Kanal ist ausgeschaltet.	MSG	550	226	898	0*		read 7D0
Status: Ein HVDS-Kanal ist eingeschaltet.	MSG	560	230	8C0	0*		read 7F8
Status: Eingestellte Stromstärke I_{set}	MSG	810	32A	CA8	4/3*	nA	read B18
Status: Eingestellte Spannung U_{set}	MSG	811	32B	CAC	4/3*	mV	read B1C
Status: maximale Stromstärke I_{max}	MSG	820	334	CD0	4/3*	nA	read B40
Status: maximale Spannung U_{max}	MSG	821	335	CD4	4/3*	mV	read B44
Status: maximale Ramp-Geschwindigkeit R_{max}	MSG	822	336	CD8	-/3*	mV/s	read B48
Status: Ramp-Geschwindigkeit up R_{up}	MSG	823	337	CDC	4/3*	mV/s	read B4C
Status: Ramp-Geschwindigkeit down R_{down}	MSG	824	338	CE0	4/3*	mV/s	read B50
Status: Aktualisierungintervall für I (während Ramping)	MSG	830	33E	CF8	-/3*	s	read B68
Status: Aktualisierungintervall für U (während Ramping)	MSG	831	33F	CFC	2*/3*	s	read B6C
Status: Aktualisierungintervall für I (während Betrieb)	MSG	832	340	D00	-/3*	s	read B70
Status: Aktualisierungintervall für U (während Betrieb)	MSG	833	341	D04	-/3*	s	read B74
Status: Aktuelle Wert der Stromstärke I	MSG	1010	3F2	FC8	3*	nA	read
Status: Aktuelle Wert der Spannung U	MSG	1011	3F3	FCC	3*	mV	read
Status: Aktuelle Temperatur T einer HVDS-Karte	MSG	1014	3F6	FD8	2	°C	read
Status: Ramp up	MSG	1012	3F4	FD0	2/0*		read AF8
Status: Ramp down	MSG	1013	3F5	FD4	2/0*		read AF4
Fehler: Eine CAN Nachricht enthält einen Fehler.	MSG	350	15E	578	1*		
Fehler: OVERCURRENT: I_{max} wurde überschritten oder Kurzschluss.	MSG	300	12C	4B0	0		alarm CD0
Fehler: OVERVOLTAGE: V_{max} wurde überschritten. → Spannung wird auf U_{max} reduziert.	MSG	301	12D	4B4	0		alarm CD4
Fehler: UNDERCURRENT	MSG	302	12E	4B8			
Fehler: UNDERVOLTAGE	MSG	303	12F	4BC			
Fehler: VCOMMUNICATION ERROR	MSG	304	130	4C0			
Fehler: ICOMMUNICATION ERROR	MSG	305	131	4C4			
Fehler: VCOMMUNICATION FAIL	MSG	306	132	4C8			
Fehler: ICOMMUNICATION FAIL	MSG	307	133	4CC			
Fehler: VINPUTLOW	MSG	308	134	4D0			
Fehler: VINPUTHIGH	MSG	309	135	4D4			
Fehler: TEMPERATUREHIGH	MSG	310	136	4D8			alarm FD8
Fehler: MINDAC	MSG	311	137	4DC			
Fehler: MAXDAC	MSG	312	138	4E0			
Fehler: DACFAILED	MSG	313	139	4E4			
Fehler: UNKOWNCANCOMMANDRECIEVED	MSG	314	13A	4E8			

Tabelle A.2.: Steuerkommandos für das High Voltage Distribution System (HVDS). Angegeben sind die Beschreibung, der Typ (Kommando oder Nachricht), ggf. die Einheit und die Base ID (als Dezimalzahl, als Hexadezimalzahl und als Hexadezimalzahl um 2 nach links verschoben) (aus [M+07a, M+07, Win05]).

A.4. Ergebnisse der Untersuchung des HVDS

Die folgende Tabelle enthält eine Übersicht über die im verwendeten HVDS vorhandenen Kanäle. Die Kanal ID ist sowohl Hexadezimal als auch Dezimal angegeben. Zusätzlich sind bei den Kanälen Auffälligkeiten und Defekte beschrieben:

- ***I Fehler:*** Der Messwert für die Stromstärke liegt, ohne Last und angelegter HV, im Bereich von 0x80000015 ($\approx 2,14$ A).
- ***U Warnung:*** Der Messwert für die Spannung ist instabil und schwankt, ohne Last und angelegter HV, im Bereich von 0 kV bis 3 kV. Gleichzeitig wird für die Stromstärke konstant ein Wert von 0 nA angezeigt, wohingegen der Wert üblicherweise um wenige nA schwankt.

Die mit **Fehler** oder **Warnung** markierten Kanäle sollten für die Nutzung im GOOFIE ausgespart werden.

Kanal ID (Hex)	Crate (Dez)	SM-Stack-Layer SM-Karte-Kanal	Anmerkungen	Kanal ID (Hex)	Crate (Dez)	SM-Stack-Layer SM-Karte-Kanal	Anmerkungen		
Supermodul 17									
A49	5111	5	SM17-S0-L0	<i>I</i> Fehler	A51	5121	5	SM17-S1-L0	<i>I</i> Fehler
A4A	5112	5	SM17-S0-L1		A52	5122	5	SM17-S1-L1	
A4B	5113	5	SM17-S0-L2		A53	5123	5	SM17-S1-L2	
A4C	5114	5	SM17-S0-L3	<i>I</i> Fehler	A54	5124	5	SM17-S1-L3	
A4D	5115	5	SM17-S0-L4	<i>I</i> Fehler	A55	5125	5	SM17-S1-L4	
A4E	5116	5	SM17-S0-L5		A56	5126	5	SM17-S1-L5	
A59	5131	5	SM17-S2-L0		A61	5141	5	SM17-S3-L0	<i>I</i> Fehler
A5A	5132	5	SM17-S2-L1	<i>I</i> Fehler	A62	5142	5	SM17-S3-L1	
A5B	5133	5	SM17-S2-L2	<i>I</i> Fehler	A63	5143	5	SM17-S3-L2	<i>I</i> Fehler
A5C	5134	5	SM17-S2-L3		A64	5144	5	SM17-S3-L3	<i>I</i> Fehler
A5D	5135	5	SM17-S2-L4		A65	5145	5	SM17-S3-L4	
A5E	5136	5	SM17-S2-L5	<i>I</i> Fehler	A66	5146	5	SM17-S3-L5	
A69	5151	5	SM17-S4-L0	<i>I</i> Fehler					
A6A	5152	5	SM17-S4-L1	<i>I</i> Fehler					
A6B	5153	5	SM17-S4-L2	<i>I</i> Fehler					
A6C	5154	5	SM17-S4-L3						
A6D	5155	5	SM17-S4-L4						
A6E	5156	5	SM17-S4-L5						
Supermodul 00									
A89	5211	5	SM00-S0-L0		A91	5221	5	SM00-S1-L0	<i>U</i> Warnung
A8A	5212	5	SM00-S0-L1		A92	5222	5	SM00-S1-L1	<i>U</i> Warnung
A8B	5213	5	SM00-S0-L2	<i>U</i> Warnung	A93	5223	5	SM00-S1-L2	<i>I</i> Fehler
A8C	5214	5	SM00-S0-L3	<i>U</i> Warnung	A94	5224	5	SM00-S1-L3	
A8D	5215	5	SM00-S0-L4	<i>U</i> Warnung	A95	5225	5	SM00-S1-L4	
A8E	5216	5	SM00-S0-L5	<i>U</i> Warnung	A96	5226	5	SM00-S1-L5	
A99	5231	5	SM00-S2-L0		AA1	5241	5	SM00-S3-L0	
A9A	5232	5	SM00-S2-L1		AA2	5242	5	SM00-S3-L1	
A9B	5233	5	SM00-S2-L2		AA3	5243	5	SM00-S3-L2	
A9C	5234	5	SM00-S2-L3		AA4	5244	5	SM00-S3-L3	
A9D	5235	5	SM00-S2-L4		AA5	5245	5	SM00-S3-L4	
A9E	5236	5	SM00-S2-L5		AA6	5246	5	SM00-S3-L5	
AA9	5251	5	SM00-S4-L0	<i>I</i> Fehler					
AAA	5252	5	SM00-S4-L1	<i>I</i> Fehler					
AAB	5253	5	SM00-S4-L2	<i>I</i> Fehler					
AAC	5254	5	SM00-S4-L3						
AAD	5255	5	SM00-S4-L4	<i>I</i> Fehler					
AAE	5256	5	SM00-S4-L5	<i>I</i> Fehler					
Supermodul 01									
AC9	5311	5	SM01-S0-L0	<i>I</i> Fehler	AD1	5321	5	SM01-S1-L0	
ACA	5312	5	SM01-S0-L1	<i>I</i> Fehler	AD2	5322	5	SM01-S1-L1	
ACB	5313	5	SM01-S0-L2		AD3	5323	5	SM01-S1-L2	
ACC	5314	5	SM01-S0-L3		AD4	5324	5	SM01-S1-L3	
ACD	5315	5	SM01-S0-L4		AD5	5325	5	SM01-S1-L4	<i>I</i> Fehler
ACE	5316	5	SM01-S0-L5		AD6	5326	5	SM01-S1-L5	
AD9	5331	5	SM01-S2-L0		AE1	5341	5	SM01-S3-L0	
ADA	5332	5	SM01-S2-L1		AE2	5342	5	SM01-S3-L1	
ADB	5333	5	SM01-S2-L2		AE3	5343	5	SM01-S3-L2	<i>I</i> Fehler
ADC	5334	5	SM01-S2-L3		AE4	5344	5	SM01-S3-L3	
ADD	5335	5	SM01-S2-L4		AE5	5345	5	SM01-S3-L4	
ADE	5336	5	SM01-S2-L5		AE6	5346	5	SM01-S3-L5	
AE9	5351	5	SM01-S4-L0	<i>I</i> Fehler					
AEA	5352	5	SM01-S4-L1	<i>I</i> Fehler					
AEB	5353	5	SM01-S4-L2	<i>I</i> Fehler					
AEC	5354	5	SM01-S4-L3						
AED	5355	5	SM01-S4-L4						
AEE	5356	5	SM01-S4-L5						

Tabelle A.3.: Liste der Kanäle im verwendeten HVDS. Aufgeführt ist jeweils die Kanal ID (hexadezimal und dezimal), die Aufschlüsselung nach Crate, Supermodul, Stack und Layer sowie die aufgetretenen Fehler und Warnungen.

A.5. Software zur Steuerung des HVDS

Zur Steuerung des HVDS wurden verschiedene Programm verwendet. PCAN-View ist ein sehr rudimentäres Programm zum Auslesen eines CAN-Bus und zum Senden von CAN-Nachrichten. Das HVDS Control Panel ist eine Eigenentwicklung auf Basis der PCAN-Basic-API und für die Steuerung des in Münster vorhandenen HVDS ausgelegt.

A.5.1. PCAN-View

PCAN-View ist eine einfache Software, die über ein angeschlossenes CAN-Interface der Firma PEAK mit dem CAN-Bus kommunizieren kann. In der oberen Hälfte werden die aktuellen Nachrichten auf dem CAN-Bus angezeigt. Das Datenfeld wird mit dem Empfang einer Nachricht mit gleichem Object Identifier überschrieben. Zusätzlich wird die Anzahl aller Nachrichten mit jeden Object Identifier gezählt und das letzte Intervall in Millisekunden angezeigt. In der unteren Hälfte können über einen Dialog CAN-Botschaften erstellt und für die spätere Verwendung abgelegt werden. Die Nachrichten können periodisch oder bei Bedarf gesendet werden.

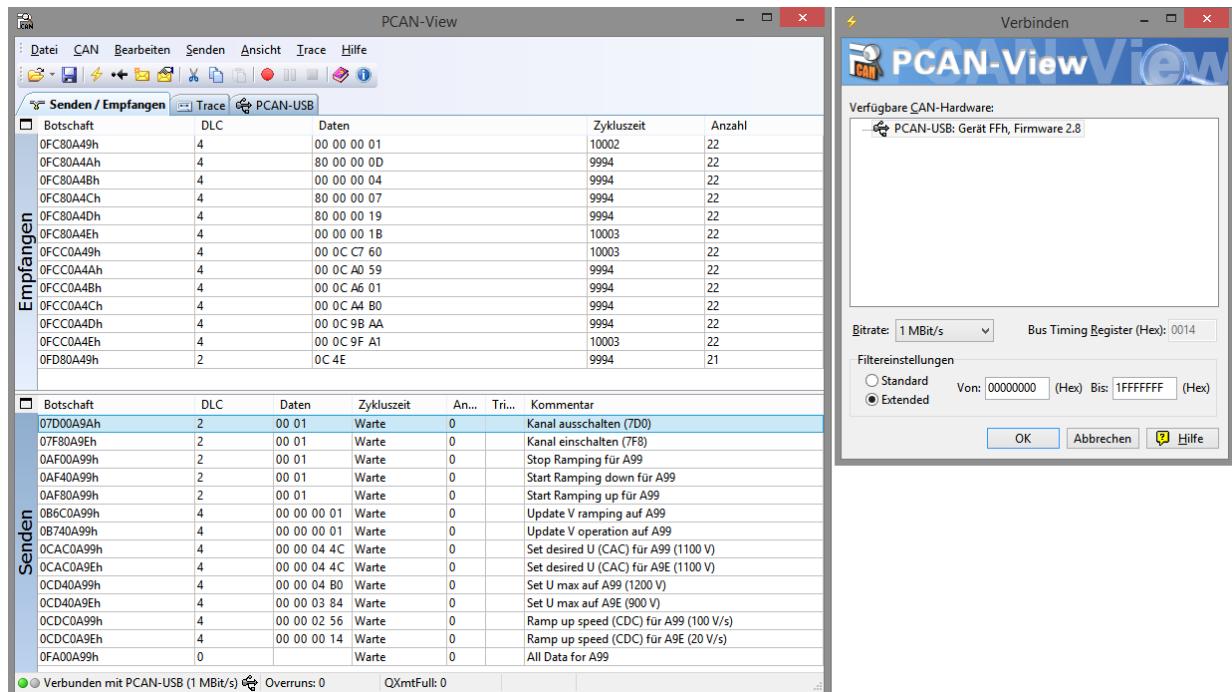


Abbildung A.2.: Screenshot der Software PCAN-View. Das HVDS ist über eine PCAN-USB-Karte angeschlossen und die Messdaten werden im Empfangs-Fenster (oben) dargestellt. Im unteren Bereich sind vorbereitete CAN-Nachrichten zu sehen.

A.5.2. HVDS Control Panel

Das speziell für den vorhandenen HVDS entwickelte Steuerprogramm wird in Abschnitt 7.3.3 ausführlich vorgestellt. Daher wird an dieser Stelle ein Beispiel Screenshots dargestellt, in welchem die Aufteilung für drei gleichzeitig geöffnete Kanäle zu sehen ist.

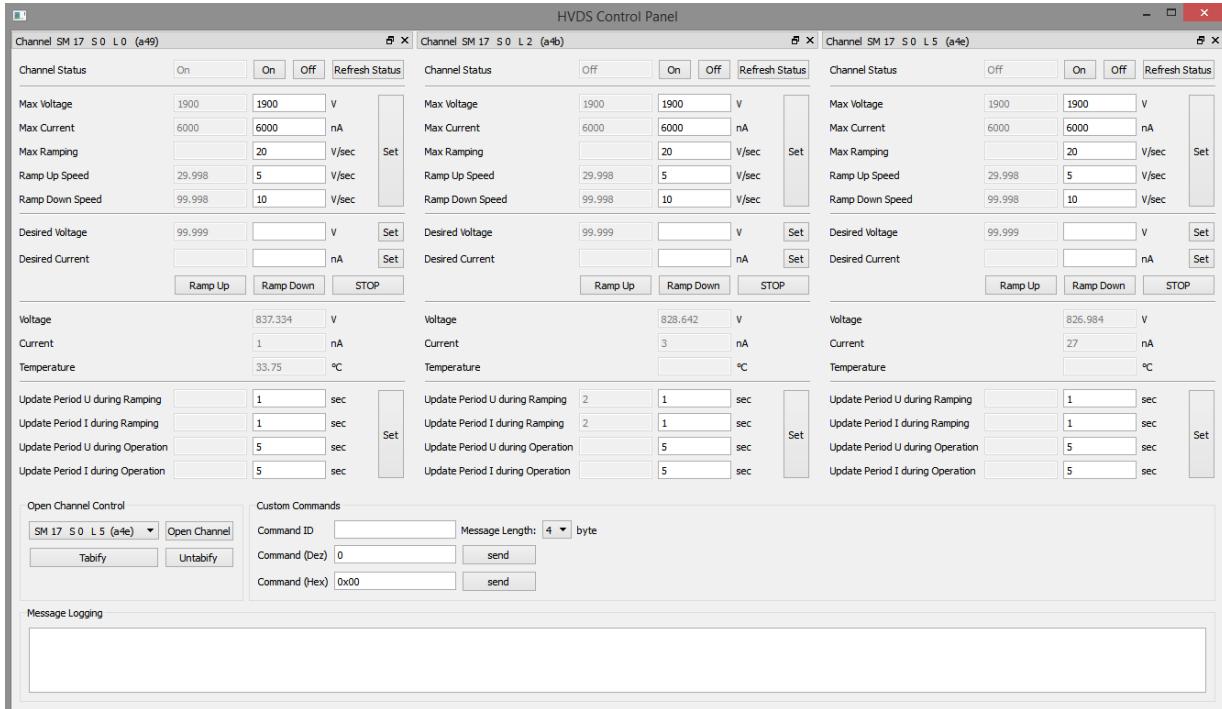


Abbildung A.3.: Screenshot des HVDS Control Panels mit drei geöffneten Kanälen nebeneinander angeordnet. Das HVDS ist über eine PCAN-USB-Karte angeschlossen und die Messdaten und gesetzten Einstellungen werden in den Statusfenstern angezeigt. Der Log-Bereich ist leer, da bisher keine Fehlermeldungen eingegangen sind.

A.6. Pin-Belegung des HV-Ausgangs

Abbildung A.4 zeigt den schematischen Aufbau des REDEL S Hochspannungsanschlusses mit 51 Pins [LEMO], welche vom Hersteller jeweils bis 12 kV getestet wurden. Dieser Stecker (-Typ) wird ebenfalls im ALICE TRD eingesetzt. Da die Pin-Geometrie symmetrisch ist, wird der Stecker durch zwei Befestigungsschrauben (je einmal Male und Female) Verpolungssicher.

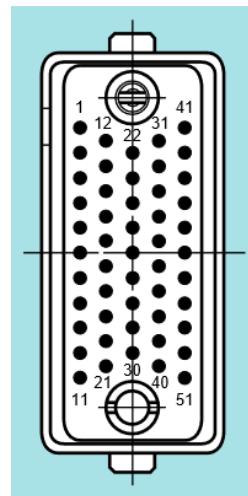


Abbildung A.4.: REDEL HV-Stecker mit 51 Pins. Die Nummerierung ist jeweils am ersten und letzten Pin pro Reihe markiert. [LEMO].

In der Tabelle A.4 sind die nachgemessenen Kanäle den Pins am Beispiel des Supermodul 17 zugeordnet. Die Belegungsschema kann auch auf andere Stecker übertragen werden: In den fünf Reihen sind die Stacks (entspricht je einer HVD-Karte) zugeordnet. Der unterste Layer (L0) ist jeweils dem Pin mit der niedrigsten Nummer pro Reihe zugeordnet. Die mitt **RR** gekennzeichneten Pins entsprechen vermutlich der Erdung, ein Test konnte aufgrund der begrenzten Zeit nicht mehr durchgeführt werden.

Pin Nr.	Kanal	Layer / Stack	Pin Nr.	Kanal	Layer / Stack	Pin Nr.	Kanal	Layer / Stack	Pin Nr.	Kanal	Layer / Stack	Pin Nr.	Kanal	Layer / Stack
01	A69	S4/L0	12	A61	S3/L0	22	A59	S2/L0	31	A51	S1/L0	41	A49	S0/L0
02	A6A	S4/L1	13	A62	S3/L1	23	A5A	S2/L1	32	A52	S1/L1	42	A4A	S0/L1
03	A6B	S4/L2	14	A63	S3/L2	24	A5B	S2/L2	33	A53	S1/L2	43	A4B	S0/L2
04	A6C	S4/L3	15	A64	S3/L3	25	A5C	S2/L3	34	A54	S1/L3	44	A4C	S0/L3
05	A6D	S4/L4	16	A65	S3/L4	26	A5D	S2/L4	35	A55	S1/L4	45	A4D	S0/L4
06	A6E	S4/L5	17	A66	S3/L5	27	A5E	S2/L5	36	A56	S1/L5	46	A4E	S0/L5
07	RR		18	RR		28	RR		37	RR		47	RR	
08	RR		19			29			38			48	RR	
09			20			30			39			49		
10			21						40			50		
11												51		

Tabelle A.4.: Zuordnung der HV-Ausgänge (Pin) zum Kanal am Beispiel des Supermodul 17.

A.7. Inhalt der beigeleuten CD

Die der Diplomarbeit beigelegte CD enthält die folgenden Dokumente und Dateien:

- die Blockdiagramme für die elektronischen Bauteile im HVDS (Verzeichnis: „HVDS Blockdiagramme“);
- das Steuerprogramm HVDS Control Panel inklusive Quellcode, alle aus dem Qt5-Framework benötigten DLLs sowie die PEAK PCAN-Basic-API [PEAK] (Verzeichnis: „HVDS Control Panel“);
- die Autodesk®Inventor®Zeichnungen und 3D-Modelle, welche von W. Verhoeven [Ver10] erstellt wurden;
- eine Kopie aus dem PVSS Backup am CERN für das Original HVDS-Steuerprogramm und
- diese Arbeit.

Literaturverzeichnis

- [ALI01] ALICE Kollaboration. *Technical Design Report of the Transition Radiation Detector*, CERN-LHCC-2001-021, 2001.
- [ALI04] ALICE Kollaboration. *Technical Design Report of the Trigger, Data Acquisition, High-Level-Trigger and Control System*, CERN-LHCC-2003-062, 2004.
- [ALI08] ALICE Kollaboration, K. Aamodt et al. *The ALICE experiment at the CERN LHC*, JINST 3 S08002, 2008.
- [ALI14] ALICE-Kollaboration, 2014.
URL: <https://aliceinfo.cern.ch/Figure/node/3402>
(Abgerufen am 06.08.2014)
- [ALI14a] ALICE Kollaboration. *Performance of the ALICE Experiment at the CERN LHC*, CERN-PH-EP-2014-031, 2014.
- [ATL12] ATLAS Kollaboration. *Neue Ergebnisse der ATLAS Suche nach dem Higgs*, CERN, 2012.
URL: <http://www.atlas.ch/news/2012/HiggsStatementATLAS-German1.pdf>
(Abgerufen am 30.09.2014)
- [AW12] Aßmann, R. und Wenninger, J. *Von der Idee zur Rekordmaschine*. In: *Physik Journal* Nr. 4, Wiley-VCH Verlag, Seite 33-36, 2012.
- [Bat12] Bathan, B. *Jet Measurements and Reconstruction Biases in Proton-Proton and Pb-Pb Collisions with ALICE at the LHC*. Dissertation, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2012.
- [Ber06] Berger, C. *Elementarteilchenphysik*. Springer Verlag, 2. Auflage, 2006.
- [Ber09] Bergmann, C. *Development and Test of a Transition Radiation Detector Prototype for CBM @ FAIR*. Diplomarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2009.
- [Ber12] Beringer, J., et al. (Particle Data Group), PR D86, 010001 (2012), 2012
- [Ber13] Beringer, J., et al. (Particle Data Group), PR D86, 010001 (2012), 2013
- [BMW06] Braun-Munziger, P. und Wambach, J. Extreme Materie. In: *Physik Journal* Nr. 10, Wiley-VCH Verlag, Seite 41-47, 2006.
- [BNL14] Brookhaven National Laboratory Webseite. *The Physics of RHIC*
URL: <http://www.bnl.gov/rhic/physics.asp>
(Abruf am 02.08.2014)

- [NDS06] Basunia, M. S. *NuDat 2.6*. In: Nuclear Data Sheets 107, 3323, 2006.
- [Bor10] Borsanyi, S. et al. *The QCD equation of state with dynamical quarks*. In: JHEP 1011, S. 077, 2010.
- [BRR08] Blum, R., Riegler, W. und Rolandi, L. *Particle Detection with Drift Chambers*. Springer, 2. Auflage, 2008.
- [BRT12] Blume, C., Rabbertz, K. und Tapprogge, S. *Die starke Seite des LHC*. In: *Physik Journal* Nr. 4, Wiley-VCH Verlag, Seite 45-49, 2012.
- [CER12] CERN Pressemitteilung. *The first LHC protons run ends with new milestone*. Genf, 17.12.2012
URL: <http://press.web.cern.ch/press-releases/2012/12/first-lhc-protons-run-ends-new-milestone>
(Abruf am 04.08.2014)
- [CER13] CERN Webseite. *The history of CERN*.
URL: <http://timeline.web.cern.ch/timelines/the-history-of-cern/>
(Abruf am 12.07.2014)
- [CER14] CERN Service Grafik. *Overall view of the LHC. Vue d'ensemble du LHC*. 2014.
URL: <http://cds.cern.ch/record/1708849>
(Abgerufen am 04.08.2014)
- [CMS12] CMS Kollaboration. *Beobachtung eines neuen Teilchens mit einer Masse von 125 GeV*, CERN, 2012.
URL: https://cms-docdb.cern.ch/cgi-bin/PublicDocDB/RetrieveFile?docid=6116&filename=CMShiggs2012_DE.pdf
(Abgerufen am 30.09.2014)
- [COD14] Committee on Data for Science and Technology (CODATA). *The NIST Reference on Constants, Units, and Uncertainty*. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD, 2014.
- [Dem05] Demtröder, W. *Experimentalphysik 4: Kern-, Teilchen- und Astrophysik*. Springer, 2. Auflage, 2005.
- [Dom14] Dommach, M. *UHV Guidelines for X-Ray Beam Transport Systems (Technical Note)*. European X-Ray Free-Electron Laser Facility GmbH, Hamburg, 2014.
- [Dyb12] Dyba, S. *Simulation zur Gasverstärkung im ALICE-TRD und im Driftmonitor GOOFIE*. Diplomarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2012.
- [FUG12] FuG Elektronik GmbH. *Datenblatt*. Schechen, 2012.
- [GM09] Greiner, W. und Müller, B. *Gauge Theory of Weak Interaction*. Springer Verlag, 4. Auflage, 2009.
- [Gri09] Grimm, H. *Entwicklung eines Gassystems zur Ansteuerung, Überwachung und Qualitätskontrolle eines ALICE TRD Supermodules*. Diplomarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2009.
- [Hei13] Heine, N. *Persönliche Korrespondenz und Fotos*. Westfälische Wilhelms-

- Universität Münster, 2013-2014.
- [Hin08] Hinterberger, F. *Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik*. Springer, 2. Auflage, 2008.
- [HS69] Hoffmann, C. R. und Skarsgard, H. M. *Momentum-Transfer Cross Sections and Conductivity Ratios for Low-Energy Electrons in He, Ne, Kr, and Xe*. In: *Physical Review* Vol. 178, No. 1, Seite 168-175, 1969.
- [KAT05] KATRIN Kollaboration. *KATRIN Design Report 2004*. MS-KP-0501, 2005.
- [KB13] Klein-Bösing, C. *Study of the Quark-Gluon Plasma with Hard and Electromagnetic Probes*. Habilitationsschrift, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2013.
- [Koe] König GmbH Kunststoffprodukte. *Polyetheretherketon. Technische Daten*. URL: <http://www.koenig-kunststoffe.de/kompaktplatten/peek-polyetheretherketon/technische-daten-peek.html> (Abgerufen am 14.10.2014.)
- [Kra09] Krammer, M. *Detektoren zur Teilchenidentifikation*. Skript zur Vorlesung, Österreichische Akademie der Wissenschaften, 2009.
- [Kra12] Krawutschke, T. *E-Mail-Korrespondenz*. 2012-2013.
- [KRR14] Kramida, A., Ralchenko, Yu., Reader, J., and NIST ASD Team. *NIST Atomic Spectra Database (ver. 5.2)*. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD, 2014.
URL: <http://physics.nist.gov/asd>
(Abgerufen am 24.09.2014)
- [Lef09] Lefevre, C. *LHC: ein Leitfaden*. CERN Broschüre, 2009.
- [LEMO] LEMO Elektronik GmbH. *REHEL K/S: Rechteckige, mehrpolige Hochspannungs-Steckverbindung zum Einsatz in der Forschung*. <http://www.lemo.com/de/high-voltage-connector/rehel-ks> (Abgerufen am 13.10.2014)
- [LHC12] LHC Program Coordination. *LHC Luminosity Plots for the 2012 Proton Run*
URL: http://lpc.web.cern.ch/lpc/lumiplots_2012.htm
(Abgerufen am 05.08.2014)
- [LHC14] LHC Facts, 2014.
URL: <http://www.lhc-facts.ch/index.php?page=trd>
(Abgerufen am 30.09.2014)
- [Lid09] Liddle, A. *Einführung in die moderne Kosmologie*. Wiley-VCH Verlag, 2. Auflage, Seite 98f, 2009.
- [Lip00] Lippmann, C. *Aufbau und Inbetriebnahme eines Gasqualitätsmonitors für die HADES—Driftkammern*. Diplomarbeit, Johann Wolfgang Goethe—Universität Frankfurt, 2000.
- [M+07] Mantzaris, P., Markouzos, A., Mitseas, P., Petridis, A., Potirakis, S., Tsilis,

- M., Vassiliou, M. *The ALICE TRD - HV Distribution System*. ALICE DCS Workshop, CERN, November 2007.
- [M+07a] Mantzaridis, P., Markouizos, A., Mitseas, P., Potirakis, S., Tsilis, M., Vassiliou, M. *The TRD High Voltage Distribution System*. Universität Athen, undatiert (2007?).
- [M+08] Mantzaridis, P., Markouizos, A., Mitseas, P., Petridis, A., Potirakis, S., Tsilis, M., Vassiliou, M. *A High Voltage Distribution System for the ALICE Transition Radiation Detector*. ALICE-INT-2008-006 version 1.0, 2008.
- [Mar95] Markert, C. *Driftgeschwindigkeitsmessung zur Gasüberwachung im NA49-Experiment*. Diplomarbeit, Johann Wolfgang Goethe—Universität Frankfurt, 1995.
- [MES] ME-Meßsysteme GmbH. *CAN Bus Grundlagen*. Hennigsdorf.
URL: <http://www.me-systeme.de/canbus.html>
- [Mer07] Merziger, G. et al. *Formeln + Hilfen zur Höheren Mathematik*. Binomi Verlag, 5. Auflage, 2007.
- [Mes06] Meschede, D. *Gerthsen Physik*. Springer Verlag, 23. Auflage, 2006.
- [PEAK] PEAK-System Technik GmbH. *PCAN-PCI, PCAN-USB, PCAN-Basic und PCAN-View*. Darmstadt, 2013.
URL *PCAN-PCI*: <http://www.peak-system.com/PCAN-PCI.207.0.html>
URL *PCAN-USB*: <http://www.peak-system.com/PCAN-USB.199.0.html>
URL *PCAN-Basic*: <http://www.peak-system.com/PCAN-Basic.239.0.html>
URL *PCAN-View*: <http://www.peak-system.com/PCAN-View.242.0.html>
- [Per00] Perkins, D. H. *Introduction to high energy physics*. Cambridge University Press, 4th ed., 2000.
- [Pit12] Pitz, N. *Gas system, gas quality monitor and detector control of the ALICE Transition Radiation Detector and studies for a pre-trigger data read-out system*. Dissertation, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt, 2012.
- [Pop11] Poppenborg, F. *A Drift Velocity Monitor for the ALICE TRD*. Diplomarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2011.
- [Pov13] Povh, B., et al. *Teilchen und Kerne*. Springer Verlag, 9. Auflage, 2013.
- [Rey99] Reygers, K. *Teilchenproduktion in ultrarelativistischen p+Pb- und Pb+Pb-Reaktionen*. Dissertation, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 1999.
- [Sau77] Sauli, F. *Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers*. CERN, 1977.
- [Sch14] Schmid, S. *Persönliche Gespräche*. Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2014.
- [Sta10] Stachel, J. *Physik V - Kern- und Teilchenphysik*. Skript zur Vorlesung, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 2010.
- [Vas07] Vassiliou, M. *Development and Performance of the High Voltage Distribution*

- System for the ALICE TRD.* XXVI Workshop on Recent Development in HEP, Olympia, 2008.
- [Ver10] Verhoeven, W. *Technische Zeichnungen des GOOFIE*. Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2010.
- [Weg08] Wegerle, D. *Ein Gasmonitor für den Übergangsstrahlungszähler des ALICE-Experimentes*. Diplomarbeit, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt, 2008.
- [Wei09] Weinheimer, C. *Kern- und Teilchenphysik I*. Skript zur Vorlesung, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2009.
- [Wei01] Weimann, I. *Messung von Drifteigenschaften von Ar- und Xe-haltigen Gasgemischen*. Diplomarbeit, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 2001.
- [Wen01] Wende, S. *Aufbau eines Systems zur Messung von Drifteigenschaften der Gasmischung für den ALICE TRD*. Staatsexamensarbeit, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 2001.
- [Win05] Windisch, D. *Implementation einer CAN-Schnittstelle in das Detector Control System (DCS) und Steuerung des High Voltage Distribution System (HVDS) für den ALICE-TRD am CERN*. Diplomarbeit, Fachhochschule Köln, 2005.

Abbildungsverzeichnis

2.1. $T\text{-}\varepsilon/T^4$ -Diagramm	12
2.2. Schematisches Phasendiagramm des Übergangs von hadronischer Materie zum Quark-Gluon-Plasma	13
2.3. Darstellung des zeitlichen Ablaufs einer Schwerionenkollision	14
3.1. Energieverlust-Diagramm	22
3.2. Schema der Erzeugung von Übergangsstrahlung	24
3.3. Energiespektrum der Röntgenphotonen mit und ohne Radiator	25
3.4. Energieverlust-Diagramm von Elektronen	26
3.5. Überblick über die Wechselwirkung von Photonen mit Materie	30
3.6. Strahlungslänge von Photonen in den Edelgasen Argon (Ar), Krypton (Kr) und Xenon (Xe).	31
4.1. $I\text{-}U$ -Kennlinie und Arbeitsbereiche für Gasdetektoren	33
4.2. Schematische Zeichnung einer Ionisationskammer	34
4.3. Schematische Zeichnung einer Vieldraht-Proportionalkammer	37
4.4. Schematische Zeichnung einer Driftkammer	38
5.1. Effektiver Wirkungsquerschnitt $\sigma(\varepsilon)$ und anteiliger Energieverlust pro Kollision Δ_ε in Argon und Methan (CH_4) als Funktion ihrer Energie	44
5.2. Driftgeschwindigkeit von Elektronen in verschiedenen Gasen	45
5.3. Driftgeschwindigkeit von Elektronen in verschiedenen Argon- CO_2 -Gasmischungen	46
5.4. Driftgeschwindigkeit und Diffusionskoeffizienten für den ALICE TRD	49
5.5. Anlagerungskoeffizient für Elektronen in verschiedenen Argon-/Xenon- CO_2 -Gasmischungen in Abhängigkeit vom elektrischen Feld	50
6.1. Schematische Übersicht der Beschleuniger am CERN	53
6.2. Schematische Übersicht der Experimente am LHC	54
6.3. Schematische (3D) Darstellung des ALICE-Detektors mit Beschriftung	56
6.4. Aufbau des TRD	60
6.5. Schematischer Querschnitt durch eine TRD-Kammer	62
6.6. Schematischer Querschnitt der Drahtgeometrie des TRD	63
6.7. Vergleich der TRD-Signale	63
7.1. Funktionsprinzip des GOOFIE	66
7.2. Isometrische und frontale technische Zeichnungen des GOOFIE Driftmonitors mit Bemaßung	70
7.3. Technische Zeichnung einer Elektrode im GOOFIE	71

7.4. Technische Zeichnung der Startzähler im GOOFIE	71
7.5. Foto und technische Zeichnung des Startzählers im GOOFIE	72
7.6. Technische Zeichnung des Halters für die Startzähler GOOFIE	73
7.7. Technische Zeichnung des Stoppzählers im GOOFIE	74
7.8. Schaltplan des GOOFIE	76
7.9. Blockdiagramm eines HVDS-Crates	80
7.10. Blockdiagramm einer HVD-Karte	81
7.11. Aufbau einer CAN-Nachricht im HVDS	83
7.12. Screenshot des HVDS Control Panels ohne geöffneten Kanal	88
7.13. Screenshot des HVDS Control Panels mit geöffneten Kanal	89
7.14. Topologie der vorgeschlagenen HV-Versorgung des GOOFIE	92
7.15. Schematische Darstellung des unteren Blindflansches mit Durchführungen für die HV- und Datenleitungen	94
A.1. Zusammenhang zwischen dem Winkel ϑ und der Pseudo-Rapidität η	101
A.2. Screenshot der Software PCAN-View	109
A.3. Screenshot des HVDS Control Panels mit drei geöffneten Kanälen nebeneinander	110
A.4. REDEL HV-Stecker mit 51 Pins	111

Tabellenverzeichnis

2.1. Standardmodell: Quarks	5
2.2. Standardmodell: Leptonen	5
2.3. Standardmodell: fundamentale Kräfte	6
3.1. Größen in der Bethe-Bloch-Formel	22
7.1. Parameter des HVDS	82
7.2. Standardwerte in einer Anode-HVDS	85
7.3. Wertetabelle für die vorgeschlagene Topologie	91
A.1. Wertetabelle für Spannungen und Widerstände im GOOFIE	103
A.2. Steuerkommandos für HVDS	106
A.3. Liste der Kanäle im verwendeten HVDS	108
A.4. Zuordnung der HV-Ausgänge (Pin) zum Kanal	111

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich vielen Personen, Freunden und Kollegen, meinen herzlichen Dank für die Unterstützung beim Fertigstellen dieser Diplomarbeit aussprechen.

Zunächst gilt mein Dank Herrn Prof. Dr. J.P. Wessels. Er hat mich nicht nur bereits als studentische Hilfskraft in seine Arbeitsgruppe aufgenommen und mir damit spannende und lehrreiche Jahre beim Bau der TRD-Supermodule ermöglicht, sondern mir auch die Möglichkeit gegeben, in seiner Arbeitsgruppe meine Diplomarbeit anzufertigen. Mehrere Aufenthalte am CERN haben mir die interessante Welt der internationalen Wissenschaft eröffnet. Dabei hatte ich die Chance, mit Menschen aus den verschiedensten Kulturen und Ländern in Kontakt zu kommen und viel zu lernen.

Außerdem danke ich Herrn Prof. D. Frekers für die freundliche Übernahme der Zweitkorrektur dieser Arbeit.

Ohne die tatkräftige Unterstützung von Dr. Bastian Bathan, der insbesondere in der Endphase unzählige Entwürfe gelesen und mit wertvollen Hinweisen geholfen hat, das Beste aus der Arbeit herauszuholen. Auch Roland Berendes und Norbert Heine danke ich für die Geduld und Hilfsbereitschaft, wenn mir etwas unklar war oder etwas kaputt gegangen ist. Für meine erste Programmiererfahrung und die großartige Hilfe beim Schreiben des HVDS Control Panels danke ich Sönke Schmid. Seine Erfahrung hat die Fehlersuche angenehm verkürzt und schlussendlich einen nutzerfreundlichen Quellcode erzeugt.

Für das Korrekturlesen und regelmäßige warme Mahlzeiten bedanke ich mich ferner bei den besten Nachbarn, die ich mir wünschen könnte, Timo und Beate Kleinwechter, und bei meiner Freundin Stephanie Kleindopp. Auch Friedrich Bach, Martin Kohn, Ninja Schmiedgen und Dr. Andreas Selinger haben unzählige Grammatik-, Komma- und Rechtschreibfehler gefunden, mich auf passende DIN Normen hingewiesen und dabei geholfen, den roten Faden nicht zu verlieren. Martin Kohn gilt mein besonderer Dank für die regelmäßige Motivation.

Natürlich wäre diese Arbeit nie ohne die Unterstützung meiner Familie möglich gewesen. Meine Eltern haben mich von Beginn des Studiums unterstützt, wo sie nur konnten. Für den Spaß und die tolle Zeit während des Studiums haben meine Freunde gesorgt: Michael, Sönke, Sune, Pascal, Beate, Timo, Volker, Tim, Christina, Jens und Matthias und viele andere mehr.

Eigenständigkeitserklärung

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

(Münster, 15. Oktober 2014 Markus Tegeder)